

Werk

Jahr: 1970

Kollektion: fid.geo

Signatur: 8 Z NAT 2148:36

Digitalisiert: Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

Werk Id: PPN101433392X_0036

PURL: http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X_0036

Übergeordnetes Werk

Werk Id: PPN101433392X

PURL: <http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X>

OPAC: <http://opac.sub.uni-goettingen.de/DB=1/PPN?PPN=101433392X>

Terms and Conditions

The Goettingen State and University Library provides access to digitized documents strictly for noncommercial educational, research and private purposes and makes no warranty with regard to their use for other purposes. Some of our collections are protected by copyright. Publication and/or broadcast in any form (including electronic) requires prior written permission from the Goettingen State- and University Library.

Each copy of any part of this document must contain these Terms and Conditions. With the usage of the library's online system to access or download a digitized document you accept the Terms and Conditions.

Reproductions of material on the web site may not be made for or donated to other repositories, nor may be further reproduced without written permission from the Goettingen State- and University Library.

For reproduction requests and permissions, please contact us. If citing materials, please give proper attribution of the source.

Contact

Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen
Georg-August-Universität Göttingen
Platz der Göttinger Sieben 1
37073 Göttingen
Germany
Email: gdz@sub.uni-goettingen.de

Zeitschrift für Geophysik

Band 36

1970

Heft 1

Inhaltsverzeichnis

Übersichtsartikel: BOLLE, H.-J.: Satellite Techniques for Observing Water Vapor-Height Profiles	1
ACHTERMANN, E., S. C. FREDEN and D. HOVESTADT: Time Variation of Low Energy Protons in the Inner Radiation Belt	27
SIEBERT, M.: Solarer Wind und Halbjahreswelle der erdmagnetischen Aktivität	41
CUMME, G., R. KNUTH and C.-U. WAGNER: A Method for the Interpretation of Ionospheric Absorption Measurements during the Sunrise Effect in the D-Region	57
CZECHOWSKY, P., H. KOCHAN, G. LANGE-HESSE, H. LAUCHE und H. G. MÖLLER: Simultane Beobachtungen verschiedener ionosphärischer Phänomene während des erdmagnetischen Sturmes vom 31. Oktober bis 2. November 1968	77
Briefe an den Herausgeber:	
RÖWER, P.: Laufzeitanomalien von P-Wellen, beobachtet an den Stationen Stuttgart und Strasbourg	105
Buchbesprechungen	111



PHYSICA - VERLAG · WÜRZBURG

ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

als zweimonatliche Publikation herausgegeben im Auftrag der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft von

W. Dieminger, Lindau/Harz

und

J. Untiedt, Göttingen (als Stellvertreter)

unter Mitwirkung von

B. Brockamp †, Münster i. W. — A. Defant, Innsbruck — W. Hiller, Stuttgart — K. Jung, Kiel — W. Kertz, Braunschweig — E. A. Lauter, Kühlungsborn — O. Lucke †, Berlin — H. Menzel, Hamburg — O. Meyer, Hamburg — F. Möller, München — St. Müller, Karlsruhe — 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 Maschinenschrift mit handschriftlich eingetragenen Formeln druckfertig einzureichen und gesondert die „Anweisung für den Setzer“ beizufügen, aus der zu ersehen ist, wie kursiver, gesperrter oder fetter Satz und griechische, gotische oder einander ähnliche Typen und Zeichen kenntlich gemacht sind (z. B. durch farbige Unterstreichung). Die Vorlagen für die Abbildungen sollen reproduktionsfertig (Tuschzeichnung) möglichst im Maßstab 2:1 eingesandt werden.

Die Zitate sollen entsprechend folgendem Beispiel angefertigt werden:

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

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

Anschrift der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft:

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

Bank: Neue Sparcasse, Hamburg 24/11528

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

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

Bezugspreis je Band (6 Hefte) 78,— DM, Einzelheft je nach Umfang. Abonnements verlängern sich jeweils um einen Band, falls keine ausdrückliche Abbestellung zum Jahresende vorliegt.

Gedruckt mit Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft.

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 Hildgund Holler, sämtlich Buchhändler in Würzburg. Kommanditistin: Gertrud Liebig, Würzburg

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

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1970

Satellite Techniques for Observing Water Vapor-Height Profiles¹⁾

By H.-J. BOLLE, München²⁾

Eingegangen am 11. März 1968

(In überarbeiteter Form am 18. Juni 1969)

Summary: Water vapor-height profiles can be derived from two different types of satellite measurements: firstly by analysing the spectrum of the outgoing thermal radiation, and secondly by measuring the absorption of solar radiation in the atmosphere.

The first method uses the remotely measured absolute intensities in the emission spectrum of the atmosphere. The vertical distribution of the emitting gas is inferred from these measurements with the aid of a mathematical inversion method. In a more direct approach this problem was first attacked by MÖLLER for TIROS II data. Because of the limited spectral resolution it is only possible to determine the humidity of one broad atmospheric layer in the upper troposphere from measurements obtained with filter radiometers of the MRIR (medium resolution infrared radiometer) type. More sophisticated procedures have been developed since then in order to infer vertical constituent distributions from measurements of high spectral resolution.

The second method uses the occultation technique, and is limited to sunset and sunrise conditions. The main absorption in an optical path tangential to the earth occurs in a layer of about 6 km thickness near the minimum distance between this optical path and the ground. Spectral regions for this experiment must carefully be selected, and very high spectral resolution is necessary to detect small amounts of water vapor. However, this technique is promising to give water vapor concentration even in mesospheric levels which are inaccessible by the emission method.

Zusammenfassung: Wasserdampf-Höhenprofile können durch Messungen von Satelliten aus auf zwei verschiedene Weisen gewonnen werden: Erstens durch Analyse des Spektrums der den Planeten verlassenden thermischen Strahlung und zweitens durch Bestimmung der Absorption von Sonnenstrahlung beim Durchgang durch die Atmosphäre.

Die erste Methode verwendet die am Orte des Satelliten gemessenen absoluten Intensitäten im Emissionsspektrum der Atmosphäre. Daraus erhält man die vertikale Verteilung des emittierenden Gases mit Hilfe mathematischer Inversionsmethoden. Durch Anwendung eines direkteren Verfahrens hatte MÖLLER diese Möglichkeit zuerst am Beispiel von Daten aufgezeigt, die mit dem Satelliten TIROS II gewonnen worden waren. Wegen der begrenzten

¹⁾ Vom Vorstand der DGG erbetener Übersichtsartikel.

²⁾ Dr. Hans-Jürgen BOLLE, Meteorologisches Institut d. Universität München, 8 München 13, Amalienstr. 52/III.

spektralen Auflösung läßt sich aus Messungen mit Infrarot-Radiometern mittlerer Auflösung (MRIR) nur die Feuchtigkeit in einer ausgedehnten Schicht der oberen Troposphäre bestimmen. Inzwischen sind jedoch verfeinerte Methoden ausgearbeitet worden, die es auch erlauben, die vertikale Verteilung atmosphärischer Gase aus Messungen mit hoher spektraler Auflösung abzuleiten.

Die zweite Methode benutzt die Okkultationstechnik und ist dadurch nur bei Sonnenaufgang und Sonnenuntergang anwendbar. In einem tangential zur Erde verlaufenden optischen Weg wird der überwiegende Teil der Sonnenstrahlung in einer etwa 6 km hohen Schicht nahe dem Minimalabstand vom Boden absorbiert. Die in einem solchen Experiment zu verwendenden Spektralbereiche müssen sorgfältig ausgewählt werden und eine hohe spektrale Auflösung ist notwendig, um noch kleine Wasserdampfmenngen nachweisen zu können. Mit Hilfe dieser Technik sollte jedoch der Wasserdampfgehalt bis in die Mesosphäre hinein meßbar sein.

1. Introduction

The continuous sensing of the water vapor concentration in the atmosphere and its variations in space as well as in time is one of the principal tasks of meteorology in the age of satellite exploration. The reasons for this desire are easily recalled.

Water vapor is the most variable of all minor constituents of the atmosphere and is thus involved in many of the meteorological processes (see Table 1):

1. The water vapor is regulating the heat budget of the lower atmosphere by absorbing and emitting infrared radiation, and by condensation as well as evaporation processes. The inclusion of these effects in the mathematical model of the atmosphere promises improvements of numerical forecast capabilities.
2. Changes of tropospheric and lower stratospheric moisture are indicators for air mass boundaries, and for vertical convection.
3. The humidity of the stratosphere and mesosphere affects the radiation balance of these levels, and plays a rôle in the photochemistry of the upper atmosphere.

The humidity of the lower atmosphere up to the tropopause is relatively well known by routine soundings. However, there exist large gaps over the oceans. Much more difficult is the determination of stratospheric and mesospheric moisture by direct methods. In the application of hygrometers, mass spectrometers, and spectroscopic methods from balloons or rockets always contamination, radiation errors as well as effects of the individual instruments have carefully to be considered, and only sporadic measurements from a small number of fixed sites are possible. Satellite observations have the great advantage to give global observations with one and the same instrument, and much more geographical fine structure, when the problem of remote sensing is solved satisfactorily.

Satellite observations of water vapor are only possible by radiometric measurements in the infrared or in the microwave region. Performance and interpretation of such measurements require a detailed quantity of knowledge about water vapor and its infrared spectrum. The activity in this field was to a good deal pushed forward by GATES who made the first attempt to measure the spectrum of the stratosphere from a balloon [GATES, MURCRAE, SHAW and HERBOLD 1958].

Table 1: Atmospheric phenomena linked to water vapor distribution.

REGION	PROCESSES AFFECTED BY WATER VAPOR	PROCESSES AFFECTING WATER VAPOR DISTRIBUTION	CLOUDS
MESOSPHERE	HEAT BUDGET UV AND IR ABSORPTION IR EMISSION OH-EMISSION THROUGH $O(1D)+H_2O \rightarrow 2OH$ O_3 - CONCENTRATION (?)	DIFFUSION PHOTOCHEMICAL REACTIONS GENERAL CIRCULATION AND WAVE MOTIONS	NOCTILUCENT
STRATOSPHERE	THERMODYNAMIC EQUILIBRIUM ABSORPTION AND EMISSION OF IR RADIATION	LARGE SCALE MIXING , TRANSPORT	NACREOUS
TROPOSPHERE	THERMODYNAMIC EQUILIBRIUM ABSORPTION AND EMISSION OF IR RADIATION	CONDENSATION EVAPORATION PRECIPITATION CONVECTION ADVECTION	ICE AND WATER

This experimental work was continued by MURCRAY [MURCRAY, WILLIAMS, and LESLIE 1960], and was supported by extensive laboratory studies of the water vapor absorption spectrum [HOWARD, BURCH, and WILLIAMS 1956; PALMER 1957, 1960; BURCH, GRYVNAK, SINGLETON, FRANCE, and WILLIAMS 1962; BURCH, GRYVNAK and PATTY 1965; BURCH and GRYVNAK 1966; SAKAI 1964; OPPENHEIM and GOLDMAN 1966; PRINZ 1968]. At the same time most essential progress was made in the theoretical understanding of the spectrum [ANDERSON 1949; YAMAMOTO and ONISHI 1949, 1951; HERZBERG 1962; TSAO and CURNUTTE 1962; BENEDICT and KAPLAN 1959, 1964; GATES, CALFEE, HAUSER, and BENEDICT 1964; BENEDICT and CALFEE 1967], and in the theory of radiative transfer [CURTIS and GOODY 1956, GOODY 1964].

In this survey we will discuss the state of the art of two different experimental approaches: The first utilizing the emission, the second the transmission technique.

2. Emission Measurements

If a spectral radiometer looks down from a satellite into the atmosphere within spectral intervals where water vapor absorbs and emits infrared radiation, e.g. in the 6.3 micron band or the pure rotational spectrum beyond 16 micron, it will receive more or less radiation energy depending on whether the source—in our case the water vapor—is concentrated in warmer or colder levels of the atmosphere. Let us first consider a detector which is sensitive in a broad spectral band. In this case only the emission of the troposphere is of importance. A dry atmosphere is then associated with strong emission because lower and warmer levels of the atmosphere near the ground contribute strongly. A large amount of humidity in higher and colder levels create small radiation signals, because the emission of the lower levels is screened by these higher layers. With the MRIR (Medium Resolution Infrared Radiometer) there are observed patterns like those shown in Figures 1 and 2 from NIMBUS III. The picture of the 6.5–7.0 micron channel (the center of one of the ν_2 H₂O branches) differs in some details from the simultaneous measurement in the 10–11 micron region which shows the bright cloud structure against the strong emitting dark ground. Though most of the structure to be seen in the 6.7 micron channel is due to high clouds (> 6 km), some of the brighter spots lead to the conclusion that the clouds are accompanied by clusters of water vapor at higher levels, and that the dark areas between these spots show dry spaces of subsiding air. This was especially obvious during orbit 391 of NIMBUS II. Here the hurricane Alma (1966) was already in the decaying stage with lower and warmer clouds (to be recognized in the 10–11 micron channel) but still high humidity at higher levels indicated by the bright picture in the water vapor channel. The spiral of the vortex was clearly to be seen with a dry band wound up several times in the storm [NORDBERG, McCULLOCH, FOSHEE and BANDEEN 1966]. A similar example is given in Fig. 2. The gray scale of the pictures can directly be calibrated into equivalent black body temperatures and from these temperatures the height of the emitting water vapor layer can be deduced if the temperature profile of the atmosphere is known.

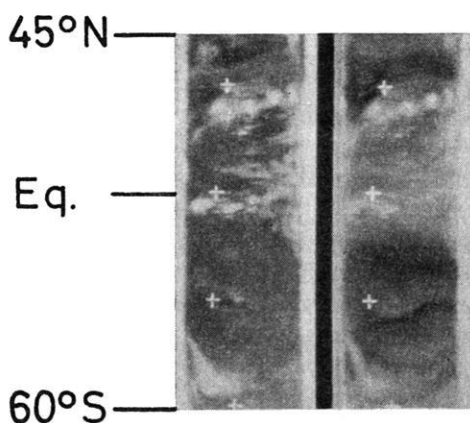


Fig. 1. Section of MRIR-picture from NIMBUS III, 7. 7. 1969, 18.10.—18.42 GMT (local night). Left part 10—11 μ channel, right part 6.5—7 μ channel. The strip ranges from approximately 60°E to 90°E at the equator. It shows an area with broken clouds and mostly high water vapor concentration at elevated levels (bright areas in the right picture) but marked subsidence zones (dark bands) of dry air in between. Courtesy A. W. McCULLOCH, GSFC.

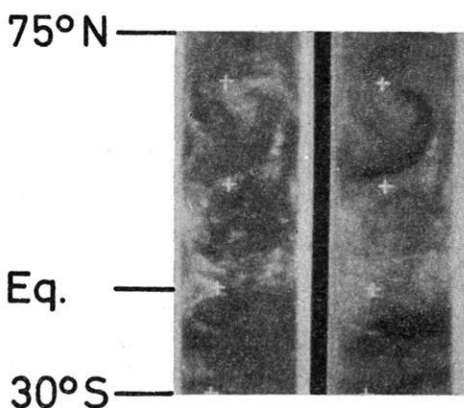


Fig. 2. Section of MRIR-picture from NIMBUS III, 18. 7. 1969, 16.05—16.37 GMT (local night). Left part 10—11 μ channel, right part 6.5—7 μ channel. The strip ranges from approximately 90°E to 120°E at the equator. A decaying vortex with humid air at elevated levels can clearly be distinguished between 30°N and 60°N. A band of dry air is wound up into the cyclone. Another area of subsiding air can be distinguished at 10°S, 95°E to 115° south of Sumatra and Java. Courtesy A. W. McCULLOCH, GSFC.

Let us now assume a cloud-free atmosphere with an uniform relative humidity and a known lapse rate. For this case MÖLLER [1961] could show, by computing various models, that the equivalent emission temperature in the 6.5 micron channel is mainly

a function of relative humidity and surface temperature, but depends only slightly on the actual atmospheric temperatures. Based on this simple model MÖLLER [1962] worked out a method to infer the relative humidity from measured radiances. The principle of this method is demonstrated in Figure 3 where the emission function is plotted against height for 100% and 5% humidity. The area under these curves gives the emitted radiance, which is regarded as a function of the mean relative humidity in the 5–15 km layers only. No radiation of the earth's surface penetrates through the atmosphere in the considered spectral region of the 6.3 micron water vapor band. This situation can be different if high clouds are present. One and the same measured radiance may then suit a dry atmosphere with a cold cloud top as well as a humid atmosphere with a warm cloud top. To make a decision between these possibilities a second independent measurement is necessary which MÖLLER found in the 8–12 micron channel that gives the nearly genuine surface temperature. The method has further been developed by RASCHKE [1965] for TIROS III observations. The work culminated in quasi-global representations of mean relative humidity in the upper troposphere,

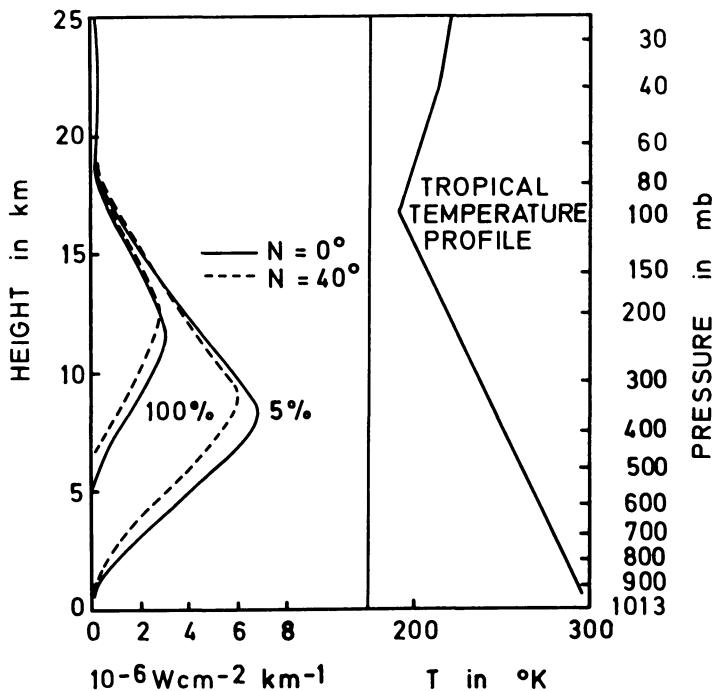


Fig. 3: Emission function for channel 1 (6.3 ± 0.5 micron) of TIROS IV in a tropical model atmosphere with constant relative humidity (100% and 5%). After RASCHKE and BANDEEN [1966].

and the determination of the water vapor mass above 500 mb for six months from TIROS IV measurements by RASCHKE and BANDEEN [1966]. Figures 4 and 5 show examples of this serie.

On principle it is not possible to derive from measurements in one spectral channel only a more detailed picture of the vertical water vapor distribution than one mean value for the upper troposphere. Spectral measurements with high resolution as firstly proposed by HANEL [1965] and presently obtained from NIMBUS III give a much more detailed picture of the water vapor emission spectrum, and offer therefore the possibility to apply more sophisticated mathematical inversion methods to water vapor distribution. The problem has recently been formulated by CONRATH [1966, 1967, 1968]. The spectral radiance N_v reaching the satellite is given by

$$N_v = \int_{h_\infty}^{h_0} \frac{\partial B_v [T(h)]}{\partial h} \tau_v [m(h, h_\infty)] dh \quad (1)$$

where B is the PLANCK function, T the temperature, τ the transmission function, ν the wavenumber, h the height, and $m(h, h_\infty)$ the water vapor mass between the height h and the top of the atmosphere, which has to be inferred. Ground contribution has been neglected in equation (1) for simplicity. With $m(h, h_\infty) = u(x)$ it follows

$$\tau_v [m(h, h_\infty)] = \tau_v [u(x)] = \tau_v [u_0(x)] + \left(\frac{\partial \tau}{\partial u} \right)_{u_0(x)} \delta u(x) \quad (2)$$

where $u_0(x)$ is a "first guess" at the solution. With x_s being the value of x at the surface, equation (1) can be written:

$$N_v = \int_0^{x_s} \frac{\partial B_v(x)}{\partial x} \tau_v [u_0(x)] dx + \int_0^{x_s} \frac{\partial B_v(x)}{\partial x} \left(\frac{\partial \tau_v}{\partial u} \right)_{u_0(x)} \delta u(x) dx. \quad (3)$$

x is the pressure P , $\log P$ or another single valued function of P . The problem reduces to the solution of

$$g_{0,v} = \int_0^{x_s} K_{0,v}(x) \delta u(x) dx \quad (4)$$

if the following abbreviations are used:

$$g_{0,v} = N_v - \int_0^{x_s} \frac{\partial B_v(x)}{\partial x} \tau_v [u_0(x)] dx \quad (5)$$

$$K_{0,v} = \frac{\partial B_v(x)}{\partial h} \left(\frac{\partial \tau_v}{\partial u} \right)_{u_0(x)} \quad (6)$$

From the first approximation $u_0(x)$ an initial weighting function can be derived. By an iterative process of setting

$$u_n(x) = u_{n-1}(x) + \delta_n u(x) \quad (7)$$

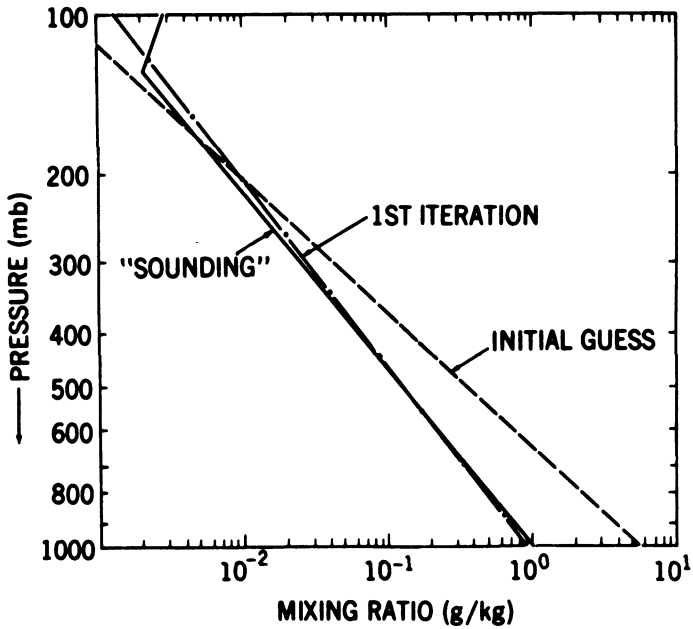
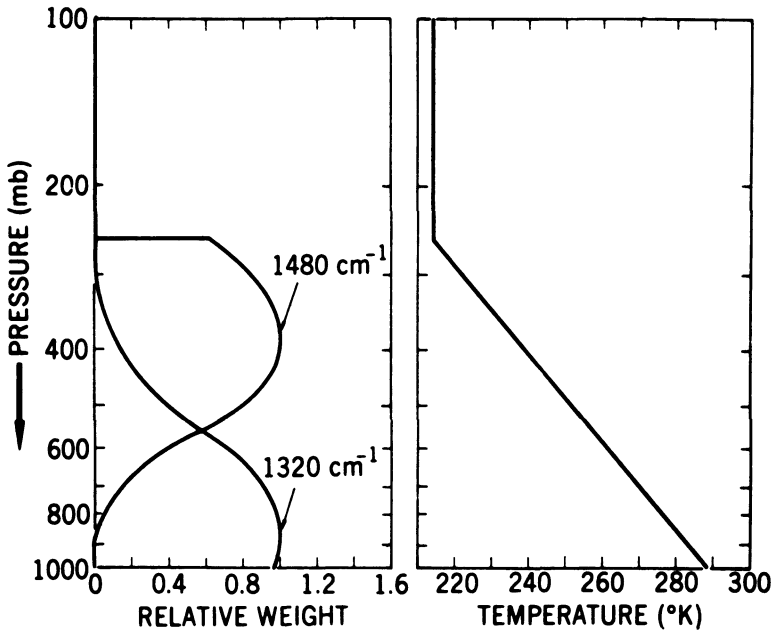


Fig. 6: Weighting functions and temperature profile employed by CONRATH [1967] in the water vapor inversion (upper part). The resulting inversion of synthetic data is shown in the lower figure.

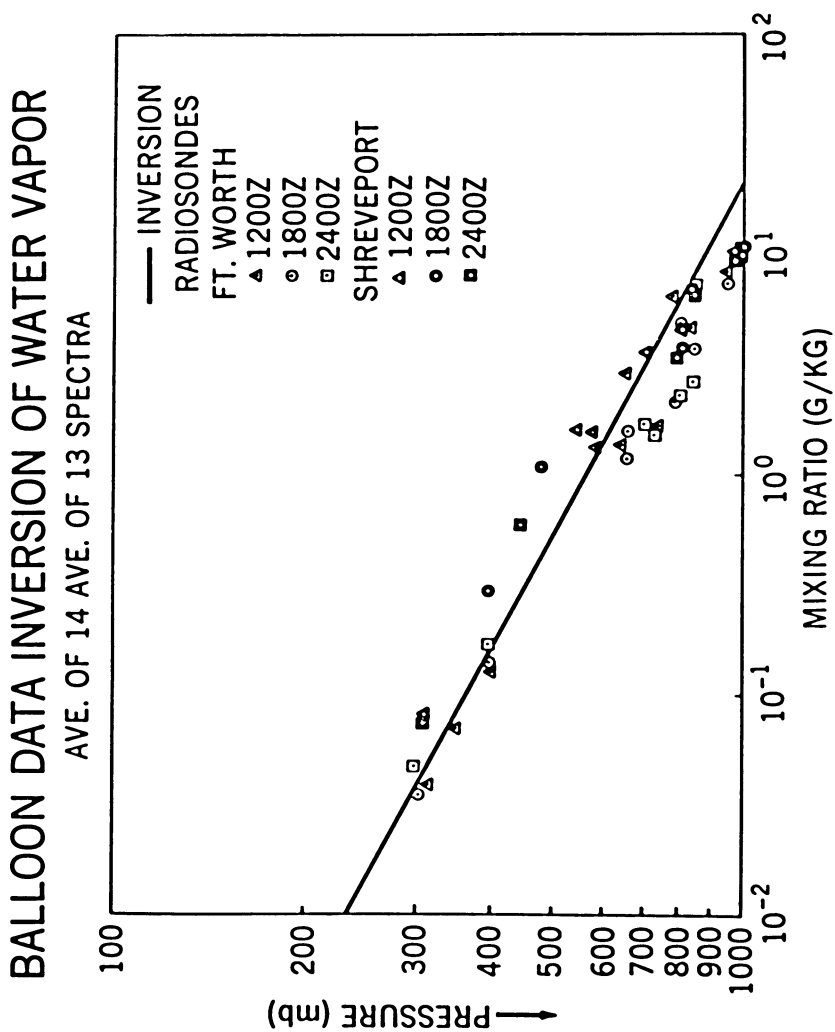


Fig. 7:

Water vapor inversion of IRIS balloon data. Radiosonde data from nearby stations are shown for comparison. After CONRATH [1967].

equation (4) can in principle be solved for as many parameters (e.g. mixing ratio in different levels or gradients) as measurements in spectral regions with different weighting functions are available. However, the precision of the measurements sets severe limits to the number of available informations. The solution becomes more and more instable with increasing numbers of inferred parameters if the experimental error is not infinitely small.

Figure 7 shows the water vapor mixing ratio which was inferred from balloon-borne interferometer-spectrometer measurements, using a very simple two-parameter model (Fig. 6) of the water vapor distribution:

$$q(P) = q_s \left(\frac{P}{P_s} \right)^r, \quad (8)$$

where $q(P)$ is the mixing ratio at pressure P , q_s the mixing ratio at surface pressure P_s , and r the pressure exponent of the mixing ratio. This notation is equivalent to

$$u(x) = u(P) = u_s \exp[-2.303(r+n+1) \log(P/P_s)] \quad (9)$$

with $u_s = q_s P_s / g(r+n+1)$. n is the pressure exponent for the reduced absorber mass, this reduction being necessary because of the dependency of linewidth on pressure. q_s and r are the parameters to be determined.

There are different other mathematical constituent inversion methods proposed (see e.g. KING [1963], SMITH [1967, 1968], KUHN and McFADDEN [1967]), but the discussion of these methods lies beyond the scope of this review. It shall be sufficient to state here that constituent inversion is possible, and has already been applied to the tropospheric water vapor. A difficulty exists for the isothermal region in the lower stratosphere, because here a change in humidity does not have much influence in the effective radiation temperature. Only the total amount of water vapor can be derived for isothermal layers, if channels with weighting functions below and above this layer are provided.

The stratospheric water vapor can only be considered if measurements are made in very narrow spectral intervals of high absorption as occur in the center of the pure rotation band. It is therefore highly recommended to extend spectral measurements to wavenumbers down to 200 cm^{-1} or less. These longer wavelengths may also be favoured because of the following reasons: (i) the influence of atmospheric dust decreases with increasing wavelength, and (ii) the longer wavelengths are less affected by the emission of other atmospheric constituents. The 6.3 micron water vapour band is superimposed by CH_4 , N_2O , and O_3 bands, and an emission of still unknown origin (PICK and HOUGHTON [1968]). Figure 9 shows the emission spectrum to be expected from different model atmospheres as shown in Figure 8, around 202 cm^{-1} wavenumber with a magnification of the part around the very strong lines near 202.67 cm^{-1} in Figure 10. Figure 11 gives the weighting function for different bandwidths. The variation of the weighting functions in different atmospheres is demonstrated in Figure 12.

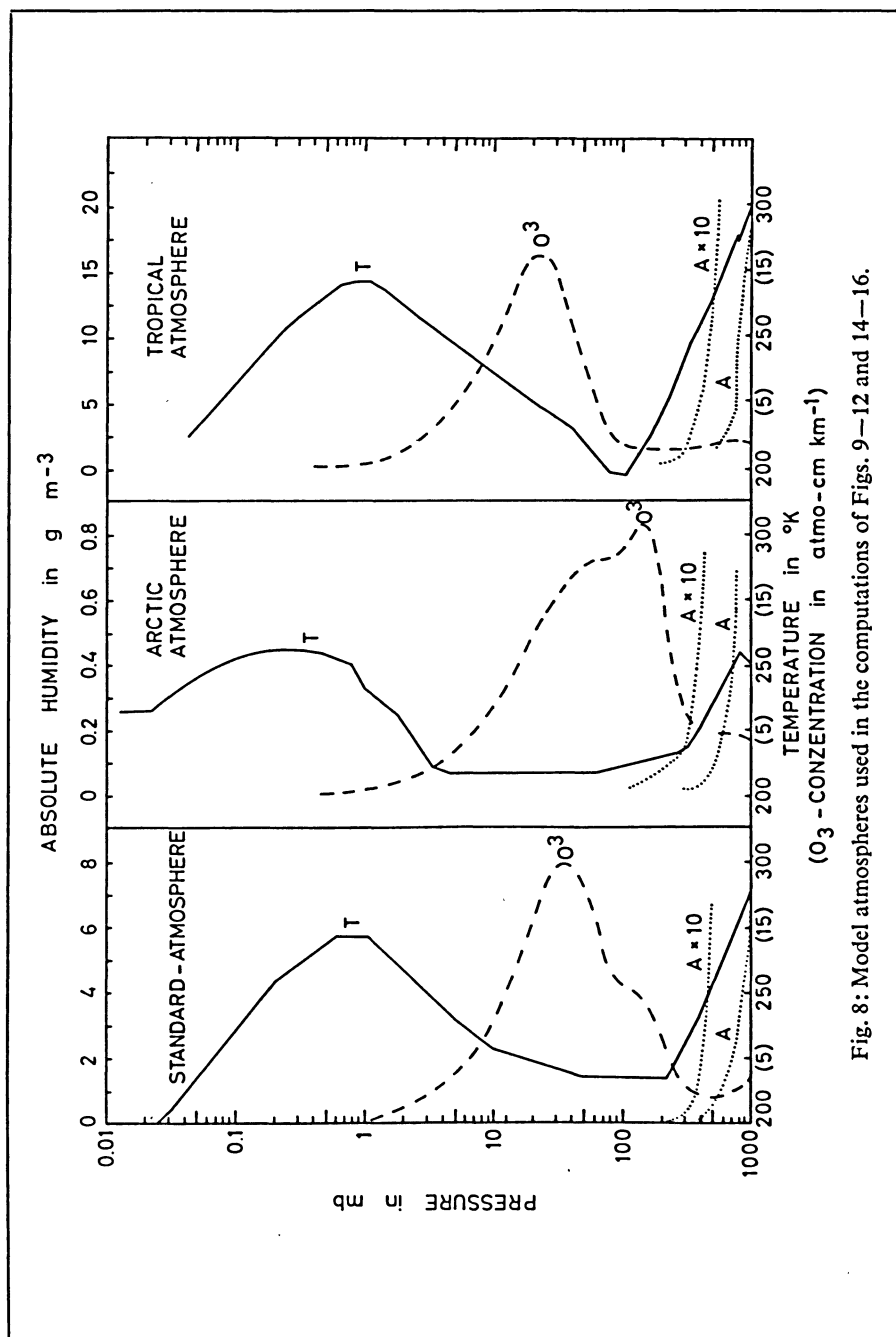


Fig. 8: Model atmospheres used in the computations of Figs. 9—12 and 14—16.

At higher levels than approximately 30 km, however, the emission is concentrated to such narrow intervals in the cores of the strongest lines that its measurement is hopeless with the techniques in practice. The selective filter method of HOUGHTON [1961] and SMITH [SMITH and PIDGEON 1964] seems to be very difficult to apply for water vapor because condensation and evaporation in the cell would probably cause severe trouble.

3. Transmission Measurements

In the stratosphere and perhaps also in the mesosphere another technique is promising for the future: the occultation experiment. The principle is demonstrated in Figure 13. In this experiment the sun is taken as source for a measurement of the atmospheric transmission in an optical path tangential to the earth. In the long optical paths obtained in this way a small water vapor concentration still gives a measurable absorption. The measurement, however, is restricted to sunrise and sunset. The method was first proposed for O_3 by FRITH [1962].

The inversion of the data is strongly facilitated if one can choose spectral regions where the temperature has a negligible effect on the transmission functions [BOLLE 1965]. Such regions occur for lines of distinct rotational transitions. One of the most prominent line groups which satisfies this condition consists of the three strongest

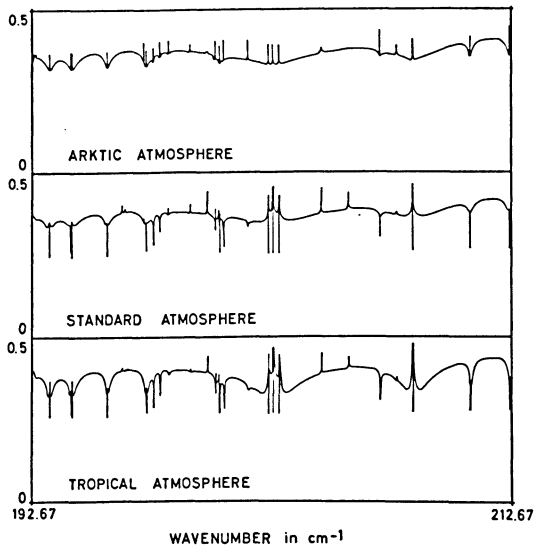


Fig. 9: Computed emission spectra of atmospheric water vapor in the 193–213 cm^{-1} region for the three model atmospheres of Fig. 8 in the sequence arctic, standard and tropical atmosphere. Water vapor mixing ratio is $10^{-5} \text{ g/g}_{\text{air}}$ for standard and tropical atmosphere, and $2 \cdot 10^{-6} \text{ g/g}_{\text{air}}$ for arctic atmosphere. Line data of BENEDICT and KAPLAN [1963] have been used.

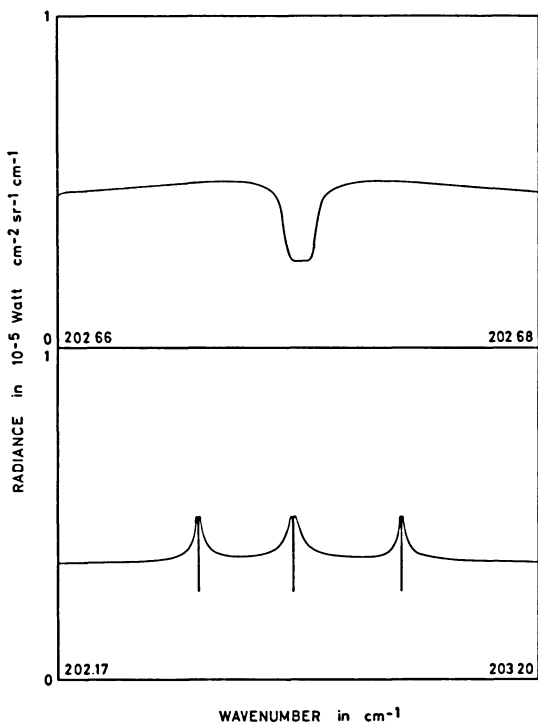


Fig. 10: Computed emission of atmospheric water vapor near 202.67 cm^{-1} from a standard atmosphere into space. Data from Fig. 9 in extended wavenumber scale.

water vapor lines between 202.46 and 202.97 cm^{-1} . The computed transmission of a model atmosphere in this spectral interval for different minimum heights of the optical path above ground (see Figure 13) is shown in Figure 14. The Figure also demonstrates the height resolution obtainable without application of mathematical inversion methods: the weighting functions are plotted at the right side of the transmission spectra. They are concentrated around the point of minimum height and their half widths reach from 0.5 to 6 km above this level. The equivalent widths of the strongest lines and line groups in the pure rotational band, the ν_2 and the ν_3 band, are given in Figures 15 and 16. From these figures it is obvious that the lines with the largest intensity do not always give highest absorption at high levels, because in the upper atmosphere not the LORENTZ-broadening but the DOPPLER-broadening is the dominant effect, and the DOPPLER-half width increases with the wavenumber. However, the transmission becomes nearly independent of absorbed mass in the transition region between collision and DOPPLER-broadening, and this transition occurs at lower levels for higher frequencies. This effect favours the longer wavelengths for measurements in the D-region.

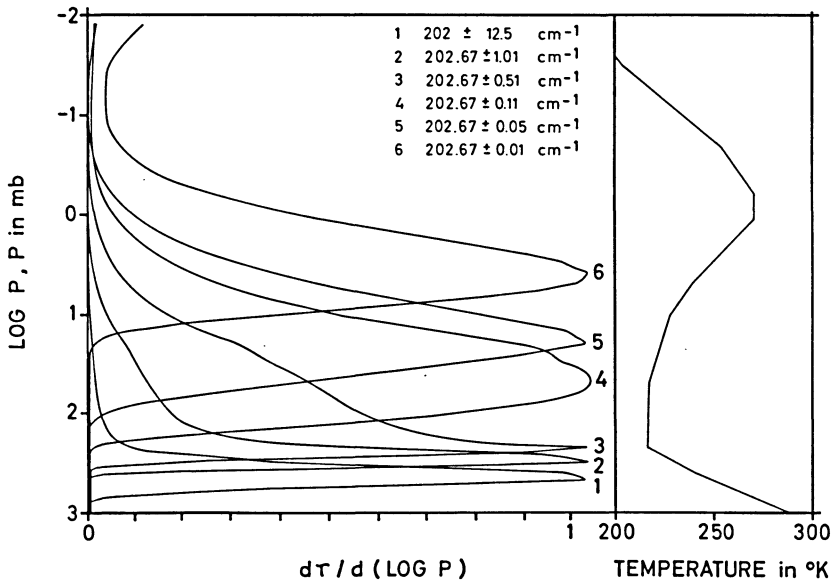


Fig. 11: Normalized weighting functions for emission of atmospheric water vapor in the 200 cm^{-1} region for different bandwidths. Standard atmosphere (see Fig. 8) with $10^{-5}\text{ g/g}_{\text{air}}$ water vapor in the stratosphere.

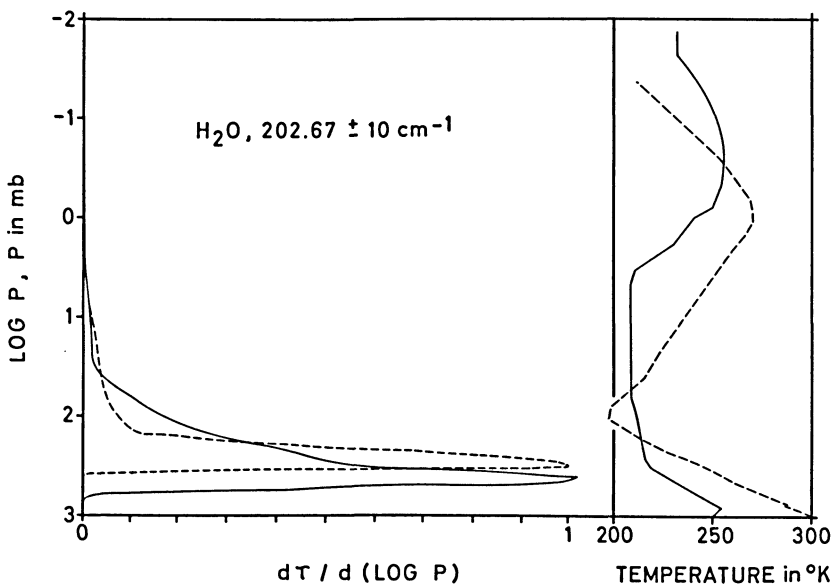


Fig. 12: Normalized weighting functions for emission of atmospheric water vapor in the $202.67 \pm 10\text{ cm}^{-1}$ region in an arctic and a tropical atmosphere. Stratospheric mixing ratio $2 \cdot 10^{-6}\text{ g/g}_{\text{air}}$ respectively $10^{-5}\text{ g/g}_{\text{air}}$.

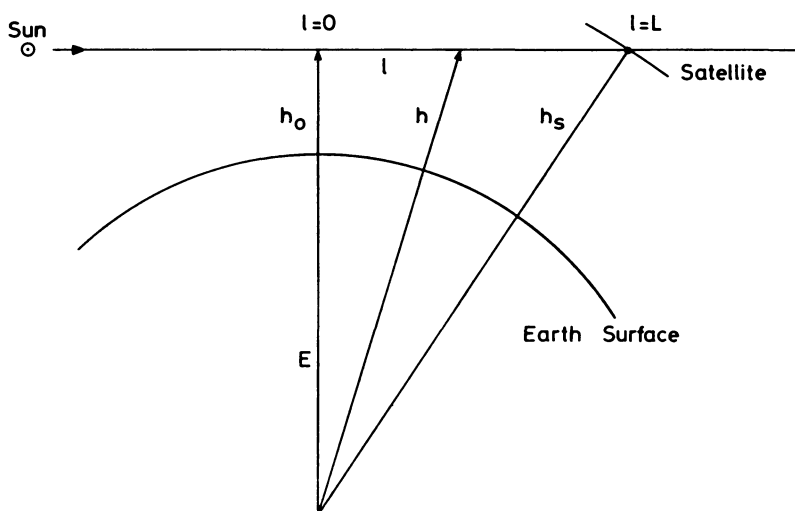


Fig. 13: Scheme of occultation experiment. H_0 is the minimum distance of the optical path from the earth surface.

The height limit for the application of the occultation technique is set by the spectral resolution as well as the available solar energy. The solar radiation is approximately that one of a black body of $6000\text{ }^\circ\text{K}$ in the near and medium infrared but seems to drop to $4500\text{ }^\circ\text{K}$ beyond 200 cm^{-1} [BEER 1966]. From this point of view near infrared wavelengths are superior to longer wavelengths, though the far infrared spectrum is less affected by other absorbers and scattering due to possibly existing aerosol layers. With the techniques in development it seems to be possible to measure equivalent line widths of 0.5 cm^{-1} to an accuracy of $1\text{--}2\%$, or to “detect” lines down to $\sim 0.01\text{ cm}^{-1}$ equivalent width. This will be enough to measure stratospheric water vapor to $\pm 10\%$ if the mixing ratio lies between $10^{-6}\text{ g/g}_{\text{air}}$ and $10^{-5}\text{ g/g}_{\text{air}}$. At 80 km the magnitude of water vapor concentration can still be determined if larger than $10^{-6}\text{ g/g}_{\text{air}}$. Table 2 summarizes some of the data on which this statement is based. A promising inversion method for this type of data has recently be developed [LATKA 1969], and its capability to invert simulated measurements has been demonstrated even with a strong inversion in the vertical water vapor distribution—like case 3 in Fig. 15. The instrument proposed for the measurements is a SISAM-type interferometer [CONNES 1959, 1960; VÖLKER 1969].

A problem exists in the proper alignment between the optical axis of a spectral radiometer and the solar pointing control necessary for this experiment. While the sun sensors are operating in absorption-free regions in the visible, the absorption measurement has to be done in very narrow spectral intervals of high absorption where large and rapid changes of the refractive index occur as demonstrated in Figure 17. This

Table 2: Requirements for the water vapor occultation experiment.

HEIGHT in km	PRESSURE in mb	H ₂ O - MASS IN OPTICAL PATH FOR MIXING RATIO 10 ⁻⁵ g/g _{air}	DETECTABLE H ₂ O - MASS			
			202 cm ⁻¹	3838 cm ⁻¹		
			FOR MEASURABLE EQUIVALENT WIDTH OF			
			0.01	0.1	0.01	0.1
			cm ⁻¹			
16	100		1.0 · 10 ⁻⁷	4.0 · 10 ⁻⁶	1.0 · 10 ⁻⁶	$\frac{2.0 \cdot 10^{-5}}{2.0 \cdot 10^{-5}}$
31	10	1 · 10 ⁻⁴	4.0 · 10 ⁻⁷	$\frac{4.0 \cdot 10^{-5}}{4.0 \cdot 10^{-5}}$	1.4 · 10 ⁻⁶	$\frac{2.0 \cdot 10^{-4}}{2.0 \cdot 10^{-4}}$
49	1	9 · 10 ⁻⁶	$\frac{4.0 \cdot 10^{-6}}{4.0 \cdot 10^{-6}}$	4.0 · 10 ⁻⁴	1.5 · 10 ⁻⁶	2.7 · 10 ⁻³
66	0.1	1 · 10 ⁻⁶	3.5 · 10 ⁻⁵	3.5 · 10 ⁻³	$\frac{1.5 \cdot 10^{-6}}{1.5 \cdot 10^{-6}}$	2.0 · 10 ⁻²
80	0.01	1 · 10 ⁻⁷	2.0 · 10 ⁻⁴	2.0 · 10 ⁻²	$\frac{1.5 \cdot 10^{-6}}{1.5 \cdot 10^{-6}}$	0.15
SOLAR FLUX in watts cm ⁻² cm			10 ⁻⁸		3 · 10 ⁻⁶	
NECESSARY AREA in cm ⁻² FOR COLLIMATOR OPTICS IF DETECTOR D [*] = 10 ⁻⁸ watts ⁻¹ HZ ^{1/2} AND PRECISION OF MEASUREMENT						
	1%		10 ⁴	10 ³	30	3
	10%		10 ³	10 ²	3	0.3

The missing number in the first line reads 0.06 g.

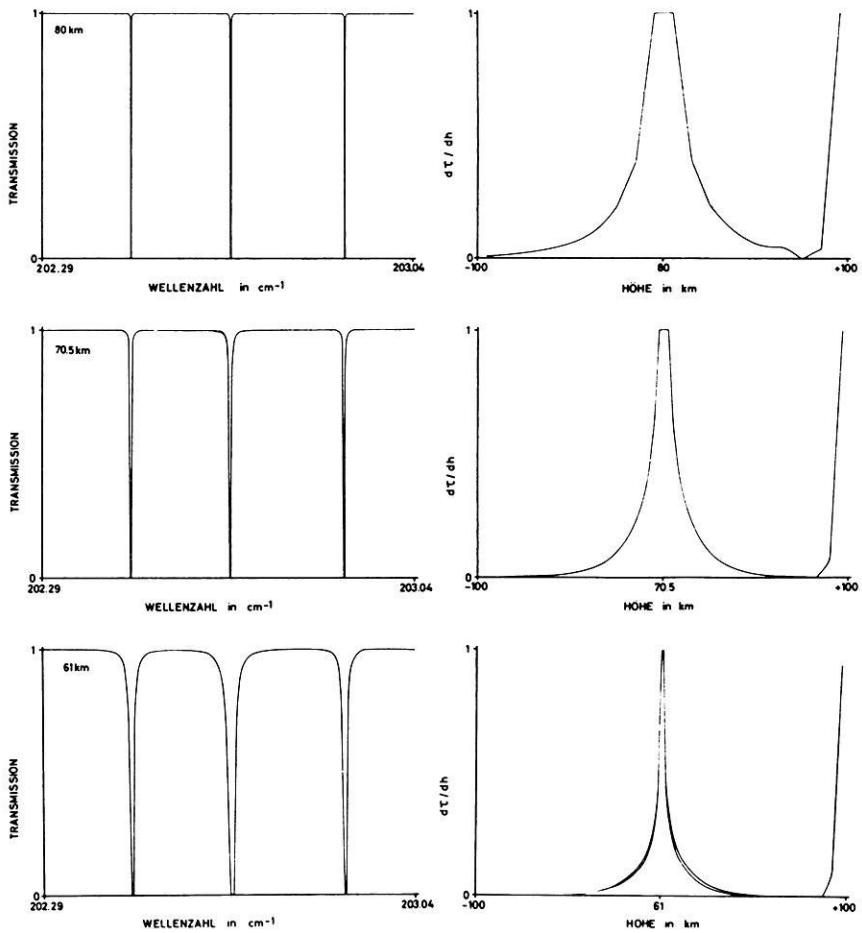
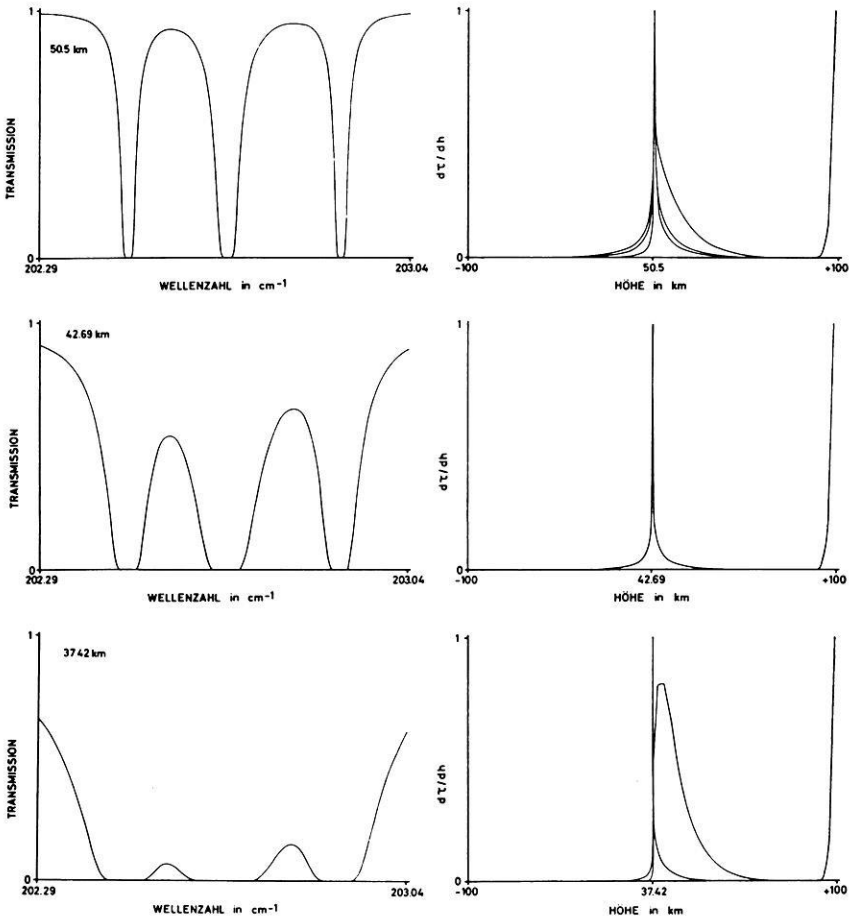


Fig. 14: Computed transmission spectra 202.29–203.04 cm^{-1} for occultation experiment conditions in dependence of minimum distance between optical path and earth surface. Water vapor mixing ratio $10^{-5} \text{ g/g}_{\text{air}}$, Standard Atmosphere. At the right side of each spectrum are monochromatic weighting functions for different wavenumbers in the central line. The weighting function at the extreme right corresponds always to the line center. The solar radiation comes from the right side. The minimum heights of the calculations are (from the upper left to the lower right): 80, 70.5, 61, 50.5, 42.69 and 37.42 km.



Zu Fig. 14.

effect leads to a deviation of the optical path near absorption lines which can affect the transmission measurement: the radiometer "looks" beside the sun around half-width distance from the line center. It can be neglected at higher levels. On the other hand proposals have been made to measure this refraction for lower lines of sight, and to use it as an independent method of water vapor determination.

4. Resumé and outlook

From high spectral resolution experiments presently flown on NIMBUS III the water vapor height profile can be inferred in a cloud-free atmosphere by at least a two parameter method. This offers the possibility to adjust e.g. the total amount and the

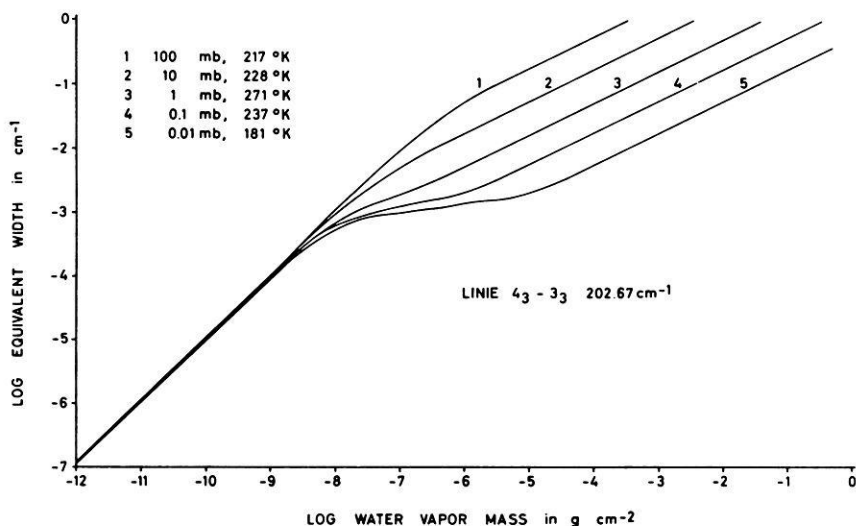
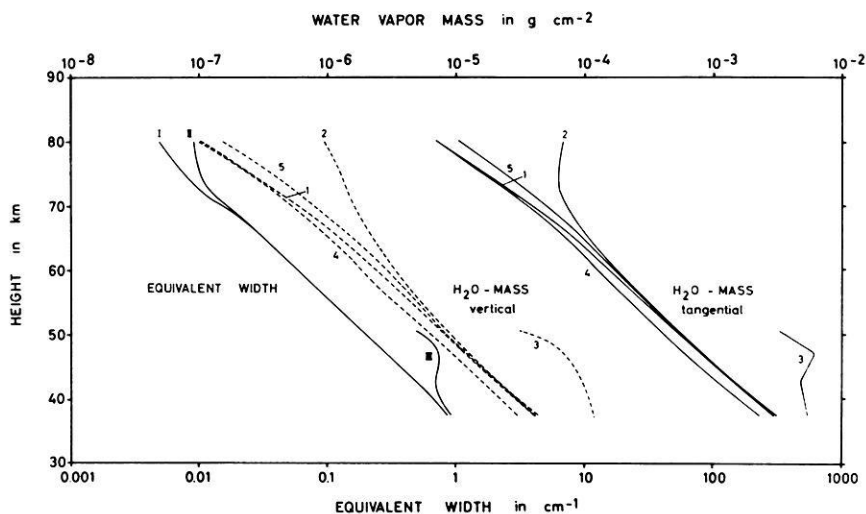


Fig. 15: Upper part: Equivalent width of the line group around 202.67 cm^{-1} in dependence of minimum height above ground (full lines labelled I, II, and III).

The corresponding water vapor mass above of the minimum height (dotted lines) as well as the total water vapor mass in the optical path (full lines) are given for the following cases:

- 1 Standard atmosphere with mixing ratio $10^{-5} \text{ g/g}_{\text{air}}$
- 2 same as 1, but mixing ratio $10^{-4} \text{ g/g}_{\text{air}}$ between 82 and 90 km
- 3 same as 1, but mixing ratio $10^{-4} \text{ g/g}_{\text{air}}$ between 47.40 and 52.43 km
- 4 constant temperature 180°K , mixing ratio $10^{-5} \text{ g/g}_{\text{air}}$
- 5 constant temperature 270°K , mixing ratio $10^{-5} \text{ g/g}_{\text{air}}$

I, II and III corresponds to the cases 1, 2 and 3.

Lower part: Curves of growth of the central line at 202.67 cm^{-1} for different heights.

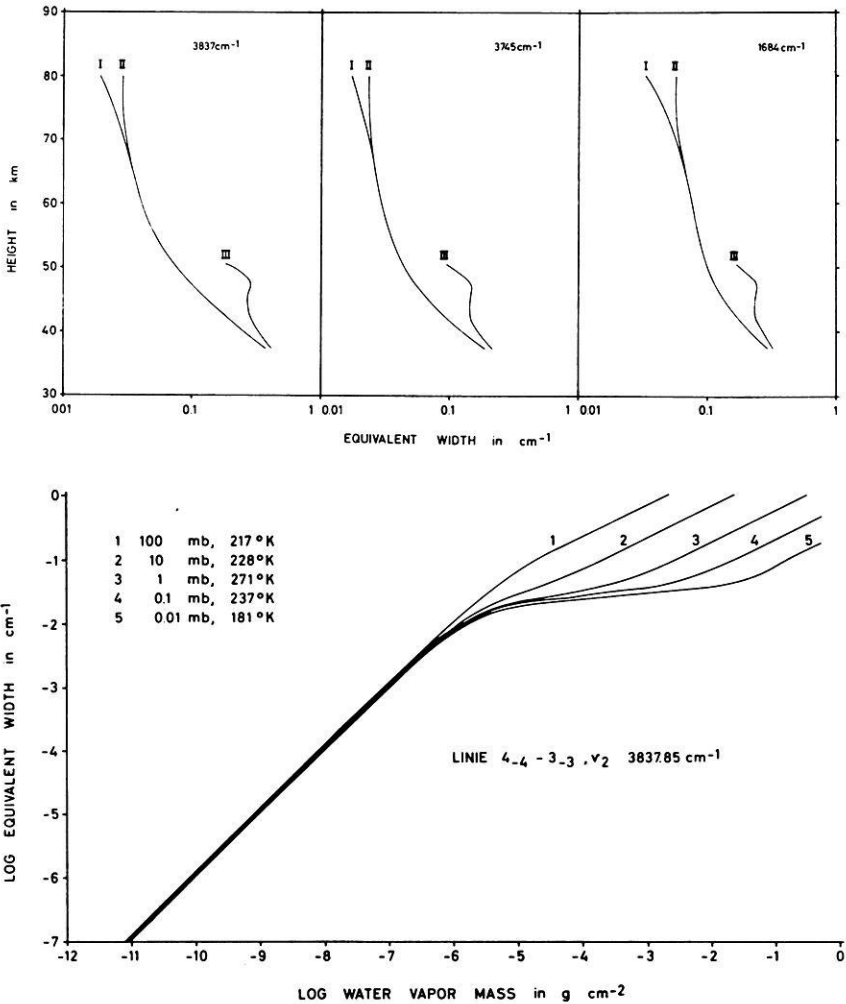


Fig. 16: Upper part: Equivalent widths of line groups at 3837 cm⁻¹, 3745 cm⁻¹ and 1684 cm⁻¹ for the models 1–3 as in Fig. 15.

Lower part: Curves of growth for a very strong line from these groups as indicated in the figure.

gradient for a given simple type of profile. Broad band radiometric measurements as made from early NIMBUS and TIROS satellites in one water vapor channel with a surface temperature reference give the relative humidity in the upper troposphere under the assumption that this quantity is constant within these levels. From these data the water vapor mass above the 500 mb level can be estimated.

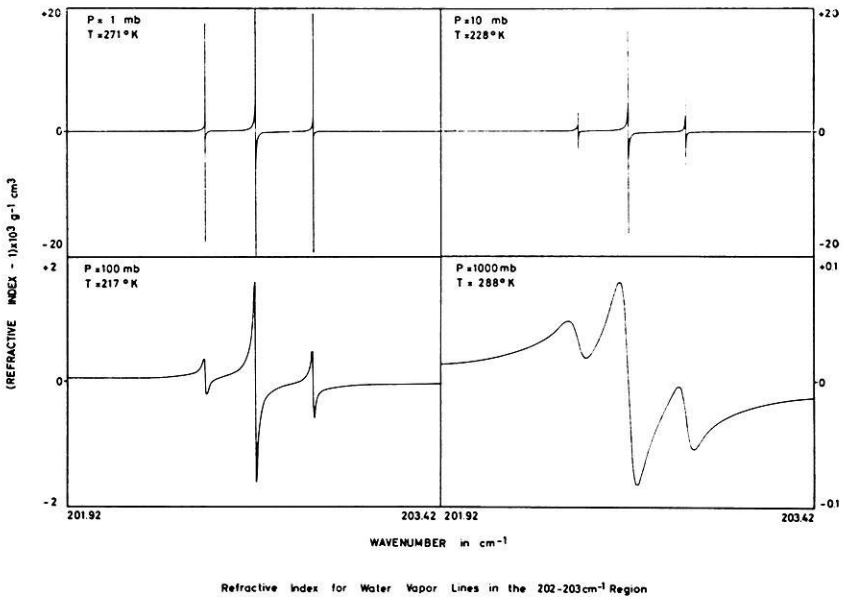


Fig. 17: Index of refraction in different heights for three lines around 202.67 cm^{-1} . The given numbers have to be multiplied with the actual density of the water vapor in g/cm^{-3} in order to be comparable with the standard definition of the index of refraction for air.

Promising for the future is the application of the emission method to multichannel narrow band measurements in the microwave region. Possible wavelength choices are around 1.35 cm or 0.164 cm where water vapor has distinct absorption lines. Most clouds will be transparent for these wavelengths. This technique will therefore also provide water vapor data below clouds. The development of appropriate instrumentation has been initiated in different countries.

Experimental and theoretical work is also in progress to monitor the water vapor at elevated levels above the tropopause at least at sunrise and sunset. However, this experiment requires a satellite with sun stabilization of a quality so far only achieved for the Orbiting Solar Observatory, and an instrument of high spectral resolution.

References

- ANDERSON, P. W.: Pressure broadening in the microwave and infra-red regions. *Phys. Rev.* 76, 647, 1949
- BEER, R.: Decrement of the solar continuum in the far infrared. *Nature* 209, 1226, 1966.
- BENEDICT, W. S., and R. F. CALFEE: Line parameters for the 1.9 and 6.3 micron water vapor bands. ESSA Professional Paper No. 2, 1967.
- BENEDICT, W. S., and L. D. KAPLAN: Calculation of line widths in H₂O-N₂ collisions. *J. Chem. Phys.* 30, 388—399, 1959
- : Calculation of line widths in H₂O-H₂O and H₂O-O₂ collisions. *J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer* 4, 543—469, 1964
- : Table of line intensities and half widths of the pure H₂O rotation band. Private communication of Dr. KAPLAN, 1963
- BOLLE, H.-J.: Stratospheric water vapor determination by absorption in single lines. *Beiträge z. Physik d. Atm.* 38, 41—50, 1965
- BURCH, D. E., D. A. GRYVNAK, E. B. SINGLETON, W. L. FRANCE and D. WILLIAMS: Infrared absorption by carbon dioxide, water vapor, and minor atmospheric constituents. *Opt. Phys. Lab. Proj. 8603 AFCRL-Report 62-698*, July 1962
- BURCH, D. E., D. A. GRYVNAK and R. R. PATTY: Absorption by H₂O between 2800 and 4500 cm⁻¹. *Philco Publ. No. U-3202*, Scientific Report, Contract NOnr 3560(00), 30. Sept. 1965
- BURCH, D. E., and D. A. GRYVNAK: Absorption by H₂O between 5045—14.485 cm⁻¹. *Philco Publication No. U-3704*, Scientific Report, Contract NOnr 3560(00), 31. July 1966
- CONNES, P.: Principe et réalisation d'un nouveau type de spectrometre interferentiel. *Rev. D'Optique* 38, 157—201 and 416—441, 1959, and 39, 402—436, 1960
- CONRATH, B. J.: On a mathematical formulation of the constituent inversion problem for planetary atmospheres. *NASA Report X-622-66-542*, October 1966
- CONRATH, B. J.: Inverse problems in radiative transfer: A review. *NASA Report X-622-67-57*, February 1967
- : On the estimation of relative humidity profiles from medium resolution infrared spectra obtained from a satellite. *NASA-Report X-622-68-225 Preprint*, June 1968
- CURTIS, A. R., and R. M. GOODY: Thermal radiation in the upper atmosphere. *Proc. Roy. Soc. A.*, 236, 193—206, 1956
- FRITH, R.: Meteorological satellites, future research projects. *WMO-Bulletin XI*, 202—205, 1962
- GATES, D. M., R. F. CALFEE, D. W. HAUSER and W. S. BENEDICT: Line parameters and computed spectra for water vapor bands at 2.7 micron. *NBS Monograph 71*, 1964
- GATES, D. M., D. G. MURCRAY, C. C. SHAW and R. J. HERBOLD: Near infrared solar radiation measurements by balloon to an altitude of 100000 feet. *J.O.S.A.* 48, 1010—1016, 1958
- GOODY, R. M.: Atmospheric radiation, I. Theoretical basis. Clarendon Press, Oxford, 1964

- HANEL, R. A., and L. CHANEY: The infrared interferometer spectrometer experiment (IRIS), Vol. II. Meteorological Mission. NASA X-650-65-75, 1965
- HERZBERG, G.: Molecular spectra and molecular structure, II. Infrared and raman spectra of polyatomic molecules. D. VAN NOSTRAND Comp., Inc., Princeton, N. J., 1962
- HOUGHTON, J. T.: The meteorological significance of remote measurements of infrared emission from carbon dioxide. *Quart. J. Roy. Met. Soc.* 87, 102—108, 1961
- HOWARD, J. N., D. E. BURCH and D. WILLIAMS: Infrared transmission of synthetic atmospheres. III. Absorption by water vapor. *J.O.S.A.* 46, 242—245, 1956
- KING, J. I. F.: Meteorological inferences from satellite radiometry. *J. of Atm. Sci.*, 20, 245 to 250, 1963
- KUHN, P. M., and J. D. MCFADDEN: Atmospheric water vapor profiles derived from remote-sensing radiometer measurements. *Monthly Weather Review* 95, 565—569, 1967
- LATKA, R.: Theoretische Untersuchungen zur Gewinnung von Spurengaskonzentrationen aus spektralradiometrischen Messungen. *Verh. d. Deutsch. Phys. Ges.* 4, 457, 1969
- MÖLLER, F.: Atmospheric water vapor measurements at 6—7 microns from a satellite. *Planet. Space Sci.* 5, 202—206, 1961
- : Einige vorläufige Auswertungen der Strahlungsmessungen von TIROS II. *Arch. Met. Geophys. Biokl. Serie B*, 12, 78—93, 1962
- MURCRAY, D. G., F. H. MURCRAY, W. J. WILLIAMS and F. E. LESLIE: Water vapor distribution above 90,000 feet. *J. Geophys. Res.* 65, 3641—3469, 1960
- NORDBERG, W., A. W. McCULLOCH, L. L. FOSHEE and W. R. BANDEEN: Preliminary results from NIMBUS II: *BAMS* 47, 857—872, 1966
- OPPENHEIM, U. P., and A. GOLDMAN: Integrated intensity of the 6.3 μ band of water vapor. *Appl. Optics* 5, 1073—1074, 1966
- PALMER, C. H.: Long path water vapor spectra with pressure broadening. I. 20 μ to 31.7 μ , *J.O.S.A.* 47, 1024—1028, 1957. II. 29 μ to 40 μ , *J.O.S.A.* 47, 1028—1031, 1957. Experimental transmission functions for the pure rotation band of water vapor, *J.O.S.A.* 50, 1232—1242, 1960
- PICK, D. R., and J. T. HOUGHTON: Balloon-borne measurements of emission in the spectral region 5—8 μ . *IAMP/IUGG Symposium on Radiation Including Satellite Techniques.* Bergen, Norway, 1968
- PRINZ, D. K.: Products of strength times self-broadened half-widths of absorption lines in the ν_2 band of water vapor. *Appl. Optics* 7, 689—693, 1968
- RASCHKE, E.: Auswertung von infraroten Strahlungsmessungen des meteorologischen Satelliten TIROS III. *Beitr. z. Phys. d. Atm.* 38, 97—120, and 153—187, 1965
- RASCHKE, E., and W. R. BANDEEN: A quasi-global-analysis of tropospheric water vapor content and its temporal variations from radiation data of the meteorological satellite TIROS IV. *Space Res. VII, North-Holland Publ. Comp.*, 921—931, 1966
- SAKAI, H.: Line strengths and widths in the ν_2 water band. *John Hopkins Univ., Final Report CWB 10483*, 1964

- SMITH, S. D., and C. R. PIDGEON: Application of multiple beam interferometer methods to the study of CO₂ emission at 15 micron. Mem. Soc. R. Sc. Liège, cinquième série, tome IX, 336—349, 1964
- SMITH, W. L.: An iterative method for reducing tropospheric temperature and moisture profiles from satellite radiation measurements. Monthly Weather Review, 95, 363—369, 1967
- : Statistical estimation of the atmosphere's pressure-height distribution from satellite radiation measurements. IAMP/IUGG Symposium on Radiation Including Satellite Techniques, Bergen, Norway, 1968
- TSAO, C. J., and B. CURNUTTE: Line widths of pressure-broadened spectral lines. J. Quant. Spectr. Rad. Transf. 2, 41—79, 1962
- VÖLKER, W.: Ein SISAM-Spektrometer für Okkultationsexperimente an der Atmosphäre. Verh. d. Deutsch. Phys. Ges. 4, 459, 1969
- YAMAMOTO, G., and T. ONISHI: Absorption coefficient of water vapor in the far infrared region. Sci. Rep. Tohoku Univ. Series 5, 1, 5—12, 1949, Appendix: 3, 73—77, 1951

Time Variation of Low Energy Protons in the Inner Radiation Belt

By E. ACHTERMANN, S. C. FREDEN²⁾ and D. HOVESTADT¹⁾

Eingegangen 21. Januar 1969

Summary: By means of a French RUBIS-rocket, launched in April 1966 from Hamaguir (Algerian Sahara), measurements of protons in the inner radiation belt have been performed.

With two solid state detector range telescopes and two solid state detector omnidirectional counters the proton energy ranges 1.3 to 13 MeV, 5.2 to 44 MeV, 2.7 to 4.5 MeV, 4.5 to 8.0 MeV, 8.0 to 12 MeV, 12 to 25 MeV (telescopes) and 6 to 20 MeV and 40 to 80 MeV (omnidirectional counters) have been covered. Differential energy spectra were obtained in the region of B, L-space from $L = 1.46$; $B = 0.223$ to $L = 1.665$; $B = 0.168$. The flux of protons for B, L values with a minimum altitude above 700 km agrees within a factor of less than 2 with previous measurements. With decreasing minimum altitude the measurements show a significantly lower flux of low energy protons compared to previous data. Protons with energies above 20 MeV do not show a significant flux variation.

Zusammenfassung: Mit einer französischen RUBIS-Rakete wurden im April 1966 von Hamaguir (Algerische Sahara) Messungen von Protonen im inneren Strahlungsgürtel durchgeführt.

Mit zwei Halbleiterzählerteleskopen und zwei Omnidirektionalzählern wurden Protonenflüsse in den Energiebereichen 1,3 bis 80 MeV gemessen.

Differentielle Energiespektren wurden im Bereich des B, L-Raumes von $L = 1,46$, $B = 0,223$ bis $L = 1,665$, $B = 0,168$ erhalten.

Die Protonenflüsse in B, L-Bereichen mit Minimumshöhe oberhalb 700 km stimmen innerhalb eines Faktors 2 mit bisherigen Messungen überein. Mit abnehmender Minimumshöhe zeigen die Messungen einen signifikant erniedrigten Fluß von niederenergetischen Protonen im Vergleich zu älteren Messungen. Oberhalb 20 MeV tritt die Flußerniedrigung nicht auf.

Introduction

In April 1966, a sounding rocket experiment for measuring trapped protons in the inner radiation belt was performed. The rocket, a French RUBIS, was launched from the French rocket launching site in the Algerian Sahara and reached a maximum altitude of 2035 km. In addition to the energetic particle experiment an electron density experiment and a barium vapor cloud experiment were included in the payload.

¹⁾ DR. EBERHARD ACHTERMANN, DR. STANLEY C. FREDEN und DR. DIETRICH HOVESTADT, Max-Planck-Institute for Physics and Astrophysics, Institute for Extraterrestrial Physics, Garching near Munich.

²⁾ Permanent Address: NASA Manned Spacecraft Center, Houston, Texas.

The energetic particle experiment was performed by four devices: two proton range telescopes and two omnidirectional detectors similar to the detectors already flown by FREDEN et al. [1965]. The trajectory of the rocket covered the range of B, L-space between $L = 1.665$, $B = 0.168$ gauss and $L = 1.44$, $B = 0.226$ gauss. During the flight the rocket had a spin rate of about 5.5 rps with a precession angle starting at about 5° and increasing to about 10° at the end of the flight, as measured with an on-board search coil magnetometer.

Experiment Setup

a. Telescopes

Each of the telescopes consisted of a stack of four surface barrier silicon detectors and absorbers, which was heavily shielded on the sides and on the back. The opening half angle of about 17° was defined mainly by the first two detectors of each device. Figure 1 shows a cross-sectional view of one of the telescopes. The energy ranges of the output channels were defined by the ranges of the protons within each sandwich. A coincidence-anticoincidence-logic decided in which detector or absorber of the stack the protons stopped. In addition to the coincidence outputs the singles counting rates of the first detectors were counted in the digital channels IA and IIA and with high speed rate-meters. The time constants of the rate-meters were about $1/20$ second which is short compared to the rotation period of the rocket. A broom magnet in the aperture bends electrons up to an energy of 600 KeV so that they are hindered to enter the detector stack. Table 1 shows the telescopes' characteristics.

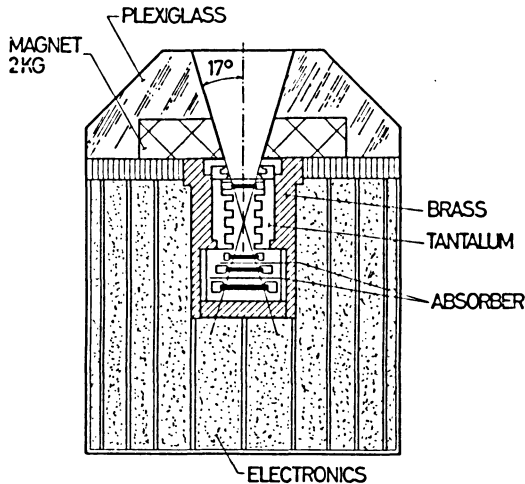


Figure 1: Cross-sectional view of telescope II.

Table 1: Detector Telescope Characteristics.

Telescope I				Telescope II			
Output Channel	Geometric Factor (cm ² ster)	Energy Range (MeV)		Output Channel	Geometric Factor (cm ² ster)	Energy Range (MeV)	
IA	0.074	1.3—13		IIA	0.20	5.2—44	
IABC̄	0.015	2.7— 4.5		IIABC̄	0.029	8.0—12.0	
IABCD̄	0.015	4.5— 8.0		IIABCD̄	0.029	12.0—25	

Detector	Area	Thickness	Bias (MeV)	Detector	Area	Thickness	Bias (MeV)
A	.20 cm ²	53 micron	.330	A	.455 cm ²	270 micron	.700
B	.20 cm ²	109 micron	.400	B	.450 cm ²	281 micron	.700
C	.40 cm ²	100 micron	.400	C	.950 cm ²	306 micron	.700
D	.85 cm ²	300 micron	.600	D	1.95 cm ²	300 micron	.700

The proton energy thresholds were measured with Van de Graaff proton accelerators in the energy range from 2.5 to 12.5 MeV. The measured energy thresholds were in good agreement with the calculated values from proton range-energy tables, which are shown in Figures 2a and 2b. Figure 2c shows the measured energy responses for both telescopes for the channels ABC̄ and ABCD̄. Both telescopes were fixed in the rocket at an angle of 45° with respect to its nominal spin axis. It can be shown [ACHTERMANN, 1967] that for this angle and for a magnetic field direction of 45° with respect to the spin axis, the mean counting rates of the telescopes would be proportional to the omnidirectional flux within about 11 percent. This condition was nearly fulfilled.

b. Omnidirectional counters

A cross-sectional view of the omnidirectional counters is shown in Fig. 3. Small cubical lithium drifted silicon detectors of the size 1 × 1 × 1 mm and 3 × 3 × 3 mm were mounted on the top of heavy shielding material. The higher energy detector (3 × 3 × 3 mm) was surrounded by a hemispherical brass-shield, giving the energy threshold of 40 MeV for protons. The lower energy detector was covered with 1 mg/cm² aluminized plastic foil. The solid angle of both devices was 2π. The upper energy limits of both detectors were determined by the energy deposition of the protons within the silicon cubes and by the electronic thresholds which were set at 0.3 MeV for electrons and 5.0 MeV for protons. These give the energy channels shown in Table 2 (see p. 32).

The geometric factors were calculated for particles with pitch angles of 90° (isotropy in a plane). The assumption of isotropy would not change the geometrical factors appreciably. Since the geometric factors are also somewhat dependent upon the

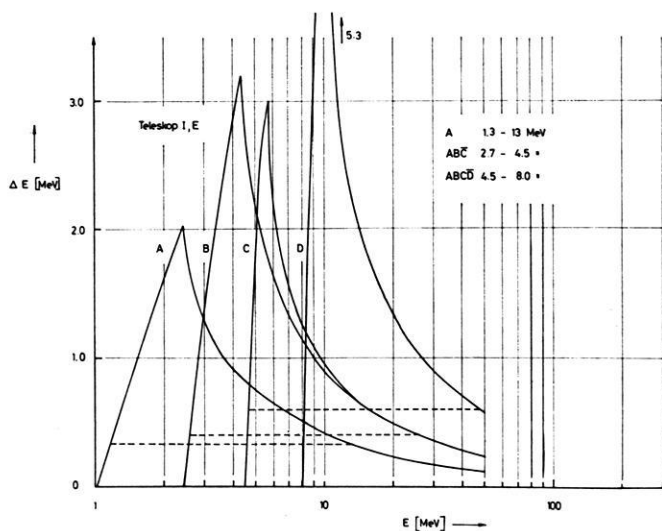


Figure 2a.

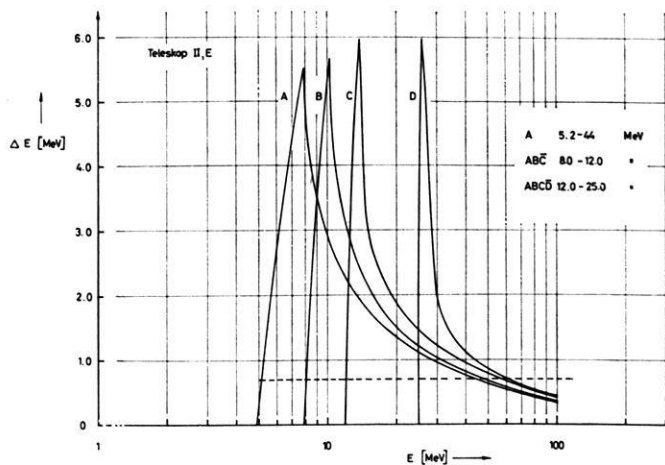


Figure 2b.

Figure 2a and 2b: The energy E , which is deposited in the different detectors of the two telescopes, as a function of the energy of the incoming protons. The interrupted lines show the level of the discriminators.

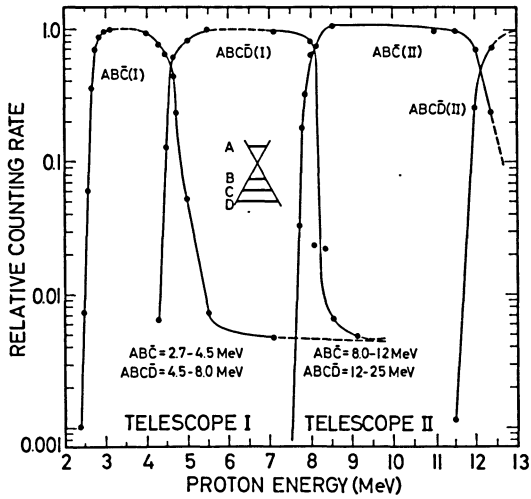


Figure 2c: Response measurement of the telescopes with proton accelerators.

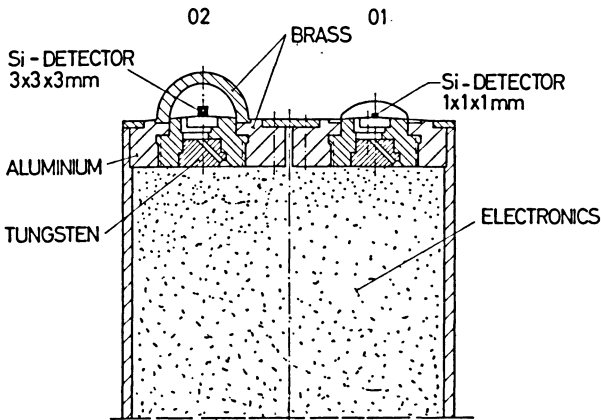


Figure 3: Cross-sectional view of the omnidirectional counters O9O (40–80 MeV) and OMO (6–20 MeV).

Table 2: Omnidirectional Detector Characteristics.

	Detector 1 (01)	Detector 2 (02)
Solid state detector size (mm)	1 × 1 × 1	3 × 3 × 3
Omnidirectional geometrical factor for protons in the 5 MeV bias channel (cm ²)	(380 ± 100) ⁻¹	(21 ± 3) ⁻¹
Detected particle energy ranges (MeV)		
5 MeV bias channel	p 6–20	p 40–80
0.3 MeV bias channel	p > 2 e > 0.3	p > 40 e ≳ 4.5

energy spectrum of the protons we used the slope of the spectrum as measured by the telescopes in the calculations.

The critical parameters in the calculation of the geometric factors are the sizes of the silicon cubes and the levels of the electronic thresholds. The uncertainties in the values of these measured parameters lead to uncertainties in the absolute flux values of ±20 percent.

Experimental Results

During the flight data were obtained from trapped particles at altitudes above 1000 km and L-values above L = 1.44. Figure 4 shows the number of counts per 5 seconds for most of the channels of the experiment as a function of time after launch. The arrows on the top of the figure indicate the B, L-locations where differential energy spectra are shown in the following Figs. 5 and 6. The 48 coefficient model of the earth magnetic field of JENSEN and CAIN [1962] is used for the B, L computation.

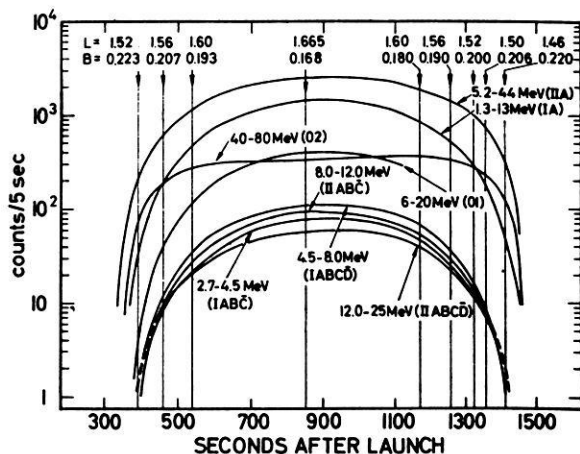


Figure 4: Mean counting rates/5 sec of all measured channels. The arrows indicate the positions in the B, L-space, where differential proton fluxes are drawn (see Figure 5 and 6).

The error bars indicate the statistical errors only. The spectrum at the higher B-value for each L-value corresponds to the upward moving rocket, the other spectrum to the downward moving rocket.

The flux values in the energy range 1.3 to 2.7 MeV have been calculated by subtracting the measured flux from 2.7 to 13 MeV, obtained in the coincidence channels

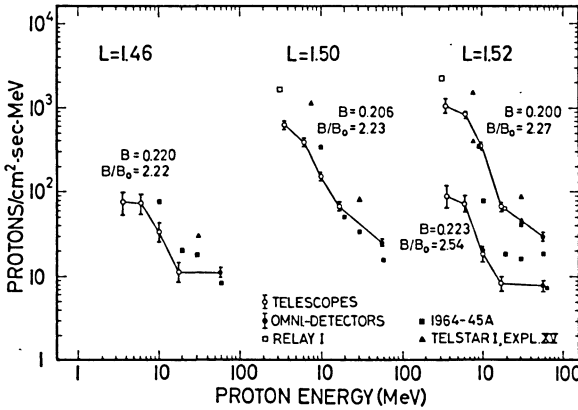


Figure 5: Differential omnidirectional protonflux $L = 1.46$ to $L = 1.52$, vertical bars = statistical error.

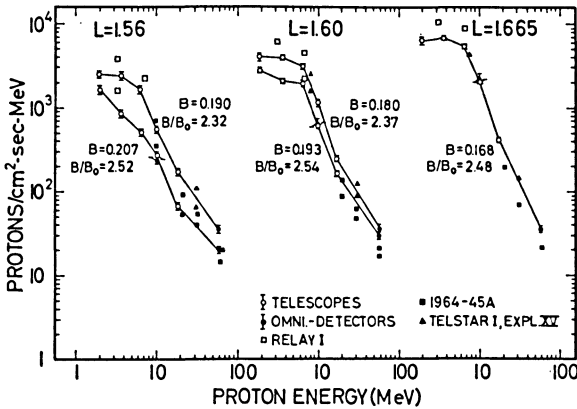


Figure 6: Differential omnidirectional flux $L = 1.56$ to $L = 1.665$.

$IABC\bar{C}$, $IABC\bar{D}$, $IIABC\bar{C}$ and with a correction in $IIABC\bar{D}$, from the flux measured by the first detector in the energy range 1.3 to 13 MeV. Because of the greater uncertainty of the 13 MeV-boundary of channel A, this indicated value has a greater error than the one due to count rate statistics alone.

A possible electron contribution is given only by electrons > 600 KeV, because those of lower energy are prevented to enter the detector stack by a magnetic field of about 1.7 KG in the aperture. As measurements showed the efficiency to detect electrons of $E > 600$ KeV is smaller than 5×10^{-7} for the single detector channel IA taking into account the 50μ thickness of the detector and the rather high threshold of about 18 times the average energy loss of minimum ionizing electrons. In the case of the channel IIA this corresponding factor is 7 and the detection efficiency is 2×10^{-5} for $E > 600$ KeV, but increases with energy to values of about 10^{-2} to 10^{-1} for 1.0 or 2.5 MeV. Therefore, this channel is not used in the data.

The sensitivity to electrons of the coincidence channels is always smaller than 10^{-7} and therefore the electron contribution to the counting rate is negligible. A pulse pile-up due to a high flux of electrons did not happen, since electrons above 300 KeV were monitored by the 1 mm-cube detector. The flux in the maximum was some 10^5 electrons/s \cdot cm², with a corresponding number of incident electrons of less than 10^4 . A relative electron contribution therefore is less than 10^{-4} of the actual counting rate.

Comparison of our omnidirectional proton measurements and those from the telescopes gives very good agreement where they overlap, around 10 MeV. This gives confidence in both sets of measurements and in the manner with which the directional data were converted to omnidirectional fluxes.

Discussion

The RUBIS data are compared with the following results in Figs. 5 and 6:

1. Relay I in the energy range 2.5 to 3.8 MeV and 5.0 to 8.6 MeV [BROWN, DAVIDSON, MEDFORD 1964]. The unidirectional data have been transformed into omnidirectional fluxes.
2. Explorer XV in the energy range 4 to 13 MeV and Telstar I in the energy range 26 to 33 MeV [GABBE and BROWN, 1966].
3. 1964-45A in the energy ranges 6 to 20 MeV, 21 to 40 MeV, and 40 to 80 MeV [FREDEN, BLAKE and PAULIKAS, 1965].

These data are all taken near solar minimum, in the period from July 1962 to August 1964.

Comparison of our fluxes with those of the other experimenters are shown in Table 3 (see p. 36) with the absolute flux values and in Table 4 (see p. 37) and in Figure 7 with the ratio of our measured flux values (called Φ Rubis) to the values of the other experimenters (called Φ comp) as a function of the minimum mirror altitudes. The minimum mirror altitudes values were taken from BLANCHARD and HESS [1966]. In these regions where the flux gradient is steep, all the omnidirectional fluxes can be considered as mirroring fluxes and therefore the minimum mirror altitude will be a first approximate measure of the traversed atmospheric density.

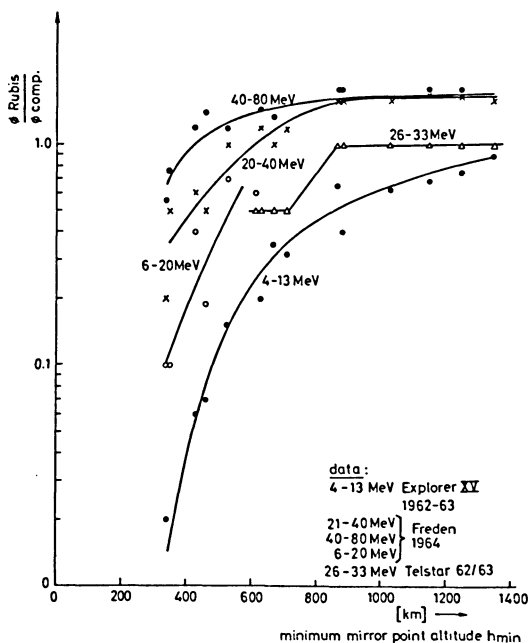


Figure 7: Comparison of RUBIS data with data of previous experiments taken near the South Atlantic Anomaly.

By comparing absolute flux measurements of different authors one has to consider error possibilities in

1. geometric factors,
2. contribution of electrons,
3. B-L-coordinate system.

Here it seems that the most important error possibility is the B-L-coordinate calculation taken for all these experiments (Jensen and Cain coefficients). Calculations of Heckman and Lindstrom [FREDEN et al., 1968], which compare the magnetic coefficients set of Jensen and Cain and the GSFC 1965 set, show for $L = 1.4$, $B = 0.24$ a difference of 0.005 Oersted and 0.003 L between the region of the Rubis shot (Longitude 0) and the south atlantic anomaly, where all other mentioned measurements are obtained. This difference leads to an about 50 km lower minimum altitude of all the Rubis data in the south atlantic anomaly. This difference in altitude due to a nonaccurate coordinate transformation has no effect on the flux comparisons, where the atmosphere losses are not the main ones or where the atmospheric density gradient is small enough. Therefore, for energies > 20 MeV, the ratio of the measured fluxes is constant for $h_{\text{min}} \geq 800$ km (Fig. 7). With decreasing altitude the scale height of

Table 3: Proton flux $[N/(\text{cm}^2 \text{ sec MeV})]$ as measured with RUBIS experiments compared to other measurements.

h_{min} [km]	L	B	40—80 MeV		21—40 MeV		26—33 MeV		6—20 MeV		4—13 MeV		5—8,6 MeV		2,5—3,8 MeV	
			Omnidir. RUBIS	Freden	Telesc. RUBIS	Freden	Telstar	Telesc. RUBIS	Freden	Telesc. RUBIS	Expl. XV	Telesc. RUBIS	Rel. I	Telesc. RUBIS	Rel. I	
340	1,50	0,232	2,25	4,0	$1,5 \pm 1,5$	8,45		$4,4 \pm 2$	40	5 ± 5	310	5 ± 5		18 ± 16		
350	1,44	0,226	3,84	5,00	$5,2 \pm 3$	10,5		4 ± 4	46,5	5 ± 5	730	5 ± 5	8 ± 8	75 ± 25		
430	1,46	0,220	11,3	9,25	11 ± 3	18,4		33 ± 10	82	46 ± 10	800	46 ± 10	65 ± 15	87 ± 25		
460	1,52	0,223	7,85	5,50	$8 \pm 1,5$	15,8		18 ± 8	103	32 ± 6	455	32 ± 6	55 ± 10	290 ± 60		
530	1,48	0,212	17,9	14,5	23 ± 4	29,6		128 ± 25	180	150	1000	150	180	610 ± 60		
630	1,50	0,206	24,6	17,0	42 ± 4	34,8	90	151 ± 15	300	230	1110	230	320			1600
670	1,56	0,207	19,8	14,6	38 ± 4	36,8	80	270		330	935	330	440	837		1770
710	1,52	0,200	29,2	18,7	45 ± 5	38,5	90	341		440	1400	440	650	1020		2150
870	1,60	0,193	30,2	17,0	75 ± 7	47,5	70	602		950	1500	950	1500	2280		3700
880	1,56	0,190	34,7	19,5	85 ± 8	52,0	90	543		750	1900	750	1200	2220		3700
1030	1,60	0,180	36,4	21,5	100 ± 10	62,0	100	1144		1600	2560	1600	2400	4430		6150
1150	1,635	0,180	33,6	19,0	100 ± 10	58,0	100	1700		1700	2560	1700	2700	5100		6800
1250	1,635	0,173	39,4	22,0	120 ± 10	71,0	120	1593		2400	3220	2400	3800	6500		8700
1350	1,660	0,168	35,2	21,0	120 ± 10	74,0	120	2016		2800	3900	2800	4400	8800		10400

Table 4: Ratios of the flux values of Table 3 (Rubis flux/flux measured by other authors). The errors are the statistical ones only. Where no error is indicated, the value is less than 10%.

h_{\min} [km]	L	B	40—80 MeV	21—40 MeV	26—33 MeV	6—20 MeV	4—13 MeV	5,0—8,6 MeV	2,5—3,8 MeV
			Φ_R/Φ_{Fr}	Φ_R/Φ_{Fr}	Φ_R/Φ_{Teist}	Φ_R/Φ_{Fr}	$\Phi_R/\Phi_{Expl.}$	$\Phi_R/\Phi_{Rel.}$	$\Phi_R/\Phi_{Rel.}$
340	1,50	0,232	0,56±15%	0,2±100%		0,1 ± 50%	0,02±100%		
350	1,44	0,226	0,77	0,5± 50%		0,1 ±100%	0,01±100%		
430	1,46	0,220	1,2	0,6± 20%		0,4 ± 30%	0,06± 25%		
460	1,52	0,223	1,4	0,5± 20%		0,18± 45%	0,07± 20%		
530	1,48	0,212	1,2	1,0± 15%		0,7 ± 20%	0,15± 15%		
630	1,50	0,206	1,45	1,2± 10%	0,5±10%	0,5 ± 10%	0,20± 10%		0,39±10%
670	1,56	0,207	1,35	1,0	0,5		0,35		0,47
710	1,52	0,200	1,6	1,2	0,5		0,32		0,46
870	1,60	0,193	1,8	1,6	1,0		0,65	0,65±10%	0,76
880	1,56	0,190	1,8	1,6	1,0		0,4	0,54	0,69
1030	1,60	0,180	1,7	1,6	1,0		0,62	0,54	0,67
1150	1,635	0,180	1,8	1,7	1,0		0,68	0,53	0,69
1250	1,635	0,173	1,8	1,7	1,0		0,75	0,58	0,69
1350	1,660	0,168	1,7	1,6	1,0		0,9	0,5	0,59

the atmospheric density decreases from a value of about 150 km at 800 km to about 50 km at 400 km altitude. In the same way the altitude difference of about 50 km steadily reduces with decreasing altitude the ratio of the fluxes measured inside and outside the anomaly to a third or a fifth of its value. Taking this into account, the proton flux of energies above 20 MeV agrees with the comparison data within less than a factor of two. This is in agreement with NAKANO and HECKMAN [1968] and FILZ [1967], who found a considerable time stability of proton flux at about 60 MeV down to 220 km altitude in the anomaly for the period 1962 to the beginning of 1966.

A quite different behaviour show the low energy data of the Rubis. In the energy region 4 to 13 MeV the flux measured by Rubis and by Explorer XV are nearly equal at 1350 km minimum altitude. Starting already at this altitude the fluxratio drops steadily with decreasing altitude to about 1/50 of its value. Unfortunately in the range $2.5 < E < 8.6$ MeV there are only the comparison values of the Relay I satellite and they don't reach far into the atmosphere (Table 4). Neither the different altitude dependence nor the very low value of the fluxratio of the 4 to 13 MeV protons below 500 km minimum altitude can be explained by a systematic error due to the B, L computation as for the high energy protons. Since errors due to geometric factor for sure should be smaller than a factor of two and an electron contribution to the Explorer XV data at least in this region of space should be negligible [BROWN et al., 1964] we conclude that at least in the energy range 4 to 13 MeV the proton flux of 1966 has diminished significantly during the period 1962 to 1966. This applies only to minimum altitudes below about 500 km.

The reason for this change in intensity can either be a change in the source strength, whose mechanism for these low energies we don't know good enough, or a change in the atmospheric density or a combined effect. Since the lifetime of these low energetic protons is about a factor 5 smaller than the lifetime of the higher energetic ones of about 60 MeV, they should be more influenced by short time variations of the density. It might be that a solar cycle increase of the atmospheric density in 1966 has here its first measured effect on low energetic protons, whereas in August 1966 its effect is to be seen also in a reduction of the flux of 55 MeV protons [FILZ 1968]. But since it seems unlikely that the atmospheric density will change as much as the measured low energetic proton flux, one is lead to the assumption that the source strength will have changed too, perhaps in a certain way combined with the atmospheric density.

The shape and absolute flux values at energies above 10 MeV of this experiment are in good agreement with those of CRIFO and MOZER [1967] who measured the proton spectrum from 0.5 to 150 MeV over a similar but somewhat lower rocket trajectory at the same launching site in September 1965.

Acknowledgements

We wish to thank Prof. R. LÜST for his support to our experiments as well as our colleagues E. KÜNNETH, P. LAEVERENZ, F. MELZNER, and F. STANEK for their help in performing and testing the instrument. We thank G. HAERENDEL for useful discussions.

We acknowledge the use of the Van de Graaff accelerators of the Siemens Research Laboratory, Erlangen, and of the Max-Planck-Institute for Nuclear Physics, Heidelberg.

References

- ACHTERMANN, E.: Dissertation Max-Planck-Inst.-Bericht. MPI-PAE/Extraterr. 12/67
- BLANCHARD, R. C. and W. N. HESS: NASA TND 3086, 1966
- BROWN, W. L., L. N. DAVIDSON and L. V. MEDFORD: Bell Telephone Laboratory, Summit, New Jersey, 1964
- CRIFO, J. F. and F. S. MOZER: Phys. Rev. Letters, 19, 456, 1967
- FILZ, R. C.: J. Geophys. Res., 72, 959, 1967
- : Earth Particles and Fields, edited by B. McCormac, Reinhold Book Corporation, p. 15, 1968
- FREDEN, S. C., J. B. BLAKE and G. A. PAULIKAS: J. Geophys. Res. 70, 3133, 1965
- : Earth Particles and Fields, edited by B. McCormac, Reinhold Book Corporation, 1968
- GABBE, J. D. and W. L. BROWN: Radiation Trapped in the Earth Magnetic Field, edited by B. McCormac, p. 165, D. Reidel Publishing Company, 1966
- JENSEN, D. C. and J. C. CAIN: J. Geophys. Res. 67, 3568, 1962
- NAKANO, G. H. and H. H. HECKMAN: Phys. Rev. Lett. 20, 806, 1968

Solarer Wind und Halbjahreswelle der erdmagnetischen Aktivität¹⁾

Solar Wind and Semi-Annual Variation of Geomagnetic Activity

Von M. SIEBERT, Göttingen²⁾

Eingegangen am 19. August 1969

Zusammenfassung: Ausgehend von den Monatsmitteln des linearen Aktivitätsmaßes A_p aus den Jahren 1932 bis 1968 wird gezeigt, daß die Eintrittszeiten der Maxima der Halbjahreswelle genau mit den beiden Zeiten im Jahr übereinstimmen, zu denen die von der Erde aus bestimmte mittlere Anstromrichtung des solaren Windes senkrecht auf die Rotationsachse der Erde zielt. Dieses Ergebnis wird kombiniert mit dem aus den Messungen von Mariner 2 folgenden Befund, wonach der Zusammenhang zwischen A_p und der Geschwindigkeit des solaren Windes durch ein Potenzgesetz beschrieben werden kann. Mit dem daraus resultierenden Ansatz läßt sich die auf mittlere Aktivität reduzierte Halbjahreswelle quantitativ aus der jahreszeitlichen Änderung der geometrischen Verhältnisse beim Anstrom des solaren Windes gegen das Magnetfeld der Erde erklären. Dabei wird die Größe der reduzierten Amplitude der Halbjahreswelle vom Exponenten des Potenzgesetzes bestimmt. Abschließend werden noch einige Probleme erörtert, die sich aus dem Auftreten der anderen Harmonischen des Jahresganges der Aktivität und bei Benutzung von Daten aus kürzeren Beobachtungszeiten ergeben.

Summary: Using the monthly means of the linear activity measure A_p of the years 1932 to 1968, it is shown that the semi-annual maxima of activity occur exactly at those times when the mean direction of the incident solar wind, as observed from the earth, is perpendicular to the rotational axis of the earth. This result is combined with the finding from the Mariner-2 measurements yielding a connection between A_p and the solar-wind velocity according to a power law. From the resulting mathematical expression the semi-annual variation, after reduction to average activity, can be explained quantitatively by the seasonal change in the geometric conditions of the solar-plasma flow against the earth's magnetic field. Thereby, the reduced amplitude of the semi-annual variation is determined by the exponent of the power law. In conclusion, some problems are discussed concerning the other harmonics of the seasonal change of activity and the use of data due to shorter observation periods.

¹⁾ In gekürzter Fassung vorgetragen auf der 30. Jahresversammlung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Salzburg, 29. 9.—4. 10. 1969.

²⁾ Prof. Dr. MANFRED SIEBERT, Institut für Geophysik der Universität, 34 Göttingen, Herzberger Landstr. 180.

1. Problemstellung und Beobachtungsbefunde

Der folgenden Untersuchung liegen die Monatsmittel des von BARTELS eingeführten linearen Aktivitätsmaßes Ap aus den Jahren 1932 bis 1968 zugrunde. Wegen genauerer Angaben über Definition, Berechnung und Eigenschaften von Ap sei auf die Spezialliteratur verwiesen [z. B. BARTELS 1957; SIEBERT 1970]. Zur Vereinfachung der Schreibweise sollen hier unter Ap bereits die aus der genannten Zeitspanne von 37 Jahren berechneten *mittleren Monatsmittel* verstanden werden. Sie ergeben den in Abbildung 1 mit Ap bezeichneten mittleren Jahresgang der erdmagnetischen Aktivität. Daraus ist unmittelbar die seit langem bekannte Erscheinung einer starken *Halbjahreswelle* der Aktivität abzulesen. Ihr durch harmonische Analyse gefundener idealer sinusförmiger Verlauf sei mit Ap_2 bezeichnet und kann ebenfalls aus Abbildung 1 entnommen werden. Werden von den mittleren Monatsmitteln Ap das 37jährige Mittel $\overline{Ap} = 14,54$ und die monatlichen Werte von Ap_2 abgezogen, so bleibt ein kleiner, unregelmäßiger *Rest*. Er soll in Abbildung 1 anschaulich machen, was auch die weitere harmonische Analyse ergibt, daß nämlich die Amplitude von Ap_2 die Amplituden der sonstigen Harmonischen zur Grundperiode eines Jahres um ein Vielfaches übertrifft. Quantitativ zeigt das die folgende *Tabelle*, in der die auf die *mittlere Aktivität* \overline{Ap} reduzierten *Amplituden* und die *Phasen* (genauer: die Anfangsphasen für $t = 0$) für die Darstellung von Ap nach (1) angegeben sind.

$$Ap = \overline{Ap} \left[1 + \sum_{n=1}^6 c_n \sin(nt + \varepsilon_n) \right]. \quad (1)$$

Die Phasen ε_n sind dabei auf einen Beginn der Zeitzählung am 1. Januar um 0 Uhr bezogen. Im Ablauf eines Jahres durchläuft t die Werte von 0° bis 360° .

$n =$	1	2	3	4	5	6
$10^2 c_n =$	3,12	20,24	1,29	5,15	2,14	2,40
$\varepsilon_n =$	$281,1^\circ$	$281,0^\circ$	$0,1^\circ$	$108,6^\circ$	$218,6^\circ$	$358,3^\circ$

Bemerkungen zur Signifikanz der Amplituden enthält Abschnitt 4.

Die Versuche zur Deutung der auffallenden Halbjahreswelle, die in vielen erdmagnetischen, ionosphärischen und atmosphärischen Beobachtungsgrößen nachgewiesen ist, spiegeln sich in der Literatur seit Jahrzehnten wider in der durch die Eintrittszeiten der Maxima (27. März und 26. September bei $\varepsilon_2 = 281,0^\circ$) ausgelösten Kontroverse, ob die heliographische Breite der Erde (maximal Anfang März und Anfang September) oder die senkrechte Stellung der Erdachse auf dem Radiusvektor zur Sonne zur Zeit der Äquinoktien dafür verantwortlich zu machen ist. Eine Gegenüberstellung der wesentlichsten Argumente findet sich bei WILCOX [1968] und ebenfalls bei SIEBERT [1970]. Im Grunde ist dieser Streit bereits durch die subtilen statistischen Analysen von BARTELS [1932] zugunsten der Äquinoktial-Hypothese

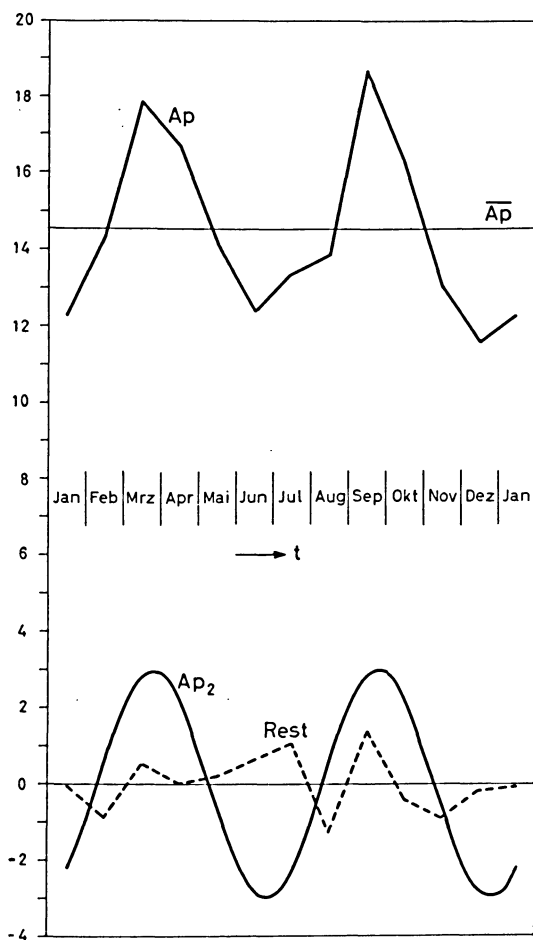


Abb. 1: Der aus den Monatsmitteln von 37 Jahren (1932–1968) abgeleitete mittlere Jahresgang des linearen Aktivitätsmaßes Ap , die daraus durch harmonische Analyse berechnete Halbjahreswelle Ap_2 und der nach Abzug von Ap_2 und dem 37jährigen Mittel \overline{Ap} verbleibende *Rest* von Ap .

Mean seasonal variation of the linear activity measure Ap derived from the monthly means of 37 years (1932–1968), semi-annual variation Ap_2 as a result of harmonic analysis, and the remainder (*Rest*) of Ap after subtraction of Ap_2 and the 37-year mean \overline{Ap} .

entschieden worden. Bei der vorliegenden Untersuchung wird von einer modifizierten Form dieser Hypothese ausgegangen und dann erstmalig ein quantitativer Zusammenhang zwischen der mittleren reduzierten Amplitude der Halbjahreswelle und den geometrischen Verhältnissen beim Anstrom des solaren Windes gegen das Magnetfeld der Erde nachgewiesen.

Ausgangspunkt ist der folgende Beobachtungsbefund: Die Maxima der Halbjahreswelle treten im langjährigen Mittel dann ein, wenn die vom Bezugssystem der Erde aus bestimmte mittlere Anstromrichtung des ungestörten solaren Windes *senkrecht* auf die Rotationsachse der Erde zielt. Die physikalische Bedeutung dieser Aussage bleibt dabei offen (vgl. die Diskussion in Abschnitt 3). Wegen der zeitlichen Nähe der Äquinoktien wird vor der Entdeckung des solaren Windes daher die Bezeichnung *Äquinoktial-Hypothese* als Synonym für diese *Senkrechtbedingung* gebraucht. Die genauere Festlegung der Maxima in bezug auf den solaren Wind muß jedoch noch als zutreffend nachgewiesen werden:

Ausgehend von der schon skizzierten geometrischen Situation zur Zeit der Äquinoktien, sind zur Deutung der empirischen Eintrittszeiten der Maxima zwei Korrekturen an der Äquinoktial-Hypothese anzubringen. Die erste folgt aus dem Wesen der harmonischen Analyse, bei der ein gleichförmiger Ablauf des betrachteten periodischen Vorgangs vorausgesetzt wird. Das betrifft hier nicht die unterschiedliche Länge der Kalendermonate, da bei der Benutzung von Monatsmitteln diese Werte im allgemeinen nur geringfügig differieren, wenn über den idealen 30,4-tägigen Monat oder über den dazugehörigen Kalendermonat gemittelt wird. Von Bedeutung ist vielmehr die ungleiche Länge der Jahreszeiten, wonach die Zeit zwischen Frühlings- und Herbstäquinoktium im Mittel um $7\frac{2}{3}$ Tage länger ist als die Zeit zwischen Herbst- und Frühlingsäquinoktium. Um die Genauigkeit der Ergebnisse der harmonischen Analyse auszunutzen, müssen diese Daten für das Eintreten der Äquinoktien auf gleichlange Halbjahre übertragen werden, was zu einer Verspätung des Frühlingsäquinoktiums und zu einem Vorrücken des Herbstäquinoktiums um knapp zwei Tage führt.

Die zweite, größere Korrektur ergibt sich aus dem Aberrationseffekt beim Anstrom des solaren Windes gegen die sich etwa senkrecht dazu bewegende Erde. Wegen der Schwankungen der Richtung und Geschwindigkeit des solaren Windes ist die Größe dieser Korrektur nicht genau anzugeben. Läßt man für den ungestörten solaren Wind radiale Geschwindigkeiten in der Ekliptik von 300 bis 800 km/sec zu, ferner eine tangentielle Komponente von 0–10 km/sec im Umlaufsinn der Erde, deren eigene Geschwindigkeit bei 30 km/sec liegt, so ist durch den Aberrationseffekt eine Verspätung des Eintretens der Senkrechtbedingung von etwa 3,5 Tagen zu erwarten. Damit sollten dann die beiden Maxima der Halbjahreswelle mit größter Wahrscheinlichkeit auf den 85. und den 268. Tag im Jahr fallen; das sind der 26. März und der 25. September. Die aus den 37 Jahrgängen von *Ap* gefundenen Eintrittszeiten liegen nur jeweils einen Tag später, wie überhaupt die mit den verschiedensten Ausgangsdaten vorgenommenen Analysen ganz vorwiegend auf Maxima kurz nach den Äquinoktien führen [z. B. bei MEYER 1966].

Das bisherige Ergebnis legt die Verallgemeinerung nahe, daß der Ablauf der Halbjahreswelle von einer systematischen Änderung der Anstromrichtung des solaren Windes infolge der sich während eines Jahres ändernden geometrischen Verhältnisse verursacht wird. Die Größe der (nicht reduzierten) Amplitude muß dann außerdem noch von der mittleren Stärke des solaren Windes abhängig sein. Als Ausgangspunkt für diesen Zusammenhang bieten sich die Beobachtungsbefunde über die Korrelation zwischen Kennziffern der erdmagnetischen Aktivität und dem Betrag v der Geschwindigkeit des solaren Windes an. Bekannt geworden ist der von SNYDER, NEUGEBAUER und RAO [1963] aus den Daten der Raumsonde Mariner 2 gefundene lineare Zusammenhang zwischen v und der Tagessumme von Kp . Dasselbe Material aus der Zeit vom 29. 8. 1962 bis zum 3. 1. 1963 ist von MAER und DESSLER [1964] auf einen Zusammenhang zwischen v und Ap hin untersucht worden mit dem Ergebnis

$$Ap = 4,8 \cdot 10^{-12} v^{4,6}, \quad (2)$$

wobei für v die Einheit km/sec zu verwenden ist. Bei dieser auf statistischem Weg gewonnenen Beziehung ist das Auftreten eines Potenzgesetzes für den Zusammenhang zwischen Ap und v von besonderem Interesse. Im Anhang wird gezeigt, daß eine derartige Beziehung auch theoretisch zu verstehen ist. Obwohl es noch andere und offenbar sogar engere Beziehungen zwischen Parametern des solaren Windes und Kennziffern der erdmagnetischen Aktivität gibt, werden diese hier nicht verwendet. Die Gründe dafür werden in Abschnitt 3 erörtert. Für den folgenden Ansatz genügt es, aus (2) abzulesen, daß für ein lineares Aktivitätsmaß, wie es Ap ist, die Stärke des solaren Windes in einem Potenzgesetz der Windgeschwindigkeit zum Ausdruck kommt.

2. Ansatz und Rechnung

Die beiden empirischen Befunde der maximalen Wirksamkeit des solaren Windes bei Vorliegen der Senkrechtbedingung und der Abhängigkeit der erdmagnetischen Aktivität von v lassen sich zu dem Ansatz vereinigen

$$A = kv_{\perp}^{\nu}, \quad (3)$$

In (3) sei A ein lineares Aktivitätsmaß wie Ap , k eine Konstante und v_{\perp} die Komponente der Geschwindigkeit des solaren Windes, die senkrecht steht auf der Projektion der Rotationsachse in die durch die Anstromrichtung, also den Vektor \mathbf{v} , und die Normale der Ekliptik aufgespannte Ebene. Diese Anstromebene ist in Abbildung 2 durch stark ausgezogene Linien hervorgehoben. Der Exponent ν in (3) sei eine beliebige positive Zahl. Dieser Ansatz schließt die Aussage mit ein, daß die Lage der Projektion der Rotationsachse in der zur Anstromrichtung senkrechten Ebene für A ohne Bedeutung ist. Ist ζ der Winkel zwischen der Richtung zum Pol der Ekliptik und der Richtung der in die Anstromebene projizierten Rotationsachse, so gilt

$$v_{\perp} = v \cos \zeta. \quad (4)$$

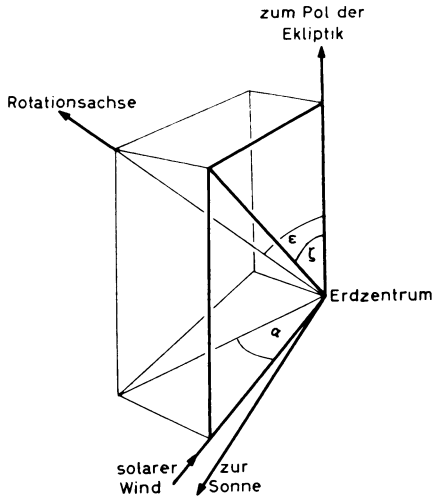


Abb. 2: Veranschaulichung des geometrischen Zusammenhangs zwischen der Anstromrichtung des solaren Windes und der Stellung der Rotationsachse der Erde.

Illustration of the geometric relationship between the direction of the solar wind and the position of earth's axis of rotation.

Wie aus Abbildung 2 hervorgeht, hängt der für den Jahrgang der Aktivität maßgebliche Neigungswinkel ζ von der Schiefe der Ekliptik $\varepsilon = 23^\circ 27'$ und der durch α festgelegten Jahreszeit ab. Dabei unterscheidet sich α von der in (1) mit t bezeichneten Variablen der Zeit nur durch eine feste Phasendifferenz. Wählt man $\alpha = 0$ für den Fall der maximalen Neigung der Rotationsachse gegen den anströmenden solaren Wind kurz nach dem Sommersolstitium, so ist

$$\alpha = t - 173,6^\circ. \quad (5)$$

Der formelmäßige Zusammenhang zwischen ζ , ε und α lautet

$$\cos^2 \zeta = (1 + \tan^2 \varepsilon \cos^2 \alpha)^{-1}. \quad (6)$$

Wird noch zur Abkürzung gesetzt

$$A_0 = kv^\nu, \quad (7)$$

wobei dann A_0 das Maximum der Aktivität zur Zeit von $\zeta = 0$ kurz nach den Äquinoktien angibt, so folgt aus dem Ansatz (3) mit (4), (6) und (7)

$$A(\alpha) = A_0 (1 + \tan^2 \varepsilon \cos^2 \alpha)^{-\nu/2}. \quad (8)$$

Für die weitere Untersuchung wird vorausgesetzt, daß A_0 als konstant angesehen werden kann. Das bedeutet, daß der Betrag v der Geschwindigkeit des solaren Windes im langjährigen Mittel über das Durchschnittsjahr hin konstant sein soll oder, im Hinblick auf eine Deutung der mittleren Halbjahreswelle der Aktivität weniger scharf ausgedrückt, daß das mittlere v keine Halbjahreskomponente enthalten soll. Auf die Problematik dieser Voraussetzung wird in Abschnitt 4 eingegangen. Da $A(\alpha)$ immer positiv ist, ist auch die Wurzel in (8) stets positiv zu nehmen. Ferner ist $A(\alpha)$ eine zu $\alpha = 0$ symmetrische Funktion mit π als Grundperiode und deren höheren Harmonischen. Für die erforderliche Fourier-Entwicklung von $A(\alpha)$ genügt daher der Ansatz

$$A(\alpha) = A_0 \sum_{m=0}^{\infty} a_{2m}(v) \cos 2m\alpha. \quad (9)$$

Für die Berechnung der $a_{2m}(v)$ gibt es verschiedene Wege. Einsetzen von $A(\alpha)$ nach (8) in die bekannte Integral-Darstellung der Fourier-Koeffizienten führt für beliebiges v auf Integrale, die durch im allgemeinen nicht tabellierte hypergeometrische Funktionen ausgedrückt werden können. Statt der dann erforderlichen Reihenentwicklungen kann auch (8) wegen $\tan^2 \varepsilon = 0,1882$ entwickelt werden. Werden anschließend die dabei auftretenden $\cos^n \alpha$ nach bekannten Formeln in Reihen von $\cos 2m\alpha$ umgeschrieben und geordnet, so ist eine elementare Berechnung der ersten Koeffizienten möglich, wobei mit der dritten oder vierten Näherung eine hier ausreichende Genauigkeit erzielt wird. Für ungerades v lassen sich die Fourier-Koeffizienten durch vollständige elliptische Integrale angeben; für geradzahliges v sogar durch elementare Funktionen¹⁾.

Die Größe des geometrischen verursachten Anteils am Jahresgang zeigt sich am deutlichsten, wenn die harmonischen Koeffizienten in (9) auf das Niveau der mittleren Aktivität \bar{A} reduziert werden. Diese folgt aus (9) sofort zu

$$\bar{A} = A_0 a_0. \quad (10)$$

Ferner muß (9) noch für einen Vergleich mit (1) umgeschrieben werden. Dazu sind die Kosinusklieder von (9) in Sinusklieder mit positiven Amplituden C_{2m} zu transformieren, wobei

$$C_{2m} = \left| \frac{a_{2m}}{a_0} \right| \quad (11)$$

gilt. Mögliche negative Vorzeichen von a_{2m} sind bei der Phase der Sinusklieder ebenso zu berücksichtigen wie der Unterschied in der Zeitzählung zwischen α und t nach (5). Durch diese Umformungen wird aus (9)

$$A(\alpha) = \bar{A} \left[1 + \sum_{m=1}^{\infty} C_{2m}(v) \sin(2mt + \eta_{2m}) \right]. \quad (12)$$

¹⁾ Diesen Hinweis verdanke ich Herrn Dipl.-Phys. P. WEIDELT.

Die einfache und symmetrische Form des Ansatzes (8) hat zur Folge, daß die Phasen η_{2m} nicht von ν abhängen.

3. Ergebnisse und Diskussion

Die numerische Berechnung der in (12) enthaltenen Koeffizienten wurde für die beiden Fälle $m = 1$ und $m = 2$ ausgeführt. Dabei ergeben sich für die Phasen und die Eintrittszeiten der Maxima der Halb- und Vierteljahreswelle:

$$\eta_2 = 282,7^\circ \text{ entsprechend 26. März und 25. September,}$$

$$\eta_4 = 115,4^\circ \text{ entsprechend 26. 3., 26. 6., 25. 9., 25. 12.}$$

Bei der Beurteilung dieser Ergebnisse ist zu beachten, daß die Rechnung nur Phasenunterschiede zum Beginn der Zeitzählung in α liefert und der Zeitpunkt $\alpha = 0$ bereits auf einen der Extremfälle der Neigung der Rotationsachse gegen die Anstromrichtung des solaren Windes bezogen worden ist, so daß die theoretisch für die Halbjahreswelle erwartete Phase nur exakt (wie im vorliegenden Fall) oder um 180° falsch herauskommen konnte. Der Vergleich von η_2 mit der entsprechenden empirischen Phase ε_2 der Tabelle ergibt daher den schon besprochenen minimalen Unterschied von weniger als einem Tag. Aber auch bei der Vierteljahreswelle beträgt die durch $(\eta_4 - \varepsilon_4)$ gegebene Zeitdifferenz zwischen theoretischer und beobachteter Phase nur knapp zwei Tage. Dieses Ergebnis ist neu.

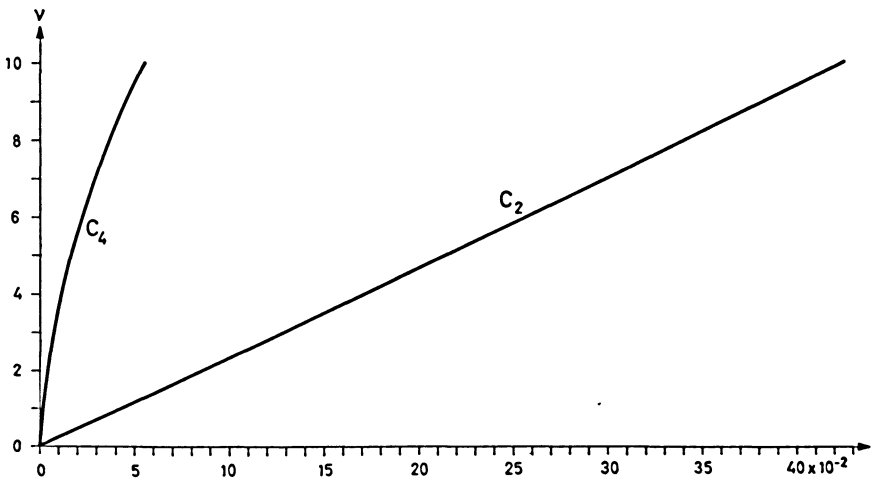


Abb. 3: Abhängigkeit der reduzierten Amplituden C_2 und C_4 in Gleichung (12) vom Exponenten ν in den Gleichungen (3) und (8).

Reduced amplitudes C_2 and C_4 of eq. (12) as a function of the exponent ν in eqs. (3) and (8).

Von größerer Bedeutung sind die Folgerungen aus dem Vergleich der Amplituden. In Abbildung 3 sind die Werte der theoretischen Amplituden C_2 und C_4 in Abhängigkeit vom Exponenten ν im Ansatz (3) wiedergegeben. In dem für diese Untersuchung maximal in Frage kommenden Bereich $0 \leq \nu \leq 10$ ändert sich C_2 fast linear mit ν . Wird ein Fehler in Kauf genommen, der an keiner Stelle des Bereiches 1,3% überschreitet, so lautet diese für die praktische Anwendung völlig ausreichende Beziehung

$$C_2 = 0,043 \nu. \quad (13)$$

Legt man die Annahme zugrunde, daß die aus A_p berechnete mittlere reduzierte Halbjahreswelle ausschließlich durch die hier behandelte Variation der geometrischen Bedingungen verursacht wird, so muß $c_2 = C_2$ sein. Mit dem Wert von c_2 in der Tabelle erhält man daraus für den Exponenten

$$\nu = 4,7. \quad (14)$$

Der Vergleich mit dem Exponenten in der hier als Gleichung (2) zitierten empirischen Beziehung von MAER und DESSLER [1964] zeigt einen Grad der Übereinstimmung, der in diesem Ausmaß sicher zufällig ist, der aber doch als quantitativer Beweis der Feststellung angesehen werden kann, *daß die auffallende Halbjahreswelle der erdmagnetischen Aktivität durch die jahreszeitliche Variation des Anstromwinkels des solaren Windes gegen die in die Anstromebene projizierte Rotationsachse der Erde hervorgerufen wird.*

Bei den Überlegungen, die zum Ansatz (3) und seiner expliziten Formulierung (8) geführt haben, war ohne Erörterung der physikalischen Vorgänge nur von empirischen Befunden ausgegangen worden. Eine physikalische Erklärung der Halbjahreswelle muß bei der Wechselwirkung zwischen solarem Wind und Magnetosphäre einsetzen, Aussagen über Art und Ausmaß der Aufnahme von Energie durch die Magnetosphäre liefern und das daraus resultierende Auftreten jener erdmagnetischen Störungen verständlich machen, die mit den Kennziffern K_p und A_p erfaßt werden. Es ist augenfällig, daß hierbei extrem komplizierte Vorgänge und Abhängigkeiten im Spiele sind, die in ihren Einzelheiten noch nicht durchschaut werden. Aus der Fülle der neueren Veröffentlichungen zu diesem Problem sei auf die Arbeiten von PIDDINGTON [1968], HIRSHBERG und COLBURN [1969], PARKER [1969], SPREITER und ALKSNE [1969] und AXFORD [1969] und deren umfangreiche Literaturangaben hingewiesen.

In diesem Zusammenhang mag es fraglich erscheinen, ob die in (3) angesetzte Geschwindigkeit v ein ausreichender Parameter für die Wirksamkeit des solaren Windes ist, erdmagnetische Störungen zu verursachen. Es ist bekannt, daß die Korrelation von K_p mit v (Korrelationskoeffizient $r = 0,73$ nach SNYDER et al. [1963]) besser ist als mit manchen anderen Parametern des solaren Windes, daß es aber auch noch bessere Korrelationen gibt wie die mit den Querfluktuationen des interplanetaren Magnetfeldes [BALLIF, JONES und COLEMAN 1969]. Diese deuten offenbar auf entsprechende Bewegungsvorgänge im solaren Wind hin und bringen damit die erdmagnetische Aktivität wieder direkter mit Störungen im anströmenden solaren Plasma in

Verbindung. Wenn hier trotzdem von dem einfachen Ansatz (3) ausgegangen wird, so aus der Überlegung, daß es vermutlich keinen für diesen Zweck besten Parameter des solaren Windes gibt. Für eine genauere Darstellung der Zusammenhänge ist vielmehr ein wesentlich komplizierterer Ansatz mit einer Reihe von Parametern erforderlich, wobei zum Beispiel auch der modifizierende Einfluß des interplanetaren Magnetfeldes zu beachten wäre. Die Schwierigkeiten, beim jetzigen Stand der Kenntnisse einen solchen Ansatz aufzustellen und ihn dann für eine entsprechende Untersuchung zu verwenden, liegen auf der Hand. Es kommt hinzu, daß hier nicht die Aktivitätsschwankungen innerhalb kurzer Zeiten untersucht werden, sondern das Verhalten der Aktivität im langjährigen statistischen Mittel. Erfahrungsgemäß vereinfachen sich dabei die Zusammenhänge wieder, was hier bedeutet, daß die verschiedenen Parameter des solaren Windes dann auch untereinander korreliert sein sollten und bei Verwendung nur eines Parameters der Einfluß der anderen wenigstens zum Teil mit berücksichtigt wird. Für eine Erörterung der geometrischen Verhältnisse beim Anstrom des solaren Windes bietet sich dann aber der Geschwindigkeitsvektor v als geeignete Größe an.

Zur angestrebten pauschalen geometrischen Behandlung der Wechselwirkung zwischen solarem Wind und Magnetosphäre muß die durch v ausgezeichnete Richtung noch mit einer für das Magnetfeld der Erde charakteristischen Richtung in Verbindung gebracht werden. Die Beobachtungen legen nahe, dafür die Richtung der Rotationsachse der Erde als mittlere Richtung der Dipolachse zu wählen. Offen bleibt die Frage, ob der Ansatz (8) auch für einen größeren Winkel ε ausreichen würde (etwa beim Planeten Uranus). Das hat mit der gesamten Struktur der Magnetosphäre zu tun. Selbst bei der Erde ist die sicher ausgezeichnete Dipolrichtung auch für statistische Zusammenhänge nur näherungsweise verwendbar, da für die hier erfaßte Art der erdmagnetischen Aktivität der solare Wind vorwiegend über den Schweif der Magnetosphäre wirkt und ausgezeichnete Richtungen im Schweif, wie die Lage der neutralen Schicht, nur näherungsweise mit der Dipolrichtung in Verbindung stehen.

Aus allen diesen Betrachtungen folgt auf der einen Seite immer wieder, daß die geometrische Komponente einen ganz wesentlichen Einfluß haben muß und ihre nun auch quantitativ nachgewiesene Urhebererschaft am mittleren Halbjahresgang der Aktivität nicht verwunderlich ist. Andererseits wird ebenso deutlich, daß eine noch dazu vereinfachte geometrische Erklärung sicher nicht ausreicht, um alle Einzelheiten des Jahresganges und natürlich erst recht einzelne Effekte verständlich zu machen.

4. Weitergehende Betrachtungen und offene Probleme

Die Erörterungen im Abschnitt 3 geben Anlaß, über das eigentliche Thema dieser Untersuchung hinaus auch einen Blick auf die übrigen Anteile am Jahresgang der Aktivität zu werfen. Betrachtet man daraufhin die Daten der Tabelle im Abschnitt 1, so macht ihre Interpretation vom statistischen Standpunkt aus keine Schwierigkeiten, wenn man bedenkt, daß auch die harmonische Analyse von Zufallszahlen nichtverschwindende Amplituden ergibt. Ihr Merkmal ist, daß sie gegen eine Gleichverteilung

streben, deren Wert von der Streuung des Ausgangsmaterials abhängt. Nach c_2 fällt in der Tabelle noch die Amplitude c_4 auf. Diese sollte aber als Oberwelle zu c_2 einen systematischen Anteil C_4 enthalten, auf dessen Vorhandensein bereits die zuvor festgestellte gute Übereinstimmung zwischen den Phasen ε_4 und η_4 hinweist. Aus Abbildung 3 folgt für $\nu = 4,7$: $C_4 \approx 0,015$. Zieht man C_4 von c_4 ab, so haben alle noch übrigen Amplituden Werte zwischen 0,02 und 0,04. Nimmt man an, daß der nach Abzug der Halbjahreswelle in Abbildung 1 verbleibende Rest zufälliger Natur ist, so folgt aus der Größe seiner mittleren quadratischen Abweichung, daß die restlichen Harmonischen, reduziert auf die mittlere Aktivität \overline{Ap} , in der Tat Amplituden um 0,03 haben sollten. Selbst wenn also der Rest noch kleine systematische Anteile enthält, gehen diese Signale im Geräusch des verfügbaren Beobachtungsmaterials unter.

Damit könnte man sich zufriedengeben. Das Bild ändert sich jedoch, wenn die harmonische Analyse für jedes Jahr gesondert vorgenommen wird¹⁾ und die Ergebnisse in chronologischer Folge betrachtet werden (vgl. die Vektorzüge in den Periodenuhren für $n = 1, 2, 3, 4$ bei SIEBERT [1970]). Es ist hier nicht der Ort, die Einzelheiten dieser Ergebnisse anzuführen, wozu besonders auch auf die Eliminierung des störenden Ganges der Aktivität mit dem Sonnenfleckenzyklus eingegangen werden müßte. Diese Themen sollen in einer anderen Veröffentlichung behandelt werden. An dieser Stelle soll die Feststellung genügen, daß nicht nur die Vierteljahreswelle, sondern auch die Ganzjahreswelle ein teilweise systematisches Verhalten zeigt. Bei dieser Welle sind es vor allem die häufig wechselnden Anfangsphasen, die sie im langjährigen Mittel zu einer zufälligen Erscheinung reduzieren. Während nämlich für die beiden ersten Harmonischen die auf vektorieller Mittelwertbildung beruhenden mittleren Amplituden der Tabelle im Verhältnis $c_1 = 0,15 c_2$ stehen, ergibt sich ohne Berücksichtigung der Phase bei algebraischer Mittelwertbildung der Amplituden $c'_1 = 0,68 c'_2$. Die Amplituden der Ganzjahreswelle sind in den einzelnen Jahren also durchaus denen der Halbjahreswelle vergleichbar und im Mittel sogar noch etwas größer als die der Vierteljahreswelle. Wenn dies aber so ist, erhebt sich die Frage nach der physikalischen Ursache der Ganzjahreswelle und ihrer Phasensprünge. Ist hierbei ebenfalls eine aus dem Jahresablauf resultierende Variation von v_{\perp} als geometrischer Anlaß im Spiele, so würde das bedeuten, daß die Anstromrichtung v des solaren Windes über längere Zeiten (Monate bis Jahre) eine vorherrschend positive oder negative Komponente senkrecht zur Ebene der Ekliptik besitzen muß. Jeder Vorzeichenwechsel dieser Komponente hätte dann einen Phasensprung zur Folge.

Die Notwendigkeit, nun einzelne Jahre oder doch wenigstens kleinere Gruppen von Jahren zu betrachten, beeinträchtigt aber auch die Voraussetzung der im Mittel angenommenen Homogenität des anströmenden solaren Windes, entsprechend $v = \text{const}$ in (4). Es ist durchaus denkbar, daß für kürzere Zeitabschnitte v und damit nach (7) A_0 zufällig in einer Weise variieren, die sich in (8) durch Amplitudenmodulation auf die zur Diskussion stehenden Harmonischen des Jahresganges auswirkt.

¹⁾ Für die Überlassung der Ergebnisse dieser Analysen danke ich Herrn cand.-phys. J.-H. HUFEN.

In ähnlicher Weise wirft eine Veränderung der mittleren Aktivität \overline{Ap} , mit der bei der Betrachtung kürzerer Zeitabschnitte unbedingt zu rechnen ist, das Problem des Bezugsniveaus für die reduzierten Amplituden auf. Bei der geometrischen Erklärung der Halbjahreswelle ist mit solarem Wind der zwar zeitlich nach Zufallsgesetzen variable, aber doch ungestörte solare Wind gemeint; während unter gestörtem solarem Wind der bei den stärkeren Sonneneruptionen emittierte Plasmastrom verstanden wird, der die erdmagnetischen Stürme verursacht. Wegen der Unregelmäßigkeit des Auftretens der Stürme im Ablauf einzelner Jahre ist nicht zu erwarten, daß sich die Amplitude der Halbjahreswelle proportional zum mittleren jährlichen \overline{Ap} ändert, also c_2 in (1) unabhängig vom Sonnenfleckenzyklus ist. Hier steht man vor der Wahl, entweder für spezielle Gruppen von Jahren (z. B. Minimumsjahre, Maximumsjahre) aus der Anpassung von empirischer und theoretischer Analyse jeweils den Exponenten ν zu bestimmen und entsprechend variieren zu lassen, oder aber ν als eine echte Konstante anzusehen und dann zwischen der Wirkung des gestörten und des ungestörten solaren Windes zu unterscheiden.

So folgt mit der ersten Annahme aus den Daten von 9 Minimumsjahren $\nu = 5,3$ und von 9 Maximumsjahren $\nu = 3,8$. Das ist aber nur der Ausdruck dafür, daß die Amplitude der Halbjahreswelle vom Minimum zum Maximum sehr viel weniger ansteigt als die mittlere Aktivität und daher die reduzierte Amplitude c_2 entsprechend abnimmt. Die zweite Annahme bedeutet im Extremfall, daß in den Minimumsjahren die gesamte Aktivität vom ungestörten solaren Wind herrührt, während in den Maximumsjahren ein gewisser Anteil vom gestörten solaren Wind dabei ist, der aber nicht zur Halbjahreswelle beitragen soll. Dann folgt aus denselben Daten wie zuvor, daß bei konstantem ν die insgesamt 57% Anstieg der mittleren Aktivität von den Minimums- zu den Maximumsjahren sich aus 12% Zunahme der Aktivität durch ungestörten solaren Wind und 45% Zunahme der Aktivität durch gestörten solaren Wind zusammensetzen.

Die hier an der persistenten Halbjahreswelle demonstrierte Unsicherheit in der Interpretation der für kürzere Zeitabschnitte auftretenden Unterschiede mahnen erst recht zur Vorsicht bei der Deutung solcher Schwankungen bei den anderen Harmonischen des Jahresganges, sofern deren Signifikanz nachgewiesen ist. Eine andere Konsequenz dieser Unsicherheit ist, daß die mit dem Formalismus des Abschnitts 2 prinzipiell mögliche Bestimmung der mittleren Geschwindigkeit des solaren Windes aus der beobachteten Amplitude der Halbjahreswelle praktisch nicht durchführbar ist, da Mittelwerte über Jahrzehnte uninteressant sind und mit zunehmender Kürze des Intervalls die zu fordernde Genauigkeit nicht mehr aufgebracht werden kann.

Schließlich sei noch darauf hingewiesen, daß die geometrische Erklärung der Halbjahreswelle eine erst in den Anfängen untersuchte Variante im Tagesgang der Aktivität enthält [MCJNTOSH 1959; MAYAUD 1967]. Hierbei muß dann allerdings von der tageszeitlichen Änderung der Richtung der mit einem Öffnungswinkel von $11,5^\circ$ um die Rotationsachse umlaufenden Dipolachse ausgegangen werden. Die Projektion der Dipolachse hat in der Anstromebene des solaren Windes einen Tagesgang, der sich

als Variation des Winkels ζ äußert und damit eine tageszeitliche Variation der Aktivität nach Weltzeit zur Folge haben sollte. Dabei hängen Rhythmus und Stärke dieser Variation noch von der Jahreszeit ab. Die bisherigen Untersuchungen sprechen für die Existenz eines solchen Tagesganges und ergeben ungefähr die für die Extrema erwarteten Eintrittszeiten. Die große Schwierigkeit ist dabei, daß dieser Tagesgang nach Weltzeit an jedem Beobachtungsort von einem wesentlich größeren Tagesgang nach Ortszeit überlagert wird: Infolge der auf die Sonne hin orientierten asymmetrischen Form der Magnetosphäre und der unterschiedlichen Art der Wechselwirkung zwischen solarem Wind und Magnetosphäre auf der Tag- bzw. Nachtseite kommt der Hauptbeitrag der mit den Kennziffern erfaßten Aktivität von Vorgängen im Schweif her, wodurch die Abend- und Nachtstunden begünstigt werden. Dieser Ortszeitgang muß eliminiert werden. Auf die Verfahren dazu soll hier nicht eingegangen werden. Wenn dies aber mit genügender Genauigkeit vorgenommen wird und solche Tage für eine Untersuchung ausgewählt werden, an denen man aufgrund der erdmagnetischen Beobachtungen einen etwa gleichförmig anströmenden solaren Wind voraussetzen darf, sollte sich der Einfluß der zur Halbjahreswelle führenden geometrischen Verhältnisse auch im Tagesgang der Aktivität quantitativ nachweisen lassen.

Die Andeutungen in diesem letzten Abschnitt bestätigen den bekannten Sachverhalt, daß sich einfache Zusammenhänge, die aus einem großen statistischen Material folgen und entsprechende Gültigkeit haben, in unübersichtliche Komplexe auflösen, wenn das Material fein genug unterteilt wird. In diesem Sinn sollte auch die quantitative geometrische Erklärung der Halbjahreswelle des Durchschnittsjahres nur als ein erster Schritt auf dem Weg zum Verständnis jener Vorgänge aufgefaßt werden, die Jahr für Jahr das wechselhafte Erscheinungsbild der erdmagnetischen Aktivität bestimmen.

Anhang

Das von MAER und DESSLER [1964] empirisch gefundene Potenzgesetz (2) für den Zusammenhang von Ap mit v ist auf den ersten Blick ungewöhnlich. Es läßt sich aber an gebräuchliche elementare Betrachtungen über das Zustandekommen solcher statistischen Beziehungen anschließen. Zu diesem Zweck werden die beiden Annahmen gemacht, daß an einem festen Ort im interplanetaren Raum der ungestörte solare Wind konstante Richtung und konstante Impulsdichte hat, also mit der Plasmadichte ρ

$$qv = \text{const} \quad (\text{A } 1)$$

gilt, und daß die mit Kp erfaßte Aktivität linear mit der kinetischen Energiedichte des solaren Windes anwächst

$$Kp = b_1 qv^2 - b'_2. \quad (\text{A } 2)$$

Die kinetische Energiedichte muß einen durch b'_2 festgelegten Schwellenwert überschreiten, damit der solare Wind erdmagnetisch nachweisbar wird. Aus beiden Annahmen folgt mit v als Tagesmittel der Plasmageschwindigkeit und $\sum Kp$ als Tagessumme der Kp -Werte

$$\sum Kp = b_3 v - b_2. \quad (\text{A } 3)$$

Diese Beziehung stimmt mit dem von SNYDER et al. [1963] gefundenen Zusammenhang zwischen $\sum Kp$ und v überein. Aus den dort angegebenen Zahlenwerten erhält man für die Koeffizienten von (A 3)

$$b_2 = 39,1 \text{ und } b_3 = 0,118 \text{ sec/km}. \quad (\text{A } 4)$$

Bekanntlich besteht zwischen den beiden dreistündlichen Aktivitätsmaßen Kp und ap ein quasi-logarithmischer Zusammenhang. Im Bereich von $1- \leq Kp \leq 5+$, auf den 87% aller Kp -Werte entfallen (und bei Beschränkung auf Zeiten mit ungestörtem solaren Wind noch mehr), läßt sich dieser Zusammenhang formelmäßig angeben durch

$$Kp = 1,1 \left(\frac{\log ap}{\log 2} - 1,08 \right). \quad (\text{A } 5)$$

Wird in (A 5) von ap ausgegangen und auf die Drittelstufen von Kp abgerundet, so ergibt sich Kp exakt. Die Basis des Logarithmus kann noch beliebig gewählt werden. Im folgenden seien mit \log die natürlichen Logarithmen gemeint. Geht man dann in (A 5) zu $\sum Kp$ über und ersetzt das unbekannte geometrische Mittel der ap durch ihr (größeres) arithmetisches Mittel Ap , so wird

$$\sum Kp = q_1 \log Ap - q_2 \quad (\text{A } 6)$$

mit

$$q_1 = 12,7 \text{ und } q_2 = 9,5. \quad (\text{A } 7)$$

Mit dem Potenzansatz

$$Ap = x v^v \quad (\text{A } 8)$$

folgt aus (A 6) und (A 3)

$$q_1 (\log x + v \log v) = b_3 v + q_2 - b_2. \quad (\text{A } 9)$$

Wie aus den mit Mariner 2 gemessenen Plasmageschwindigkeiten hervorgeht, liegen diese im Bereich $330 \text{ km/sec} < v < 700 \text{ km/sec}$. Mit einer mittleren Geschwindigkeit $v_0 = 500 \text{ km/sec}$ kann daher für eine Entwicklung von $\log v$ angesetzt werden

$$v = v_0 + \Delta v \text{ mit } |\Delta v| < v_0. \quad (\text{A } 10)$$

Bei Beschränkung auf die erste Näherung erhält man aus (A 9) mit den in (A 4) und (A 7) angegebenen Zahlenwerten

$$v = b_3 v_0 / q_1 = 4,65, \quad (\text{A } 11)$$

$$\log \kappa = v(1 - \log v_0) + (q_2 - b_2) / q_1, \quad (\text{A } 12)$$

$$\kappa = 2,9 \cdot 10^{-12} \text{ für } v \text{ in km/sec.}$$

Trotz der bei dieser Herleitung vorgenommenen Vereinfachungen zeigen diese in (A 8) einzusetzenden Werte für v und κ eine überraschende gute Übereinstimmung mit den entsprechenden Werten in (2).

Literatur

- AXFORD, W. I.: Magnetospheric convection. *Rev. Geophys.* 7, 421—459, 1969
- BALLIF, J. R., D. E. JONES, and P. J. COLEMAN, Jr.: Further evidence on the correlation between transverse fluctuations in the interplanetary magnetic field and Kp . *J. Geophys. Res.* 74, 2289—2301, 1969
- BARTELS, J.: Terrestrial-magnetic activity and its relations to solar phenomena. *Terr. Magn. Atmosph. Electr.* 37, 1—52, 1932
- : The geomagnetic measures for the time-variations of solar corpuscular radiation, described for use in correlation studies in other geophysical fields. *Annals Intern. Geophys. Year 4*, 227—236, 1957
- HIRSHBERG, J., and D. S. COLBURN: Interplanetary field and geomagnetic variations—a unified view. *Planet. Space Sci.* 17, 1183—1206, 1969
- MAER, JR., K., and A. J. DESSLER: Comment of the paper by CONWAY W. SNYDER et al., "The solar wind velocity and its correlation with cosmic-ray variations and with solar and geomagnetic activity". *J. Geophys. Res.* 69, 2846, 1964
- MAYAUD, P. N.: Calcul préliminaire d'indices K_m , K_n , et K_s ou a_m , a_n et a_s , mesures de l'activité magnétique à l'échelle mondiale et dans les hémisphères Nord et Sud. *Ann. Géophys.* 23, 585—617, 1967
- MCJNTOSH, D. H.: On the annual variation of magnetic disturbance. *Phil. Transact. Roy. Soc. London A* 251, 525—552, 1959
- MEYER, J.: A semiannual wave in the recurrence tendency of geomagnetic activity. *J. Geophys. Res.* 71, 2397—2400, 1966
- PARKER, E. N.: Solar wind interaction with the geomagnetic field. *Rev. Geophys.* 7, 3—10, 1969
- PIDDINGTON, J. H.: The causes and uses of geomagnetic disturbance index Kp . *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.* 15, 39—52, 1968

- SIEBERT, M.: Maßzahlen der erdmagnetischen Aktivität. Handb. Physik 49/3 (Geophysik 3/3), 1970
- SNYDER, C. W., M. NEUGEBAUER, and U. R. RAO: The solar wind velocity and its correlation with cosmic-ray variations and with solar and geomagnetic activity. J. Geophys. Res. 68, 6361—6370, 1963
- SPREITER, J., R. and A. Y. ALKSNE: Plasma flow around the magnetosphere. Rev. Geophys. 7, 11—50, 1969
- WILCOX, J. M.: The interplanetary magnetic field; solar origin and terrestrial effects. Space Sci. Rev. 8, 258—328, 1968

A Method for the Interpretation of Ionospheric Absorption Measurements during the Sunrise Effect in the D-Region

By G. CUMME, R. KNUTH, Kühlungsborn¹⁾, and C.-U. WAGNER, Potsdam²⁾

Eingegangen am 13. September 1968

Summary: Results of A3 observations in the LF range at medium latitudes before and during sunrise are described. For absorption variation during night-time and during sunrise at medium sunspot number, comparison is made between summer and winter. Generally, at constant R , the sunrise absorption increase is stronger in summer than in winter; it is very similar for propagation paths with different azimuths. At constant season, the sunrise absorption increase is stronger at R_{\max} than R_{\min} , indicating at least at medium latitudes non-galactic high-energy particles being the principal ionization source, if there are no solar cycle aeronomic changes.

The classical O_2 -photodetachment model of the sunrise D-region is checked by calculating the electron concentration profiles which are needed to produce the observed summer sunrise absorption increase at medium sunspot number. The resulting theoretical electron concentration profiles, treated by full wave calculation, give the observed absorption variation at negative sun heights below -4° ($\chi > 94^\circ$), but they do not agree with rocket measured electron concentrations nor with the strength of at least the galactic cosmic ray ionization rate. From the differences, an additional negative ion species, not affected by light penetrating the ozone layer, should be assumed especially in the 70 to 90 km height range. Furtheron an additional free electron source is indicated by the sunrise absorption increase at negative sun heights above -4° ($\chi < 94^\circ$), possibly negative ions the electrons from which are detached by photons not penetrating the ozone layer.

Thus, for interpreting the sunrise behaviour of the D-region by electron detachment from negative ions, two ion species seem to be necessary: The first one being destroyed when visible light reaches the D-region, and causing the $\eta = -9^\circ$ onset of sunrise effect in radio propagation whereas the electron from the second one is detached well above the ozone shadow.

1) G. CUMME, R. KNUTH, Observatory for Ionospheric Research, Kühlungsborn, G. D. R.

2) C.-U. WAGNER, Geomagnetic Institute, Potsdam, G. D. R.

Zusammenfassung: Resultate von LF-A3-Absorptionsmessungen in mittleren Breiten vor und während des Sonnenaufgangs werden beschrieben. Die tageszeitlichen Variationen der Absorption während der Nacht und während der Dämmerung bei mittlerer Sonnenfleckenzahl werden für Sommer und Winter verglichen; es zeigt sich, daß die morgendliche Absorptionzunahme im Sommer stärker ausgeprägt ist und daß sie für Strecken verschiedener Richtung sehr ähnlich verläuft. Für die gleiche Jahreszeit ist der Dämpfungszuwachs bei Sonnenaufgang bei maximaler Sonnenfleckenrelativzahl stärker als bei minimaler. Falls aeronomische Änderungen an diesem Unterschied nicht wesentlich beteiligt sind, ist daraus zu entnehmen, daß mindestens in mittleren Breiten energiereiche Partikel, die nicht zur galaktischen kosmischen Strahlung gehören, als nächtliche Ionisationsursache dominieren.

Das klassische aeronomische Modell der D-Region (negatives Ion: O_2^-) wird geprüft durch Berechnung derjenigen Elektronenkonzentrationsprofile, die bei Annahme dieses Modells zur Deutung des morgendlichen Dämpfungsanstieges im Sommer bei mittlerer Sonnenfleckenanzahl erforderlich sind. Die hierbei erhaltenen Profile geben bei der Durchrechnung nach der Methode der vollen Wellengleichungen den für negative Sonnenhöhen η ($\eta < -4^\circ$, $\chi > 94^\circ$) beobachteten Absorptionsanstieg richtig wieder, sie stimmen jedoch weder überein mit gemessenen Elektronenkonzentrationen, noch mit der Ionisationsrate der galaktischen kosmischen Strahlung. Auf Grund der Differenzen liegt die Annahme nahe, daß insbesondere im Höhenbereich 70–90 km ein weiteres negatives Ion existiert, dessen Elektron nur oberhalb des Ozonschattens vom Sonnenlicht abgespalten werden kann. Auch der Absorptionsanstieg für Sonnenhöhen $\eta > -4^\circ$ deutet auf eine Quelle freier Elektronen hin, die oberhalb des Ozonschattens liegt.

Zur Deutung des Absorptionsverhaltens der D-Region bei Sonnenaufgang durch Photoelektronenabspaltung von negativen Ionen erscheinen somit zwei Arten negativer Ionen erforderlich: Ein Ion, das bereits bei Bestrahlung mit sichtbarem Licht Elektronen abgibt und den Einsatz des Absorptionsanstieges bei der Sonnenhöhe -9° verursacht, und ein anderes, das erst oberhalb des Ozonschattens gespalten wird.

1. Observational results

Ionospheric A3-observations in the low-frequency range have been carried out at Kühlungsborn Ionospheric Observatory since 1948. This method has been proved to be very sensitive to many kinds of disturbances in the D- and lower E-region (LAUTER et al. (1960), LAUTER and KNUTH (1967)), but in this paper we will examine the normal behaviour of the lowest part of the D-region during sunrise. This choice has been made with respect to the following aeronomic model considerations (section 2), which refer to negative sun heights permitting only photodetachment but no ionization by solar photons. Whilst the sunrise absorption increase is thought to be due to electron photodetachment from negative ions, the sunset decrease is not only due to electron attachment to neutrals, but also to recombining daytime ionization. Because these recombination processes are not fully understood, the sunrise is taken into consideration only.

The experimental results are mainly based on continuous steep incidence skywave-fieldstrength-measurements on 128.5 kHz in Kühlungsborn (Deccatransmitter Zeven, about 190 km west of Kühlungsborn, equivalent frequency 88 kHz, geographic coordinates of the reflection point: $\varphi = 53.7^\circ N$; $\lambda = 10.5^\circ E$; geomagnetic latitude $\Phi = 54.6^\circ N$). At the receiver, the groundwave is suppressed by a loop aerial. During

daytime the ionospheric skywave absorption amounts to 40 dB (winter) or 70 dB (summer). The absorption decreases with decreasing solar elevation angle η and reaches its minimum value of 14–16 dB during night.

1.1 Night time variation of absorption

In Fig. 1, the diurnal variation of absorption at great solar zenith angles is shown, plotted in the same way as by E. A. LAUTER (1966). During summer at negative sun heights below -10° , an absorption decrease is found, which changes abruptly into a relatively quick increase when at the path midpoint the sun height passes through about -10° before ground sunrise. This early onset of absorption increase should be ascribed to photodetachment by sun light, because ionizing radiation can not penetrate into D-region at those sun heights. During winter, the picture is more complicated.

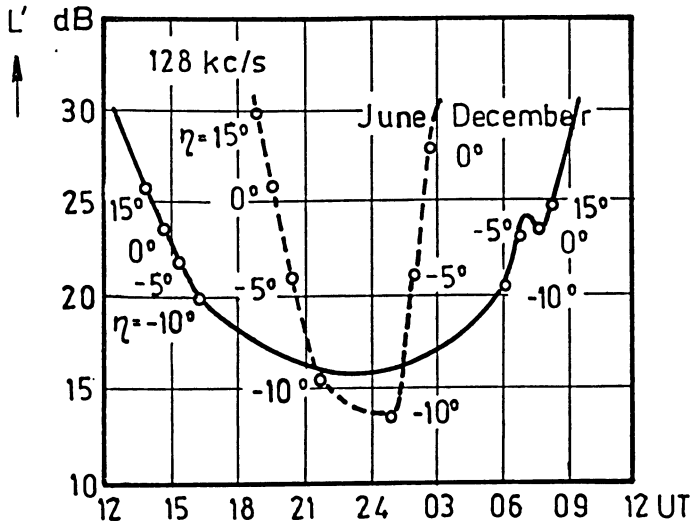


Fig. 1: Diurnal absorption variation at great zenith angles and during night; $f = 128,5$ kHz.

An absorption increase is found soon after midnight, when no direct sun light can reach the D- and lower E-region. During winter night there is more time for recombination, and perhaps the absorption increase after midnight may be caused by the beginning penetration of the radio waves into the lower E-region, or some yet unknown small ionization source (perhaps scattered $\text{Ly } \alpha$ or $\text{Ly } \beta$ from the night sky). At $\eta \approx -10^\circ$, the absorption increase becomes remarkably faster due to the ionospheric sunrise effect. A secondary minimum of absorption is found near ground sunrise, which is not present during summer.

1.2 Sunrise effects at medium sunspot number

Fig. 2 shows the mean behaviour of ionospheric absorption at sunrise on 128.5 kHz for all twelve months and medium sunspot number (mean from 1959–1963) from sunheight $\eta = -10^\circ$ to $+10^\circ$. For clearly separating the amount of sunrise effect in absorption itself, from all absorption values the $\eta = -10^\circ$ value has been subtracted. It was supposed, that for $\eta < -10^\circ$ the D-region is not affected by the sun in any way. Obviously the LF-sunrise effect is a very regular phenomenon. In the months April–November three distinct steps of absorption increase can be found, one at about $\eta = -8^\circ$, the second at $\eta = -4^\circ \dots -3^\circ$ and the third at $\eta = +3^\circ \dots +4^\circ$. But in the months December–March only the first and third step occur. Obviously the third absorption increase at positive sunheights is due to increasing ionization under the influence of Lyman-Alpha and X-rays 1–10 Å. This is in good accordance

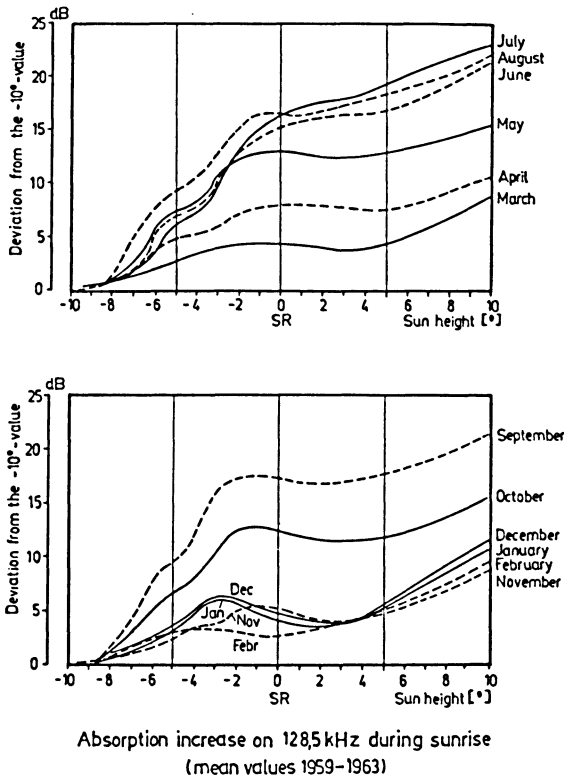


Fig. 2: Absorption increase on 128,5 kHz during sunrise (mean values 1959–1963). For the measuring path see Fig. 3. For clearly separating the sunrise effect, the -10° value has been subtracted.

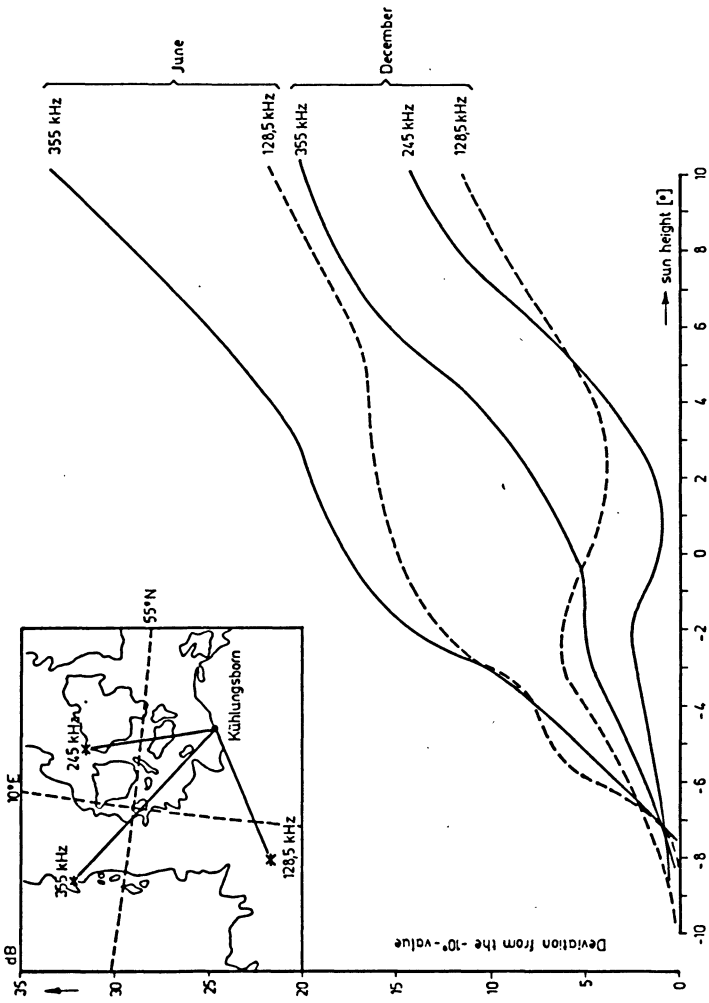


Fig. 3: Sunrise absorption increase on different frequencies and measuring paths. In spite of different path directions, the sunrise effects and their summer—winter differences are quite similar (the 245 kHz transmitter is off during sunrise in summer).

with the observations of sunrise effects by the SOLRAD-satellite, which indicate an effective shadow height for Lyman α of 80 km, that means it will be effective in the lower D-region only when $\eta > 0^\circ$. The first and second absorption increases are not in the same way monotonically rising with η , but they reach saturation levels. Since it is highly improbable that these absorption increases are caused by a variation of the collision frequency, it has to be assumed that there is a change of electron density.

To exclude the possibility that these sunrise effects are a particular behaviour of a certain propagation path, Fig. 3 shows the sunrise absorption increases on the frequencies 128.5, 245 and 355 kHz. The geometry of the propagation paths is indicated. It can be seen that, in spite of the different propagation paths, the sunrise effects are very similar in general; the differing absolute absorption values are certainly due to the different equivalent frequencies. On 245 kHz the transmitter is off during sunrise in summer.

1.3 Comparison between sunrise effects at sunspot maximum and minimum

The sunrise absorption increases at R_{\max} and R_{\min} are shown in Fig. 4. Generally, the sunrise absorption increase is stronger at R_{\max} . Thus, at least at our latitude, high-energy particles from the magnetosphere may be a more effective primary ionization source than galactic cosmic rays, because the latter show the opposite variation with R . As can be seen from Fig. 4, the mean behaviour of LF sunrise effect during winter (December, January, February) and early summer (May, June, July) is very similar at R_{\max} (November 1958—October 1960, $\bar{R} \approx 138$) and R_{\min} (July 1963 to June 1965, $\bar{R} \approx 15$). But in both cases the absorption values of the first step in R_{\min} reach only half the values of R_{\max} .

Perhaps the first absorption increase occurs a little later during R_{\min} , but this statement is not significant. The other months in Fig. 4 show clear differences between R_{\max} and R_{\min} apart from the above mentioned differences of absorption values. The second absorption increase at about -4° sunheight from April to November is clearly marked only in the years with higher sunspot number; in R_{\min} a second step is present only in May, June and July.

2. Aeronomic considerations

2.1 Introduction

Because the sunrise effects on long wave radio propagation occur at negative sunheights when no ionizing solar radiation can penetrate into the D-region those effects are conveniently ascribed to electron detachment from negative ions by low energy solar photons. If the two distinct steps of absorption increase are due to photodetachment from two different negative ion species, then the negative ion corresponding to the second step should be destroyed later, i. e. when photons with higher energy and

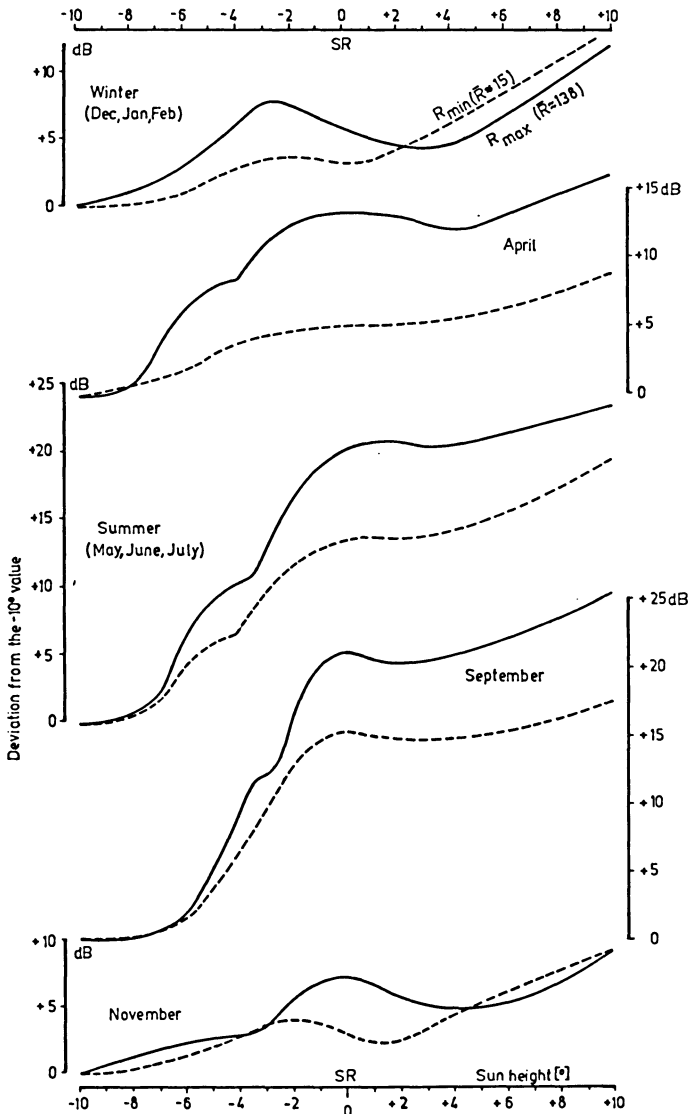


Fig. 4: LF-sunrise-effects (128,5 kHz) in years with high and low solar activity (R_{max} —, R_{min} - - -).

higher absorption coefficient in ozone penetrate into the D-region. According to the smaller amount of the sunrise absorption increase during winter, the negative ion concentration at the end of the night should be smaller than during summer. Here, the longer duration of the winter night, providing more time for recombination, might be regarded as a cause, but also true aeronomical changes are assumed to be present, because there is a remarkable time lag between season and amount of sunrise absorption increase (cf. Fig. 2).

In the following sections, the classical O_2^- , e^- -model of the sunrise D-region will be checked by calculating the electron concentrations which have to be assumed if this model should explain the first step of absorption increase as observed during summer at medium sunspot number. The summer sunrise has been chosen because the absorption behaviour prior to the sunrise effect seems to be clearer during summer than during winter (cf. section 1.1 and Fig. 1). During winter, besides the sunrise effect, a different mechanism producing a small absorption increase is present soon after midnight. In summer, the sunrise seems to begin before this complicated situation could develop.

2.2 Basic model assumptions

a) Upper border of electron concentration versus height profile.

An intensity change of the sky wave may be produced by changing the electron concentration in the D-region as well as by changing the steepness of the electron concentration gradient at the lower border of the E-region. Now, distinct steps of absorption increase are found before ground sunrise, which are thought to be caused by electron-photodetachment. In order to find the electron concentrations which would have to be assumed if the whole sunrise effect should be explained by electron photodetachment in the D-region, at the lower border of the E-region a constant steep concentration gradient was assumed.

b) Negative ion species.

As to the D-region, the investigations carried out so far lead to the conclusion that in the D-Region the negative ions O_2^- , NO_2^- and, perhaps, O_3^- or CO_3^- may be present.

As a first attempt, the classical model assuming that the negative ion of the molecular oxygen O_2^- is the only negative ion existing in the D-region, has been considered. This ion was chiefly selected because of the approximate knowledge of the temporal change of the photodetachment and the numerous reaction coefficients measured in the laboratories.

Furtheron, the small electron affinity of O_2 enables visible light to detach electrons from O_2^- . Thus, ionospheric effects can be accounted for, which occur when the solid Earth's shadow passes through the upper D-region just below the lower border of the

E-region. E. g., at sunheight $\eta = -9^\circ$, the height of the solid Earth's shadow would be about 80 km (without atmospheric refraction), whilst the shadow height of a 30 km thick ozonosphere would be ca. 110 km. Because at about $\eta = -9^\circ$ generally a first small amount of absorption increase can be found (cf. Fig. 2), a negative ion species appears suitable, the electron of which can be detached by light penetrating the ozonosphere.

As to sunrise effects on radio propagation at negative sun heights, there is additional evidence from VLF observations. J. RIEKER (1963) analyzed sunrise and sunset effects on long wave propagation over great distances, namely, Rugby-Neuchatel (GBR 16 kHz, 832 km) and Balboa-Neuchatel (NBA 18 kHz, 9000 km). Corresponding to each reflection point of these propagation paths, he observed a distinct step of phase advance during sunrise. For Rugby-Neuchatel (one-hop path) that step started, when $\eta = -8,33^\circ$ at the reflection point, for Balboa-Neuchatel (five-hop path), the steps started when at their corresponding reflection points η was between $-10,7^\circ$ and $-16,8^\circ$. H. VOLLAND (1964) investigated diurnal phase variations of the GBR (Rugby) signal as received at Berlin (16 kHz, 980 km). The amplitude and phase effects (sunrise) began when $\eta = -9^\circ$ at the midpoint of the propagation path. This behaviour is found very regularly, the angle $\eta = -9^\circ$ has been taken from monthly mean curves. (June and December 1962).

Sunrise effects at such great solar zenith distances have also been reported for special paths which were nearly parallel to the sunrise terminator, so that nearly a unique sun height applies to the whole path.

E. A. LEWIS and J. E. RASMUSSEN (1962) observed the variation of the phase difference between receiver outputs at Derry N. H. and Hogback Mountain, Vt., the transmitter being NBA (Balboa, 18 kHz). Both propagation paths are about 4000 km long and are nearly parallel to the sunrise line in late October. In the example given, 22. 10. 1960, the sunrise phase transient began nearly at the time, at which the first sun rays reached an altitude of 80 km above Derry (this corresponds to a shadow height of the Ozonosphere of about 110 km).

G. B. CARPENTER and A. L. WHITSON (1965) report on observations of the NPG Signal (24 kHz, transmitter at Jim Creek, Washington) at Tracy, California (path length 1169 km). At 13. 3. 1964, the sunrise terminator was parallel to the propagation path. Sunrise effects started as much as 10 minutes before the shadow of the ozonosphere, the height of which was assumed to be 30 km, would have passed through a height of 90 km.

Generally, to explain the observations, one could think of e. g. sunrise effects in the D-region caused by visible light which can penetrate the ozone layer, or of propagation parameters being influenced by ionospheric effects occurring distant from the great circle path or reflection point. As to the latter case, this has been done e. g. by E. A. LAUTER and K. H. SCHEMLOVSKY (1958) for VLF propagation at oblique incidence in relation to sunrise effects at negative sun-heights for the path Rugby (16 kHz)—Kühlungsborn as well as for atmospheric noise intensity.

As mentioned above, for explaining the LF steep incidence observations, our model has been based upon the first assumption, and as a first attempt the electron concentrations have been checked which would result if our first step of LF-absorption increase is due to photodetachment by visible sunlight only.

Thus the tentative aeronomic model has to take into consideration three components: the electrons (density n_e), the positive ions (density n_+) and the negative ion O_2^- (density n_-). A model has been used taking into account the night-time ionization rate, three-body- and radiative attachment processes, the photodetachment process, the collision detachment process, the ion-ion recombination, and the electron-ion recombination process (for the special processes and rate coefficients see below).

c) Starting values of charged particle concentrations.

For solving the reaction kinetic differential equations, one must know the starting values of the concentrations before sunrise in the lower ionosphere. Here, a simplification is introduced, assuming that during night-time especially around sun height $\eta = -10^\circ$ an equilibrium state is reached between electrons, positive and negative ions i. e.

$$\left(\frac{dn_e}{dt}\right)_{\text{night}} = 0, \quad \left(\frac{dn_+}{dt}\right)_{\text{night}} = 0, \quad \left(\frac{dn_-}{dt}\right)_{\text{night}} = 0 \quad (1)$$

2.3 Reaction kinetic equations

After sunrise this equilibrium is disturbed by the incidence of electromagnetic radiation from the visible and infrared spectral range. Thus a new process—the photodetachment process—adds to the loss-processes which diminish the number of negative ions. Since the energy and the flux of the radiation increases with increasing sun height, the photodetachment-rate also changes with time. By the photodetachment process the number of electrons increases, that of the negative ions decreases. The density of positive ions adapts itself to the new conditions. Taking into consideration the processes mentioned above, the electron density and the ion densities are governed by the equations

$$\begin{aligned} \frac{dn_e}{dt} = & q(\text{night}) + (\zeta_{O_2} \cdot n_{O_2} + \zeta_{N_2} \cdot n_{N_2} + \kappa) \cdot n_- - \omega_{O_2} \cdot n_{O_2}^2 \cdot n_e - \omega_{N_2} \cdot n_{N_2} \cdot n_{O_2} \cdot n_e \\ & - \alpha_{O_2} \cdot n_{O_2} \cdot n_e - I_e \cdot n_+ \cdot n_e \end{aligned} \quad (2a)$$

$$\begin{aligned} \frac{dn_-}{dt} = & \alpha_{O_2} \cdot n_{O_2} \cdot n_e + \omega_{O_2} \cdot n_{O_2}^2 \cdot n_e + \omega_{N_2} \cdot n_{N_2} \cdot n_{O_2} \cdot n_e \\ & - (\zeta_{O_2} \cdot n_{O_2} + \zeta_{N_2} \cdot n_{N_2} + \kappa) \cdot n_- - I_- \cdot n_+ \cdot n_- \end{aligned} \quad (2b)$$

$$\frac{dn_+}{dt} = q(\text{night}) - I_e \cdot n_+ \cdot n_e - I_- \cdot n_+ \cdot n_- \quad (2c)$$

and the condition

$$n_+ = n_e + n_- \quad (3)$$

The meaning of the symbols can be taken from Table 1.

The task is now to find from these equations those solutions $n_e(z, t)$ for which the calculated absorption values in dependence on time are in good agreement with the observed ones.

As mentioned above the photodetachment rate increases with time during the sunrise interval. A rough approximation for this dependence on time has been received in the following way. REID (1961) has calculated the photodetachment rate of O_2^- in dependence on a parameter h_0 . The connection between this parameter, the height h , and the solar elevation angle η is given by

$$\cos \eta = \frac{R_e + h_0}{R_e + h}$$

It is possible to transform the sunheights into local time-values for the special days considered here. Along this way the dependence of the photodetachment rate on local time can be calculated. REID has performed his calculations on the basis of a day-time photodetachment rate $\kappa = 0.44 \text{ s}^{-1}$. Supposing the same qualitative form for the dependence of κ on time a rough approximative curve has been obtained for a day-time value $\kappa = 0.1 \text{ s}^{-1}$.

For the solution of the equation (2) one needs the individual reaction coefficients. Many of them are not very well known. A review about the magnitude of the individual reaction coefficients has been given by NICOLET, SWIDER (1963) and WAGNER (1966). The calculations have been performed with some different combinations of reaction coefficients. One example is given in Table 1.

Table 1.

Reaction	Coefficient Symbol; Value	Reference
$O_2 + O_2 + e \Rightarrow O_2^- + O_2$	$\omega_{O_2}; \quad 2 \cdot 10^{-30} \text{ cm}^6/\text{s}$	VAN LINT, WYATT (1963) CHANIN et al. (1962)
$O_2 + N_2 + e \Rightarrow O_2^- + N_2$	$\omega_{N_2}; \quad 1 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^6/\text{s}$	VAN LINT, WYATT (1963) CHANIN et al. (1962)
$O_2 + e \Rightarrow O_2^- + h\nu$	$\alpha_{O_2}; \quad 2 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^3/\text{s}$	WAGNER (1966)
$O_2^- + O_2 \Rightarrow O_2 + O_2 + e$	$\zeta_{O_2}; \quad 4 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^3/\text{s}$	NICOLET, AIKIN (1960) BAILY (1959)
$O_2^- + N_2 \Rightarrow O_2 + N_2 + e$	$\zeta_{N_2}; \quad 10^{-18} \text{ cm}^3/\text{s}$	WAGNER (1966)
$O_2^- + h\nu \Rightarrow O_2 + e$	$\kappa; \quad 0.1 \text{ s}^{-1} \text{ (daytime)}$	POPPOFF, WHITTEN (1963)
$O_2^- + A^+ \Rightarrow O_2^* + A^*(1)$	$\iota_-; \quad 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{s}$	WHITTEN, POPPOFF (1964)
$A^+ + e \Rightarrow A^*(1)$	$\iota_e; \quad 3 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$	WAGNER (1966)

¹) A may be a molecule or atom, A* may be an excited atom or molecule or a molecule just before dissociation.

The equations (2) with (3) have been solved assuming that the real ionisation rate q is known. This solution has been performed taking into consideration the facts that n_+ varies slowly, and that the ratio of negative ions to electrons $\lambda = n_-/n_e$ reaches the equilibrium values within a few seconds. For this reason an equation for λ has been used instead of (2b) as the third equation.

In order to solve the equations, it is necessary to know the real ionisation rate q . Since no radiation, which is able to ionize neutral particles, can penetrate into the D-region during the whole time from sunrise in 100 km to sunrise at ground, the real ionisation rate q is supposed to remain the same as it is during night-time. The night-time ionisation was first supposed to be equal to the ionisation rate by cosmic radiation as given by NICOLET (1958). With this assumption, however, it was not possible to explain the night-time absorption and, above all, the sunrise effects. Therefore, first of all, one has to determine the ionisation rate q (night) from a suitable night-time electron density distribution e. g. from the electron density distribution $n_e(z)$ for $\eta = -10^\circ$. Assuming that during night-time the ionosphere has reached an equilibrium i. e. taking into consideration equ. (1) and (3) it is possible to determine q (night) from the formulae

$$\lambda = \frac{n_-}{n_e} = - \frac{\zeta_{O_2} \cdot n_{O_2} + \zeta_{N_2} \cdot n_{N_2} + I_- \cdot n_e}{2 \cdot I_- \cdot n_e} + \left\{ \left(\frac{\zeta_{O_2} \cdot n_{O_2} + \zeta_{N_2} \cdot n_{N_2} + I_- \cdot n_e}{2 \cdot I_- \cdot n_e} \right)^2 + \frac{\alpha_{O_2} \cdot n_{O_2} + \omega_{O_2} \cdot n_{O_2}^2 + \omega_{N_2} \cdot n_{N_2} \cdot n_{O_2}}{I_- \cdot n_e} \right\}^{1/2} \quad (4a)$$

$$q(\text{night}) = (1 + \lambda)(I_e + I_- \cdot \lambda) \cdot n_e^2 \quad (4b)$$

In the following investigations the determination of a suitable night-time electron density profile proved to be the major problem. Starting from this profile, electron density distribution $n_e(z, t)$ can be calculated in dependence on time. With these $n_e(z, t)$ -profiles absorption curves $L(t)$ must be computed and compared with the observed ones in Fig. 1.

2.4 Full wave absorption calculations

The absorption calculation has been done by solving the four coupled linear differential equations for the four horizontal electric and magnetic field components as given by K. G. BUDDEN (1961):

$$\frac{d}{dz} e = -ik_0 T(z) e \quad (5)$$

Here, e is a complex four-vector consisting of the four horizontal electric resp. magnetic components of the electromagnetic wave field, whereas $T(z)$ is a complex 4-4-matrix, depending on the height z . Two linear independent solutions of (5) have to be calculated starting with pure upgoing waves at a sufficiently high starting altitude.

To avoid "swamping" of the linear independent solutions by the non-penetrating upgoing wave, PITTEWAY's (1965) method of reorthogonalization has been used. From the solutions in the free space below the ionosphere, the ionospheric reflection matrix R is calculated.

$$R = \begin{pmatrix} R_{\parallel\parallel} & R_{\perp\parallel} \\ R_{\parallel\perp} & R_{\perp\perp} \end{pmatrix} \quad (6)$$

In the four components of R , the first resp. second index indicates the polarization of the upgoing resp. downgoing wave with respect to the plane of incidence. For the measuring path Zeven-Kühlungsborn, the transmitted upgoing wave is polarized parallelly to the plane of incidence. At the receiver, the groundwave is suppressed by a loop aerial system, the normal axis of which points to the transmitter, Thus, only that component of the downcoming wave is received, which is polarized vertically to the plane of incidence:

$$L_{\text{observed}} = -20 \log R_{\parallel\perp}(t). \quad (7)$$

The task is to find such electron concentration profiles $n_e(z, t)$ which obey the reaction kinetic differential equations and give the observed $R_{\parallel\perp}(t)$ by full wave calculation. Besides the electron concentration $n_e(z, t)$ the electron collision frequency $\nu(z)$ is needed for calculating T . ν was firstly supposed to be independent on electron velocity (classical magnetoionic approach). For

$$\nu < \frac{\omega}{3}, \quad \nu_{\text{eff}} = \frac{5}{2} \nu_M$$

was used, and for

$$\nu > 3\omega, \quad \nu_{\text{eff}} = \frac{3}{2} \nu_M$$

was used to calculate T , ν_M being the collision frequency for mono-energetic electrons of energy kT . Lateron, the calculations were performed with velocity-dependent electron collisional frequencies (Sen-Wyller-theory). The change in absorption values found is within 10% (ca. 1 dB), which is meaningless with respect to the other uncertainties involved in the model. $\nu_M(z)$ was taken from DEEKS (1966) and extrapolated parallelly to the curves of HALL and FOOKS (1965) above 90 km. Since the full-wave theory deals with plane electromagnetic waves, an angle of incidence must be

chosen. In the particular case of the sunrise D-region, reflection at the lower border of the E-layer has been assumed. The angle of incidence was therefore calculated from reflection height, which is supposed to be 95 km in this case, and transmitter-receiver distance, and checked by full-wave phase calculations.

2.5 $n_e(z)$ profile construction by trial- and error method

From the night-time electron concentration profiles $n_e(z, t_0)$, one gets the time-dependent profile $n_e(z, t)$ during sunrise by solving the reaction kinetic differential equations. From $n_e(z, t)$, the absorption $L(t)$ is calculated by the full-wave-theory. Both $n_e(z, t)$ and $L(t)$ were calculated by aid of computers. A first profile $n_{e,0}(z, t)$ was constructed using a simplified set of reaction kinetic equations (suppressing the recombination terms) as well as a simplified absorption calculation basing on the APPLETON-HARTREE-Formula. This $n_{e,0}(z, t)$ was adjusted to give the observed absorption variation $L(t)$ by applying the more sophisticated reaction kinetics including recombination, which are described in section 2.3 and the full wave absorption calculations discussed above. Since the concentration $n_e(z, t)$ turned out to be nearly proportional to $n_e(z, t_0)$ in spite of the non-linear recombination terms, and the absorption ΔL of an ionospheric slab was nearly proportional to n_e and the slab thickness Δz , the modification of $n_{e,0}(z, t)$ reduced to a linear procedure which could easily be accomplished using a desk-calculator.

3. Results and discussion

The resulting summer profiles (medium latitude, medium sunspot number) are shown in Fig. 5; observed and calculated absorption is compared in Fig. 6. As may be seen, the O_2 -model can only interpret the first step of absorption increase between sun heights $\eta = -10^\circ$ and -4° . For the second increase a free electron source may be responsible, which needs photons with higher energy and larger atmospheric absorption coefficients. As to the $n_e(z, t)$ profiles at $\eta = -4^\circ$, a maximum is found near 65 km, similar to results found at $\eta = 0^\circ$ by D. G. DEEKS (1966). In both cases the maxima remain nearly constant after sunrise, a feature which is to be expected in the medium latitude D-region. The special shape of the profiles near 55 km corresponds to the last part of the first step of absorption increase, if it is to be explained by electron photodetachment from O_2 . The minimum around 85 km seems very deep. Eventually, other negative ions with higher electron affinities may be important in this region, giving other electron concentrations and producing by photodetachment the further absorption increase at negative sun heights above -4° , which is found regularly during summer. The photons producing the photodetachment of electrons from this second kind of negative ions do not seem to penetrate into these altitudes as long as the radiation must cross the ozone layer. That means: The second increase step in the absorption measurements may be due to photodetachment of electrons from negative

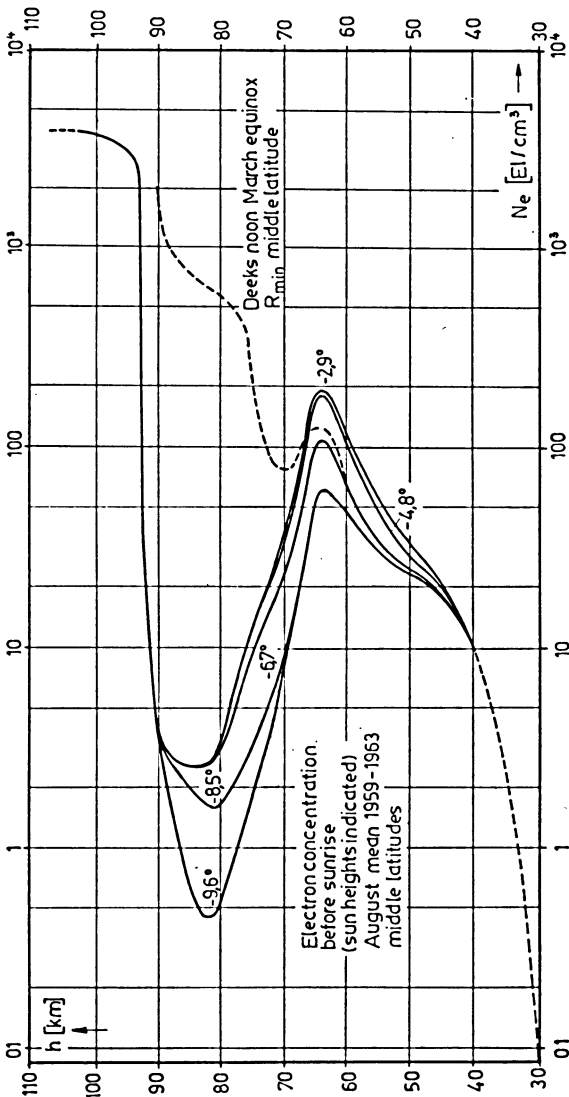


Fig. 5: Theoretical sunrise electron concentration profiles. These profiles result, if the observed sunrise absorption increase during summer (cf. Fig. 2, 128.5 kHz) for negative sunheights below -4° is to be explained by electron photodetachment from O_2^- (the upper part of the $n_e(z)$ profile having been kept constant).

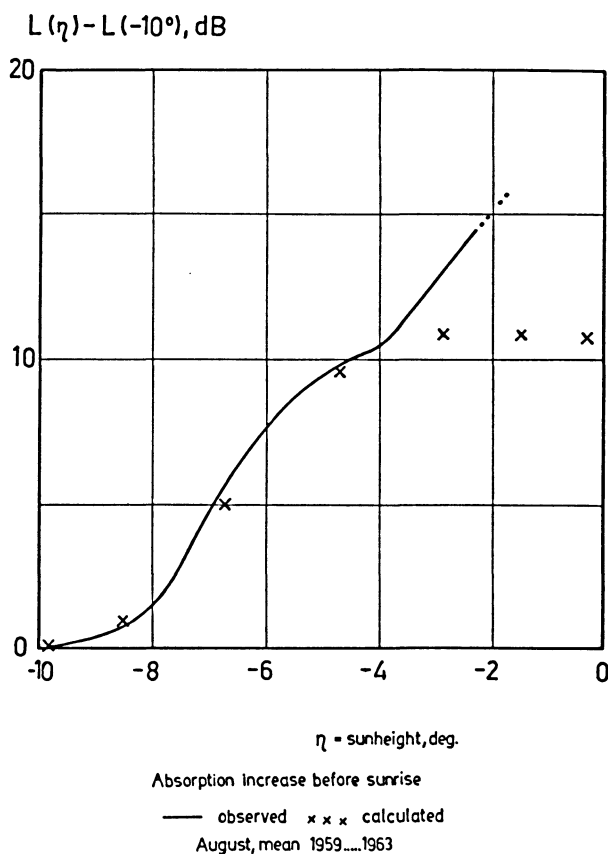


Fig. 6: Comparison of the observed sunrise absorption increase (128,5 kHz; summer; cf. Fig. 2) and the increase which results from the theoretical profiles of Fig. 5 (basing upon electron photodetachment from O_2^-). For discussion see text.

ions with higher electron affinity by photons from the UV-range which had been absorbed before in the ozone layer. Therefore negative ions with electron affinity above 3 eV would have to be assumed e. g. NO_2^- . The absence of the second absorption increase during the winter months (see Fig. 2) seems to indicate a seasonal change of negative ion composition in the D-region.

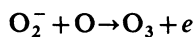
As it has already been mentioned, there was no possibility of explaining the necessary night-time n_e, n_- profiles by the cosmic ray ionization $q_{CR}(z)$. Calculating $q(z)$ from the reaction kinetic loss terms (equilibrium at sun height $\eta = -10^\circ$ assumed), the difference against $q_{CR}(z)$ is most serious in the height region between 70 and 90 km

where q shows a deep minimum. This result again indicates the presence of further negative ions in this height region which would require also a higher ionization rate, so that the minimum can be removed.

Recently, MECHTLY and BOWHILL (1968) and SECHRIST (1968) have published rocket results of D-region electron concentration during sunrise; VLF absorption at steep incidence has been measured simultaneously. At those days, for which rocket results are given, the VLF absorption increase started at solar zenith angles not greater than 98° . The electron density profiles are completely different from those presented in Fig. 5, showing concentrations of about 10^2 cm^{-3} at 85 km and steep gradients between 70 and 82 km; below 70 km, the electron concentrations are very small ($< 0,1 \text{ cm}^{-3}$). According to the height at which the steep gradients occur, from solar zenith angle and UV absorption in the ozonosphere, minimum photodetachment energies are calculated as 3,9...4,6 eV. For photons with such high energy, the ozone shadow is effective, preventing sunrise effects in the D-region at $\eta \approx -9^\circ$. As described above (section 2.2), there is some evidence for such effects (also Sechrist mentions an observation of VLF amplitude decrease at $\eta = -9^\circ$, which occurs, however, only infrequently). Thus from observational evidence, there seems to be a need for a free electron source depending on low energy photons which can penetrate the ozone layer¹). From the above presented results, it is seen, that the classical O_2^- -model, which gives the early beginning of absorption increase, may not explain the rocket-measured electron concentrations and the CR ionization rate.

Thus for explaining the LF sunrise observations by electron photodetachment, two free-electron sources have to be assumed, the first of them being effective below the ozone shadow and consisting of negative ions with low detachment energy, and the other one containing negative ions with higher detachment energy and producing free electrons above the ozone shadow. In both cases, there is urgent need for laboratory measured reaction kinetic coefficients as a reliable basis for aeronomic calculations.

During night, the electron concentration in the lower D-region corresponding to the classical model is markedly greater than rocket measured values. Enlarging the day to night ratio of the electron detachment rate, could remove the discrepancy, because the same electron concentration increase is then produced starting from a smaller night time value. The associative detachment



may act in that direction, for it depends upon the O concentration, which increases during sunrise.

¹) Otherwise, if the O_3 shadow should be effective only, ionospheric effects are to be expected at $\eta \geq -8^\circ$ (O_3 shadow height ≤ 90 km). The first small absorption increase ($\eta = -9^\circ$ at path midpoint) should then be caused by U. V. sunrise at a point, which is located 1° east, i. e. ca. 100 km distant, from path midpoint.

Note added in proof

G. C. REID (1968) has published PCA-results which indicate the importance of the reaction $O_2^- + O \Rightarrow O_3 + e^-$ in the sunlit D-region below 75 km. By this reaction, a greater day/night ratio of the electron detachment rate than that of the above described model may be caused, giving the same electron concentration increase at smaller initial values. Thus, the unexpectedly high electron concentrations during night (Fig. 5) might be reduced. S. A. BOWHILL (1969) considering the present stage of D- and E-region chemistry, reviews observations which indicate that other negative ions than O_2^- must be present during sunrise in the D-region, and states the difficulty of explaining the VLF observations without free electron production by visible sunlight.

Thus, the necessity of further direct aeronomic measurements as a basis for interpreting the radio propagation results by the aid of improved aeronomic models is underlined once more.

References

- BAILY, D. K.: Proc. I. R. E., 47, 255, 1959
- BOWHILL, S. A.: J. Atm. Terr. Phys., 31, 731, 1969
- BUDDEN, K. G.: Radio waves in the ionosphere, Cambridge, University Press, 1961
- CARPENTER, G. B., and A. L. WHITSON: J. Res. NBS 69 D, 651—657, 1965
- CHANIN, L. M., A. V. PHELPS, and M. A. BIONDI: Physic. Rev., 128, 219, 1962
- DEEKS, D. G.: Proc. Roy. Soc., A 291, 413—437, 1966
- HALL, J. E., and J. FOOKS: Planet. Space Sci., 13, 1013—1030, 1965
- LAUTER, E. A.: Ann. Géophys. 22, 289, 1966
- LAUTER, E. A., G. ENTZIAN, and R. KNUTH: Z. Meteorol., 14, 275—286, 1960
- LAUTER, E. A., and R. KNUTH: J. Atm. Terr. Phys. 29, 411—417, 1967
- LAUTER, E. A., and K. H. SCHMELOVSKY: Gerlands Beitr. z. Geophys. 67, 218—231, 1958
- LEWIS, R. A., and J. E. RASMUSSEN: J. Geophys. Res. 67, 4906—4908, 1962
- VAN LINT, V. A. J., and M. E. WYATT: 16th Annual Gaseous Electronic Conf. Pittsburg 1963
- MECHTLY, E. A., and L. G. SMITH: J. Atm. Terr. Phys. 30, 363—369, 1968
- NICOLET, M.: Pennsylvania State Univ. Ionosph. Res. Sci. Rep. 102, 76, 1958
- NICOLET, M., and A. C. AIKIN: J. Geophys. Res., 65, 1469, 1960
- NICOLET, M., and W. SWIDER: Planet. Space Sci., 11, 1459, 1963
- PITTEWAY, M. L. V.: Philos. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A, 219—271, 1965

POPPOFF, J. G., and R. C. WHITTEN: SRI Project No PAU-3624, March 1963

REID, G. C.: J. Geophys. Res. 66, 4071—4085, 1961

—: Planet. Space Sci.. 17, 731, 1968

RIEKER, J.: J. Res. NBS 67 D, 119—138, 1963

SECHRIST, jr. C. F.: JATP 30, 371, 1968

VOLLAND, H.: J. Res. NBS 68 D, 225—238, 1964

WAGNER, C.-U.: NKGG Reihe II, Heft 2, 127, 1966

WHITTEN, R. C., and J. G. POPPOFF: J. Atmosph. Sci., 21, 117, 1964

Simultane Beobachtungen verschiedener ionosphärischer Phänomene während des erdmagnetischen Sturmes vom 31. Oktober bis 2. November 1968

Simultaneous observations of various ionospheric phenomena during the geomagnetic storm of October 31 to November 2, 1968

Von P. CZECHOWSKY, H. KOCHAN, G. LANGE-HESSE, H. LAUCHE und
H. G. MÖLLER, Lindau/Harz¹⁾

Eingegangen 1. August 1969

Zusammenfassung: Zu Zeiten starker erdmagnetischer Stürme treten vornehmlich in der Ionosphäre polarer Breiten neben sichtbaren und subvisuellen Polarlichtern sogenannte Radio-Polarlichter auf. Diese Radio-Polarlichter sind Inhomogenitäten der Elektronendichte, die in charakteristischer Weise Radiowellen vom HF-(3—30 MHz) bis zum UHF-Bereich (300—3000 MHz) streuen. Mit einer im Herbst 1967 fertiggestellten Kette von Sende- und Empfangsstationen wurden erstmals während des Magnetsturmes vom 31. 10.—2. 11. 1968 Rückstreuechos von Radiopolarlichtern registriert. Die Beobachtungsfrequenzen reichten vom HF-(3—30 MHz) bis zum VHF-Bereich (30—300 MHz). Es wurden sowohl Echos aus der E- als auch aus der F-Region der Ionosphäre im Gebiet von ungefähr 55° und 65° geomagnetisch Nord beobachtet. Aus den Störvektoren der Magnetogramme von 10 erdmagnetischen Observatorien wurden für die Zeiten, an denen die südlichste Beobachtungsstrecke (Bielstein-Lindau) maximale Echos zeigte, die äquivalenten Linienströme berechnet. Die erdmagnetischen Registrierungen und der Verlauf der Rückstreumplituden stimmen zum Teil sogar in Einzelheiten überein. Während des Magnetsturmes veränderte sich die Lage des polaren Elektrojet (PEJ) fortlaufend. Die einzelne Station registrierte dann Rückstreuechos, wenn der PEJ im Bereich der für diese Station berechneten Rückstreurolve lag. Beginn und Ende der jeweiligen Rückstreu-Ausbreitung wie auch die Amplitude der empfangenen Signale waren außerdem von der Stärke des PEJ (Schwellenwert) abhängig. Daraus ergibt sich eine Bestätigung der Theorie von D. T. FARLEY und O. BUNEMAN, daß nämlich der Elektrojet die Inhomogenitäten der Elektronendichte (Plasma-Wellen) in der E-Region erzeugt, an denen die Radiowellen gestreut werden. Die im HF-Bereich beobachteten Echos von feldorientierten Irregularitäten in der F-Schicht, stehen im Zusammenhang mit stark positiven Werten von ΔH . Das Verschwinden und die Neubildung der F2-Schicht im Verlaufe des Magnetsturmes wird an Hand einer 2x F-Scatter Ausbreitung gezeigt. Die Rückstremessungen werden durch optische Beobachtungen wie Photometeraufzeichnungen der roten (6300 Å) und grünen (5577 Å) Sauerstofflinie und Polarlichtmeldungen von deutschen Schiffen ergänzt.

¹⁾ Dipl.-Phys. PETER CZECHOWSKY, HERMANN KOCHAN, DR. GÜNTHER LANGE-HESSE, Dipl.-Phys. HANS LAUCHE und DR. HANS GEORG MÖLLER, Max-Planck-Institut für Aeronomie, 3411 Lindau/Harz.

Summary: At times of strong geomagnetic storms so called radio aurorae appear as well as visual and subvisual aurorae especially in the polar ionosphere. These radio aurorae are caused by inhomogeneities of electron density which give rise to scattering of radio waves from the hf-(3–30 MHz) to the uhf-band (300–3000 MHz) in a very characteristic manner. During the magnetic storm from October 31 to November 2, 1968 it was possible for the first time to record backscatter echoes from radio aurora with a chain of transmitting and receiving stations which was completed in autumn 1967. The frequencies used were in the hf-(3–30 MHz) and the vhf-band (30–300 MHz). Echoes from the E- as well as from the F-region of the ionosphere were received from the area between approximately 55° and 65° geomagnetic north. For the times when the most southern transmitting and receiving line (Bielstein-Lindau) showed strong echoes equivalent current systems were computed from the disturbance vectors of the magnetograms of ten geomagnetic observatories. The magnetic recordings and the backscatter-amplitudes show very similar variations sometimes even in detail. During the magnetic storm the position of the polar electrojet (PEJ) changed continuously. The individual station received strong echoes at times when the PEJ lay in the area of the backscatter-curve which was computed for this station. The beginning and the end of the scattering-process as well as the amplitude of the scattered signals also depend on the strength of the PEJ (threshold-value). This confirms the theory of D. T. FARLEY and O. BUNEMAN, that the electrojet produces the inhomogeneities of electron density (plasma-waves) in the E-region which give rise to scattering of radio waves. The echoes from field-aligned irregularities in the F-layer are associated with high positive values of ΔH . The disappearance and the reappearance of the F2-layer of the ionosphere during this magnetic storm is observed by means of 2x F-scatter propagation. The backscatter measurements were complemented by optical observations as photometer recordings of the red (6300 Å) and green (5577 Å) oxygen lines and by visual aurora observation from German ships.

Einleitung

Seit Mitte des Jahres 1963 werden beim Max-Planck-Institut für Aeronomie in Lindau Rückstreuuntersuchungen an Radio-Polarlichtern im Kurzwellenbereich durchgeführt. Zuvor waren schon Beobachtungen von sichtbaren Polarlichtern und von Radio-Polarlichtern, die durch freiwillige Mitarbeit von Land- und Seebeobachtern sowie von Funkamateuren gewonnen wurden, vom Institut koordiniert und wissenschaftlich ausgewertet worden [LANGE-HESSÉ 1963; CZECHOWSKY 1966]. Die Bezeichnung „Radio-Polarlicht“ ist die deutsche Übersetzung des englischen Fachausdrucks „radio-aurora“, der von COLLINS und FORSYTH [1959] eingeführt wurde. Darunter versteht man Inhomogenitäten der Elektronendichte in der Ionosphäre, die zu Zeiten starker erdmagnetischer Stürme auftreten und in charakteristischer Weise Radiowellen vom HF-(3–30 MHz) bis zum UHF-Bereich (300–3000 MHz) streuen.

Seit Herbst 1967 führt das Max-Planck-Institut auch Beobachtungen mit einem größeren Stationsnetz im Ultrakurzwellen-Bereich durch. Die Lage der einzelnen Sende- und Empfangsanlagen, sowie die Richtung der zugehörigen Antennen ist aus Abb. 1 zu entnehmen. Zur Zeit sind folgende Bakensender in Betrieb: DL0AR (Bielstein, Teutoburger Wald) auf der Frequenz 29,0 MHz, DL0PR (Garding, Schleswig-Holstein) auf der Frequenz 145,971 MHz und SM4MPI (Borlänge, Schweden) auf der Frequenz 145,960 MHz. Die Empfangsstationen sind Lindau (für 145,960

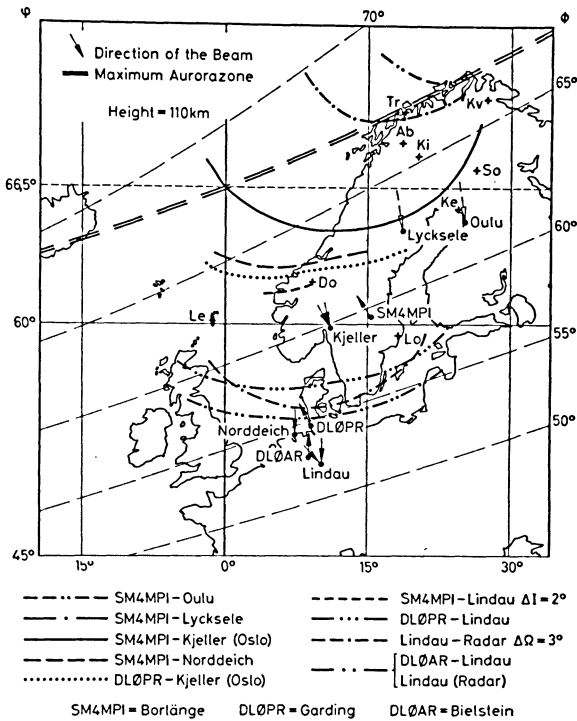


Abb. 1: Rückstreukurven der unter der Zeichnung angegebenen Stationenpaare für eine Höhe von 110 km. Die Pfeile geben die Antennenrichtungen der Sende- und Empfangsanlagen an. Die Sender sind: DLØAR (29,0 MHz), DLØPR (145,971 MHz) und SM4MPI (145,960 MHz).

Backscatter-curves calculated for a height of 110 km of the pairs of stations which are listed at the lower border of this figure. The arrows indicate the directions of the antenna beams of the transmitting and receiving stations. The transmitters are: DLØAR (29,0 MHz), DLØPR (145,971 MHz) and SM4MPI (145, 960 MHz).

MHz, 145,971 MHz und 29,0 MHz), Norddeich (für 145,960 MHz) und Kjeller bei Oslo (für 145,960 MHz und 145,971 MHz). Die Frequenzen wurden in die Amateurfunkbänder gelegt, um sich bei Beobachtungen die wertvolle Mitarbeit der Funkamateure zu sichern. Die Sender unterbrechen einmal pro Minute das Dauerstrichsignal und tasten ihr Rufzeichen, das dann jeweils in den Registrierungen der Empfangsstation durch die kammförmige Struktur zu erkennen ist.

Theorie

Neuere Modellvorstellungen über den Streumechanismus elektromagnetischer Wellen des VHF-Bereichs an Radio-Polarlichtern wurden von BOOKER [1956], MOORCROFT [1961], BUNEMAN [1963] und FARLEY [1963] entwickelt. In der vorliegen-

den Arbeit sollen die Beobachtungsergebnisse vom 31. 10.—2. 11. 1968 mit diesen Theorien verglichen werden.

Das BOOKERSche Modell basiert auf der Annahme von Turbulenzen in der E-Region der Ionosphäre mit einer statistischen Verteilung von säulenförmigen, feldorientierten Inhomogenitäten der Elektronendichte. Der Zusammenhang zwischen dem Streuquerschnitt σ und der Beobachtungswellenlänge λ ist gegeben durch

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{c}{\lambda^2}\right),$$

wobei c ein von der Größe der Inhomogenitäten und von der Ausbreitungsgeometrie abhängiger Parameter ist. Ein wichtiger Begriff bei Polarlicht-Rückstreubeobachtungen ist die sogenannte Aspektempfindlichkeit. Darunter versteht man die Abhängigkeit der rückgestreuten Leistung vom Winkel zwischen den Wellennormalen \mathbf{k}_0 und \mathbf{k}_1 der einfallenden bzw. gestreuten Wellen und der Richtung des Erdmagnetfeldes. Für die Rückstreuung ultrakurzer und kurzer Wellen an Polarlichtern sind dann optimale Bedingungen gegeben, wenn die Richtungskosinus der Wellennormalen $n_0(\mathbf{k}_0)$ und $n_1(\mathbf{k}_1)$ in bezug auf das Erdmagnetfeld gleich groß sind. Aus den geometrischen Örtern, für die diese Bedingung $n_0(\mathbf{k}_0) = n_1(\mathbf{k}_1)$ erfüllt ist, ergeben sich die sogenannten Rückstreu曲ven. Zur Geometrie der Ausbreitungswege und zur Berechnung der Rückstreu曲ven finden sich Beiträge bei CHAPMAN [1952], MILLMAN [1959] und CZECHOWSKY [1966]. Diese Kurven sind in Abb. 1 für die einzelnen Stationenpaare eingezeichnet. Die Rückstreu曲ve SM4MPI-Lindau wurde für eine veränderte Inklination $\Delta I = 2^\circ$ berechnet, weil aufgrund der Ausbreitungsgeometrie die ideale Rückstreubedingung nicht erfüllt werden kann. Die Radarkurven von Lindau sind für Ausbreitungswinkel [vgl. CZECHOWSKY 1966] $\Omega = 90^\circ$ und für $\Omega = 87^\circ$ ($\cong \Delta I = 3^\circ$) dargestellt. Weicht die Ausbreitungsgeometrie von der oben genannten Bedingung ab, so versagt die BOOKERSche Theorie. Außerdem sind bei Rückstreubeobachtungen Dopplerverschiebungen gemessen worden, die auf Bewegungsvorgänge in den Streuzentren zurückzuführen sind. Die BOOKERSche Theorie beschreibt keine zeitabhängige Veränderung der streuenden Inhomogenitäten.

Diese Mängel vermeiden die Theorien von FARLEY [1963] und BUNEMAN [1963], die die rückstreuenden Zentren als longitudinale Plasmawellen beschreiben. Beide Autoren zeigen theoretisch, daß in einem stromdurchflossenen Plasma wie z. B. im polaren und äquatorialen Elektrojet eine Zweistrom-Instabilität entstehen kann, wenn der Elektrojet einen Schwellenwert überschreitet. Der Schwellenwert wird erreicht, wenn die relative Driftgeschwindigkeit zwischen Ionen und Elektronen im Elektrojet einen kritischen Wert von der Größenordnung der thermischen Geschwindigkeit der Ionen annimmt. Dann werden longitudinale Plasmawellen angeregt, die sich mit der Schallgeschwindigkeit des umgebenden Mediums senkrecht zum Erdmagnetfeld in Richtung des Elektrojet ausbreiten.

BOWLES, BALSLEY und COHEN [1963] und COHEN und BOWLES [1963] zeigten, daß sich ihre Beobachtungen am magnetischen Äquator mit der Annahme von derartigen Plasmawellen deuten lassen. Diese Autoren folgern weiter, daß es sich auch bei feldorientierten Inhomogenitäten in der polaren Ionosphäre (Radio-Polarlichter) um Plasmawellen handelt, die durch den Elektrojet angeregt werden.

Das Ziel der vom Lindauer Institut betriebenen Untersuchungen ist es, die Richtigkeit dieser Annahmen zu überprüfen. Erste Beobachtungsergebnisse, die mit dem in Abb. 1 gezeigten Stationsnetz gewonnen wurden, sind von CZECHOWSKY [1969] und CZECHOWSKY und LANGE-HESE [1969] veröffentlicht worden.

Ergebnisse der Rückstreubeobachtungen mit Bakensendern

Im Zeitraum vom 31. 10. bis 2. 11. 1968 registrierten erstmals alle Empfangsstationen während eines starken erdmagnetischen Sturmes Rückstreu-Echos von großer Amplitude. Diese Meßergebnisse sollen in der vorliegenden Arbeit dargestellt und diskutiert werden.

In den Abb. 2, 3 und 4 (s. S. 82/83) sind von Norden nach Süden geordnet die Registrierungen der in der Abb. 1 aufgeführten Stationenpaare zusammengestellt. Da nach der Plasma-Instabilitätstheorie ein Zusammenhang zwischen der Lage und Intensität des polaren Elektrojet (PEJ) und dem Auftreten von Rückstreu-Echos vermutet wird, sind über diese Registrierungen die *H*- und *Z*-Magnetogramme des erdmagnetischen Observatoriums Rude Skov eingezeichnet. Rude Skov (Abb. 10; s. S. 88) liegt etwa in der Mitte zwischen den Rückstreu- und Echoskurven der Stationenpaare Garding-Lindau und Bielstein-Lindau, sowie unweit der Kurve für den Radarfall Lindau (Abb. 1). In den Abb. 5 bis 8 (s. S. 84/85) sind außerdem die *H*- und *Z*-Komponenten der Magnetogramme von fünf erdmagnetischen Observatorien aus dem Gebiet der Rückstreu- und Echoskurven von Norden nach Süden übereinander gezeichnet. Zur Veranschaulichung der globalen Lage des polaren Elektrojet wird das Modell von AKASOFU, CHAPMAN und MENG [1965] zugrunde gelegt (Abb. 9; s. S. 86). Die Besonderheit dieses Modells liegt gegenüber älteren Vorstellungen in der Annahme eines PEJ, der mit seinem Hauptteil westwärts entlang dem Polarlicht-Oval fließt. Die Stärke des PEJ ist dabei nicht gleichmäßig entlang des ganzen Ovals, sondern erreicht eine maximale Stärke zwischen dem Mitternachts- und dem Morgensektor. Der Hauptanteil dieses sehr starken PEJ schließt sich über die Polkappe. Ein zunächst westwärts fließender Reststrom geht vom Nachmittagssektor aus, biegt aber noch innerhalb dieses Sektors nach Osten um (Rückstrom), kreuzt den Mitternachtsmeridian und vereinigt sich schließlich im Morgensektor nach einer erneuten Richtungsumkehr wieder mit dem westwärts fließenden Hauptstrom.

Ein erster Blick auf die Rückstreuregistrierungen und die Magnetogramme zeigt folgenden Zusammenhang: Je stärker die erdmagnetische Störung wird, um so mehr nimmt die Amplitude der Echos auf den nördlichen Übertragungsstrecken ab und auf den südlichen zu. Sehr ausgeprägt ist diese Erscheinung auf den beiden

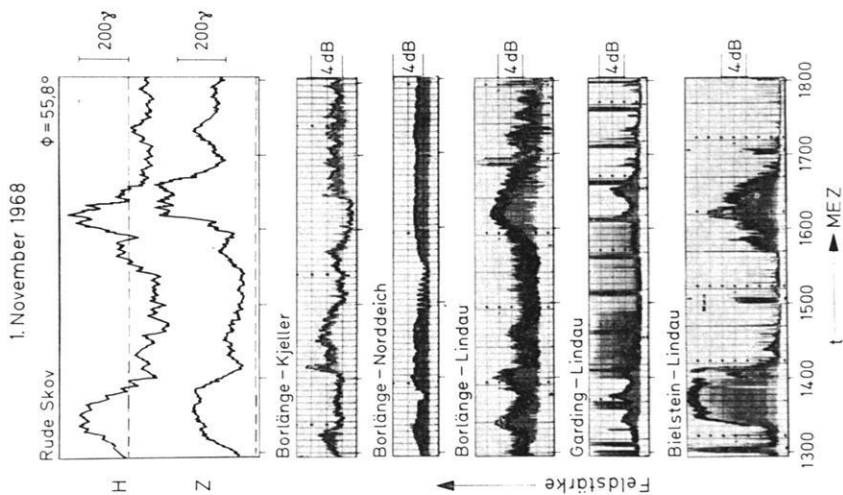


Abb. 3.

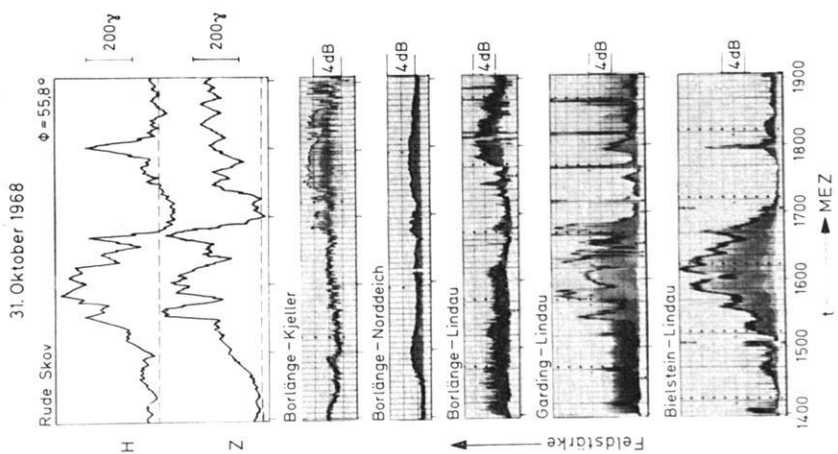


Abb. 2.

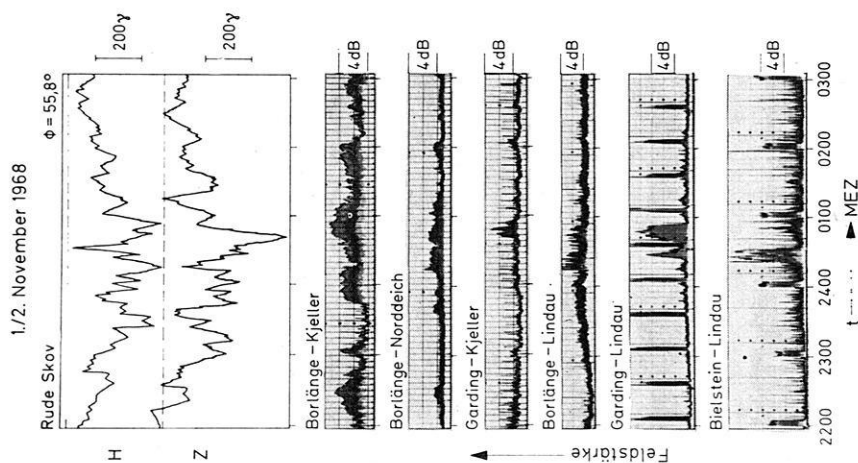


Abb. 4.

Abb. 2—4: *H*- und *Z*-Magnetogramme des Observatoriums Rude Skov und von Norden (oben) nach Süden (unten) angeordnet die Rückstreuregistrierungen der in Abb. 1 erwähnten Stationenpaare vom 31. 10. 1968 (1. 11. 1968, 1./2. 11. 1968).

H- and *Z*-magnetograms of the observatory Rude Skov and arranged from north (at the top) to south (at the bottom) the backscatter records made on 31. 10. 1968 (1. 11. 1968, 1./2. 1968) by the pairs of stations mentioned in fig. 1.

H-Komp. 31.Okt./1.Nov.1968

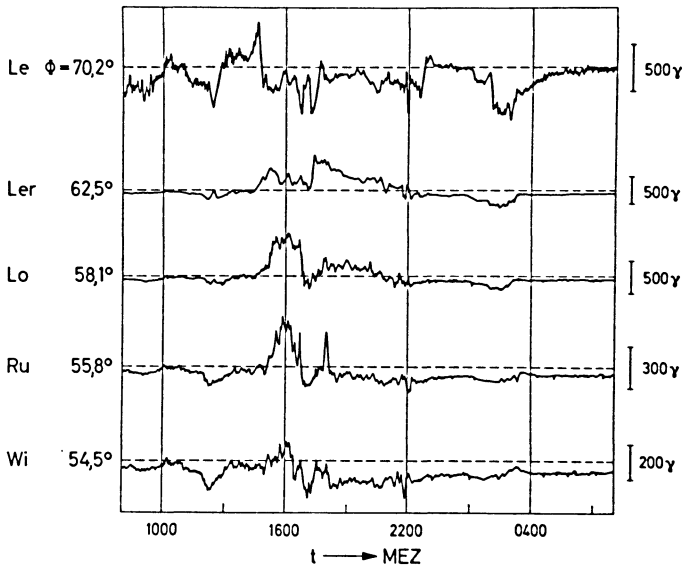


Abb. 5: Magnetogramme der H -Komponenten der Observatorien Leirvogur (Le), Lerwick (Ler), Lovö (Lo), Rude Skov (Ru) und Wingst (Wi) vom 31. 10.—1. 11. 1968.

Magnetograms of the H -component of the observatories Leirvogur (Le), Lerwick (Ler), Lovö (Lo), Rude Skov (Ru) and Wingst (Wi) on 31. 10.—1. 11. 1968.

Z-Komp. 31.Okt./1.Nov.1968

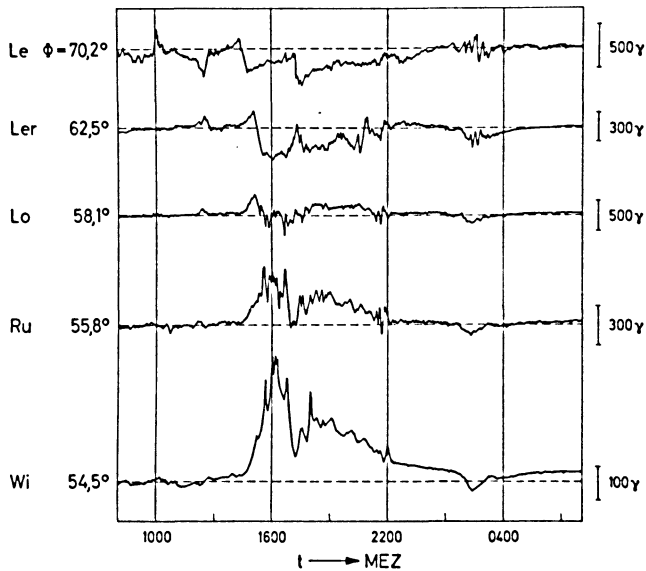


Abb. 6: Magnetogramme der Z -Komponenten der in Abb. 5 genannten Observatorien vom 31. 10.—1. 11. 1968.

Magnetograms of the Z -component of the observatories mentioned in fig. 5 on 31. 10.—1. 11. 1968.

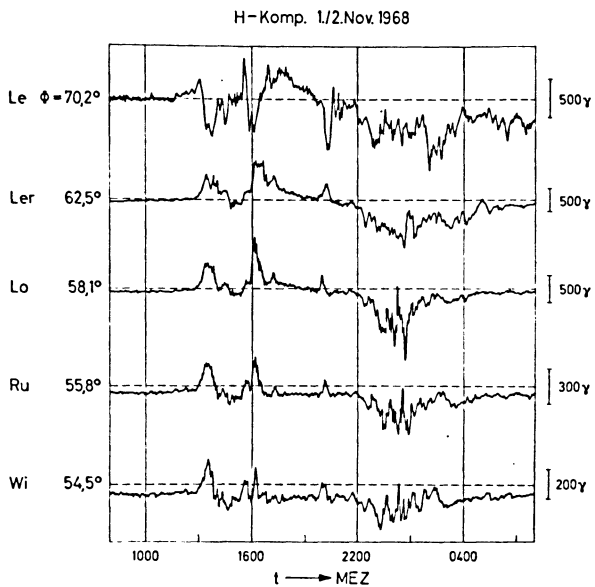


Abb. 7: Magnetogramme der H -Komponenten der in Abb. 5 genannten Observatorien vom 1./2. 11. 1968.

Magnetograms of the H -component of the observatories mentioned in fig. 5 on 1./2. 11. 1968.

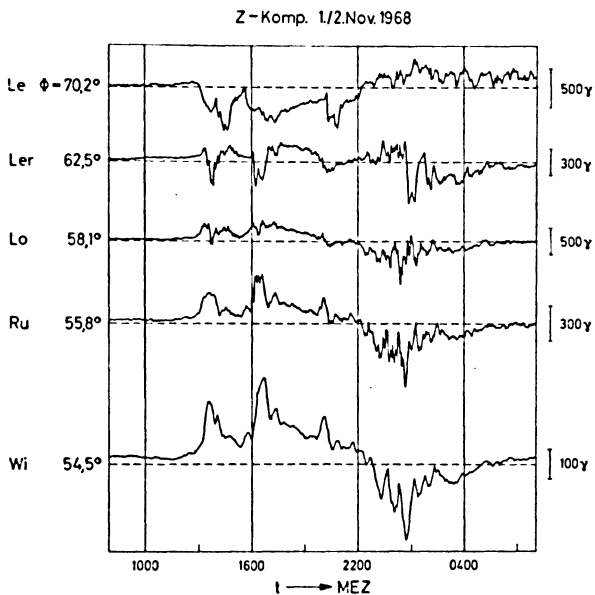
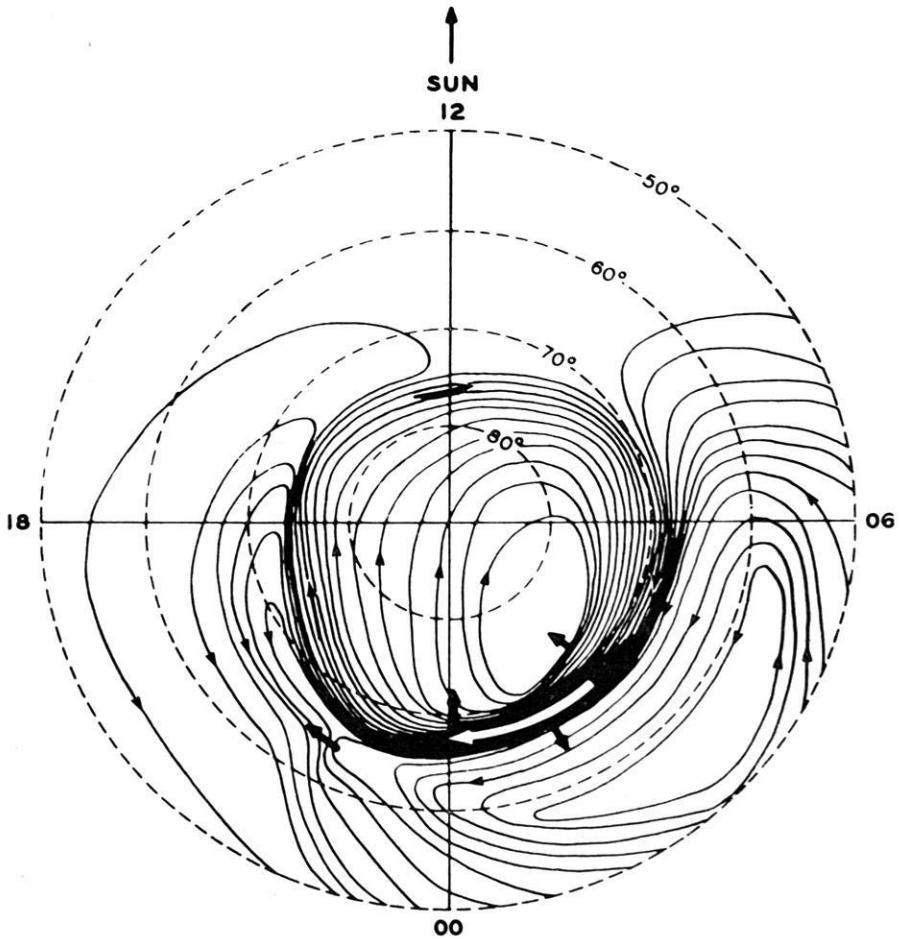


Abb. 8: Magnetogramme der Z -Komponenten der in Abb. 5 genannten Observatorien vom 1./2. 11. 1968.

Magnetograms of the Z -component of the observatories mentioned in fig. 5 on 1./2. 11. 1968.



Proposed model current system for an intense polar magnetic substorm: view from above dp. north pole; the direction of the sun is indicated at the maximum epoch.

Abb. 9: Modell des polaren Elektrojets (PEJ) nach Akasofu et al. [1965].

Model of the polar electrojet (PEJ) after Akasofu et al. [1965].

südlichsten Strecken Garding-Lindau und Bielstein-Lindau, die auf den Frequenzen 145,971 MHz und 29,0 MHz arbeiten. Zu Zeiten der größten erdmagnetischen Störungen erreichen hier die Echoamplituden maximale Werte. Hierbei ist noch zu bemerken, daß sich augenfällig auf diesen beiden Strecken (Frequenzverhältnis etwa 5:1) keine Frequenzabhängigkeit der Echoamplituden ergibt, die jedoch wie bereits oben erwähnt wurde, von der BOOKERSCHEN Theorie gefordert wird.

Im weiteren sollen die Zusammenhänge zwischen dem polaren Elektrojet und dem Auftreten von Rückstreu-Echos ausführlicher diskutiert werden. Die magnetischen Variationen, die während eines Magnetsturmes am Erdboden registriert werden, haben ihre Hauptursache in elektrischen Stromsystemen in der Ionosphäre. Diese Stromsysteme haben die Form von Bändern mit veränderlicher Stromdichte. Derartige Strombänder lassen sich mathematisch als Systeme von Linienströmen beschreiben. Aus dem Verlauf der Magnetogramme von mehreren erdmagnetischen Observatorien kann man auf die Lage, Stärke und Flußrichtung einzelner Teile eines Systems von Linienströmen schließen. Aus dem Nulldurchgang der Z -Komponenten an einer Station folgt, daß der Hauptanteil des in eine Richtung fließenden Linienstrom-Bündels senkrecht über der Station liegt. Die Magnetogramme von Observatorien in mittleren und höheren geomagnetischen Breiten geben so Aufschluß über die Lage und die Stärke des PEJ-Stromsystems im Verlauf eines Magnetsturmes. Aus den Störvektoren ΔD , ΔH und ΔZ , die während eines Magnetsturmes von einem erdmagnetischen Observatorium registriert werden, kann nach einem zuerst von BIRKELAND [1901] angegebenen und von CHAPMAN [1935] und AKASOFU [1960] verbesserten Verfahren die Lage eines äquivalenten ionosphärischen Linienstromes hinsichtlich der Magnetstation berechnet werden. Da der PEJ z. B. in der E-Region der Ionosphäre fließt, so kann man bei Rechnungen, die den PEJ betreffen, eine Höhe von 110 km voraussetzen. Da das PEJ-Stromsystem in der Erde entgegengesetzt gerichtete Induktionsströme erzeugt, welche die magnetische H -Komponente vergrößern und die Z -Komponente abschwächen, werden die Störvektoren ΔH mit dem Faktor $\frac{2}{3}$ und ΔZ mit 3 multipliziert. Diese Zahlenfaktoren sind Erfahrungswerte, die sich als ausreichend genau erwiesen haben. Die Lage eines zum PEJ gehörenden Linienstromes ergibt sich dann aus dem Schnittpunkt der Senkrechten auf dem Störvektor F_D am Ort des erdmagnetischen Observatoriums mit der in 110 km Höhe parallel zur Erdoberfläche verlaufenden Kugelschale. Der Strom fließt dann durch den Schnittpunkt senkrecht zur Schnittebene. Der Nachteil dieses Verfahrens liegt darin, daß aus den Störvektoren ΔD , ΔH und ΔZ , die möglicherweise am Ort des Observatoriums durch vektorielle Addition der Wirkungen von mehreren Linienströmen entstanden sind, rechnerisch nur auf einen äquivalenten Linienstrom geschlossen werden kann. Dieser äquivalente Linienstrom stimmt lediglich in seiner Wirkung mit den Werten von ΔD , ΔH und ΔZ überein, seine rechnerisch bestimmte Lage hinsichtlich der Station, kann jedoch von der tatsächlichen Stromverteilung um die Station herum abweichen. Eine gewisse Aussagekraft gewinnt die Lagebestimmung der äquivalenten Linienströme, wenn man die Berechnung für ein Netz von Observatorien ausführt.

Mit den ΔD -, ΔH - und ΔZ -Werten von zehn erdmagnetischen Observatorien wurden für fünf bestimmte Zeitpunkte aus dem Intervall vom 31. 10. 1968 bis zum 1. 11. 1968, an denen die südlichste Polarlicht-Rückstreubeobachtungsstrecke Bielstein-Lindau maximale Echos registrierte, die zugehörigen äquivalenten Linienströme berechnet [vgl. KOCHAN 1967]. In der Abb. 10 sind durch die verschiedenen Symbole die Projektionen der berechneten Schnittpunkte auf die geographischen Meridianebenen der Observatorien dargestellt. Es ergibt sich das folgende Bild: In den ersten vier Fällen, am 31. 10. 1968 um 1509 UT (1609 MEZ) und um 1658 UT (1758 MEZ), sowie am 1. 11. 1968 um 1242 UT (1342 MEZ) und um 1514 UT (1614 MEZ) fließt der Hauptstrom des PEJ in westlicher Richtung nördlich von Leirvogur (Le) und Sodankylä (So). Die Schnittpunkte vom 31. 10. um 1658 UT (1758 MEZ) und vom 1. 11. 1968 um 1514 UT (1614 MEZ) für Sodankylä liegen bei $\varphi = 74,88^\circ$ N und bei

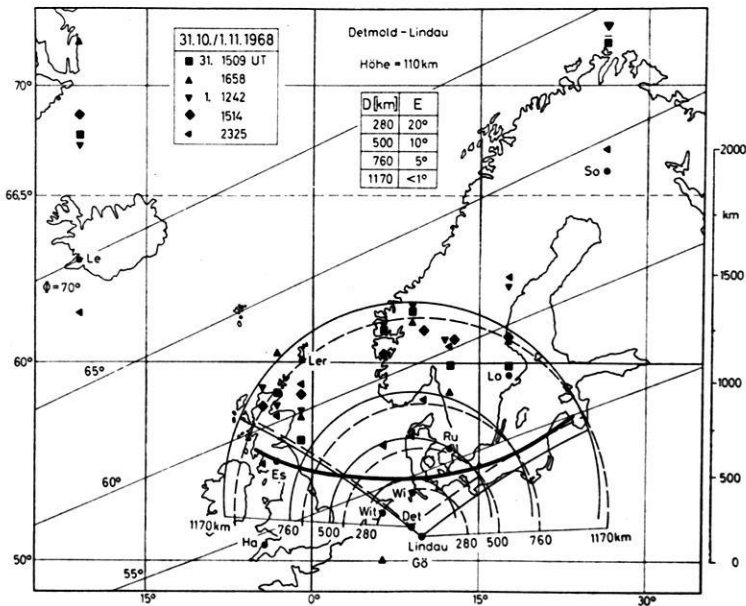


Abb. 10: Rückstrecke Detmold (DLØAR)-Lindau (Höhe 110 km) und Schnittpunkte der äquivalenten Linienströme mit den geographischen Meridianebenen der eingezeichneten erdmagnetischen Observatorien in 110 km Höhe während fünf verschiedener Zeiten, dargestellt durch die dreieckigen und viereckigen Symbole.

Backscatter-curve Detmold (DLØAR)-Lindau (height 110 km) and the points in 110 km height represented by the three- and four-cornered symbols, where the equivalent line-currents intersect the geographic meridional planes of the geomagnetic observatories at five different moments. Le = Leirvogur, So = Sodankylä, Ler = Lerwick, Es = Eskdalemuir, Lo = Lovö, Ru = Rude Skov, Ha = Hartland, Wi = Wingst, Wit = Witteveen, Gö = Göttingen.

$\varphi = 74,24^\circ$ N und damit außerhalb der Karte. Der zu den genannten vier Fällen gehörende Rückstrom fließt in östlicher Richtung zwischen den geomagnetischen Breitenkreisen von Lerwick (Le) $\Phi = 62,5^\circ$ im Norden und von Lovö (Lo) $\Phi = 58,1^\circ$ im Süden, in etwa parallel zu den geomagnetischen Breitenkreisen. Die so berechnete Lage des PEJ-Systems stimmt gut mit dem Modell von AKASOFU et al. [1965] überein. Abweichungen sind dadurch bedingt, daß sich mit zunehmendem Grad der magnetischen Störung das Polarlichtoval vor allen Dingen im Mitternachtssektor ausbaucht und sich insgesamt äquatorwärts verlagert. Dies ist wie später noch gezeigt wird, der Fall am 1. 11. 1968 um 2325 UT. In dem Gebiet, in dem der Rückstrom des PEJ lokalisiert wurde, liegen, wie die Abb. 1 zeigt, die RückstreuKurven der Strecken Garding-Lindau und Bielstein-Lindau, während die Kurven für die Stationenpaare Borlänge-Lindau und Borlänge-Norddeich am Rand dieses Bereichs liegen. Die RückstreuKurve der Stationen Borlänge-Kjeller befindet sich außerhalb davon im Norden. Daher haben die Rückstreu-Registrierungen am 31. 10. 1968 den folgenden Verlauf: Von ca. 1500—1700 MEZ zeigt Borlänge-Kjeller kein Signal, während Borlänge-Norddeich und Borlänge-Lindau schwache Echos registrieren. Starke Signale werden zur gleichen Zeit von den beiden südlichsten Strecken Garding-Lindau und Bielstein-Lindau empfangen. Gleichzeitige Radar-Beobachtungen (1526 MEZ, 224,4 MHz) von Lindau aus weisen das gleiche Ergebnis auf, nämlich starke Echos aus ca. 400 km und schwächere Echos aus 700 bis 1100 km Entfernung (Abb. 11). Kurz vor 1700 MEZ zeigen alle Registrierungen eine Zunahme der Echoamplitude. Die gleichen Verhältnisse sind aus der Radar-Aufnahme (Abb. 11) von 1652 MEZ zu entnehmen: Eine etwa gleichmäßig starke Rückstreuung aus ca. 400 bis 1200 km Entfernung. Aus den Beobachtungen ergibt sich eine Übereinstimmung zwischen der Lage des PEJ-Rückstrombandes und der Lage der RückstreuZentren, die gerade von der Plasma-Wellen-Theorie gefordert wird. Nach dieser Theorie müßte zu dieser Zeit der bereits erwähnte Schwellenwert überschritten worden sein, so daß Plasma-Wellen angeregt worden sind. Am 31. 10. 1968 in der Zeit von ca. 1700—1800 MEZ weisen die *H*- und *Z*-Magnetogramme (Abb. 5 und 6) einen starken Einbruch auf, der folgendermaßen erklärt werden kann: Das gesamte Stromsystem des polaren Elektrojet hat sich soweit äquatorwärts verlagert, daß Teile des westwärts fließenden Hauptstroms über Lovö ($\Phi = 58,1^\circ$) und auch noch über Rude Skov ($\Phi = 55,8^\circ$) liegen. Gleichzeitig nimmt die Echoamplitude, wie Abb. 2 zeigt, auf den nördlichen Übertragungsstrecken zu, während sie bei den südlichen Linien Garding-Lindau und Bielstein-Lindau nahezu auf Null zurückgeht. Die RückstreuKurven der nördlichen Stationenpaare Borlänge-Kjeller, Borlänge-Norddeich und Borlänge-Lindau liegen zwischen $\Phi = 62^\circ$ und $\Phi = 68^\circ$ (Abb. 1), d. h. nördlich von Lovö und damit in dem Gebiet des Hauptstroms des PEJ. Die RückstreuKurven von Garding-Lindau und Bielstein-Lindau liegen dagegen zwischen $\Phi = 55^\circ$ und $\Phi = 60^\circ$, d. h. ein wenig nördlich und südlich von Rude Skov und damit am Rand des Hauptstrombandes. In diesem Gebiet scheinen sich der Hauptstrom und der Rückstrom so weit zu beeinflussen, daß die zur Anregung von Plasmawellen nötige relative Driftgeschwindigkeit

zwischen Ionen und Elektronen unterschritten wird und sich daher keine Streuzentren mehr ausbilden können. Der sogar in den Einzelheiten übereinstimmende Verlauf der Echoamplitude auf der Strecke Bielstein-Lindau mit der magnetischen H -Komponente von Rude Skov unterstützt diese Vermutung (Abb. 2). Eine weitere Bestätigung der oben beschriebenen Lage des PEJ-Systems liefert die Radar-Aufnahme von 1732 MEZ (Abb. 11). Die Echos kommen aus 900—1200 km Entfernung und damit, wie man den Entfernungskurven der Abb. 10 entnehmen kann, aus dem Gebiet um und nördlich von Lovö und damit aus dem Bereich, wo der Einfluß des Hauptstroms

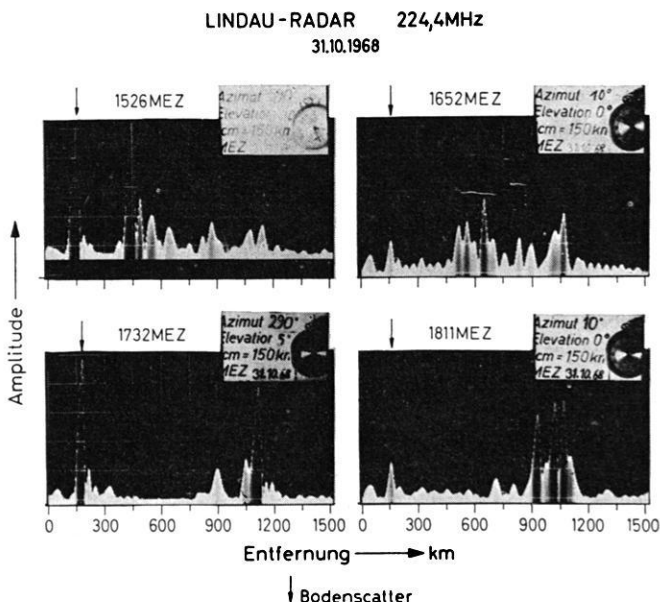


Abb. 11: Registrierungen der Radar-Station in Lindau (224,4 MHz) vom 31. 10. 1968 um 1526 MEZ und 1732 (Elevation 10° und 5° , Azimut 290°) und um 1652 MEZ und 1811 MEZ (Elevation 0° , Azimut 10°).

Records of the Lindau radar station (224,4 MHz) on Oct. 31, 1968 at 1526 15° E-Time and 1732 15° E-Time (azimuth angle 290° , elevation angle 5° and 10°) and at 1652 15° E-Time and 1811 15° E-Time (azimuth angle 10° , elevation angle 0°).

überwiegt. Gegen 1800 MEZ scheint sich das PEJ-System wieder nach Norden zurückzuverlagern. Die Bestimmung der äquivalenten Linienströme für den Zeitpunkt 1658 UT (1758 MEZ) ergibt einen westwärts fließenden Strom (Hauptstrom) nördlich von Leirvogur ($\Phi = 70,2^\circ$) und Sodankylä ($\Phi = 63,8^\circ$) und außerdem ostwärts fließende Ströme (Rückstromband) im Bereich etwa von $\Phi = 58^\circ$ bis $\Phi = 63^\circ$. Die Rückstreuerkurven aller Stationenpaare liegen also unter dem breiten Rückstromband

und so registrieren alle Linien, auch die beiden südlichsten, gegen 1800 MEZ mittelstarke Echos. Gleichzeitige Radarbeobachtungen (1811 MEZ, vgl. Abb. 11) ergeben schwache Echos aus geringer und starke Echos aus großer Entfernung. Aus einem Vergleich der Abbildungen 10 und 11 findet man, daß die registrierten Echos bei gegebener Elevation zwischen 0° und 10° aus einer Entfernung von ca. 400 bis 1200 km empfangen wurden. Diese Werte stimmen gut mit den Entfernungskurven der Abb. 10 überein, die für diese Elevationswinkel und für eine Höhe von 110 km berechnet wurden. Daraus folgt also, daß die Streugebiete in der E-Region gelegen haben.

Während des Nachmittags des 1. 11. 1968 zeigen die *H*- und *Z*-Magnetogramme (vgl. Abb. 7 und 8) eine ähnliche Lage, Richtung und Bewegung des gesamten PEJ-Stromsystems wie am späten Nachmittag und Abend des 31. 10. 1968. Der Hauptstrom des PEJ fließt nördlich von Leirvogur und Sodankylä, der Rückstrom nach dem Bild der äquivalenten Linienströme im Bereich von $58,0^\circ$ bis $63,0^\circ$ geographisch Nord. Die Rückstreuregistrierungen der Abb. 3 haben daher einen ähnlichen Verlauf: Von 1300—1420 MEZ und von 1540—1700 MEZ werden auf den südlichsten Linien starke Echos beobachtet, während auf der nördlichsten Linie keine Signale registriert werden. In den dazwischen liegenden Zeiten verlagert sich der westwärts fließende Hauptstrom nach Süden und gewinnt gegenüber dem Rückstrom so an Einfluß, daß keine Plasma-Wellen angeregt werden.

Die Magnetogramme der Abb. 7 und 8 zeigen weiter, daß am 1./2. Nov. während der Stunden um Mitternacht nur der westwärts gerichtete Hauptstrom des PEJ in einem breiten Band in der Region unserer gesamten Rückstreukurven fließt. Das Zentrum des Hauptstromes liegt vor 0030 MEZ zwischen Lerwick und Lovö und danach zwischen Lerwick und Leirvogur. Die Berechnung der äquivalenten Linienströme für den Zeitpunkt 2325 UT (0025 MEZ) am 1. 11. 1968 ergibt das gleiche Bild: Es fließt im Bereich von ca. $55,0^\circ$ — $68,0^\circ$ geographisch Nord ein westwärts gerichteter Hauptstrom (Abb. 10). Wie man aus der *H*-Komponente von Lovö schließen kann, erreicht der PEJ seine maximale Stromstärke um 0030 MEZ. Der Wert für ΔH beträgt zu diesem Zeitpunkt in Lovö ca. 1000 γ . Um 0030 MEZ werden auf den beiden südlichsten Linien Garding-Lindau und Bielstein-Lindau starke Rückstreuechos registriert. Auf den beiden nördlichsten Linien werden während der gesamten Nachtstunden Rückstreusignale beobachtet (Abb. 4). Nach dem Modell von AKASOFU et al. [1965] (Abb. 9) tritt um Mitternacht ein breiter Hauptstrom auf, der die Anregung von Plasmawellen und damit die Ausbildung von Streuzentren ermöglicht.

Ergebnisse aus den Messungen der Impuls-Rückstreuanlage

Eine wertvolle Ergänzung der Beobachtungen stellen die Registrierungen dar, die in Lindau mit einer Impuls-Rückstreuanlage im Routinebetrieb gewonnen werden. Diese Anlage mißt den scheinbaren Laufweg der ausgesendeten und in der Ionosphäre rückgestreuten Impulse als Funktion der Frequenz im Bereich von 2,8 bis 45 MHz.

Die Antennen können in Abständen von 36° den ganzen Azimut erfassen, während die Erhebungswinkel zwischen 0° und 45° liegen. Eine gleichartige Sende- und Empfangsanlage steht in Sodankylä (Nordfinnland). Die Entfernung beträgt 2000 km, der Azimutwinkel Lindau-Sodankylä ist 21° (Ost = 90°).

Die Sender und Empfänger beider Stationen laufen synchron, so daß also neben den eigenen rückgestreuten Signalen auch wechselseitig die Signale der anderen Station empfangen werden können, die sich über die Ionosphäre ausbreiten. Am Empfangsort wird die Laufzeit der verschiedenen Übertragungswege als Funktion der Frequenz registriert. Aus den Laufzeitdifferenzen kann die scheinbare Reflexionshöhe und damit der Übertragungsweg bestimmt werden. Diese Messungen werden im folgenden mit Fernübertragung bezeichnet. Nähere Einzelheiten finden sich bei MÖLLER [1963]. Die Ergebnisse dieser Auswertung für den Zeitraum vom 31. 10. 1968 bis zum 2. 11. 1968 finden sich in der Abb. 12b. Im oberen Ende des HF-Bandes (3–30 MHz) sowie im unteren Teil des VHF-Bereichs (30–300 MHz) ist eine Fernübertragung dann möglich, wenn in der E-Region der Ionosphäre hinreichend große Gebiete einer erhöhten Elektronenkonzentration (E_g) vorhanden sind oder aber die Elektronendichte der F2-Schicht für eine Reflexion der Wellen ausreicht. Sind in die Ionosphäre feldorientierte Inhomogenitäten der Elektronendichte eingebettet, so erhält man eine direkte Rückstreuung aus der entsprechenden Schicht. Ist die Anzahl oder die Teilchendichte dieser Inhomogenitäten im Streugebiet klein, so erhält man eine Rückstreuung nur auf der jeweils höchsten möglichen Frequenz, für die durch Brechung in der Ionosphäre die Senkrechtbedingung noch erfüllt wird. Da diese Frequenz mit der Entfernung ansteigt, nimmt auch der Laufweg der Rückstreusignale mit der Frequenz zu. Ist dagegen die Anzahl oder die Elektronendichte im Streugebiet groß, so erhält man unabhängig von der Frequenz starke Rückstreusignale aus einer festen Entfernung.

Zunächst sollen die in der Abb. 12 dargestellten Ergebnisse diskutiert werden, die mit denen der Radio-Polarlicht-Beobachtungen übereinstimmen. Die Impuls-Rückstreuanlage empfängt dann ebenfalls starke Echos aus der E-Region bis zu den höchsten Frequenzen, wenn auch die beiden südlichsten Strecken Bielstein-Lindau und Garding-Lindau maximale Echos aufweisen, nämlich am 31. 10. von 1500–1700 MEZ, am 1. 11. von 1300–1400 MEZ, von 1540–1700 MEZ und am 2. 11. 1968 zwischen 0000–0100 MEZ (Abb. 2, 3, 4 und 12e). Gleichzeitige Radarbeobachtungen bestätigen diese Ergebnisse (Abb. 11). Die Auswertung der Fernübertragung von Sodankylä nach Lindau ergibt keinen eindeutigen Zusammenhang zwischen einer E_g -Ionisation und feldorientierten Inhomogenitäten in der E-Region. Der Mechanismus der 1x E-Rückstreuung setzt feldorientierte Inhomogenitäten, die Fernübertragung aber eine ausgedehnte Fläche, an der die Welle nach vorne gestreut bzw. reflektiert wird, voraus. Während am 31. 10. zwischen 1500–1700 MEZ und am 1. 11. zwischen 1300 und 1400 MEZ starke Rückstreuechos empfangen werden, findet keine Fernübertragung über eine E_g -Schicht statt. Aus den Impuls-Rückstreuaufnahmen ergibt sich, daß die 1x E-Rückstreuung in sehr geringer Entfernung erfolgt. In den

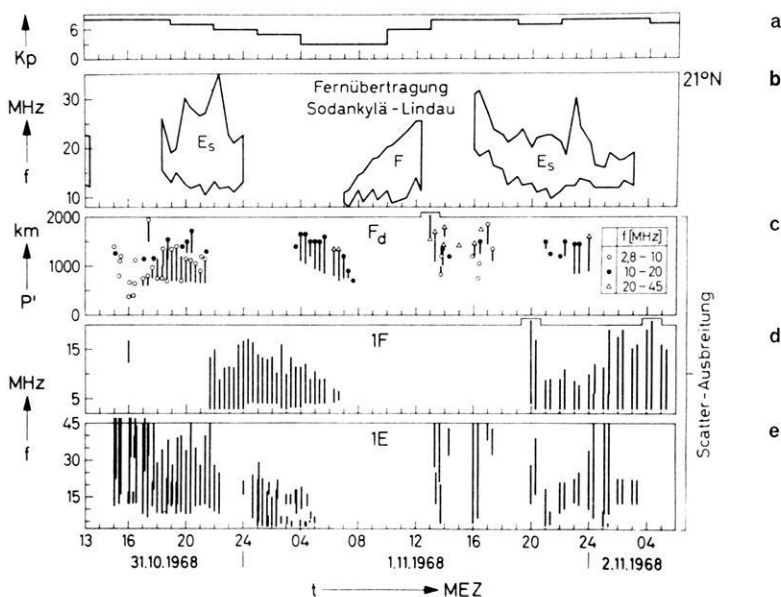


Abb. 12 a—e) von oben nach unten:

- Verlauf des erdmagnetischen Kp-Index vom 31. 10. bis 2. 11. 1968.
- e) Ergebnisse der Impuls-Rückstreu- und Impuls-Fernübertragungsmessungen mit variabler Frequenz in Lindau vom 31. 10. bis 2. 11. 1968 (Antennenrichtung für beide Messungen 21° Ost von Nord).
- obere und untere Frequenzgrenze der Fernübertragung zwischen Sodankylä und Lindau mit Angabe des jeweiligen Ausbreitungsmechanismus.
- Laufwegdiagramm der diffusen Rückstreuechos aus der F-Region für drei Frequenzbereiche.
- Frequenz-Diagramm der 1x F-Rückstreuechos.
- Frequenz-Diagramm der 1x E-Rückstreuechos.

12 a—e) from above:

- variation of the geomagnetic Kp-index of 31. 10. to 2. 11. 1968.
- e) Results of the impulse-backscatter soundings and the oblique-incidence soundings carried out at Lindau from 31. 10. to 2. 11. 1968 (direction of the antenna for both measurements: 21° East by North).
- upper and lower limit of the oblique-incidence sounding-frequency between Sodankylä and Lindau and statement of the individual propagation-mechanism.
- path-diagram of the diffuse backscatter-echoes from the F-region for three frequency-intervals.
- frequency-diagram of 1x F-backscatter-echoes.
- frequency-diagram of 1x E-backscatter-echoes.

Bereichen der Ionosphäre, wo die Reflexionsgebiete für eine $1x E_s$ - bzw. $2x E_s$ -Fernübertragung Sodankylä-Lindau liegen, befindet sich demnach keine ausgedehnte flächenhafte E_s -Ionisierung.

Am 31. 10. 1968 und auch am 1. 11. 1968 werden während der Nachmittagsstunden neben den $1x E$ -Echos gleichzeitig diffuse Echos aus der F-Region empfangen. Während diese Echos am 31. 10. nur bis zu Frequenzen von 20 MHz beobachtet werden, gehen sie am 1. 11. 1968 in der Zeit von 1300—1400 MEZ und von 1600—1700 MEZ bis ans Bereichsende von 45 MHz (Abb. 12c). Während die Registrierungen der beiden südlichsten Strecken Garding-Lindau (145,971 MHz) und Bielstein-Lindau (29,0 MHz) am 31. 10. 1968 zwischen 1500 und 1700 MEZ nur einen geringen Amplitudenunterschied zeigen, so sind die Signale am 1. 11. 1968 während der Nachmittagsstunden auf der Strecke Bielstein-Lindau wesentlich stärker als auf der Strecke Garding-Lindau (Abb. 2 und 3). Da die RückstreuKurven (Abb. 1) der beiden Stationenpaare in etwa dasselbe Gebiet erfassen, so liegt der Schluß nahe, daß es sich bei den starken Signalen am 1. 11. 1968 von 1300—1400 MEZ und von ca. 1600—1700 MEZ auf 29,0 MHz um eine Überlagerung der Echos aus der E- mit Echos aus der F-Region handelt. Die bereits erwähnten Beobachtungen mit der Impuls-Rückstreuanlage bestätigen diese Vermutung. Auch in ionosphärischen Höhen von 200 bis 600 km beobachtet man eine Rückstreuung von Radiowellen an feldorientierten Irregularitäten der Elektronendichte. Für diesen Ausbreitungsmechanismus gilt gleichfalls die bereits erwähnte geometrische Bedingung, daß nämlich dann Echos größter Stärke empfangen werden, wenn die Richtungskosinus $n_0(k_0)$ und $n_1(k_1)$ der einfallenden bzw. der gestreuten Welle in bezug auf das Erdmagnetfeld gleich groß sind. Für die Impuls-Rückstreubeobachtungsanlage, wo sich Sender und Empfänger an demselben Ort befinden, heißt das, die Wellennormale der einfallenden Welle muß auf der Richtung des Erdmagnetfeldes senkrecht stehen. Die Höhe des Punktes, in dem diese Senkrechtbedingung erfüllt ist, wächst bis ca. 1000 km mit der Entfernung und nimmt dann wieder ab. Die maximale Höhe liegt bei ca. 220 km [MÖLLER 1964, KOCHAN 1967].

Für eine Höhe von 200 km wurden die RückstreuKurven für die Strecke Bielstein-Lindau (Bielstein = Detmold) und für die Impuls-Rückstreuanlage in Lindau berechnet. Da sich beide Kurven wenig voneinander unterscheiden, wurde in Abb. 13 nur die Kurve Bielstein-Lindau mit den berechneten äquivalenten Linienströmen eingezeichnet (vgl. Abb. 10).

Rückstreubeobachtungen, die von THOMAS et al. [1962] in Brisbane, Australien, durchgeführt wurden, ergaben einen Zusammenhang zwischen dem Auftreten von feldorientierten Irregularitäten in der F-Region in einem engen Winkelbereich um den magnetischen Meridian und dem Auftreten von sichtbaren Polarlichtern, sowie einem Anstieg der Zählraten der Strahlungsdetektoren von Satelliten im äußeren Van-Allen-Gürtel. Außerdem wurde eine Verschiebung der feldorientierten Irregularitäten in der F-Schicht zum Äquator hin bei Werten von $K > 4$, und positiven Werten von ΔH , dagegen eine polwärts gerichtete Wanderung bei $K < 4$ und negativen

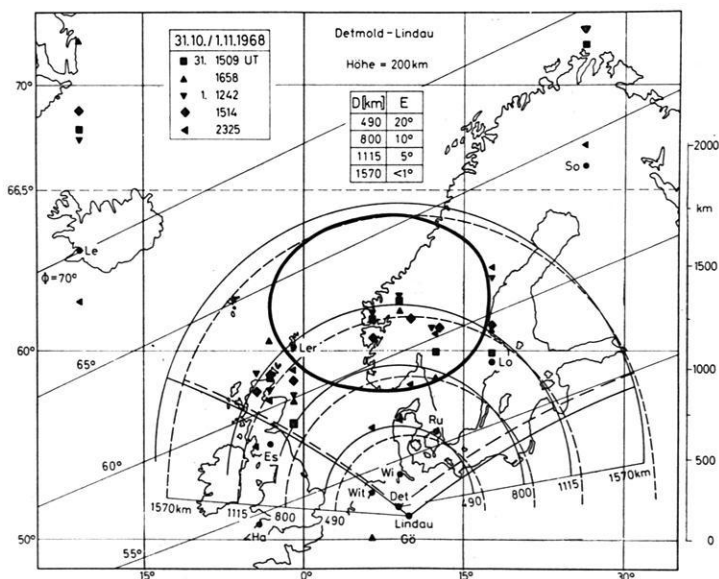


Abb. 13: Rückstreckkurve Detmold (DLØAR)-Lindau für eine Höhe von 200 km mit der Lage der für 110 km Höhe berechneten äquivalenten Linienströme.

Backscatter-curve Detmold (DLØAR)-Lindau for a height of 200 km with the position of the equivalent line current on Oct. 31, Nov. 1, 1968 calculated for a height of 110 km.

Werten von ΔH festgestellt. Ähnliche Effekte sind vermutlich die Ursache für die bereits erwähnten Unterschiede der Echoamplituden in den Registrierungen der beiden südlichsten Rückstreckstrecken am 31. 10. 1968 von 1500—1700 MEZ und besonders am 1. 11. 1968 von 1300—1400 MEZ und von ca. 1600—1700 MEZ. Von den H -Komponenten der Magnetogramme der Observatorien Lerwick und Lovö, die beide ungefähr unter der 200-km-Rückstreckkurve liegen, ist am 31. 10. 1968 gegen 1600 MEZ nur der ΔH -Wert von Lovö stark positiv (Abb. 5). Da wie bereits erwähnt, zu diesem Zeitpunkt die Echoamplitude auf der Strecke Bielstein-Lindau etwas größer als auf der Strecke Garding-Lindau ist, und außerdem in den Impuls-Rückstreubeobachtungen (Abb. 12c) diffuse Echos aus der F-Region nur bis zu Frequenzen von 20 MHz auftreten, kann gefolgert werden, daß der Amplitudenbeitrag der Echos von feldorientierten Irregularitäten in der F-Schicht am 31. 10. 1968 von 1500—1700 MEZ gering ist. Am 1. 11. 1968 gegen 1300 und 1600 MEZ zeigen die H -Komponenten von Lerwick und Lovö starke Spitzen (Abb. 7). Gleichzeitig werden während dieser Zeit mit der Impuls-Rückstreuanlage diffuse Echos bis 45 MHz aus der F-Region beobachtet (Abb. 12c). Somit kann auf einen starken Beitrag zur Echoamplitude aus der F-Schicht geschlossen werden.

TAO [1962] nimmt zur Beschreibung der Streuung an Irregularitäten in der F-Region ein Modell an, in dem die Größe des Rückstreukoeffizienten mit der 4. Potenz der Beobachtungsfrequenz abfällt. Mit der Annahme eines derartigen Modells erklärt sich dann auch, daß Irregularitäten in der F-Schicht keinen Einfluß auf die Echoamplitude der Strecke Garding-Lindau ($f = 145,971$ MHz) haben, im Gegensatz zu der Strecke Bielstein-Lindau ($f = 29,0$ MHz).

Zum Abschluß der Diskussion, der mit Radiomethoden gewonnenen Messungen, sollen noch Beobachtungen kurz erwähnt werden, die sich nicht auf Radio-Polarlichter, sondern auf das Verhalten der F2-Schicht in der Zeit vom 30. 10.—5. 11. 1968

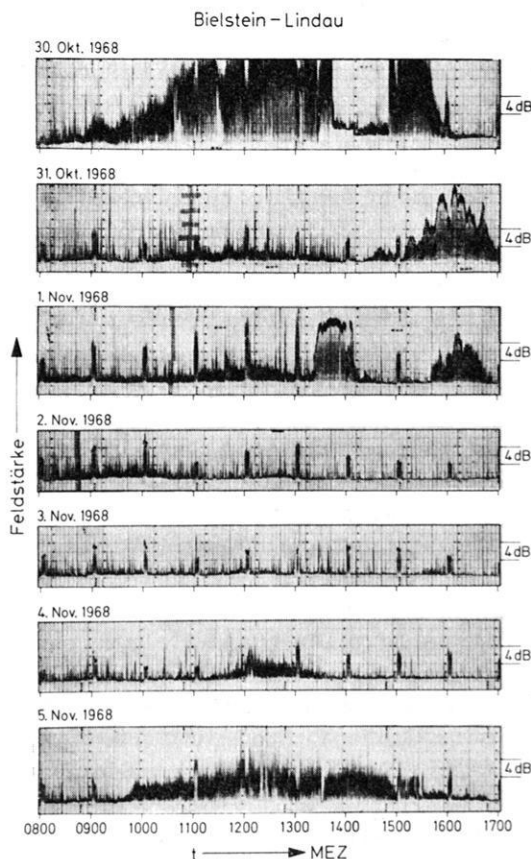


Abb. 14: Verlauf der $2x$ F Bodenrückstreuung der Strecke Bielstein-Lindau (29,0 MHz) während der Zeit vom 30. 10. bis 5. 11. 1968.

Variation of the $2x$ F ground-backscattering of the transmitter-receiver-line Bielstein-Lindau from Oct. 30 to Nov. 5, 1968.

beziehen. Wie bereits erwähnt, ist bei ausreichend hoher Elektronenkonzentration der F2-Schicht eine Fernübertragung von Kurzwellen (3–30 MHz) möglich. Die derart an der F2-Schicht reflektierten Radiowellen werden am Rand der toten Zone innerhalb eines Streukegels am Erdboden gestreut. Ein Teil der Energie wird zurückgestreut und durchläuft wieder einen Ausbreitungsweg über die F2-Schicht. An magnetisch ruhigen Tagen von ca. 0900 bis ca. 1700 MEZ wird von Lindau aus der Sender DL0AR (29,0 MHz) über einen derartigen 2x F-Scatter-Weg empfangen. Während eines starken Magnetsturmes wird die F2-Schicht in mittleren Breiten teilweise, in der Polarlichtzone vollständig abgebaut. Da der 2x F-Scatter-Weg zwischen Bielstein und Lindau am Rand der Polarlichtzone verläuft, unterliegt er sehr stark den Einflüssen von Magnetstörungen. In Abb. 14 ist das tageszeitliche Intervall, in dem an magnetisch ruhigen Tagen die 2x F-Scatter-Ausbreitung stattfindet für die Tage vom 30. 10. bis 5. 11. 1968 dargestellt. Die Registrierung vom 30. 10. 1968 zeigt einen für eine ungestörte F2-Schicht typischen Verlauf der Feldstärke. Der Abfall von 1345–1500 MEZ ist durch eine Abschaltung des Empfängers bedingt. Am 31. 10. 1968 gegen 1000 MEZ setzt die magnetische Störung ein. Von 1030–1400 MEZ zeigt die Registrierung nur ein schwaches 2x F-Scatter-Signal. Auch am 1. 11. 1968 tritt dieser Ausbreitungsmechanismus in der Zeit von 1030–1300 MEZ nur mit schwacher Amplitude auf. Am 2. und 3. 11. 1968 findet keine 2x F-Scatter-Übertragung statt, die Grenzfrequenz der F2-Schicht erreicht in Uppsala maximal nur 6,4 MHz. Am 4. 11. 1968 erreicht

foF2 [MHz] Uppsala 30. 10.—5. 11. 1968

MEZ Tag	0900	1000	1100	1200	1300	1400	1500	1600	1700
30.	8.9 S	S	11.0	11.8	J 12.1 S	12.1 S	11.2 S	V	S
31.	6.8 Z	8.0 Z	9.0	9.0 Z	9.1	9.3	B	B	B
1.	6.0	7.1 Z	8.0 Z	8.9	8.1	B	F	B	B
2.	F	4.9	B	5.7	5.2	6.4	5.0 V	F	F
3.	5.2	5.5	5.7	6.1	6.4	6.4 Z	S	5.7	F
4.	7.0 Z	8.0	9.2	10.2	9.5	8.4	J 8.0 S	F	F
5.	8.2 S	9.0	J 10.1 R	J 10.2 R	10.8	10.0	9.0	J 7.9 S	7.1 S

- B = Messung beeinflusst oder unmöglich wegen Absorption bei f_{min} ,
- F = Messung beeinflusst oder unmöglich wegen spread-Echos,
- J = Ordentliche Komponente aus der außerordentlichen abgeleitet,
- R = Messung beeinflusst oder unmöglich wegen der Dämpfung in der Nähe der kritischen Frequenz,
- S = Messung beeinflusst oder unmöglich wegen des Auftretens von Interferenzen und atmosphärischen Störungen,
- V = Messung möglicherweise durch eine gegabelte Spur beeinflusst,
- Z = Auftreten der dritten magnetoionischen Komponente.

die Grenzfrequenz der F2-Schicht in Uppsala Werte um 10 MHz und in der Zeit von 1100—1400 MEZ ist auch wieder ein schwaches 2x F-Scatter-Signal zu beobachten. Am 5. 11. 1968 haben sich die Verhältnisse in der F-Region weitgehend normalisiert, und so zeigt die Registrierung von 0930—1600 MEZ eine stärkere Amplitude des 2x F-Scatter-Echos. In der unten zusammengestellten Tabelle finden sich die foF2-Werte der Ionosphärenstation Uppsala für die Zeit vom 30. 10.—5. 11. 1968. Uppsala liegt ca. 1000 km von Lindau bzw. Detmold entfernt. Nimmt man eine Reflexion an der F-Schicht in ca. 300 km Höhe an, so ergibt sich für Bielstein bzw. Lindau für 1000 km Entfernung ein Elevationswinkel von 10° . Die foF2-Werte von Uppsala sind also einigermaßen charakteristisch für die 2x F-Scatter-Ausbreitung Bielstein-Lindau.

Optische Beobachtungen

Optische Beobachtungen des Polarlichts sowie des Luftleuchtens werden in Lindau mit einem Photometer durchgeführt. Das Photometer tastet den Himmel im Meridian von Horizont zu Horizont ab und erfaßt durch verschiedene Filter selektiv die Intensitäten der beiden Sauerstofflinien 6300 \AA und 5577 \AA , sowie die Untergrundintensität. Das gestreute Glühlicht aus dem Kontinuum des Nachthimmellichtes und von irdischen Quellen kann durch die Registrierung der Untergrundintensität bei der Auswertung eliminiert werden.

An magnetisch ruhigen Tagen liegt über dem Beobachtungsort eine schwach leuchtende homogene Schicht, deren Leuchtdichte während der Nacht langsam abnimmt. Nur die rote Linie zeigt kurz vor der Morgendämmerung einen charakteristischen Anstieg der Emission. Während der Beobachtungsstunden vom 31. 10.—1. 11. 1968 (Abb. 15) stieg dagegen die Leuchtdichte bis auf das Siebenfache des zu ruhigen Zeiten gemessenen Wertes an. Die leuchtende Schicht war außerdem nicht homogen, sondern wies wellenartige Strukturen auf, die sich von Süden nach Norden zu bewegen schienen. Gegen Mitternacht des 1./2. 11. stockten diese Bewegungen und die Strukturen lösten sich auf.

Die Emission der grünen Sauerstofflinie (5577 \AA) erfolgt in der E-Region der Ionosphäre und damit also im Höhenbereich der Radio-Polarlichter und des PEJ. Daher soll speziell die Photometerregistrierung dieser Linie mit den Rückstreubeobachtungen während der Mitternachtsstunden vom 1. auf den 2. Nov. 1968 (Abb. 16) verglichen werden.

Um 2322 MEZ zeigt sich ein deutlicher Intensitätseinsatz von ca. 1,2 KR ($1 \text{ KR} = 10^9 \text{ Photonen/cm}^2 \text{ sec}$) bei etwa 30° Elevation im Norden. Zu diesem Zeitpunkt sind auf der Registrierung der südlichsten Rückstreue-Strecke Bielstein-Lindau erste schwache Echos zu sehen (Abb. 4). Die Photometeraufzeichnung zeigt gegen 2345 MEZ ein relatives Maximum, das auf der Rückstreuregistrierung nur schwach angedeutet ist. Gegen 0030 MEZ steigt die Intensität der grünen Linie über dem nördlichen Horizont kräftig an und erreicht gegen 0045 MEZ mit 0,9 KR ein zweites Maximum (Abb. 16). Die südlichste Rückstreustrecke Bielstein-Lindau empfängt

gegen 0030 MEZ die stärksten Signale, während gegen 0045 MEZ auf den Registrierungen der übrigen Stationenpaare die Echoamplitude größer ist (Abb. 1 und 4). Die optischen wie auch die Rückstreubeobachtungen zeigen bis 0130 MEZ ein allmähliches Abklingen der Effekte. Gegen 0207 MEZ leuchtet die grüne Linie erneut mit einer Intensität von über 2 KR auf. Mit diesem Wert wird die Empfindlichkeitsgrenze des Auges überschritten. Zu dieser Zeit werden jedoch nur noch auf den drei nördlichsten Strecken schwache Echos empfangen (Abb. 1 und 4).

Abschließend soll noch von Polarlichtbeobachtungen berichtet werden, die von Schiffen im Nordatlantik gemacht wurden. Kurze Zeit nach dem Anwachsen der magnetischen Unruhe um 2200 MEZ am 1. 11. 1968 wurde von einem deutschen Handelsschiff bei $\varphi = 46,6^\circ$ N, $\lambda = 54,0^\circ$ W von 2230 bis 2400 MEZ ein grüner Bogen mit Strahlenstruktur beobachtet. Der Elevationswinkel betrug zuerst 15° und erreichte schließlich 40° . Später trat im Westen eine rötliche Färbung bis zu 80° über dem Horizont auf. Gegen 2400 MEZ verschwanden alle Polarlicht-Erscheinungen. Am 2. 11. 1968 gegen 0030 MEZ zu Zeiten der stärksten magnetischen Unruhe sichtete ein anderes deutsches Handelsschiff bei $\varphi = 38,7^\circ$ N, $\lambda = 61,8^\circ$ W ein rotes Polarlicht in ca. 60° Elevation.

Danksagung

Die Verfasser danken dem Norwegian Defense Research Establishment (Kjeller), dem Schwedischen Funkamateurrverband, SSA (SM4MPI), der Deutschen Bundespost (Garding und Norddeich) und den Herren der Sendestelle Teutoburger Wald des WDR (DLØAR) für die Wartung der einzelnen Stationen. Dank gebührt weiterhin den geomagnetischen Observatorien für die Bereitstellung der Magnetogramme, dem Seewetteramt Hamburg für die Erfassung und Weitergabe der Polarlichtmeldungen von deutschen Schiffen, sowie den technischen Mitarbeitern des Max-Planck-Instituts für Ionosphärenphysik. Dem Institutsleiter Herrn Prof. W. DIEMINGER danken die Verfasser für die Ermöglichung der Untersuchungen.



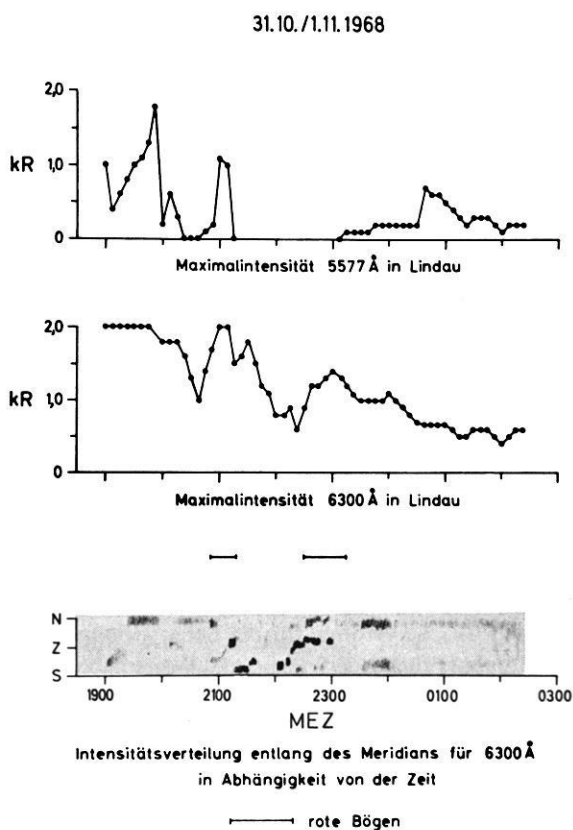


Abb. 15: Ergebnisse der Photometerbeobachtungen der grünen (5577 Å) und roten (6300 Å) Sauerstofflinie vom 31. 10./1. 11. 1968 in Lindau.

Results of the photometer-observations of the green (5577 Å) and red (6300 Å) oxygen line at Lindau on Oct. 31/Nov. 1. 1968. The two upper diagrams show the time variation of the intensities of the above mentioned green and red lines. The lower diagram indicates the position of spots emitting red light in the meridian plane from south to north. The graduation of white, gray and black indicates the intensity distribution.

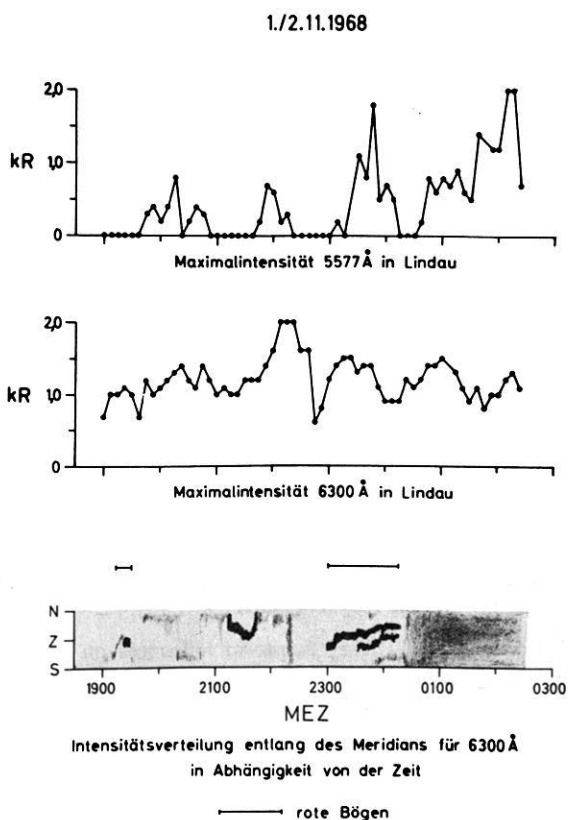


Abb. 16: Ergebnisse der Photometerbeobachtungen vom 1./2. 11. 1968 in Lindau.

Results of the photometer-observations at Lindau on Nov. 1/Nov. 2, 1968. For explanations see fig. 15.

Literatur

- AKASOFU, S. I.: Large-scale auroral motions and polar magnetic disturbances—I. *J. Atmosph. Terr. Phys.* 19, 10—25, 1960
- AKASOFU, S. I., S. CHAPMAN and C. J. MENG: The polar electrojet. *J. Atmosph. Terr. Phys.* 27, 1275—1303, 1965
- BIRKELAND, K.: Expédition Norvégienne de 1899—1900. Résultats magnétiques. *Vidensk. Skrifter, I. Mat. naturv. Kl.* 1—80, 1901
- BOOKER, H. G.: A theory of scattering by nonisotropic irregularities with application to radar reflections from the aurora. *J. Atmosph. Terr. Phys.* 8, 204—221, 1956
- BOWLES, K. L., B. B. BALSLEY and R. COHEN: Field-aligned E-region irregularities identified with acoustic plasma waves. *J. Geophys. Res.* 68, 2485—2501, 1963
- BUNEMAN, O.: Excitation of field-aligned sound waves by electron streams. *Phys. Rev. Letters*, 10, 285—287, 1963
- CHAPMAN, S.: The electric current systems of magnetic storms. *Terr. Magn. Atmos. Elect.* 40, 349—370, 1935
- : The geometry of radio echoes from aurorae. *J. Atmosph. Terr. Phys.* 3, 1—29, 1952
- COHEN, R. and K. L. BOWLES: The association of plane-wave electron density irregularities with the equatorial electrojet. *J. Geophys. Res.* 68, 2503—2525, 1963
- COLLINS, C. and P. A. FORSYTH: A bistatic radio investigation of auroral ionisation. *J. Atmosph. Terr. Phys.* 13, 315—345, 1959
- CZECHOWSKY, P.: Analyse von Rückstreubeobachtungen ultrakurzer Wellen an Polarlichtern. *Kleinheubacher Berichte Nr. 11*, 165—171, 1966
- CZECHOWSKY, P. and G. LANGE-HESSE: Substorm influences on VHF continuous wave auroral backscatter. *Contribution to ESRO-Aurora I-Satellite-Symposium*, Nordwijk, Netherland, 1969
- CZECHOWSKY, P.: Statistische Auswertung von Polarlicht-Rückstreubeobachtungen und Vergleich mit der Theorie der Plasma-Instabilität, *Kleinheubacher Berichte*, Nr. 13, 97—103, 1969
- FARLEY, D. T.: A plasma instability resulting in field-aligned irregularities in the ionosphere. *J. Geophys. Res.* 68, 6083—6097, 1963
- KOCHAN, H.: Rückstreubeobachtungen an Polarlichtern mit einer Meteor-Scatter-Anlage. *Kleinheubacher Berichte Nr. 12*, 23—33, 1967
- LANGE-HESSE, G.: Deutsche Polarlichtbeobachtungen 1957—1962. *Abhandlungen der Akademie der Wissenschaften in Göttingen, Math.-Phys. Klasse Heft 10*, 1963
- MILLMAN, G. H.: The geometry of the earth's magnetic field at ionospheric heights. *J. Geophys. Res.* 64, 717—726, 1959
- MÖLLER, H. G.: Impulsübertragungsversuche mit schräger Inzidenz und veränderlicher Frequenz über Entfernungen zwischen 1000 km und 2000 km. *Forschungsberichte des Landes Nordrhein-Westfalen*, Nr. 1149, 1963

- MÖLLER, H. G.: Rückstreuobeobachtungen mit variabler Frequenz in Lindau am Harz. Gerlands Beiträge zur Geophysik 73 Heft 2, 81–92, 1964
- MOORCROFT, D. R.: Models of auroral ionisation, Part I + II. Can. J. Phys. Vol. 39, 677–715, 1961
- TAO, K.: On the Theoretical Study of F-Scatter. J. Geomagnet. and Geoelectr. 14, 71–85, 1962
- THOMAS, J. A., E. W. DEARDEN, E. M. MATTHEW, R. W. E. MCNICOL, B. A. MCINNES, D. G. SINGLETON, G. L. GOODWIN, G. J. E. LYNCH and J. CROUCHLEY: Final Report on observations of field-aligned irregularities and transequatorial propagation. Radio Research Section, Department of Physics University of Queensland, Brisbane, Australia, Scientific Report No. 16, 1962

Briefe an den Herausgeber

Laufzeitanomalien von P-Wellen, beobachtet an den Stationen Stuttgart und Strasbourg

Travel time anomalies of P-waves observed at Stuttgart and Strasbourg

Von P. RÖWER, Berlin¹⁾

Eingegangen am 5. Dezember 1969

Der vorliegenden Arbeit liegt das im International Seismological Summary (ISS) veröffentlichte Material der Jahre 1940—63 zugrunde. Untersucht wurden die gemessenen Laufzeiten von direkten P-Wellen im Distanzbereich von 0—105° für über 50 mittel- und nordeuropäische Stationen im Vergleich mit den errechneten Laufzeiten von JEFFREYS und BULLEN [1940] (O-C-Werte im ISS). In der Literatur der letzten Jahre gibt es etliche Beispiele dafür, daß derartige Untersuchungen geeignet sind, regionale Unterschiede im Aufbau des oberen Erdmantels zu erkennen und auch quantitativ zu erfassen (u. a. HERRIN und TAGGART [1962, 1968]).

Da alle Erdbebendaten auf einer Seismogrammauswertung beruhen und diese notwendigerweise fehlerhaft ist, kommen im ISS O-C-Werte bis zu mehreren Minuten vor. Um die Größe der statistischen Fehler von vornherein einzuschränken, wurden alle Werte außerhalb des Intervalls $-8 \text{ sec} \leq \text{O-C} \leq +8 \text{ sec}$ als Ablesefehler angesehen und deshalb nicht mitbenutzt. Aber auch innerhalb dieses Intervalls gibt es interpretierbare Ablesefehler, z. B. durch die mikroseismische Bodenunruhe. In den Häufigkeitsverteilungen der O-C-Werte sind bei einigen Stationen deutliche Nebenmaxima bei den Hauptperioden der Mikroseismik zu erkennen.

Einige Teilergebnisse sollen hier am Beispiel der Stationen Stuttgart und Strasbourg gezeigt werden. Unter Benutzung aller Beben von 1940—63 kommt man zu einer mittleren Abweichung der gemessenen Laufzeit von der errechneten JEFFREYS-BULLEN-Laufzeit von $-0,74 \text{ sec}$ für Stuttgart und $+0,28 \text{ sec}$ für Strasbourg. Die Tabelle 1a zeigt, daß diese Abweichung im Laufe der Jahre nicht konstant ist. Außerdem ist bei

¹⁾ Dipl.-Geophys. PETER RÖWER, Institut für Meteorologie und Geophysik der Freien Universität Berlin, 1 Berlin 33, Podbielskiallee 62.

Tabelle 1: Mittelwerte der Residuen O-C (gemessene Laufzeit minus JEFFREYS-BULLEN-Laufzeit). Δ = Distanzbereich, \bar{x} = mittlerer O-C-Wert, S = Standardabweichung, N = Anzahl der Werte.

Mean values of the residuals O-C (observed travel time minus JEFFREYS-BULLEN travel time). Δ = distance range, \bar{x} = mean of O-C, S = standard deviation, N = number of samples.

a) chronologisch geordnet

listed in chronological order.

Jahre	Δ (Grad)	STUTT GART			STRASBOURG			
		\bar{x} (sec)	S (sec)	N	\bar{x} (sec)	S (sec)	N	
1940—46	20—105	-1,11 ± 0,10	2,34	555	+0,01 ± 0,17	2,91	279	
1947—49		-1,11 ± 0,08	2,14	662	-0,38 ± 0,11	2,29	407	
1950—51		-0,80 ± 0,08	2,00	676	+0,04 ± 0,10	2,20	457	
1952		-0,49 ± 0,08	1,87	496	-0,16 ± 0,14	2,08	229	
1953—54		-0,62 ± 0,07	1,44	445	+0,11 ± 0,09	1,52	307	
1955—56		-0,78 ± 0,07	1,34	401	+0,28 ± 0,10	1,67	269	
1957		-0,81 ± 0,08	1,34	275	+0,46 ± 0,09	1,38	242	
1958		-0,60 ± 0,07	1,25	317	+0,47 ± 0,10	1,51	235	
1959		-0,24 ± 0,09	1,53	273	+0,50 ± 0,14	1,94	200	
1960		-0,49 ± 0,08	1,45	324	+0,51 ± 0,13	1,73	177	
1961		-0,33 ± 0,07	1,17	289	+0,31 ± 0,13	1,77	188	
1962		-0,28 ± 0,08	1,24	261	+0,40 ± 0,11	1,49	171	
1963		+0,20 ± 0,08	1,36	278	+0,79 ± 0,10	1,45	198	
1940—56		< 20	-1,25 ± 0,11	2,81	653	+0,43 ± 0,13	2,83	472
1957—63			-1,55 ± 0,13	1,97	227	+0,30 ± 0,16	2,27	196

b) geordnet nach Herdtiefen (ISS-Daten 1957—63)

listed according to focal depth (ISS-Data 1957—63)

Herdtiefe (km)	Δ (Grad)	STUTT GART			STRASBOURG		
		\bar{x} (sec)	S (sec)	N	\bar{x} (sec)	S (sec)	N
0—33	20—105	-0,59 ± 0,05	1,61	1101	+0,52 ± 0,07	1,89	814
34—99		-0,01 ± 0,05	1,27	637	+0,42 ± 0,08	1,58	436
100—200		-0,20 ± 0,10	1,37	189	+0,16 ± 0,14	1,50	109
> 200		-0,22 ± 0,09	0,95	120	+0,06 ± 0,11	0,94	68
0—33	< 20	-1,85 ± 0,15	1,86	162	+0,39 ± 0,20	2,43	145
34—99		-1,38 ± 0,23	1,60	47	+0,19 ± 0,31	2,02	42

Herdentfernungen über 20° eine Tendenz zu größeren gemessenen Laufzeiten zu erkennen. Die Ursache dafür liegt wahrscheinlich zur Hauptsache an den meßtechnischen Gegebenheiten der einzelnen Stationen. Die Abnahme der Standardabweichungen hat mit Sicherheit die gleiche Ursache. Aufschlußreicher als die Werte einer Station sind die Differenzen zweier benachbarter Stationen wie Stuttgart und Strasbourg. Die P-Wellen kommen während des gesamten Beobachtungszeitraumes in Strasbourg relativ später an als in Stuttgart, bei Nahbeben von 1957–63 z. B. um 1,85 sec. Diese systematische Differenz kann nur mit einer besonderen Geschwindigkeits-Tiefen-Verteilung im Rheingraben erklärt werden [RÖWER und STROBACH 1967]. Ganz allgemein läßt sich sagen, daß Stationen in geologisch jungen Gebieten bzw. auf großen Sedimentmächtigkeiten (z. B. Reykjavik, De Bilt, Witteveen) eine längere Laufzeit messen als Stationen auf alten Schilden (z. B. Kiruna, Uppsala, Sodankylä).

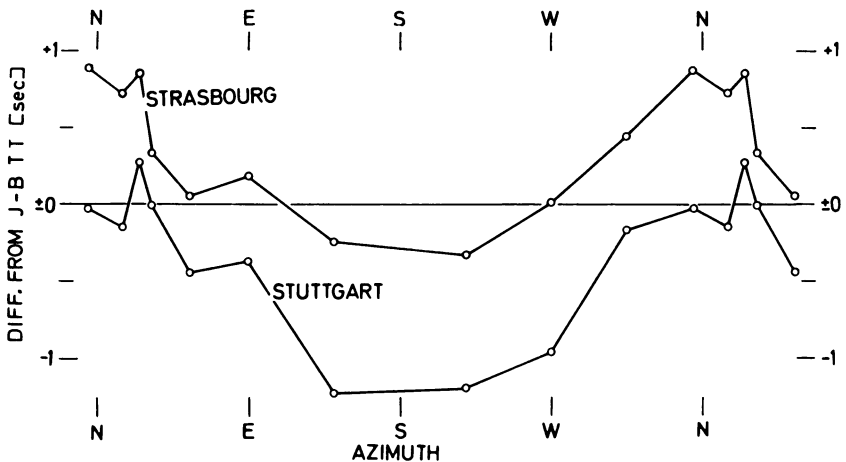


Abb. 1: O-C-Werte in Abhängigkeit vom Azimut
(ISS-Daten 1957–63, Distanzbereich 20° – 105°).

O-C values as a function of azimuth
(ISS-Data 1957–63, distance range 20° – 105°).

Tabelle 1b und Abbildung 1 zeigen, daß die O-C-Werte auch bei unterschiedlichen Herdtiefen und Azimuten nicht gleichbleibend sind.

Wenn man den Distanzbereich von 0° bis 105° in Intervalle unterteilt und die darin bestimmten mittleren O-C-Werte in einem Laufzeitdiagramm anordnet, kommt man durch graphische Interpolation zu ortsgültigen Laufzeitkurven (Abb. 2). Bezüglich der Undulationen ist der Kurvenverlauf für Stuttgart und Strasbourg von 20° – 80° typisch für die meisten der untersuchten Stationen. Das legt die Vermutung nahe, daß die von JEFFREYS und BULLEN angenommene Geschwindigkeits-Tiefen-Verteilung

für P-Wellen quantitativ zu einfach ist und in ihrer Form modifiziert werden muß. Eine Arbeitsgruppe unter der Leitung von HERRIN [1968] hat deshalb aus der Analyse von 400 starken Erdbeben (Magnitude $> 5,0$) und 30 Großsprengungen von 1961 bis 1964 für Herddistanzen ab 20° neue mittlere P-Laufzeiten abgeleitet. Der gestrichelte Kurventeil bis 20° beruht auf einem Modell des oberen Erdmantels in den zentralen USA (untere Kurve in Abb. 2). Am Ergebnis sind zwei Dinge besonders interessant. Einerseits ist eine deutliche Parallelität aller 3 Kurven sofort zu erkennen, wenn man

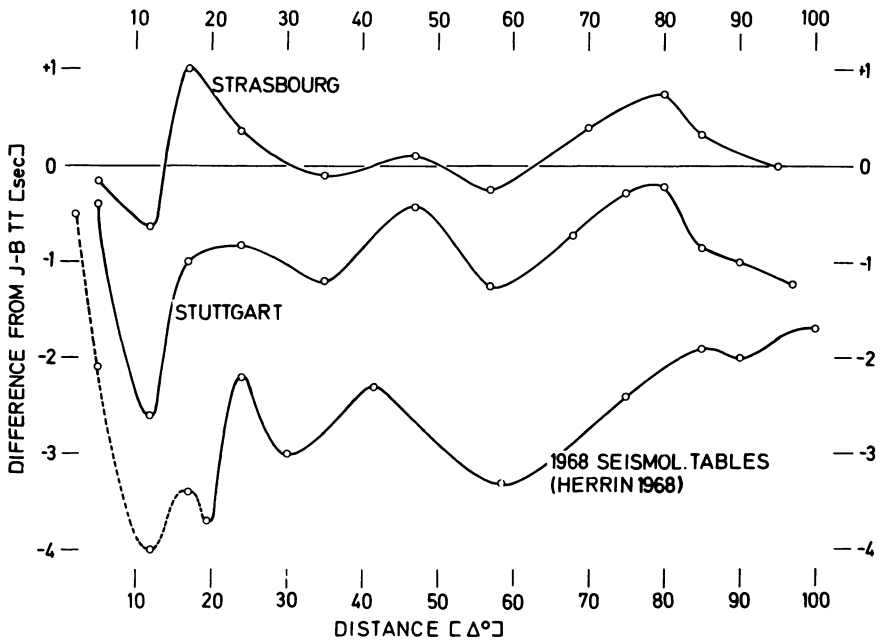


Abb. 2: Ortsgültige Laufzeitkurven für P-Wellen (ISS-Daten 1957–63, Herdtiefe 0–33 km) und die 1968er P-Laufzeiten für Oberflächenbeben [HERRIN 1968], dargestellt als Differenzen von den JEFFREYS-BULLEN-Laufzeiten 1940.

Local travel time curves for P-waves (ISS-Data 1957–63, surface focus) and the 1968 P-travel times for surface focus [HERRIN 1968], shown as differences from the 1940 JEFFREYS-BULLEN travel times.

von geringen Verschiebungen in der Lage der Extremwerte und einer unterschiedlichen Kurventendenz bei Herdentfernungen über 80° einmal absieht. Die Undulationen könnten also mit den HERRIN-Laufzeiten weitgehend ausgeglichen werden. Andererseits besteht ein Niveauunterschied über alle Distanzen von ca. 2 sec bei Stuttgart und ca. 3 sec bei Strasbourg gegenüber der HERRIN-Kurve. Die Ursache dafür wird man im regional unterschiedlichen Aufbau des oberen Erdmantels suchen

müssen. Eigenartig ist nur, daß die Kurven von allen untersuchten Stationen, auch die der Stationen auf dem baltischen Schild, in ihrem Niveau über der HERRIN-Kurve liegen. Wenn die HERRIN-Kurve die mittleren Verhältnisse der ganzen Erde beinhalten soll, muß es diverse Stationen geben, deren Kurvenniveaus einen Abstand von mehr als 3 Sekunden von der JEFFREYS-BULLEN-Kurve haben, was aufgrund der für Nord-europa gefundenen Werte bezweifelt werden muß. Generell lassen sich die ortsgültigen Laufzeitkurven der mittel- und nordeuropäischen Stationen in bezug auf ihr Niveau besser an die JEFFREYS-BULLEN-Kurve angleichen, in bezug auf ihre Form besser an die HERRIN-Kurve.

Auffällig ist im Nahbereich noch der Anstieg zwischen $\Delta = 12^\circ$ (Intervall $9^\circ - 15^\circ$) und $\Delta = 17^\circ$ (Intervall $15^\circ - 19^\circ$) um etwa 1,5 sec bei beiden Stationen. Diese Kurvenpunkte basieren fast ausschließlich auf Beben in SE- und SW-Europa. Berücksichtigt man die maximale Eintauchtiefe eines Wellenstrahls (ca. 160 km bei $\Delta = 15^\circ$), so scheint es, daß die P-Wellen aus Entfernungen über 15° eine Zone mit relativ niedriger Geschwindigkeit durchlaufen und dadurch eine Verzögerung erleiden. Das stimmt sehr gut überein mit dem unteren der beiden von MAYER-ROSA [1969] gefundenen P-Kanäle in einer Tiefe von 70—120 km und 160—210 km für SE- und SW-Europa. Die GUTENBERG-ZONE ist demnach in diesen Gebieten komplizierter aufgebaut, als man bisher angenommen hat.

Eine ausführliche Darstellung wird gegenwärtig zur Veröffentlichung vorbereitet.

Literatur

- HERRIN, E., and J. N. TAGGART: Regional variations in Pn-velocity and their effect on the location of epicentres. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, 52, 1037—1046, 1962.
- HERRIN, E., and J. N. TAGGART: Regional variations in P-travel times. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, 58, 1325—1337, 1968.
- HERRIN, E.: Introduction to 1968 Seismological tables for P-phases, and Tables. *Bull. Seism. Soc. Amer.*, 58, 1193—1241, 1968.
- JEFFREYS, H., and K. E. BULLEN: Seismological tables. British Association for the Advancement of Science, Gray Milne Trust, 1940.
- MAYER-ROSA, D.: Die Geschwindigkeitsverteilung seismischer Wellen im oberen Erdmantel Europas. Dissertation, Universität Stuttgart, 1969.
- RÖWER, P., und K. STROBACH: Variationen der Pn-Geschwindigkeiten von Erdbebenwellen im Gebiet des Rheingrabens. *The Rhinegraben Progress Report 1967*, 121—122, 1967.

Buchbesprechungen

A. KREBS: *Strahlenbiologie* (Verständliche Wissenschaft Band 95). 127 S., Springer-Verlag Berlin, Heidelberg, New York, 1968.

Die Strahlenbiologie — eine in ihren Anfängen auf die Zeit nach der Entdeckung der Röntgenstrahlung zurückgehende bio-physikalische Disziplin — hat sich seit der ersten Atombombe und den zahlreichen Testexplosionen der 50er und 60er Jahre zu einem Gebiet von grundlegender und lebenswichtiger Bedeutung entwickelt. Dank der außerordentlich lebhaften Forschungstätigkeit haben sich beachtliche Fortschritte in der Aufklärung der hochenergetischen Strahlenwirkung auf lebende Systeme und der Entwicklung von Schutzmaßnahmen ergeben.

Die „Strahlenbiologie“ von A. KREBS setzt sich das Ziel, Wesen, Bedeutung und heutigen Stand dieses Forschungsgebietes in kurzer, übersichtlicher Form darzustellen. Das Buch wird dieser Zielsetzung in vollem Maße gerecht. In ansprechender und leicht verständlicher Darstellung, die mit zahlreichen aus der Fülle von Einzelergebnissen geschickt ausgewählten Beispielen durchsetzt ist, versteht es der Verfasser, den umfangreichen Stoff zu bewältigen und dem Leser in einer Gesamtübersicht vorzustellen.

In 10 Einzelkapiteln werden behandelt: Die physikalischen Grundlagen der natürlichen und der zivilisatorisch-künstlichen Strahlungen unserer Umwelt (Kap. 1–3), die Grundzüge der biologischen Strahlenwirkungen, Reaktionsketten, Treffertheorie (Kap. 4), die biologischen Wirkungen im einzelnen von den lethalen Großdosen bis zu den Kleinstdosen (Kap. 5–6), die Aufgaben und Probleme des Strahlenschutzes (Kap. 7), das „Fühlen“ von und die „Reaktionen“ auf Strahlungen (Kap. 8), „nützliche Effekte“ ionisierender Strahlungen in Medizin, Industrie, Landwirtschaft u. a. Gebieten (Kap. 9) und schließlich im Schlußkapitel noch mal ganz allgemein die biologische Bedeutung der Umweltstrahlung natürlicher und künstlicher Provenienz.

Es ist dem Verfasser mit seiner lebendigen, von der Wissenschaft begeisterten und für sie begeisternden Darstellung gelungen, dem Leser, wie er sich einleitend vornimmt, „ein Erlebnis von der Schönheit, aber auch den Problemen der Strahlenbiologie zu vermitteln“. Ihm und dem Verlag kann zu dem Bändchen in der Reihe „Verständliche Wissenschaft“ gratuliert werden.

H. ISRAËL

J. C. BEHRENDT, C. R. BENTLEY: *Magnetic and Gravity Maps of the Antarctic*. American Geographical Society, New York, 1968, 9 Tafeln und 4 Seiten Begleittext

Diese Zusammenstellung magnetischer und gravimetrischer Karten gehört zu der von V. C. BUSHNELL herausgegebenen „Antarctic Map Folio Series“, deren Ziel es ist, in gedrängter Form einen Überblick über das derzeitige Wissen über die Antarktis zu geben, soweit das in Kartendarstellungen möglich ist.

Der Teil Magnetik enthält zunächst fünf Karten aus der Serie magnetischer Weltkarten, die das U. S. Naval Oceanographic Office herausgegeben hat. Sie zeigen das nach dem Verfahren von L. HURWITZ ermittelte Normalfeld (Kugelfunktionen bis zur zwölften Ordnung) für die Epoche 1965.0, und zwar Inklination, Horizontalintensität, Vertikalintensität, Totalintensität und Deklination. Das internationale geomagnetische Referenzfeld war zur Zeit der Herausgabe der Karten noch nicht festgelegt.

Für die sechste Karte sind alle verfügbaren Totalintensitätsmessungen herangezogen worden, von den Daten wurde das Normalfeld nach Tafel 4 abgezogen, dann wurden die Mittelwerte über Quadrate von ca. 200 km Kantenlänge gebildet und aufgetragen. Leider kann man im allgemeinen nicht entscheiden, ob die Quellen der gefundenen, großräumigen Anomalien in der Erdkruste oder im Erdmantel liegen. In Tafel 7 ist eine Darstellung der Verteilung der Anomalien kurzer Wellenlänge versucht worden. Die Isolinien geben die Anzahl der Anomalien von über 100γ Amplitude und weniger als 50 km Wellenlänge auf 100 km Profilstrecke an. Schon dieses sehr einfache Verfahren liefert viele Informationen über den Krustenaufbau, einiges davon ist im Begleittext von J. C. BEHRENDT zusammengestellt. Trotzdem wäre eine Darstellung wünschenswert, die z. B. einen Anhalt dafür liefert, in welcher Tiefe die Störkörper liegen.

Die beiden weiteren Tafeln gelten der Gravimetrie, sie zeigen die Freiluft- und die Bouguer-Anomalien. Ähnlich wie bei Tafel 6 wurden auch hier Mittelwerte über Quadrate mit 200 km Kantenlänge gebildet. Das Hauptproblem wirft die in weiten Gebieten unbekannte Eismächtigkeit auf. So ist es schwierig, die gefundenen Anomalien zu deuten, der von C. R. BENTLEY verfaßte Begleittext zur Gravimetrie ist in dieser Hinsicht entsprechend knapp gehalten.

Hervorzuheben ist, daß bei den Tafeln 6–9 die Einzelpunkte, Profile und flächenhaften Vermessungen genau angegeben sind, die der Darstellung zugrunde liegen.

H. A. ROESER



» JOURNALFRANZ «

ARNULF LIEBING oHG

87 WÜRZBURG, WERNER-VON-SIEMENS-STRASSE 5

TELEFON 54020 · GERMANY

**Wir kaufen ständig
wissenschaftliche Zeitschriften
aus allen Gebieten
zur Zeit suchen wir besonders:**

Gerlands Beiträge zur Geophysik

Band 34—53 oder ähnliche Reihe

Zeitschrift für Geophysik

Alles, besonders die Bände 1—19, 22 und 24—25

Beiträge zur angewandten Geophysik

Möglichst vollständige Reihe

**Angebote auf weitere Titel
sind uns jederzeit willkommen
Bitte senden Sie uns
auch Ihre Desideratenliste**

Use

ANA

and you know where you are!

In 5 continents

ANA High accuracy
easy installation
low weight

**Navigation-System has shown
its reliability in airborne and
marine navigation**



**PRAKLA GMBH · 3000 HANNOVER 1 · P.O. BOX: 4767
PHONE: 807 21 · TELEX: 922847 · CABLE: PRAKLA
GERMANY**

**Amsterdam · Ankara · Brisbane · Kuala-Belait · Madrid · Milan
Rio de Janeiro · Tehran · Tripoli · Vienna**

Zeitschrift für Geophysik

Band 36

1970

Heft 2

Inhaltsverzeichnis

SOFFEL, H.: The Influence of the Dislocation Density and Inclusions on the Coercive Force of Multidomain Titanomagnetites of the Composition $0.65 \text{ Fe}_2\text{TiO}_4 \cdot 0.35 \text{ Fe}_3\text{O}_4$ in Basalts as Deduced from Domain Structure Observations 113

SCHWENTEK, H.: Sonneneruptionseffekte in der Ionosphäre beobachtet in Lindau zwischen dem 27. Oktober und 2. November 1968 125

MELZNER, F., und H. H. RABBen: Elektronendichte-Messungen in der Ionosphäre mit einer neuartigen Hochfrequenz-Impedanzsonde 135

ROSSBERG, L.: Über die Pitchwinkelverteilung von Elektronenflüssen mit Energien $E > 40 \text{ KeV}$ in der Polarlichtzone 151

KIRSCH, E.: Raketexperiment zur Untersuchung von Nordlichtern 165

KOZÁK, J., und L. WANIEK: Schlierenoptische Untersuchungen an seismischen Gelmodellen mit photometrischer Auswertung des Wellenfeldes 175

BOSE, S. K.: Notes on Wave Theories for the Propagation of T-, Lg-, Rg-, G-Waves and Microseisms from Storms over Deep Sea 193

SCHICK, R.: A Method for Determining Source Parameters of Small Magnitude Earthquakes 205

Briefe an den Herausgeber:

VETTER, U., und R. MEISSENER: Überprüfung der Isostasie durch tiefenseismische Sondierungen 225

ARIČ, K.: Über die Struktur des Reykjanes-Rückens nach den Ergebnissen reflexionsseismischer Messungen 229

In memoriam FRIEDRICH BURMEISTER 233



PHYSICA - VERLAG · WÜRZBURG

ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

als zweimonatliche Publikation herausgegeben im Auftrag der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft von

W. Dieminger, Lindau/Harz

und

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

unter Mitwirkung von

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

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

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

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

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

Es wird gebeten, die Manuskripte in 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 55983

Bank: Neue Sparcasse, Hamburg 24/11528

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

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

Bezugspreis je Band (6 Hefte) 78,— DM, Einzelheft je nach Umfang. Abonnements verlängern sich jeweils um einen Band, falls keine ausdrückliche Abbestellung zum Jahresende vorliegt.

Gedruckt mit Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft.

Bekanntmachung lt. Bayer. Pressegesetz: Verlag: PHYSICA-VERLAG Rudolf Liebig K.-G., D 87 Würzburg, Werner-von-Siemens-Straße 5
Pers. haft. Ges.; Anruf 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 1970

The Influence of the Dislocation Density and Inclusions on the Coercive Force of Multidomain Titanomagnetites of the Composition $0.65 \text{ Fe}_2\text{TiO}_4 \cdot 0.35 \text{ Fe}_3\text{O}_4$ in Basalts as Deduced from Domain Structure Observations

Von H. SOFFEL, München¹⁾

Eingegangen am 16. Juli 1969

Summary: The coercive force of multidomain homogeneous and almost spherical titanomagnetites ($0.65 \text{ Fe}_2\text{TiO}_4 \cdot 0.35 \text{ Fe}_3\text{O}_4$) of two different basalts was studied using relationships for the interaction of domain walls with dislocation lines and nonferromagnetic inclusions. With the observed dislocation density ($5 \cdot 10^6/\text{cm}^2$) and the average number of inclusions in the titanomagnetites a maximal coercive force of the multidomain grains of about 100 Oe was evaluated. This is in good agreement with the demagnetization spectrum of the two basalts. Domain structure observations of the titanomagnetites in the basalts under the influence of external fields confirm the estimated figure for H_c .

Zusammenfassung: Die Koerzitivkraft annähernd kugelförmiger homogener Titanomagnetite ($0.65 \text{ Fe}_2\text{TiO}_4 \cdot 0.35 \text{ Fe}_3\text{O}_4$) mit Mehrbereichskonfiguration in zwei verschiedenen Basalten wurde unter dem Gesichtspunkt der Wechselwirkung zwischen Blochwänden mit Versetzungslinien und unmagnetischen Einschlüssen untersucht. Mit der beobachteten Versetzungsdichte der Titanomagnetite ($5 \cdot 10^6/\text{cm}^2$) und der mittleren Anzahl der Einschlüsse ergab sich für die Mehrbereichsteilchen eine maximale Koerzitivkraft von etwa 100 Oe. Dieser Wert stimmt gut mit dem Entmagnetisierungs-Spektrum der beiden Basalte überein. Durch die Beobachtung der Bereichsstrukturen der untersuchten Titanomagnetite unter dem Einfluß äußerer Felder konnte der abgeschätzte Wert von H_c bestätigt werden.

Introduction

Independent of their chemical composition or structure peculiarities the ferromagnetic ore grains in the rocks can be classified into two categories with respect to the configuration of their magnetic domains, namely

- (i) single domain particles,
- (ii) multidomain particles.

In single domain particles the magnetization can only be changed by a rotation of the magnetization vectors from the directions of easy magnetization, which are determined by the crystal anisotropy, the shape anisotropy and eventual stress fields.

¹⁾ Privatdozent Dr. Heinrich SOFFEL, Institut für Angewandte Geophysik der Universität München, 8000 München 2, Richard-Wagner-Straße 10.

For an assembly of randomly oriented cubic single domain particles the coercive force H_c , i.e. the field which is necessary for a reversal of the magnetization vectors, is given by:

$$H_c = 0.64 K/J_s \quad (1)$$

for pure crystal anisotropy,

$$H_c = 0.48 (N_a - N_b) J_s \quad (2)$$

for pure shape anisotropy and

$$H_c = 1.44 \cdot \lambda_s \cdot \sigma/J_s \quad (3)$$

when an uniaxial stress σ is present. Hereby denote: J_s = saturation magnetization; K = crystal anisotropy constant; N_a and N_b the demagnetization factors; λ_s = magnetostriction constant. — The coercive force of single domain particles therefore mainly depends on parameters which are determined by the shape of the particles and by bulk magnetic properties, which are not sensitive for the real structure of the material.

In multidomain particles the changes of magnetization in weak magnetic fields (like the earth's magnetic field, $H_a < 0.6$ Oe) are produced by a motion of domain walls rather than by rotation processes. The mobility of the domain walls not only depends upon the bulk magnetic properties but also on parameters which are determined by the real structure of the crystal. Due to the real structure additional energy barriers are produced within the ore grains. The external field which is necessary to drive the domain walls across these energy barriers can be regarded as a kind of coercive force of a multidomain grain.

The theoretical considerations were tested by studying the mobility of the domain walls of multidomain titanomagnetite grains in basalts. The basalt samples are from Rauher Kulm and Parkstein, two tertiary basalts from the Oberpfalz, Germany. The rockmagnetic and paleomagnetic properties of these basalts were studied by REFAI [1961]; PETERSEN [1962] and SOFFEL [1968] for the Rauher Kulm basalt and by SOFFEL and SUPALAK [1968] and SOFFEL [1968] for the Parkstein basalt. The titanomagnetites of both basalts are homogeneous and the composition of both is $0.65 \text{ Fe}_2\text{TiO}_4 \cdot 0.35 \text{ Fe}_3\text{O}_4$.

The Influence of Inclusions and Lattice Imperfections on the Domain Wall Mobility in Ore Grains

Natural minerals always contain an appreciable amount of lattice imperfections which can be classified into: a) dislocations of different types, b) interstitial atoms. They also contain inclusions of nonmagnetic material, submicroscopic to microscopic in size. Due to the stress field and the magnetic stray field in their vicinity all these types of lattice imperfections and inclusions are able to interact with the corresponding fields around or within a domain wall.

For the interaction of a 180° -wall with a dislocation line only simplified models are available so far which have been developed for cubic and hexagonal metals [see SEEGER and coworkers, 1966]. There are good reasons to apply the same formula to the dense ferrimagnetic opaque minerals like magnetite, the titanomagnetites and hematite. According to TRÄUBLE [1966] 180° -walls can only interact with dislocation lines in the plane of the domain walls or which intersect them. Remote dislocation lines are assumed to have no effect on the mobility of a 180° -wall. This assumption however seems to be only a first order approximation according to recent investigations by MARKERT [1969].

Let us assume a dislocation line fixed to a knot and therefore unable to be shifted around easily in the material. The energy E_d per unit length of a dislocation line which is necessary to move a 180° -wall across the dislocation line is given after TRÄUBLE [1966, p. 267] to be:

$$E_d = \frac{3 \cdot G \cdot b \cdot \lambda \cdot \delta_w}{2} \sin \alpha \sin \omega. \quad (4)$$

Hereby denote: G = shear modulus; δ_w = wall thickness; b = burger's vector; λ = magnetostriction constant; ω and α the angles between the burger's vector and the normal of the domain wall or the dislocation line respectively. E_d has its maximal value for step-dislocations ($\alpha = 90^\circ$) and b being normal to the domain wall ($\omega = 90^\circ$). E_d is zero for screw dislocations ($\alpha = 0$) and/or b being parallel to the domain wall ($\omega = 0$).

The maximal force which a dislocation line of length l exerts on a 180° -wall is given by:

$$p_{\text{disl., max.}} = \frac{3}{2} G \cdot b \cdot \lambda \cdot l. \quad (5)$$

In the vicinity of a dislocation line the directions of magnetization deviate from the easy directions thus producing magnetic stray fields which are able to interact with the stray fields around a domain wall. For materials with large crystal anisotropy (for instance magnetite and possibly also the titanomagnetites) the deviations are very small and this stray field effect can be neglected besides the stress effect between a dislocation line and a domain wall as discussed above.

A much stronger interaction however must be expected between inclusions of non-ferromagnetic material and a domain wall. Such inclusions have been observed occasionally in the titanomagnetites of the investigated basalts. The interaction is threefold and is due to one or a combination of the following effects: (a) different stress state in the vicinity of the inclusion (E_σ), (b) reduction of the volume of a domain wall by the inclusion (E_{vol}), (c) the magnetic stray field around an inclusion (E_{str}). The total interaction energy between a domain wall and an inclusion is given by:

$$E = E_\sigma + E_{\text{vol}} + E_{\text{str}} \quad (6)$$

According to KRONMÜLLER [1962] E_σ can be neglected besides E_{vol} and E_{str} . The force p_{vol} which a spherical inclusion of a diameter $d \ll \delta_w$ exerts on a 180° -wall due to a reduction of the domain wall volume is given after DIJKSTRA and WERT [1950] to be:

$$p_{vol} = 2\pi d^3 \cdot \gamma_w / 3 \delta_w^2 \quad (7)$$

γ_w denotes the specific energy and δ_w the thickness of a 180° domain wall. The force due to the stray field effect of small inclusions with $d \ll \delta_w$ is after the same authors given by:

$$p_{str} = \frac{2 \cdot \pi^4}{3} \left[\frac{1}{18} - \frac{1}{48} \right] \frac{J_s^2 \cdot d^5}{\delta_w^3} \quad (8)$$

Spherical inclusions occasionally have closure domains in their vicinity by which the stray field is considerably reduced. After KONDORSKY [1949] p_{str} is given in this case by:

$$p_{str} = 2\sqrt{2} \cdot \pi \cdot d \cdot \gamma_w \quad (9)$$

The energy dE which is necessary for the movement dx of a 180° -wall of the area A by a magnetic field H is given by:

$$dE = 2 \cdot H \cdot J_s \cdot A \cdot \cos \varphi \cdot dx \quad (10)$$

whereby φ denotes the angle between the field H and the direction of J_s . Putting $\cos \varphi = 2/3$, the force exerted by H on the domain wall is given by:

$$p = \frac{4}{3} H \cdot J_s \cdot A \quad (11)$$

and the field necessary to overcome an empeding force p is given by:

$$H = \frac{3 \cdot p}{4 \cdot J_s \cdot A} \quad (12)$$

This formula enables us to estimate the critical field strength (coercive force, H_c) which is necessary to move a 180° -wall across obstacles like pinned dislocation lines and inclusions. Combining (12) and (5) we yield the coercive force associated with a dislocation line:

$$H_{c, \text{disl.}} = \frac{9 \cdot G \cdot b \cdot \lambda \cdot l}{8 \cdot J_s \cdot A} \quad (13)$$

For an inclusion with $d \ll \delta_w$ we get with (12) and (7):

$$H_{c, \text{incl., vol}} = \frac{\pi \cdot d^3 \cdot \gamma_w}{2 \cdot \delta_w^2 \cdot J_s \cdot A} \quad (14)$$

and with (12) and (8):

$$H_{c, \text{incl., str}} = \frac{\pi^4}{2} \left[\frac{1}{18} - \frac{1}{48} \right] \frac{J_s \cdot d^5}{\delta_w^3 \cdot A} \quad (15)$$

For inclusions with $d \gtrsim \delta_w$ we yield with (12) and (9):

$$H_{c, \text{incl., str}} = \frac{3 \cdot \pi \cdot d \cdot \gamma_w}{2 \cdot J_s \cdot A} \quad (16)$$

Table 1 shows the coercive force for a magnetite and a titanomagnetite ($0.65 \text{ Fe}_2\text{TiO}_4 \cdot 0.35 \text{ Fe}_3\text{O}_4$) grain of 10 by 10 by 10 microns by volume. For magnetite the specific energy of a 180° -wall and its thickness have been determined experimentally by SOFFEL [1964] to be $\gamma_w \approx 1 \text{ erg/cm}^2$ and $\delta_w \approx 10^{-5} \text{ cm}$ respectively. $\lambda_s = 40 \cdot 10^{-6}$ and $J_s = 480 \text{ Gauss}$. The burger's vector is assumed to be equal to the unit cell dimension ($b \approx 8 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$). The length l of a dislocation line cannot exceed the diameter of the grain (10^{-3} cm) and is certainly shorter (10^{-4} to 10^{-5} cm). The shear

Table 1: Coercive force of a multidomain ore grain, 10 by 10 by 10 microns by volume due to dislocation lines and spherical inclusions.

		Length l of a dislocation line (cm)				
		10^{-3}	10^{-4}	10^{-5}	10^{-6}	
$H_{c, \text{disl}}$ (Oe), after (13)	magnetite	1.5	0.15	0.015	0.0015	
	titanomagnetite	23	2.3	0.23	0.023	
		Diameter d of a spherical inclusion (cm)				
		$5 \cdot 10^{-4}$	10^{-4}	$5 \cdot 10^{-5}$	10^{-5}	10^{-6}
$H_{c, \text{vol}}$ (Oe), after (14)	magnetite	— model not applicable —			$3.3 \cdot 10^{-2}$	$3.3 \cdot 10^{-5}$
	titanomagnetite	— model not applicable —			$6 \cdot 10^{-3}$	$6 \cdot 10^{-6}$
$H_{c, \text{str}}$ (Oe), after (15)	magnetite	— model not applicable —			$8.1 \cdot 10^{-2}$	$8.1 \cdot 10^{-7}$
	titanomagnetite	— model not applicable —			$1.4 \cdot 10^{-3}$	$1.4 \cdot 10^{-8}$
$H_{c, \text{str}}$ (Oe), after (16)	magnetite	7	1.4	0.7	model not applicable	
	titanomagnetite	7	1.4	0.7	model not applicable	

modulus is $G = 2 \cdot 10^{11}$ dyn/cm² as computed after data from WOEBER, KATZ and AHRENS [1963].—For the investigated titanomagnetites much less information on some of the parameters are available. $J_s \approx 100$ Gauss according to their CURIE-temperatures and data from AKIMOTO, KATSURA and YOSHIDA [1957]. As magnetite and the titanomagnetites have essentially the same oxygen lattice both the shear modulus and the burger's vector are assumed to be the same as for magnetite. Measurements by SYONO [1965] of the magnetostriction constant λ_s and the crystal anisotropy constant K yielded the following values for the titanomagnetites under consideration: $\lambda_s = 140 \cdot 10^{-6}$ and $K = 10^4$ erg/cm³. Both λ_s and K strongly influence the specific energy and thickness of domain walls, which is expressed by the following proportionalities:

$$\gamma_w \sim \sqrt{I_0 \cdot K} \quad (17)$$

and

$$\delta_w \sim \sqrt{I_0/K} \quad (18)$$

[after KITTEL, 1949]. I_0 denotes the exchange integral, which is connected with the CURIE-temperatures by the relation:

$$T_c \sim I_0 \quad (19)$$

Equations (17) to (19) have been established so far only for metals with direct interactions between the magnetic moments of the atoms but not yet for the ferrimagnetic oxide minerals like magnetite or the titanomagnetites with superexchange interactions. It is assumed however that they can be applied to the ferrimagnetic oxides as well.

With the known values of γ_w and δ_w for magnetite the equations (17) to (19) enable us to compute the approximate values for the investigated titanomagnetites. For the exchange integral we get therefore from (19):

$$\frac{I_{0, \text{titanomagn.}}}{I_{0, \text{magnetite}}} = \frac{460^\circ \text{ K}}{850^\circ \text{ K}} = 0.54 \quad (20)$$

As we have

$$\frac{K_{\text{titanomagn.}}}{K_{\text{magnetite}}} = \frac{10^4 \text{ erg/cm}^3}{10^5 \text{ erg/cm}^3} = 0.1 \quad (21)$$

we get for the specific wall energy from (17):

$$\begin{aligned} \gamma_{w, \text{titanomagn.}} &= \gamma_{w, \text{magnetite}} \sqrt{\frac{(I_0 K)_{\text{titanomagn.}}}{(I_0 K)_{\text{magnetite}}}} \\ &= \gamma_{w, \text{magnetite}} \sqrt{0.54 \cdot 0.1} = 0.23 \end{aligned} \quad (22)$$

With $\gamma_w, \text{ magnetite} \approx 1 \text{ erg/cm}^2$ we get:

$$\gamma_w, \text{ titanomagn.} \approx 0.23 \text{ erg/cm}^2. \quad (23)$$

The same estimation for the wall thickness yields the following result:

$$\begin{aligned} \delta_w, \text{ titanomagn.} &= \delta_w, \text{ magnetite} \sqrt{\frac{0.54}{0.1}} \\ &\approx 2.3 \cdot 10^{-5} \text{ cm}. \end{aligned} \quad (24)$$

Table 1 shows that only dislocation lines of proper orientation with respect to the domain walls and of considerable length, and inclusions with a diameter larger or comparable to the thickness of a domain wall give remarkable contributions to the "wall friction" i.e. the coercive force of a multidomain grain. Interstitial atoms which can be regarded as inclusions with a diameter of about 10^{-7} cm have a negligible effect on the wall friction.

The total coercive force of a spherical multidomain grain therefore depends largely on the dislocation density, the length and orientation of the dislocation lines with respect to the domain walls and the special type of dislocation. It depends furthermore upon the abundance and size of nonferromagnetic inclusions. Another mechanism for the domain wall pinning resulting in a coercive force of a multidomain grain is due to deviations from the ideal spherical shape or by a very irregular shape of the ore grains. Both mechanisms do not apply to the investigated titanomagnetites and shall therefore not be discussed here.

Coercive Force of the Multidomain Grains as Deduced from the Observed Domain Wall Mobility in the Titanomagnetites

Due to the good spherical shape of most of the multidomain grains their coercive force is most likely exclusively due to the interaction of the domain walls with dislocation lines and inclusions of nonferromagnetic material with a diameter around 1 micron, according to table 1. The dislocation density was determined counting etch pits produced by ionic polishing as applied by SOFFEL [1968a] for the preparation of ferrimagnetic ore grains for domain structure observations. Fig. 1 shows a titanomagnetite grain in the Prakstein basalt with a diameter of about 8 microns (probably a 110-plane). The etch pits are interpreted as dislocation lines intersecting the surface. An average dislocation density of $5 \cdot 10^6/\text{cm}^2$ was determined for the titanomagnetites of both the Parkstein and the Rauhe Kulm basalt. (A dislocation density of $5 \cdot 10^6/\text{cm}^2$ means that an area of 10^{-6} cm^2 , which is ten by ten microns, is intersected by 5 dislocation lines.) Fig. 2 shows the domain configuration of the ore grain as shown in Fig. 1 under the influence of external fields parallel to the polished surface of the grain.

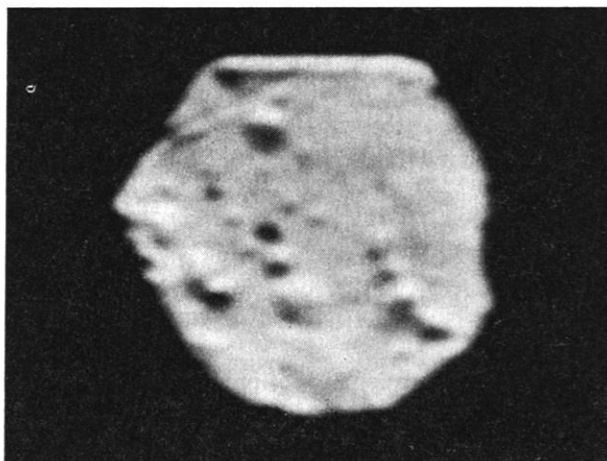


Fig. 1: Titanomagnetite grain in the Parkstein basalt, polished by ionic bombardment. The pits are dislocation lines intersecting the surface. For the scale see Fig. 3.

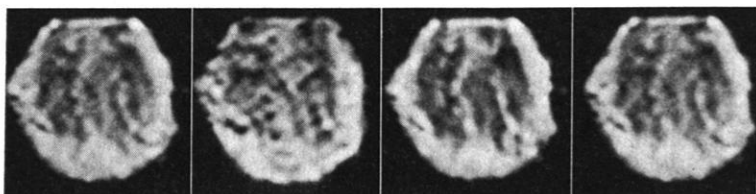


Fig. 2: Domain configuration of the ore grain as shown in Fig. 1 under the influence of external fields parallel to the surface (Bitter pattern technique). For the scale and the directions of the external fields see Fig. 3.

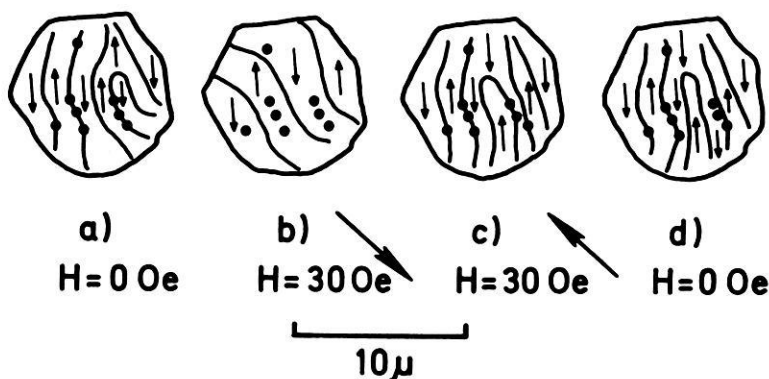


Fig. 3: Graph of the domain configurations as shown in Fig. 2. Dots: etch pits; bold lines: domain walls; small arrows: proposed magnetization directions of the domains; large arrows: direction of the external field.



Fig. 4: Domain configuration of two titanomagnetite grains in the Parkstein basalt (Bitter pattern technique). For the scale see Fig. 5. Ambient field is zero.

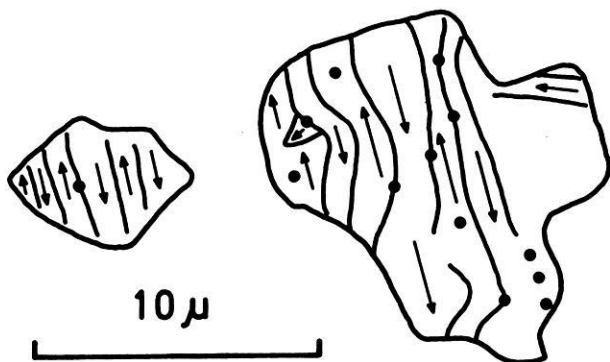


Fig. 5: Graph of the domain configuration of the titanomagnetite grains as shown in Fig. 4. Dots: etch pits; bold lines: domain walls; arrows: proposed magnetization directions of the domains.

The sample preparation was the same as described by SOFFEL [1968a]. The position of the etch pits (dots) and of the domain walls as deduced from photographs as well as from microscopic observations (bold lines) are shown in the graphs of Fig. 3. It can be seen that the domain walls are pinned to the etch pits (Fig. 3 a, c, d) and that external fields in the order of 30 Oe are capable to separate them. The small arrows indicate a possible distribution of the directions of magnetization in the domains, as derived from the movement of the domain walls under the influence of the external field. Fig. 4 and 5 show another example of the same phenomenon for two other titanomagnetite grains in the Parkstein basalt.



Fig. 6: Titanomagnetite grain in the Raue Kulm basalt, polished by ionic bombardment. The pits are dislocation lines intersecting the surface and inclusions. The thin straight lines are former scratches produced by previous mechanical polishing. For the scale see Fig. 8.

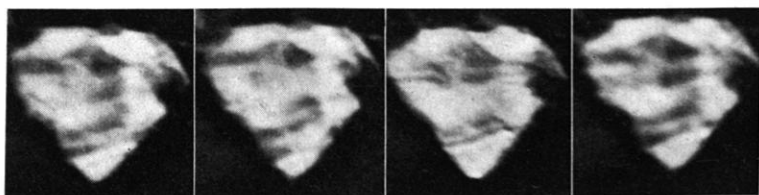


Fig. 7: Domain configuration of the ore grain as shown in Fig. 6 under the influence of external fields parallel to the surface (Bitter pattern technique). For the scale and the directions of the external fields see Fig. 8.

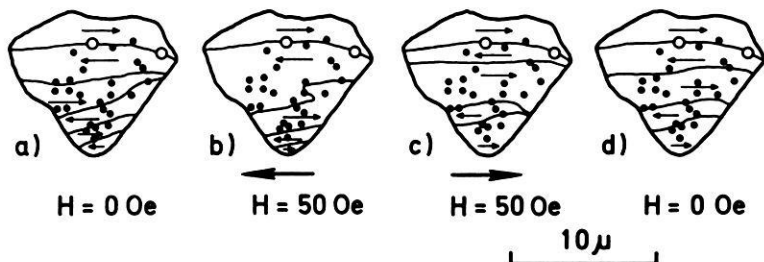


Fig. 8: Graph of the domain configuration as shown in Fig. 7. Dots: etch pits; open circles: inclusions; bold lines: domain walls; small arrows: proposed direction of magnetization of the domains; large arrows: direction of the external field.

Fig. 6 shows a titanomagnetite grain of about 10 microns in diameter in the Rauhe Kulm basalt. The variations of the domain configuration under the influence of external fields parallel to the polished surface of the grain is represented in Fig. 7. The inclusions (open circles), etch pits (dots), domain walls (bold lines) and magnetization directions in the domains (arrows) are shown in the graphs of Fig. 8. While domain walls pinned to dislocation lines can easily be moved under the influence of external fields in the order of 50 Oe, the two inclusions are able to hold the uppermost domain wall even in external fields higher than 50 Oe.

However only a minute fraction of the multidomain grains in both basalts contained such inclusions so that the dislocations are the major contributor to the coercive force of the multidomain grains of the investigated basalts.

Using the results listed in Table 1 and the actually observed dislocation density in the titanomagnetites ($5 \cdot 10^6/\text{cm}^2$), the coercive force of an average multidomain grain of the investigated titanomagnetites, say 10 by 10 by 10 microns by volume, is around 100 Oe or less. This figure is in good agreement with the demagnetization spectra of the two basalts which show a sharp drop at a demagnetizing field of about 100 Oe, as measured by SOFFEL [1969]. The value of 100 Oe can be regarded as an upper limit for the coercive force of the investigated titanomagnetites with multidomain configuration and is obtained when one assumes that all dislocations are step dislocations ($\alpha = 90^\circ$) with the burger's vector normal to the wall ($\omega = 90^\circ$) and that they have the length of the diameter of the crystal (10^{-3} cm). It is furthermore assumed that they interact with all domain walls, which must be expected according to the recent investigations by MARKERT [1969]. The results obtained from the domain structure observations agree fairly well with the above figures. The coercive force of multidomain grains increases considerably by additional interactions of inclusions with domain walls as shown in Fig. 8. The upper limit for the coercive force of a spherical ferrimagnetic ore grain due to interactions of the said lattice imperfections with the domain walls must be set between 100 Oe and 200 Oe. This is in agreement with the general picture of a demagnetization spectrum of an aggregate of multidomain grains in various rocks. Larger values for the coercive force of multidomain grains can occur for extremely high dislocation densities and a large number of inclusions in the ore grains (i.e. when the grain is subdivided by exsolution lamellae of a nonferromagnetic phase) or by elongated and/or very irregular shapes of the ore grains.

Acknowledgement

The investigations were carried out in the Institut für Angewandte Geophysik, Universität München. I am very indebted to its director, Prof. Dr. G. ANGENHEISTER for his support and to him and Dr. N. PETERSEN, Dr. A. SCHULT, Dr. E. SCHMIDBAUER, Dipl.-Geophys. J. POHL, Dipl.-Phys. U. BLEIL and Dipl.-Phys. H. MARKERT for their helpful discussions and suggestions. The financial support of the Deutsche Forschungsgemeinschaft is gratefully acknowledged.

References

- AKIMOTO, S., T. KATSURA and M. YOSHIDA: Magnetic Properties of TiFe_2O_4 - Fe_3O_4 -System and their Change with Oxidation. *J. Geomag. Geol.* 9, 165—178, 1957
- DIJKSTRA, L. J., C. WERT: Effect of Inclusions on Coercive Force of Iron. *Phys. Rev.* 79, 979, 1950
- KITTEL, C.: Physical Theory of Ferromagnetic Domains. *Rev. Mod. Phys.* 21, 541—583, 1949
- KONDORSKIJ: Zur Theorie der Koerzitivkraft weicher Stähle. *Dokl. Akad. Nauk. U.S.S.R.* 68, Nr. 1, 37—40, 1949
- KRONMÜLLER, H.: Mikromagnetische Berechnung der Magnetisierung in der Umgebung unmagnetischer Einschlüsse in Ferromagnetika. *Z. Phys.* 168, 478—494, 1962
- MARKERT, H.: Private communication. 1969
- PETERSEN, N.: Untersuchungen magnetischer Eigenschaften von Titanomagnetiten im Basalt des Rauhen Kulm (Oberpfalz) in Verbindung mit elektronenmikroskopischer Beobachtung. *Z. Geophys.* 28, 79—84, 1962
- REFAI, E.: Magnetic Anomalies and Magnetization of Basalts in the Area around Kemnath (Oberpfalz). *Z. Geophys.* 27, 175—182, 1961
- SEEGER, A. (Herausgeber): *Moderne Probleme der Metallphysik*. Verlag Springer, Heidelberg, 1966
- SOFFEL, H.: Untersuchung der magnetischen Elementarbereichsstrukturen von natürlichem Magnetit. *Diss. Nat. Fak. Univers. München*, 1964
- : Die Bereichsstrukturen der Titanomagnetite in zwei tertiären Basalten und die Beziehung zu makroskopisch gemessenen magnetischen Eigenschaften dieser Gesteine. *Habil.-Schrift, Nat. Fak. Universität München*, 1968
- : Die Beobachtung von WEISS'schen Bezirken auf einem Titanomagnetitkorn mit einem Durchmesser von 10 Mikron in einem Basalt. *Z. Geophys.* 34, 175—181, 1968a
- : The Origin of Thermoremanent Magnetization of Two Basalts Containing Homogeneous Single Phase Titanomagnetite. *Earth Plan. Sc. Letters* 7, 201—208, 1969
- SOFFEL, H. and P. SUPALAK: Paläomagnetische Messungen am Basalt des Parkstein bei Weiden (Bayern). *Z. Geophys.* 34, 287—296, 1968
- SYONO, Y.: Magnetocrystalline Anisotropy and Magnetostriction of Fe_3O_4 - Fe_2TiO_4 -Series with Special Application to Rock Magnetism. *Jap. J. Geophys.* 4, 71—143, 1965
- TRÄUBLE, H.: *Moderne Probleme der Metallphysik, Bd. II*; Herausgeber: A. SEEGER. Springer, Heidelberg, 1966
- WOEBER, A. F., S. KATZ and T. J. AHRENS: Elasticity of Selected Rocks and Minerals. *Geophys.* 28, 658—663, 1963

Sonneneruptionseffekte in der Ionosphäre beobachtet in Lindau zwischen dem 27. Oktober und 2. November 1968

**Solar flare effects in the ionosphere observed at Lindau
from October 27 to November 2, 1968**

Von H. SCHWENTEK, Lindau¹⁾

Eingegangen 21. November 1969

Summary: A heavy geomagnetic storm was recorded from October 31 to November 1, 1968. In order to facilitate a comprehensive, collating analysis of all the geophysical events which occurred during that period, the solar flare effects (SIDs) observed at Lindau in the period October 27 to November 2, 1968, are compiled and described.

Zusammenfassung: In der Zeit vom 31. Oktober bis 1. November 1968 trat ein starker erdmagnetischer Sturm auf. Für eine umfassende, vergleichende Betrachtung der geophysikalischen Ereignisse jenes Zeitraumes sind hier die zwischen dem 27. Oktober und 2. November 1968 beobachteten MÖGEL-DELLINGER-Effekte zusammengestellt und kurz beschrieben.

1. Einleitung

Während starker Sonneneruptionen, die vorzugsweise in den Jahren mit hoher und höchster Sonnenfleckenzahl auftreten, kann die Elektronendichte der unteren Ionosphäre (Höhenbereich 65 bis 100 km) stark erhöht werden. Registriert man an einem Empfangsort Kurzwellensender verschiedener Frequenz, so macht sich eine Sonneneruption durch eine Abnahme der Signalstärke mehr oder weniger deutlich bemerkbar (MÖGEL-DELLINGER-Effekt); dabei gilt: je höher die Frequenz des Senders, desto kleiner ist der Effekt. Es sollte vielleicht erwähnt werden, daß den meisten Sonneneruptionen, beobachtet im Lichte von H_{α} , kein MÖGEL-DELLINGER-Effekt zugeordnet werden kann. Umgekehrt konnte aber zu jedem MÖGEL-DELLINGER-Effekt fast immer eine Eruption in H_{α} beobachtet werden. Von 295 im IGY beobachteten Effekten waren 280 typisch mit H_{α} korreliert; weitere 12 hingen mit einer andersartigen, aber etwa gleichzeitig auftretenden H_{α} -Aktivität zusammen; 2 waren unsicher, und nur eine Ausnahme wurde festgestellt [DE MASKUS und WOOD, 1960].

¹⁾ Dr. Heinrich SCHWENTEK, Max-Planck-Institut für Aeronomie, Institut für Ionosphärenphysik, D 3411 Lindau (Harz).

Während der zeitliche Verlauf der Absorptionszunahme während des Effekts mit dem der Röntgenstrahlungserhöhung (Wellenlängenbereich 1–12 Å) ziemlich gut übereinstimmt [Abb. 1; HARTMANN und SCHWENTEK, 1968], können — aber müssen durchaus nicht — ein bis zwei Tage später als Folge solarer Korpuskelstrahlung weitere Effekte auftreten: Polarlichter und ein erdmagnetischer Sturm.

In Lindau werden seit einigen Jahren aus besonders ausgewählten und eingerichteten Meßstrecken die Signalstärken verschiedener Sender gleichzeitig fortlaufend registriert [SCHWENTEK, 1958, 1966], und zwar Norddeich-Radio (2,614 MHz; 296 km Entfernung), Kiel-Radio (2,775 MHz; 300 km Entfernung), Radio Luxemburg (6,09 MHz; 339 km Entfernung; vgl. TIMPE, 1968), außerdem das kosmische Rauschen auf 27,6 MHz [SCHWENTEK und GRUSCHWITZ, 1970]; die Eckreflektorantenne des dafür eingesetzten Riometers ist auf den Himmelspol gerichtet.

In der Zeit vom 27. Oktober bis zum 2. November 1968 traten mehrere, zum Teil außergewöhnlich starke Effekte auf. Sie werden hier im folgenden beschrieben; über die in dem Zeitraum beobachteten Polarlichter und den erdmagnetischen Sturm berichten P. CZECHOWSKY, H. KOCHAN, G. LANGE-HESE, H. LAUCHE und H. G. MÖLLER [1970].

2. Beschreibung der Effekte

In Tabelle 1 sind die jeden Effekt vollständig kennzeichnenden Daten zusammengestellt, soweit sie aus den Registrierungen bestimmt werden konnten. Dazu ist zu bemerken, daß solche Effekte nur während der Zeit von Sonnenaufgang bis Sonnenuntergang zu beobachten sind. Eruptionen, die auftreten, wenn in Lindau Nacht ist, können nur von Stationen registriert werden, die auf der Tagseite der Erde liegen. Um ein vollständiges Bild der Geschehnisse aus der Zeit vom 27. Oktober bis zum 2. November 1968 zu erhalten, müssen daher sinnvollerweise alle überhaupt nur verfügbaren Beobachtungen zunächst gesammelt werden; erst dann kann in einem weiteren Schritt eine vergleichende Analyse unternommen werden. Hier wird deshalb erst einmal eine möglichst lückenlose Beschreibung der in Lindau registrierten Effekte gegeben. Dieser Beitrag ist auch in einer englischen Übersetzung erschienen, und zwar im Upper Atmosphere Geophysics Report UAG-8, Part II, in dem das überhaupt verfügbare Material zusammen dargestellt worden ist, so wie bereits im Report UAG-5 dasjenige vom Geschehen am 23. Mai 1967.

Nach dem 21. Oktober, an dem ein schwächerer MÖGEL-DELLINGER-Effekt auftrat, konnte in Lindau erst wieder am 27. Oktober ein Effekt registriert werden. Es handelt sich dabei um einen starken Doppeleffekt, wie die Registrierung auf 6,09 MHz einwandfrei, die auf 2,61 MHz, bzw. 2,77 MHz, andeutungsweise zeigt (Abb. 2). Auch auf der Riometerregistrierung lassen sich zwei Absorptionsmaxima erkennen; allerdings ist an diesem Tage der normale Verlauf des kosmischen Rauschens völlig von dem erheblich stärkeren solaren Rauschen verdeckt.

Tabelle 1: Daten der in Lindau in der Zeit vom 27. Oktober bis 2. November 1968 beobachteten MÖGEL-DELLINGER-Effekte.

(NL Strecke Norddeich—Lindau; KL Kiel—Lindau; LL Luxemburg—Lindau; N Wert nicht angebbbar; U Wert unsicher; S-SWF sudden shortwave fadeout; V-SWF V-förmiger shortwave fadeout.)

Datum 1968	Beginn UT	Maximum UT	Ende UT	Typ	Absorption dB	Dauer min	Strecke	
Okt. 27	12.36	N	14.24	S-SWF	> 27	108	NL	
	12.37	N	14.30	S-SWF	> 28	113	KL	
	12.36	12.42	13.00	S-SWF	U 21	24	LL	
	13.00	U 13.29	U 14.30	V-SWF	U 22	90	LL	
	N	12.42	N	N	N	N	Riometer	
	N	U 13.33	N	N	N	N	Riometer	
Okt. 29	U 9.04	9.15	9.27	V-SWF	27	23	NL	
	9.03	9.09	9.33	V-SWF	21	30	KL	
	N	10.00	10.15	N	15	N	NL	
	9.36	9.57	U 10.15	V-SWF	15	39	KL	
	12.18	N	13.53	N	> 35	95	NL	
	12.15	N	14.20	N	> 39	125	KL	
	12.17	12.35	U 13.49	V-SWF	15	91	LL	
	N	12.32	N	V-SWF	N	N	Riometer	
	Okt. 30	12.42	13.00	13.15	V-SWF	26	33	NL
		12.48	13.00	13.24	V-SWF	25	36	KL
12.48		U 13.00	N	N	U 10	N	LL	
N		13.01	N	N	N	N	Riometer	
13.18		13.54	14.19	V-SWF	19	61	NL	
13.27		U 13.51	14.21	V-SWF	18	54	KL	
Nov. 1	U 8.36	N	10.07	V-SWF	> 22	91	NL	
	8.36	N	10.06	V-SWF	> 25	90	KL	
	U 8.39	U 9.09	N	V-SWF	N	N	LL	
	U 8.48	9.00—10.00	N	N	0,53	N	Riometer	
Nov. 2	9.48	N	11.12	N	> 19	84	NL	
	9.48	N	11.13	N	> 18	85	KL	
	9.49	N	11.00	S-SWF	> 26	71	LL	
	9.50	10.01	10.57	S-SWF	2,27	67	Riometer	

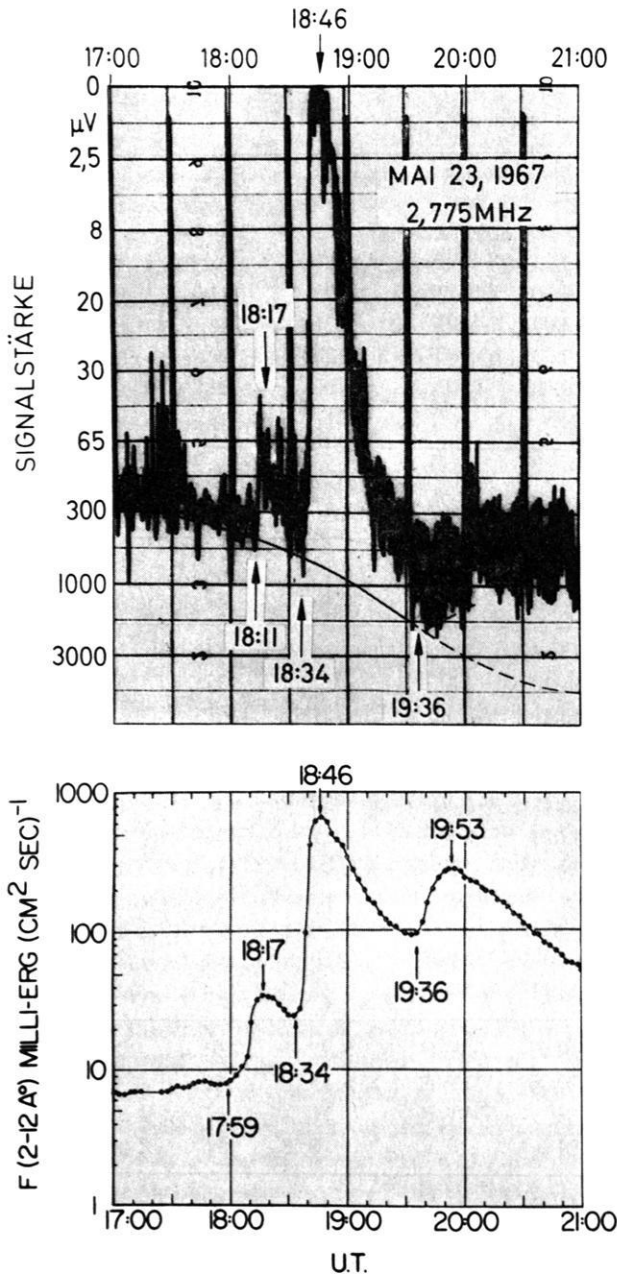


Abb. 1

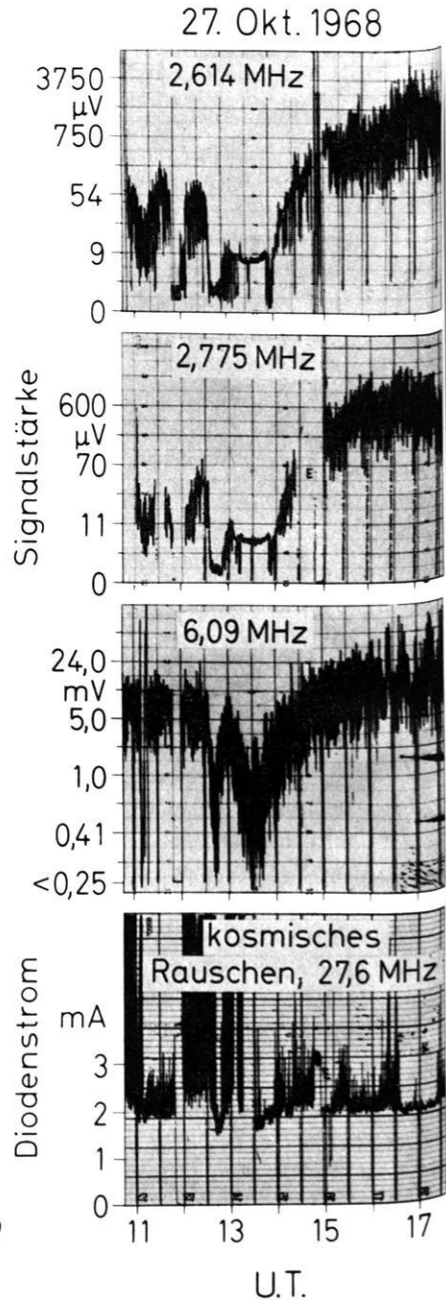


Abb. 2

Abb. 1: Absoluter Fluß der solaren Röntgenstrahlung, beobachtet mit dem Satelliten Explorer 33 [VAN ALLEN, 1969], und Signalstärke des 300 km von Lindau entfernten Kurzwellensenders Kiel-Radio (2,775 MHz), dargestellt als Funktion der Zeit für den Zeitraum 17.00—21.00 Uhr UT am 23. Mai 1967. Die Signalstärke variiert der Stärke des solaren Röntgenstrahlungsflusses (Wellenlänge 1—12 Å) entsprechend. Kurz nach 20.00 Uhr UT (Sonnenuntergang) geht die während der Tageszeit dominierende 1×E-Übertragung in die 1×F-Übertragung über; gleichzeitig hört die Absorption in der D-Schicht auf. Daher kann der Verlauf des Effekts (in Lindau) nicht über 20.00 Uhr UT hinaus verfolgt werden.

Absolute solar X-ray flux observed with Explorer 33 [VAN ALLEN, 1969], and signal strength of the transmitter Kiel recorded at Lindau (distance 300 km), as a function of time in the period 17.00—21.00 UT, May 23, 1967. The signal strength varies rather similarly with the solar flux. Short after 20.00 UT (sunset), the 1 E transmission being the dominant mode in the daytime, is replaced by the 1 F mode (nighttime conditions), and then there is no more absorption in the D region. Due to sunset, the solar effect cannot be pursued longer than to about 20.00 UT at Lindau.

Abb. 2: MÖGEL-DELLINGER-Effekt am 27. Oktober 1968; Doppeleffekt. Zeitmarken werden von einer Quarzuhr gesteuert jede halbe Stunde geschrieben (1 Minute lang, von 29—30 und 59—60, Ausnahme 11.55—12.01 UT). Die Papiereinteilung und die Zeitmarken stimmen in den oberen beiden Bildern nicht überein. Eichung der Registrierungen: 2,61 MHz und 2,77 MHz zwischen 14.30 und 15.30 UT, 6,09 MHz zwischen 11.00 und 11.30 UT, 27,6 MHz zwischen 14.45 und 15.15 UT (E Eichen.)

Shortwave fadeout on October 27, 1968; double effect. Time is marked by means of a crystal clock every half an hour (1 minute long; from 29—30, and 59—60; exception 11.55—12.01 UT). The printed schedule on the record paper does not fit the time marks on the two figures above. Calibration for 2.61 and 2.77 MHz is carried out between 15.00 and 15.30 UT, for 6.09 MHz between 11.00 and 11.30 UT, for 27.6 MHz between 14.45 and 15.15 UT (E calibration.)

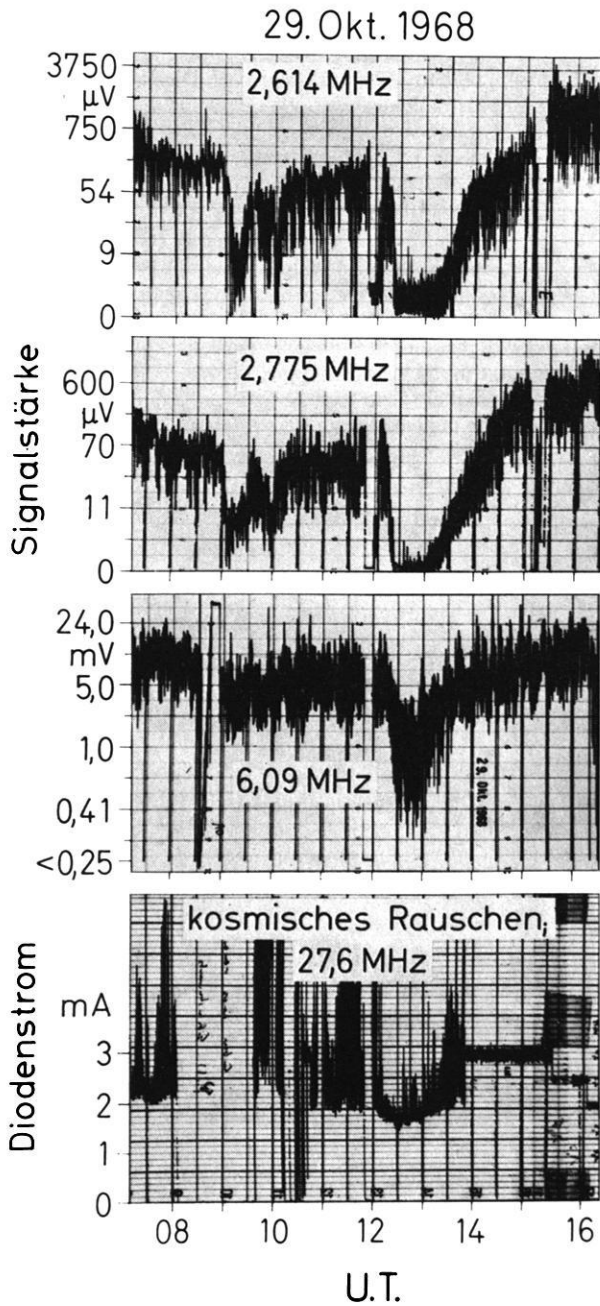


Abb. 3

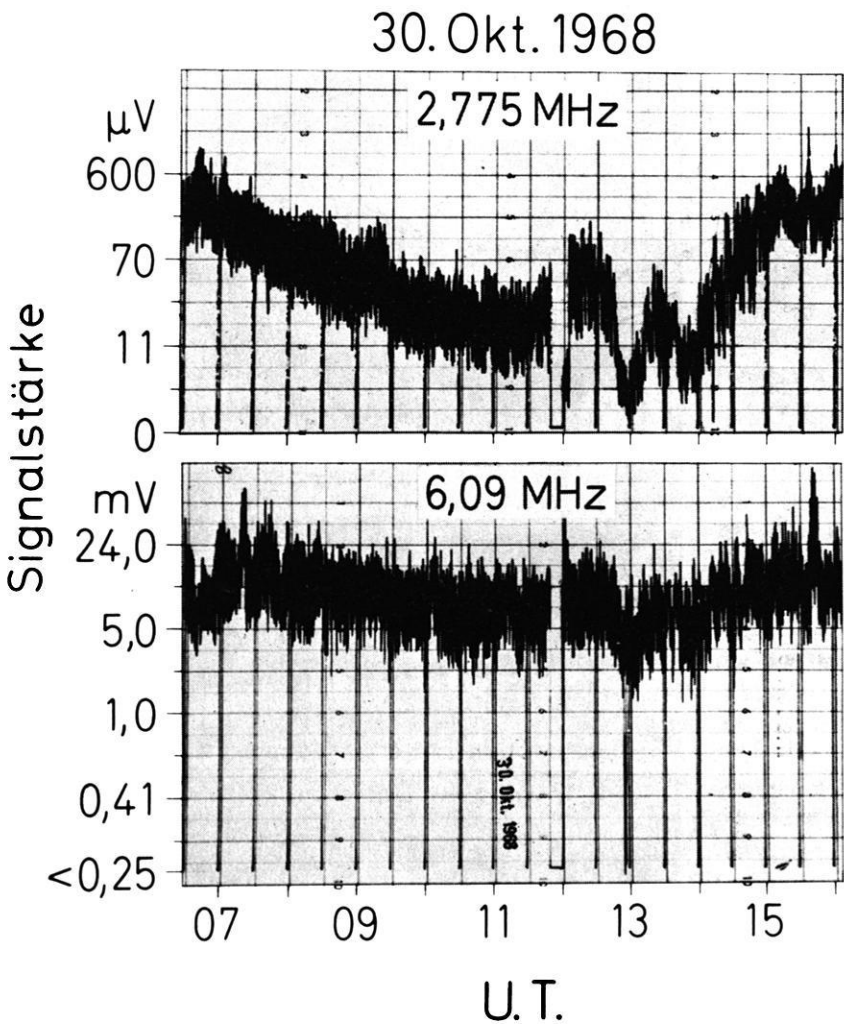


Abb. 4: MÖGEL-DELLINGER-Effekt am 30. Oktober 1968; Doppeleffekt.
Shortwave fadeout on October 30, 1968; double effect.

Abb. 3: MÖGEL-DELLINGER-Effekte am 29. Oktober 1968. Eichung der Registrierungen: 2,61 und 2,77 MHz zwischen 15.00 und 15.30 UT, 6,09 MHz zwischen 08.30 und 09.00 UT, 27,6 MHz ab 13.50 UT.

Shortwave fadeout on October 29, 1958. Calibration: 2.61 and 2.77 MHz between 15.00 and 15.30 UT, 6.09 MHz between 08.30 and 09.00 UT, 27.6 MHz from 13.50 UT.

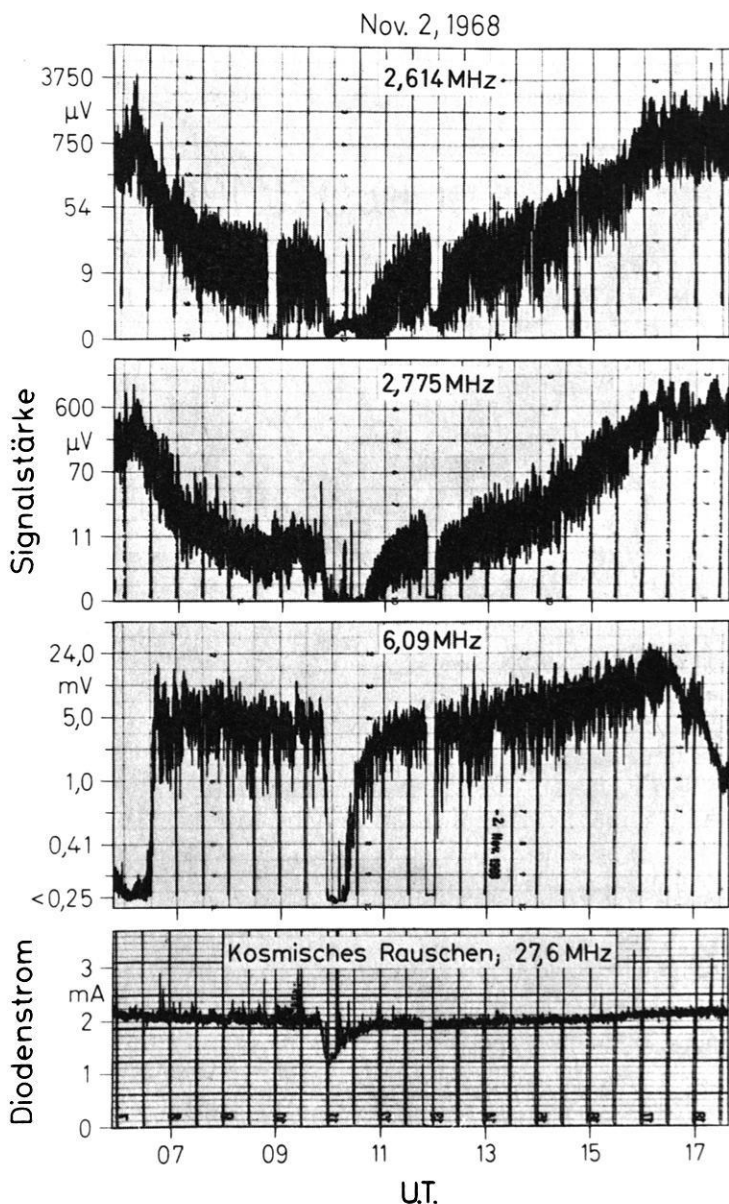


Abb. 5: MÖGEL-DELLINGER-Effekt am 2. November 1968. Die Lücken auf der Registrierung von 2,61 MHz von 08.45–09.00 UT und bei 14.40 UT sind durch Abschaltung des Senders zu erklären. Die niedrige Signalstärke von 6,09 MHz vor 06.30 UT (sunrise) und nach 16.30 UT ist bedingt dadurch, daß die Elektronendichte der F-Schicht zur Reflektion noch nicht bzw. nicht mehr ausreicht.

Shortwave fadeout on November 2, 1968. The gaps on the record of 2.61 MHz between 08.45 and 09.00 UT and about 14.40 UT are due to a switch off of the transmitter. The lower signal strength of 6.09 MHz before 06.30 UT (sunrise) and after 16.30 UT (sunset) indicates that the electron density of the F-layer is too low to act as a reflector.

Recht merkwürdig, ja einmalig ist der Effektverlauf auf den beiden niedrigen Frequenzen; die Signalstärke zwischen 13.00 und 14.00 Uhr UT ist vermutlich nicht der Bodenwelle zuzuordnen.

Das Ionogramm von 13.30 UT ergibt ein f_{\min} von nur 2,6 MHz; d. h. Echos von der E-Schicht fehlen zu der Zeit.

Während der 28. Oktober ungestört ist, treten am 29. Oktober drei Effekte auf, davon ein sehr starker. Die schwächeren sind eindeutig nur auf den Registrierungen mit niedriger Frequenz zu erkennen (Abb. 3). Die Riometerregistrierung ist wiederum stark gestört; nur die Zeit des Absorptionsmaximums ist angebbbar.

Am 30. Oktober trat wiederum ein Doppeleffekt auf (Abb. 4); der stärkere der beiden Effekte ist auf allen Registrierungen erkennbar. Dieser Doppeleffekt wirkte sich auch auf die Backscatter-Strecke Bielstein-Lindau aus [vgl. CZECHOWSKY et al., 1970].

Der MÖGEL-DELLINGER-Effekt vom 1. November erscheint auf der Registrierung mit den niedrigen Frequenzen normal; auf 6,09 MHz ist er nur undeutlich ausgeprägt, auf 27,6 MHz unregelmäßig; nach dem Absinken der Rauschleistung bleibt diese für eine Stunde etwa konstant und zeigt dann einen Ausbruch solaren Rauschens an (von 10.00 bis etwa 11.15 Uhr UT; Maximum um 10.40 TU).

Die Registrierungen aus der Nacht vom 1. auf den 2. November weisen auf eine stark gestörte $1 \times F$ -Übertragung hin; eine Bestätigung dafür liefert die Anwendung der Übertragungskurven für die in Betracht kommenden Strecken auf die Ionogramme der Station Lindau, die eine weitgehende Auflösung der F-Schicht erkennen lassen. Zeitweise tritt $1 \times E_s$ -Übertragung auf; das äußert sich in starker Erhöhung der Signalstärke, zum Teil gleichzeitig auf den Strecken NL und KL.

Typisch ist der starke Effekt vom 2. November 1968 (Abb. 5). Die Signalstärke der beiden niedrigen Frequenzen wird bis auf Null herabgedrückt (Bodenwelle bei 2,614 MHz); nur das Riometer zeigt infolge der relativ schwachen Absorption bei hohen Frequenzen (27,6 MHz) einen vollständig auswertbaren Effektverlauf (vgl. Tabelle 1).

Literatur

- CZECHOWSKY, P., H. KOCHAN, G. LANGE-HESSE, H. LAUCHE und H. G. MÖLLER: Simultane Beobachtungen verschiedener ionosphärischer Phänomene während des erdmagnetischen Sturms vom 31. Oktober bis 2. November 1968. *Z. Geophys.* 36, 77–93, 1970
- DE MASKUS, H. und M. WOOD: Shortwave fadeouts without reported flares. *J. Geophys. Res.* 65, 609–611, 1960
- HARTMANN, G. und H. SCHWENTEK: Solar X-ray intensities measured via SOLRAD satellites and their influence on the D and E region of the ionosphere. Will be published in *Space Research X*, containing papers presented at the COSPAR Meeting at Prague, 1969
- VAN ALLEN, J. A.: Solar X-ray flares May 23, 1967. In Report UAG-5 of World Data Center A, Boulder, Colorado. February 1969

Report UAG-5: Data on solar event of May 23, 1967 and its geophysical effects. World Data Center A, Upper Atmosphere Geophysics, Boulder, Colorado. February 1969

Report UAG-8: Data on solar-geophysical activity October 24—November 6, 1968. World Data Center A, Upper Atmosphere Geophysics, Boulder, Colorado. March 1970.

SCHWENTEK, H. und E. H. GRUSCHWITZ: Measurement of absorption in the ionosphere on 27.6 MHz at 52°N by means of a riometer and a corner reflector antenna directed to the Pole star. *J. Atm. Terr. Phys.* 32, in the press, 1970

SCHWENTEK, H.: Bestimmung eines Kennwertes für die Absorption der Ionosphäre aus einer automatisch-statistischen Analyse von Feldstärkeregistrierungen. *Arch. Elektr. Übertr.* 12, 301—308, 1958

—: The determination of absorption in the ionosphere by recording the field strength of a distant transmitter. *Ann. Géophys.* 22, 276—288, 1966

TIMPE, CHR.: Bestimmung der Absorption der Ionosphäre aus Feldstärkeregistrierungen von 6,09 MHz über 339 km. Diplomarbeit. Max-Planck-Institut für Aeronomie, Lindau, 1968

Elektronendichte-Messungen in der Ionosphäre mit einer neuartigen Hochfrequenz-Impedanzsonde

Von F. MELZNER und H. H. RABBen, Garching¹⁾

Eingegangen am 5. November 1969

Zusammenfassung: Um die Messung elektrischer Felder in der Ionosphäre durch Beobachtung von Metaldampf Wolken zu ergänzen, wurden mit einer neuartigen gewobbelten Hochfrequenz-Impedanzsonde elf erfolgreiche Experimente zur Messung der Elektronendichte entlang der Raketenflugbahn durchgeführt.

Zunächst wird die Auswahl des Meßverfahrens begründet und das Meßprinzip erläutert. Die störenden Einflüsse der Ionengrenzschicht und ihre Beseitigung durch einen Schutzring und durch geeignete Formgebung der Meßelektroden werden diskutiert. Ferner wird die elektronische Schaltungsanordnung, die eine der Kapazität proportionale Spannung liefert, kurz erklärt.

Am Beispiel eines ebenen Kondensators wird die Frequenzabhängigkeit der Sonden-Admittanz vom Verlauf der Elektronendichte zwischen Grenzschicht und ungestörtem Plasma und vom Erdmagnetfeld dargelegt, um daraus auf komplizierter gestaltete Sonden zu schließen. Die Experimente zeigen, daß die hier verwendete Elektrodenanordnung einer (halb-)kugelförmigen Sonde ähnlich ist, so daß die für einen Kugelkondensator durchgeführten Rechnungen anwendbar sind, auch bei einem magnetisch aktiven Plasma. Zur Demonstration werden die für Kugelkondensatoren gerechneten und die gemessenen Kapazitätsspektren gegenübergestellt (Abb. 7 und Abb. 8).

Außer den „Hauptresonanzen“, deren Frequenz von der Elektronendichte abhängt, wurden noch weitere Resonanzen beobachtet, und zwar bei den Harmonischen der Elektronenzyklotronfrequenz f_H (die auch bereits vom Topsyde-Sounder registriert wurden), sowie bei einer Frequenz f_R , die zwischen f_H und der Larmorfrequenz $1/2 f_H$ liegt.

Die Entstehung dieser „LARMOR-Resonanz“ wird zu erklären versucht.

Summary: In order to support the measurement of electric fields in the ionosphere by observing metal-vapour clouds, eleven successful experiments for measuring the electron density along the rocket's trajectory were performed within the Aurora zone (northern Sweden and northern Canada) as well as near the equator (southern India) by a swept frequency r.f. impedance probe improved by introducing a guard ring between the electrodes.

At first reasons are given for the selection of the measuring method, and the principle of the measurement procedure is explained. The probe is a condenser, the capacity of which depends within a plasma on the frequency because of the additional electron current and vanishes at the plasma frequency f_N . But because of the ion sheath, which is generally formed in a plasma around every solid, the pure plasma capacity, C , is modified by additional series and parallel capacities, C_S and C_P . Consequently the total capacity, $C_G = C_P + C_S \cdot C / (C_S + C)$, does not vanish at the plasma frequency, f_N . Moreover a series resonance arises at the frequency, f_S , where C equals $-C_S$.

¹⁾ Dr. F. MELZNER und Dr. H. H. RABBen, Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, Institut für extraterrestrische Physik, 8046 Garching bei München.

By a guard ring, C_P can be reduced so much as to become ineffective, so that C_G vanishes at the same frequency as C . In order to get a marked variation of C_G at f_N , C_S has to be large enough compared with the free space capacity, C_0 , of the probe. C_S becomes large by making the diameter of the probe large compared with the sheath thickness. In addition the size of the impedance probe must be large enough, in order to avoid electron transit-time effects, e.g. the characteristic linear dimensions of the probe system must not be less than the relative velocity of the electrons divided by angular frequency.

The electric circuit arrangement (see fig. 5) is explained shortly. The output voltage is proportional to the capacity of the probe, or more precisely to $|Y_a|/\omega$ where Y_a is the measured admittance. The frequency dependence of Y_a on the shape of the electron-density profile between the sheath and the undisturbed plasma, and on the geomagnetic field is discussed for a parallel-plate condenser in order to make easier the understanding of more complicatedly shaped probes.

The experiments show the applied electrode configuration to be similar to a (hemi)-spherical probe. Therefore the calculations, carried out for a spherical condenser, can be applied to our probe, even if it is within a magnetic-active plasma. This is demonstrated by comparing the calculated spectra for a spherical condenser, with the spectra, recorded during rocket flights with the improved impedance probe (Fig. 7 and 8). There are two main parallel resonances, at the plasma frequency, f_N , and the upper hybrid frequency, f_T , and one main series resonance at the frequency f_S , where $C + C_S = 0$.

In addition to the "main resonances", the frequency of which depends on the electron density, several resonances more were frequently observed. They arise at the harmonics of the electron gyrofrequency f_H , and that mostly at those harmonics which are neighbouring the main resonances.

Another type of resonance has frequently been observed at a frequency f_R , which is between f_H and the Larmor frequency, $1/2 f_H$. This "LARMOR resonance" is suggested to arise in a radial electrostatic field, E_r , as it exists within the ion sheath around the impedance probe. For the electrons there must be circular orbits around the center of this field where the centrifugal force, the Lorentz force, and the Coulomb force are in equilibrium. For the geomagnetic field component, B_Z , perpendicular to E_r the angular frequency, ω_R , is given by:

$$m \cdot \omega_R^2 \cdot r + e \cdot \omega_R \cdot r \cdot B_Z + e E_r = 0$$

With the angular gyrofrequency component $\omega_L = e \cdot B_Z/m$ the solution of this equations becomes

$$\omega_R = \frac{1}{2} \omega_L \pm \left(\frac{1}{4} \omega_L^2 + \frac{e E_r}{m \cdot r} \right)^{1/2}$$

Equilibrium orbits are possible for

$$e \cdot E_r / m \cdot r + \omega_L^2 / 4 = \eta' \geq 0,$$

so that

$$\frac{1}{2} \omega_L \lesssim \omega_R \leq \omega_L$$

A coarse estimate for ionospheric conditions and for $\eta' = 0$ shows that resonances are possible if

$$10^4 \lesssim \frac{N \cdot B_Z}{\text{cm}^{-3} \cdot \text{Gau\ss}} \lesssim 10^6$$

1. Einleitung

In den Jahren 1967 und 1968 wurden vom Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik elf erfolgreiche Experimente zur Messung der Elektronendichte in der Ionosphäre mit Höhenforschungsraketen vom Typ Nike-Apache und Black-Brant durchgeführt. Acht dieser Experimente fanden in der Nordlichtzone über Kiruna (Nordschweden) und Churchill (Nordkanada) statt, die drei übrigen am geomagnetischen Äquator über Thumba (Südindien).

Diese Elektronendichte-Messungen entlang der Raketen-Flugbahn mit einer verbesserten Hochfrequenz-Impedanzsonde wurden gleichzeitig mit Metallverdampfungs-experimenten zur Messung elektrischer Felder in der Ionosphäre ausgeführt und hatten den Zweck, eine genaue Auswertung der Metaldampfwolken-Beobachtungen zu ermöglichen [FÖPPL et al., 1968]. Darüber hinaus ergaben die Elektronendichte-Messungen mit der neuartigen Meßanordnung neue Erkenntnisse über die Frequenz-abhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten eines warmen Plasmas mit Magnetfeld.

2. Das Meßverfahren

Bei der Auswahl der Meßmethode wurden zunächst die Verfahren ausgeschieden, die auf der Wechselwirkung des zu untersuchenden Plasmas mit einer elektromagnetischen Welle beruhen, die sich zwischen einem HF-Sender und einem entfernten Empfänger ausbreitet [vgl. BOWHILL und SCHMERLING, 1961, sowie RABBen, 1965]. Diese Verfahren setzen nämlich bestimmte Dichteverteilungen voraus und führen vor allem bei wolkenförmigen Dichteverteilungen zu Fehlmessungen. Da die Messungen während der Dämmerung durchgeführt werden sollen, während der vor allem in der Polarlichtzone sehr häufig Wolkenstrukturen auftreten, sind Sondenverfahren vorzuziehen.

Das genaueste Sondenverfahren ist offenbar die Resonanzrelaxationsmethode, durch die die von einem HF-Sender angefachten, örtlich auftretenden Resonanzen beobachtet werden [HEIKKILÄ et al., 1968]. In der bisher üblichen Form erfordert sie allerdings einen großen experimentellen Aufwand, da eine relativ große Sendeantenne verwendet wird. Um mit geringerem Aufwand auskommen zu können, wurde ein einfacheres Hochfrequenzverfahren entwickelt, die gewobbelte HF-Impedanzsonde mit Schutzring. Die Experimente zeigen, daß dieses in bezug auf Interpretationssicherheit und Meßgenauigkeit der Resonanzrelaxationsmethode etwa gleichwertig ist. Wie die Relaxationsmethode ist es unempfindlich gegen Störungen durch die Kielwasserströmung und das Erdmagnetfeld, durch Geometrie-, Relaxationszeit- und Oberflächen-Effekte, die bei vielen Sonden eine schwer zu beseitigende Rolle spielen.

3. Arbeitsweise einer gewobbelten HF-Impedanzsonde

3.1 Prinzip

Eine HF-Sonde ist ein Kondensator, dessen Kapazität C im Plasma wegen des zusätzlichen Elektronenstromes von der Frequenz f abhängt. In einem magnetfeldfreien Plasma beträgt diese Kapazität C verglichen mit seiner Kapazität C_0 im freien Raum:

$$\frac{C}{C_0} = 1 - \frac{f_N^2}{f^2} = \varepsilon \quad (1)$$

Die Frequenz f_0 , bei der C bzw. ε verschwindet, ist danach die nur von der Elektronendichte N abhängende Plasmafrequenz f_N :

$$f_0 = f_N \equiv \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{e^2 \cdot N}{\varepsilon_0 \cdot m}} \approx 9 \text{ kHz} \cdot \sqrt{\frac{N}{\text{cm}^{-3}}} \quad (2)$$

Hierbei bedeuten e und m die Elektronenladung und -masse, ε und ε_0 die relative und die absolute Dielektrizitätskonstante. Die Frequenz f_0 kann leicht gemessen werden und erlaubt die Errechnung der Elektronendichte N nach Gleichung 2.

Im praktischen Fall treten Störungen durch die Ionengrenzschicht und durch das Magnetfeld im Plasma auf, die nacheinander betrachtet werden sollen.

3.2 Störungen durch eine Ionengrenzschicht

Ein völlig mit Plasma gefüllter Kondensator läßt sich nicht ohne weiteres verwirklichen. Da sich in einem thermischen Plasma jeder Körper auflädt, bildet sich um ihn herum eine Grenzschicht mit stark reduzierter Elektronendichte. Die Schicht wirkt wie ein zum „Plasmakondensator“ in Serie geschalteter Kondensator der Kapazität C_S mit einem Dielektrikum, das sich von dem des freien Raumes nicht wesentlich unterscheidet ($\varepsilon \approx 1$). Außerdem muß bei den üblichen HF-Sonden-Anordnungen nach Abb. 1 [vgl. z. B. JACKSON und KANE, 1959; JACOBS und RAWER, 1965] auch noch mit einer Parallelkapazität C_P gerechnet werden, deren Dielektrikum ebenfalls dem des freien Raumes annähernd gleicht ($\varepsilon \approx 1$). Die wirkliche Gesamtkapazität C_G der Anordnung setzt sich also aus drei Teilkapazitäten zusammen:

$$C_G = C_P + \frac{C_S \cdot C}{C_S + C} \quad (3)$$

(Vgl. hierzu das Ersatzschaltbild der Abb. 2.) Die Gesamtkapazität C_G verschwindet danach nicht mehr bei der Plasmafrequenz f_N , sondern bei einem davon abweichenden Wert f_0 , aus dem sich die scheinbare Dichte N_0 ergibt (vgl. Abb. 3), wie die Lösung der Gleichung 1 zeigt:

$$\frac{f_N^2}{f_0^2} = \frac{N}{N_0} = 1 + \frac{1}{\frac{C_0}{C_P} + \frac{C_0}{C_S}} \quad (4)$$

Die Abweichung ist um so größer, je kleiner $C_0/C_P + C_0/C_S$ ist. Sie ist zudem nicht konstant, da C_P und C_S von der Dicke der Grenzschicht abhängig sind, die sich mit der Plasmatemperatur und der Dichte und mit der Raketengeschwindigkeit nach Größe und Richtung gegenüber dem Plasma ändert. Die Forderung lautet deshalb

$$\frac{C_0}{C_P} + \frac{C_0}{C_S} \gg 1 \quad (5)$$

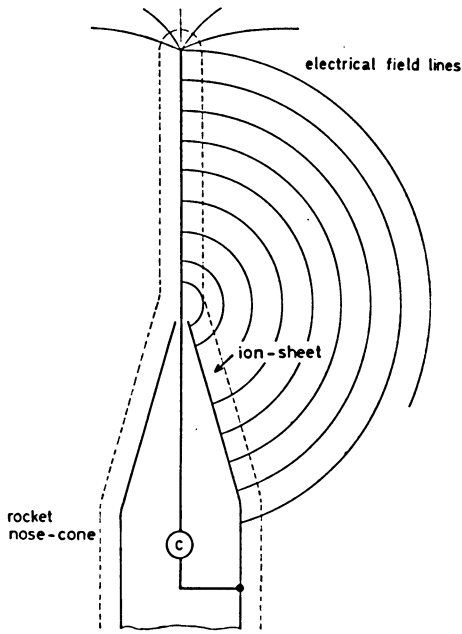


Abb. 1: Raketen-sonde für Elektronendichte-Messungen mit Parallel- und Serienkapazität C_P und C_S .

Fig. 1: Device for electron density with parallel and series capacities, C_P and C_S .

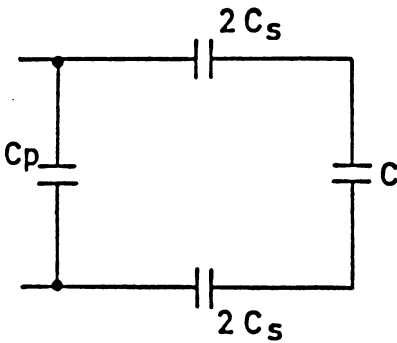


Abb. 2: Ersatzschaltbild für die Raketen-sonde der Abb. 1.

Fig. 2: Equivalent circuit of the device illustrated by fig. 1.

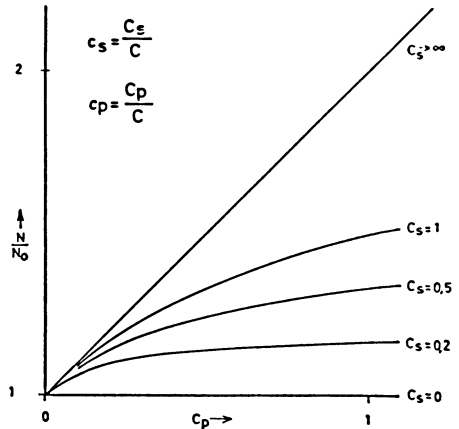


Abb. 3: Verhältnis der wahren Elektronendichte N zur gemessenen Größe N_0 in Abhängigkeit von der Parallelkapazität C_P für verschiedene Serienkapazitäten C_S .

Fig. 3: Ratio of the true electron density N to the measured quantity N_0 at different sheath thicknesses and different parallel capacities.

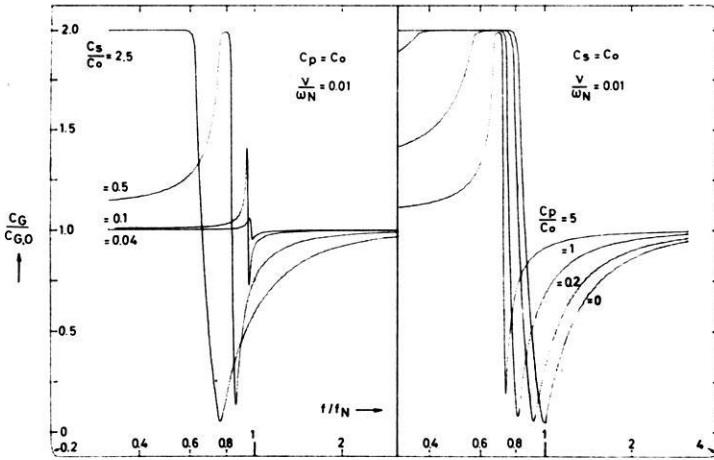


Abb. 4: Frequenzabhängigkeit der Kapazität C_G/C_0 der Impedanzsonde für verschiedene C_S/C_0 bei $C_P = C_0$ (links) und für verschiedene C_P/C_0 bei $C_S = C_0$ (rechts).

Fig. 4: Frequency dependence of the capacity, C_G/C_0 , of the impedance probe for different C_S/C_0 with $C_P = C_0$ (to the left) and for different C_P/C_0 with $C_S = C_0$ (to the right).

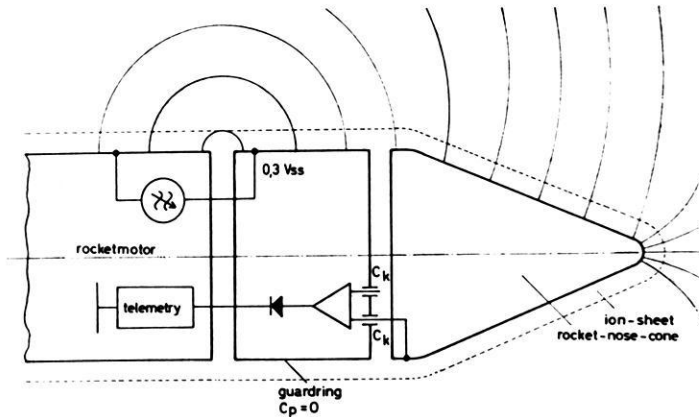


Abb. 5: Raketensonde für Elektronendichte-Messungen mit sehr kleiner Parallelkapazität C_P und großer Serien-Kapazität C_S .

Fig. 5: Device for electron density measurements without parallel capacity.

Mit abnehmendem C_S wird aber die Ankoppelung des Meßgerätes an das Plasma schlechter, und die Resonanzstellen werden entsprechend abgeflacht. Dazu sind in Abb. 4 die beiden Fälle C_S als Parameter bei festem C_P und C_P als Parameter bei festem C_S gegenübergestellt. Daraus folgt, daß das Meßziel nur bei kleinem C_P und großem C_S befriedigend erfüllt wird. Eine Anordnung, die das ermöglicht, ist in Abb. 5 dargestellt.

3.3 Impedanzsonde mit Schutzring

Die Raketenspitze dient als Meßelektrode. Sie ist vom übrigen Raketenkörper, der als Gegenelektrode wirkt, elektrisch getrennt. Dazwischen befindet sich ein elektrisch isolierter Schutzring. Er liegt auf der gleichen HF-Spannung wie die Meßelektrode. Gemessen wird aber nur der Strom und damit nach entsprechender Umformung die Kapazität zwischen Raketenspitze und -motor. Wenn die Breite des Schutzringes groß gegen die Grenzschichtdicke ist, so ist C_P mit Sicherheit sehr klein, so daß sich die Plasmafrequenz f_N und die Dichte N richtig ermitteln lassen. Ein großes C_S/C_0 -Verhältnis wird durch einen großen Durchmesser der Meßelektrode relativ zur Grenzschichtdicke erreicht. Sie ist in der Ionosphäre, wo der Photoeffekt zu vernachlässigen ist, einige Debye-Längen λ_D dick:

$$\lambda_D = (\varepsilon_0 k T / e^2 N)^{1/2} \approx 6.9 \left(\frac{T / ^\circ\text{K}}{N / \text{cm}^{-3}} \right)^{1/2} \quad (6)$$

(Hierbei bedeutet k die Boltzmann-Konstante.)

In der Ionosphäre liegen die Werte für λ_D zwischen einigen cm und etwa 0,1 mm.

Eine weitere Bedingung für scharf ausgebildete Resonanzstellen ist, daß die Aufenthaltzeit T eines Elektrons im Feld des Meßkondensators genügend groß ist. Dies ist nach KAISER (1962) der Fall, wenn $2 \pi f_{\min} \cdot T > 1$ ist, oder mit $T = s/v_e$, wobei s eine charakteristische Länge des Kondensatorsystems ist und v_e die Elektronengeschwindigkeit,

$$s \cdot v_e / 2 \pi f_{\min}$$

Nimmt man als Elektronengeschwindigkeit 10^5 m/s und eine untere Plasmafrequenz von 400 kHz an, so ergibt sich, daß $s > 4$ cm sein sollte.

Diese Bedingung ist aber schon erfüllt, wenn das Meßsystem groß gegen die Schichtdicke ist.

3.4 Der Einfluß eines statischen (Erd-)Magnetfeldes

3.4.1 Der ebene Kondensator

Bisher wurde vorausgesetzt, daß das Plasma magnetfeldfrei ist oder daß, wenn ein Magnetfeld vorhanden ist, für die Gyrofrequenz die Ungleichung $f_H = e \cdot B / 2 \pi m \ll f_N$ gilt, sowie daß die Stoßfrequenz wesentlich kleiner ist als die Plasmafrequenz. Wenn

man das Magnetfeld nicht mehr vernachlässigen kann, hängt die Kapazität einer Sonde nicht nur von der Elektronendichte N bzw. der Plasmafrequenz f_N ab, sondern auch von der Magnetfeldstärke B bzw. der Gyrofrequenz f_H und dem Winkel ϑ , den die magnetischen Feldlinien mit den elektrischen der Sonde bilden. Bei einem ebenen Plattenkondensator gilt dann statt der Gleichung 1 die Gleichung 7:

$$\frac{C}{C_0} = 1 - \frac{X}{U} \cdot \frac{U^2 - Y^2 \cos^2 \vartheta}{U^2 - Y^2} = \varepsilon_B \quad (7)$$

mit $U = 1 - jZ$, $Z = \bar{\nu}/2 \pi f$, $\nu =$ effektive Stoßfrequenz und $Y = f_H/f$. Die Frequenz f_0 , bei der ε_B verschwindet, hängt dann also von der Richtung der Plattenkondensator-Normalen relativ zu den magnetischen Feldlinien ab und liegt zwischen f_N und der oberen Hybridfrequenz $f_T = (f_N^2 + f_H^2)^{1/2}$:

$$f_N \leq f_0 \leq f_T$$

3.4.2 Der Kugelkondensator

Im Vergleich zu einem ebenen Kondensator ist das Verhalten einer beliebig geformten Sonde in einem Plasma mit Magnetfeld außerordentlich kompliziert, da zwischen magnetischen und elektrischen Feldlinien alle möglichen Winkel ϑ vorkommen. Unsere Experimente mit einer einseitig konischen Meßelektrode, 83 cm lang, 17 cm Durchmesser (vgl. Abb. 5), haben jedoch gezeigt, daß die Nullstelle unabhängig vom Winkel α zwischen dem magnetischen Feld und der Raketenachse immer bei der Hybridfrequenz f_T und ein weiteres Minimum der Kapazität bei der Plasmafrequenz f_N auftritt. Diese Zuordnung ergibt sich aus der Beobachtung, daß die so gemessenen Frequenzen und die bekannte Gyrofrequenz f_H die Beziehung

$$f_T = (f_N^2 + f_H^2)^{1/2}$$

innerhalb der Meßgenauigkeit von $\pm 5\%$ erfüllen (Abb. 6). Dieses Ergebnis wurde sowohl bei Messungen in der Polarzone mit $\alpha \approx 0$, als auch am Äquator mit $\alpha \approx 90^\circ$ erhalten, und obwohl die Rakete gelegentlich stark nutierte. Die konische Meßelektrode verhält sich demnach, zumindest hinsichtlich der Lage der Resonanzen, ähnlich wie ein Kugelkondensator im Plasma, für den BALMAIN [1966], MEYER [1967] und PYATI [1967] unabhängig voneinander einen entsprechenden Frequenzgang berechnet haben (Abb. 7)

$$Z_{\text{in}} = \frac{\ln(1+M) - \ln(1-M)}{j\omega\varepsilon_0 \cdot 8\pi R \cdot \varepsilon_T \cdot M} \quad (8)$$

Dabei bedeutet

$$\varepsilon_T = 1 - X \cdot U / (U^2 - Y^2)$$

und

$$M = \sqrt{1 - \varepsilon_L / \varepsilon_T}$$

mit

$$\varepsilon_L = 1 - X/U.$$

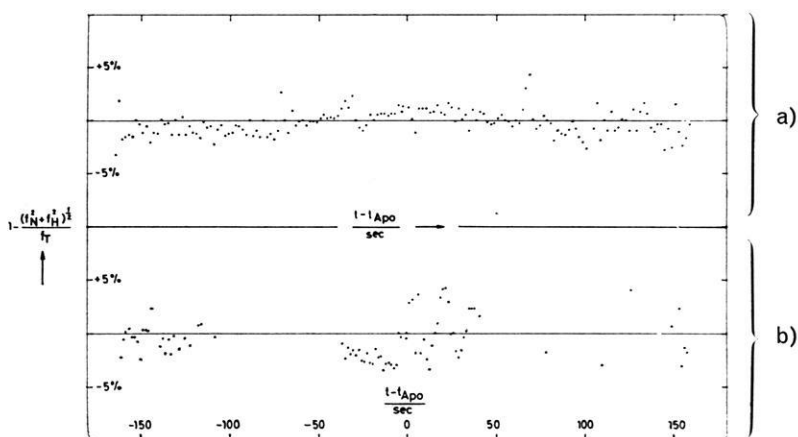


Abb. 6: Verhältnis der gemessenen zur errechneten oberen Hybridfrequenz f_T . Die Messungen wurden

- a) in der Nordlichtzone am 23. 3. 1968 in Kiruna,
- b) am geomagnetischen Äquator am 31. 3. 1968 in Thumba ausgeführt.

Fig. 6: Ratio of the measured to the calculated upper hybrid frequency f_T . The measurements were carried out

- a) within the Aurora zone near Kiruna on 23. 3. 1968
- b) near the geomagnetic equator at Thumba on 31. 3. 1968.

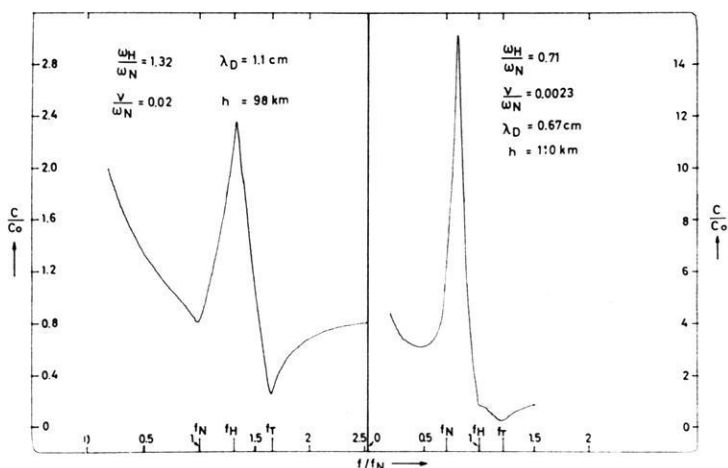


Abb. 7: Frequenzspektren des Betrages der Kapazität nach der von BALMAIN und OKSIUTIK [1968] berechneten Admittanz einer Kugelsonde.

Fig. 7: Frequency spectra of the admittance magnitude of a spherical probe, calculated by BALMAIN and OKSIUTIK [1968].

Wegen der 180° -Symmetrie in ε_B muß das Ergebnis für eine Kugel im freien Plasma-raum auch für eine halbe Kugel gelten, der unsere Meßelektrode in erster Näherung gleicht.

Die beobachteten und berechneten Spektren zeigen neben der Nullstelle bei der Hybridfrequenz und dem Minimum bei der Plasmafrequenz eine Serienresonanz bei einer Frequenz unterhalb der Hybridfrequenz. Dies ist eine Resonanz der Schichtkapazität mit dem in diesem Frequenzbereich induktiven Plasma. Diese Resonanzfrequenz ist u. a. von der Schichtdicke abhängig und damit von *mehreren* Parametern, die kaum zu kontrollieren sind. Einer dieser Parameter ist z. B. die Raketenbewegung im Plasma, die sehr starke Verzerrungen der Schicht verursacht. Es wird deshalb nicht der Versuch unternommen, aus dieser Resonanz die Temperatur des Plasmas nach Gleichung 6 zu bestimmen.

3.5 Elektrische Schaltungsanordnung

Um den gegebenen Ausgangsspannungsbereich möglichst gut ausnützen zu können, sollte in der Meßgröße kein nur von der Frequenz abhängiger Faktor enthalten sein. Als Meßgröße wurde deshalb eine Spannung gewählt, die proportional der Kapazität C der Sonde ist. Diese Spannung wird mit einem Differenzverstärker auf folgende Weise erzeugt: Der gewobbelte Oszillator ist — wie Abb. 5 zeigt — direkt mit dem Schutzring verbunden und von hier über zwei gleich große Kondensatoren der Kapazität C_K mit je einem Eingang des Differenzverstärkers, so daß an dessen Ausgang kein Signal gemessen wird. Zusätzlich ist einer der beiden Eingänge mit der Meßelektrode verbunden und somit mit deren Kapazität C belastet. Dadurch entsteht ein Signal, das (nahezu) proportional zu C , aber unabhängig von der Frequenz f ist. Dabei muß vorausgesetzt werden, daß bei einem komplexen Leitwert $1/R_E + j \cdot C_E$ der Differenzverstärkereingänge die Bedingungen $C_K + C_E \gg C$ und $1/R_E \ll (C_K + C_E)$ erfüllt sind. Alle störenden Leitungskapazitäten sind kompensiert; sie sind in der gewählten Anordnung ein Teil der Kopplungskapazitäten C_K .

4. Meßergebnisse

4.1 Die Hauptresonanzen

Die bei den zahlreichen Raketenexperimenten beobachteten Frequenzspektren der Kapazität, von denen eine Serie in Abb. 8 wiedergegeben ist, haben prinzipiell den gleichen Verlauf wie die von BALMAIN und OKSINTIK [1968] berechneten Admittanzkurven. Diese wurden zum Vergleich in Kapazitätsspektren umgerechnet und sind in Abb. 7 dargestellt. Eine Nullstelle in C (Parallelresonanz) tritt immer bei der oberen Hybridfrequenz f_T auf, ein zweites Minimum bei der Plasmafrequenz f_N und immer unterhalb von f_T ein durch die Ionengrenzschicht verursachtes Maximum (Serien-

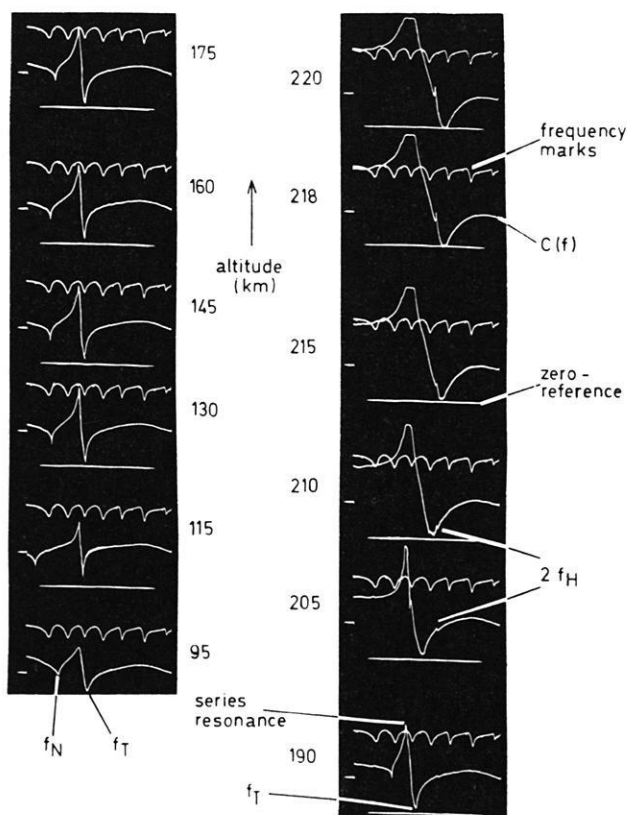


Abb. 8: Während eines Raketenexperimentes aufgenommene Frequenzspektren des Betrages der Kapazität der verwendeten HF-Sonde mit Schutzring.

Fig. 8: Frequency spectra of the capacitance magnitude of the used swept-frequency probe with guard ring, recorded during a rocket experiment.

resonanz) bei der Frequenz f_S . Die gemessenen Frequenzen der beiden Minima verhalten sich innerhalb unserer Meßgenauigkeit und der Genauigkeit der Bestimmung der geomagnetischen Feldstärke zueinander wie

$$f_T \text{ zu } (f_T^2 - f_H^2)^{1/2}.$$

Ein Beispiel zeigt die Darstellung der Abb. 6a und b. Auch die Güte der Serienresonanz bei f_S zeigt prinzipiell die gleiche Höhenabhängigkeit, wie die von den beiden genannten Autoren errechnete. Vgl. die Elektronendichte-Meßergebnisse während der Barium-Verdampfungsexperimente in der Nordlichtzone [MELZNER und RABEN, 1968].

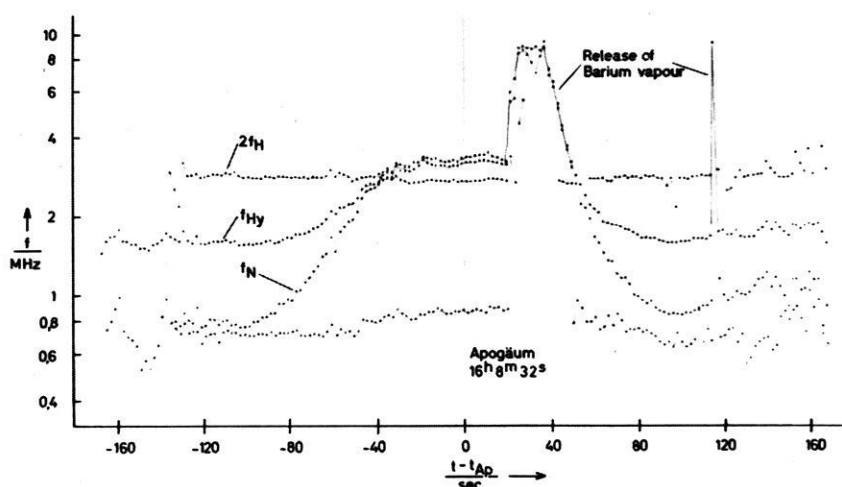


Abb. 9: Plasmafrequenz f_N , obere Hybridfrequenz f_T , die erste Oberwelle der Gyrofrequenz f_H und die Frequenz der „Larmor-Resonanz“, aufgenommen während eines Raketenfluges über Kiruna am 23. 10. 1967.

Fig. 9: Plasma frequency, f_N , upper hybrid frequency, f_T , the second harmonic of the electron gyrofrequency, f_H , and the frequency of the “Larmor resonance”, f_R , recorded during the rocket experiment, at Kiruna on October 23rd, 1967, at 16 h 5 m U.T.

4.2 Zusätzlich beobachtete Resonanzen

Ähnlich wie beim Topside-Sounder [CALVERT und GOE, 1963] werden häufig außer den „Hauptresonanzen“ bei f_N , f_T und f_S noch weitere schwache Resonanzen beobachtet (Abb. 8), vor allem bei der Gyrofrequenz und deren Oberwellen bis zur 6. Harmonischen, jedoch nicht bei der doppelten oberen Hybridfrequenz. Bei der HF-Sonde zeigte sich jedoch: Wenn Resonanzen auftreten, dann sind es diejenigen Harmonischen, die den Hauptresonanzen f_N und f_T benachbart sind.

Weitere Resonanzen wurden häufig bei einer Frequenz f_R beobachtet, die zwischen der halben und der einfachen Gyrofrequenz liegt:

$$\frac{1}{2} f_H \leq f_R \leq f_H \quad (9)$$

Hierbei handelt es sich wahrscheinlich um eine modifizierte Gyroresonanz, wobei auf die Elektronen neben der Lorentzkraft ein radiales elektrisches Feld einwirkt (vgl. LANDAUER [1968]). Das erforderliche radiale Feld E_r ist in der Ionenschicht um die Rakete gegeben. Für ein Elektron auf einer stationären Kreisbahn muß in Zylinder-

koordination $(r, \varphi, z$ mit $\omega = \dot{\varphi})$ folgende Gleichung erfüllt sein:

$$m \cdot r \cdot \omega^2 \pm e \cdot E_r \pm e \cdot \omega \cdot r \cdot B_z = 0 \quad (10)$$

mit $B_z = B \cos \psi$ (wobei ψ der Winkel zwischen der Magnetfeldrichtung und der Zylinderachse bedeutet).

Das E_r -Feld bildet sich durch die Aufladung der Rakete auf Floating-Potential in der Ionengrenzschicht, in der bei geeigneter Richtung der Plasmaströmung eine zylindersymmetrische Raumladungsverteilung vorhanden ist, die sich durch eine nur von r abhängige Funktion beschreiben läßt. Damit ergibt sich auch für E_r eine nur von r abhängige Funktion:

$$E_r = \frac{e \cdot N}{\epsilon_0} \cdot r \cdot F(r) \quad (11)$$

bei der $F(r)$ eine dimensionslose Größe ist und N die Elektronendichte des ungestörten Plasmas bedeutet. Gleichung (10) läßt sich dann mit

$$f_L = \frac{1}{2} f_H \cos \psi = \frac{e}{2 \pi m} B_z$$

nach f_R auflösen:

$$f_R = \frac{1}{2} f_L \pm \left(\frac{1}{4} f_L^2 + f_N^2 \cdot F(x) \right)^{1/2} = \frac{f_L}{2} [1 \pm (1 + \eta)^{1/2}] \quad (12)$$

wobei

$$\eta = 4 \frac{f_N^2}{f_L^2} F(r) \quad (13)$$

und mit Gl. (11)

$$\eta = \frac{4 E_r}{\omega_z \cdot r \cdot B_z}$$

Wenn das Floating-Potential positiv ist, dann ist η negativ. Gleichgewichtsbahnen gibt es nur, wenn $\eta \geq -1$. Dadurch entstehen zwei Grenzwerte für stationäre Kreisbahnen: $\eta = -1$ und $\eta = 0$, und somit gilt für die beiden Lösungen f_R^+ und f_R^- :

$$\frac{1}{2} f_L \leq f_R^+ \leq f_L \quad (14a)$$

und

$$0 \leq f_R^- \leq \frac{1}{2} f_L \quad (14b)$$

mit der Beziehung:

$$f_R^+ + f_R^- = f_L \quad (14c)$$

Eine grobe Abschätzung für $\eta = 4 \cdot E_r / \omega_z \cdot r B_z$ möge zeigen, bei welchen Elektronendichten Larmor-Resonanzen in der Ionosphäre auftreten können. Die maximale Feldstärke E_r in der Ionen-Grenzschicht sei durch die Division des Floating-Potentials U_{FL} durch ein Vielfaches der Debyelänge λ_D gegeben: $\hat{E}_r \approx U_{FL} / 3 \lambda_D$, wobei nach SAMIR UND WILLMORE [1966]: $U_{FL} \approx 6 \cdot kT_e / e$. Es ergibt sich also: $E_r \approx 2(N \cdot kT / \epsilon_0)^{1/2}$. Innerhalb der Schicht ändert sich E_r um mindestens eine Zehnerpotenz, so daß die Beziehung $0,1 \cdot \hat{E}_r \leq E_r \leq \hat{E}_r$ gilt. Die Elektronen, die sich auf stationären Kreisbahnen bewegen, haben eine Geschwindigkeit $v_e = r \cdot \omega_z / 2$, die um $v_{th} = (2kT/m)^{1/2}$ liegen muß. So ergibt sich für $\eta = -1$ und endlich für $B_z = 0,5$ Gauß:

$$N/\text{cm}^{-3} \approx (10^4 \dots 10^6) (B_z/\text{Gauß})^2 = 0,3 (10^4 \dots 10^6) \quad (15)$$

Dies ist aber der Bereich der vorliegenden Elektronendichte. Bei den bisherigen Messungen wurden Larmor-Resonanzen nur bei Frequenzen über $1/2 \cdot f_H$ beobachtet.

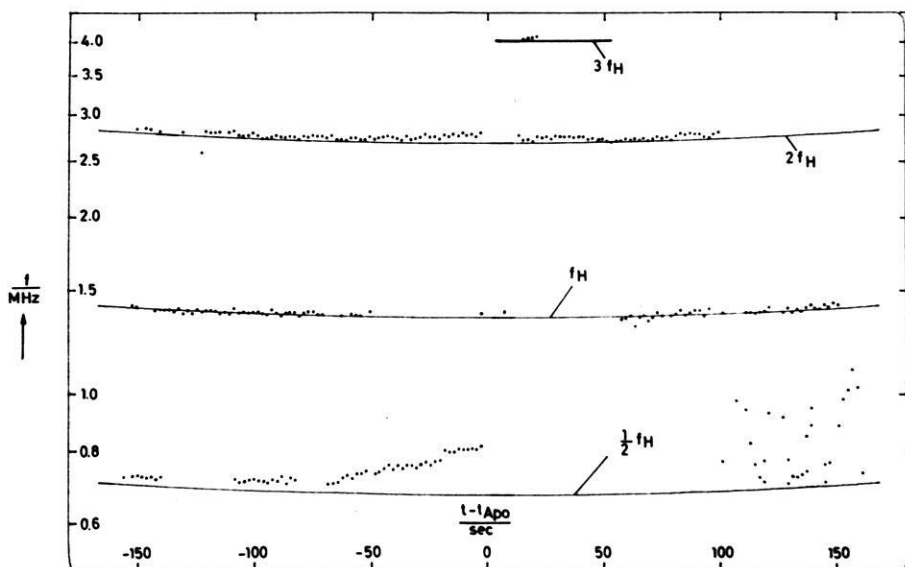


Abb. 10: Darstellung der Frequenz der am 23. 3. 1968 über Kiruna beobachteten Resonanzen bei der Gyrofrequenz f_H , bei $2f_H$ und bei einer Frequenz zwischen f_H und der Larmorfrequenz $1/2 f_H$ (gepunktete Kurven) zusammen mit den bekannten Werten für f_H und $1/2 f_H$.

Fig. 10: Frequency of the resonances at the gyrofrequency, f_H , at $2f_H$, and the at "Larmor resonance", f_R , between f_H and the Larmor frequency, $1/2 f_H$, recorded during a rocket experiment at Kiruna on 23. 3. 1968 (dotted curves), together with the known values of f_H , $2f_H$ and $1/2 f_H$ (solid curves); abscissa: time in seconds.

Abb. 10 zeigt als Beispiel u. a. die während des Experimentes am 23. 3. 68 über Kiruna unterhalb der Gyrofrequenz f_H beobachteten Resonanzen. Nach Gleichung (14c) müßte dazu eine zweite Resonanz bei $f_{R^-} = f_L - f_{R^+}$ auftreten. Dies konnte bisher noch nicht beobachtet werden. Der Grund könnte darin zu suchen sein, daß die untere Grenze des durchlaufenden Frequenzbereiches bei etwa 650 kHz liegt, während die halbe Gyrofrequenz $1/2 f_H$ zwischen 700 und 670 kHz variiert und $1/2 f_L$ noch beträchtlich darunterliegen kann. Dann würde die zweite Resonanz f_{R^-} nicht mehr im Beobachtungsbereich liegen.

Hinter dem Apogäum, bei dem die Metaldampfwolken ausgestoßen wurden, traten zunächst keine Larmor-Resonanzen auf, wahrscheinlich, weil die durch das Ausstoßen erzeugte Störung das Entstehen stationärer Kreisbahnen verhindert. Die später schließlich wieder einsetzenden Resonanzschwingungen zeigen von einem Spektrum zum nächsten starke Frequenzänderungen, die darauf hindeuten, daß durch die beim Ausstoßen der Wolke erzeugte Nutation eine ständige Formänderung der Ionengrenzschicht und damit auch des elektrischen Feldes verursacht wird.

Der Mechanismus für die Entstehung dieser Gyro- und Larmor-Resonanzen dürfte der gleiche wie bei den Topside-Soundern sein. Obwohl die Resonanzen durch eine Einzelteilchen-Erscheinung verursacht werden, ist ihre Beobachtung erst durch einen Häufungsprozeß der Teilchen auf ihrer Bahn möglich, wie z. B. von JOHNSTON und NUTTALL [1964] beschrieben wird, oder durch Entstehen elektrostatischer Wellen wie z. B. von CALVERT und MCAFFEE [1969] angenommen wird.

Literatur

- BALMAIN, K. G.: Impedance of a spherical probe in a magnetoplasma. IEEE Trans. Ant Prop. AP-14, Nr. 3, 402—403, und Aeronomy Rept. No. 11, University of Illinois, 1966
- BALMAIN, K. G., und G. A. OKSIUTIK: RF probe admittance in the ionosphere: theory and experiment. Proc. of NATO Advanced Study Institute in Røros, Norway (in press), 1968
- BOWHILL, S. A., und E. R. SCHMERLING: Methods for measuring electron density. Advances in electronics and electron physics 15, 277—310, 1961
- CALVERT, W., und G. B. GOE: Plasma resonances in the upper ionosphere. J. Geophys. Res. 68, 6113, 1963
- CALVERT, W., und J. R. MCAFFEE: Topside-sounder resonances. Proc. IEEE 57, 1089—1096, 1969
- CHOPRA, K. P.: Interactions of rapidly moving bodies in terrestrial atmosphere. Rev. Mod. Phys. 33, 153—189, 1961
- EJIRI, M., H. OYA und T. OBAYASHI: A modified plasma resonance observed by a rocket-borne gyro-plasma probe. Rep. Ionosph. Space Res., Japan 22, 201, 1968
- FÖPPL, H., G. HAERENDEL, L. HASER, R. LÜST, F. MELZNER, B. MEYER, H. NEUSS, H. H. RABBen, E. RIEGER und J. STÖCKER: Preliminary results of electric field measurements in the auroral zone. J. Geophys. Res. 73, 21—27, 1968

- HEIKKILA, W. J., N. BAKER, J. A. FEJER, K. R. TIPPLE, J. HUGILL, D. E. SCHNEIBLE und W. CALVERT: Comparison of several probe techniques for ionospheric electron concentration measurements. *J. Geophys. Res.* 73, 3511—3535, 1968
- JACKSON, J. E., und J. A. KANE: Measurements of ionospheric electron densities using an R.F. probe technique. *J. Geophys. Res.* 64, 1074—1075, 1959
- JACOBS, K. G., und K. RAWER: Electron density measurements in the ionosphere over the Sahara with a variable impedance probe. *Space Res.* 5, 706—718, 1965
- JOHNSTON, T. W., und J. NUTTAL: Cyclotron harmonic signals received by the Alonette top-side sounder. *J. Geophysical Res.* 69, 2305—2314, 1964
- KAISER, T. R.: The admittance of an electric dipole in a magnetic environment. *Planet. Space Sci.* 9, 639—657, 1962
- KAISER, T. R., und J. K. E. TUNALEY: Radiofrequency impedance probes. *Space Sci. Rev.* 8, 32—73, 1968
- LANDAUER, G.: Electron motion with the Larmor Frequency in static electric and magnetic fields. ESRIN Internal Note Nr. 18 (ESRIN, Casella Postale 64, 00044 Frascati (Rome), Italy), 1968
- MELZNER, F., und H. H. RABBEN: Electron-density measurements in the ionosphere with high altitude rockets. *Proc. of NATO Advanced Study Institute in Røros, Norway* (in press), 1968
- MEYER, P.: Impedance of a sphere in a magnetoplasma. *I.E.E.E. Trans. Ant. Prop.* AP-15, No. 2, 331—332, 1967
- PYATI, V. P.: Determination of capacitance in anisotropic media. *I.E.E.E. Trans. Ant. Prop.*, AP-14 No. 6, 803, 1966
- RABBEN, H. H.: Extraterrestrische Elektronendichte-Messungen, Teil I: Wahl der Meßmethode. *Laborberichte des Max-Planck-Institutes für Physik und Astrophysik, München. Extraterr.* 19, 1965
- SAMIR, U., und A. P. WILLMORE: The equilibrium potential of a spacecraft in the ionosphere. *Planet. Space Sci.* 14, 1131—1137, 1966

Über die Pitchwinkelverteilung von Elektronenflüssen mit Energien $E > 40$ keV in der Polarlichtzone¹⁾

On the pitchangle distribution of electrons $E > 40$ keV in the auroral zone

Von L. ROSSBERG, Lindau/Harz²⁾

Eingegangen am 17. September 1969

Zusammenfassung: Mit einer Nike-Apache-Rakete wurde in einem ruhigen Polarlichtbogen die Pitchwinkelverteilung von Elektronenflüssen mit $E > 40$ keV bei $\lambda = 65,3^\circ$ gemessen.

Während der ganzen Beobachtungszeit wurde ein im Pitchwinkelbereich $0^\circ < \theta < 90^\circ$ isotroper Elektronenfluß gemessen. Dies ist ungewöhnlich, weil isotrope Pitchwinkelverteilungen in der Polarlichtzone im allgemeinen erst bei höheren Flüssen beobachtet werden [O'BRIEN, 1964; FRITZ, 1967; SHARP und JOHNSON, 1968].

Bei größeren Pitchwinkeln nahm der Fluß erwartungsgemäß ab. Das Ergebnis wird im Rahmen der bisherigen Kenntnisse über die Zusammenhänge zwischen Elektronenfluß, Pitchwinkelverteilung und geomagnetischer Breite diskutiert.

Summary: With a Nike-Apache-rocket, fired into a quiet auroral arc at $\lambda = 65,3^\circ$ we have measured the pitchangle distribution of electron fluxes with $E > 40$ keV. During the whole measuring time the pitchangle distribution was isotropic for $0^\circ < \theta < 90^\circ$ at an electron flux of $\sim 10^3 \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1} \text{ sterad}^{-1}$. This is unusual, since isotropic distributions are usually observed at higher fluxes [O'BRIEN, 1964; FRITZ, 1967; SHARP und JOHNSON, 1968]. The discussion of the result is based on the current knowledge of the dependence of the electron flux and its pitchangle distribution on the geomagnetic latitude.

Einleitung

Die erhöhte Ausfällung von Elektronen und Protonen in der Polarlichtzone ist seit der Entdeckung des Van-Allenschen Strahlungsgürtels immer wieder untersucht worden, ohne daß bisher befriedigende Antworten auf die Frage nach der Ursache für die Ausfällung und der Vorgeschichte der ausgefällten Elektronen gefunden worden wären [HULTQVIST, 1967].

Besondere Bedeutung erlangte die Messung des Elektronenflusses als Funktion des Winkels zwischen Fluß und Magnetfeldvektor (im folgenden als Pitchwinkel θ bezeichnet), da dies ein Parameter der Teilchenbewegung ist, dessen Änderung als

¹⁾ Teil II der Arbeit: „Raketexperiment zur Untersuchung von Nordlichtern“. KEPP-
LER, E., et al., *Z. Geophys.* 33, 347, 1967.

²⁾ Dr. Lothar ROSSBERG, Max-Planck-Institut für Aeronomie, Institut für Stratosphären-
physik, 3411 Lindau/Harz.

Funktion der Feldstärke B entlang einer Feldlinie berechnet werden kann. Zum Beispiel kann aus einer Abweichung von der berechneten Änderung gefolgert werden, daß die Teilchenbewegung zusätzlich zur Lorentzkraft durch ein elektrisches Feld beeinflusst wird [MCDIARMID and BURROWS, 1968].

Die Pitchwinkelverteilung ist durch das Gleichgewicht bestimmt, daß sich zwischen der Zufuhr von Elektronen, der Speicherung im Magnetfeld der Erde und dem Verlust durch Ausfällung in die Atmosphäre einstellt.

Der Verlustprozeß ist nur für Elektronen wirksam, deren Pitchwinkel innerhalb des Verlustkonus liegt, also nördlich des Äquators $< 90^\circ$, südlich davon $> 90^\circ$ ist. Nimmt man an, daß die Zufuhr isotrop ist, ist die Pitchwinkelverteilung daher anisotrop und symmetrisch um ein Maximum bei $\theta = 90^\circ$. Dies wurde durch Satellitenmessungen für geomagnetische Breiten $\lambda < 60^\circ$ bestätigt. Im Gebiet des Polarlichtovals, um Mitternacht zwischen $\lambda = 65^\circ$ und 70° wird dagegen häufig eine Zunahme des Elektronenflusses im Verlustkonus um ein bis zwei Zehnerpotenzen beobachtet, so daß die Pitchwinkelverteilung im oberen Halbraum isotrop wird. Verschiedene Autoren haben den Zusammenhang zwischen Elektronenfluß und Pitchwinkelverteilung untersucht und gefunden, daß sich im allgemeinen die Pitchwinkelverteilung der Isotropie um so mehr nähert, je höher der Elektronenfluß ist [O'BRIEN, 1964; FRITZ, 1967; SHARP und JOHNSON, 1968].

Daraus folgt, daß im Verlustkonus zusätzlich Elektronen durch Injektion oder Beschleunigung vorzugsweise parallel zum Erdfeld auftreten müssen [O'BRIEN, 1964].

Bei dem hier zur Diskussion stehenden Experiment wurde jedoch eine isotrope Pitchwinkelverteilung bei abnehmendem und relativ niedrigem Elektronenfluß beobachtet. Wir erklären dies dadurch, daß sich die nördliche Begrenzung der Ausfällung von Elektronen mit $E > 40$ keV während der Messung in der Nähe und südlich der Rakete befunden hat.

Detektoranordnung

Die Messung erfolgte im Rahmen des Testprogrammes für den Satelliten AZUR, mit dem unter anderem der Elektronenfluß im Verlustkonus (Spiegelpunkte unter 100 km Höhe), der Fluß, der am Ort des Satelliten spiegelnden Elektronen mit $\theta = 90^\circ \pm 12,5^\circ$ sowie der zwischen Satellit und Atmosphäre reflektierten Elektronen gemessen werden soll. Die dafür vorgesehene Anordnung von drei rechtwinklig zueinander orientierten Geiger-Müller- (GM)-Zählrohren und einem allseitig abgeschirmten Zählrohr mußte für den Raketenversuch geändert werden, da eine Orientierung parallel zur Figurenachse der Rakete nicht möglich war.

Je zwei Zählrohre wurden daher antiparallel unter einem Winkel von 40° zur Figurenachse angeordnet [KEPPLER, E., E. KIRSCH, P. MÖRL, G. MUSMANN, A. ROSSBACH und L. ROSSBERG, 1967].

Orientierung, Energieschwelle, Geometriefaktor G und Öffnungswinkel der vier Zählrohre des Experimentes sind in Tabelle I zusammengefaßt.

Tabelle 1: Detektordaten.

Zählrohr- Nummer	Winkel gegen Figuren- achse	Absorber mg/cm ²	Elektron.- Energie für 40% Durch- lässigkeit	Geometriefaktor	Bemerkungen
1	140°	6 · 10 ³		1 cm ²	Omnidirektional allseitig abgeschirmt
2	140°	1,4	40 keV	4 · 10 ⁻² cm ² ster	direktional, Öffnungswinkel 50°
3	40°	1,4	40 keV	4 · 10 ⁻² cm ² ster	direktional, Öffnungswinkel 50°
4	40°	6,5	90 keV	4 · 10 ⁻² cm ² ster	direktional, Öffnungswinkel 50°

Eichung der Zählrohre

Für den Zusammenhang zwischen der Zählrate N der Zählrohre 2, 3 und 4 und dem
direktionalen Fluß Φ gilt

$$N = \Phi \cdot G \cdot D(E) \cdot \varepsilon(\Phi)$$

$$G = \text{Geometriefaktor (cm}^2 \text{ ster)}$$

$D(E)$ = Durchlässigkeit der Absorber für Elektronen der Energie E (Abb. 2).

$\varepsilon(\Phi)$ = enthält die Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen, die den Absorber
durchdringen konnten und Totzeitverluste. Da beide vom Elektronenfluß Φ
abhängen, haben wir $\varepsilon(\Phi)$ durch die Messung der Zählrate N als Funktion
des Flusses Φ ermittelt.

Φ ist der mit einem Faradaykäfig in einem parallelen Elektronenstrahl ($E =$
60 keV) gemessene Fluß/cm²sec, so daß als Geometriefaktor nur die Fläche
der Eintrittsöffnung F des Zählrohres eingeht:

$$N(\Phi) = \Phi \cdot F \cdot D(60 \text{ keV}) \cdot \varepsilon(\Phi) \quad (\text{Abb. 1})$$

$\varepsilon(\Phi)$ nimmt von einem Höchstwert ε_0 für $N(\Phi) \rightarrow 0$ mit zunehmendem Φ gegen Null
ab. Für $N < 1000$ Imp/sec wird $N \sim \Phi \cdot \varepsilon_0$ kann daher aus der Anfangssteigung der
Kurve $N(\Phi)$ ermittelt werden. Mit $F = 7 \cdot 10^{-2}$ cm² und $D(60 \text{ KeV}) = 0,8$ ergeben
sich für die Zählrohre 2, 3 und 4 ε_0 -Werte von 0,16, 0,2 und 0,5.

In Abb. 1 ist für die Detektoren 2 und 3 außer $N(\Phi)$ auch der Analogwert $I_{\text{An}}(\Phi)$
eingezeichnet, der sich aus dem geglätteten Zählrohrstrom und dem Eingangsstrom

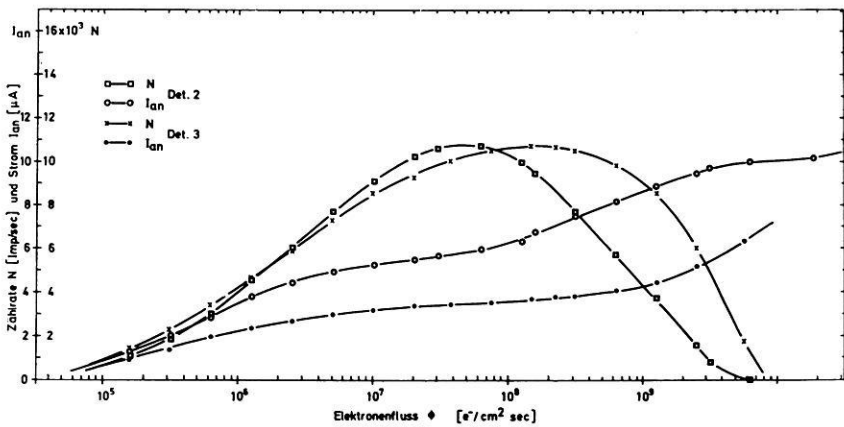


Abb. 1: Abhängigkeit der Zählrate N und des Analogwertes I_{AN} vom Elektronenfluß für die Zählrohre 2 und 3, Elektronenenergie: 60 keV.

Variation of countrate N and analogcurrent I_{AN} of GM-tubes 2 and 3 with electron-flux, energy: 60 keV.

des Impulsverstärkers zusammensetzt. Da I_{AN} im Gegensatz zur Zählrate mit zunehmendem Elektronenfluß kontinuierlich ansteigt, ist in jedem Fall eine eindeutige Zuordnung zwischen Zählrate und Elektronenfluß möglich.

Die Kurven für das 90-keV-Zählrohr 4 sind der Übersichtlichkeit halber nicht mit eingezeichnet.

Die Durchlässigkeit der Glimmerfenster der Zählrohre 2 und 3 und die des Zählrohres 4 mit zusätzlicher Aluminiumfolie als Funktion der Energie zeigt Abb. 2. Bei der Messung wurde der Fluß variiert und die Zählrate konstant gehalten. Für die Zählrohre 2 und 3 ist

$$D(E) = \frac{\Phi(100 \text{ keV})}{\Phi(E)}, \quad N = \text{konstant.}$$

Bei Zählrohr 4 wurde die Durchlässigkeit bis 150 keV gemessen und bis 200 keV extrapoliert. Die Energie für $D = 0,4$, $E = 90 \text{ keV}$, dürfte demnach um $\pm 10\%$ unbestimmt sein.

Für die Bestimmung des Geometriefaktors $G = F \cdot \Omega$ wurde der effektive Raumwinkel der direktionalen Zähler durch graphische Integration der Abhängigkeit der relativen Zählrate vom Einfallswinkel β (Abb. 3) über den Raumwinkel Ω von 0 bis 2π ermittelt.

Der Geometriefaktor des omnidirektionalen Untergrundzählrohres wurde aus den geometrischen Abmessungen des empfindlichen Zählvolumens berechnet.

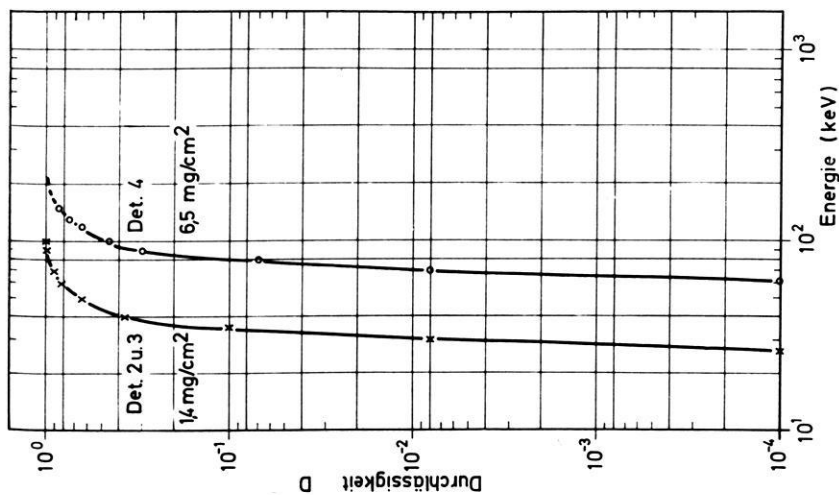


Abb. 2: Abhängigkeit der Durchlässigkeit D für Elektronen der Energie E für die Zählrohre 2 und 3 (1,4 mg/cm²) und 4 (6,5 mg/cm²).

Variation of the transmission coefficient D for monoenergetic electrons of energy E of GM-tubes 2 and 3 (1,4 mg/cm²) and 4 (6,5 mg/cm²).

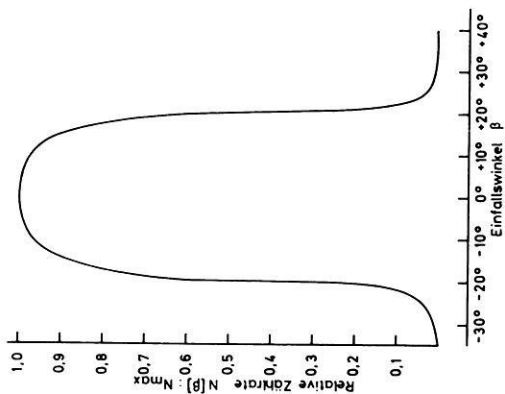


Abb. 3: Abhängigkeit der relativen Zählrate N vom Einfallswinkel β der Elektronen.

Variation of relative count rate N with the angle of incidence β of the electrons.

Ergebnisse

Die Rakete wurde in Kiruna ($\lambda = 65,3^\circ$) am 5. Dezember 1967 um 20 h 34 min 50 sec UT, entsprechend 21 h 34 min 50 sec LT, in einen ruhigen Polarlichtbogen geschossen. Die geomagnetische Aktivität war in der Zeit vor dem Schuß sehr gering, nahm jedoch innerhalb der letzten drei Stunden des 5. Dezembers auf $K_p = 5$ zu. Die solare Aktivität war ebenfalls sehr gering, jedoch wurde als Nachwirkung eines Protonenflares vom 3. 12. über der Polkappe PCA registriert [LANGE-HESSE, persönliche Mitteilung]. Nach Messung von Explorer 34 betrug der Fluß bei $E_p > 10$ MeV am 5. 12. noch das doppelte des normalen Wertes (Solar Geophysical Data, Juni 1968).

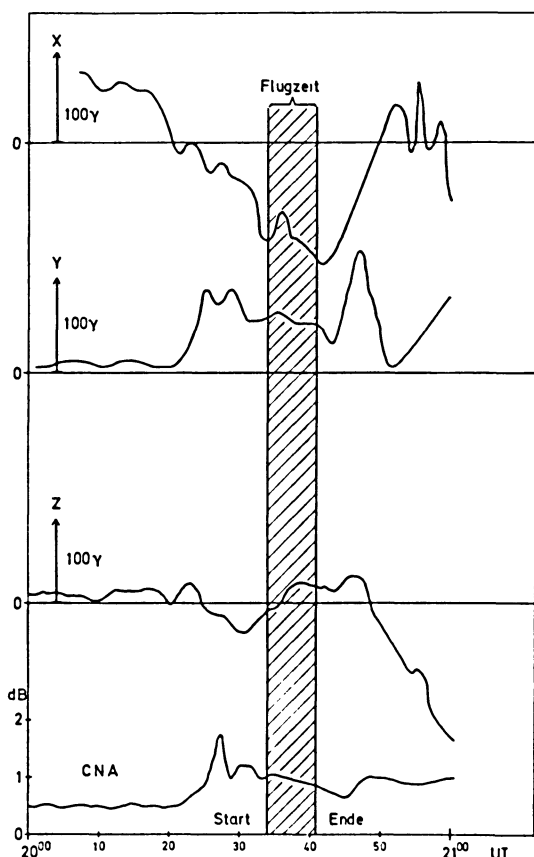


Abb. 4: Erdmagnetische Variation und CNA in Kiruna am 5. 12. 1967 von 20 bis 21 Uhr U.T.

Variation of the earth's magnetic field and CNA at Kiruna on 5. 12. 1967 from 2000 to 2100 U.T.

Der Schuß erfolgte zu Beginn eines magnetischen Teilsturmes, dessen Stromsystem sich über dem Abschußort entwickelte und anschließend bei gleichzeitiger Verstärkung nordwärts wanderte. Die negative Bay in X erreichte etwa eine Stunde später maximal -440γ . Die Z -Komponente wurde zu Beginn der Flugzeit bei $t = 95 \text{ sec}$ positiv. Der polare Elektrojet hat sich demnach während unserer Messung über den Abschußort hinweg nach Süden bewegt. Die Absorption des kosmischen Rauschens (CNA) stieg neun Minuten vor dem Start auf maximal 2 dB an und nahm anschließend innerhalb der Flugzeit wieder auf 1 dB ab. Die Registrierungen der Variationen der X -, Y - und Z -Komponenten des erdmagnetischen Feldes sowie die des kosmischen Rauschens (CNA) in Kiruna (ESRANGE), sind in Abb. 4 dargestellt.

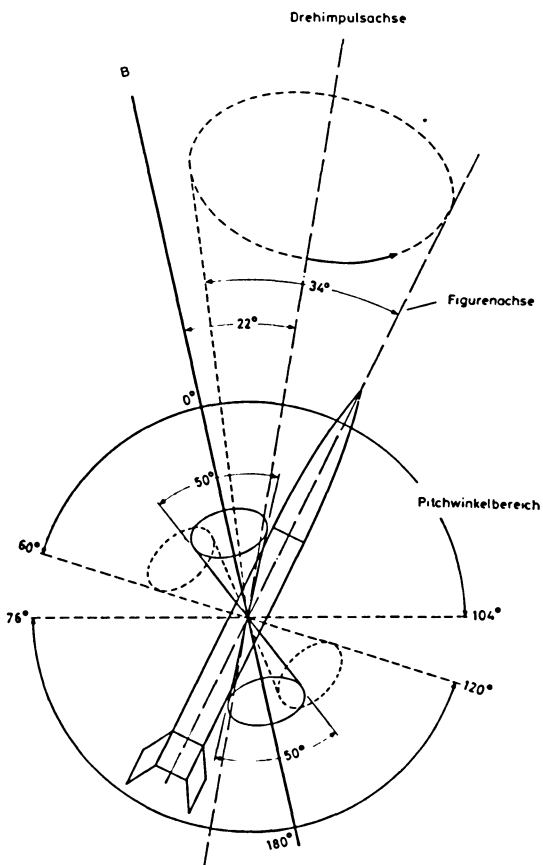


Abb. 5: Orientierung der nutierenden Rakete relativ zum Magnetfeldvektor.

Orientation of the nutating rocket relative to the magnetic field vector.

Da die Rakete um eine Achse, die 22° mit dem Magnetfeld einschloß, mit einem halben Öffnungswinkel von 17° nutierte, wurde mit den aufwärts gerichteten Zählrohren 3 und 4 der Pitchwinkelbereich von 0° bis 104° und mit dem nach unten gerichteten Zählrohr 2 der Pitchwinkelbereich von 76° bis 180° erfaßt. In Abb. 5 sind die geometrischen Verhältnisse dargestellt. Die Messungen sind in Abb. 6 als Funktion der Flugzeit und der Höhe dargestellt.

Im oberen Teil der Abbildung ist der Elektronenfluß bei $E > 40$ keV und $E > 90$ keV, der in verschiedenen Pitchwinkelbereichen gemessen wurde, darunter die Registrierungen zweier Photometer bei den Wellenlängen 3914 \AA und 2972 \AA aufgetragen [ROSSBACH, private Mitteilung]. Die Photometer waren mit einem Winkel von 10° relativ zur Figurenachse der Rakete nach unten gerichtet. Am unteren Rand der Abbildung ist schließlich der mit einem Magnetometer gemessene Winkel α zwischen dem Magnetfeldvektor und der Figurenachse der Rakete aufgetragen [MUSMANN, private Mitteilung].

Der mit dem aufwärts gerichteten Zählrohr gemessene Elektronenfluß zeigt, daß die Pitchwinkelverteilung zwischen 0° und 104° während der ganzen Flugzeit isotrop war, da sich hier keine Abhängigkeit des Elektronenflusses vom Winkel α feststellen läßt. Der von dem nach unten gerichteten Zählrohr gemessene Elektronenfluß setzt sich in den Maxima aus Elektronen mit Pitchwinkeln zwischen 76° bis 180° zusammen, also aus dem Ort der Rakete spiegelnden und von der Atmosphäre zurückgestreuten Elektronen, während zu den Minima nur zurückgestreute Elektronen mit Pitchwinkeln zwischen 120° bis 180° beitragen.

Das Verhältnis der Flüsse in den Maxima und Minima variiert von 4 bei 100 km Höhe bis 2 bei 200 km Höhe, was auf eine Zunahme des zurückgestreuten Elektronenflusses zurückzuführen ist (s. Anhang).

Die Zählrate des $E > 90$ -keV-Zählrohres war nur wenig höher als die des allseitige mit 2 mm Blei abgeschirmten Zählrohres. Um aus dem Verhältnis des Flusses bei $E > 40$ keV zu dem bei $E > 90$ keV eine statistisch gesicherte Aussage über das Energiespektrum machen zu können, wurde die Zählrate bei $E > 90$ keV über die Flugzeit von $T = 100$ sec bis $T = 360$ sec gemittelt und der mittlere Elektronenfluß bei $E > 90$ keV aus der Differenz zum gestrichelt eingezeichnetem Mittel des Untergrundzählrohres gewonnen. Unter der Annahme, daß das differentielle Energiespektrum gemäß $\exp(-E/E_0)$ verläuft, erhält man so einen mittleren Wert von $E_0 = 16$ keV.

Die Photometerregistrierungen zeigen eine Hell-Dunkel-Modulation, die in Phase mit der Modulation der Zählrate des nach unten sehenden Detektors und mit der Variation des Winkels α ist. Besonders interessant ist die Variation des Hell-Dunkel-Verhältnisses der $\lambda = 2972\text{-\AA}$ -Linie mit der Flugzeit und der Höhe. (Die Variation des Verhältnisses bei $\lambda = 3914 \text{ \AA}$ ist offensichtlich durch Übersteuerung bei 30 kR verfälscht.)

Das Hell-Dunkel-Verhältnis nimmt vom Wert 1 bei 100 bis 120 km Höhe bis 5 im Apogäum zu. Während der folgenden Nutationsperioden schwankt das Ver-

hältnis zwischen 2 und 5 und erreicht kurz vor Ende des Fluges den Wert 1,5 in 135 km Höhe.

Da die Rakete nach Norden geschossen wurde, waren die Photometer während einer Nutationsperiode einmal fast senkrecht nach unten und einmal 28° gegen die Senkrechte nach Süden gerichtet. Aus der durch die Nutation hervorgerufenen Hell-Dunkel-Modulation kann man daher schließen, daß sich das Emissionsmaximum während des größten Teils des Fluges südlich der Rakete befand.

Diskussion

Zunächst wollen wir kurz darauf eingehen, was bisher über die Ausfällung von Elektronen mit $E > 40$ keV als Funktion der geomagnetischen Breite λ im Mitternachtssektor an magnetisch mäßig gestörten Tagen ($10 < \Sigma \text{kp} < 20$) bekannt ist.

Zwischen $\lambda = 65^\circ$ und $\lambda = 71^\circ$ wird häufig eine erhöhte Ausfällung von Elektronen beobachtet. Der Zusammenhang zwischen Elektronenfluß und Pitchwinkelverteilung als Funktion von λ läßt sich in diesem Breitenbereich nach Messungen mit polaren Satelliten wie folgt charakterisieren [O'BRIEN, 1964, FRITZ, 1967]:

Der Fluß bei $\theta = 90^\circ$ ändert sich als Funktion von λ zwischen $\lambda = 65^\circ$ und $\lambda = 67^\circ$ nur wenig und hat Werte zwischen 10^5 und 10^6 Elektronen/cm² sec sterad. Weiter nördlich nimmt er um drei bis vier Zehnerpotenzen auf die niedrigen Werte von 10 bis 100 Elektronen/cm² sec sterad über der Polkappe ab. Im Gegensatz dazu ist der Fluß im Verlustkonus in dem ganzen Breitenbereich stark veränderlich. Er kann von 10^4 bis auf 10^6 Elektronen/cm² sec sterad zunehmen, so daß er gleich dem Fluß bei $\theta = 90^\circ$ und die Pitchwinkelverteilung im oberen Halbraum bei Flüssen zwischen 10^5 und 10^6 Elektronen/cm²sec sterad isotrop wird [O'BRIEN, 1964]. Mit zunehmender Breite nimmt er wie der Fluß bei $\theta = 90^\circ$ ab, so daß die Pitchwinkelverteilung bei Flüssen zwischen 10^2 bis 10^6 Elektronen/cm² sec sterad isotrop wird. Der Fluß kann innerhalb von einem Breitengrad um 4 Zehnerpotenzen abnehmen, so daß die nördliche Grenze des äußeren Strahlungsgürtels für 40 keV-Elektronen gut definierbar ist [FRITZ, 1967; MCDIARMID and BURROWS, 1968]. Sie ändert ihre Lage auch an magnetisch mäßig gestörten Tagen ständig zwischen $\lambda = 67^\circ$ und $\lambda = 72^\circ$ [FRITZ, 1968], wird aber gelegentlich auch bei $\lambda = 65^\circ$ angetroffen [FRITZ and GURNETT, 1965].

Wir interpretieren daher unsere Messung einer isotropen Pitchwinkelverteilung von 40 keV-Elektronen bei einem Fluß von knapp 10^3 Elektronen/cm² sec sterad so, daß die Rakete in die nördliche Begrenzung der Zone erhöhter Ausfällung von 40 keV-Elektronen geschossen wurde. Da der Abschubort bei $\lambda = 65^\circ$ liegt, ist dies ein weiteres Beispiel dafür, daß sich die Grenzzone auch an magnetisch wenig gestörten Tagen sehr weit südlich bis $\lambda = 65^\circ$ verlagern kann.

Für diese Interpretation sprechen außerdem die folgenden Beobachtungen:

1. Aus der Hell-Dunkel-Modulation der Photometerregistrierung des Polarlichtes konnte geschlossen werden, daß das Emissionsmaximum südlich der Rakete war.

2. Aus der Variation der Z-Komponente des Magnetfeldes folgte, daß sich der polare Elektrojet über dem Startplatz der Rakete befand und sich während der Messung von Nord nach Süd bewegte.
3. Auf eine Nord-Süd-Bewegung des Ausfällungsmaximums der Elektronen und des Emissionsmaximums des sichtbaren Polarlichtes während der Messung deuten auch die Änderung des Flusses im Verlustkonus und die Änderung der Amplitude der Hell-Dunkel-Modulation des Photometerstromes hin. Danach hatte sowohl das Ausfällungs- als auch das Emissionsmaximum den größten Abstand zur Rakete zwischen $t = 200$ und 300 sec, als der Elektronenfluß am kleinsten und die Hell-Dunkel-Modulation am größten waren.

Die vorausgegangenen Betrachtungen machen deutlich, wie problematisch die Interpretation der Messung der Elektronenausfällung mit Raketen ist, wenn man keine Information über deren Ausdehnung und ihre nördliche Grenze hat. Die Beobachtung des Polarlichtes vom Boden aus, die meist auch als Indiz für den Start der Rakete dient, gibt keinen Aufschluß über die Position der Zone erhöhter Ausfällung von Elektronen mit $E > 40$ keV und deren nördliche Begrenzung, da die Polarlichter sowohl südlich als auch nördlich davon, im Bereich hohen Flusses niederenergetischer Elektronen, beobachtet werden [MCLWAIN, 1960].

Abgesehen davon ist diese Beobachtung nur bei wolkenlosem Himmel möglich. Dagegen ermöglicht die Registrierung der drei Komponenten des Erdmagnetfeldes Aussagen über die Stärke, die Richtung, den Ort und die Bewegung des mit der Ausfällung energiereicher Elektronen korrelierten polaren Elektrojets besonders dann, wenn die Registrierung an mehreren Punkten entlang konstanter magnetischer Ortszeit erfolgt. Die Einrichtung einer solchen Kette von Beobachtungsstationen mit zentraler Datenausgabe an den Startplätzen für Raketen wäre daher wünschenswert.

Anhang

Wir haben mit dem nach unten gerichteten Detektor infolge der Nutationsbewegung der Rakete Elektronen aus dem Pitchwinkelbereich von 76° bis 180° gemessen. Der Fluß der reflektierten Elektronen mit $\theta > 90^\circ$ nimmt mit zunehmendem Pitchwinkel wegen des Energieverlustes, den die Teilchen bei der Wechselwirkung mit der Atmosphäre erlitten haben, ab. Infolgedessen zeigt die Zählrate eine starke Modulation, mit Minima im Pitchwinkelbereich 120° bis 170° und Maxima im Pitchwinkelbereich 76° bis 180° . Die Überstreichung dieses großen Pitchwinkelbereiches kommt durch die kombinierte Wirkung von Nutation und Spin der Rakete zustande (Abb. 5). Die Zählratenmodulation nimmt mit der Höhe ab. Wir wollen nun prüfen, ob das Verhältnis von maximaler zu minimaler Zählrate und seine Variation mit der Höhe durch eine im oberen Halbraum isotrope Pitchwinkelverteilung des Elektronenflusses, wie sie von MCDIARMID und BUDZINSKI [1968] in 160 km Höhe gemessen worden ist (Abb. 7), erklärt werden kann. In die Abbildung wurden die von unseren Detektoren überstrichenen Pitchwinkelbereiche bei den beiden Extremwerten des Winkels α zwischen den Figurenachse der Rakete und Magnetfeld eingezeichnet. Für Pitchwinkel $\theta > \theta_k$ nimmt der Elektronenfluß mit $\exp(-\theta/\theta_0)$ ab, mit $\theta_0 = 20^\circ$ und θ_k gleich dem Winkel, bei dem der isotrope Fluß beginnt, exponentiell abzunehmen. Der zu erwartende Wert des Verhältnisses $N_{\max} : N_{\min}$ wurde durch graphische Integration über die eingezeichneten Pitchwinkelbereiche ermittelt. Mit $\theta_k = 90^\circ$ und $\theta_0 = 15^\circ$ erhalten wir $N_{\max} : N_{\min} = 4$ entsprechend dem in 100 km Höhe beobachteten Wert. Die Abnahme des Verhältnisses mit der Höhe durch eine Zunahme von θ_k , die bei ungestörter Teilchenbewegung in Dipolfeld nur durch eine Abnahme des magnetischen Feldes gemäß

$$\frac{(\sin^2 \theta_k)_1}{(\sin^2 \theta_k)_2} = \frac{B_1}{B_2}$$

θ_k^1, B_1	Wert in 100 km Höhe
θ_k^2, B_2	Wert in 200 km Höhe
$B_1 > B_2, \theta_{k1,2}$	$\geq 90^\circ$

bestimmt ist, kommt hier nicht in Betracht, weil die Pitchwinkelverteilung von 40 keV-Elektronen für $\theta > 90^\circ$ in Höhen unter 170 km bereits überwiegend durch Energieverluste und Streuung in der Atmosphäre bestimmt wird. Dagegen ist eine Zunahme des rückgestreuten Elektronenflusses und damit eine Zunahme von θ_0 mit zunehmender Höhe zu erwarten. Die Rechnung zeigte, daß sich die beobachtete Variation von $N_{\max} : N_{\min} = 4$ bei 100 km zu $N_{\max} : N_{\min} = 2$ bei 200 km durch eine Zunahme von $\theta_0 = 15^\circ$ bis $\theta_0 = 20^\circ$ erklären läßt.

Das Raketenexperiment wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für wissenschaftliche Forschung (WRK 64) gefördert.

Den Herren Prof. Dr. A. EHMERT und Prof. Dr. G. PFOTZER danke ich für ihr förderndes Interesse an dieser Arbeit.

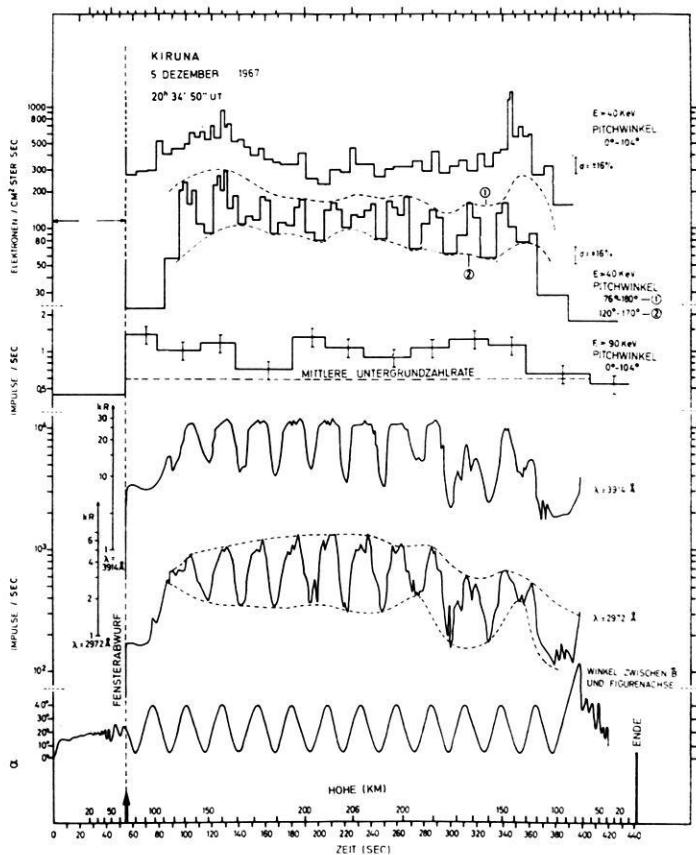


Abb. 6:

Ergebnisse des Raketenschusses, von oben:

Elektronenfluß im Pitchwinkelbereich
 $0^\circ < \theta < 104^\circ$ ($E > 40$ keV)

Elektronenfluß in den Pitchwinkelbereichen
 $76^\circ < \theta < 180^\circ$ (Maxima) und
 $120^\circ < \theta < 170^\circ$ (Minima), ($E > 40$ keV)

Zählrate im Pitchwinkelbereich
 $0^\circ < \theta < 104^\circ$ ($E > 90$ keV)

Polarlichtintensität bei $\lambda = 3914 \text{ \AA}$

Polarlichtintensität bei $\lambda = 2972 \text{ \AA}$

Winkel α zwischen Figurenachse der Rakete
 und Magnetfeldvektor B .

Results, from top of the figure downward:

Electronflux in the pitchangle range
 $0^\circ < \theta < 104^\circ$ ($E > 40$ keV)

Electronflux in the pitchangle ranges
 $76^\circ < \theta < 180^\circ$ (maxima) and
 $120^\circ < \theta < 170^\circ$ (minima), ($E > 40$ keV)

Countingrate in the pitchangle range
 $0^\circ < \theta < 104^\circ$ ($E > 90$ keV)

Auroral light intensity at $\lambda = 3914 \text{ \AA}$

Auroral light intensity at $\lambda = 2972 \text{ \AA}$

Angle α between the rockets figureaxis and
 the magnetic field vector B .

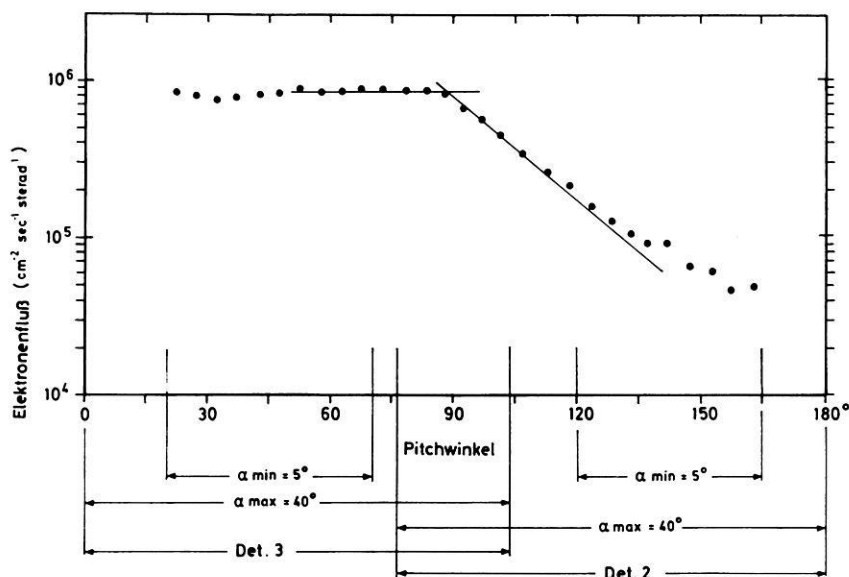


Abb. 7: Pitchwinkelverteilung von $E > 40$ keV-Elektronen in 160 km Höhe über Fort Churchill nach McDIARMID, [1968]. Die Pitchwinkelbereiche, die von unseren Zählrohren bei den Extremwerten des Winkels α zwischen Figurenachse der Rakete und Magnetfeldvektor B erfaßt wurden, sind am unteren Rand der Abbildung angegeben.

Pitchangle distribution of $E > 40$ keV electrons at 160 km altitude as measured by McDIARMID [1968] over Fort Churchill. The pitchangle ranges covered by our detectors during one spinperiod at the extremvalues of the angle α between the rockets figuraxis and B are given below.

Literatur

- FRITZ, T. A.: Spectral, spatial and temporal variations observed for outer zone electrons from 10 to 100 keV with satellit Injun 3. Univ. of Iowa, Research Report 67-42, 1967
- : High latitude Outer-Zone Boundary Region for > 40 keV Electrons during Geomagnetically Quiet Periods. J. Geophys. Res. 73, 7245, 1968
- FRITZ, T. A. and D. A. Gurnett: Diurnal and latitudinal effects observed for 10 keV electrons at low satellite altitudes. J. Geophys. Res. 70, 2485, 1965
- HULTQVIST, B.: Auroral particles, a review. Kiruna Geophysical Observatory Report 675, 1967, presented at the Birkeland Symposium September 1967
- KEPPLER, E., E. KIRSCH, P. MÖRL, G. MUSMANN, A. ROSSBACH und L. ROSSBERG: Raketenexperimente zur Untersuchung von Nordlichtern. Z. f. Geophys. 33, 347, 1967

MCDIARMID, I. B. and E. E. BUDZINSKI: Search for low-altitude acceleration mechanism during an auroral substorm. *Can. Phys.* 46, 911, 1968

MCDIARMID, I. B. and J. B. BURROWS: Local time asymmetries in the high-latitude boundary of the outer radiation zone for different electron energies. *Can. Phys.* 46, 49, 1968

MCILWAIN, C. E.: Direct measurement of particles producing visible aurorae. *J. Geophys. Res.* 65, 2727—2747, 1960

O'BRIEN, B. J.: High latitude geophysical studies with satellite Injun 3. — 3. Precipitation of electrons into the atmosphere. *J. Geophys. Res.* 69, 13, 1964

SHARP, R. D. and R. G. JOHNSON: Satellite measurements of auroral particle precipitation in Earth's Particles and Fields (Herausgegeben: B. M. McCORMAC). Reinhold Book Corporation, New York, 113, 1968

Solar geophysical data U.S. Department of Commerce. June 1968, S. 153—159

Raketenexperiment zur Untersuchung von Nordlichtern

Meßergebnisse des Protonendetektors EI 101

Von E. KIRSCH, Lindau¹⁾

Eingegangen am 15. Mai 1969

Zusammenfassung: Mit Nike-Apache-Raketen wurden in Fort Churchill, Kanada (11. 11. 1966) und in Kiruna, Schweden (5. 12. 1967) Geräte erprobt, die für den ersten deutschen Forschungssatelliten vorgesehen sind. Die Raketen wurden in ein sichtbares Polarlicht geschossen. Die Messungen mit dem omnidirektionalen Protonendetektor EI 101 (beschrieben in 1) ergaben folgendes:

Während in Kiruna die normal erwartete Aufstiegskurve für die galaktische kosmische Strahlung gemessen wurde, konnte in Fort Churchill eine Zusatzstrahlung nachgewiesen werden, die auf relativistische Elektronen ($E > 3,2$ MeV) zurückgeführt wird. Der Fluß betrug $0,19 e^-/\text{cm}^2 \text{ sec ster} \pm 25\%$.

Dieses Ergebnis spricht für die sporadische Ausfällung relativistischer Elektronen aus dem äußeren Strahlungsgürtel bis zu L -Werten von 8,7.

Summary: Scientific experiments of the first German Research Satellite have been tested with Nike-Apache rockets at Fort Churchill, Canada (November 11, 1966) and at Kiruna, Sweden (December 5, 1967). The rockets were launched into a visible aurora. The results of the omnidirectional proton detector EI 101 (described in 1) are as follows:

The normally expected galactic cosmic ray intensity was measured at Kiruna. An additional radiation which is interpreted as relativistic electrons ($E > 3.2$ MeV) was measured at Fort Churchill. The measured flux was $0.19 e^-/\text{cm}^2 \text{ sec ster} \pm 25\%$. This result shows the sporadic precipitation of relativistic electrons from the outer radiation belt up to L -values of 8.7.

1. Einleitung

Der für den ersten deutschen Forschungssatelliten (Projekt AZUR) vorgesehene Detektor zur Messung omnidirektionaler Protonenflüsse [KEPPLER, KIRSCH, MÖRL, MUSMANN, ROSSBACH, ROSSBERG, 1967] wurde in Fort Churchill, Kanada, am 11. 11. 1966 und in Kiruna, Schweden, am 5. 12. 1967 mit Nike-Apache-Raketen erprobt. Die Raketen wurden in ein sichtbares Polarlicht geschossen. Für den Protonendetektor wurde dabei die Aufstiegskurve für die galaktische kosmische Strahlung erwartet, da Polarlichtelektronen die Abschirmung nicht durchdringen können.

¹⁾ E. KIRSCH, Max-Planck-Institut für Aeronomie, Institut für Stratosphärenphysik, 3411 Lindau/Harz.

2. Eigenschaften des Detektors

Er besteht aus einem halogengelöschten GM-Zählrohr von 10 cm² omnidirektionalem Geometriefaktor. Die Schwellenenergien sind 30 MeV für Protonen und 3,2 MeV für Elektronen.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit für Bremsstrahlung wurde experimentell mit einem parallel gebündelten Elektronenstrahl bestimmt, der direkt auf die zylindrische Zählrohrabschirmung gerichtet war (Abb. 1).

Die in Abb. 1 angegebene, auf konstanten Elektronenfluß normierte Zählrate ist eine Funktion aus der Elektronenstreuung (am Al-Zylinder), der Erzeugung von Bremsstrahlung im Al-Zylinder, der Absorption in Aluminium, Blei und Zählrohrwand sowie der Nachweiswahrscheinlichkeit für Bremsstrahlungsquanten im Halogenzählrohr. In Abb. 1 ist außerdem die Ansprechwahrscheinlichkeit des omnidirektionalen Untergrundzählrohres von EI 95 (vgl. 1) für Bremsstrahlung eingezeichnet worden.

3. Meßergebnisse

Abb. 2 (untere Kurve) zeigt die Ergebnisse des Protonendetektors EI 101 von Fort Churchill, Abb. 3 (obere Kurve) die von Kiruna zusammen mit Meßergebnissen der anderen Raketenexperimente [Payload Test with Sounding Rockets, 1967, unveröffentlicht].

In Tabelle 1 sind die aus den Raketenschüssen und einem in Kiruna am 15. 8. 1967 durchgeführten Ballonaufstieg mit dem Protonendetektor erhaltenen Ergebnisse aufgeführt. Zum Vergleich werden noch die von MCDIARMID [1961] in Fort Churchill gemessenen Normalwerte der galaktischen kosmischen Strahlung aufgeführt ($E > 25$ MeV).

Tabelle 1.

	Sekundärstrahlungsmaximum	Galaktische kosmische Strahlung
Fort Churchill Rakete	14 ± 1 pps	11 ± 1 pps
Kiruna Rakete	16,9 ± 1,5 pps	11,4 ± 1 pps
Kiruna Ballon	14,7 ± 1 pps	11,5 ± 1 pps
EI 101 berechnet nach MCDIARMID [1961] (pps = Pulse/sec)		16 ± 1 pps

Die Ergebnisse stimmen für beide Raketenschüsse gut überein. Der nach MCDIARMID [1961] für den Detektor EI 101 erwartete Wert der galaktischen kosmischen Strahlung wird nicht ganz erreicht. Messungen an Zählrohren der gleichen Lieferung ergaben, daß ihre Nachweiswahrscheinlichkeit für kosmische Strahlung nicht bei 85% (wie von der Herstellerfirma angegeben), sondern bei 75% liegt, wodurch die Differenzen erklärt werden.

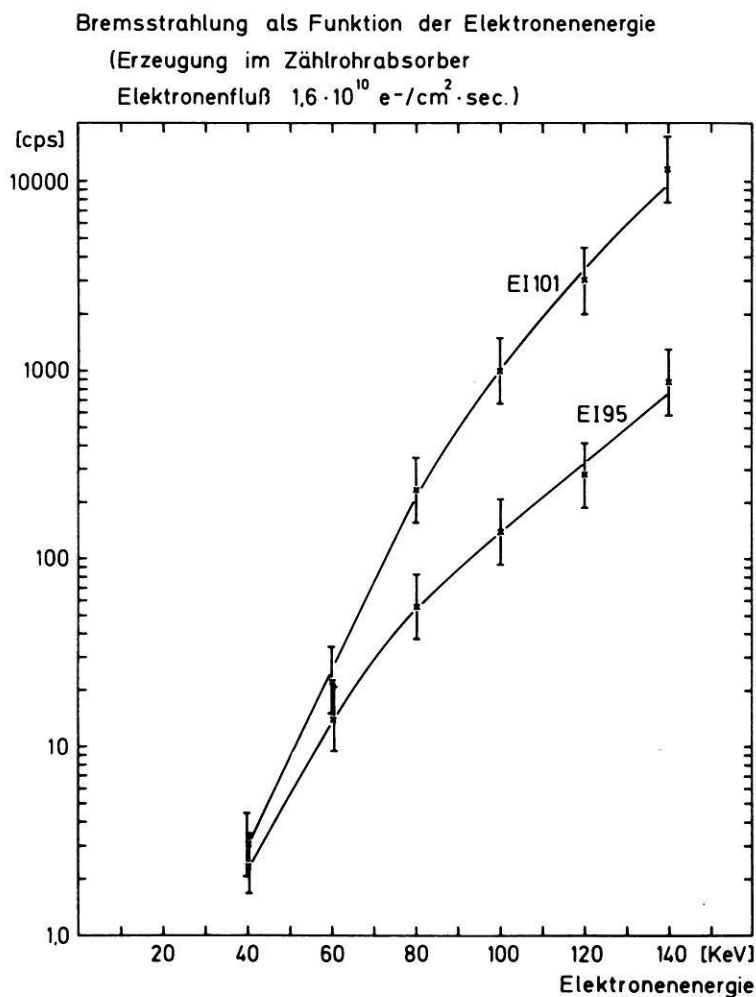


Abb. 1: Ansprechwahrscheinlichkeit der Detektoren EI 101 und EI 95 (Untergrundzählrohr) für Bremsstrahlung.

Abzisse: Energie der eingestrahnten Elektronen,

Ordinate: Zählrate der Detektoren in Impulsen/sec.

Response of the detectors EI 101 and EI 95 (background counter) to bremsstrahlung.

Abcissa: Energy of the electrons,

Ordinate: Counting rate of the detectors in pulses/sec.

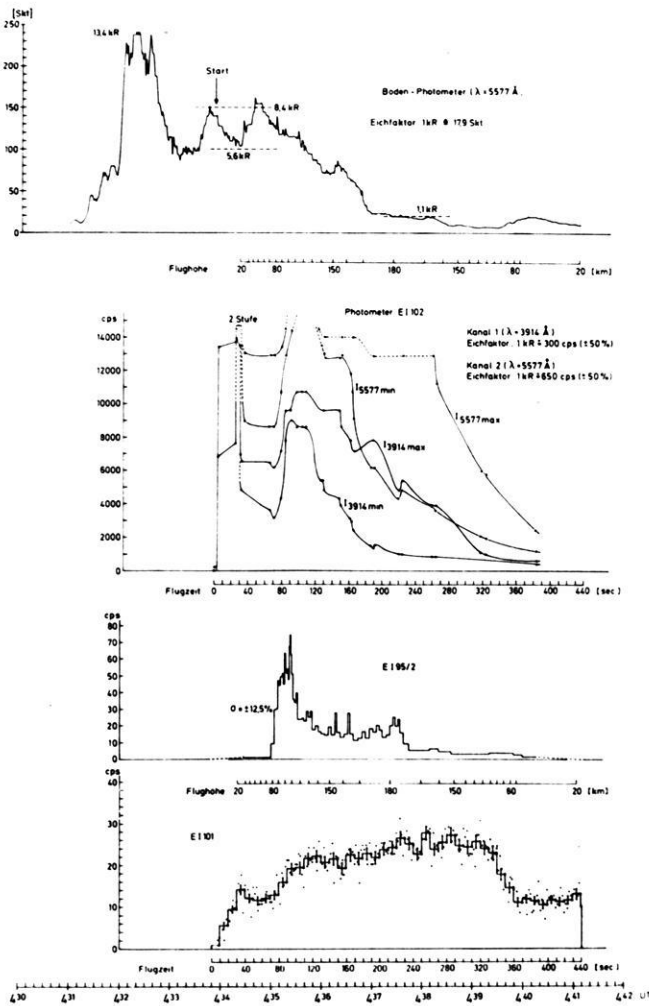


Abb. 2: Ergebnisse des Raketenfluges von Fort Churchill (Protonendetektor EI 101, Elektronendetektor EI 95/2, Photometer EI 102 und Bodenphotometer).

Results of the rocket flight at Fort Churchill (proton detector EI 101, electron detector EI 95/2, photometer EI 102, and ground photometer).

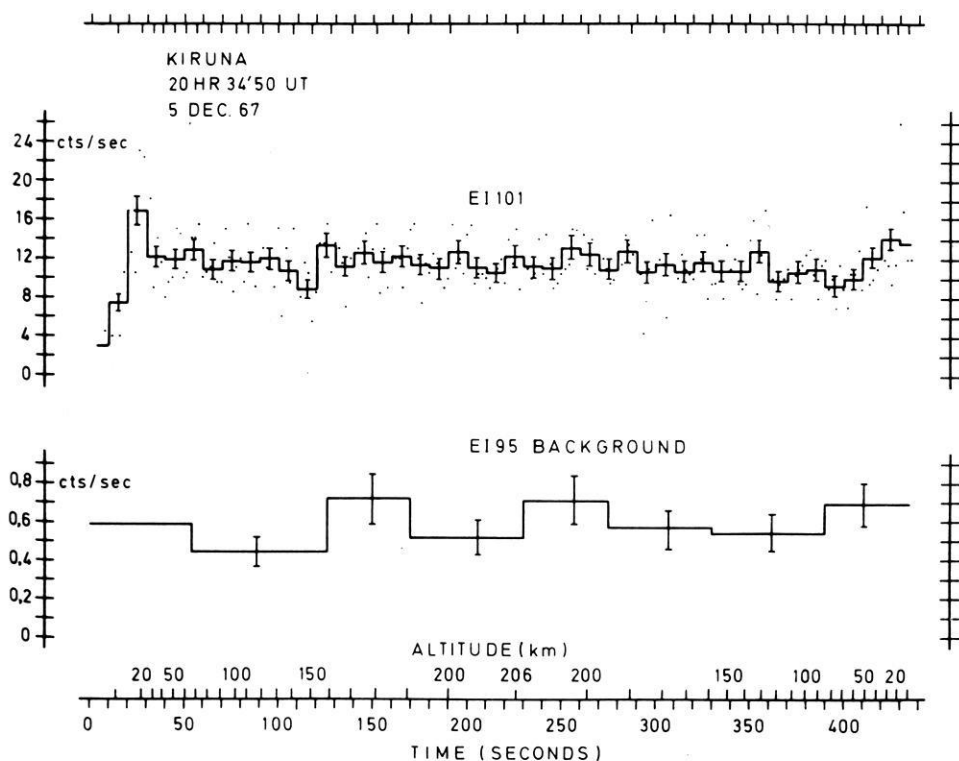


Abb. 3: Ergebnisse des Raketenfluges von Kiruna (Protonendetektor EI 101 und Untergrundzählrohr EI 95).

Results of the rocket flight at Kiruna (proton detector EI 101 and background counter EI 95).

Bei dem Raketenanschuss in Kiruna (Abb. 3) wurde die normal erwartete Intensitäts-Höhenkurve gemessen (PFOTZER-Maxima in der Auf- und Abstiegsphase, dazwischen die Intensität der galaktischen kosmischen Strahlung). Die Meßkurve demonstriert die normale Funktion des Detektors EI 101.

In Fort Churchill (Abb. 2) ist zwischen $T = 70$ und $T = 330$ sec Flugzeit ein unerwarteter Intensitätsanstieg registriert worden. In Flughöhen ≤ 60 km zeigt der Detektor die normal erwarteten Intensitätswerte an.

Es wurde zunächst vermutet, daß die Zusatzstrahlung durch ein Sprühen der 1000 V Hochspannung des Zählrohres vorgetäuscht worden ist. Gegen einen Sprüheffekt sprechen aber folgende Tatsachen:

- a) Alle vor dem Start ausgeführten Tests gaben keinen Hinweis auf eine abnormale Funktion des Gerätes.
- b) Der mit dem Housekeeping-Kanal gemessene Corotronstrom der 1000 V Hochspannung zeigt die normal erwarteten Werte.
- c) Die 10 sec Mittelwerte der Zählrate (Abb. 2) zeigen nur statistische Schwankungen und keine sprungartigen Änderungen.
- d) Eine Koronaentladung hätte oberhalb 80 km Flughöhe aussetzen müssen. Abb. 2 zeigt aber eine nahezu konstante Zählrate oberhalb 120 km Flughöhe.
- e) Gegen ein allmähliches Ausgasen einer Luftblase im Vergußmaterial spricht das Plateau oberhalb 120 km Höhe und andererseits die Tatsache, daß die Zählrate proportional zur Flughöhe der Rakete ist (Abb. 4).

Die in Abb. 2 ersichtliche Asymmetrie der Kurve ist, wie mit dem Magnetometer-Experiment EI 15 gezeigt werden konnte, auf eine asymmetrische Flugbahn der Rakete zurückzuführen. Sie wurde in ihrer Wiedereintrittsphase durch eine Präzessionsbewegung abgebremst, so daß das PFOTZER-Maximum zeitlich verzögert erscheint.

Die Ergebnisse von Fort Churchill können somit auch oberhalb 60 km Flughöhe nicht auf eine fehlerhafte Funktion des Detektors zurückgeführt werden.

4. Interpretation der Meßergebnisse von Fort Churchill

Die Interpretation der Zusatzstrahlung wird erschwert durch die Tatsache, daß mit einem GM-Zählrohr die Art der registrierten Teilchen nicht erkannt werden kann. Das in der gleichen Nutzlast geflogene Untergrundzählrohr des Experimentes EI 95 lieferte auf Grund seines kleinen Geometriefaktors statistisch zu ungenaue Werte. Satellitenmessungen vom 11. 11. 1966 geben keinen Hinweis auf eine Zusatzstrahlung.

Für die Interpretation der Zusatzstrahlung stehen folgende Hypothesen zur Verfügung:

a) Bremsstrahlung von Polarlichtelektronen

Abb. 2 zeigt, daß keine qualitative Korrelation zwischen dem Polarlicht (gemessen mit Photometer-Experiment EI 102, Bodenphotometer und dem Elektronendetektor EI 95) und den Meßergebnissen des Protonendetektors vorhanden ist. Die Polarlichtintensität klingt ab, während EI 101 noch maximale Zählraten zeigt. Nach Abb. 1 wären $\approx 10^9 e^-/\text{cm}^2\text{sec}$ von 60 keV erforderlich, um den Zählratenanstieg auf Bremsstrahlung zurückführen zu können.

Aus dem Elektronendetektor EI 95 ergibt sich unter Berücksichtigung des Geometriefaktors und der atmosphärischen Elektronenreflexion ($\approx 10\%$) für das Maximum des Polarlichtes ($T \approx 90 \text{ sec}$) ein Elektronenfluß ($E > 40 \text{ keV}$) von $\approx 2 \cdot 10^4 e^-/\text{cm}^2\text{sec}$ ster. Bremsstrahlung von Polarlichtelektronen kann somit für die Interpretation ausgeschlossen werden.

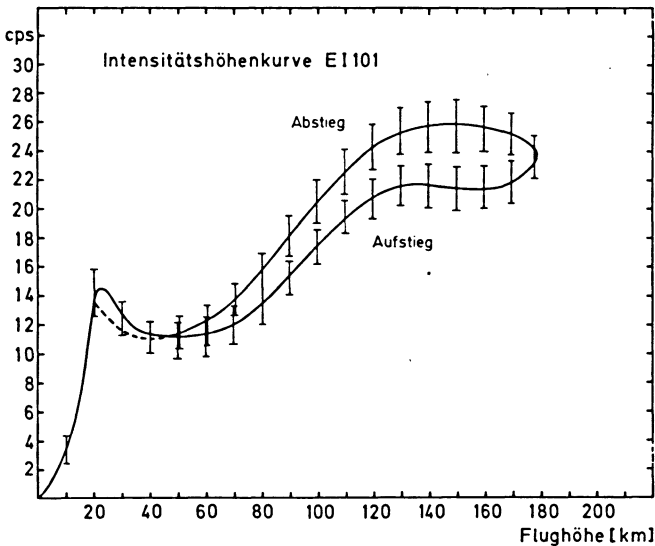


Abb. 4: Gemittelte Zählraten von Fort Churchill als Funktion der Flughöhe.
Mean counting rate at Fort Churchill as function of the height.

b) Solare Protonen

Am 8. 9. und 10. 11. 1966 wurden auf der Sonne ca. 30 Flares der Klasse 1 registriert. Wir wissen heute, daß solche Flares keine Protonen mit Energien > 30 MeV erzeugen.

Gegen solare Protonen spricht auch die Form der Aufstiegskurve. Ab 80 km Höhe ist der Luftdruckeinfluß zu vernachlässigen. Die Aufstiegskurve sollte daher schon ab 80 km ihr Maximum erreichen und nicht erst ab 120 km (Abb. 2). Solare Protonen können also ausgeschlossen werden.

c) Relativistische Elektronen ($E > 3,2$ MeV)

Als letzte Möglichkeit für die Interpretation bleibt die Annahme energiereicher Elektronen, wie sie im äußeren Strahlungsgürtel vorkommen.

Für das Polarlicht vom 11. November 1966 in Fort Churchill muß dann angenommen werden, daß zwei Elektronengruppen ($E > 40$ keV und $E > 3,2$ MeV) gleichzeitig vorhanden waren. Die Elektronen mit $E > 40$ keV klingen mit dem Polarlicht ab, während die relativistischen Elektronen mit nahezu konstanter Intensität während des Raketenfluges vorhanden waren.

Mit dem Detektor EI 95/2 wurden zwischen $T = 250$ und $T = 360$ sec noch ≈ 3 Teilchen/sec registriert, die vermutlich auf die hochenergetischen Elektronen zurückzuführen sind. Daraus ergibt sich unter Berücksichtigung des Geometriefaktors ($G = 4 \cdot 10^{-2}$ cm² ster) und der Annahme von 10% Elektronenreflexion (mit EI 95/2

wurden die durch das Magnetfeld und die Atmosphäre reflektierten Elektronen gemessen) ein Fluß von $N_0 = 750 \text{ e}^-/\text{cm}^2 \text{ sec ster}$ ($E > 40 \text{ keV}$). Unter Annahme eines Spektrums der Form

$$N = N_0 \cdot e^{-E/E_0} \text{ mit } E_0 = 400 \text{ keV}$$

folgt daraus für Elektronen mit $E > 3,2 \text{ MeV}$ ein Fluß von

$$N = 0,25 \text{ e}^-/\text{cm}^2 \text{ sec ster.}$$

Mit EI 101 werden ≈ 12 Teilchen/sec ($= 0,19 \text{ e}^-/\text{cm}^2 \text{ sec ster} \pm 25\%$) zusätzlich zur galaktischen kosmischen Strahlung gemessen. Bei Annahme energiereicherer Elektronen stimmen also die Meßergebnisse von EI 95 und EI 101 überein.

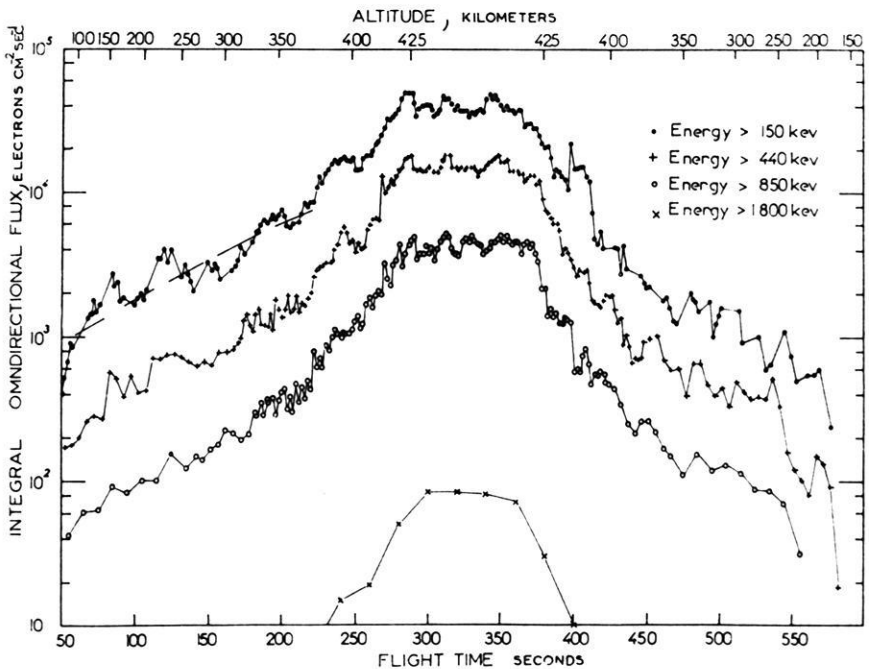


Abb. 5: Meßergebnis von MOZER [1965].

Aufstiegskurve für energiereiche Elektronen bei $L = 5,6$. Die Form der Kurve wird mit der Pitchwinkelverteilung der gemessenen Elektronen erklärt.

Result of MOZER [1965].

Counting rate for energetic electrons ($L = 5.6$). The form of the curve is due to the pitch angle distribution of the electrons.

Ein ähnliches Polarlichtereignis wie in Fort Churchill wurde von MOZER und BRUSTON [1966] von Island aus am 3. 9. 1965 ($L = 5,7$) ebenfalls mit Raketen gemessen. Die Autoren fanden, daß zwei Energiegruppen gleichzeitig vorhanden waren, die zeitlich unabhängig voneinander variieren. Die hochenergetischen Elektronen hatten bei 400 keV ihr Intensitätsmaximum. Aus dem Spektrum geht hervor, daß sehr wahrscheinlich auch Elektronen mit Energien ≥ 3 MeV vorhanden waren.

Für das Polarlicht von Fort Churchill muß noch die Form der Aufstiegskurve gedeutet werden (nahezu konstante Zählrate oberhalb 120 km Höhe). Eine ähnlich aussehende Aufstiegskurve wurde von MOZER [1965] am 7. 8. 1964 bei einem Raketen-schuß in Island erhalten (Abb. 5). Die Abbildung zeigt einen Intensitätsanstieg mit zunehmender Höhe und ein Plateau oberhalb 425 km. Das Plateau wird auf die Pitchwinkelverteilung dieser Elektronen (maximale Intensität für $\approx 90^\circ$) zurückgeführt. Diese Deutung kann für die Meßergebnisse von Fort Churchill übernommen werden.

Die Ergebnisse von Fort Churchill zeigen also, daß die Ausfällung relativistischer Elektronen aus dem äußeren Strahlungsgürtel (bis zu $L = 8,7$) zeitweilig möglich ist. Vermutlich gelangen relativistische Elektronen durch radiale Diffusion bis in diese Bereiche des äußeren Strahlungsgürtels.

Die beiden Raketenexperimente wurden mit Mitteln des Bundesministeriums für Bildung und Wissenschaft ausgeführt. Für fördernde Diskussionen bei der Auswertung der Meßergebnisse danke ich Herrn Professor Dr. A. EHMERT und Herrn Professor Dr. G. PFOTZER.

Literatur

- KEPPLER, E., E. KIRSCH, P. MÖRL, G. MUSMANN, A. ROSSBACH, L. ROSSBERG: Zs. f. Geophys. 33, S. 346, 1967
- German Research Project GRS-A/AZUR, Phase I: Payload Test with Sounding Rockets, Report on the Results, compiled by E. KEPPLER, 1967 (unveröffentlicht)
- MCDIARMID, I. B., D. C. ROSE and E. BUDZINSKI, Can. J. Phys. 39, S. 1888, 1961
- MOZER, F. S. and P. BRUSTON: J. Geophys. Res. 71, S. 4451, 1966
- MOZER, F. S.: J. Geophys. Res. 70, S. 5709, 1965

Schlierenoptische Untersuchungen an seismischen Gelmodellen mit photometrischer Auswertung des Wellenfeldes

Von J. KOZÁK und L. WANIEK, Prag¹⁾

Eingegangen am 17. November 1969

Zusammenfassung: Es wird versucht, die schlierenoptische Methode zur Untersuchung der dynamischen Parameter elastischer Wellen in einfachen seismischen Modellen anzuwenden. Die entwickelte Schlierenapparatur ermöglicht Beobachtungen im parallelen Lichtbündel (Durchmesser 230 mm). Als Wellenquelle dient ein explodierender Draht, die Registrierung des Wellenfeldes erfolgt mit Hilfe einer Zeitlupe ($2 \cdot 10^6$ Bilder/s). Die Modellherstellung beruht auf der Anwendung dreikomponentiger Gele des Systems Wasser-Glycerin-Gelatine, die eine Geschwindigkeitsänderung der longitudinalen Wellen bis zu 25% ermöglichen.

Zur Auswertung der dynamischen Parameter der beobachteten Wellen wurde die mikro-photometrische Abmessung der Schlierenbilder angewendet. Auf Grund zahlreicher methodischer Messungen konnte eine eindeutige Abhängigkeit zwischen der Schwärzung der photographischen Emulsion im Schlierenbild und der Amplitude der beobachteten Wellen bestimmt werden. Zur Zeit können einfache geschichtete Modelle hergestellt und untersucht werden. Es werden Ergebnisse über die Ausbreitung elastischer Wellen im homogenen Halbraum, im Zweischichtenmodell mit $v_2 > v_1$ und im Dreischichtenmodell mit $v_1 = v_3 > v_2$ vorgelegt.

Summary: An attempt was made to apply the schlieren method for dynamic studies of elastic waves in simple seismic models. The schlieren apparatus used made it possible to observe the elastic wave field in parallel beam of light (diameter 230 mm). The elastic waves generated by an exploding wire were recorded by a high-speed camera ($2 \cdot 10^6$ frames/s). The models were realized by three-component gels of the system water-glycerol-gelatine; this model medium enables a change of 25% in the velocity of longitudinal waves.

The dynamic interpretation of schlieren pictures is based on microphotometric analysis of the observed waves. Numerous methodic measurements made it possible to establish the relation between the optical density of schlieren pictures and the amplitudes of propagating waves. At present simple layered models can be fabricated and investigated. The results of model studies on wave propagation in a homogeneous half-space, in a two-layer model with $v_2 > v_1$ and a three-layer model with $v_1 = v_3 > v_2$ are presented.

1. Einleitung

Die bisher mit Schlierenapparaturen durchgeführten Untersuchungen über die Ausbreitung elastischer Wellen in Flüssigkeits- resp. Festkörper-Modellen führten zu guten Ergebnissen hinsichtlich Richtung der Deutung, bzw. des Beweises verschiedener Wellentypen [z. B. SCHMIDT 1939]. Die Schlierenbilder sind ein vorzügliches Hilfsmittel zur Untersuchung der Form des Wellenfeldes und können kinematisch

¹⁾ Dipl. Phys. JAN KOZÁK, Dr. LUDVÍK WANIEK, Geophysikalisches Institut der Tschechoslowakischen Akademie der Wissenschaften, Praha 4-Spořilov.

einfach ausgewertet werden. Die existierenden Amplitudenverhältnisse sowie der Energietransport konnten jedoch aus den Schlierenbildern bisher nur grob abgeschätzt werden.

Im Laufe der letzten Jahre wurden allerdings in anderen wissenschaftlichen Gebieten die schlierenoptischen Methoden technisch außerordentlich vervollkommenet. Eine beträchtliche Erweiterung des Beobachtungsfeldes, Erhöhung der Empfindlichkeit, Einführung neuer Erregungsquellen und leistungsfähiger Photoregistriergeräte führten zu neuen Anwendungsmöglichkeiten der Schlierenmethode in der Modellseismik.

Es konnte daher versucht werden, die schon klassische Methode von TOEPLER [1886] zur Untersuchung seismischer Modelle mit vorgeschriebener Geschwindigkeitsverteilung anzuwenden, wobei gleichzeitig besonderer Wert auf eine mögliche Auswertung auch der dynamischen Parameter der beobachteten seismischen Wellen angestrebt wurde. Diese Auswertung beruht auf der eindeutigen und linearen Beziehung zwischen dem Ablenkungswinkel und der durch die Schliere hervorgerufenen Schwärzung der photographischen Emulsion. Diese Beziehung konnte mittels methodischer Messungen für die vorgelegten modellseismischen Untersuchungen ermittelt werden, so daß die mikrophotometrische Abmessung der Schlierenaufnahmen ein Bild über die relativen Amplitudenverhältnisse im beobachteten Wellenfeld gibt.

Es ist das Ziel dieser Arbeit, die wichtigsten Merkmale der Schlierenapparatur zur Bestimmung der dynamischen Parameter des elastischen Wellenfeldes zu beschreiben. Die Ergebnisse erster Versuchsmessungen, die an Gelmodellen vorgenommen wurden, weisen zusätzlich auf Möglichkeiten und Problematik der entwickelten Modelltechnik hin.

2. Modellseismische Apparatur

Bei der Entwicklung der angewendeten Apparatur wurden folgende Aspekte beachtet. Die Apparatur sollte modellseismische Untersuchungen an Modellen mit seismologisch sinnvollen Geschwindigkeitsverteilungen ermöglichen, wobei die Ähnlichkeit zwischen Natur und Modell in bezug auf Wellenlänge, Frequenz und Geschwindigkeit der untersuchten Wellen eingehalten wird. Aus dieser Forderung ergeben sich Ansprüche an Wellenquelle und Modellmedium. So muß z. B. bei einer Frequenz von 10^5 Hz das Modellmedium eine möglichst kleine Geschwindigkeit der elastischen Wellen haben, um die Dimensionen der Modelle laborfähig zu halten. In Hinsicht auf die beabsichtigte dynamische Auswertung sollte die angewendete Apparatur die Untersuchung im parallelen Strahlengang mit möglichst großem Beobachtungsfeld gestatten.

Eine weitere Forderung an die Eigenschaften der entwickelten Apparatur bestand darin, auch Nahfelduntersuchungen bei starken Modellquellen durchführen zu können. Hieraus ergibt sich die grundlegende Bedingung für die Art der Registrierung, denn solche Untersuchungen können nur mit Hilfe einer geeigneten Zeitlupe durchgeführt werden. Im folgenden sollen die Eigenschaften der entwickelten Schlierenapparatur kurz beschrieben werden.

2.1 Blockschaltbild

Das Blockschaltbild der modellseismischen Schlierenapparatur zeigt Abb. 1. Das seismische Modell 4 befindet sich im Versuchsraum zwischen dem Kollimator 1 und Fokussator 2. Das untersuchte Schlierenfeld wird in die Ebene der Schlierenblende 5, welche die durch die Schlieren abgelenkten Lichtstrahlen abschneidet, fokussiert. Die Vorsatzobjektive 6 formen das erhaltene Bild in die geeignete Größe um und konzentrieren es in die Brennebene der Zeitlupe 7, welche die zeitliche Auflösung des untersuchten Schlierenfeldes ermöglicht. Die Einstellung der Synchronisierungsparameter und des Arbeitsprogrammes der Zeitlupe erfolgt auf dem Lenkungspult 11.

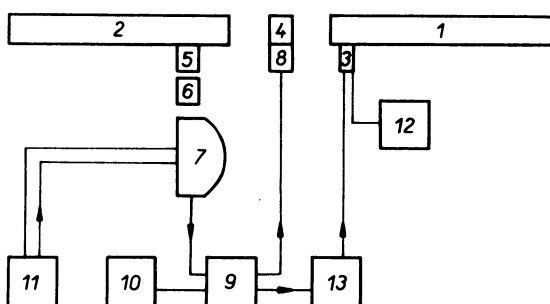


Abb. 1: Blockschaltbild der schlierenoptischen Apparatur. 1 Kollimator, 2 Fokussator, 3 Lichtquelle, 4 seismisches Modell, 5 Schlierenblende, 6 Vorsatzobjektive, 7 Zeitlupe, 8 Wellenquelle, 9 Hochspannungsgenerator, 10 Hochspannungskondensator, 11 Lenkungspult der Zeitlupe, 12 Stromversorgung der Lichtquelle, 13 Verzögerungsschaltung.

Block diagram of the schlieren device for seismic modelling. 1 collimating system, 2 focusing system, 3 light source, 4 seismic model, 5 knife edge, 6 supplementary lenses, 7 high-speed camera, 8 wave source, 9 HV-generator, 10 HV-capacitor, 11 high-speed camera control panel, 12 light source power supply, 13 delay circuit.

Die Lichtquelle 3 ist eine Impulslampe mit selbständiger Stromversorgung 12. Der Erregungsimpuls für die Lichtquelle wird vom Entladungsimpuls am Hochspannungskondensator 9 abgeleitet und wird über die Verzögerungsschaltung 13 zur Impuls-lampe geführt. Als Wellenquelle 8 wird die Detonation eines zwischen zwei Elektroden eingespannten Drahtes angewendet. Der zur Explosion nötige Hochspannungsimpuls entsteht durch Entladung des Hochspannungskondensators 9, der vom Hochspannungsgenerator 10 gespeist wird. Im Lenkungspult der Zeitlupe 11 sind die zur Synchronisierung nötigen Schaltungen eingebaut. Einen Gesamtblick auf die Schlieren-apparatur zeigt Abb. 2.

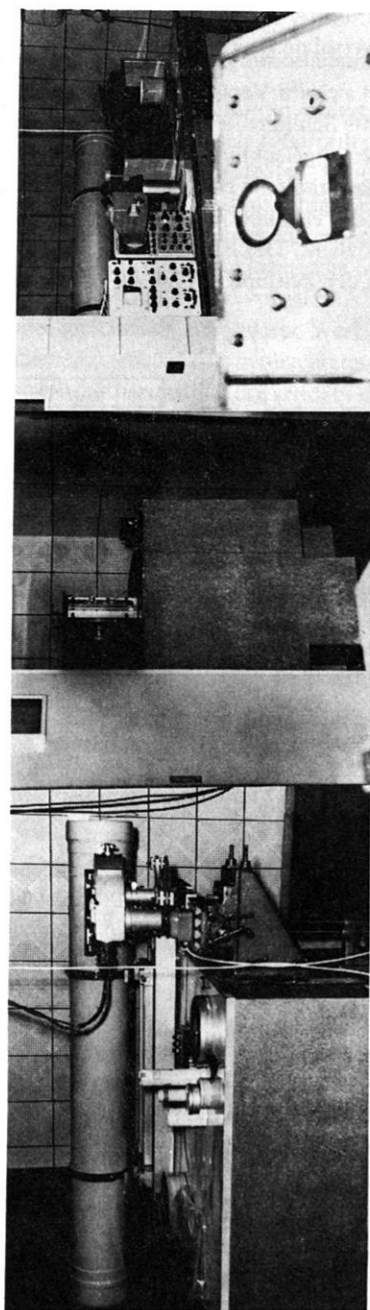


Abb. 2: Schlierenoptische Apparatur mit Versuchsraum. — Schlieren device with the cabin for model experiments.

2.2 Schlierengerät

Das Schlierengerät IAB-451¹⁾ besteht aus zwei MAKSTOV-Teleobjektiven (Durchmesser 230 mm) mit sphärischen Hohlspiegeln (Brennweite 1917 mm). Zusammen mit dem Versuchsraum (2 m Länge) beträgt die Länge der ganzen Anlage 7830 mm. Abb. 3. zeigt den Strahlengang in der Schlierenapparatur. Die von der Lichtquelle *A* ausgehenden Lichtstrahlen werden durch den Kondensator *B* in die Ebene der Blende *S*₁ konzentriert. Diese Ebene liegt im Brennpunkt des optischen Systems *L*₁ (Kollimator), welches parallele Lichtstrahlen im Versuchsraum erzeugt. Das untersuchte Schlierelement wird mit Δn bezeichnet. Das zu *L*₁ symmetrische optische System *L*₂ (Fokussator) hat den Brennpunkt in der Ebene der Schlierenblende *S*₂. Mit Hilfe des Projektionsobjektives *G* wird das Blickfeld in die Bildebene *P* abgebildet. Der durch die Schliere abgelenkte Lichtstrahl wird durch die Schlierenblende *S*₂ abgeschnitten.

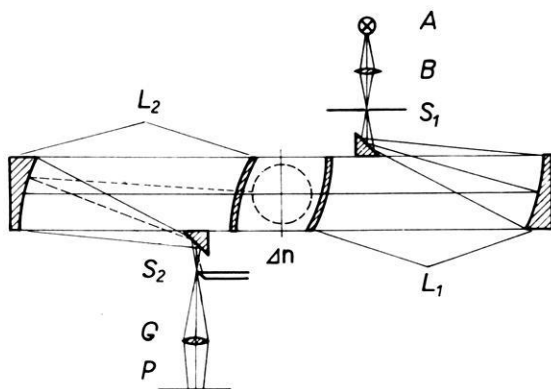


Abb. 3: Strahlengang im Schlierengerät. *A* Lichtquelle, *B* Kondensatorlinse, *S*₁ Lichtquellenblende, *L*₁ Kollimator, *L*₂ Fokussator, *S*₂ Schlierenblende, *G* Projektionsobjektiv, *P* Bildebene, Δn Schlierelement.

Ray trajectory in the schlieren device. *A* light source, *B* condenser lens, *S*₁ aperture stop, *L*₁ collimating system, *L*₂ focusing system, *S*₂ knife edge, *G* projection lens, *P* image plane, Δn schlieren element.

Als Lichtquelle *A* dient für die Einstellung der Apparatur und zur Untersuchung stationärer Schlierenbilder zunächst eine Glühbirne. Bei modellseismischen Untersuchungen wird diese durch eine Impulslampe ersetzt.

Die Blende *S*₁ ist eine veränderliche Spaltblende. Die Spaltbreite kann durch eine Mikrometerschraube von 0–3 mm mit einer Genauigkeit von 0,01 mm geändert werden. Die Spaltlänge ist stufenweise durch Vorsatzblenden im Bereich von 0,2–12 mm regelbar. Der Neigungswinkel dieser Spaltblende ist mit einer Genauigkeit von 6 Bogensekunden einstellbar. Die Schlierenblende *S*₂ (Messer) wird wiederum durch eine regulierbare Spaltblende dargestellt. Die Kantenlage senkrecht zur optischen Achse ist mit einer Genauigkeit von 0,01 mm im Bereich 0–25 mm einstellbar, die Kantenneigung von 0–360°.

¹⁾ Das Schlierengerät IAB-451 sowie die Zeitlupe SFR-2 wurden im Institut für die Physik des Erdkörpers der Akademie der Wissenschaften der UdSSR in Moskau entwickelt.

2.3 Zeitlupe

Für eine visuelle Beobachtung der durch elastische Wellen erzeugten Schlierenfelder wurde eine Zeitlupe gewählt. Dieses Verfahren der zeitlichen Auflösung hat gegenüber den stroboskopischen Methoden den Vorteil, daß auch das Nahfeld starker Modellquellen (Mikroladungen brisanter Sprengstoffe, explodierender Draht) untersucht werden kann. Im Hinblick auf zukünftige Arbeiten in dieser Richtung wurden die beschriebenen modellseismischen Untersuchungen mit der Zeitlupe SFR-2 durchgeführt. Sie besteht aus der eigentlichen Kamera (mit Eingangsblenden, Eingangsobjektiven, elektromagnetischer Verschlussblende, rotierendem Spiegel, Linsenraster und photographischem Film) und dem Lenkungspult (mit Einstellung und oszillographischer Kontrolle der Drehzahl des rotierenden Spiegels, Einstellung der Verschlussdauer und Schaltungen zur Synchronisierung der Lichtquelle und Kamera). Die Zeitlupe ist mit zwei austauschbaren Systemen von Linsenrastern mit 60 und 240 Linsen ausgestattet. In Tab. 1 sind die wesentlichen Parameter der benützten Zeitlupe für das angewendete Raster mit 240 Linsen übersichtlich zusammengefaßt worden. Hier bedeutet N die Umdrehungszahl des rotierenden Spiegels pro Minute, n die Bildzahl pro Sekunde, t_{exp} die Expositionszeit eines Bildes und Δt das registrierte Zeitintervall auf 40 cm Kinofilm der Breite 35 mm.

Tabelle 1.

N Umdr./Min	n Bild/s	t_{exp} μs	Δt $\mu\text{s}/40 \text{ cm}$
$30 \cdot 10^3$	$1,0 \cdot 10^6$	1,00	240
$45 \cdot 10^3$	$1,5 \cdot 10^6$	0,75	180
$60 \cdot 10^3$	$2,0 \cdot 10^6$	0,50	120
$75 \cdot 10^3$	$2,5 \cdot 10^6$	0,40	96

Für die hier beschriebenen modellseismischen Untersuchungen erwies sich die Umdrehungszahl $N = 60 \cdot 10^3$ als optimal. Für eine bessere Auswertung der Schlierenbilder wurde die vorhandene Zeitlupe dahingehend verändert, daß der Zeitabstand zwischen zwei aufeinanderfolgenden Bildern $4 \mu\text{s}$ beträgt. Für jeden Versuch stehen damit bei einer Filmlänge von 40 cm 30 Schlierenbilder zur Verfügung. Der Bilddurchmesser beträgt 8 mm. Ein Ausschnitt aus der so erhaltenen Zeitlupenregistrierung ist in Abb. 6 wiedergegeben.

2.4 Wellenquelle, Beleuchtung und Synchronisierung

Als modellseismische Wellenquelle wurde die elektrische Explosion eines dünnen Drahtes durch Entladung eines Hochspannungskondensators angewendet. Die Vorteile dieser Quelle bestehen darin, daß die erregten Wellen im Frequenzbereich 10^5 — 10^6 Hz genügend intensiv sind, daß eine gute Reproduzierbarkeit des zeitlichen Druckverlaufs vorhanden ist und daß eine Regelung der physikalischen Parameter solcher Wellen im breiten Bereich ohne Schwierigkeiten möglich ist.

Die beschriebene Einrichtung besteht im wesentlichen in der Konstruktion einer Entladungsschaltung. Der Auslösungsimpuls wird von der Zeitlupe zu einer geregelten Funkenstrecke, deren Elektroden sich knapp unter der spontanen Entladungsspannung befinden, geleitet. Durch den Durchschlag dieser Funkenstrecke wird der Hochspannungskondensator 10 (Abb. 1) mit 10 kV und $1 \mu\text{F}$ kurzgeschlossen. Dies gibt einen energetischen Hochspannungsimpuls für die Wellenquelle 8, welche aus zwei, mit einem dünnen Draht verbundenen

Elektroden besteht. Der explodierende Draht (Eisen, Durchmesser 0,1 mm, Länge 5–10 mm) ist unmittelbar am seismischen Modell angebracht und liefert eine breitbandige Modellquelle, die energetisch einer Sprengstoffladung der Ordnung 10^{-1} g gleichwertig ist [NYKL 1966]¹⁾. Die Anordnung der Wellenquelle ist in Abb. 5 schematisch dargestellt. Die Energie der Detonation kann entweder durch Änderung der Entladungsspannung, resp. Kapazität des Kondensators geändert werden. Bei konstanten elektrischen Parametern erwies es sich am einfachsten, die Energie durch die Eintauchtiefe des explodierenden Drahtes im Modell zu regulieren.

Die gasgefüllte Impulsampe IFK-2 erzeugt Lichtimpulse von etwa $300 \mu\text{s}$ Zeitdauer im blauen Teil des sichtbaren Spektrums. Die Intensität des Impulses erreicht etwa nach $8 \mu\text{s}$ den Maximalwert und fällt dann sehr schwach ab. Die Lampe wird selbständig vom Netz aus durch den Block 12 gespeist, der Erregungsimpuls wird von der geregelten Funkenstrecke am Hochspannungskondensator 10 abgeleitet und wird über die elektronische Verzögerungsschaltung 13 mit stetig veränderlicher Verspätung von 0–600 μs an das Gitter der Impulsampe geführt.

Die Synchronisierung aller Vorgänge geschieht vollautomatisch vom Lenkungspult der Zeitlupe. Nach Einstellung der gewählten Drehzahl des rotierenden Spiegels wird der ganze Versuch gestartet. Zunächst öffnet sich die elektromagnetische Verschlussblende der Zeitlupe, danach folgt der Entladungsprozeß des Hochspannungskondensators mit der Explosion des Drahtes am Modell und erst danach folgt die Zündung der Impulsampe.

2.5 Modellküvette

Bei der Konstruktion der Modellküvette mußten folgende Bedingungen respektiert werden. Es sollten seismische Flüssigkeits- resp. Gelmodelle bei einem kreisförmigen Beobachtungsfeld von 230 mm Durchmesser hergestellt werden. Weiterhin sollten Diskontinuitäten bei möglichst großem Bereich des Einfallswinkels untersucht werden können und schließlich sollte die Küvette eine störungsfreie Ausbreitung der elastischen Wellen im Modell ermöglichen.

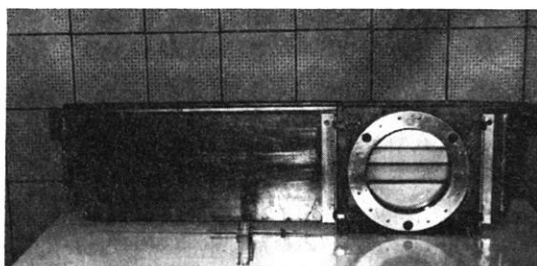


Abb. 4: Modellküvette mit Dreischicht-Gelmodell. — Model vessel with a three-layer model.

Nach mehreren Vorversuchen ergab sich am vorteilhaftesten eine Modellküvette, deren Konstruktion in der Abb. 4 gut ersichtlich ist. Sie besteht aus drei Teilen, die einfach durch Spannklemmen voneinander getrennt werden können. Die eigentliche Küvette ist der mittlere

¹⁾ Der Entwurf und die Entwicklung der Wellenquelle wurden von Herrn. Ing. F. NYKL aus dem Forschungsinstitut für industrielle Chemie in Pardubice-Semtin durchgeführt.

Teil mit kreisförmigen und schlierenfreien Glasfenstern (Dicke 20 mm, Ebenheit auf drei Newtonringe, Planparallelität auf zwei Interferenzstreifen). Der gegenseitige Abstand der Gläser wird durch drei Johannsen-Parallelendmasse (250 mm) am Gläserand definiert. Beide Gläser sind in Plexiglasplatten (Dicke 30 mm) eingefast und hermetisch verklebt. Im Blickfeld sind gleichzeitig zwei Distanzdrähte (100 mm) zur Entfernungsbestimmung in den Schlierenbildern angebracht.

An den beschriebenen Mittelteil können von beiden Seiten Blechküvetten verschiedener Länge angelegt werden. Zur Herstellung dieser Seitenteile wurde Messingblech (Dicke 1 mm) verwendet. Die gesamte Küvettenlänge beträgt 1200 mm bei nützlicher Modellhöhe von 320 mm.

An dieser Stelle sei betont, daß eine geringere Dicke des Modelles den Anforderungen der zweidimensionalen Modelltechnik besser entsprechen würde, nur wäre die Untersuchung der elastischen Wellen in großen Entfernungen wegen zu kleiner Energie unmöglich. Trotzdem nähert sich die angewendete Anordnung mehr dem zweidimensionalen Fall, da sich bei der gewählten Modelldicke die Reflexionen von den Küvettenwänden noch nicht störend auswirken.

3. Modellherstellung und Meßverfahren

3.1 Modellstoff

Die Herstellung schlierenoptischer seismischer Modelle mit vorgeschriebener Geschwindigkeitsverteilung bringt außerordentliche Anforderungen an die Eigenschaften des Modellstoffes. Er muß außer Durchsichtigkeit und Homogenität auch eine relativ einfache Geschwindigkeitsänderung gewährleisten. Weiterhin kommt die Bedingung, daß an der Oberfläche mit Hinsicht auf die Detonation des explodierenden Drahtes ein nicht brennbarer Stoff verwendet werden muß.

Die in der Fachliteratur beschriebenen Modelle, welche auf einer Kombination zweier Flüssigkeiten, resp. Kombination Flüssigkeit-Festkörper beruhen, stellen immer bestimmte Sonderfälle seismischer Diskontinuitäten dar [EVANS 1954, VOSAHO 1958, RAHMANN 1965]. Deshalb erwies es sich als vorteilhaft, die Methode der Herstellung seismischer Modelle, die in der Anwendung dreikomponenter Gele beruht, anzuwenden [WANIEK 1966]. Das System Wasser, organische Gelatine und Glycerin ermöglicht eine stetige Geschwindigkeitsänderung für Kompressionswellen zwischen 1480—1950 m/s, welche hauptsächlich durch das gegenseitige Verhältnis von Wasser und Glycerin bestimmt wird. Dieses Modellmedium eignet sich besonders zu Untersuchungen longitudinaler elastischer Wellen. Die Geschwindigkeit dieser Wellen ist im breiten Bereich von 0,1—2,0 MHz frequenzunabhängig. Als Nachteil kann die beschränkte zeitliche Stabilität der Gele (etwa eine Woche) angesehen werden. Schlierenoptische Untersuchungen zeigten, daß im Konzentrationsbereich 0—90% Glycerin und 3—10% Gelatine diese Gele völlig klar und durchsichtig sind und daß auch bei extremer Einstellung der Schlierenblende diese Gele schlierenlos sind. Mit wachsender Konzentration der Gelatine tritt eine stark ansteigende Tendenz zur Luftblasenbildung ein; es werden auch mehr und mehr Schlierenzen beobachtet. Aus rein meßtechnischen Gründen wurde die Bezeichnung der Gele so eingehalten, wie sie schon früher eingeführt worden ist [WANIEK 1966]. Mit A_j ist das Gel ein-

deutig gekennzeichnet, wobei der Buchstabe die Gelatinesorte, i die Konzentration des Glycerins im Wasser-Glycerin-Gemisch und j die Gelatinekonzentration bedeutet.

3.2 Modellherstellung

Die Herstellung von Gelmodellen in der Schlierenküvette ist im Prinzip dieselbe wie die Herstellung dreidimensionaler Modelle zu ultraakustischen Untersuchungen [WANIEK 1966]. Alle Modelle wurden mit konstanter Gelatinekonzentration $j = 3\%$ hergestellt. Das Gießen von Schichten ist jedoch in diesem Fall mit einer grundlegenden technologischen Schwierigkeit verbunden. Kurz nach der vollendeten Gelifizierung beobachtet man in der Nähe der Oberfläche eine stark ansteigende Verdunkelung des Beobachtungsfeldes in der Schlierenapparatur. Diese Erscheinung wird noch stärker, falls zwei Schichten mit verschiedener Geschwindigkeit hergestellt werden. Es handelt sich hier wahrscheinlich um die Auswirkung der Austrocknung resp. Diffusion an der Grenzschicht. Es wurde versucht, beide Effekte durch strenge Hermetisierung der Oberfläche zu verringern. Die besten Resultate ergaben sich mit zwei dünn aufgegossenen Nitrolackschichten, obzwar auch bei dieser Bearbeitung der Oberfläche eine 5–7 mm breite, in der Schlierenapparatur undurchsichtige Übergangszone, entsteht. Zur Zeit können deshalb nur mehrschichtige Modelle mit seismischen Diskontinuitäten I. Ordnung hergestellt werden. An der Verwirklichung schlierendurchsichtiger Modelle mit Geschwindigkeitsgradienten wird gearbeitet. Auf Grund vorläufiger Frequenzanalysen der unter denselben Versuchsbedingungen durchgeführten piezoelektrischen Messungen stellt der explodierende Draht eine breitbandige Wellenquelle mit ausgeprägtem spektralen Maximum zwischen 0,28 bis 0,33 MHz dar. Dem entspricht in Gelen eine Wellenlänge im Bereich von etwa 5–7 mm. Bei der Berechnung des Modellkoeffizienten für die Wellenlänge, bzw. der Periode wurde die Frequenz 0,3 MHz vorausgesetzt.

3.3 Meßverfahren

Nach der Herstellung des Modelles in der Modellküvette wurden modellseismische Untersuchungen bei standardisierten Parametern der Apparatur durchgeführt. In Abb. 5 ist die Anordnung bei schlierenoptischen Untersuchungen schematisch dargestellt. Hieraus ist auch die eingeführte Bezeichnung der einzelnen Parameter ersichtlich. Im Blickfeld der Modellküvette A (mit Distanzfäden 100 mm) befindet sich in der Tiefe h ein von der Wellenquelle C erregtes Schlierelement Δn . Der Einfachheit wegen sei ein Zweischichtmodell vorausgesetzt, h_1 und h_2 sind die Schichtmächtigkeiten.

Bei fester Lage der Küvette können Profilmessungen mit veränderlicher Entfernung x durchgeführt werden. Mit r wird die räumliche Entfernung des Schlierelementes von der Wellenquelle bezeichnet, x_0 ist die Bezugsentfernung zur genauen Lagebestimmung in den Schlierenbildern. Die verwendete Funkenstrecke C ermöglicht Messungen mit der Quelle an der Oberfläche, als auch direkt im Medium. Falls eine dynamische

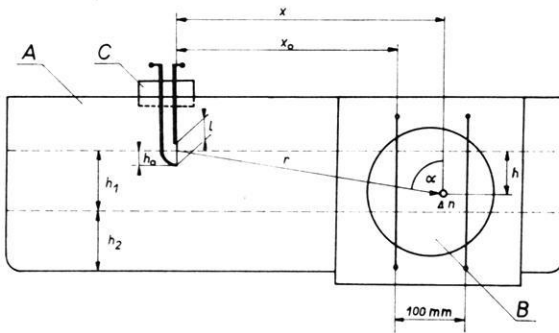


Abb. 5: Anordnung der schlierenoptischen Modellmessungen. *A* Modellküvette, *B* Blickfeld mit Distanzfäden, *C* Wellenquelle mit explodierendem Draht, Δn Schlierenelement, x Entfernung an der Modelloberfläche, x_0 Bezugsentfernung zur Bestimmung von x , r räumliche Entfernung, α Einfallswinkel, h Tiefe des untersuchten Schlierenelementes, h_1, h_2 Schichtmächtigkeit, h_0 Eintauchtiefe und l Länge des explodierenden Drahtes.

Arrangement of the schlieren device for seismic modelling. *A* model vessel, *B* field of vision with distance markers, *C* exploding wire seismic source, Δn schlieren element, x epicentral distance, x_0 reference distance, r spatial distance, α angle of incidence, h depth of the schlieren element, h_1, h_2 thickness of the layers, h_0 depth to which the exploding wire of the length l is submerged.

Auswertung der Schlierenbilder beabsichtigt wird, muß die Energie der Wellenquelle so geregelt werden, daß die Lichtablenkung an der Schlierenblende im Meßbereich der Apparatur liegt. Dies kann einfach durch verschiedene Einstellung der Tiefe h_0 des explodierenden Drahtes geschehen.

Der Abstand zwischen den Schußpunkten betrug gewöhnlich 50 mm. So konnten Untersuchungen bei veränderlichem Einfallswinkel von 9° bis 80° durchgeführt werden. Jede Messung wurde dreimal wiederholt, wobei die Messungen in der Regel von großen Entfernungen zu kleinen mit darauffolgender Wiederholung durchgeführt wurden. Die Entfernungen sowie die Angaben über Modelldimensionen haben eine Genauigkeit von $\pm 0,3$ mm. Falls eine photometrische Auswertung beabsichtigt wurde, wurde stets eine Aufnahme des Modells ohne eingeschaltete Wellenquelle durchgeführt (siehe Abschn. 4.2 und 4.3).

4. Photometrische Auswertung der Schlierenaufnahmen

Zur Auswertung der dynamischen Parameter der elastischen Wellen in den Schlierenbildern führt als einer der wenigen möglichen Wege die mikrophotometrische Auswertung. Bei sorgsamer Beachtung aller im Meßprozeß vorhandenen variablen Parameter, welche die optische Schwärzung der Schlierenbilder direkt oder indirekt beeinflussen, kann in gewissen Grenzen die grundlegende Beziehung zwischen der

Schwärzung und der Amplitude der beobachteten elastischen Welle festgelegt werden. Man muß dabei besonders beachten, daß das Schlierenbild eine elastische Welle in ihrer zeitlichen Ableitung darstellt. Im weiteren soll der Einfluß der einzelnen veränderlichen Parameter besprochen werden.

4.1 Photographische Bearbeitung

Als erster Parameter, von welchem die Schwärzung der Schlierenbilder abhängt, kann die photographische Emulsion selbst betrachtet werden. Die Auswahl des photographischen Materials wird durch die extrem kurzen Expositionszeiten sehr beschränkt. Bei Untersuchungen an Gelmodellen beträgt die Wellenlänge etwa 5 mm, so daß die Bildzahl pro Sekunde so gewählt werden muß, daß das Schlierenbild während einer Exposition höchstens um $\frac{1}{10}$ der Wellenlänge verschoben wird. In der vorliegenden Meßanordnung entspricht dieser Bedingung eine Expositionszeit von $0,5 \mu\text{s}$ (bei $n = 2,0 \cdot 10^6$ Bild/s). Es ergibt sich, daß nur höchst empfindliche Emulsionen angewendet werden können, wobei ein möglichst kleiner Schleier gefordert wird.

Es wurde die Anwendungsmöglichkeit folgender Emulsionen geprüft: ORWO NP 27, Ilford HP 3, Ilford HPS, Fomapan 30. Die besten Ergebnisse ergaben sich mit der Emulsion Fomapan 30 bei der Entwicklung im speziellen Kleinkornentwickler Fomadon. Der Schleier bei dieser Bearbeitung liegt im Bereich von 0,2–0,3 D. Bei einer Filmlänge von 1,80 m können 3 Zeitlupenaufnahmen in normalen Entwicklungsdosen bearbeitet werden. Es zeigt sich, daß bei einer sorgfältigen Standardisierung der Entwicklungszeit und Temperatur eine befriedigend reproduzierbare Schwärzung der Schlierenbilder erreicht werden kann.

4.2 Einfluß veränderlicher Apparaturparameter

Einen wesentlichen Einfluß auf die Schwärzung des Filmes haben Form und Lage der Schlierenblende. Bei der Standardisierung dieser veränderlichen Parameter handelt es sich um eine Optimalisierung gegeneinanderlaufender Abhängigkeiten. Das Bestreben nach einer maximalen Lichtintensität auf der einen Seite führt auf der anderen Seite zur Verringerung der Empfindlichkeit bei gleichzeitiger Änderung des Meßbereiches. Im Hinblick darauf, daß die Krümmung der Wellenfronten der elastischen Wellen in den untersuchten Entfernungen vernachlässigt werden kann, wurden sowohl bei der Lichtquellenblende als auch bei der Schlierenblende lineare Spaltelemente verwendet. Die von der Impulslampe abgegebenen Lichtstrahlen werden in die Ebene der Lichtquellenblende kondensiert. Bei der Einstellung auf eine Spaltblende von 1 mm (Spaltlänge 12 mm) ergab sich der maximale Meßbereich der Apparatur bei befriedigender Schwärzung der untersuchten Schlierenbilder.

Im Einklang mit den schon erwähnten Voraussetzungen wurde als Schlierenblende eine gerade Kante angewendet. Diese, das sog. Schlierenmesser, wurde in die Brennpunktebene des Fokussators angebracht, und bei eingeschobener Modellküvette die Messerkante parallel zur Lichtquellenblende eingestellt. Zur richtigen quantitativen Auswertung dynamischer Parameter der untersuchten Wellen wurde bei allen Modelluntersuchungen die Messerkante

so eingestellt, daß die Schlierenblende genau 50% der abgebildeten Lichtquellenblende abschneidet. Die genaue Einstellung der Messerkante mußte vor jeder Messung durch ein einfaches spezielles optisches Verfahren durchgeführt werden. Nur so oszilliert die Schlierenschwärzung symmetrisch um den Wert der Schwärzung des durch Schlieren ungestörten Beobachtungsfeldes. Es ist ersichtlich, daß bei optimaler Exposition diese Schwärzung etwa in der Hälfte des linearen Teiles der charakteristischen Kurve der angewendeten Emulsion liegen sollte (siehe weiter Absch. 4.3).

4.3 Mikrophotometrische Auswertung

Die mikrophotometrische Auswertung der Schlierenbilder wurde mit dem automatisch registrierenden Mikrodensitometer Mark III CS der englischen Firma Joyce und Löbl mit linearer Schwärzungsskala durchgeführt. Die Schlierenbilder der elastischen Wellen wurden entlang von Profilen senkrecht zur Messerkante photometriert; in diesem Falle ist keine Korrektur nötig. Die Breite des photometrierten Feldes wurde so gewählt, daß sie nicht mehr als $\frac{1}{3}$ des Schlierenbildes der ersten einfallenden Wellengruppe beträgt. Die Länge des photometrierten Feldes kann bei solchen Messungen beliebig eingestellt werden, wobei die einzige Beschränkung darin besteht, daß die Krümmung der Wellenfront keinen wesentlichen Einfluß haben darf. In der Regel wurde ein Rechteck mit Seitenverhältnis von 1:3 bei 10facher Vergrößerung photometriert.

Die erhaltenen Densitogramme wurden aus meßtechnischen Gründen als Entfernungsabhängigkeit der Schwärzungsdifferenz ΔD zwischen der Schwärzung¹⁾ in der Schliere und der Schwärzung des ungestörten Beobachtungsfeldes D_n aufgetragen (siehe Abb. 7). In dieser Darstellung ist die Schlierenamplitude, d. h. unter der Voraussetzung einer, von der Entfernung unabhängigen Wellenlänge, auch die Wellenamplitude dem Wert ΔD proportional. Im linearen Bereich der charakteristischen Kurve der angewendeten Emulsion ist der Wert ΔD von der Größe D_n in einem ziemlich großen Bereich unabhängig. Weiterhin bedarf diese Darstellung keiner Berichtigung auch im Falle, daß der Wert D_n im gemessenen Profil nicht genau konstant bleibt. Es sei bemerkt, daß die beobachteten Schwärzungsdifferenzen auch mit einem einfachen Mikrophotometer mit nicht linearer Schwärzungsskala bestimmt werden können, denn der Fehler einer linearen Interpolation des ΔD Intervalls liegt meistens im Bereich der Meßgenauigkeit.

Zur Zeit können die Ergebnisse der photometrischen Auswertung nur zu relativen Amplitudenuntersuchungen angewendet werden. Eine absolute Eichung der Schlierenaufnahmen besteht in der Zuordnung der gemessenen Schwärzung zu der elastischen Spannung im Modell; Untersuchungen in dieser Richtung sind im Gange und werden den Inhalt einer weiteren Veröffentlichung bilden.

¹⁾ Die Schwärzung D der photographischen Emulsion ist durch die Beziehung $D = \log I_1/I_2$ definiert, wo I_1 die Intensität des einfallenden Lichtes und I_2 des durchgelassenen Lichtes bedeutet.

4.4 Reproduzierbarkeit der Messungen

Die Reproduzierbarkeit schlierenoptischer Untersuchungen ergibt sich als Summe der Reproduzierbarkeit einzelner Parameter der Beleuchtung, der Wellenquelle, der Registrierung und der photographischen Bearbeitung (inklusive photographischer Emulsion). Die meisten der in Betracht kommenden Parameter können bei sorgfältiger Manipulation konstant gehalten werden. Relativ am schwierigsten bleibt in der angewendeten Versuchsanordnung die Einhaltung der Parameter der Exposition durch die Blitzlampe und der Synchronisierungsschaltungen.

Bei einzelnen Modellmessungen wurde stets eine Reihe identischer Versuche vorgenommen, um die resultierende Reproduzierbarkeit der schlierenoptischen Modellmessungen gleichwie der mikrophotometrischen Messungen festzustellen. Aus diesen Messungen ergab sich, daß die Reproduzierbarkeit der kinematischen Parameter im Bereich der Ablesefehler liegen, die Reproduzierbarkeit der dynamischen Parameter des elastischen Wellenfeldes kann auf Grund der bisherigen Erfahrungen auf etwa 8% abgeschätzt werden.

5. Modellseismische Untersuchungen

Die entwickelte Modelltechnik erlaubt es, vom Nahfeld aus bis in das Fernfeld einen Überblick über die Ausbreitung longitudinaler elastischer Wellen in einfachen seismischen Modellen zu gewinnen. Mit Rücksicht darauf, daß S-Wellen mit der Schlierenmethode prinzipiell nicht direkt untersucht werden können, sind die elastischen Eigenschaften der angewendeten Gele als besonders geeignet anzusehen. Das System der P-Wellen kann also in geschichteten Gelmodellen völlig ungestört verfolgt werden.

Zur Bezeichnung der einzelnen P-Wellengruppen wurde folgende Symbolik eingeführt. Die Indizes beim ersten Buchstaben *P* deuten den Wellenweg durch die verschiedenen Schichten an. So ist P_1 die direkte Welle, P_{12} , P_{123} usw. die gebrochene Welle in der 2., 3., resp. weiteren Schicht und P_{121} die Kopfwellen. Nach jeder Reflexion dieser Wellen wird ein neuer Buchstabe *P* hinzugefügt, wobei der Index bei diesem Buchstaben wieder die Schicht angibt, in der die Reflexion stattfand. Eventuell kann durch mehrere Indizes die Brechung der reflektierten Welle ausgedrückt werden. So können alle in den Schlierenbildern beobachteten Wellengruppen eindeutig gekennzeichnet werden, und zwar auch diejenigen, die an der Oberfläche nicht zu registrieren sind.

5.1 Homogener Halbraum

Insgesamt wurden 6 Einschichtmodelle zur Untersuchung der Ausbreitung elastischer Wellen im homogenen Halbraum hergestellt. Diese Modelle wurden gleichzeitig auch zu methodischen Messungen ausgenützt. Es konnten so die Reproduzierbarkeit, die Wellenform und Intensität sowie die Optimalisierung der Apparaturparameter am einfachsten bestimmt werden.

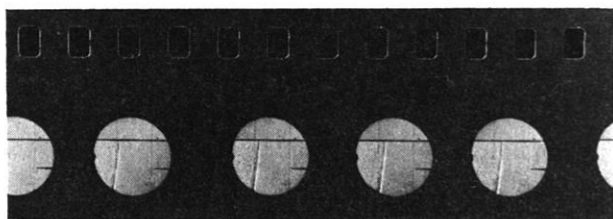


Abb. 6: Ausbreitung der longitudinalen elastischen Welle im Halbraum. Ausschnitt aus der Zeitlupenregistrierung. Zeitabstand der Aufnahmen $4 \mu\text{s}$.

P-wave propagation in a half-space. Section of the high-speed camera record. Time interval $4 \mu\text{s}$.

Als Modellmedium wurden Wasser und die Gele ${}_0M_3$, ${}_{25}M_3$, ${}_{50}M_3$, ${}_{75}M_3$ angewendet. Die aus Schlierenbildern ermittelten Laufzeitkurven ergaben eine gute Übereinstimmung der Geschwindigkeit mit den früher durchgeführten Ultraschallmessungen [WANIEK 1966]. Als Beispiel des bei allen diesen Messungen beobachteten Wellenfeldes dient in Abb. 6 ein Ausschnitt aus der Zeitlupenregistrierung. Die Messerkante ist dabei senkrecht zur Modelloberfläche eingestellt. Es zeigt sich, daß im ganzen Geschwindigkeitsbereich der Gele (1500–1900 m/s) das Wellenbild den gleichen Charakter hat und daß die Wellenfront im ganzen untersuchten Entfernungsbereich fast ideal zylinderförmig ist.

Die Ausbreitung der P-Welle kann durch mikrophotometrische Profilmessungen senkrecht zur Wellenfront dargestellt werden [Abb. 7]. In dieser Abbildung sind drei Schlierenbilder der direkten P-Welle im Gel ${}_{25}M_3$ mit einem Zeitabstand von $12 \mu\text{s}$

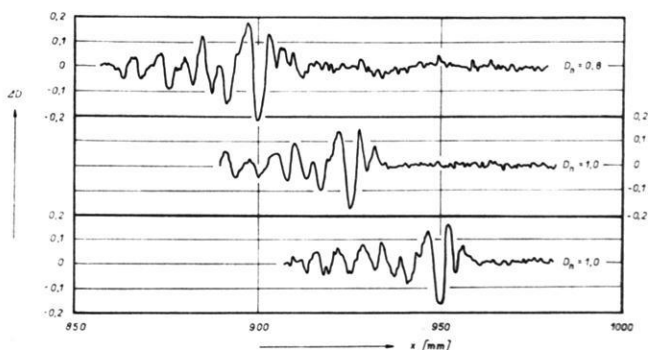


Abb. 7: Mikrophotometrische Aufzeichnung der Ausbreitung longitudinaler elastischer Wellen im Halbraum. x Entfernung, ΔD Schwärzungsdifferenz, D_n Schwärzung des ungestörten Blickfeldes.

Microphotometric record of the P-wave propagation in a half-space. x distance, ΔD difference of optical density, D_n optical density of the undisturbed field.

parallel zur Modelloberfläche in der Tiefe $h = 100$ mm dargestellt worden. Die photometrische Abbildung der fortschreitenden Welle zeigt eine gut symmetrische Oszillation um die Grundschwärzung D_n . Eine eingehende Deutung des ganzen Wellenzuges kann erst auf Grund einer Integration der Aufzeichnungen folgen (siehe Kap. 4).

In gleicher Weise kann der ganze Ausbreitungsprozeß untersucht werden. Es ist zu erwarten, daß auf diese Weise ein unabhängiger Weg zur Untersuchung der Absorption ausgearbeitet werden kann. Versuche in dieser Richtung sind im Gange.

5.2 Schicht mit erhöhter Geschwindigkeit

Seismische Gelmodelle erlauben allgemein eine eingehende Untersuchung der Vorgänge an glatten Diskontinuitäten I. Ordnung. Es können Diskontinuitäten mit dem Brechungsindex $n = v_1/v_2$ im Bereich von 0,75—1,25 hergestellt werden. Zunächst wurden 10 Modelle mit Übergang zur höheren Geschwindigkeit untersucht, wobei die Mächtigkeit der Deckschicht 3—25 Wellenlängen (15—125 mm) betrug. Die untere Schicht war minimal 20 Wellenlängen mächtig.

Als typisches Beispiel solcher Untersuchungen zeigt Abb. 8 die Ausbreitung der P-Wellen in einem Zweischichtenmodell mit $n = 0,8$, $h_1 = 40$ mm, $h_2 = 200$ mm, $v_1 = 1480$ m/s, $v_2 = 1880$ m/s. Es handelt sich um eine Zusammensetzung aus 4 Versuchen mit verschiedener Schußpunktentfernung. Im Bild a ist bei $x_0 = -34$ mm die Wellenquelle noch im Blickfeld, b entspricht bei $x_0 = -39$ mm der Situation kurz hinter dem kritischen Punkt, in c beginnt die Abtrennung der Kopfwelle ($x_0 = 100$ mm) und d zeigt die Kopfwelle schon völlig abgetrennt ($x_0 = 780$ mm). Abb. 9 gibt die mikrophotometrische Aufzeichnung des Wellenfeldes aus Abb. 8d. Um das Bild übersichtlich zu gestalten, ist das Koordinatensystem (D, x) nicht mit-eingezeichnet worden. Die zwei mikrophotometrischen Profilmessungen demonstrieren hier nur die Möglichkeit einer eingehenden dynamischen Auswertung des beobachteten Wellenfeldes, denn es kann jedes Schlierenbild in einem gewählten Linienraster mikrophotometrisch analysiert werden. Aus dem Vergleich mit dem Schlierenbild können die einzelnen Wellengruppen ohne Schwierigkeiten gedeutet werden.

Untersuchungen über die Bildung des Wellenfeldes bei verschiedener Mächtigkeit der Deckschicht sowie Untersuchungen der Amplitudenverhältnisse bei veränderlichem Brechungsindex sind im Gange und werden später veröffentlicht. Es ist weiter ersichtlich, daß die entwickelte Modelltechnik auch das Studium physikalischer Prozesse in der Nähe von seismischen Grenzflächen mit spezieller Prägung ermöglicht.

5.3 Kanal niedrigerer Geschwindigkeit

Die entwickelte Modelltechnik gibt eine außerordentlich günstige Möglichkeit, die Wellenausbreitung in Kanälen mit niedrigerer Geschwindigkeit eingehend zu untersuchen. Es konnten bisher fünf solche Modelle hergestellt werden, wobei die Mächtigkeit der Schicht mit niedrigerer Geschwindigkeit zwischen 5—12 Wellen-

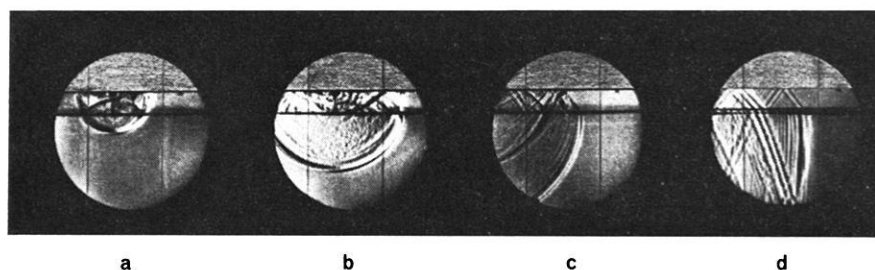


Abb. 8: Ausbreitung longitudinaler elastischer Wellen im Zweischichtenmodell mit $v_1 < v_2$.
 a) $x_0 = -34$ mm, b) $x_0 = -39$ mm, c) $x_0 = 160$ mm, d) $x_0 = 780$ mm.

Propagation of longitudinal elastic waves in a two-layer model with $v_1 < v_2$.
 a) $x_0 = -34$ mm, b) $x_0 = -39$ mm, c) $x_0 = 160$ mm, d) $x_0 = 780$ mm.

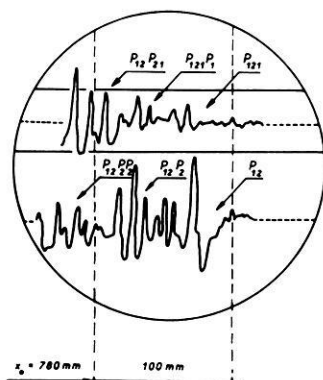


Abb. 9: Mikrophotometrische Aufzeichnung des Wellenfeldes aus Abb. 8d.

Mikrophotometric record of the wave field from Abb. 8d.

längen variiert wurde. Als Beispiel dieser Untersuchungen soll die Ausbreitung elastischer Wellen im Modell mit folgenden Parametern dienen: $v_1 = v_3 = 1860$ m/s, $v_2 = 1530$ m/s, $h_1 = h_2 = 6$ cm $\cong 10 \lambda$, $h_3 = 10$ cm $\cong 17 \lambda$, $n_1 = 1,2$, $n_2 = 0,8$.

Abb. 10 zeigt das beobachtete Wellenfeld in verschiedenen Entfernungen (x_0 zwischen 100 und 550 mm). Es handelt sich wiederum um eine Montage aus 4 Zeitlupenregistrierungen. Es ist ersichtlich, daß im Falle eines symmetrischen schwachen Kanals keine Änderungen des Wellenbildes mit wachsender Entfernung eintreten. Die Deutung der beobachteten Wellengruppen ist in Abb. 11 wiedergegeben. Die mikrophoto-

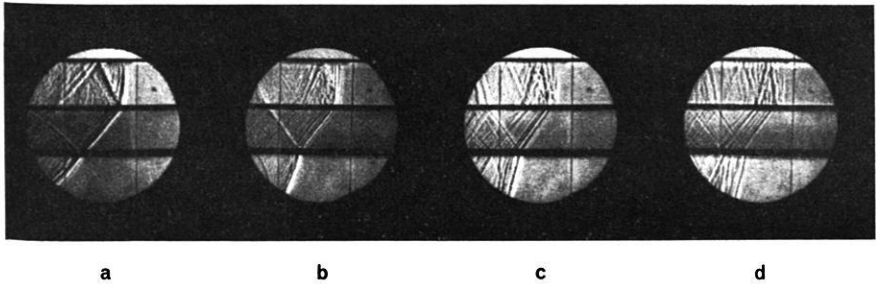


Abb. 10: Ausbreitung longitudinaler elastischer Wellen im Kanal niedrigerer Geschwindigkeit mit $v_1 = v_3 > v_2$.

a) $x_0 = 100$ mm, b) $x_0 = 250$ mm, c) $x_0 = 400$ mm, d) $x_0 = 550$ mm.

Propagation of longitudinal elastic waves in a low-velocity channel with $v_1 = v_3 > v_2$.

a) $x_0 = 100$ mm, b) $x_0 = 250$ mm, c) $x_0 = 400$ mm, d) $x_0 = 550$ mm.

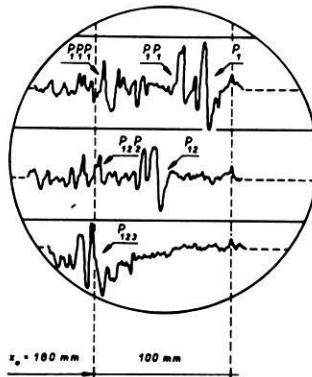


Abb. 11: Mikrophotometrische Aufzeichnung des Wellenfeldes aus Abb. 10a.

Microphotometric record of the wave field from Abb. 10a.

metrischen Profilmessungen sollen auch hier nur den Einblick auf mögliche zukünftige Untersuchungen der dynamischen Parameter der beobachteten Wellen geben.

Schlierenoptische Untersuchungen der Wellenausbreitung im Kanal niedrigerer Geschwindigkeit sollen zukünftig zur Diskussion über die Dynamik elastischer Wellen unmittelbar im Medium beitragen. Abschließend soll betont werden, daß die vorgelegten Ergebnisse mehr auf die Möglichkeiten der entwickelten Modelltechnik hinweisen sollen. Eingehende Untersuchungen einzelner Parameter der beobachteten Wellen liegen außerhalb des Rahmens dieser Arbeit. Eine Erweiterung der modellier-

baren Geschwindigkeitsverteilungen bietet die Kombination Gel-Festkörper, eventuell Gel-Flüssigkeit. Es ist zu hoffen, daß zukünftig einfache Erdkrustenmodelle, resp. Erdmantelmodelle mit Auswertung der kinematischen und dynamischen Parameter an einem beliebigen Punkt im Medium schlierenoptisch untersucht werden können.

6. Danksagung

Für instrumentelle Ausrüstung des Labors soll an dieser Stelle den Herren Prof. Dr. M. A. SADOVSKIJ und Prof. Dr. A. S. DUBOVIK aus dem Institut für die Physik des Erdkörpers der Akademie der UdSSR in Moskau unser Dank ausgesprochen werden. Weiter möchten wir den Herren Dr.-Ing. J. MOSLER und Dr.-Ing. L. PŘÍLESKÝ aus der Technischen Hochschule in Brünn für ihre außerordentliche Hilfe bei dem Aufbau der Apparatur und für die gute Zusammenarbeit danken.

Besonderer Dank gilt unseren Mitarbeitern aus dem Geophysikalischen Institut der Tschechoslowakischen Akademie der Wissenschaften in Prag, Frau N. PICKOVÁ und Herrn J. SVÁTEK für die Hilfe bei der Ausführung und Bearbeitung der Versuche, den Herren J. KÜBELBECK, M. MALÝ und J. SÝKORA aus der Werkstatt für die gute Ausführung der erforderlichen technischen Geräte. Abschließend wollen wir für wertvolle Anregungen und Diskussionen unsere Dankbarkeit den Herren Dr. V. KÁRNÍK und Dr. J. VANĚK ausdrücken.

Literatur

- EVANS, J. F., C. F. HADLEY, J. D. EISLER und D. SILVERMAN: A three-dimensional seismic wave model with both electrical and visual observation of waves. *Geophysics*, 19, S. 220—236, 1954
- NYKL, F.: Forschungsbericht Nr. 236, Forschungsinstitut für industrielle Chemie, Pardubice-Semtín, 1966
- RAHMAN ur AZIZ: A new type of wave discovered in the schlieren photographs. *Zeitschrift für Geophysik*, 31, S. 146—158, 1965
- SCHMIDT, O. v.: Über Kopfwellen in der Seismik. *Zeitschrift für Geophysik*, 15, S. 141—159, 1939
- TOEPLER, A.: Über die Methode der Schlierenbeobachtung als mikroskopisches Hilfsmittel nebst Bemerkungen zur Theorie der schiefen Beleuchtung. *Ann. d. Phys. u. Chem.*, 127, S. 556—580, 1866
- VOSAHL, F.: Fortschritte beim Impuls-Schlieren-Verfahren, einem Hilfsmittel geophysikalischer Forschung und Praxis. *Freiberger Forschungshefte*, C 45, S. 62—67, 1958
- WANIEK, L.: The system water-glycerol-gelatine as a medium for three-dimensional seismic models. *Studia geoph. et geod.*, 10, S. 273—280, 1966
- WANIEK, L.: Fabrication and properties of three-dimensional seismic models of the upper mantle. *Studia geoph. et geod.*, 10, S. 290—299, 1966

Notes on Wave Theories for the Propagation of T-, Lg-, Rg-, G-Waves and Microseisms from Storms over Deep Sea

BY S. K. BOSE, Chandernagore¹⁾

Eingegangen am 23. April 1969

(in überarbeiteter Fassung am 11. Juli 1969)

Summary: Some years ago the author gave wave theories for the propagation of the above mentioned waves. But there the approximations were not completely justified and in the theory for G-waves the earth's model and the analysis were of a different kind from those used in the other theories. In the present notes, the theories have been modified to some extent and substantiated by graphical representations. In the cases of T-, Lg-, and Rg-waves the principal aim has been to demonstrate low period energy concentration. In the case of microseisms from storms over deep sea, this aspect has been examined to find whether they can be present while sub-oceanic Rayleigh Waves are always absent. Lastly, developing a theory similar to the previous four cases, it has been shown that for G-waves there is practically no energy concentration due to the low velocity layer.

Zusammenfassung: Theorien für die Ausbreitung der im Titel genannten Wellen, die der Autor vor Jahren entwickelt hat, werden modifiziert und durch graphische Darstellungen vervollständigt. Die bei der Rechnung seinerzeit benutzten Näherungen waren nicht voll gerechtfertigt. Außerdem lag der Theorie der G-Wellen ein anderes Erdmodell zugrunde als den übrigen Theorien.

Für die T-, Lg- und Rg-Wellen zeigt sich vor allem eine Energiekonzentration bei kurzen Perioden. Unter diesem Aspekt wird auch die durch Stürme über tiefem Ozean erzeugte Mikroseismik untersucht. Es wird der Frage nachgegangen, ob diese Mikroseismik auftreten kann, während sub-ozeanische Rayleigh-Wellen stets fehlen. G-Wellen werden schließlich theoretisch wie die anderen genannten Wellentypen behandelt. In diesem Fall gibt es keine nennenswerte Energiekonzentration, die auf den Einfluß des Geschwindigkeitskanals (low velocity layer) zurückzuführen wäre.

Procedure

Following the notations previously used [BOSE 1963; 1964a, b, c; 1965], we shall represent the displacement potentials φ , ψ or the transverse displacement v in the form

$$\varphi = e^{-i\omega t} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(z, k) e^{ikx} dk$$

where $2\pi/\omega$ is the period and the x -axis is in the direction of wave propagation. Φ is found to contain a denominator $\Delta(\omega, k, \varepsilon)$ where ε is a small factor representing departure from homogeneity. $\Delta = 0$ forms the dispersion equation of the medium

¹⁾ S. K. BOSE, Chandernagore College, Chandernagore, India.

and corresponding to these phases φ has maximum contribution at long distances—the case in which we are interested. But, we shall take the dispersion equation as $\Delta(\omega, k, \rho) = 0$ showing graphically that the error committed in this way is small. Moreover, the important first mode will only be considered except in section 4.

1. T-Waves

Using the equations (14)-(17) of [BOSE 1964a], it can be shown that at the three typical levels $z = H/4, H/2, 3H/4$

$$\begin{aligned} \Phi\left(\frac{H}{4}, k\right) &= -\frac{e^{-r_1 h}}{\Delta} \sin \frac{3}{4} r_0 H \left[1 + \varepsilon_1 \frac{r_0^2 + k^2}{a^2 - 4r_0^2} \left\{ 1 - \frac{2r_0}{a} \cot \frac{3}{4} r_0 H \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \times \left(1 - \frac{\varepsilon_2}{4\varepsilon_1} \frac{a^2 - 4r_0^2}{a^2 - r_0^2} \right) \right\} \right] \\ \Phi\left(\frac{H}{2}, k\right) &= -\frac{e^{-r_1 h}}{\Delta} \sin \frac{r_0 H}{2} \left(1 + 2\varepsilon_1 \frac{r_0^2 + k^2}{a^2 - 4r_0^2} \right) \end{aligned} \quad (1.1)$$

$$\begin{aligned} \Phi\left(\frac{3H}{4}, k\right) &= -\frac{e^{-r_1 h}}{\Delta} \sin \frac{r_0 H}{4} \left[1 + \varepsilon_1 \frac{r_0^2 + k^2}{a^2 - 4r_0^2} \left\{ 1 + \frac{2r_0}{a} \cot \frac{r_0 H}{4} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. \times \left(1 + \frac{\varepsilon_2}{4\varepsilon_1} \frac{a^2 - 4r_0^2}{a^2 - r_0^2} \right) \right\} \right] \end{aligned}$$

where

$$\begin{aligned} \Delta &= \frac{\rho}{\rho_1} r_1 \sin r_0 H + r_0 \cos r_0 H \\ &\quad + 2\varepsilon_1 r_0 \frac{r_0^2 + k^2}{a^2 - 4r_0^2} \cos r_0 H - \frac{\varepsilon_2}{2} a \frac{r_0^2 + k^2}{a^2 - r_0^2} \sin r_0 H \end{aligned} \quad (1.2)$$

From the model of the Atlantic Ocean as given in EWING, JARDETZKY and PRESS [1957, pp. 335–337] we take $H = 3.657$ km, $\alpha_0 = 1.509$ km/sec, $\alpha_1 = 1.539$ km/sec, $\varepsilon_1 = 0.02016$, $\varepsilon_2/\varepsilon_1 = 0.951$. The value of ε_1 is obtained from equation (1) of [BOSE 1964a] and from the condition that the amplitude variation of α is 0.03047 km/sec. The value of $\varepsilon_2/\varepsilon_1$ is obtained by making α a minimum at a depth of 0.2438 km.

In Fig. 1 the negative of the ε terms of (1.2) has been plotted for the modified first mode and has been shown by the broken line. Evidently, the approximation in neglecting this deteriorates as the period diminishes. The continuous lines represent the proportional increment in φ due to the ε terms and it is apparent that, (i) at a given level, the proportional concentration of energy increases with decreasing period and (ii) for a given period, the proportional concentration of energy increases

with height. With this we must consider the fact that since $\varphi = 0$ at $z = H$, the absolute concentration will be more towards the sound channel axis.

Similar inference about the higher modes can not be drawn. For, the periods become smaller and the first order approximations in ε break down.

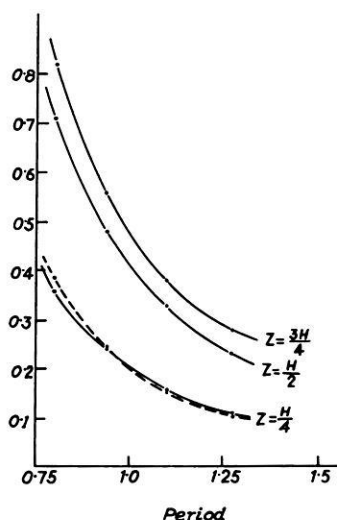


Fig. 1: Proportional increment in $\varphi(z)$ and the error $\Delta(\omega, k, 0) - \Delta$ (dotted line).

2. SOFAR Channel and Microseisms from Storms over Deep Sea

A better expression for the sound velocity than that in [BOSE 1964b] is

$$\alpha = \alpha_0 \left(1 + \frac{\varepsilon}{2} \cos az \right), \quad aH = \frac{3\pi}{2} \quad (2.1)$$

Taking clue from the remarks of PRESS and EWING [1948] that the sea surface being an antinode for vertical motion is the proper place for application of forces, we shall take a periodic source on the sea surface. Thus from equations (1)–(18) of [BOSE 1964b] with (2.1) it can be shown that at the ocean floor $z = 0$ and at the level of the sound channel axis

$$\begin{aligned} \Phi(0, k) &= \frac{P\mu_1 r_0}{\rho\omega^2 k^5 \Delta} [(s_1^2 + k^2)^2 - 4k^2 r_1 s_1] \\ \Phi\left(\frac{2H}{3}, k\right) &= -\frac{P}{\rho\omega^2 k^5 \Delta} \left[r_0 \{4k^2 r_1 s_1 - (s_1^2 + k^2)^2\} \left(1 + 2\varepsilon_1 \frac{r_0^2 + k^2}{a^2 - 4r_0^2} \right) \cos \frac{2}{3} r_0 H \right. \\ &\quad \left. - \frac{\rho\omega^4}{\rho_1 \beta_1^4} r_1 \sin \frac{2}{3} r_0 H \right] \quad (2.2) \end{aligned}$$

where

$$\begin{aligned}
 k^5 \Delta \equiv & \frac{\varrho \omega^4}{\varrho_1 \beta_1^4} r_1 \sin r_0 H - r_0 [4 k^2 r_1 s_1 - (s_1^2 + k^2)^2] \cos r_0 H \\
 & - \varepsilon \frac{r_0^2 + k^2}{a^2 - 4 r_0^2} \left[\frac{\varrho \omega^4}{\varrho_1 \beta_1^4} r_1 \left(\sin r_0 H + \frac{2 r_0}{a} \cos r_0 H \right) \right. \\
 & \left. + r_0 \{4 k^2 r_1 s_1 - (s_1^2 + k^2)^2\} \left(\cos r_0 H + \frac{2 r_0}{a} \sin r_0 H \right) \right] \quad (2.3)
 \end{aligned}$$

For the modified dispersion equation $\Delta(\omega, k, 0) = 0$ the negative of the ε term in (2.3) becomes

$$2 \varepsilon \frac{r_0^2 + k^2}{a^2 - 4 r_0^2} \frac{\varrho}{\varrho_1} \frac{c^4}{\beta_1^4} \sqrt{1 - \frac{c^2}{\alpha_1^2}} \left(\sin r_0 H + \frac{2 r_0}{a} \cos r_0 H \right) \quad (2.4)$$

and the proportional increment in φ at $z = \frac{2}{3} H$ is

$$2 \varepsilon \frac{r_0^2 + k^2}{a^2 - 4 r_0^2} \sin r_0 H \cos \frac{2}{3} r_0 H \operatorname{cosec} \frac{1}{3} r_0 H \quad (2.5)$$

Evidently there is no increment at $z = 0$ due to the sound channel.

To discuss the absence of low period sub-oceanic Rayleigh (S.O.R.) waves, we shall consider their generation from a periodic compressional line source at a depth h below the ocean floor. Thus a corresponding term should be added to (6) of [BOSE 1964b], as in [BOSE 1964a]. The ocean surface, in this case, is free and therefore the boundary conditions will have the same form as (18) of [BOSE 1964b] with $P = 0$. Thus, we get for the proportional increment corresponding to the modified modes

$$\text{at } z = 0, \quad \varepsilon \frac{r_0^2 + k^2}{a^2 - 4 r_0^2} \left(1 + \frac{2 r_0}{a} \tan r_0 H \right) \quad (2.6)$$

$$\text{at } z = \frac{2}{3} H, \quad \varepsilon \frac{r_0^2 + k^2}{a^2 - 4 r_0^2} \left(1 + \frac{2 r_0}{a} \tan r_0 H + 2 \sin r_0 H \cos \frac{2}{3} r_0 H \operatorname{cosec} \frac{1}{3} r_0 H \right) \quad (2.7)$$

We shall compute these expressions for $\varrho_1/\varrho = 2.5$, $\beta_1^2/\alpha_1^2 = 1/3$, $\beta_1^2/\alpha_0^2 = 4$ (granitic bottom) and $\alpha_0 = 1.524$ km/sec with amplitude of variation 0.03047 km/sec giving $\varepsilon = 0.04$ (Atlantic Ocean, cf. Section 1).

In Fig. 2, fifty times (2.4) has been plotted as a broken line, showing the smallness in error. The unbroken lines show that the proportional increment in φ is slightly greater for S.O.R. waves at both the levels. This is true for a superficial source. But according to Longuet-Higgins' theory the source of microseisms extends through the ocean depth, due to which it will be much greater and may even exceed that for the S.O.R. waves. Further, there is an attenuating effect of focal depth on S.O.R. waves, which is entirely absent for microseisms.

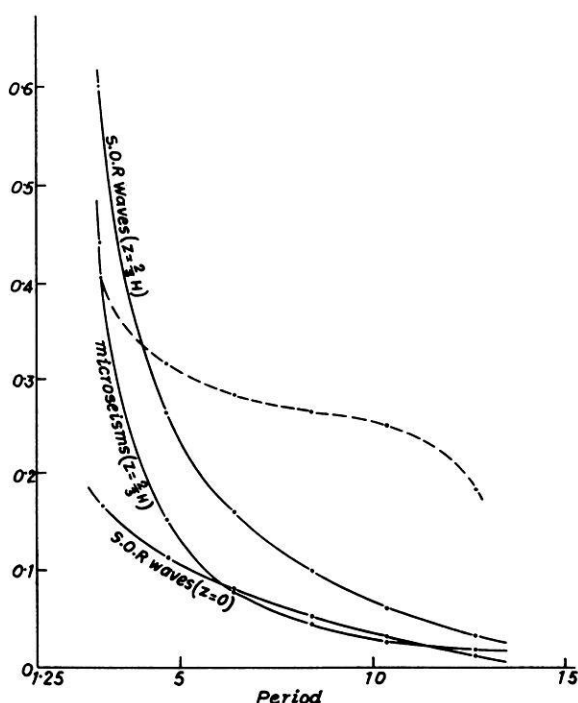


Fig. 2: Proportional increment in $\varphi(z)$ for microseisms and S.O.R. waves and fifty times the error $\Delta(\omega, k, 0) - \Delta$ (dotted line).

Now, the attenuating effect of focal depth is greater on T-Waves than on S.O.R. waves, because $r_1 h$ is greater. But the proportional increment in φ is much greater for T-Waves. Also, the T-Waves are concentrated in the upper part of the ocean only, whereas the S.O.R. waves are distributed throughout its depth. Thus the T-Waves have to cross a smaller length of inclined continental barrier. The last two factors override the first, making T-Waves present and S.O.R. Waves absent on seismograms. Similarly since all the three factors are practically in favour of microseisms, they can be observed from storms over deep sea.

3. Lg-Waves

It is known that the S-velocity in the earth's crust increases at nearly a uniform rate [DORMAN, EWING and OLIVER 1960]. From equations (11)–(14) of [BOSE 1965], it can be proved that at the surface of the earth

$$V(H, k) = \frac{G}{\Delta} \left[\left(1 + 3 \sum \varepsilon_n \frac{s_0^2 + k^2}{n^2 m^2 - 4 s_0^2} \right) \cos s_0 H + \frac{\mu_1 s_1}{\mu_0 s_0} \left(1 - \sum \varepsilon_n + \sum \varepsilon_n \frac{s_0^2 + k^2}{n^2 m^2 - 4 s_0^2} \right) \sin s_0 H \right] \quad (3.1)$$

where

$$\Delta = s_0 \sin s_0 H - \frac{\mu_1}{\mu_0} s_1 \cos s_0 H + \sum \varepsilon_n \frac{\mu_1}{\mu_0} s_1 \cos s_0 H + \sum \varepsilon_n \frac{s_0^2 + k^2}{n^2 m^2 - 4 s_0^2} \left(s_0 \sin s_0 H + \frac{\mu_1}{\mu_0} s_1 \cos s_0 H \right) \quad (3.2)$$

For the modified dispersion equation $\Delta(\omega, k, 0) = 0$, the ε terms in (3.2) become

$$\left(\sum \varepsilon_n + 2 \sum \varepsilon_n \frac{s_0^2 + k^2}{n^2 m^2 - 4 s_0^2} \right) s_0 \sin s_0 H \quad (3.3)$$

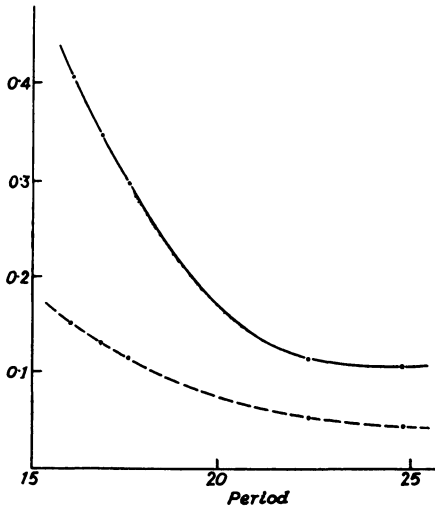


Fig. 3: Proportional increment in $v(H)$ and five times the error $\Delta - \Delta(\omega, k, 0)$ (dotted line).

and the proportional increment in $v(H)$ is

$$4 \sum \varepsilon_n \frac{s_0^2 + k^2}{n^2 m^2 - 4 s_0^2} \cos^2 s_0 H - \sum \varepsilon_n \sin^2 s_0 H \quad (3.4)$$

We take $H = 35$ km, $\mu_1/\mu_0 = 1.8$ [EWING et al. 1957, p. 212] and Jeffreys' values for S-velocity in the granitic, intermediate and upper mantle layers as 3.36, 3.74, 4.36 km/sec respectively. These give $\beta_0 = 3.55$ km/sec, $\beta_1 = 4.36$ km/sec. We shall neglect $\varepsilon_3, \varepsilon_5, \dots$ as they are small. From the above data we get $\varepsilon_1 = 0.1068$.

In Fig. 3 we have considered the period range 16–25 sec, although we are interested in the range 1–6 sec of Lg-Waves. This has to be done because

$$\varepsilon_1 \frac{s_0^2 + k^2}{m^2 - 4 s_0^2}$$

becomes too large for lower periods to invalidate the first order approximations. The broken line representing five times (3.3), shows the smallness in error in the modified dispersion equation. The unbroken line representing (3.4) indicates rapid concentration of energy for diminishing period.

4. Vertical component of Lg- and Rg-Waves

From equations (3) and (8)–(15) of [BOSE 1964c], we get

$$\begin{aligned} u(H) = & -e^{-i\omega t} \frac{2iF}{\mu_0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{k}{A} \left[e^{kH} \left\{ s_0 (s_0^2 - 5k^2) \cos s_0 H + k (k^2 - 5s_0^2) \sin s_0 H \right. \right. \\ & \left. \left. + 4ks_0 (k \cos s_0 H + s_0 \sin s_0 H) \sum \varepsilon_n \frac{s_0 + k^2}{n^2 m^2 - 4s_0^2} \right\} \right. \\ & \left. + e^{-kH} \left\{ s_0 (s_0^2 - 5k^2) \cos s_0 H - k (k^2 - 5s_0^2) \sin s_0 H \right. \right. \\ & \left. \left. + 4ks_0 (k \cos s_0 H - s_0 \sin s_0 H) \sum \varepsilon_n \frac{s_0^2 + k^2}{n^2 m^2 - 4s_0^2} \right\} \right. \\ & \left. + 2s_0 (3k^2 - s_0^2) - 2s_0 (k^2 - s_0^2) \sum \varepsilon_n \frac{s_0^2 + k^2}{n^2 m^2 - 4s_0^2} \right. \\ & \left. + \frac{1}{A} (\text{some first order terms}) \right] e^{ikx} dk \quad (4.1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} w(H) = & -\frac{2F}{\mu_0} e^{-i\omega t} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{k}{A} \left[\left\{ e^{kH} (s_0 \cos s_0 H - k \sin s_0 H) \right. \right. \\ & \left. \left. - e^{-kH} (s_0 \cos s_0 H + k \sin s_0 H) \right\} \left\{ (3k^2 + s_0^2) + 4k^2 \sum \varepsilon_n \frac{s_0^2 + k^2}{n^2 m^2 - 4s_0^2} \right\} \right. \\ & \left. + \frac{1}{A} (\text{some first order terms}) \right] e^{ikx} dk \quad (4.2) \end{aligned}$$

In the low period modes corresponding to the dispersion equation $\Delta = 0$, we can retain terms containing e^{kH} only since kH is large. The dispersion equation from (17) of [BOSE 1964c] thus becomes

$$\tan(kH \sqrt{\xi - 1}) = \sqrt{\xi - 1} \frac{(2 - \xi)^2 + 4}{(2 - \xi)^2 - 4(\xi - 1)} \tag{4.3}$$

where $\xi = c^2/\beta_0^2$. In the first mode, ξ can be less than 1 while in the second mode ξ is always greater than 1 with

$$\pi < s_0 H < \frac{3\pi}{2}$$

We shall neglect the terms containing $1/\Delta^2$ in (4.1), (4.2). For, a similar situation arises in sections 1, 2, 3 if $1/\Delta$ is expanded in powers of the ϵ 's. But the contribution of the ϵ terms in Δ being small, those of $1/\Delta^2(\omega, k, 0)$ will also be so. The proportional increments in $u(H)$ and $w(H)$ are thus found to be

$$\frac{2 - \xi}{\xi - 1} \sum \epsilon_n \frac{s_0^2 + k^2}{n^2 m^2 - 4s_0^2} \tag{4.4}$$

and

$$\frac{4}{2 + \xi} \sum \epsilon_n \frac{s_0^2 + k^2}{n^2 m^2 - 4s_0^2} \tag{4.5}$$

Also the ratio of amplitudes of $u(H)$ and $w(H)$ is

$$|2 - \xi| \left| \frac{\xi - 1 + (2 - \xi) \sum \epsilon_n \frac{s_0^2 + k^2}{n^2 m^2 - 4s_0^2}}{\xi + 2 + 4 \sum \epsilon_n \frac{s_0^2 + k^2}{n^2 m^2 - 4s_0^2}} \right| \tag{4.6}$$

From the model of section 3, we have $H = 35$ km, $\beta(z = H) = 3.36$ km/sec and $\beta(z = 0) = 3.74$ km/sec. Since β decreases linearly with depth, we must have $\beta(z = H/6) = 3.6767$ km/sec. These values give $\beta_0 = 3.55$ km/sec, $\epsilon_1 = 0.08387$ and $\epsilon_3 = 0.02290$.

For the first mode, Fig. 4 shows that there is considerable proportional increment in $w(H)$ which first slowly decreases up to roughly 10 sec and then rapidly increases up to 15.11 sec. In $u(H)$ there is rapid proportional decrement up to 12.39 sec. After this, it can be shown from (4.4) that there is a large amount of proportional increment up to 15.11 sec. This portion has not been plotted out because of breakdown in the first order approximations. Indeed the periods mentioned above also suffer from the same defect. For periods exceeding 15.11 sec ($\xi = 1.172$), (4.4) and (4.5) are negative showing decrement in energy. The broken line represents five times (4.6) and evidently it remains quite small. These waves therefore appear as Rg-Waves.

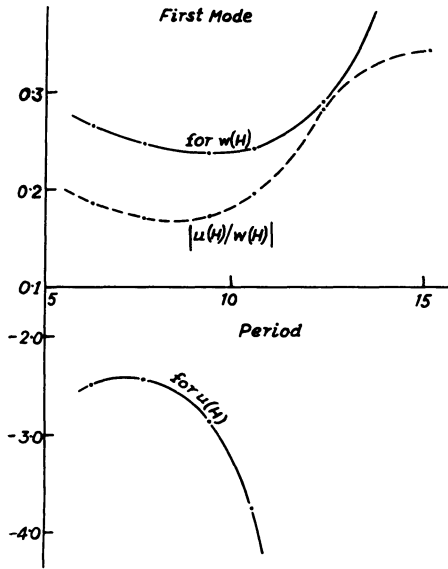


Fig. 4: Proportional increment in $u(H)$ and $w(H)$ and the ratio of their amplitudes (First Mode).

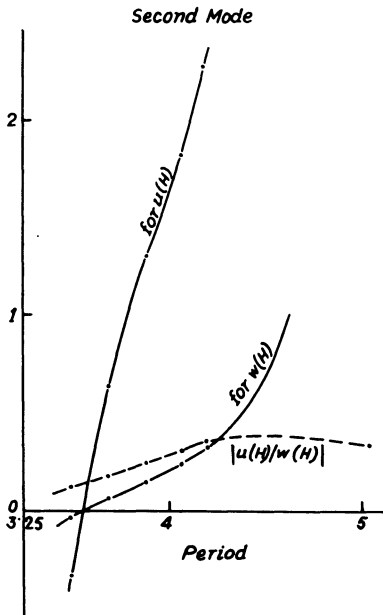


Fig. 5: Proportional increment in $u(H)$ and $w(H)$ and the ratio of their amplitudes (Second Mode).

For the second mode, Fig. 5 shows that there is proportional decrement in both $u(H)$ and $w(H)$ up to roughly 3.5 sec. After this, there is rapid proportional increment up to 5.037 sec (unreliable because of breakdown in the approximations). For periods exceeding 5.037 sec ($\xi = 1.172$) there is decrement in energy as in the first mode, and the broken line exactly as before shows that (4.6) remains quite small. A similar case will take place with higher modes also, except that the upper limits of period will be 3 sec, 2 sec, 1.6 sec etc. corresponding to $\xi = 1.172$, if the other ε terms are also retained. The phase velocities slightly exceed β_0 . These waves therefore appear as the vertical component of Lg-Waves.

5. On G-Waves

These are transverse waves in the upper part of the earth's surface in which the S-velocity increases slowly to a depth of 120 km and then decreases rapidly and again increases rapidly to a depth of 220 km, where its value becomes nearly equal to that at the top of the low velocity layer. Since these waves penetrate up to the low velocity layer only, we can consider the medium below it as rigid. Thus the medium can be divided into an upper layer $0 < z < H$ in which

$$\mu = \mu_0(1 + \varepsilon \cos mz), \quad mH = \pi \quad (5.1)$$

approximately, and the low velocity layer — $H' < z < 0$ in which

$$\mu' = \mu'_0(1 + \varepsilon' \cos m'z), \quad m'H' = 2\pi \quad (5.2)$$

The transverse displacements v, v' in the two layers are governed by equations of the type (2) of [BOSE 1965] subject to boundary conditions of the type (5) with continuity in rigidity at $z = 0$. Following the same procedure, it is found that on the surface of the earth

$$V(H, k) = -\frac{G}{\Delta} \left(1 + 2\varepsilon \frac{s_0^2 + k^2}{m^2 - 4s_0^2} \right) \left[\cos s_0 H \sin s'_0 H' \left(1 + \varepsilon \frac{s_0^2 + k^2}{m^2 - 4s_0^2} - \varepsilon' \frac{s'_0{}^2 + k^2}{m'^2 - 4s'_0{}^2} \right) + \frac{s'_0}{s_0} \sin s_0 H \cos s'_0 H' \left(1 - \varepsilon \frac{s_0^2 + k^2}{m^2 - 4s_0^2} + \varepsilon' \frac{s'_0{}^2 + k^2}{m'^2 - 4s'_0{}^2} \right) \right] \quad (5.3)$$

where

$$\Delta = s'_0 \cos s_0 H \cos s'_0 H' - s_0 \sin s_0 H \sin s'_0 H' - \left(\varepsilon \frac{s_0^2 + k^2}{m^2 - 4s_0^2} - \varepsilon' \frac{s'_0{}^2 + k^2}{m'^2 - 4s'_0{}^2} \right) (s'_0 \cos s_0 H \cos s'_0 H' + s_0 \sin s_0 H \sin s'_0 H') \quad (5.4)$$

The modified dispersion equation becomes

$$\tan(kH' \sqrt{\xi-1}) \tan\left(kH \sqrt{\frac{\beta_0'^2}{\beta_0^2} \xi - 1}\right) = \frac{\sqrt{\xi-1}}{\sqrt{\frac{\beta_0'^2}{\beta_0^2} - 1}} \quad (5.5)$$

where $\xi = c^2/\beta_0'^2$ and the proportional increment in $v(H)$ due to the low velocity layer (i. e. due to ϵ' terms) is

$$\epsilon' \frac{s_0'^2 + k^2}{m'^2 - 4s_0'^2} \frac{-\cos 2s_0'H'}{1 + \epsilon \frac{s_0^2 + k^2}{m^2 - 4s_0^2} \cos 2s_0H} \quad (5.6)$$

Now the S-velocity in the upper crust is 3.36 km/sec (cf. section 3) and in the upper mantle it increases from 4.60 to 4.65 km/sec at a depth of 120 km and at the lower boundary of the low velocity layer it is 4.70 km/sec which will be taken as 4.65 km/sec to fit with the theoretical model. We thus take $H = 120$ km, $H' = 100$ km, $\beta_0 = 4$ km/sec, $\beta_0' = 4.30$ km/sec, $\epsilon = 0.3514$, $\epsilon' = 0.1694$. The results for the first mode $0 < s_0H < \pi/2$, $0 < s_0'H' < \pi/2$ are presented in the following table:

ξ	kH'	period in sec	c in km/sec	(5.6)	ϵ, ϵ' terms of (5.4)
1.0	1.939	75.34	4.300	0.3887×10^{-2}	0
1.1	1.431	97.34	4.511	0.2045×10^{-2}	-0.9601×10^{-3}
1.3	1.036	124.00	4.903	0.1161×10^{-2}	-0.6972×10^{-3}

The period range agrees with that of G-Waves, but the increase with phase velocity is slightly quicker than the observed rate [cf. BATH and ARROYO 1962]. The calculated dispersion is still quite small and explains the pulse like character of G-Waves. The discrepancy is expected due to considerable simplification of the model. The last but one column shows that the increment in amplitude due to the low velocity layer is negligible. Thus the large amplitudes of G-Waves are due to their long wave lengths only and the low velocity layer guides their periods and phase velocities only.

References

- BÅTH, M., and A. L. ARROYO: Attenuation and dispersion of G-Waves, *J. Geophys. Res.* 67, 1933—1942, 1962
- BOSE, S. K.: A wave theory for the generation of Love, G and Sa waves, *Z. Geophys.* 29, 215—226, 1963
- : A Wave theory for the generation of T-Waves, *Z. Geophys.* 30, 235—244, 1964a
- : SOFAR and microseisms from storms over deep sea, *Gerl. Beitr. Geophys.* 73, 334—341, 1964b
- : The vertical component of Lg and Rg, *Z. Geophys.* 30, 294—300, 1964c
- : Lg-Waves and S-velocity distribution in the crust, *Z. Geophys.* 31, 1—6, 1965
- DORMAN, J., M. EWING and J. OLIVER: Study of shear velocity distribution in the upper mantle by mantle Rayleigh waves, *Bull-Seism. Soc. Amer.* 50, 87—115, 1960
- EWING, M., W. S. JARDETZKY and F. PRESS: *Elastic Waves in Layered Media*, McGraw-Hill, 1957
- PRESS, F., and M. EWING: A theory of microseisms with geologic applications, *Trans. Amer. Geophys. Union.* 29, 163—174, 1948

A Method for Determining Source Parameters of Small Magnitude Earthquakes

By R. SCHICK, Stuttgart¹⁾

Eingegangen am 8. Januar 1970

Summary: Using the quotient of the frequency spectrum of the shear waves and the frequency spectrum of the compressional waves taken from seismic records, we have under the assumption of some earthquake source models the possibility to study the following source parameters: relatively simple or complex fracture process, unilateral or bilateral fracture, separation between fault plane and auxiliary plane, direction of fracture propagation, fault length and rupture velocity.

Zusammenfassung: Die Verwendung des Quotienten des Frequenzspektrums der Scherwellen und des Frequenzspektrums der Kompressionswellen in Seismogrammen gibt unter Zuhilfenahme von Modellvorstellungen über den Erdbebenherd die Möglichkeit, folgende Herdgrößen zu untersuchen: einfach oder kompliziert ablaufender Bruchvorgang, unilateraler oder bilateraler Bruch, Bestimmung der Verwerfungsebene, Richtung des Bruchablaufes, Herdlänge und Bruchgeschwindigkeit.

1. Introduction

The definition of a physical parameter is a formula which describes the measurement of the concerned quantity. A definition is never right or wrong, whether it is useful or not is another question. Depending on our measuring technique there are now several methods in use to define the volume or the extension of an earthquake source:

a) Crustal tectonic earthquakes are accompanied by faulting. With a strong enough earthquake, the slippage is visible at the earth's surface where the in general one-dimensional extension can be measured. This method, however, can only be applied to shallow earthquakes which have magnitudes greater than about $M = 6.5$.

b) The so-called aftershock volume of an earthquake is another way to define the size of an earthquake source. The aftershock volume is the smallest volume, which contains all the aftershocks of one earthquake. This method often gives reasonable results, but a large number of aftershocks is needed to yield a somewhat exact volume. Furthermore it is difficult to separate aftershocks from shocks not immediately related to the considered source.

¹⁾ Dr. R. SCHICK, Institut für Geophysik der Universität Stuttgart, 7 Stuttgart-O, Richard-Wagner-Str. 44.

c) Possibly the most general way for the definition of an earthquake volume is the following one: it is defined that all volume elements are a part of the source, which during the earthquake release kinetic energy to a point in the far-field. This agreement regards the earthquake source simply as an energy source for seismic waves. Certainly the decision is difficult, which volume elements belong to the source. As at least a part of the kinetic energy of the source elements is radiated as seismic wave energy, a quantitative interpretation of seismic records should give us some ideas on the size of the source.

As long as the earthquake takes place, the earthquake volume increases with the time t . Each element of the surface enclosing this volume shall be given by a radius vector \vec{r} , the origin of which is at the increment small volume for $t = 0$. Now the rupture velocity is defined as $\vec{v}_f = d\vec{r}/dt$.

In comparing earthquake volumes (resp. in the two-dimensional case the fault plane areas or in the one-dimensional case the fault lengths) one always has to consider which of the different methods lead to the given dimensions.

2. Analysis

We make use of BEN-MENACHEM's [1962] method and represent the finite extension of the fault by a superposition of the wavelets radiated by a moving point source. The next approach to a point source is a one-dimensional extended source. The geometry of the problem becomes especially simple for a strike-slip motion along a vertical fault. We suppose x_0, y_0 to be the coordinates of an observation point P in a x, y -coordinate system (Fig 1).

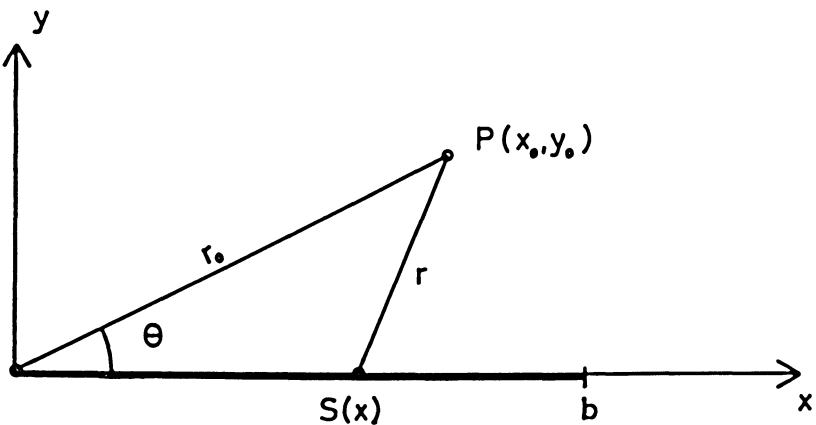


Fig. 1.

The excitation of the point source S with time shall be proportional to $\exp(i\omega t)$, where ω : angular frequency
 t : time

The source S shall now move with the uniform velocity v_f along the positive x -axis, starting from $x = 0$ at $t = 0$. Then the displacement $\bar{u}(x)$ at the point P , due to the source S at x will be, if wave propagation is assumed

$$\bar{u}(x) \sim |f(\vec{r})| \cdot e^{i\omega \left(t - \frac{|\vec{r}|}{v} - \frac{x}{v_f} \right)}, \tag{1}$$

where \vec{r} : radius vector from S to P
 $f(r)$: amplitude distance law
 v : wave velocity

If the radius vector \vec{r} is much longer than the maximum value of x we may introduce the approximation

$$|\vec{r}| = r = \sqrt{(x_0 - x)^2 + y_0^2} \approx r_0 - \frac{x_0}{r_0} \cdot x \tag{2}$$

with $x_0/r_0 = \cos \theta$.

Together with eq (1) we obtain

$$\bar{u}(x) \sim f \left(r_0 - \frac{x_0}{r_0} \cdot x \right) \cdot e^{i\omega \left(t - \frac{x}{v_f} - \frac{r_0}{v} + \frac{x_0}{r_0} \cdot \frac{x}{v} \right)}. \tag{3}$$

Using the far-field condition $(\cos \theta) \cdot x \ll r_0$ we get

$$\bar{u}(x) \sim f(r_0) e^{i\omega \left(t - \frac{r_0}{v} \right)} \cdot e^{i\omega x \left(\frac{x_0}{r_0 v} - \frac{1}{v_f} \right)}. \tag{4}$$

The resulting displacement u at P with the source S moving from $x = 0$ to $x = b$ will be the summation over all the partial displacements $\bar{u}(x)$. This leads to

$$u = \int_{x=0}^b \bar{u}(x) dx = f(r_0) e^{i\omega \left(t - \frac{r_0}{v} \right)} \int_{x=0}^b e^{i\omega x \left(\frac{\cos \theta}{v} - \frac{1}{v_f} \right)} dx. \tag{5}$$

Evaluating the integral in eq (5) we get

$$u = f(r_0) e^{i\omega \left(t - \frac{r_0}{v} \right)} \cdot b \cdot \frac{\sin X}{X} \cdot e^{iX}, \tag{6}$$

where

$$X = \frac{\omega b}{2v} \cdot \left(\cos \theta - \frac{v}{v_f} \right). \tag{7}$$

3. Directivity functions

The displacement u as a function of the frequency ω , as given by eq(6), depends not only on the source-, the station- and the propagation parameters, but also on the time variable t . Without knowing the amplitude vs the time function of the point source it does not help very much to Fourier integrate eq(6) or to take the displacements given by eq(6) as a function of frequency and to compare them with the frequency spectrum of a recorded seismogram. To derive the source parameters from seismic records and to cancel the time factor of the source as well as influences from the medium in which the waves propagate, BEN-MENAHEM [1962] defined the so-called vector-directivity, which is the ratio of the displacements, belonging to the same spectral component, at two stations which are located symmetrically with respect to the source. The absolute value of the vector directivity is called the directivity function. Source dimensions and rupture velocities show within limits a different influence on the directivity as a function of frequency and in many cases these two source parameters may be determined independently from each-other. Using BEN-MENAHEM's directivity function, source dimensions and rupture velocities of some earthquakes have been studied in several papers (see for example SCHICK [1968a]).

An inconvenience in the application of BEN-MENAHEM's method is the necessity of records from stations diametrically opposed to the source. This condition is seldom satisfied, especially not for small magnitude earthquakes where near-by stations with a high frequency resolution are necessary. Furthermore, the method is only applicable to unilateral fractures.

4. The S/P spectral quotient function

Regarding the mentioned circumstances it was tried to derive the source parameters by using both the compressional P - and the shear S - (SH -) pulses of one single station. If we denote the displacements and the wave velocities of P and S in eq(6) with the subscripts P and S , respectively, we obtain for the "quotient directivity"

$$D_q = \frac{u_S}{u_P} = \frac{v_S}{v_P} \cdot \frac{\cos \theta - \frac{v_P}{v_f} \sin \left[\frac{\omega b}{2 v_S} \left(\cos \theta - \frac{v_S}{v_f} \right) \right]}{\cos \theta - \frac{v_S}{v_f} \sin \left[\frac{\omega b}{2 v_P} \left(\cos \theta - \frac{v_P}{v_f} \right) \right]} \cdot e^{i\omega \left[\left(\frac{1}{v_S} - \frac{1}{v_P} \right) \cdot \left(\frac{b \cdot \cos \theta}{2} - r_0 \right) \right]} \quad \dots (8)$$

This expression does not depend on the time function of the source. The values of θ , v_P and v_S are taken from fault plane solutions and travel time curves. Then we can draw graphs with D_q as a function of ω , where parameters of the graph are the fault length b and the rupture velocity v_f . It is interesting to see that the rupture velocity v_f does not appear in the phase expression of eq (9), but as $r_0 \gg b/2 \cos \theta$ any estimation of b from the phase spectra is rather inaccurate.

For $\theta = 90^\circ$ or $\theta = 270^\circ$, which means that the recording station is situated at a right angle to the fault plane, $|D_q(\omega)|$ becomes independent on b and v_f . Seismograph stations with these or near-by azimuths cannot give any information on the source parameters, but they deliver valuable informations how the spectral quotient function $|D_q(\omega)|$ is influenced by the wave propagation in the earth's crust. Assuming that the wave propagation effect is not related to the azimuthal angle θ , the ratios u_S/u_P at other angles of θ may be corrected for propagation disturbances. This means the value of θ must be known while from fault plane solution studies we get only the angle $\theta + n\pi/2$, where $n = 0, 1, 2, 3$. However, to decide whether $n = 0, 2$ or $n = 1, 3$ it is not necessary to correct the function $|D_q(\omega)|$ for propagation effects and we actually can get the right value of θ .

5. Model graphs for $|D_q(\omega)|$

5.1. Unilateral fractures with uniform fracture velocities

Fig 2.1 to Fig 2.3 show the function $|D_q(\omega)|$ for some source parameters b and v_f , with different observation angles θ .

The function $|D_q(\omega)|$ gets unity, when

$$(a) \quad \frac{\omega b}{2v_S} \left(\cos \theta - \frac{v_P}{v_f} \right) \ll \frac{\pi}{2};$$

$$(b) \quad \cos \theta = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2};$$

$$(c) \quad \cos \theta \ll \frac{v_S}{v_f}.$$

If the fault length b is much smaller than the wave-length of the propagating wave we have case (a), provided (b) and (c) may be excluded. Case (b) has already been discussed in section 4. We get case (c), if the rupture velocity v_f is much less than the shear wave velocity v_S . Therefore a rupture velocity being slow enough leads to $|D_q(\omega)| = 1$, no matter, how long the fault is extended. Outside the mentioned cases (a), (b) and (c) the function $|D_q(\omega)|$ shows poles and zeros. When the tip of the fracture is running towards the observation point (θ in the first or the fourth quadrant), $|D_q(\omega)|$ is increasing from $\omega = 0$ up to the first singularity. On the other hand, with the fracture running away from the observation point, $|D_q(\omega)|$ decreases from $\omega = 0$ until $|D_q(\omega)|$ gets zero. For unilateral fractures, this is often an easy way to decide in which direction the fault was propagating.

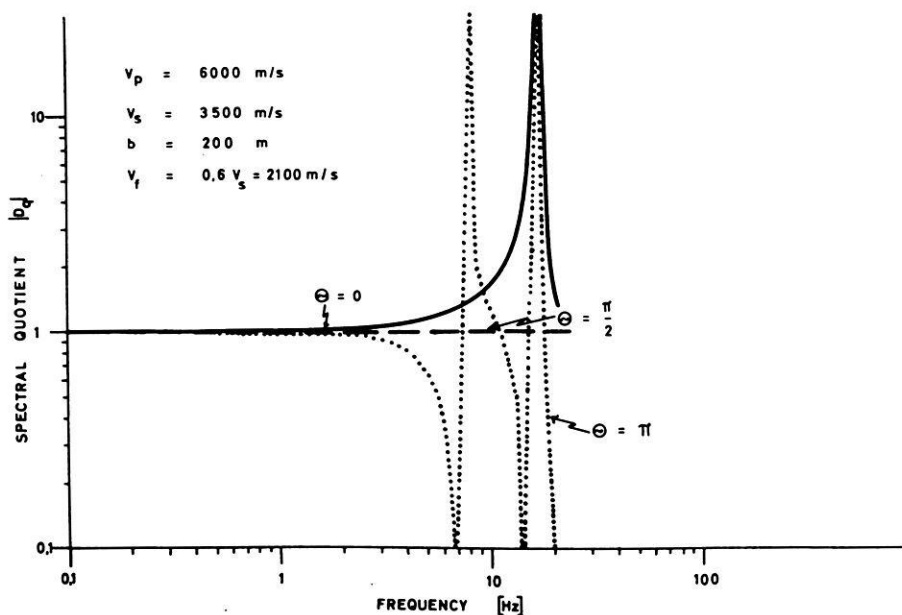


Fig. 2.1: Spectral quotient functions for unilateral fractures with different observation angles of θ .

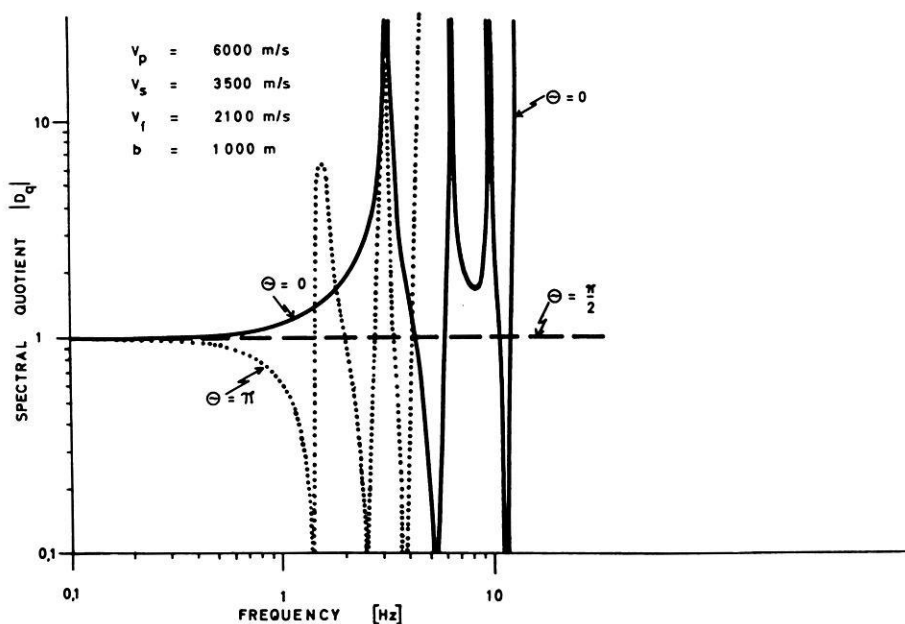


Fig. 2.2: Spectral quotient functions for unilateral fractures with different observation angles of θ .

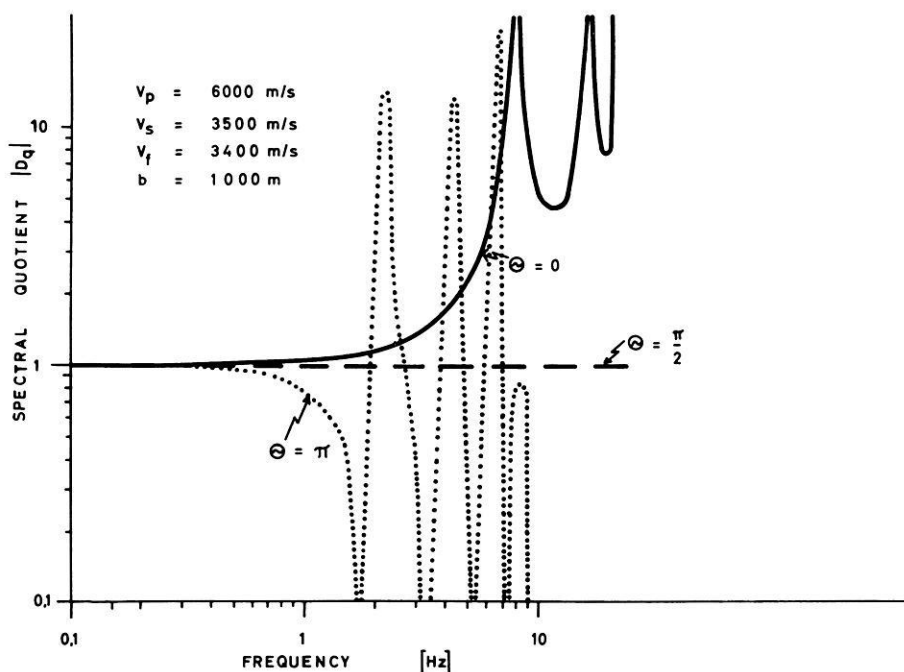


Fig. 2.3: Spectral quotient functions for unilateral fractures with different observation angles of θ .

5.2. The influence of the material absorption on $|D_q(\omega)|$

In BEN-MENACHEM'S directivity function only pulses from corresponding wave groups are compared. The influence of the material absorption on the directivity function can therefore be neglected. However, the function $|D_q(\omega)|$ compares S -pulses against P -pulses, and in general the absorption for S and P will be different. One obtains the effect of the material absorption on $|D_q(\omega)|$, when eq (8) is multiplied by the factor

$$e^{\omega r_0 (1/\nu_P Q_P - 1/\nu_S Q_S)}$$

Q_P and Q_S are the quality factors for the P - and the S -wave, respectively. For the two cases, for $Q_P = 700$, $Q_S = 400$ and for $Q_P = 700$, $Q_S = 700$ the effect of the absorption on $|D_q(\omega)|$ is shown in Fig 3.1 and Fig 3.2. The quality factors for the earth's crust are not well known but the mentioned values should be at the lower limit. For higher values of Q_P and Q_S , the influence of the material absorption on $|D_q(\omega)|$ is less pronounced. The positions of the poles and zeros of the function are not affected by Q_P and Q_S . We shall see in section 5.4. however, that for non-unilateral fractures $|D_q(\omega)|$ not necessarily will show poles and zeros. Thus the inaccurate known quality

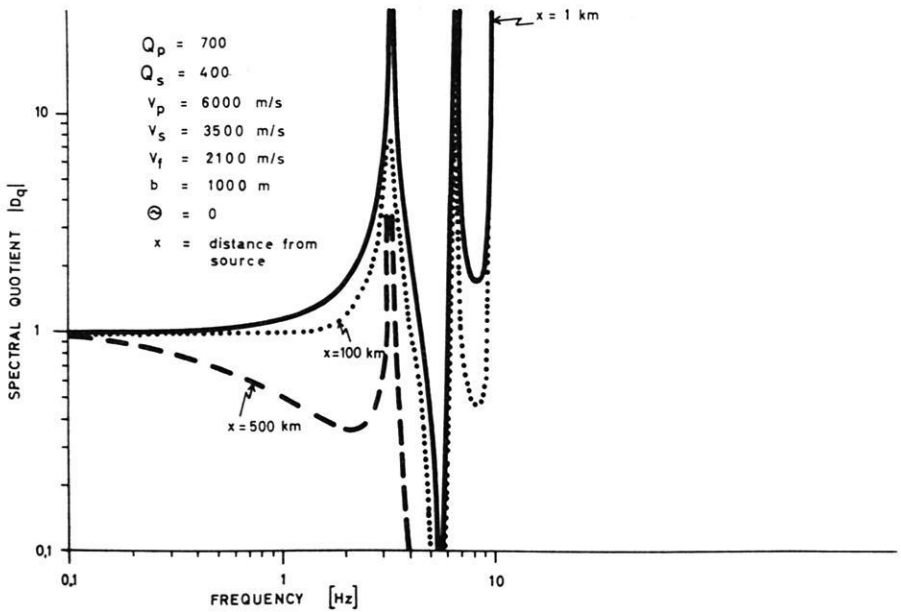


Fig. 3.1: Spectral quotient functions for unilateral fractures with the assumption of material absorption.

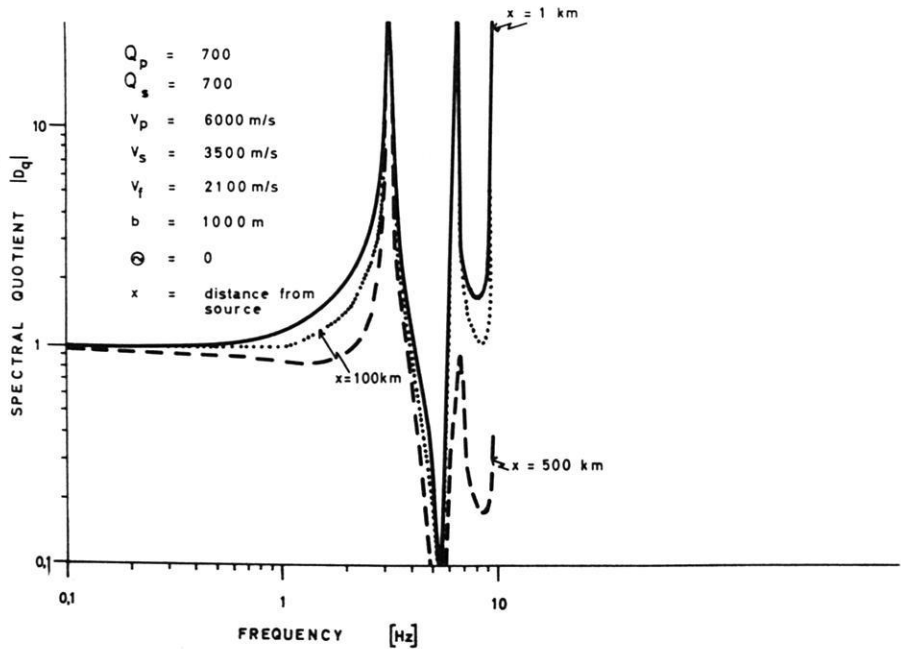


Fig. 3.2: Spectral quotient functions for unilateral fractures with the assumption of material absorption.

factors of the earth's crust limit the usable range of the $|D_q(\omega)|$ function to the condition, that the product

$$(\text{epicentral distance}) \cdot (\text{highest usable frequency})$$

should be less than about 1000 [km Hz].

5.3. Unilateral fractures with non-uniform fracture velocities

The integral in eq (8) cannot be evaluated when v_f is not a constant but an arbitrary function of x . Certainly numerical integration is possible, but another way shall be chosen here. We divide the fault length b into a finite number of point sources. As soon as the fracture front reaches the n -th point source, it shall radiate an elementary seismic pulse with an amplitude following the function $T \cdot \exp(-\sqrt{T})$, where $T = v \cdot t \cdot n_{\max}/b$ and $n_{\max} = 50$ is the selected number of point sources within b [SCHICK 1968a]. The superposition of all elementary pulses at an observation point results in the pulses shown in Fig 4.1 and Fig 5.1, the respective parameters and the fracture velocities as a function of the fracture lengths are shown in Fig 4.2 and Fig 5.2. These figures also show the frequency spectra of the S - and the P -pulses and the corresponding spectral quotient functions $|D_q(\omega)|$. The mean values of the fracture velocities in Fig 2.2, Fig 4 and Fig 5 are all 2100 m/sec, but the peak values of the fracture velocities are different. The peak value in Fig 2.2 is 2100 m/sec (constant fracture velocity), in Fig 4 it is 2400 m/sec and in Fig 5 it is 2750 m/sec. The graphs show, that the ascent of $|D_q(\omega)|$ from $|D_q(\omega)| = 1$ at low frequencies to at least the first singularity of $|D_q(\omega)|$ is essentially determined by the peak values of the fracture velocities and not by their mean values. This must be noticed when comparing the model graphs calculated for a constant fracture velocity with the $|D_q(\omega)|$ -functions obtained from seismic records.

5.4. Bilateral and multilateral fractures with uniform fracture velocities

As a consequence of the finite rupture velocity the earthquake must start at one single point. Thus for the very first moment each earthquake actually may be regarded as a point source. When the earthquake is of the usual double couple type there are two orthogonal planes which are equally predetermined getting "fault-planes". If we again contract the fault planes to fault lines, there exist four possible directions in which the fracture may propagate (Fig 6.3).

The resulting fracture branches will be called b_1, b_2, b_3, b_4 . When three branches have the length zero, we speak of a unilateral fracture. Two opposite branches of zero length result in a bilateral fracture. In the other possible cases we get a multilateral fracture system.

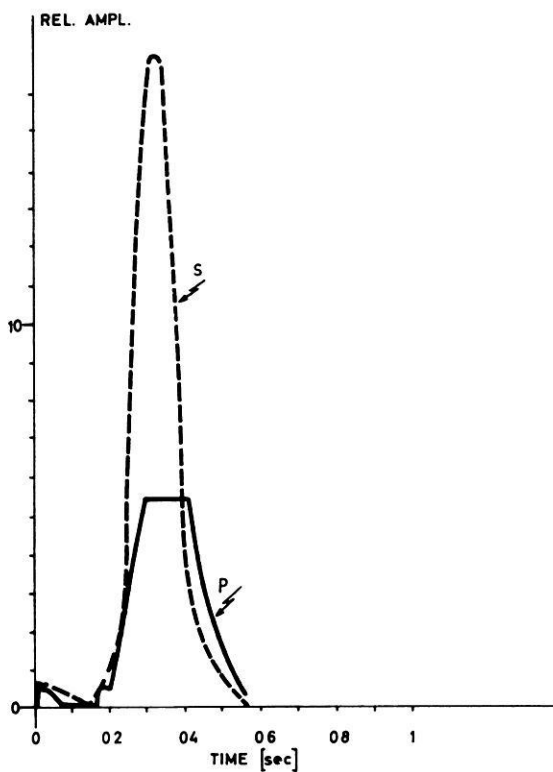


Fig. 4.1:
Pulse shapes of *P* (solid line) and *S* (dashed line) for a unilateral fracture with non-uniform fracture velocity.

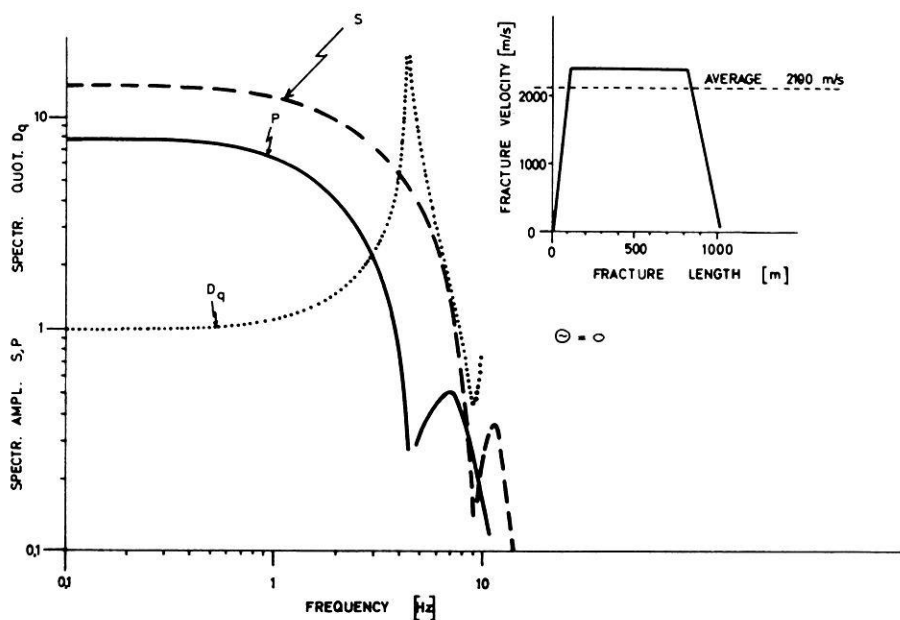


Fig. 4.2: Pulse spectra, spectral quotient function and fracture velocity distribution along the fault length for the pulses shown in Fig. 4.1.

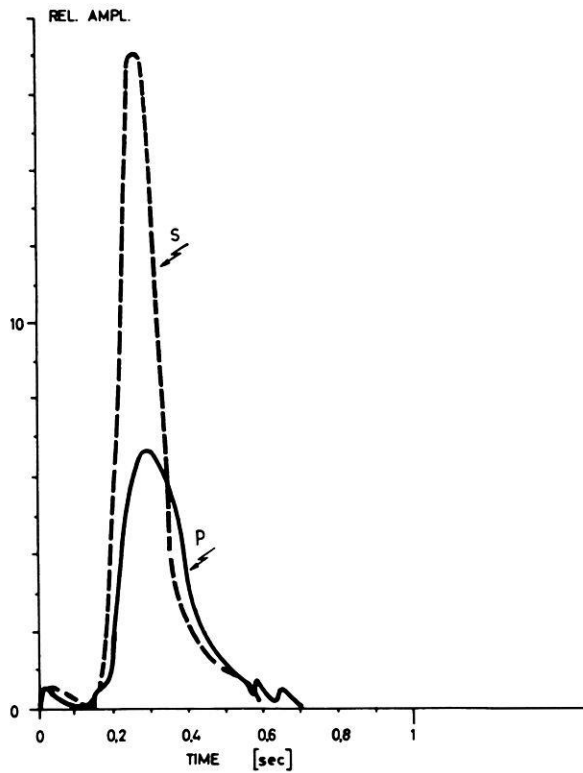


Fig. 5.1:
Pulse shape of *P* and *S* for a unilateral fracture with non-uniform fracture velocity.

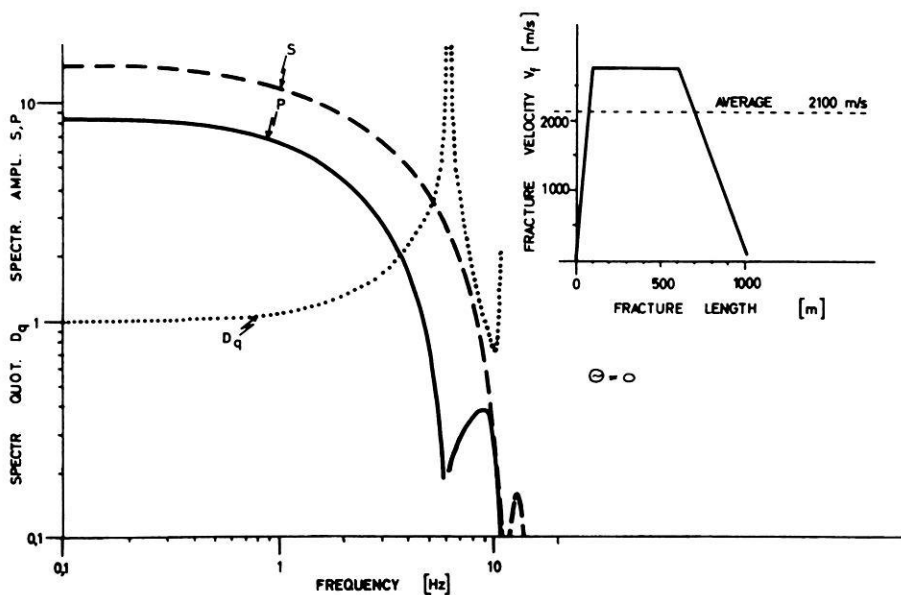


Fig. 5.2: Pulse spectra, spectral quotient function and fracture velocity distribution along the fault length for the pulses shown in Fig. 5.1.

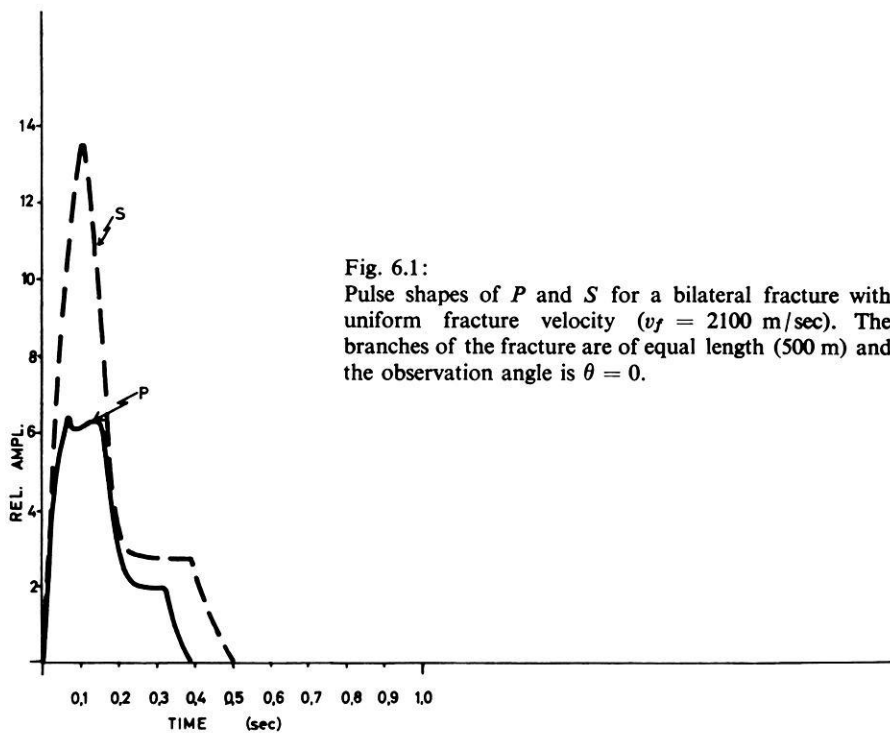


Fig. 6.1:
 Pulse shapes of P and S for a bilateral fracture with uniform fracture velocity ($v_f = 2100$ m/sec). The branches of the fracture are of equal length (500 m) and the observation angle is $\theta = 0$.

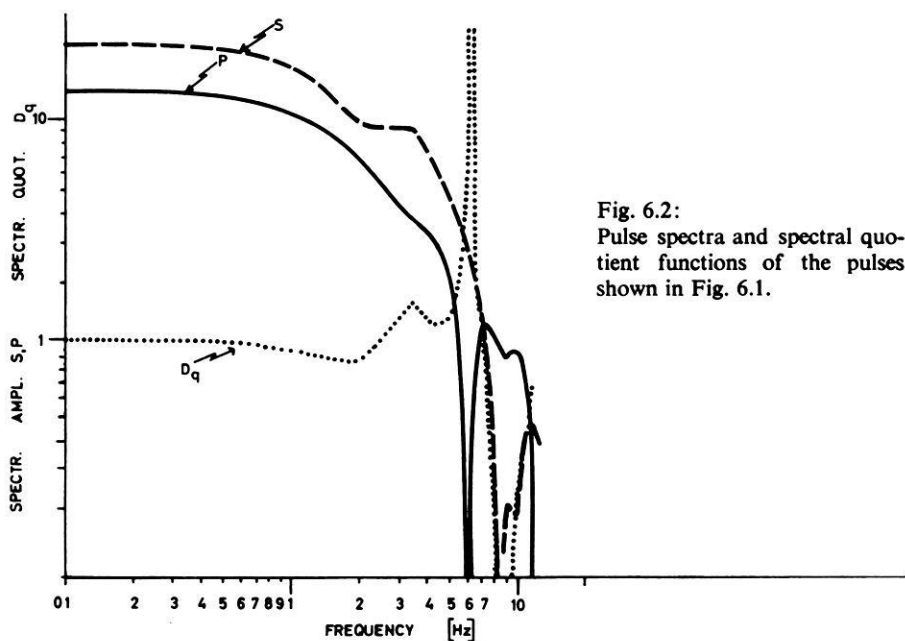
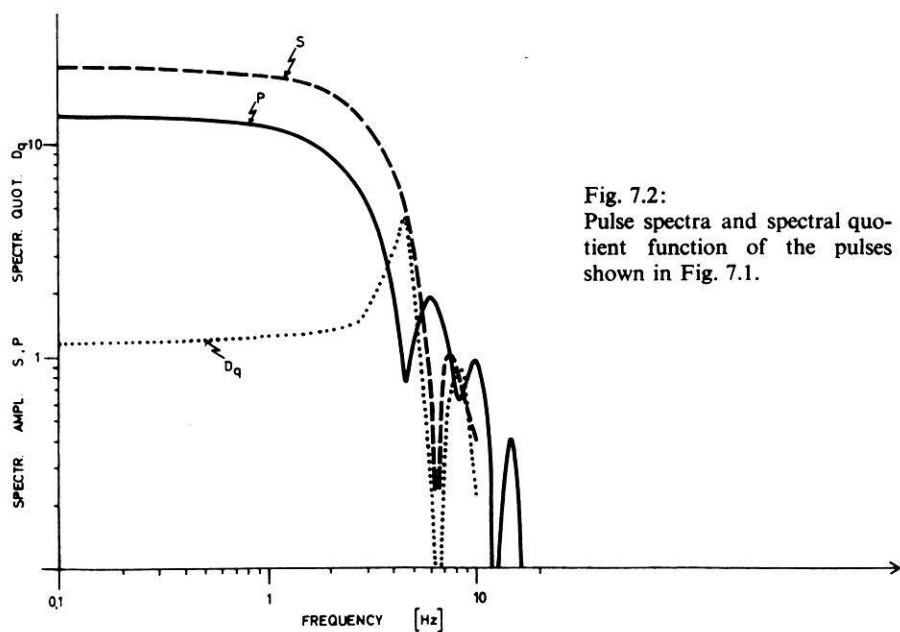
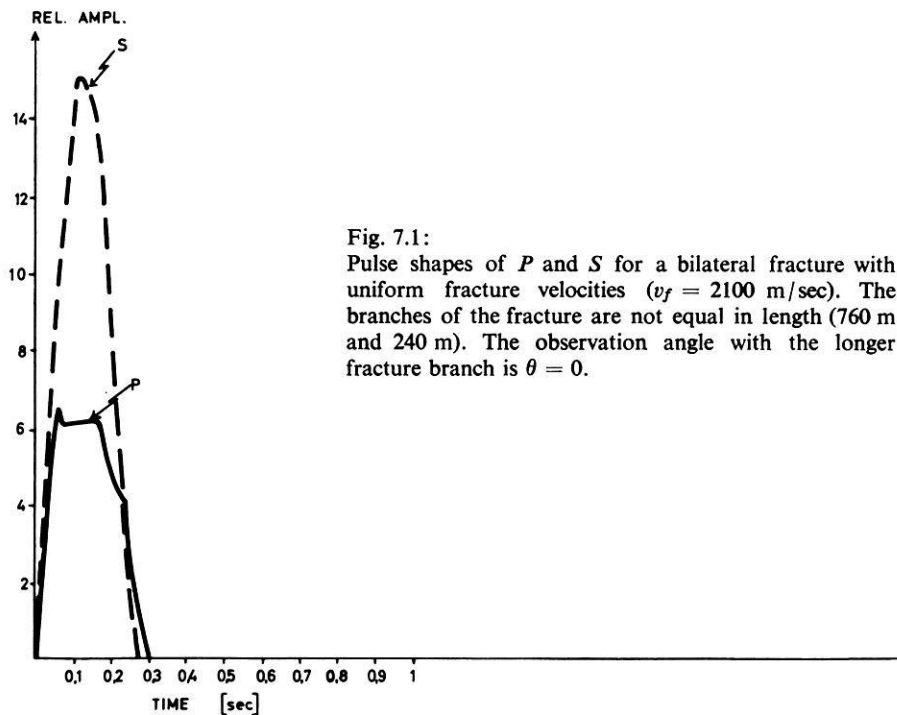


Fig. 6.2:
 Pulse spectra and spectral quotient functions of the pulses shown in Fig. 6.1.



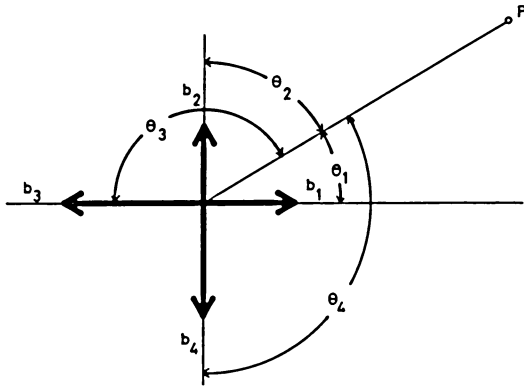


Fig. 6.3: Geometry of a bi- or a multilateral fracture.

In section 2 the unilateral fracture was represented by a superposition of point sources. Now we shall represent the multilateral fracture by a superposition of unilateral fractures. Using eq (6) and the P, S notation described in section 4, we get for the spectral quotient function for a multilateral fracture:

$$D_q = \frac{\sum_{m=1}^4 u_S(b_m, \theta_m)}{\sum_{m=1}^4 u_P(b_m, \theta_m)} \tag{9}$$

The P - and S -pulses for two bilateral fractures are shown in Fig 6.1 and Fig 7.1. The corresponding frequency spectra and the $|D_q(\omega)|$ -functions are shown in Fig 6.2 and Fig 7.2.

The $|D_q(\omega)|$ -functions for the bilateral—or for the multilateral fractures are well distinguishable from the graphs for unilateral fractures. As a result of the summation terms in eq (9), the $|D_q(\omega)|$ -functions for non-unilateral fractures will in general show no poles and zeros. The maxima and the minima of these spectral quotient functions are smoothed and much less pronounced.

6. Comparison of $|D_q(\omega)|$ model graphs with data from near earthquake records

6.1. The problem of simplification

The representation of an earthquake source by the described one-dimensional model is certainly a very rough simplification. In fact, the mathematical models may rather easily be extended to, say two- or three dimensional ones, but the existing seismogram material is not sufficient to allow a comparison with too much detailed model graphs.

The running off in a larger earthquake is certainly more or less a statistical phenomena, and the recorded seismic pulses are the result of complex time and space functions of the energy release within the source. As the fracture velocity has a finite value, the earthquake must, as earlier mentioned, start at one single point. But from now on, the equations of the fracture or of the energy release front may be random functions, which must not be steady even. Multiple shocks may be the rule, not the exception. Thus with these many variables a large number of model graphs can be found which fit the experimental curves rather well, and the problem is ambiguous. Only in certain cases there seems to be some justification to take model graphs of the described manner and to compare them with the $|D_q(\omega)|$ -functions as obtained from seismograms. Small magnitude earthquakes ($M < 3$) of the strike-slip type seem to possess some characteristic waveforms in their radiated wave pulses. A number of small shocks from the same epicentral region and of comparable shallow focal depths deliver seismic records which are from earthquake to earthquake identical in nearly all details up to the instrumentally limited cut-off frequency of about 10 Hz. It is obvious to try an interpretation of these tremors first.

6.2. $|D_q(\omega)|$ -functions obtained from earthquake seismograms

We shall discuss three small magnitude earthquakes. The epicentral region and the seismograph stations used for the body wave pulses studied in Fig 8.1 (shock nr. 1) and Fig 8.3 (shock nr. 3) are the same as the ones given in an earlier paper [SCHICK 1968a]. Fault plane solutions from both earthquakes are well known and the pluses are from the station Messtetten, which is situated about 20 km south of the epicenter and very close to a nodal line of P . The $|D_q(\omega)|$ -function in Fig 8.2 (shock nr. 3) bases on an earthquake with the focus near Saulgau, the epicentral distance for the used station Ravensburg is about 35 km. The fault plane solution also shows double couple type mechanism, the station Ravensburg being 15 degrees off from one of the P nodal lines.

Earthquake nr. 1:

The waveforms of the P - and S -pulses are within recognition identical, and there is no measurable difference in the frequency spectra of P and S between 0.1 and 10 Hz (Fig 8.1). Furthermore, the spectra are smooth with no deep interference holes. The following explanations are possible:

a) The fault length of this magnitude 2 shock is less than about 600 m with the fracture velocity close to the shear wave velocity; or less than about 200 m with the fracture velocity about 60% of the shear wave velocity.

b) The rupture velocity of the fracture is much less than the wave velocity (less than about $0.1 v_S$)

c) The fault plane is at a right angle to the line epicenter-station ($\theta = 90^\circ$ or $\theta = 270^\circ$)

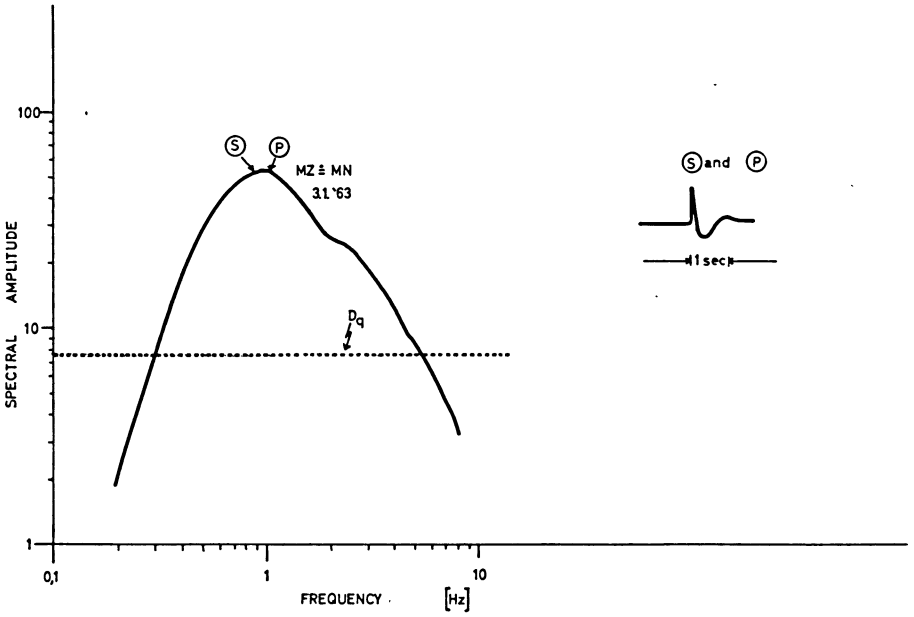


Fig. 8.1: Wave pulses, pulse spectra and spectral quotient function of earthquake nr. 1.

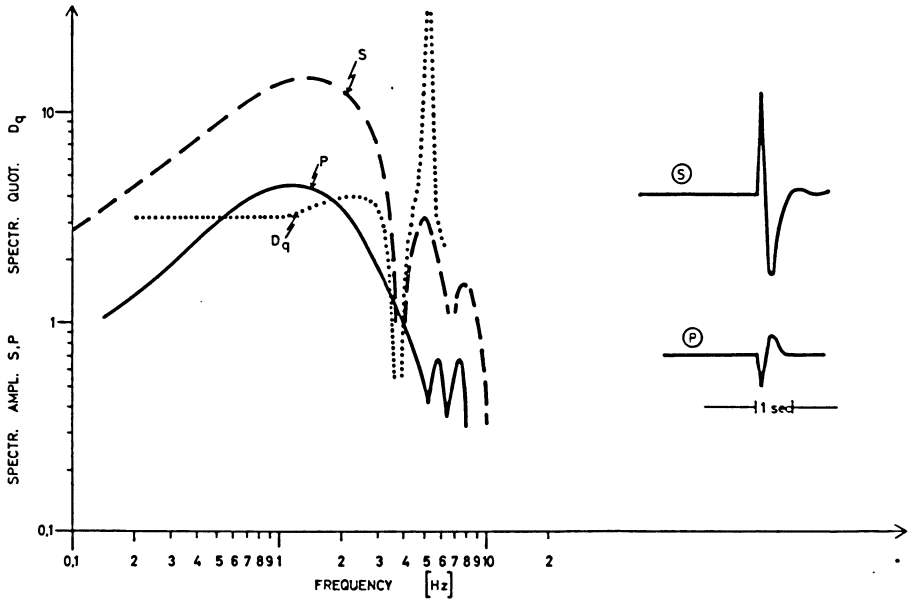


Fig. 8.2: Wave pulses, pulse spectra and spectral quotient function of earthquake nr. 2

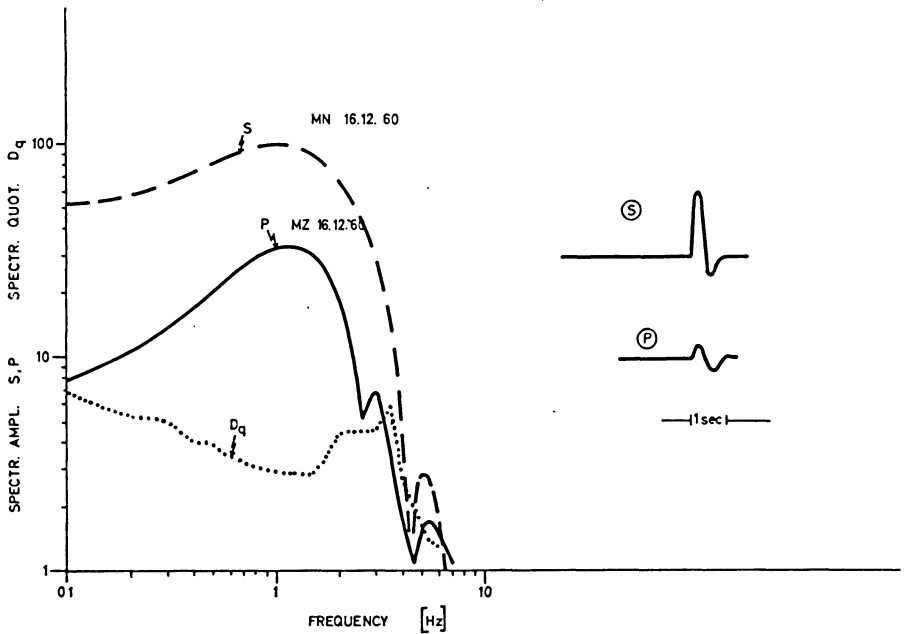


Fig. 8.3: Wave pulses, pulse spectra and spectral quotient function of earthquake nr. 3.

Each of the mentioned points is possible. Point b) however is not very probable, because using BEN-MENACHEM's directivity function the author found fracture velocities from similar earthquakes which seem to dominate at about $0.6 v_s$. Nevertheless, it could as well be possible that the reason for the low magnitude of the shock is a low fracture velocity, and not a short fault length. But we have some indications, that there does not exist only an upper limit of the fracture velocity, but also a lower one. The kinetic energy of the wave front seems to have a remarkable influence on the stability of the fracture front, which runs behind the wave front [SCHICK 1968b]. When the wave energy is rather low (as it is the case with a low fracture velocity) the probability that the fracture front comes to a stop is higher than in the case of a high energy wave front.

Whatever the reason may be, the constant $|D_q(\omega)|$ -function shows, that in the studied region the propagation of the waves from the focus to the seismograph station has within 0.1 Hz and 10 Hz no serious influence on the spectral quotient function $|D_q(\omega)|$.

Earthquake nr. 2:

The wave pulses P and S , the corresponding frequency spectra and the spectral quotient $|D_q(\omega)|$ of earthquake nr. 2 are shown in Fig 8.2. The minimum at about 3.7 Hz and the maximum at about 5 Hz in $|D_q(\omega)|$ are sharp and well pronounced,

which may speak for a rather unilateral fracture. Not quite explainable is the slight broad maximum between 2 Hz and 3 Hz. It might originate in a pulse distortion, as the original seismograms had to be corrected to curved recording and they also had to be enlarged before digitizing. One also should not consider more than the first two or three maxima and minima of the $|D_q(\omega)|$ -function, because the bandwidth of the higher frequency spectral lobes becomes small and therefore a little relative shift in the maxima and the minima of the spectra will cause a considerable error in the $|D_q(\omega)|$ -function.

With $v_f = 0.6 v_S$ the shock might have had a fault length of about 500 m, and the rather uniform fracture was moving away from the station Ravensburg.

Earthquake nr. 3:

Though the recorded P and S pulses of earthquake nr. 3 do not look more complicated than those of the shocks discussed before, the $|D_q(\omega)|$ -function does so. No attempt has been made to interpret this $|D_q(\omega)|$ -function. Nevertheless it shows, that shock nr. 3 is of a different type than the shocks nr. 1 and nr. 2.

Accepting non-uniform fracture velocities and unequal long branches of a multi-lateral fracture, one could possibly find a model for which the $|D_q(\omega)|$ -function would fit the experimental function quite well. But it is another question, if this model would possess any physical reality.

7. Earthquake fault lengths as earthquake magnitudes

Fig 9 shows a revised version of the fault length-magnitude relation shown in a previous paper [SCHICK 1968a]. Except for the German earthquakes, all data were compiled from literature. The function $M = 1.9 \lg L + 2.8$ was given by WYSS [1969]. Following a personal communication by SCHNEIDER [1969], the magnitude value of the shock JUL 4, 1943, has been changed from $M = 4$ to $M = 4.5$. The magnitude of the shock Saulgau, MAR 27, 1965, was also determined by SCHNEIDER. There are now a number of hints in seismology which deny the law of similarity for earthquakes of different magnitude. Nevertheless, the few studied earthquakes from Southwestern Germany are with reference to the fault length magnitude relation quite close to the line $M = 2 \lg L + 3.5$, which would actually speak for a similarity. It is not impossible that shallow crustal shocks from one focal region and with similar focal depths indeed are similar to one-another. This would also mean, that the stress drop in such a region is independent on magnitude.

8. Conclusions

For seismotectonic studies it is of importance to know some more source parameters than the usually determined epicenter coordinates, the focal depth, the magnitude and the "fault plane solution", which for the double couple mechanism cannot distinguish between fault plane and auxiliary plane. BEN-MENAHEM's body wave

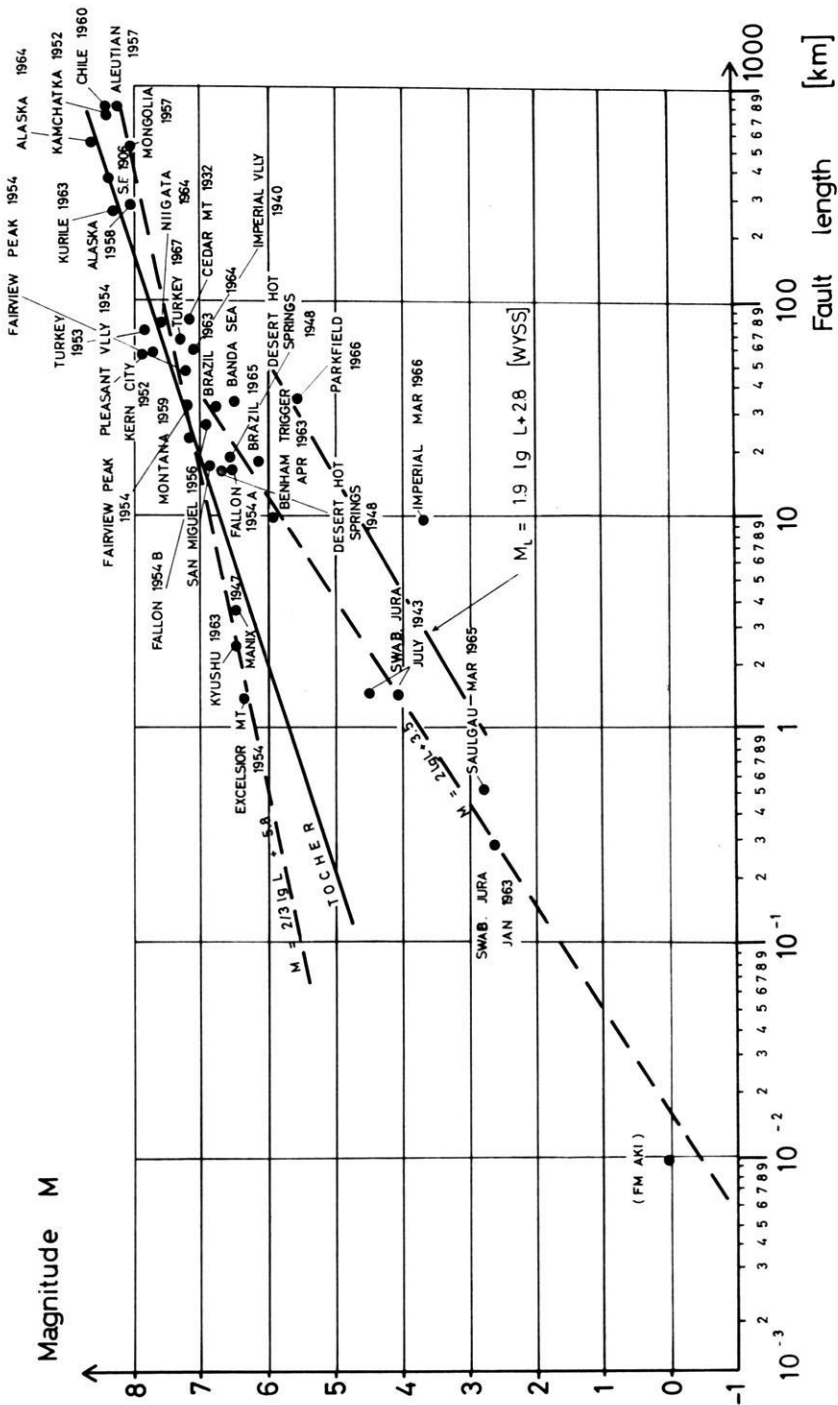


Fig. 9: Relation between magnitude and fault length of earthquakes.

directivity function is a fine and accurate method to study fault lengths and fracture velocities of small earthquakes, but in a number of seismic station networks it is very often not possible to find the required two stations, which have to be

- a) situated diametrically to the focus
- b) as close as possible to a P - nodal line

To separate influences caused by the source parameters b and v_f and also by the wave propagation it is best to use several recording stations, which have different azimuth angles to the fault plane. Then in comparing the $|D_q(\omega)|$ -graphs as obtained from seismograms with model curves one may get the following informations:

- a) if the shock was in relation to the fault plane, the fault length and the fracture velocity a relatively simple or a complex process. In the second case we may not expect that the simple $|D_q(\omega)|$ -function gives information on the source parameters.
- b) in the case of a unilateral or a bilateral fracture we may decide which of the two planes as given by the fault plane solution was the actual fault plane.
- c) if the fracture propagated unilateral or bilateral
- d) in the unilateral case the direction of fracture propagation
- e) some estimates on the fault length and the fracture velocity.

Acknowledgments

I thank Prof. K. STROBACH and Dr. G. SCHNEIDER for reading the manuscript. Some technical assistance in preparing this paper was supported by the Deutsche Forschungsgemeinschaft, Bad Godesberg. The numerical computations could be made at the Computer Center of the University of Stuttgart.

References

- BEN-MENACHEM, A.: Radiation of Seismic Body Waves from a Finite Moving Source in the Earth. *J. Geophys.* 67, 345—350, 1962
- SCHICK, R.: Untersuchungen über die Bruchausdehnung und Bruchgeschwindigkeit bei Erdbeben mit kleinen Magnituden ($M < 4$). *Z. Geophys.* 34, 267—286, 1968a
- : Untersuchungen über mögliche Zusammenhänge zwischen Magnitude und Herdlänge von Erdbeben. Papers presented at the tenth assembly of THE EUROPEAN SEISMOLOGICAL COMMISSION, Leningrad, 1968b (in press)
- SCHNEIDER, G.: Institut für Geophysik der Universität Stuttgart, personal communication, 1969
- Wyss, M.: California Institute of Technology, Pasadena, personal communication, 1969

Briefe an den Herausgeber

Überprüfung der Isostasie durch tiefenseismische Sondierungen

Von U. VETTER und R. MEISSNER, Frankfurt¹⁾

Eingegangen am 3. November 1969

Im Rahmen eines Forschungsvertrages der DFG wurde eine große Anzahl seismischer Messungen im eurasischen Raum ausgewertet.

Bei einem Vergleich von tiefenseismischen Sondierungen (= TSS) zwischen Meßgebieten der UdSSR einerseits und West- und Mitteleuropa andererseits, fällt als wichtigster Unterschied zunächst die Krustenmächtigkeit ins Auge. Während sie in unserem Gebiet nach vielen refraktionsseismischen Beobachtungen eine Mächtigkeit von etwa 30 km aufweist, beträgt sie aufgrund sehr genauer sowjetischer TSS-Messungen unter der Russischen Tafel etwa 45 km, unter dem Baltischen Schild ca. 40 km. Bei gleichem Krustenmaterial wäre also Osteuropa wegen des viel tiefer liegenden dichteren Erdmantels bedeutend leichter, als die später angelagerten Gebiete Westeuropas.

Die seismischen Messungen zeigten jedoch, daß man es in Osteuropa mit Material weit höherer Geschwindigkeit in der Unterkruste zu tun hat, als es in Westeuropa beobachtet wird. Wie Abb. 1 zeigt, besteht im Bereich seismischer Kompressionswellengeschwindigkeiten von 5 bis 8 km/s eine gut ausgeprägte Proportionalität zwischen Geschwindigkeit und Dichte. Also lassen sich aus genauen Geschwindigkeits-Tiefenkurven Hinweise auf die Gewichte einzelner Krustenteile gewinnen. Dies sei am Beispiel der Abb. 2 erläutert. Im oberen Teil der Darstellung sind zwei Dichteverteilungen gezeichnet, von denen eine einer höher liegenden Mohorovičić-Diskontinuität (etwa Westeuropa), die andere einer tiefer liegenden (etwa Russische Plattform) entspricht. Wenn die beiden von den $\rho(z)$ -Kurven geschnittenen Flächen gleich groß sind, so besitzen die beiden Krustenabschnitte gleiches Gewicht und infolgedessen Isostasie, wenn gleich dichtes Mantelmaterial vorausgesetzt wird. Diese Isostasie kommt dadurch zustande, daß über einer höher liegenden Mohorovičić-Diskontinuität Material mit geringerer Dichte liegt. Wegen der erwähnten Proportionalität zwischen

¹⁾ Dipl.-Geophys. Ute VETTER und Prof. Dr. R. MEISSNER, Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität, 6 Frankfurt/Main, Feldbergstr. 47.

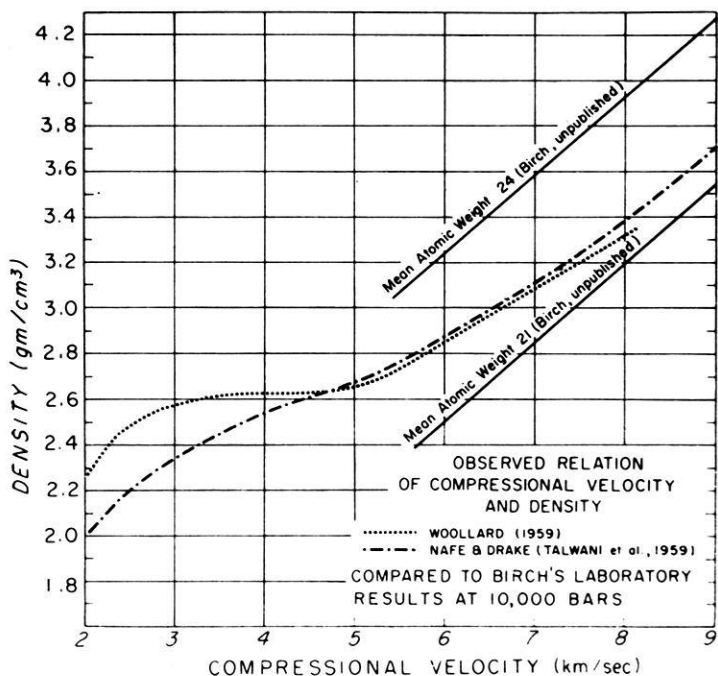
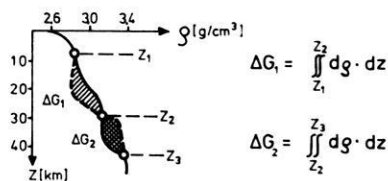
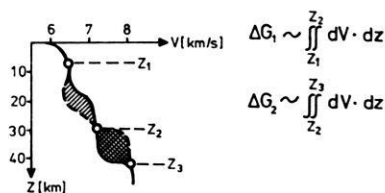


Abb. 1: Empirischer Zusammenhang zwischen Kompressionalwellen-Geschwindigkeit und Dichte, verglichen mit Laborversuchen von Birch bei 10000 bar.



Für $\rho \sim V$ gilt



$\Delta G_1 > \Delta G_2 \rightarrow$ Positive Schwere in Gebiet 1

$\Delta G_1 = \Delta G_2 \rightarrow$ Isostasie

$\Delta G_1 < \Delta G_2 \rightarrow$ Positive Schwere in Gebiet 2

Abb. 2: Zur Prüfung der Isostasie.

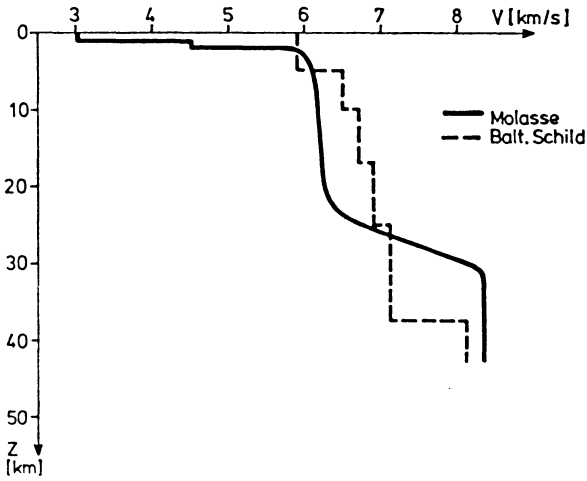


Abb. 3: $V(z)$ -Kurven der Molasse und des Baltischen Schildes.

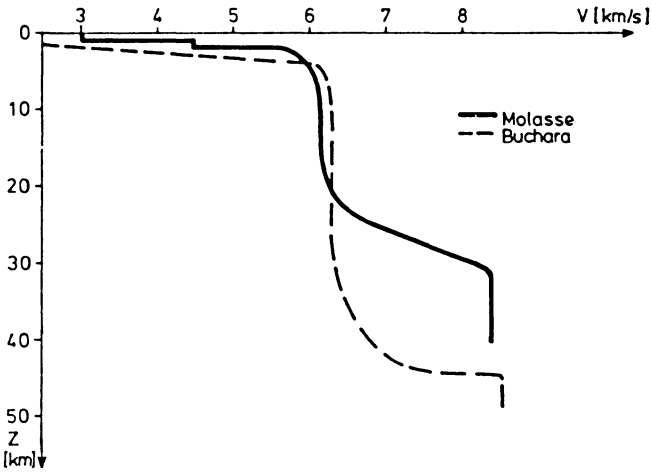


Abb. 4: $V(z)$ -Kurven der Molasse und des Buchara-Sedimenttroges.

Dichte und Geschwindigkeit läßt sich die gleiche Aussage auch aus dem unteren Teil der Abb. 2 herleiten, in dem zwei Geschwindigkeits-Tiefen-Verteilungen, entsprechend den Krustenverhältnissen im oberen Teil der Darstellung, verglichen werden. Bei großer Ungleichheit der Kurven oder der geschnittenen Flächen muß auf starke Abweichungen von der Isostasie geschlossen werden.

Da die $V(z)$ -Kurven in West- und Mitteleuropa (mit Ausnahme der Bereiche junger Faltengebirge) alle sehr ähnlich sind, wurde eine von ihnen — die der Molassemessungen aus dem Jahre 1964 — als Bezugsfall mit einer Anzahl in der UdSSR gewonnener Kurven verglichen. Abb. 3 zeigt den Vergleich zwischen den Kurven für den Baltischen Schild und für die bayrische Molasse. Man beobachtet eine Überschneidung der $V(z)$ -Kurven; die überschrittenen Flächen sind etwa gleich groß, es herrscht Isostasie. West- und Mitteleuropa haben sich an den alten osteuropäischen Block offenbar isostatisch angelagert. Die hohen Geschwindigkeitswerte in der Kruste des Baltischen Schildes deuten auf mächtige Pakete basischen Materials innerhalb der Unterkruste.

Geologisch junge Strukturen weichen dagegen in großem Maße von diesem Bild ab, wie in mehreren Untersuchungsgebieten beobachtet werden konnte. Besonders auffällig zeigt sich dies im Bereich des jungen Bucharas-Sedimenttroges (Abb. 4) und der gleichfalls jungen Fergana-Depression oder der Kaspischen Senke. Hier treten starke Abweichungen im Kurvenverlauf auf, so daß eine isostatische Einstellung dieser jungen Senke an die alten Blöcke (noch) nicht erfolgt ist.

Ganz allgemein scheinen geringe Krustenmächtigkeiten mit leichterem Material verbunden zu sein, wie vorläufige Auswertungen aus dem Bereich von Paläoeuropa (Norwegen) und Neoeuropa (Ungarische Tiefebene) zeigen. Damit würde die alte geologische Theorie der Zunahme sialischen Materials bestätigt: Während die Kerne der Kontinente aus mächtigen Lagen primären gabbroiden Materials aufgebaut sind, haben sich in den angelagerten Randgebieten vorwiegend sialische Komplexe gebildet. Je jünger die Anlagerung, desto mehr Sial hat sich durch die Vorgänge der Abtragung, Sedimentation, des Vulkanismus und der Metamorphisierung gebildet.

Zur Zeit werden ausführliche Untersuchungen durchgeführt, welche die angeführten Beispiele erweitern und die geschilderte Theorie durch $V(z)$ -Kurven aus allen Teilen Eurasiens stützen sollen.

Literatur

- MEISSNER, R.: Vergleiche seismischer Weitwinkelmessungen in der UdSSR und im bayrischen Molassebecken. Ztschr. f. Geophysik 33, 439—451, 1967
- : Einheitliche Interpretation seismischer Feldmessungen. DFG-Bericht Me 335/1, unveröff., 1969
- VETTER, U. und R. MEISSNER: Vergleiche tiefenseismischer Messungen auf dem eurasischen Kontinent. Vortrag a. d. Tagung d. DGG, Salzburg, Okt. 1969
- WOOLLARD, G. P.: Crustal structure from gravity and seismic measurements. Journ. Geophys. Res. 64, 1521—1544, 1959

Briefe an den Herausgeber

Über die Struktur des Reykjanes-Rückens nach den Ergebnissen reflexionsseismischer Messungen¹⁾

On the Structure of the Reykjanes-Ridge after the Results of Seismic Reflection Measurements

Von K. ARIÇ, Hamburg²⁾

Eingegangen am 8. November 1969

Im Frühjahr 1966 wurde mit dem FS „Meteor“ im Rahmen einer Forschungsreise des Deutschen Hydrographischen Institutes u. a. ein reflexionsseismisches Programm durchgeführt. Das Ziel war die Erforschung der tieferen Erdkruste; insbesondere des sog. „anormalen“ Mantels, dessen Mächtigkeit und seismische Geschwindigkeit für das ozeanische Rückensystem charakteristisch ist.

Der Reykjanes-Rücken wurde von dem deutschen Forschungsschiff „Meteor“ in den Jahren 1929, 1930 entdeckt. Die geographische Lage geht aus Abb. 1 hervor. Durch die Vermessungsfahrten von „Gauss“ und von „Anton Dohrn“ wurde die Topographie des Meeresbodens weitgehend erforscht [ULRICH 1960]. Der Reykjanes-Rücken unterscheidet sich von dem Mittel-Atlantischen-Rücken einerseits morphologisch durch das Fehlen von Scheitelgraben und andererseits seismisch durch die geringere Anzahl der Erdbebenherde. Die Kammlinie des Rückens verläuft in diesem Gebiet in einer Tiefenlinie von 1500 m. Hier kommen außerdem höhere Wärmeflußwerte vor. Die Kammregion bildet in morphologischer, magnetischer und gravimetrischer Hinsicht eine Symmetrieachse. Das Reflexionsprofil erstreckt sich von SP 1 (Schußpunkt Nr. 1) bis SP 119 und hat eine Länge von ca. 120 km. Die Profile E-3, E-4, F-10 weisen auf die refraktionsseismischen Messungen des Lamont Geological Observatory hin. Von den Amerikanern wurden in der Höhe von „AD II“ aeromagnetische Untersuchungen vorgenommen.

¹⁾ Vortrag gehalten am 2. Oktober 1969 bei der Physikertagung in Salzburg.

²⁾ Dipl.-Geophys. K. ARIÇ, Institut für die Physik des Erdkörpers der Universität Hamburg, 2 Hamburg 13, Binderstr. 22.

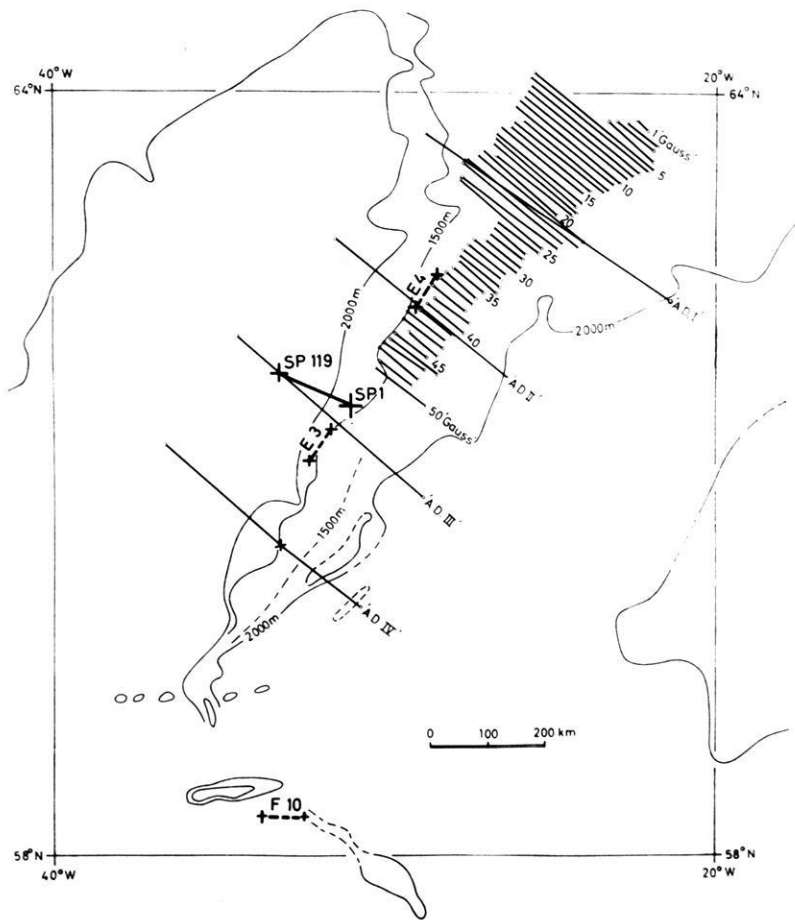


Abb. 1: Tiefenkarte des Reykjanes-Rückens. — Bathymetric chart of the Reykjanes Ridge.
Seismische Profile, Echolot Profile. — Seismic profiles, echo sounder profiles.

Eine Darstellung des Krustenmodells zeigt die Abb. 2. Die verschiedenen Arten der Multiplenreflexionen und die der Blubbereinsätze wurden eliminiert. Die Horizonte F und H und vor allem die tieferen Horizonte N, S und T treten auch in Häufigkeitsverteilungskurven als deutliche Spitzen besonders hervor. Der obere Teil des Modells bis einschließlich F stimmt nach Verlauf und Tiefe erstens mit den Ergebnissen der Refraktionsseismik überein [EWING and EWING 1959; LE PICHON, HOUTZ, DRAKE and NAFE 1965], und zweitens befriedigt das Modell die Befunde der aeromagnetischen Messungen [HEIRZLER, LE PICHON, BARON 1966]. Es steht außerdem im Einklang

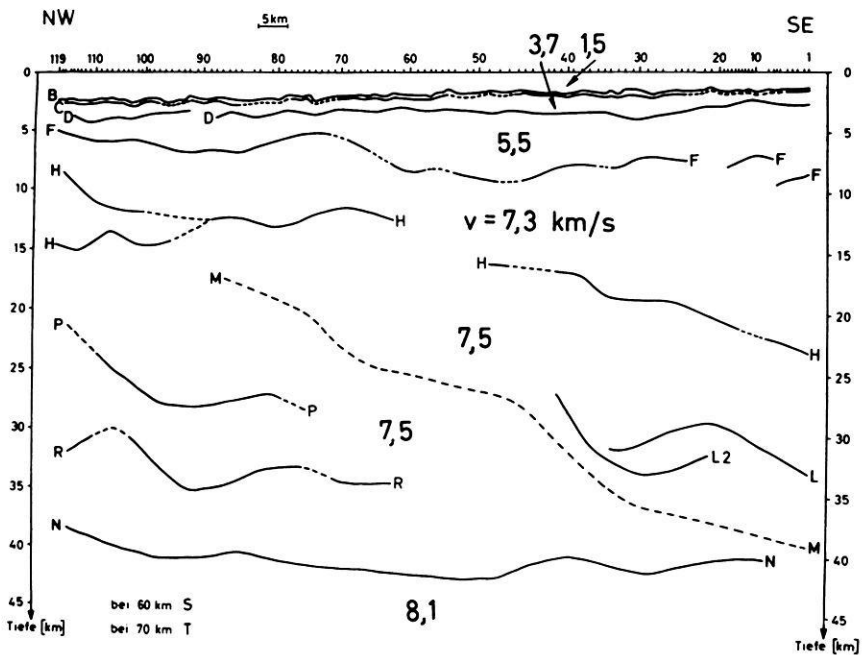


Abb. 2: Krustenmodell (Überhöhung 2:1). — P-Wellen Geschwindigkeiten.
Crustal Section (Exaggeration 2:1). — P-Waves velocities.

mit der Deutung der höheren Wärmeflußwerte [NASON and LEE 1964]. Die Schicht BC besteht aus lockeren Sedimenten. Die Schichten CD und DF bilden nach Nordwesten hin ein dünner werdendes vulkanisches Deckgebirge. Das mächtige Schichtpaket von F bis N mit zahlreichen, häufig gestörten Horizonten H, L, M, P und R wurde als Mischkruste gedeutet. Der durchgehend beobachtete Horizont N stellt die Grenze des „anormalen“ und die des „normalen“ Mantels dar. Das Gesamtmodell, hauptsächlich mit den Horizonten B, F, H und N steht in Übereinstimmung mit einem aus gravimetrischen und den o. g. refraktionsseismischen Daten berechneten Krustenschnitt [TALWANI, LE PICHON, EWING 1965]. Die späteren Reflexionen bei S und bei T stammen wahrscheinlich aus dem Bereich des oberen Erdmantels.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft danke ich für die finanzielle Unterstützung, dem Deutschen Hydrographischen Institut für die Einladung zu dieser Reise.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr. H. MENZEL.

Literatur

- EWING, J. I. and M. EWING: Seismic Refraction Measurements in the Atlantic Ocean Basins, in the Mediterranean Sea, on the Mid-Atlantic Ridge and the Norwegian Sea. *Bull. Geol. Soc. Am.*, 70, 291—318, 1959
- HEIRZLER, J. R., X. LE PICHON, J. G. BARON: Magnetic Anomalies over the Reykjanes Ridge. *Deep Sea Res.*, 13 (3), 427—443, 1966
- LE PICHON, X., R. E. HOUTZ, C. L. DRAKE and J. E. NAFE: Crustal Structure of the Mid-Ocean Ridge., 1, Seismic Refraction Measurements. *J. Geophys. Res.*, 70 (2), 319—339, 1965
- NASON, R. D. and W. H. K. LEE,: Heatflow Measurements in the North Atlantic, Caribbean and Mediterranean. *J. Geophys. Res.*, 69 (22), 4875—4883, 1964
- TALWANI, M., X. LE PICHON, M. EWING: Crustal Structure of the Mid-Ocean Ridge, 2, Computed Model from Gravity and Seismic Refraction Data. *J. Geophys. Res.*, 70 (2), 341—352, 1965
- ULRICH, J.: Zur Topographie des Reykjanes-Rückens. *Kieler Meeresforschungen*, 16 (2), 155—163, 1960



In memoriam FRIEDRICH BURMEISTER

Am 23. März 1969 verschied unerwartet FRIEDRICH BURMEISTER, Abteilungsdirektor i. R., drei Tage vor seinem goldenen Doktor-Jubiläum, das mit der Erneuerung der Urkunde feierlich begangen werden sollte.

Geboren wurde FRIEDRICH BURMEISTER am 7. September 1890 als Sohn eines Arztes in Stettin, wo er auch zur Schule ging und 1910 am Stadtgymnasium die Reifeprüfung bestand. Er studierte Naturwissenschaften in Berlin und München. Am 26. März 1919 wurde er bei HUGO VON SEELIGER mit einer Arbeit über das Dreikörperproblem an der Ludwig-Maximilian-Universität zu München promoviert. Er arbeitete zunächst als Assistent und ab 1920 als Observator an der Sternwarte in München mit der Aufgabe, das erdmagnetische Observatorium zu betreuen. 1946 wurde BURMEISTER Abteilungsdirektor. Ab 1950 hatte er einen Lehrauftrag bei der Technischen Hochschule in München inne. Am 1. September 1957 trat FRIEDRICH BURMEISTER nach 39jähriger, äußerst fruchtbarer Arbeit im Bayerischen Staatsdienst in den Ruhestand.

Als BURMEISTER das im Verfall begriffene erdmagnetische Observatorium übernahm, fand er die von MESSERSCHMITT als Fragment hinterlassene Vermessung von Bayern sowie die seit 1909 unbearbeiteten Observatoriumsbeobachtungen vor. Er bearbeitete und veröffentlichte das Material in wenigen Jahren. Seine vorzüglichen Kenntnisse in der astronomischen Meßtechnik sowie das ihm eigene Einfühlungsvermögen befähigten ihn, sich rasch in die ihm vorher unbekannte geomagnetische Meßtechnik einzuarbeiten. Rat und Anregung fand er in Potsdam bei Geheimrat ADOLF SCHMIDT und dessen Mitarbeitern OSWALD VENSKE, RICHARD BOCK und GERHARD FANSELAU. Den beiden letztgenannten war er in Freundschaft verbunden.

Als BURMEISTERS bedeutendste Leistung ist wohl der Bau des Erdmagnetischen Observatoriums Fürstenfeldbruck zu bezeichnen. Nach fast zwei Jahrzehnten mühevollen und unbefriedigenden Arbeitens in München und Maisach konnte er im Jahre 1938 das nach seinen Plänen etwa zwei Kilometer östlich der Stadt Fürstenfeldbruck erbaute Observatorium beziehen. In den zwanzig Jahren, die es ihm vergönnt war, hier zu wirken, baute er das Observatorium mit geringen Mitteln zu einer mustergültigen Forschungsstätte aus.

Bemerkenswert sind auch BURMEISTERS Beiträge zur Kenntnis des geomagnetischen Feldes im Süddeutschen Raum. Seine Vermessungstätigkeit begann 1927 in der Rheinpfalz mit der Ausfüllung von Lücken der Lamontschen und Neumeyerschen Vermessung. 1934/35 beobachtete er an mehr als 200 Punkten der Reichsvermessung, an deren Planung er maßgeblich beteiligt war. Er besorgte auch die statistische Bearbeitung des umfangreichen Materials. In den letzten zehn Jahren seiner Amtszeit führte er die seit langer Zeit geplante geomagnetische Vermessung von Bayern durch, wobei er an mehr als 700 Punkten beobachtete. BURMEISTERS Vermessungen sind vorbildlich in Anlage, Durchführung und Bearbeitung. Das Feldinstrumentarium hielt er durch ständige Ergänzung stets auf dem neuesten Stand der Technik.

Ausdauer und Fleiß befähigten BURMEISTER, als Einzelgänger, der er Zeit seines Lebens war, ein großes Arbeitspensum zu bewältigen. Seine ausgefeilte Beobachtungstechnik und Gewandtheit in der Verarbeitung umfangreichen Zahlenmaterials kamen ihm dabei zur Hilfe. Die Ergebnisse seiner Beobachtungen hat er in 24 Arbeiten veröffentlicht.

BURMEISTER blieb auch im Ruhestand aktiv. Während der ersten Jahre bearbeitete er die Vermessung II. Ordnung von Bayern. Noch kurz vor seinem Tode führte er eine umfangreiche Ausgleichung von Beobachtungsdaten durch. Er hat stets regen Anteil an der wissenschaftlichen Entwicklung genommen. Seine häufigen Besuche im Observatorium gaben Anlaß zu fruchtbaren Diskussionen, aber auch Gelegenheit, einen Blick in die Vergangenheit zu tun, die er dank seines hervorragenden Gedächtnisses in allen Einzelheiten lebendig werden lassen konnte.

Es entsprach ganz BURMEISTERS Wesensart, im Verborgenen zu wirken. Die Anerkennung durch seine Fachkollegen, die ihm in reichem Maße zuteil wurde, war ihm ausreichend. Die Bayerische Akademie der Wissenschaften ehrte ihn 1950 mit der silbernen Medaille „*bene merenti*“. BURMEISTER war Gründungsmitglied der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft, der er bis zu seinem Tode angehört hat.

Obwohl seine Arbeit ihm Lebenszweck und -erfüllung bedeutete, war er weit davon entfernt, ein Sonderling zu sein. Mit großer Aufmerksamkeit nahm er am öffentlichen Leben Anteil. Eine Reihe von Jahren war er Stadtrat in Fürstfeldbruck. Im Kreise von gleichgesinnten Freunden und Bekannten offenbarte sich sein abgeklärter, gelegentlich bissiger Humor und seine gründliche humanistische Bildung. Wir werden FRIEDRICH BURMEISTER nicht vergessen.

K. WIENERT

Thesaurus Mathematicae

Neudrucke wichtiger mathematischer Werke

Reprints of important mathematical works

Band 1: E. HEINE

Handbuch der Kugelfunctionen. Theorie und Anwendungen.
2nd, revised edition. 2 in 1 Volume. 1887–1881. Reprint 1961. XVI, 484 and
XII, 380 pages. Cloth bound DM 78.– (\$ 19.50)

Band 2: H. MINKOWSKI

Diophantische Approximationen. Eine Einführung in die
Zahlentheorie.
1907. Reprint 1961. 235 pages. Cloth bound DM 27.– (\$ 6.75)

Band 3: M. CHASLES

Traité des section coniques faisant suite au traité
de géométrie supérieure.
Part I (all published). 1865. Reprint 1962. XII, 368 pages. Cloth bound
DM 56.– (\$ 14.–)

Band 4: K. WEIERSTRASS

**Formeln und Lehrsätze zum Gebrauch der elliptischen
Funktionen.**
Ed. by H. A. Schwarz. 2. edition. 1893. Reprint 1962. 96 pages. Cloth bound
DM 22.– (\$ 5.50)

Band 5: C. F. GAUSS

Abhandlungen zur Methode der kleinsten Quadrate.
VIII, 208 pages. 1887. Reprint 1964. Cloth bound DM 26.– (\$ 6.50)

Band 6: H. HASSE

Vorlesungen über Klassenkörpertheorie.
1967. 275 pages. Cloth bound DM 90.– (\$ 22.50)

Band 7: A. CLEBSCH u. P. GORDAN

Theorie der Abelschen Functionen.
1866. Reprint 1967. 333 pages. Cloth bound DM 48.– (\$ 12.–)



Physica-Verlag · Würzburg-Wien



» JOURNALFRANZ «

ARNULF LIEBING oHG

87 WÜRZBURG, WERNER-VON-SIEMENS-STRASSE 5

TELEFON 54020 · GERMANY

**Wir kaufen ständig
wissenschaftliche Zeitschriften
aus allen Gebieten
zur Zeit suchen wir besonders:**

Gerlands Beiträge zur Geophysik

Band 34—53 oder ähnliche Reihe

Zeitschrift für Geophysik

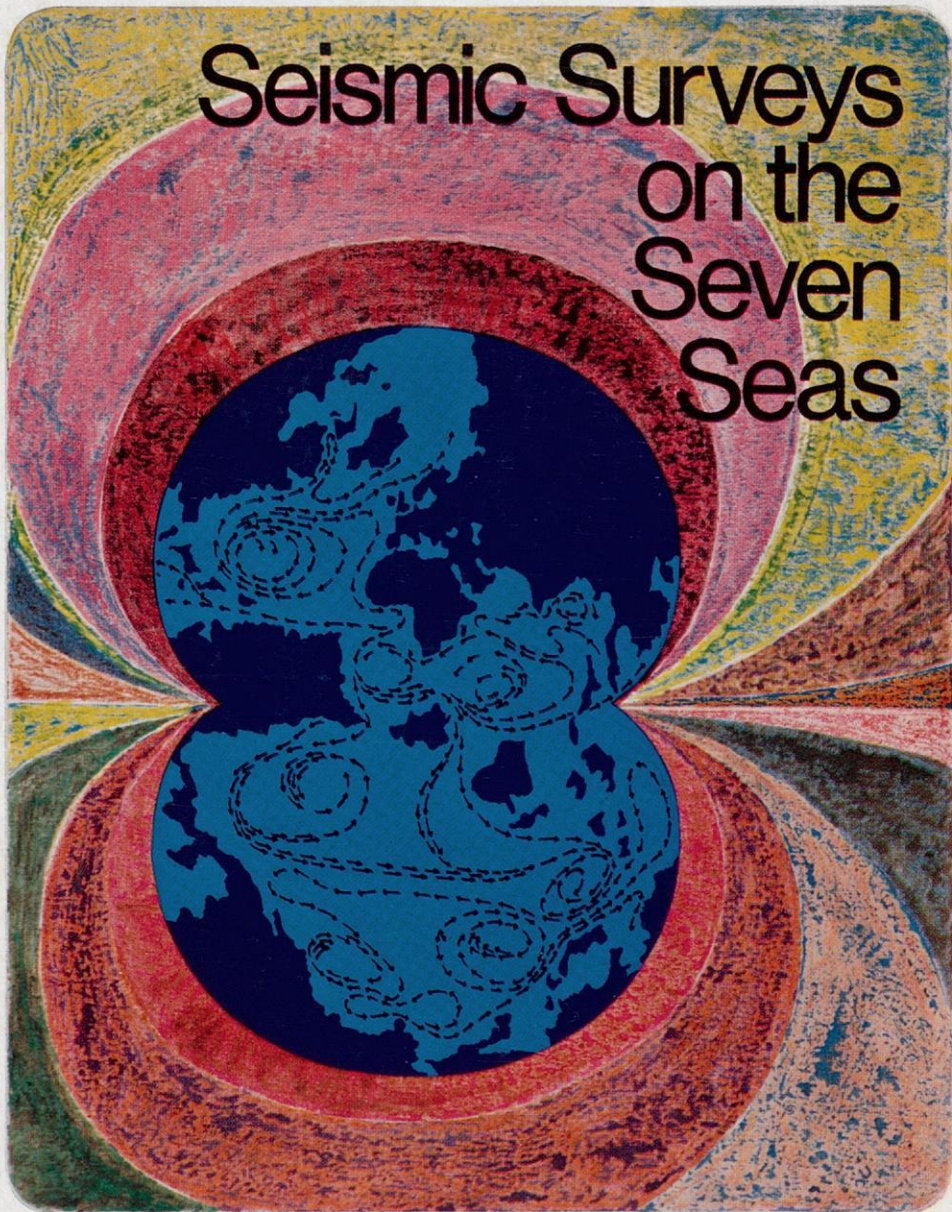
Alles, besonders die Bände 1—19, 22 und 24—25

Beiträge zur angewandten Geophysik

Möglichst vollständige Reihe

**Angebote auf weitere Titel
sind uns jederzeit willkommen
Bitte senden Sie uns
auch Ihre Desideratenliste**

Seismic Surveys on the Seven Seas



**PRAKLA GMBH · 3000 HANNOVER 1 · P. O. BOX: 4767
PHONE: 807 21 · TELEX: 922847 · CABLE: PRAKLA
GERMANY**

Amsterdam · Ankara · Brisbane · Kuala-Belait · Madrid · Milan
Rio de Janeiro · Tehran · Tripoli · Vienna

Zeitschrift für Geophysik

Band 36

1970

Heft 3

Inhaltsverzeichnis

Übersichtsartikel: SOFFEL, H.: Die Theorien der thermoremanenten Magnetisierung von Gesteinen	237
SCHULT, A.: Natural magnetization of deep core samples of basaltic rocks from Brazil . .	267
BONJER, K.-P., K. FUCHS and J. WOHLBERG: Crustal structure of the East African Rift System from spectral response ratios of long-period body waves	287
MAKRIS, J., P. THIELE and J. ZIMMERMANN: Crustal Investigation from gravity measurements at the scarp of the Ethiopian Plateau	299
AHORNER, L., H. MURAWSKI and G. SCHNEIDER: Die Verbreitung von schadenverursachenden Erdbeben auf dem Gebiet der Bundesrepublik Deutschland	313
TÖPFER, K.D.: Über den Einfluß oberflächennaher Störkörper auf geoelektrische Widerstandsmessungen	345
SCHENK, E.: Zur Problematik der Deutung paläomagnetischer Meßergebnisse auf Grund von Untersuchungen an den Basalten des Paläovulkans Vogelsberg in Hessen . . .	359
Briefe an den Herausgeber:	
MAKRIS, J., H. MENZEL, J. ZIMMERMANN, K.-P. BONJER, K. FUCHS and J. WOHLBERG: Crustal and upper mantle structure of the Ethiopian Rift derived from seismic and gravity data	387



PHYSICA - VERLAG · WÜRZBURG

ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

als zweimonatliche Publikation herausgegeben im Auftrag der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft von

W. Dieminger, Lindau/Harz

und

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

unter Mitwirkung von

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

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

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

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

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

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

Die Zitate sollen entsprechend folgendem Beispiel angefertigt werden:

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

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

Anschrift der *Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft*:

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

Bank: Neue Sparcasse, Hamburg 24/11528

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

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

Bezugspreis je Band (6 Hefte) 78,— DM, Einzelheft je nach Umfang. Abonnements verlängern sich jeweils um einen Band, falls keine ausdrückliche Abbestellung zum Jahresende vorliegt.

Gedruckt mit Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft.

Dem Heft liegt ein Prospekt der Schweitzerbart'schen Verlagsbuchhandlung, Stuttgart bei.

Bekanntmachung lt. Bayer. Pressegesetz i. 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.

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

Printed In Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1970

Die Theorien der thermoremanenten Magnetisierung von Gesteinen¹⁾

The Theories of Thermoremanent Magnetization in Rocks¹⁾

Von H. SOFFEL, München²⁾

Eingegangen am 8. April 1970

Zusammenfassung: Die gegenwärtig diskutierten Theorien der thermoremanenten Magnetisierung (TRM) von Gesteinen werden vorgestellt und an Hand von neueren Untersuchungen an Gesteinen und künstlichen Proben kritisch beurteilt, vor allem im Hinblick auf neue Ergebnisse über den Ablauf von Magnetisierungs-Prozessen. Im einzelnen werden betrachtet:

a) Die klassische Theorie von NÉEL [1949] der TRM von kleinen Teilchen, die nur aus einem einzigen WEISSschen Bezirk bestehen (Einbereichs-Teilchen) sowie ihre Erweiterung durch DUNLOP [1969a] für den Fall magnetostatischer Wechselwirkung zwischen den Teilchen.

b) Die Theorien der TRM von Teilchen, die aus mehr als nur einem WEISSschen Bezirk aufgebaut sind (Mehrbereichs-Teilchen), von NÉEL [1955], STACEY [1958] und EVERITT [1962a].

c) Die Theorien von VERHOOGEN [1959] sowie OZIMA und OZIMA [1965], welche die TRM von postulierten Zonen mit Eigenschaften von Einbereichs-Teilchen innerhalb der WEISSschen Bezirke von Mehrbereichs-Teilchen behandeln.

Während die Richtigkeit der Theorie der Einbereichs-Teilchen von NÉEL [1949] durch neuere Untersuchungen bestätigt werden konnte, sind die Theorien der TRM von Mehrbereichs-Teilchen noch recht unbefriedigend und stimmen zum Teil nicht mit den experimentell gefundenen Eigenschaften der TRM überein. Für die unter c) genannten Theorien fehlen bisher noch die experimentellen Bestätigungen.

Summary: The presently discussed theories of thermoremanent magnetization of rocks (TRM) are presented in the light of recent investigations on rocks and synthetic samples as well as of new results on the nature of the magnetization processes. The theories under discussion are as follows:

a) The classical theory by NÉEL [1949] of the TRM of small particles consisting of only one single magnetic domain (single domain particles) and its extension for magnetostatic interaction between the ore grains by DUNLOP [1969a].

b) The theories of the TRM of particles consisting of several magnetic domains (multi-domain particles) by NÉEL [1955], STACEY [1958] and EVERITT [1962a].

c) The theories by VERHOOGEN [1959] and OZIMA and OZIMA [1965] of the TRM located in postulated zones with single domain behaviour within the multidomain grains.

The validity of the single domain theory by NÉEL [1949] could be confirmed by recent investigations, whereas the different multidomain theories are still quite unsatisfactory and are often not in agreement with the properties of TRM as found by experiments. The theories quoted under c) are still lacking any experimental confirmation.

¹⁾ Vom Vorstand der DGG erbetener Übersichtsartikel.

²⁾ Privatdozent Dr. HEINRICH SOFFEL, Institut für Angewandte Geophysik, Universität, 8000 München 2, Richard-Wagner-Str. 10.

I. Kapitel

Einleitung

Die thermoremanente Magnetisierung (TRM) zeichnet sich gegenüber anderen möglichen Prozessen, die zu einer remanenten Magnetisierung von Gesteinen führen, durch ihre Bedeutung für den Paläomagnetismus aus. Wie durch zahlreiche Untersuchungen nachgewiesen wurde, besitzt die TRM die Eigenschaft, die Richtung und — mit gewissen Einschränkungen — auch die Intensität desjenigen Magnetfeldes zu konservieren, dem die Gesteinsprobe bei der Bildung der TRM ausgesetzt war. Die Tatsache, daß sich eine remanente Magnetisierung in einem Material über Jahrtausende oder gar Jahrmillionen hinweg fast unverändert erhalten kann, wurde zu Beginn der Untersuchungen der TRM auf Grund der bisher in der Physik gewonnenen Erfahrungen mit massiven ferromagnetischen Materialien wie Eisen, Nickel und Kobalt sowie deren Legierungen zunächst vielfach nicht für möglich gehalten. Erst die Ergebnisse der Untersuchungen an kleinen Teilchen der obengenannten Metalle sowie an Ferriten beseitigten die Zweifel an der dem Paläomagnetismus zugrunde liegenden Hypothese über die Erhaltung einer remanenten Magnetisierung in Gesteinen über lange Epochen der Erdgeschichte hinweg. Zur Stütze der Hypothese wurden neben experimentellen und theoretischen Überlegungen auch die Remanenz von Gesteinen direkt herangezogen und spezielle Testverfahren zur Überprüfung ihrer zeitlichen Stabilität entwickelt [GRAHAM, 1949]. Darauf soll im folgenden nicht näher eingegangen werden.

Obwohl die TRM für den Paläomagnetismus, d. h. die Methode zur Erforschung des Magnetfeldes der Erde in zurückliegenden Epochen der Erdgeschichte eine so überragende Bedeutung hat, sind die physikalischen Vorgänge bei der Entstehung der TRM in den ferri- und antiferromagnetischen Mineralien in den Gesteinen noch nicht voll verstanden. Die Hauptschwierigkeit besteht darin, daß ganz allgemein die Magnetisierungsprozesse der ferromagnetischen Stoffe in ihrer Abhängigkeit von den verschiedensten Parametern noch nicht genügend erforscht sind. Beim Gesteinsmagnetismus wird das Problem zusätzlich kompliziert durch die noch weitgehend unbekannt Abhängigkeit einzelner, für die Bildung der TRM wichtiger Parameter von der Realstruktur der Materie und von der Temperatur. Die Träger der remanenten Magnetisierung in Gesteinen, von denen im nächsten Kapitel kurz die Rede sein wird, sind zudem oft Mineralkörner, deren chemische Zusammensetzung selten exakt bekannt ist und die wegen ihres geringen Durchmessers oft nicht genau genug analysiert werden können. In manchen Fällen sind sie sogar kleiner als das Auflösungsvermögen der Lichtmikroskope und entziehen sich dann jedem direkten Nachweis in Gesteinsanschliffen. In der Regel sind in den Mineralien die für die Magnetisierung verantwortlichen Ionen zum Teil durch andere Ionen ersetzt worden, entweder primär, d. h. bei der Entstehung des Gesteins, oder nachträglich durch sekundäre Einwirkungen wie z. B. Diffusion oder Oxydation. Das führt dazu, daß die magnetischen Eigenschaften innerhalb einer

Gesteinsprobe von Erzkorn zu Erzkorn oder sogar innerhalb eines Erzkornes sowohl räumlich als auch zeitlich variabel sein können.

In dieser wenig hoffnungsvollen Situation ist es bei dem gegenwärtigen Stand der Kenntnisse der Magnetisierungsprozesse nicht möglich, eine alle Eigenschaften der TRM quantitativ auch nur hinreichend gut beschreibende Theorie der TRM von Gesteinen vorzustellen. Bei einem Teil der „Theorien“ der TRM handelt es sich bei kritischer Betrachtung um gar keine Theorien im eigentlichen Sinne, sondern lediglich um die Versuche, einige der wesentlichsten Eigenschaften der TRM in einer einfachen Formel auch quantitativ einigermaßen richtig wiederzugeben. Angesichts der sehr komplizierten und — wie weiter oben schon ausgeführt — noch nicht voll verstandenen Abhängigkeit der Magnetisierungsprozesse von den verschiedensten Parametern, kann man sie höchstens als Näherungen betrachten.

II. Kapitel

Die Träger der TRM in Gesteinen

Als Träger der TRM und auch der anderen Remanenzen, die ein Gestein erwerben kann, und auf die im folgenden nicht näher eingegangen werden soll [siehe dazu NAGATA 1961], kommen nur ferri- oder antiferromagnetische [NÉEL 1948] Mineralien in Betracht, wobei sich die meisten in das ternäre System $\text{FeO}-\text{Fe}_2\text{O}_3-\text{TiO}_2$ einordnen lassen (Abb. 1). Innerhalb dieses Systems sind Mischreihen (feste Lösungen) nachgewiesen worden, so die Mischreihe der kubischen Titanomagnetite zwischen den Endgliedern Magnetit und Ulvöspinell, und die in der Natur allerdings nicht vollständig realisierte Mischreihe zwischen Hämatit und Ilmenit mit rhomboedrischer Struktur (Hämo-Ilmenite bzw. Ilmo-Hämatite). Die Sättigungsmagnetisierung $J_{s,0}$ bei Raumtemperatur und die Curie-Temperatur T_c ändern sich längs der Mischreihe der ferri-magnetischen Titanomagnetite nahezu linear von $J_{s,0} = 480$ Gauß und $T_c = 578^\circ\text{C}$ bei Magnetit zu $J_{s,0} = 0$ und $T_c = -200^\circ\text{C}$ beim Ulvöspinell. Auf der Mischreihe Hämatit-Ilmenit ändert sich T_c linear von $T_c = 675^\circ\text{C}$ beim Hämatit zu $T_c = -200^\circ\text{C}$ beim Ilmenit, während die Sättigungsmagnetisierung $J_{s,0}$ des antiferromagnetischen Hämatit nur ca. 2 Gauß beträgt und für Ilmenit $J_{s,0} = 0$ ist. Glieder dieser Mischreihe mit etwa $\frac{2}{3}$ Ilmenit und $\frac{1}{3}$ Hämatit besitzen jedoch eine starke Sättigungsmagnetisierung $J_{s,0}$ von ca. 300 Gauß und sind ferrimagnetisch [AKIMOTO 1957; AKIMOTO, KATSURA und YOSHIDA 1957].

Körner dieser ferri- bzw. antiferromagnetischen Mineralien treten akzessorisch in zahlreichen Gesteinen auf, wobei ihre Größe zwischen einigen Millimetern bis zu Bruchteilen eines Mikron, d. h. bis zur Grenze des Auflösungsvermögens der Lichtmikroscopie variiert. Mit Elektronenmikroskopen wurden noch kleinere Erzkörner nachgewiesen. Im Mittel haben die Erzkörner aber Durchmesser von einigen Mikron bis etwa 100 Mikron. Sie sind selten homogen, d. h. aus einem einzigen Mineral mit

innerhalb eines Kornes konstantem Chemismus aufgebaut. Häufig findet man (Entmischungs-) Lamellen mit einer zweiten, nicht notwendigerweise auch ferrimagnetischen Erzkomponente, sowie oxydierte Zonen an Rändern oder längs Rissen im

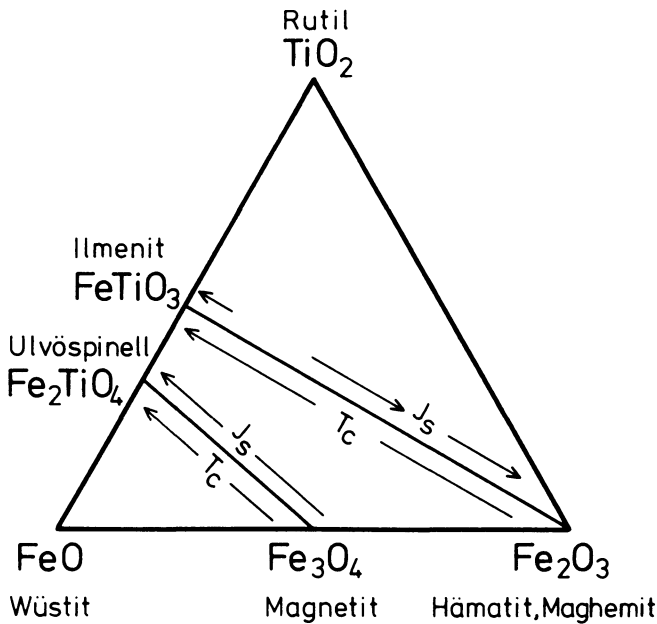


Abb. 1: Das ternäre System Wüstite-Hämatit-Rutil und die Änderung der Curie-Temperatur T_c und der Sättigungsmagnetisierung J_s längs der Mischreihen Magnetit-Ulvöspinell und Hämatit-Ilmenit.

The ternary system of wüstite-magnetite-rutile and the variation of the Curie temperature T_c and the saturation magnetization J_s along the magnetite-ulvöspinell and hematite-ilmenite series respectively.

Innerhalb der Mineralien. Das bedeutet, daß weder die Sättigungsmagnetisierung noch die Curie-Temperatur innerhalb eines Erzkornes einen konstanten Wert zu haben braucht. Bei einer Gesteinsprobe muß man deswegen stets mit einer gewissen Variationsbreite von J_s und T_c rechnen.

III. Kapitel

Definition der TRM und ihre Eigenschaften

In einer Gesteinsprobe mit ferri- bzw. antiferromagnetischen Mineralien kann man eine TRM durch folgenden Prozeß erzeugen: Die Probe wird auf eine Temperatur $T > T_c$ erwärmt und in einem Magnetfeld $H_a = \text{const.}$ auf Raumtemperatur T_0 ab-

gekühlt. Die dabei erworbene remanente Magnetisierung nennt man die „totale thermoremanente Magnetisierung“, kurz TRM. Die Eigenschaften der TRM, die von einer großen Reihe von Autoren seit etwa 30 Jahren untersucht wurden [KOENIGSBERGER 1938; THELLIER 1946; NAGATA 1953; GRABOVSKY, PETROVA und ISAKOVA 1956; EVERITT 1961; EVERITT 1962a; STILLER 1967], sollen im folgenden beschrieben werden.

1. Bei isotropen Gesteinsproben, d. h. bei einer statistischen Verteilung der kristallographischen Achsen der Erzminerale und bei fehlenden einaxialen Belastungen der Probe während der Abkühlung von T_c auf T_0 , ist die Richtung der TRM parallel zur

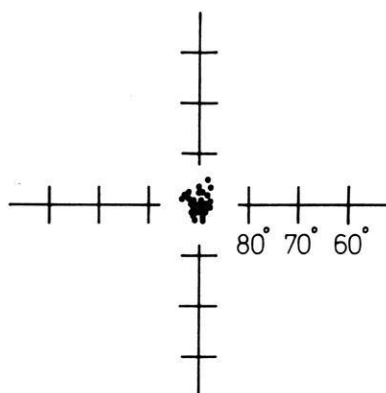


Abb. 2: Richtungen einer künstlichen thermoremanenten Magnetisierung von 28 Proben, erzeugt in einem vertikal von oben nach unten gerichteten äußeren Feld. (Nach [ROBERTSON 1963].) (Flächentreue Projektion.)

Directions of artificial thermoremanent magnetization of 28 specimens in equal area projection. The external field was vertical and down. [Redrawn from ROBERTSON 1963.]

Richtung des äußeren Feldes (Abb. 2). Wird dagegen die Probe einaxial bis zur Bruchspannung des Materials belastet, so weicht die TRM von der Richtung des äußeren Feldes nur um wenige Grade ab [HALL und NEALE 1960].

2. Bei kleinen äußeren Feldern ($H_a < 2$ Oe) ist die TRM proportional zu H_a . Für große H_a (H_a größer als 30 Oe) erhält man eine Beziehung der Form: $\text{TRM} \sim \text{tg } h H_a$ (Abb. 3). Für die Intensität der TRM besteht keine eindeutige Relation zum Erzgehalt, sie nimmt aber generell mit steigendem Erzgehalt zu. Mit abnehmendem Durchmesser der Erzkörner nimmt die Intensität der TRM zu, ferner (linear) mit wachsender Koerzitivkraft der Gesteinsprobe [NAGATA 1961]. Von großem Einfluß auf die Intensität der TRM erwies sich neben der absoluten Größe der Erzkörner auch deren Gestalt, wobei die Differenz zwischen größtem und kleinstem Entmagnetisierungsfaktor eine große Rolle spielt.

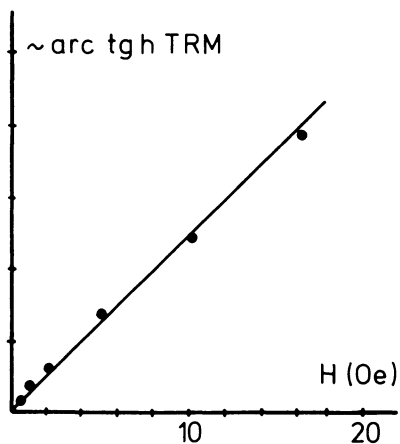


Abb. 3: Abhängigkeit der Intensität der thermoremanent Magnetisierung von der Stärke des äußeren Feldes. [Nach EVERITT 1961.]

The intensity of thermoremanent magnetization as dependent on the external field. (Redrawn from [EVERITT 1961].)

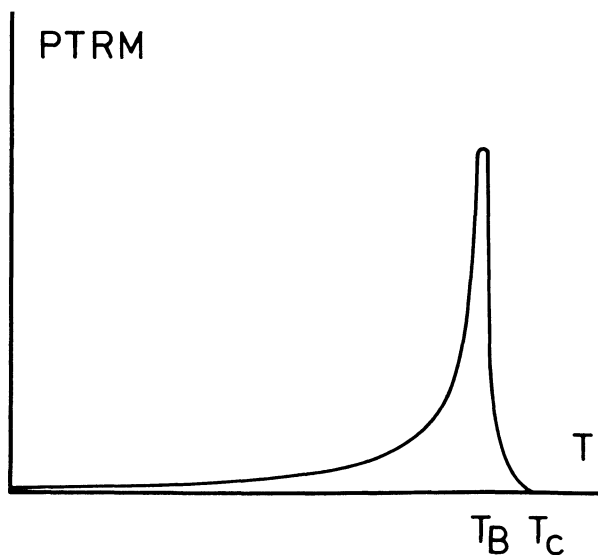


Abb. 4: Abhängigkeit der partiellen thermoremanent Magnetisierung von der Temperatur. (Schematisch.)

Schematic representation of the dependency of partial thermoremanent magnetization on temperature.

3. Eine Partielle Thermoremanente Magnetisierung (PTRM) kann man in einem Gestein dadurch erzeugen, daß man bei der Abkühlung von T_c auf T_0 nur in einem begrenzten Temperaturintervall zwischen T_1 und T_2 ein äußeres Feld \vec{H}_a wirken läßt. Eine Darstellung der PTRM in Abhängigkeit von T mit $T = (T_1 + T_2)/2$ zeigt Abb. 4. Die größte Zunahme der TRM erfolgt in einem Temperaturbereich dicht unterhalb der Curie-Temperatur. Eine im Temperaturbereich T_1, T_2 ($T_1 < T_2$) erworbene PTRM wird durch eine Wiedererwärmung auf $T = T_1$ nicht beeinflusst, bei einer Erwärmung auf $T = T_2$ aber völlig zerstört. Die im Temperaturintervall T_1, T_2 erzeugte PTRM ist völlig unabhängig von den PTRM aus anderen Temperaturintervallen, selbst wenn dort andere Felder mit unterschiedlicher Größe und Richtung die Ursache waren. Es gilt das Gesetz von der Additivität der PTRM [THELLIER 1951; NAGATA 1953]. Die totale TRM bei Abkühlung von T_c auf T_0 bei $\vec{H}_a = \text{const.}$ ergibt sich demnach als Summe über alle PTRM im Temperaturintervall T_c, T_0 und stellt das Integral der in Abb. 4 gezeigten Funktion dar. Dies ist in Abb. 5 dargestellt. Die Abhängigkeit der TRM und der Sättigungsmagnetisierung von der Temperatur zeigen damit einen ähnlichen Verlauf.

4. Im Vergleich zu anderen Arten der remanenten Magnetisierung, auf die hier nicht näher eingegangen werden soll [siehe dazu z. B. NAGATA 1961], zeichnet sich die TRM durch eine große Stabilität aus. Bei Raumtemperatur ist die Abnahme ihrer Intensität

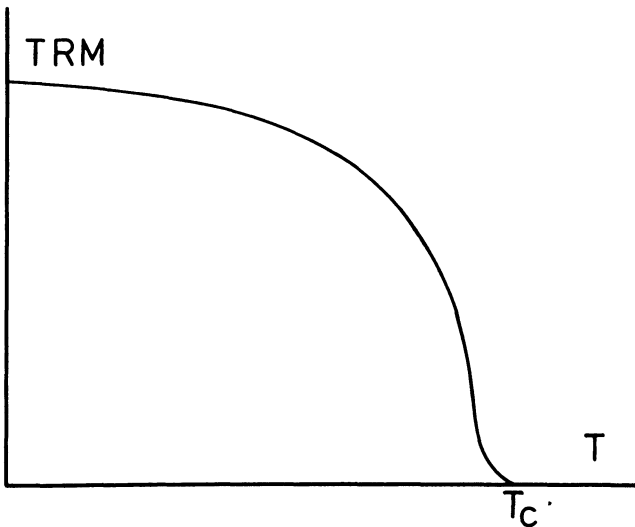


Abb. 5: Abnahme der Intensität der thermoremanent Magnetisierung mit steigender Temperatur. (Schematisch.)

Schematic representation of the decrease of thermoremanent magnetization with increasing temperature.

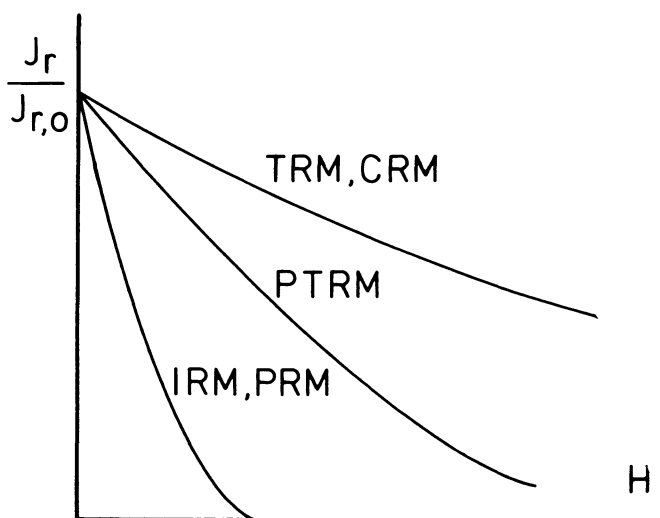


Abb. 6: Die Stabilität einiger Arten von remanenter Magnetisierung gegen Entmagnetisierung im magnetischen Wechselfeld. (Schematische Darstellung.)

Schematic representation of the stability of various types of remanent magnetization during ac-demagnetization.

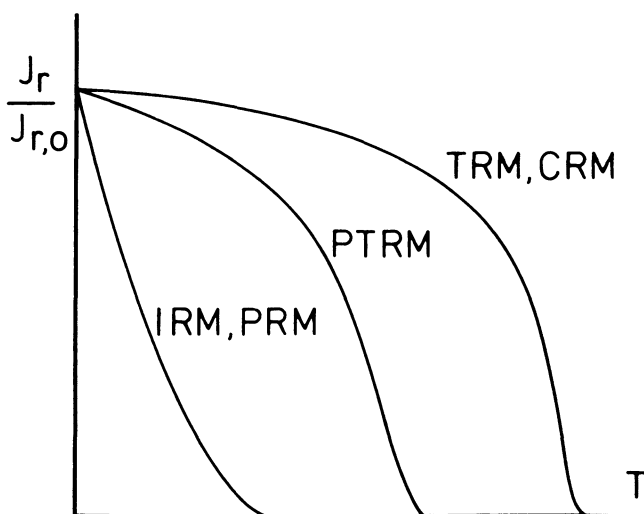


Abb. 7: Die Stabilität einiger Arten von remanenter Magnetisierung gegen thermische Entmagnetisierung. (Schematische Darstellung.)

Schematic representation of the stability of various types of remanent magnetization during thermal demagnetization.

durch thermische Agitation mit Halbwertszeiten verbunden, die nur selten durch Labormessungen bestimmbar sind und die Größenordnungen von einigen 10^9 Jahren haben können. Bei der stufenweisen Entmagnetisierung im magnetischen Wechselfeld (Abb. 6) und bei der thermischen Entmagnetisierung (Abb. 7) durch stufenweise Erwärmung — jeweils im Gleichfeld Null — wird die TRM weniger reduziert als die anderen Remanenzen. Eine Ausnahme bildet allerdings die chemische remanente Magnetisierung (CRM), die sich diesbezüglich nicht von der TRM unterscheidet [NAGATA 1953]. Die Stabilität der TRM nimmt mit geringer werdendem Korndurchmesser und wachsender Differenz zwischen größtem und kleinstem Entmagnetisierungsfaktor der Erzkörner zu.

IV. Kapitel

Die Theorien der Thermoremanenten Magnetisierung (TRM)

Alle im folgenden beschriebenen Theorien der TRM stützen sich auf sehr vereinfachte Modelle und gehen durchwegs von der Annahme aus, daß die Erzkomponente, die Träger der Remanenz einer Gesteinsprobe ist, homogen, d. h. nur aus einem einzigen Mineral mit konstanter Sättigungsmagnetisierung und Curie-Temperatur besteht. Daß dies in der Natur häufig nicht erfüllt ist, wurde in einem der vorausgehenden Kapitel bereits erwähnt.

Auf Grund der verschiedenen möglichen Arten von Magnetisierungsprozessen lassen sich die Theorien der TRM in zwei Gruppen einordnen:

- a) Theorien der TRM von sehr kleinen Teilchen, die aus energetischen Gründen nur aus einem einzigen Weiss'schen Bezirk bestehen (Einbereichs-Teilchen).
- b) Theorien der TRM von Teilchen, die aus energetischen Gründen aus mehr als nur einem Weiss'schen Bezirk aufgebaut sind (Mehrbereichs-Teilchen). Dabei ist die Größe der einzelnen Weiss'schen Bezirke sowie die spezielle Art der Aufteilung des Erzkornes in Weiss'sche Bezirke (Bereichskonfiguration) in sehr komplizierter Art von den magnetischen Eigenschaften und der Kristallstruktur der Erzkörner abhängig. Dieser Sachverhalt ist in den bisher bekannt gewordenen Theorien der TRM von Mehrbereichs-Teilchen noch nicht genügend berücksichtigt worden.

Die Bedeutung bzw. die Definition einiger im folgenden häufig auftretender Größen wie z. B. die Magnetostruktions-Konstante λ , die Kristallanisotropie-Konstante K , die Boltzmann-Konstante k und andere werden entweder als bekannt vorausgesetzt oder sind in elementaren Lehrbüchern der Physik zu finden. Sie jeweils definieren zu müssen, würde unnötig viel Raum in dieser Darstellung beanspruchen.

1. Die Theorie der TRM von Einbereichs-Teilchen von NÉEL [1949]

NÉEL [1949] ging in seiner Theorie der TRM von Einbereichs-Teilchen von der Beobachtung aus, daß die Erzkörner in den Gesteinen in der Größenordnung von

etwa 10^{-3} cm sind. Auf Grund der Größe der seit BITTER [1931] auf Oberflächen ferromagnetischer Materialien (Fe, Co, Ni) beobachteten Weiss'schen Bezirke nahm er an, daß derart kleine Teilchen nur aus einem einzigen Weiss'schen Bezirk bestehen. Außerdem nahm er an, daß die Entfernung zwischen den Erzkörnern stets so groß ist, daß das Magnetfeld eines Kornes am Ort eines Nachbarkornes klein ist, daß also magnetostatische Wechselwirkungen unter ihnen vernachlässigt werden können. Das magnetische Moment m_0 eines Teilchens ist gegeben durch:

$$\vec{m}_0 = v \vec{J}_s \quad (1)$$

wobei \vec{J}_s seine Sättigungsmagnetisierung und v sein Volumen bedeuten. Da die Sättigungsmagnetisierung J_s von der Temperatur abhängt, ist auch das magnetische Moment eines Teilchens eine mit der Temperatur variierende Größe. Die auf Grund der Austausch-Wechselwirkung alle zueinander parallel orientierten atomaren magnetischen Momente sind innerhalb eines jeden Einbereichs-Teilchens so ausgerichtet, daß die freie Energie des Teilchens minimal ist. Die dadurch festgelegte Vorzugsrichtung \vec{A} der Magnetisierung hängt ab von der Form des Teilchens (Formanisotropie), eventuell vorhandenen einaxialen Belastungen (Spannungsanisotropie) und der Kopplung der Richtung der atomaren magnetischen Momente an spezielle Richtungen im Kristallgitter (Kristallanisotropie). Dabei sind die Richtungen $+\vec{A}$ und $-\vec{A}$ energetisch gleichberechtigt.

Zur Drehung aller atomaren magnetischen Momente eines Einbereichs-Teilchens von der Richtung $+\vec{A}$ in die Gegenrichtung $-\vec{A}$ ist die Energie E_a notwendig.

$$E_a = \frac{1}{2} m_0^2 H \cos^2 \theta \quad (2)$$

Dabei ist θ der Winkel zwischen \vec{m}_0 und \vec{A} . Die Größe von E_a hängt von der Form-, Spannungs- und Kristallanisotropie des Erzkornes ab. Die zur Ummagnetisierung des Einbereichs-Teilchens notwendige Energie E_a kann z. B. durch ein äußeres Feld H_a geleistet werden.

$H_a = H$ ist dann dasjenige äußere Feld in Richtung von $-\vec{A}$, das notwendig ist, um die Magnetisierung eines Teilchens aus der Richtung $+\vec{A}$ in die Gegenrichtung $-\vec{A}$ umzudrehen (mikroskopische Koerzitivkraft). Ein derartiges Umklappen der magnetischen Momente tritt aber auch spontan durch thermische Aktivierung in solchen Fällen auf, in denen $kT \geq m_0 H/2$ wird. Dabei ist k die Boltzmann-Konstante und T die absolute Temperatur des Teilchens. Betrachtet man ein Aggregat von n identischen, in Richtung \vec{A} polarisierten Teilchen, so ist dessen magnetisches Moment \vec{m} zur Zeit $t = 0$ (d. h. vollständiger Polarisation) gegeben durch:

$$\vec{m} = n \vec{m}_0 \quad (3)$$

Es läßt sich zeigen, daß bei T größer als 0°K durch spontanes Umklappen das magnetische Moment \vec{m} mit der Zeit exponentiell abnimmt in der Form:

$$\vec{m}(t) = n\vec{m}_0 \exp. -\frac{t}{\tau_0} \quad (4)$$

τ_0 bezeichnet man als Relaxationszeit des Vorganges. Diese ist ein Maß für die Schnelligkeit des Verschwindens eines einmal vorhandenen magnetischen Momentes eines Aggregates von Teilchen, d. h. dessen Remanenz. τ_0 wird dabei mit der Dauer von Experimenten verglichen. Bei sehr großer Relaxationszeit τ_0 spricht man von einer stabilen Remanenz, bei τ_0 kleiner als die Dauer des Experimentes von einer instabilen Remanenz. Die Größe von τ_0 hängt in komplizierter Weise von dem Verhältnis der Größe kT zu den Energien der Kristall-, Form- und Spannungs-Anisotropie ab, sowie von der absoluten Größe der Teilchen selbst und ist nach NÉEL [1949] gegeben durch:

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{2eK}{J_s m_e} |3G\lambda + NJ_s^2| \sqrt{\frac{2v}{\pi GkT}} \exp. -\frac{Kv}{kT} \quad (5)$$

Dabei sind e und m_e Ladung und Masse eines Elektrons, K die Kristall-Anisotropie-Konstante, G der Scherungs-Modul, λ die Magnetostruktionskonstante, v das Volumen des Teilchens und N dessen Entmagnetisierungs-Faktor. Die anderen Größen wurden bereits definiert. τ_0 wird dabei hauptsächlich vom exponentiellen Term bestimmt und nimmt mit kleiner werdendem v/T stark ab. Für ein Teilchen vom Volumen v existiert also eine Temperatur $T = T_B$, bei der die Relaxationszeit τ_0 von einem Wert klein gegen die Versuchsdauer ($T > T_B$) zu einem Wert groß gegen die Versuchsdauer ($T < T_B$) übergeht. Eine bei $T > T_B$ instabile Remanenz wird bei sinkender Temperatur des Teilchens bei einer Temperatur $T = T_B$ plötzlich stabil. Die Temperatur T_B nennt man die Blockungs-Temperatur des Teilchens. Dieser Übergang von τ_0 klein zu τ_0 groß gegen die Versuchsdauer erfolgt außerordentlich rasch, wie Tabelle 1 für kleine Magnetitteilchen zeigt. (Nach NÉEL [1949].)

Tabelle 1: Abhängigkeit der Relaxationszeit τ_0 des magnetischen Momentes eines Aggregats von identischen Einbereichs-Teilchen vom Verhältnis ihres Volumens zur absoluten Temperatur [nach NÉEL 1949].

Dependency of the relaxation time τ_0 of the magnetic moment of a system of identical single domain particles on the ratio between their volume and absolute temperature [after NÉEL 1949].

v/T :	3,2	3,9	4,7	5,4	6,2	$7,0 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^3/^\circ$
τ_0 :	10^{-1}	10^1	10^3	10^5	10^7	10^9 sec.

Unter der Einwirkung eines schwachen äußeren Feldes in Richtung $+\vec{A}$ erhält man zwei verschiedene Relaxationszeiten für das Teilchen, weil die Übergänge von $+\vec{A}$ nach $-\vec{A}$ weniger wahrscheinlich werden als die Übergänge von $-\vec{A}$ nach $+\vec{A}$.

Nach einer Zeit $t \gg \tau_0$ erhält man deswegen nicht mehr wie nach (4) das magnetische Moment $\vec{m} = 0$ für unser Aggregat von n identischen Teilchen, sondern (nach der Boltzmann-Statistik) ein magnetisches Moment in Richtung des äußeren Feldes von der Größe

$$\vec{m} = n\vec{m}_0 \operatorname{tg} h \frac{\vec{m}_0 \vec{H}_a}{kT} \quad (6a)$$

Der Erwerb einer thermoremanenten Magnetisierung durch ein Aggregat von n identischen Teilchen mit dem magnetischen Moment \vec{m}_0 und gleicher Orientierung von \vec{A} in einem äußeren Feld \vec{H}_a parallel zu \vec{A} geschieht demnach durch einen Mechanismus, der durch folgende Stadien gekennzeichnet ist:

a) $T > T_c$: Die Erzkörner sind paramagnetisch und besitzen noch keine spontane Magnetisierung.

b) $T = T_c$: Die Austausch-Wechselwirkung erzeugt eine Ausrichtung der atomaren magnetischen Momente in Richtung von \vec{A} . Gleichzeitig bewirkt das Feld \vec{H}_a in Richtung von \vec{H}_a (und \vec{A}) ein magnetisches Moment.

c) Für $T_B < T < T_c$ erreicht dieses magnetische Moment die Größe

$$\vec{m}(T) = n\vec{m}_0(T) \operatorname{tg} h \frac{\vec{m}_0(T) \vec{H}_a}{kT} \quad (6b)$$

Bei einem Abschalten des äußeren Feldes würde dieses magnetische Moment rasch wieder (exponentiell) verschwinden (Superparamagnetismus [BEAN 1955]).

d) Bei $T = T_B$ wird die Relaxationszeit plötzlich sehr groß gegen die Dauer des Experimentes. Die bei $T = T_B$ auf Grund der Boltzmann-Statistik im Feld \vec{H}_a existierende Verteilung der magnetischen Momente in unserem Aggregat von n identischen Teilchen „friert“ ein und beträgt

$$\vec{m}(T_B) = n\vec{m}_0(T_B) \operatorname{tg} h \frac{\vec{m}_0(T_B) \vec{H}_a(T_B)}{kT_B} \quad (6c)$$

e) Bei $T < T_B$ hat man ein zeitlich stabiles magnetisches Moment, dessen Größe nur noch von der Variation der Sättigungsmagnetisierung mit der Temperatur abhängt. Bei Raumtemperatur T_0 ergibt sich ein magnetisches Moment

$$\vec{m}(T_0) = n\vec{m}_0(T_0) \operatorname{tg} h \frac{\vec{m}_0(T_B) \vec{H}_a(T_B)}{kT_B} \quad (6d)$$

Bei einer statistischen Verteilung von \vec{A} bezüglich \vec{H}_a sowie n_i Teilchen verschiedener Volumina v_i mit dazugehörigen verschiedenen $T_{B,i}$ ist

$$\vec{m}(T_0) = \frac{1}{3} \sum_{j=1}^i n_j v_j J_s(T_{0,j}) \operatorname{tg} h \frac{v_j \vec{J}_s(T_{B,j}) \vec{H}_a(T_{B,j})}{kT_{B,j}} \quad (6e)$$

Bei kleinem Argument kann man $\operatorname{tg} h x \approx x$ setzen und erhält damit die Linearität zwischen TRM und H_a . Die Gleichung (6e) enthält außerdem das Gesetz von der Additivität der PTRM. Bei p Volumen-Prozenten von Einbereichs-Teilchen mit der Sättigungs-Magnetisierung $J_{s,0}$ mit einem mittleren Volumen \bar{v} sowie statistischer Verteilung der Richtungen von \vec{A} bezüglich \vec{H}_a ist die TRM bei $T = T_0$ gegeben durch

$$J_{TRM} = \frac{1}{3} p J_s(T_0) \operatorname{tg} h \frac{\bar{v} J_s(T_B) H_a}{k T_B} \quad (7)$$

Mit dieser Beziehung ist es möglich, alle in Kapitel III aufgeführten wichtigsten Eigenschaften der TRM zu deuten.

Bei Gesteinen mit geringem Abstand unter den Einbereichs-Teilchen können die magnetostatischen Wechselwirkungen unter diesen nicht mehr vernachlässigt werden. Bei der Blockungs-Temperatur treten zu dem äußeren, im Bereich der Probe homogenen Feld \vec{H}_a noch die von Erzkorn zu Erzkorn im Bezug auf Richtung und Intensität schwankenden Streufelder H_{Streu} der Nachbarkörner hinzu. Das magnetische Moment eines Aggregates von n Teilchen ist bei $T = T_B$ dann durch folgende Beziehung gegeben:

$$\vec{m}(T_B) = n \vec{m}_0(T_B) \operatorname{tg} h \frac{\vec{m}_0(T_B)(\vec{H}_a + \vec{H}_{\text{Streu}})}{k T_B} \quad (8)$$

Nach DUNLOP [1969a] ergibt sich bei kleinen äußeren Feldern und einem mittleren Wechselwirkungsfeld $(\vec{H}_{\text{Streu}})_0$ die TRM bei $T = T_0$ angenähert durch folgenden Ausdruck:

$$J_{TRM} = \frac{1}{3} p J_s^2(T_0) \frac{H_a}{2 J_s(T_B) (\vec{H}_{\text{Streu}})_0} \quad (9)$$

Das bedeutet, daß mit wachsender magnetostatischer Wechselwirkung zwischen den Einbereichs-Teilchen die Sättigung der TRM erst bei sehr viel stärkeren äußeren Feldern erreicht wird als ohne derartige Wechselwirkungen.

2. Die Theorie der TRM von Mehrbereichs-Teilchen von NÉEL [1965]

Hauptsächlich auf Grund der Untersuchungen von KITTEL [1949] über die Größe von Weiss'schen Bezirken in kleinen Teilchen und die kritischen Durchmesser für den Übergang von der Einbereichs- zur Mehrbereichs-Konfiguration gelangte man zu der Auffassung, daß die überwiegende Mehrzahl der im Lichtmikroskop sichtbaren ferri-magnetischen Mineralien Teilchen mit mehr als einem Weiss'schen Bezirk sein müssen. (Der antiferromagnetische Hämatit bildet hierbei eine Ausnahme. Wegen seiner geringen Sättigungsmagnetisierung, die durch einen noch nicht voll verstandenen parasitären Ferrimagnetismus zustande kommt, sind auch Hämatit-Teilchen von einigen 10^{-3} cm Durchmesser sicher noch Einbereichs-Teilchen.)

Anders als bei Einbereichs-Teilchen, deren Magnetisierungsrichtung nur durch eine gleichzeitige Drehung der atomaren magnetischen Momente variiert werden kann (Drehprozesse), ändert sich das magnetische Moment eines Mehrbereich-Teilchens

bei den zu betrachtenden schwachen Feldern von der Größe des erdmagnetischen Feldes ($\vec{H}_a \approx 0,5 \text{ Oe}$) fast ausschließlich durch Bewegung der Wände zwischen den Weiss'schen Bezirken. Die Wände (Blochwände) sind dabei definiert als Zonen von etwa 10^{-5} cm Dicke, innerhalb welcher der Wechsel der Richtung der Magnetisierung zwischen zwei benachbarten Weiss'schen Bezirken erfolgt. Die Position der Wände innerhalb eines Mehrbereichs-Teilchens ist durch die Forderung nach einem (relativen) Minimum der freien Energie E des Erzkornes bestimmt. Die freie Energie eines Teilchens setzt sich ähnlich wie bei den Einbereichs-Teilchen aus mehreren Anteilen zusammen, von denen die Kristallanisotropie-Energie E_K , Streufeld-Energie E_M , Wand-Energie E_W und Magnetisierungs-Energie E_H die wichtigsten sind. Ein äußeres Feld \vec{H}_a parallel zu einer 180° -Blochwand übt auf diese einen Druck in Richtung der Wandnormalen aus von der Größe

$$p = 2 \vec{H}_a \vec{J}_s \quad (10)$$

Dabei wird die Wand in Richtung der Wandnormalen (x -Richtung) so weit bewegt, bis in ihrer Position die freie Energie des Teilchens wieder ein relatives Minimum ist.

Auf Grund der Realstruktur der Kristalle mit ihren Fehlstellen verschiedenster Art ist die freie Energie E bzw. das Gibbsche Potential Φ eines Teilchens in Abhängigkeit von der Lage einer Wand eine komplizierte Funktion des Ortes, wie in Abb. 8 sche-

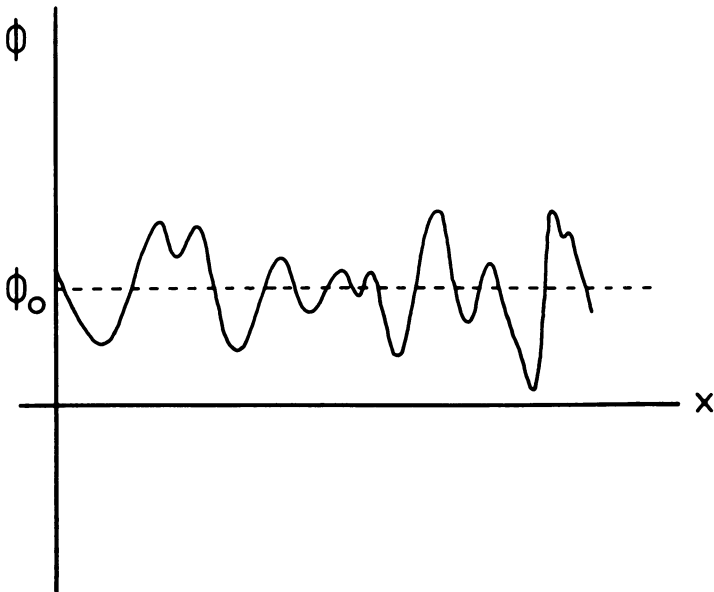


Abb. 8: Ortsabhängigkeit des Gibbschen Potentials $\Phi(x)$ in einem ferromagnetischen Material. (Schematisch.)

Schematic representation of the spatial dependence of the potential function $\Phi(x)$ within a ferromagnetic material.

matisch dargestellt ist. Die (relativen) Minima der freien Energie sind dabei durch (relative) Maxima getrennt, deren Intensität und räumliche Verteilung von der jeweiligen Struktur und Häufigkeit der speziellen Fehlstellen der Kristalle bedingt ist. Durch ein äußeres Feld \bar{H}_a wird eine Wand in x -Richtung nur so weit bewegt werden können, bis die Gleichgewichtsbedingung

$$2\bar{J}_s\bar{H}_a = \frac{1}{F} \left(\frac{d\Phi}{dx} \right) \quad (11 a)$$

erfüllt ist. Dabei ist F die Fläche der betrachteten Wand. Der Ausdruck auf der rechten Seite von (11 a) gibt den Widerstand einer Wand gegen Bewegungen durch ein äußeres Feld an („Wandreibung“). Durch $1/F (d\Phi/dx)_{\max}$ ist auch diejenige Stärke eines äußeren Feldes definiert, die eine Wand zum Überspringen sämtlicher Potentialschwellen veranlassen kann. In diesem Fall ist

$$2\bar{J}_s\bar{H}_c = \frac{1}{F} \left(\frac{d\Phi}{dx} \right)_{\max} \quad (11 b)$$

\bar{H}_c wird als mikroskopische Koerzitivkraft der Wand bezeichnet. Als einfachste Näherung nimmt man für $1/F (d\Phi/dx) = f(x)$ eine periodische Funktion des Ortes an:

$$\frac{1}{F} \left(\frac{d\Phi}{dx} \right) = A \sin nx \quad (12)$$

Die Zahl der Fehlstellen pro Längeneinheit wird durch n wiedergegeben, während A die Amplitude der Potentialschwellen repräsentiert.

Die TRM der Mehrbereichs-Teilchen hängt nach diesen Betrachtungen im wesentlichen von der Größe und Variation der mikroskopischen Koerzitivkraft der Wände sowie der Änderung der Sättigungsmagnetisierung mit der Temperatur im Bereich unterhalb der Curie-Temperatur T_c ab. Selbstverständlich spielt auch die spezielle Bereichsstruktur der Mehrbereichs-Teilchen eine große Rolle, die aber in den folgenden Betrachtungen außer Acht gelassen werden soll.

Eine entscheidende Voraussetzung für die Theorie der TRM von Mehrbereichs-Teilchen von NÉEL [1955] ist die Variation der Koerzitivkraft H_c und der Sättigungsmagnetisierung J_s bezogen auf ihre Werte $H_{c,0}$ und $J_{s,0}$ bei Raumtemperatur in dem Bereich dicht unterhalb der Curie-Temperatur, in welchem, wie in Kapitel III ausgeführt, der größte Anteil der TRM erworben wird. Für die Sättigungsmagnetisierung nimmt NÉEL [1955] eine Relation der Form

$$\frac{J_s}{J_{s,0}} = (T_c - T)^{1/2} \quad (13)$$

an und für die Koerzitivkraft nach AKIMOTO [1951]

$$\frac{H_c}{H_{c,0}} = (T_c - T) \tag{14}$$

Die Variationen von Sättigungsmagnetisierung und Koerzitivkraft sollen demnach durch die Beziehung

$$\frac{H_c}{H_{c,0}} = \left(\frac{J_s}{J_{s,0}} \right)^2; \quad J_s = J_{s,0} \left(\frac{H_c}{H_{c,0}} \right)^{1/2} \tag{15}$$

miteinander verbunden sein.

Die Entstehung einer TRM in einem kleinen äußeren Feld H_a erläutert NÉEL [1955] an Hand einer kleinen (idealisierten) rechteckigen Hystereseschleife, deren Nullpunkt um den Betrag H_a verschoben ist (Abb. 9a). Durch das entmagnetisierende Feld des Erzkornes ist seine wahre Magnetisierung durch den Schnittpunkt Q der Entmagnetisierungsgeraden mit der Steigung $-1/N$ (N : Entmagnetisierungs-Faktor) mit dem absteigenden Aste der Hysteresekurve bestimmt. Bei einer Temperatur T' dicht unter-

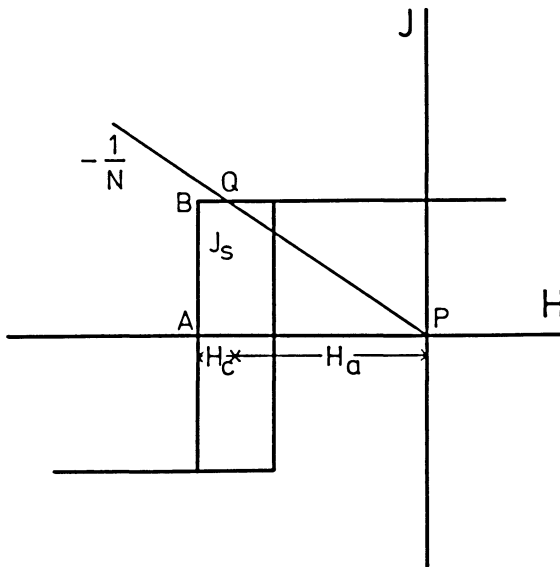


Abb. 9a: Idealisierte (rechteckige) Hysteresekurve eines ferromagnetischen Teilchens mit dem Entmagnetisierungs-Faktor N in einem äußeren Feld $H_a = \text{const.}$ (Schematisch.)

Schematic representation of an idealized (rectangular) hysteresis loop of a ferromagnetic particle with demagnetization factor N in an external field $H_a = \text{const.}$

$$T_c > T \gg T_B.$$

halb T_c sind — wegen (13) und (14) — sowohl H_c' als auch J_s' noch klein und die Probe wird trotz der Wirkung des entmagnetisierenden Feldes im äußeren Feld \bar{H}_a noch gesättigt. Mit sinkender Temperatur des Erzkornes vergrößert sich wegen (13) und (14) die Hysteresekurve und der Punkt Q bewegt sich auf dem rückläufigen Ast der Hystereseschleife nach links bzw. nach unten fort bis zu einem in Abb. 9b dargestellten Stadium. Aus Abb. 9b kann man folgende Beziehung zwischen der remanenten Magnetisierung $J_{RM} = \overline{AQ}$ und der Sättigungsmagnetisierung $J_s = \overline{AB}$ entnehmen. Es ist

$$\frac{1}{N} \approx \operatorname{tg} \frac{1}{N} = \frac{\overline{AQ}}{\overline{AP}} = \frac{J_{RM}}{H_a + H_c} \quad (16)$$

$$J_{RM} = \frac{(H_a + H_c)}{N}$$

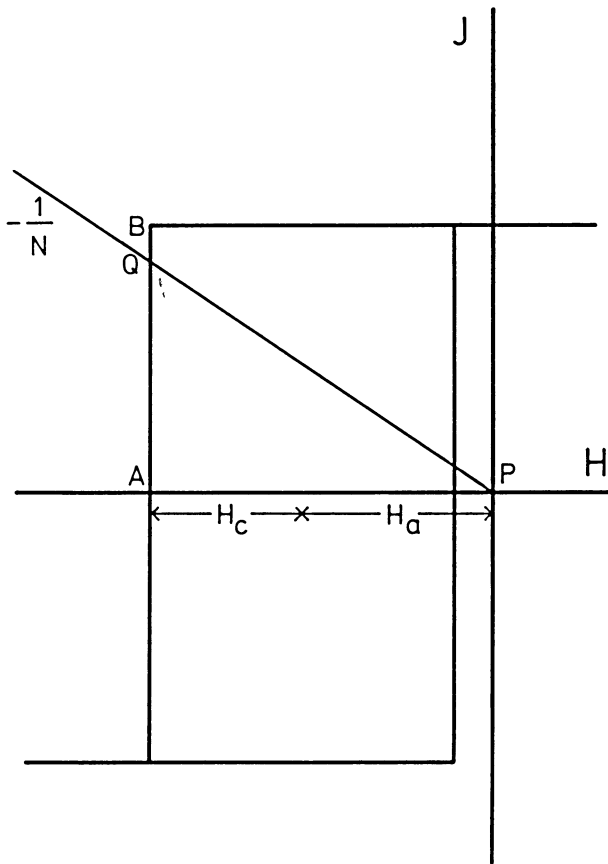


Abb. 9b: $T_c \gg T > T_B$.

Erweitert man (16) mit $1/J_s$, so erhält man

$$\frac{J_{RM}}{J_s} = \frac{(H_a + H_c)}{NJ_s} = r \quad (17)$$

Wie man sich graphisch durch eine weitere Vergrößerung der Hystereseschleife nach (13) und (14) überzeugen kann, hängt das Verhältnis $J_{RM}/J_s = r$ von der Variation von H_c und J_s mit der Temperatur ab. Das Minimum dieses Verhältnisses wird erreicht für

$$\frac{dr}{dT} = 0 \quad \text{oder} \quad \frac{dH_c}{dT} = \frac{(H_a + H_c)}{J_s} \cdot \frac{dJ_s}{dT} \quad (18)$$

Die Variationen von H_c und J_s mit der Temperatur werden aber durch (13) und (14) bestimmt. Differenziert man (15) nach T , so erhält man bei einem Koeffizientenvergleich mit (18) die Bedingung, daß

$$\frac{dr}{dT} = 0 \quad \text{für} \quad H_a = H_c \quad (19a)$$

und daraus:

$$\frac{J_{RM}}{J_s} = \frac{2H_a}{NJ_s} = r_0 \quad (19b)$$

Bei weiter absinkender Temperatur des Erzkornes würde r wieder größer werden und der Punkt Q würde den rückläufigen Ast der Hystereseschleife wieder nach oben wandern. Die remanente Magnetisierung würde dann bezogen auf die Sättigungsmagnetisierung trotz anwachsenden entmagnetisierenden Feldes weiter ansteigen, was jedoch aus energetischen Gründen nicht möglich ist. Vielmehr bleibt das bei $H_a = H_c$ gebildete Verhältnis $r = J_{RM}/J_s = r_0$ erhalten und bei Raumtemperatur hat man

$$J_{TRM} = r_0 J_{s,0} = \frac{2H_a J_{s,0}}{NJ_s} \quad (20)$$

Mit (15) ist die TRM bei Raumtemperatur gegeben durch:

$$J_{TRM} = 2H_a^{1/2} H_{c,0}^{1/2} / N \quad (21)$$

Eine andere Interpretation für (20) ist, daß bei der Bedingung $H_a = H_c$ das äußere Feld gerade gleich der für die Wand spezifischen Koerzitivkraft geworden ist. Bei weiter sinkender Temperatur wird $H_c > H_a = \text{const.}$ und die Blochwände können von H_a nicht mehr bewegt werden; sie „frieren“ in ihrer Stellung ein. Die Temperatur des Erzkornes, bei der $H_c = H_a$ wird, ist demnach die Blockungstemperatur T_B der betreffenden Wand.

Gleichung (21) gibt nicht die beobachtete lineare Abhängigkeit der TRM von H_a wieder. Auch die Beziehung $TRM \sim H_{c,0}^{1/2}$ entspricht nicht den experimentellen Befunden [NAGATA 1953]. NÉEL [1955] verbesserte angesichts dieser Schwierigkeit sein Modell, indem er forderte, daß das Einfrieren der Blochwände in ihrer Position erst dann erfolgen soll, wenn die Koerzitivkraft bei absinkender Temperatur der Teilchen größer wird als ein durch die thermische Agitation bewirktes Feld H_f , für das er annimmt, daß

$$\frac{H_f(T_B)}{H_{c,0}} = \left(\frac{J_s(T_B)}{J_{s,0}} \right)^2 \quad (22)$$

Damit ergibt sich dann die TRM zu

$$J_{TRM} = \frac{H_a}{N} \left(\frac{H_{c,0}}{H_f(T_B)} \right)^{1/2} \quad (23)$$

Die Linearität der TRM mit H_a wird damit zwar richtig wiedergegeben, nicht aber ihre Abhängigkeit von $H_{c,0}$.

Der Nachteil der Theorie von NÉEL [1955] der Mehrbereichs-Teilchen ist, daß sie trotz im allgemeinen richtiger Ansätze auf scheinbar allgemeingültigen Beziehungen für die Abhängigkeit einzelnen Parameter von der Temperatur aufbaut, die noch keineswegs durch Experimente an den verschiedensten in Betracht kommenden Materialien gesichert sind. Über die Größe von H_f werden überdies keine Angaben gemacht. Eine weitere Schwäche der Theorie ist, daß jedem Erzkorn nur eine einzige Koerzitivkraft und damit auch Blockungstemperatur zugeordnet wird. Das ist nach den heutigen Kenntnissen über die Entstehung der Koerzitivkraft sicher nicht der Fall. Vielmehr muß man in jedem Erzkorn mit einem Spektrum von Koerzitivkräften (und Blockungstemperaturen) rechnen, wobei die Breite des Spektrums in noch nicht voll verstandener Weise von Größen abhängt, wie z. B. Anzahl und Art der Fehlstellen, Dichte und Struktur der Versetzungen, Unregelmäßigkeiten in der äußeren Form der Erzkörner sowie inneren Oberflächen an Einschlüssen und Entmischungslamellen.

3. Theorie der TRM von Mehrbereichs-Teilchen von STACEY [1958, 1959, 1962, 1963]

Von ähnlichen Betrachtungen wie NÉEL [1955] über die Abhängigkeit der Beweglichkeit von Blochwänden mit der Temperatur ausgehend, führt STACEY [1958] für jedes Mehrbereichs-Teilchen eine Temperatur ein — die Blockungstemperatur T_B — unterhalb der die Wände in ihrer Position einfrieren sollen. Für den Bereich zwischen T_B und T_c nimmt STACEY [1958] an, daß die Bereichskonfiguration der Teilchen nur durch drei Energieterme bestimmt ist: die Wand-Energie E_W , die Energie der magnetostatischen Wechselwirkung mit dem äußeren Feld und die Streufeld-Energie E_M . Wenn man nur diese Anteile zur freien Energie in Betracht zieht, so ist diese minimal, wenn das Feld H_i im Innern des Erzkornes verschwindet. Das ist gleichzusetzen mit der Forderung, daß

$$H_i = H_a - NJ = 0 \quad \text{oder} \quad J = \frac{H_a}{N} = J_s(T_B) \quad (24)$$

STACEY [1958] nimmt ähnlich wie NÉEL [1955] an, daß die zu $H_t = 0$ gehörende Bereichskonfiguration bei $T = T_B$ einfriert und daß sich bei weiter sinkender Temperatur des Teilchens die bei $T = T_B$ vorhandene Magnetisierung um das Verhältnis $J_{s,0}/J_s(T_B)$ vergrößert. Das ergibt

$$J_{TRM} = \frac{H_a J_{s,0}}{N J_s(T_B)} \quad (25)$$

Durch den Anstieg der Magnetisierung des Teilchens mit sinkender Temperatur steigt auch sein entmagnetisierendes Feld an und reduziert die durch (25) gegebene TRM um einen Betrag, der vom Entmagnetisierungsfaktor N und der Suszeptibilität κ des Teilchens abhängt. Die TRM beträgt dann für ein Gestein mit p Volumen-Prozenten Erz bei statistischer Verteilung der kristallographischen Achsen der Kristalle auf alle Raumrichtungen

$$J_{TRM} = \frac{(p H_a J_{s,0})}{(3 N J_s(T_B) (1 + \kappa N))} \quad (26)$$

Für das Verhältnis $J_{s,0}/J_s(T_B)$ nimmt STACEY [1958] den Wert 3 an, was sich auch in etwa aus den Abb. 4 und 5 ergibt [DICKSON 1962]. Gleichung (26) gibt die richtige Beziehung zwischen der TRM und \bar{H}_a wieder. Die Abhängigkeit der TRM von $H_{c,0}$ ist in (26) nur implizit durch die Relation $1/\kappa \sim H_{c,0}$ enthalten.

Es ist allerdings fraglich, ob im Bereich unterhalb der Curie-Temperatur die anderen Beiträge zur freien Energie, also die Spannungs-Energie E_σ und die Kristallanisotropie-Energie E_K vernachlässigt werden dürfen, denn gerade die Kristallanisotropie E_K ist zusammen mit der Wand-Energie E_W und der Streufeld-Energie E_M für die Entstehung der Bereichsstruktur am meisten verantwortlich.

4. Theorie der TRM von Mehrbereichs-Teilchen von EVERITT [1962b]

Auch EVERITT [1962b] geht von ähnlichen Voraussetzungen für die Beweglichkeit der Blochwände in Abhängigkeit von der Temperatur aus wie NÉEL [1955] und STACEY [1958]. Nach ihm werden die Wandbewegungen bestimmt durch

- a) Stärke und Richtung des äußeren Feldes,
- b) Größe und Verteilung der Potentialschwellen,
- c) Stärke des entmagnetisierenden Feldes,
- d) Thermische Aktivierung der Wände.

Als Maß für die Beweglichkeit der Wände durch thermische Aktivierung führt EVERITT [1962b] eine exponentiell von der Temperatur abhängende Relaxationszeit ein, die etwa der Gleichung (5) entspricht:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} \exp. - \frac{\Phi}{kT} \quad (27)$$

Dabei ist Φ eine für das betrachtete Material repräsentative Potentialschwelle. τ_0 hängt von der thermischen Agitation ab und wurde von NÉEL [1955] und STACEY [1959] aus Untersuchungen über die zeitliche Abnahme der remanenten Magnetisierung bestimmt. ($\tau_0 \approx 10^{-10}$ sec, [NÉEL 1955]; $\tau_0 \approx 1,6 \cdot 10^{-13}$ sec, [STACEY 1959].) Für die Wandreibung übernimmt EVERITT [1962 b] den Ansatz von NÉEL [1955]

$$2 \bar{J}_s \bar{H}_c = \frac{1}{F} \left(\frac{d\Phi}{dx} \right)_{\max} \quad (11 \text{ b})$$

$(d\Phi/dx)_{\max}$ hängt von der Höhe Φ und der Breite b der Potentialschwellen in der folgenden Weise ab:

$$\left(\frac{d\Phi}{dx} \right)_{\max} = \frac{2\Phi}{cb} \quad (28)$$

mit $c = 1/\pi$ für einen sin-fö:migen Verlauf der Potentialfunktion. Setzt man (28) und (11 b) in (27) ein, so erhält man für die Relaxationszeit

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} \exp. - \frac{cFbH_cJ_s}{kT} \quad (29)$$

Mit steigender Temperatur wächst kT und verringern sich H_c und J_s . Es existiert demnach eine Temperatur $T = T_B$, bei der die Relaxationszeit τ_B der Wandbewegung vergleichbar wird mit der Dauer des Experimentes. Diese Temperatur nennt man die Blockungstemperatur T_B der Wand. Durch Logarithmieren von (29) erhält man

$$\frac{H_c(T_B)J_s(T_B)}{T_B} = \frac{(k \ln \tau_B/\tau_0)}{cbF} \quad (30)$$

Für die Variation von H_c und J_s unterhalb der Curie-Temperatur nimmt EVERITT [1962 b] folgende Potenzgesetze an:

$$\frac{H_c}{H_{c,0}} = \left(\frac{T_c - T}{T} \right)^l \quad \text{und} \quad \frac{J_s}{J_{s,0}} = \left(\frac{T_c - T}{T} \right)^m \quad (31)$$

Experimentell findet EVERITT [1962 a] $m = 0,39 \mp 0,01$ und $l = 0,81 \mp 0,02$. Demgegenüber war bei NÉEL [1955] $m = 0,5$ und $l = 1,0$. Für $n = l + m$ und $a = (k \ln \tau_B/\tau_0)/J_{s,0} cFb$ ist dann

$$\frac{1}{T_B} \left(\frac{T_c - T_B}{T_c} \right)^n = \frac{a}{H_{c,0}} \quad (32)$$

Gleichung (32) stellt eine wichtige Beziehung zwischen der Koerzitivkraft eines Teilchens bei Raumtemperatur und der dazugehörenden Blockungstemperatur in Abhängigkeit strukturempfindlicher Parameter wie c , F und b dar. Sie beinhaltet die

Äquivalenz der Verfahren der Wechselfeld-Entmagnetisierung und der thermischen Entmagnetisierung (siehe Kapitel III) zur Beseitigung von unerwünschten Arten der remanenten Magnetisierung aus Gesteinen.

Ein äußeres Feld H_a beeinflußt die Verteilung der Potentialfunktion in den Teilchen und führt zu einer Verringerung der Relaxationszeit der Wandbewegung in der Richtung, in welcher nach (10) durch H_a ein Druck auf die Wand ausgeübt wird. Dadurch wird die Blockungstemperatur der Wand verändert. Sie ist nach EVERITT [1962b] gegeben durch

$$\frac{1}{T_B^*} \left[\left(\frac{T_c - T_B^*}{T_c} \right)^n - \frac{H_a}{cH_{c,0}} \left(\frac{T_c - T_B}{T_c} \right)^m \right] = \frac{a}{H_{c,0}} \quad (33)$$

An dieser Stelle geht EVERITT [1962b] wieder auf NÉEL [1955] zurück und erhält mit (20), (31) und (33) folgende Beziehung für die zur Blockungs-Temperatur T_B bzw. zur Koerzitivkraft $H_{c,0}$ gehörende partielle thermoremanente Magnetisierung PTRM:

$$J_{PTRM} = \frac{H_a}{N} \left(\frac{H_{c,0}}{aT_B} \right)^{m/n} \left[1 - \frac{mH_a}{nH_{c,0}} \left(\frac{H_{c,0}}{aT_B} \right)^{1/n} \right] \quad (34)$$

Gleichung (34) enthält wieder die geforderte Linearität zwischen der TRM und H_a bei kleinen äußeren Feldern und die Einmündung in einen Sättigungswert für die TRM bei größeren H_a . Die Formel ist experimentell nicht so ohne weiteres überprüfbar, wie etwa die Beziehung (26) von STACEY [1958]. Dazu müssen zuerst die Spektren der H_c und T_B und die Größe a aus (32) bestimmt werden. Für die TRM gibt EVERITT [1962b] jedoch folgende Näherung an:

$$J_{TRM} = J_{S\ddot{u}, RM} \alpha H_a (1 - \beta H_a) \quad (35)$$

mit $\alpha = 2,6 \cdot 10^{-2}$ und $\beta = 1,2 \cdot 10^{-2}$. $J_{S\ddot{u}, RM}$ ist dabei die isothermale Sättigungs-Remanenz [NAGATA 1961]; die Werte für α und β wurden von EVERITT [1962a; 1962b] experimentell an zahlreichen Gesteinsproben bestimmt.

5. Theorie der TRM von Zonen mit Einbereichs-Konfiguration in Mehrbereichs-Teilchen nach VERHOOGEN [1959].

VERHOOGEN [1959] geht in seiner Betrachtung von der Tatsache aus, daß alle Kristalle Fehlstellen in Form von Leerstellen, Zwischengitter-Atomen oder Versetzungen besitzen, die durch mehr oder weniger starke mechanische Spannungen in ihrer Umgebung gekennzeichnet sind. Um in einer solchen Zone mit der inneren Spannung σ_i die Magnetisierung in ihre Gegenrichtung zu drehen, ist ein äußeres Feld der Größe

$$H = \frac{3 \lambda \sigma_i}{2 J_s} \quad (36)$$

erforderlich. VERHOOGEN [1959] nimmt nun an, daß in Fällen, in denen diese verspannten Zonen sehr langgestreckt sind und der Entmagnetisierungs-Faktor N in

ihrer Längsrichtung fast verschwindet, ihre Magnetisierung unabhängig von der Magnetisierung des sie umgebenden Weiss'schen Bezirkes wird und sie sich daher wie Einbereichspartikel verhalten können. Mit der NÉEL'schen [1949] Theorie der Einbereichs-Teilchen kommt er dabei zu folgender Beziehung für die in den verspannten Zonen lokalisierte TRM:

$$J_{TRM} = \frac{1}{3} p n v J_{s,0} \operatorname{tg} h \frac{v J_s(T_B) H_a(T_B)}{k T_B} \quad (37)$$

Dabei sind: p die Volumenprozentage Erz im Gestein und n die Anzahl der verspannten Zonen mit dem Volumen v pro cm^3 . Der Faktor $1/3$ stammt von der Annahme einer statistischen Verteilung der Richtungen der Längsachsen der verspannten Zonen. Um für die Relaxationszeit τ_0 der TRM Werte zu bekommen, die für Betrachtungen im Paläomagnetismus in Frage kommen (τ_0 einige 10^8 Jahre), muß er Volumina für die verspannten Zonen von mindestens 10^{-17} cm^3 annehmen. Das entspricht einer Länge einer Versetzung von $3 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$ und einem Radius der verspannten Zone von etwa $3 \cdot 10^{-7} \text{ cm}$. Nach VERHOOGEN [1959] ist die Intensität einer TRM, die mit großen Koerzitivkräften verbunden ist, proportional zur Versetzungsdichte in den ferrimagnetischen Erzminerale. Neuere theoretische Untersuchungen über die Orientierung der Magnetisierungsvektoren in der Umgebung von Versetzungen [TRÄUBLE 1966] weisen jedoch nicht darauf hin, daß diese in Richtung der Längsachse der Versetzungs-Linie gedreht werden können. Vielmehr sollen nur Drehungen um wenige Grade möglich sein.

6. Hypothese von Zonen mit Eigenschaften von Einbereichs-Teilchen innerhalb der Mehrbereichs-Teilchen [OZIMA und OZIMA 1965].

Zur Deutung der TRM mit sehr großen Koerzitivkräften nehmen OZIMA und OZIMA [1965] die Existenz von sehr kleinen Zonen (Durchmesser einige 10^{-6} cm) innerhalb der Mehrbereichs-Teilchen an, die von ihrer homogen magnetisierten Umgebung durch submikroskopische Korngrenzen abgetrennt sein sollen. Für die Abschirmung dieser Zonen von der Austausch-Wechselwirkung mit den Magnetisierungs-Vektoren der sie umgebenden Weiss'schen Bezirke nehmen die Autoren Grenzen einer Dicke von mindestens 10 Atomabständen an. Im Lichte dessen, was bisher auf Grund der Studien an Metallen über die Struktur von Fehlstellen, Versetzungsringen oder Kleinwinkel-Korngrenzen sowie über die Verteilung der Magnetisierungs-Vektoren in der Umgebung dieser Gitterfehler bekannt ist [SEGER 1966], erscheinen die Vorstellungen von OZIMA und OZIMA [1965] als wenig real. Die magnetostatische Wechselwirkung über makroskopische Korngrenzen in polykristallinem Material ist, wie experimentell nachgewiesen werden konnte, noch so stark, daß sich die Bereichs-Strukturen benachbarter Kristalle gegenseitig beeinflussen [SOFFEL 1968a]. Sie dürfte in den von OZIMA und OZIMA [1965] postulierten Zonen, selbst wenn diese tatsächlich existieren sollten, wofür noch kein experimenteller Nachweis vorliegt, lediglich kleine Richtungs-Änderungen der Magnetisierungs-Vektoren zulassen, nicht aber ein völlig unabhängiges Verhalten.

V. Kapitel

Versuche zur experimentellen Überprüfung der Theorien der TRM

Die in Kapitel IV vorgestellten Theorien der TRM von Einbereichs- und Mehrbereichs-Teilchen wurden in den letzten 20 Jahren durch zahlreiche Autoren experimentell überprüft. Ein Teil dieser Autoren wurde in Kapitel III bereits erwähnt. Lange Jahre hindurch wurde in vielen Untersuchungen an magnetischen Gesteinen die Existenz von Einbereichs-Teilchen entweder verneint oder zumindest stark angezweifelt. Dafür rückten mehr die Theorien von NÉEL [1955], STACEY [1958] und EVERITT [1962b] der Mehrbereichs-Teilchen in den Vordergrund. Mit diesen Theorien, welche die TRM der Erzkörner auf die Wechselwirkung zwischen Blochwänden und Gitterfehlern zurückführen, können jedoch nur Remanenzen gedeutet werden, die mit Koerzitivkräften kleiner als 200–300 Oe verknüpft sind [SOFFEL 1968b, 1970]. Zur Deutung der Remanenzen mit größeren Koerzitivkräften wurden die Theorien von VERHOOGEN [1959] und OZIMA und OZIMA [1965] entwickelt. In den letzten Jahren scheint jedoch die Theorie der TRM von Einbereichs-Teilchen von NÉEL [1949], die man nur auf Gesteine mit Hämatit als Träger der TRM anwenden zu können glaubte [EVERITT 1961], eine Renaissance zu erleben. Diese Entwicklung wurde durch den direkten Nachweis von Einbereichs-Teilchen in magnetischen Gesteinen durch verfeinerte Licht- und Elektronenmikroskopische Beobachtungen gefördert [EVERITT 1961; YOUNG und HARGRAVES 1967; EVANS, MCELHINNY und GIFFORD 1968; SOFFEL 1968b; DUNLOP 1968; SOFFEL 1969; DUNLOP 1969b; 1969c]. Ohne auf die nach unseren heutigen Kenntnissen physikalisch mangelhaft fundierten Theorien von VERHOOGEN [1959] und OZIMA und OZIMA [1965] zurückgreifen zu müssen, gibt die Theorie von NÉEL [1949] sowohl qualitativ als auch quantitativ diejenigen Eigenschaften der TRM wieder, die mit Koerzitivkräften von einigen hundert Oe verknüpft sind. In Gesteinen mit großen Mehrbereichs-Teilchen und Einbereichs-Teilchen hat man deswegen stets zu bedenken, daß die gemessene TRM sich aus zwei Anteilen zusammensetzt, die aus zwei physikalisch verschiedenen Magnetisierungs-Prozessen hervorgehen. Der eine Anteil ist die TRM der Mehrbereichs-Teilchen, die durch die Wechselwirkung der Blockwände mit den Gitterfehlern zustande kommt und durch Koerzitivkräfte von weniger als 200 Oe gekennzeichnet ist. Für diese Komponente der TRM gibt die Formel (26) von STACEY [1958] für kleine äußere Felder eine gute Näherung, wie durch Messungen von DICKSON [1962] und SOFFEL [1968b; 1969] nachgewiesen werden konnte.

Der andere Anteil der TRM ist, wenn man von den Theorien von VERHOOGEN [1959] und OZIMA und OZIMA [1965] absieht, die TRM der Einbereichs-Teilchen nach NÉEL [1949], die mit größeren Koerzitivkräften verbunden ist. Die Größe der Koerzitivkraft und damit die Stabilität der TRM hängt in diesem Fall weitgehend von den primären magnetischen Eigenschaften (K , J_s , λ) sowie der Form der Erzkörner selbst ab. Die Realstruktur der Kristalle ist von untergeordneter Bedeutung. Da die Mehrbereichs-

Teilchen mit ihren kleinen Koerzitivkräften in viel stärkerem Maße in der Lage sind, sekundäre, für Untersuchungen des Paläomagnetismus störende Remanenzen aufzunehmen, kommt den in Einbereichs-Teilchen lokalisierten Komponenten der TRM für die Erforschung des Paläo-Feldes der Erde die entscheidende Bedeutung zu. Das gilt in gleicher Weise für die Erforschung der Paläo-Richtung wie auch der Paläo-Intensität des Feldes [DUNLOP 1969 a). Die submikroskopischen Dimensionen dieser Einbereichs-Teilchen verhinderte leider bis heute die bei den größeren Mehrbereichs-Teilchen mögliche Kontrolle sekundärer Prozesse wie z. B. Oxydationen oder Entmischungen. Wie aus der Theorie von NÉEL [1949] hervorgeht, genügen bei Einbereichs-Teilchen geringe Volumenänderungen, um die Relaxationszeit τ und damit die Stabilität der TRM und die Verringerung ihrer Intensität mit der Zeit drastisch zu verändern. Derartige sekundäre Prozesse müssen bei den Einbereichs-Teilchen mit ihren großen spezifischen Oberflächen auch in Betracht gezogen werden und bedeuten bei der Bestimmung der Paläo-Intensität des erdmagnetischen Feldes einen großen, vorerst nicht zu überwindenden Unsicherheitsfaktor.

VI. Kapitel

Das Problem der inversen thermoremanenten Magnetisierung von Gesteinen

Dieses Problem ist bei den in Kapitel IV vorgestellten Theorien der TRM von untergeordneter Bedeutung, soll aber wegen seiner geophysikalischen Aspekte hier doch kurz gestreift werden. Bekanntlich findet man bei Basalten, insbesondere denen aus dem Tertiär, annähernd genau so viele, die normal, d. h., in Richtung des heutigen erdmagnetischen Feldes, wie solche, die invers, d. h., dazu entgegengesetzt magnetisiert sind. Für die Deutung dieser inversen TRM gibt es prinzipiell zwei Möglichkeiten:

a) Das erdmagnetische Feld besaß zur Zeit der Entstehung dieser Gesteine bei gleicher Geometrie eine andere (umgekehrte) Polarität als heute. Diese Vorstellung führte zum Begriff der Feldumkehr, deren Realität heute kaum mehr angezweifelt wird.

b) Die inverse Magnetisierung wird auf physico-chemische oder physikalische Prozesse in den Erzminerale selbst zurückgeführt. Das führte zum Begriff der Selbstumkehr der Remanenz, die zwar experimentell an einzelnen Gesteinsproben nachgewiesen werden konnte [NAGATA 1961], jedoch nur selten vorzukommen scheint.

Eine Feldumkehr führt, wegen der entgegengesetzten Richtung des äußeren Feldes, bei Anwendung der oben diskutierten Theorien der TRM zwangsläufig zu einer inversen TRM. Ähnliches ist der Fall, wenn man die inverse Magnetisierung auf magneto-statische Wechselwirkungen zwischen zwei Erzphasen mit unterschiedlichen Curie-Temperaturen $T_{c,1}$ und $T_{c,2}$ und unterschiedlicher Abhängigkeit der Sättigungsmagnetisierungen $J_{s,1}$ und $J_{s,2}$ von der Temperatur zurückführt. In diesen, von NÉEL [1951, 1955] und UYEDA [1955, 1956, 1958] diskutierten Fällen ist bei den betreffenden Theorien jeweils das äußere Feld \vec{H}_a durch ein effektives Feld \vec{H}_t zu ersetzen, welches

sich aus dem Feld \vec{H}_a und den entmagnetisierenden Feldern der Nachbarkörner bzw. der anderen Erzphase innerhalb der Körner vektoriell zusammensetzt. Unter günstigen Voraussetzungen kann sich dabei unter Anwendung des Gesetzes der Additivität der partiellen thermoremanenten Magnetisierungen [THELLIER 1951; NAGATA 1953] bei Raumtemperatur eine inverse Magnetisierung bilden.

Bei Ferriten vom N-Typ [nach NÉEL 1948] ist der Erwerb einer inversen TRM leicht zu deuten, da bei der Unterschreitung der Curie-Temperatur sich in den Mineralien zunächst eine TRM in Richtung des äußeren Feldes \vec{H}_a bildet, die aber dann beim Abkühlen der Probe bei der ferrimagnetischen Kompensations-Temperatur durch den dort auftretenden Wechsel des Vorzeichens von J_s ebenfalls ihr Vorzeichen umkehrt. Bei den in der Natur vorkommenden Ferriten liegt jedoch diese ferrimagnetische Kompensations-Temperatur immer weit unterhalb der Raumtemperatur.

Auch bei dem Mechanismus der Selbstumkehr, der auf einer späteren Umlagerung von Ionen in den Kristallen beruht [NÉEL 1955; VERHOOGEN 1956], wird zunächst von einer ursprünglichen, primären TRM in Richtung des äußeren Feldes ausgegangen.

Schlußbetrachtung

Das Studium der Magnetisierung von (möglichst radiometrisch datierten) Gesteinen aus allen Epochen der Erdgeschichte stellt heute die einzige Möglichkeit dar, Informationen über das erdmagnetische Feld vor Beginn seiner direkten Messung zu erhalten. Auf Einzelergebnisse soll hier nicht eingegangen werden. Sie brachten der Geophysik wichtige Erkenntnisse über die Geometrie des Feldes und seine zeitliche Variation (Säkularvariation) sowie über die Möglichkeit von Feldumkehrungen und Polwanderungen. Die bisherigen Messungen beschränkten sich jedoch meist auf die Bestimmung der Richtung des Paläofeldes, neuerdings auch auf seine Intensität. Als wichtiges Ergebnis kann man dabei betrachten, daß die Erde schon vor mindestens 2 Milliarden Jahren ein Magnetfeld gehabt haben muß, dessen Intensität und Geometrie etwa gleich der des heutigen erdmagnetischen Feldes war. Diesem Befund haben alle Theorien über die Entwicklung des Erdinnern Rechnung zu tragen. Diese Untersuchung des Paläomagnetismus sind zum großen Teil nur auf Grund der großen zeitlichen Stabilität der TRM möglich und sinnvoll gewesen, wobei bei besonders alten Gesteinen den Einbereichs-Teilchen eine hervorragende Bedeutung zukommt.

Danksagung

Für die kritische Durchsicht des Manuskriptes bin ich Herrn Prof. Dr. G. ANGENHEISTER, Dipl.-Geophys. J. POHL, Dipl.-Phys. U. BLEIL, Dr. A. SCHULT und Dr. E. SCHMIDBAUER, Institut für Angewandte Geophysik der Universität München, zu großem Dank verpflichtet.

Literatur

- AKIMOTO, S.: Magnetic susceptibility of ferromagnetic minerals contained in igneous rocks. *J. Geom. Geol.* 3, 47—58, 1951
- AKIMOTO, S., T. KATSURA, and M. YOSHIDA: Magnetic properties of $TiFe_2O_4-Fe_3O_4$ system and their change with oxidation. *J. Geom. Geol.* 9, 165—178, 1957
- AKIMOTO, S.: Magnetic properties of ferromagnetic oxide minerals as a basis of rock magnetism. *Adv. Phys.* 6, 288—298, 1957
- BEAN, C. P.: Hysteresis loops of mixtures of ferromagnetic micropowders. *J. Appl. Phys.* 26, 1381—1383, 1955
- BITTER, F.: On inhomogeneities in the magnetization of ferromagnetic materials. *Phys. Rev.* 38, 1903—1905, 1931
- DICKSON, G. O.: Thermoremanent magnetization of igneous rocks. *J. Geophys. Res.* 67, 912—915, 1962
- DICKSON, G. O., C. W. F. EVERITT, L. G. PARRY, and F. D. STACEY: Origin of thermoremanent magnetization. *Earth Plant. Sc. Letters* 1, 222—224, 1966
- DUNLOP, D. J.: Monodomain theory: experimental verification. *Science* 162, 256—258, 1968
- : Interactions in rocks and the reliability of paleointensity data. *Earth Plant. Sc. Letters* 7, 178—182, 1969a
- : Preisach diagrams and remanent properties of interacting monodomain grains. *Phil. Mag.* 19, 369—378, 1969b
- : Hysteretic properties of synthetic and natural monodomain grains. *Phil. Mag.* 19, 329 to 338, 1969c
- EVANS, M. E., M. W. McELHINNY, A. C. GIFFORD: Single domain magnetite and high coercivities in a gabbroic intrusion. *Earth Plant. Sc. Letters* 4, 142—146, 1968
- EVERITT, C. W. F.: Thermoremanent magnetization: I. Experiments on single domain grains. *Phil. Mag.* 6, 713—726, 1961
- : Thermoremanent magnetization: II. Experiments on multidomain grains. *Phil. Mag.* 7, 583—597, 1962a
- : Thermoremanent magnetization: III. Theory of multidomain grains. *Phil. Mag.* 7, 599—616, 1962b
- GRABOVSKY, M. A., G. N. PETROVA, L. I. ISAKOVA: On the emergence of thermoremanent magnetism of rocks. *Akad. Nauk. USSR Isv. Ser. Geophys.*, 56—66, 1956
- GRAHAM, J. W.: The stability and significance of magnetism in sedimentary rocks. *J. Geophys. Res.* 54, 131—167, 1949
- HALL, J. M., and R. E. NEALE: Stress effects on thermoremanent magnetization. *Nature* 188, 805—806, 1960
- KITTEL, C.: Physical theory of ferromagnetic domains. *Rev. Mod. Phys.* 21, 541—583, 1949

- KOENIGSBERGER, J. G.: Natural residual magnetism of eruptive rocks, parts I and II. *Terr. Mag. Atmos. Electr.* 43, 119–127, bzw. 299–320, 1938
- NAGATA, T. S., UYEDA, and S. AKIMOTO: Selfreversal of thermoremanent magnetism of igneous rocks. *J. Geom. Geol.* 4, 22–38 (part I), 102–107 (part II), 1952
- NAGATA, T.: *Rock magnetism*. Maruzen, Tokyo, 1. Ausgabe, 1953
- : *Rock magnetism*. Maruzen, Tokyo, 1961
- NÉEL, L.: Propriétés magnétiques des ferrites: Ferrimagnétisme et Antiferromagnétisme. *Ann. Phys.* 3, 137–198, 1948
- : Théorie du trainage magnétique des ferromagnétiques en grains fins avec applications aux terres cuites. *Ann. Geophys.* 5, 99–136, 1949
- : L'inversion de l'aimantation permanente des roches. *Ann. Geophys.* 7, 90–102, 1951
- : Thermoremanent magnetization of fine powders. *Rev. Mod. Phys.* 25, 293–296, 1953
- : Some theoretical aspects of rock magnetism. *Adv. Phys.* 4, 191–243, 1955
- OZIMA, M., M. OZIMA: Origin of thermoremanent magnetization. *J. Geophys. Res.* 70, 1363–1369, 1965
- ROBERTSON, W. A.: The paleomagnetism of some mesozoic intrusives and tuffs from eastern Australia. *J. Geophys. Res.* 68, 2299–2312, 1963
- ROQUET, J.: Sur les remanences des oxydes de fer et leur intérêt en géomagnétisme. *Ann. Geophys.* 10, 226–247, 1954
- SEEGER, A.: *Moderne Probleme der Metallphysik*. Band I und II. Springer, Berlin-Heidelberg-New York, 1966
- SOFFEL, H.: The behavior of the domain structure of polycrystalline magnetite at the margins of the crystallites. *Earth Plant. Sc. Letters* 4, 53–56, 1968a
- : Die Bereichsstrukturen der Titanomagnetite in zwei tertiären Basalten und die Beziehung zu makroskopisch gemessenen magnetischen Eigenschaften dieser Gesteine. *Habil.-Schrift, Nat. Fak. Univers. München*, 1968b
- : The origin of thermoremanent magnetization of two basalts containing homogeneous single phase titanomagnetite. *Earth Plant. Sc. Letters* 7, 201–208, 1969
- : The influence of the dislocation density and inclusions on the coercive force of multidomain titanomagnetites of the composition $0,65 \text{ Fe}_2\text{TiO}_4 - 0,35 \text{ Fe}_3\text{O}_4$ in basalts as deduced from domain structure observations. *Z. Geophys.* 36, 113–124, 1970
- STACEY, F. D.: Thermoremanent magnetization (TRM) of multidomain grains in igneous rocks. *Phil. Mag.* 3, 1391–1401, 1958
- : A domain theory of magnetic grains in rocks. *Phil. Mag.* 4, 594–605, 1959
- : A generalized theory of thermoremanence, covering the transition from single domain to multidomain magnetic grains. *Phil. Mag.* 7, 1887–1900, 1962
- : The physical theory of rock magnetism. *Adv. Phys.* 12, 45–133, 1963
- : The Koenigsberger ratio and the nature of thermoremanence in igneous rocks. *Earth Plant. Sc. Letters* 2, 67–68, 1967

- STILLER, H.: Die thermoremanente Magnetisierung von Ergußgesteinen. Deutsche Akad. Wiss. Berlin, Geomagn. Inst. Potsdam, Abh. Nr. 39, Akad. Verlag Berlin, p. 1—131, 1967
- TRÄUBLE, H.: Moderne Probleme der Metallphysik, Band II. Herausgeber: A. Seeger. Springer, 1966
- THELLIER, E.: Sur la thermoremanence et la théorie du metamagnétisme. C. R. Acad. Sc. Paris 223, 319—321, 1946
- : Propriétés magnétiques des terres cuites et des roches. J. Phys. Radium 12, 205—218, 1951
- VERHOOGEN, J.: Ionic ordering and selfreversal of magnetization in impure magnetites. J. Geophys. Res. 61, 201—209, 1956
- : The origin of thermoremanent magnetization. J. Geophys. Res. 64, 2441—2449, 1959
- UYEDA, S.: Magnetic interaction between ferromagnetic minerals contained in rocks. Part I. J. Geom. Geol. 7, 9—36, 1955
- : Part II, J. Geom. Geol. 8, 39—70, 1956
- : Thermoremanent magnetization as a medium of paleomagnetism with special references to reverse thermoremanent magnetization. Jap. J. Geophys. 2, 1—123, 1958
- YOUNG, W. M., R. B. HARGRAVES: A procedure for investigating the natural remanence of minerals in rocks. Vortrag Nr. 110, Generalversammlung der IAGA, St. Gallen, 1967

Natural magnetization of deep core samples of basaltic rocks from Brazil

By A. SCHULT, München¹⁾

Eingegangen am 10. Oktober 1969

Summary: Natural remanent magnetization, inclination and susceptibility of 159 basaltic cores (876 samples) from 65 drillings (max. depth 4 km) in Brazil have been measured. The drillings cover the extended area of extrusive and intrusive basaltic rocks of the Paraná and Maranhão Basin and the intrusive basaltic rocks of the Amazon Basin.—No significant variation of intensity of magnetization and of susceptibility with depth was found but in some cases a dependence of the inclination on depth could be established indicating different ages for the basaltic rocks. This is not confirmed in all cases by radiometric age datings.—The geomagnetic paleolatitude of Brasilia (present value 16° S) was estimated to have been 50° S in the Permian, 70° S in the Carboniferous and then decreasing toward lower Paleozoic times.

Zusammenfassung: Die natürliche remanente Magnetisierung, die Inklination und die Suszeptibilität von 159 Basaltbohrkernen (876 Proben) von 65 Tiefbohrungen (bis zu 4 km Tiefe) in Brasilien wurden gemessen. Die Bohrungen durchteufen die ausgedehnten mesozoischen basaltischen Deckenergüsse und Intrusionen des Paraná- und Maranhão-Beckens und die Intrusionen des Amazonas-Beckens. Es konnten keine signifikanten Variationen der Intensität der Magnetisierung und der Suszeptibilität mit der Teufe gefunden werden. Dagegen ergab sich für die Inklination eine gewisse Abhängigkeit von der Teufe, was durch unterschiedliches Alter der Basalte gedeutet werden kann. Dies wird durch absolute Altersbestimmungen nicht in allen Fällen bestätigt. Die geomagnetische Paläo-Breite wurde abgeschätzt. Während sie heute (für Brasilia) 16° S beträgt, betrug sie im Perm 50° S, im Karbon 70° S. Im unteren Paläozoikum war die geomagnetische Breite wieder kleiner.

Introduction

The magnetization of deep core samples of basaltic rocks from Brazil was measured. The samples originate from wells drilled by Petrobrás (Petroleo Brasileiro S.A.) in the Amazon, Maranhão, and Paraná Basin (Fig. 1). Data from 876 samples of 159 cores taken from 65 wells are presented.—Previous palaeomagnetic measurements on surface samples of basaltic rocks from Paraná Basin were done by CREER [1962].

Geology

The geology and petrology of the basaltic rocks of Paraná Basin were studied by LEINZ [1949], BISCHOFF [1957], SANFORD et al. [1960], LEINZ et al. [1966], and CORDANI et al. [1967]. A brief description of volcanism in the Maranhão Basin was published

¹⁾ Dr. Axel Schult, Dipl.-Phys., Institut für Angewandte Geophysik der Ludwig-Maximilians-Universität, 8 München 2, Richard-Wagner-Str. 10.

by MESNER et al. [1964]. The geology of the basaltic intrusions of the Amazon Basin was described by VOLLBRECHT [1964].

During the Mesozoic the three principal Palaeozoic basins of Brasil, the Amazon, the Maranhão, and the Paraná Basin (Fig. 1) were subjected to one of the largest and most widespread series of intrusions and extrusions of igneous basaltic rocks in geologic history.

In the Paraná Basin (Fig. 2) the main part of the basaltic material forms a large number of individual lava flows covering an area of more than 1.200.000 km² (The so called Serra Geral Formation). The total thickness of the flows locally exceeds 1000 meters, up to 1500 meters have been noted [SANFORD et al. 1960]. The total volume of the extruded basaltic rocks is in the order of 650.000 km³ [LEINZ et al. 1966] which constitutes the greatest known mass of volcanic rocks on the continents.

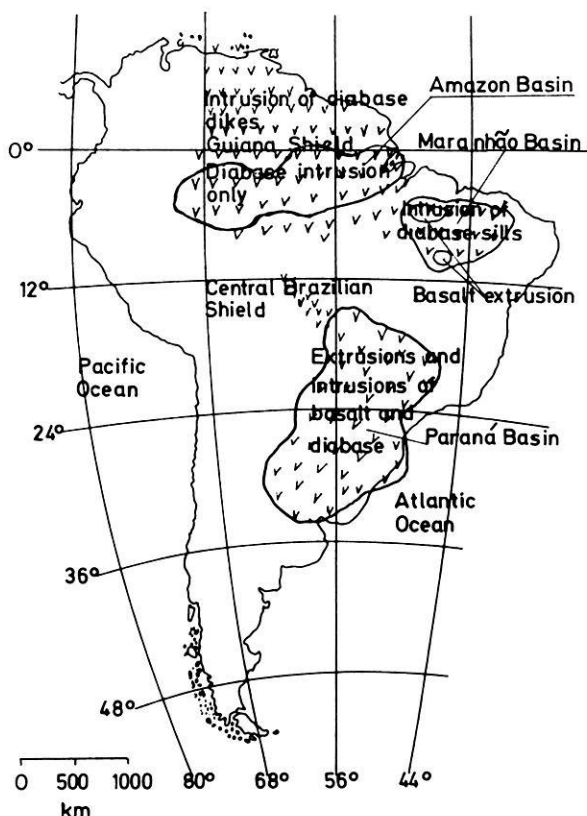


Fig. 1: Map showing Brazilian principal Palaeozoic basins and the possible extent of Mesozoic intrusions ("diabase") and extrusions ("basalts") of igneous basaltic rocks according to MESNER et al. [1964].

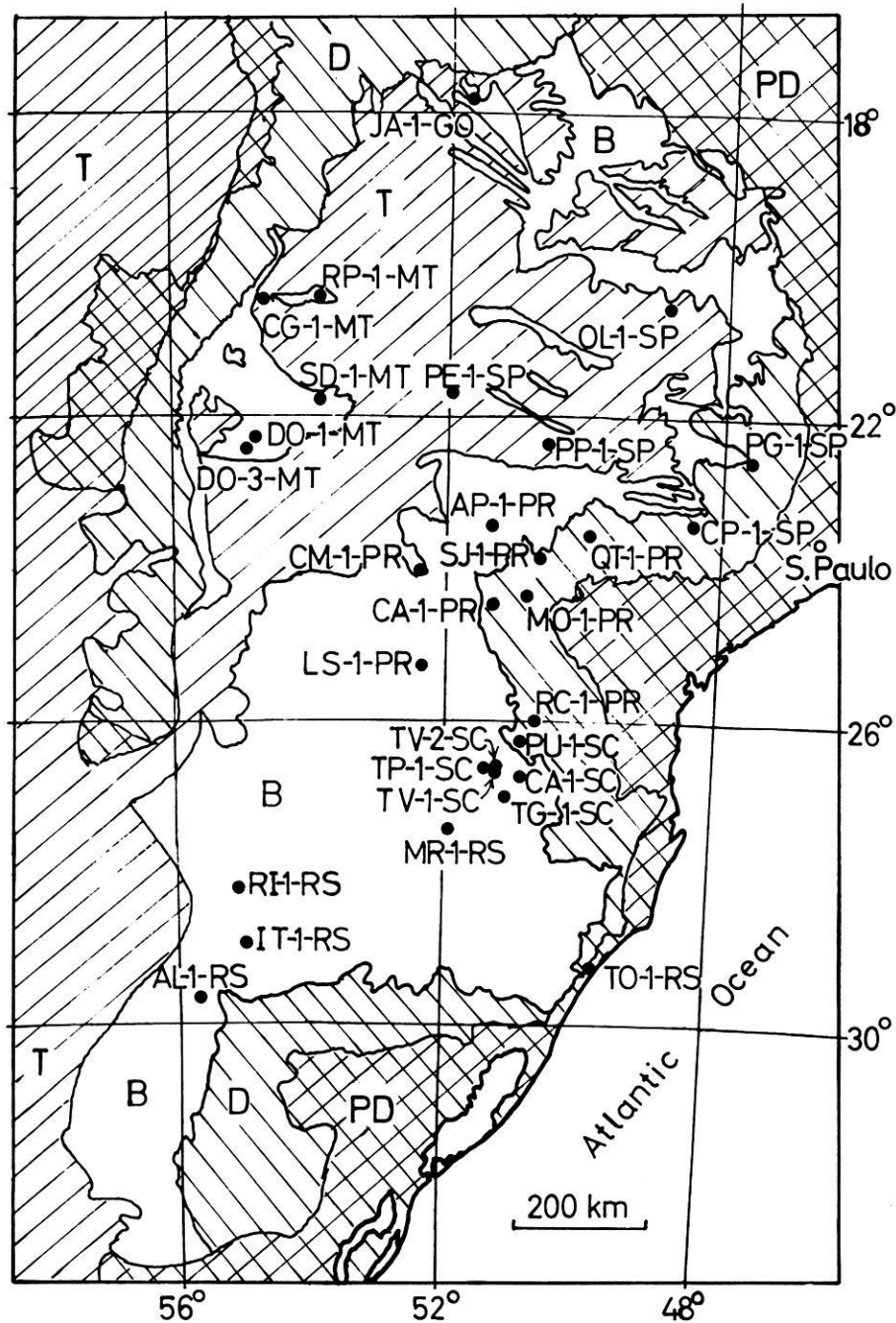


Fig. 2: Geological environment of the Paraná Basin and location of wells from which basaltic core samples were measured.

PD = Pre-Devonian basement rocks, B = Basalt flows (Serra Geral Formation),
 D = Pre-volcanic sedimentary rocks, T = Post-volcanic sedimentary rocks.

The individual thicknesses of the flows vary from a few to more than 100 meters and more than 35 flows have been recognized in drill hole profiles [LEINZ et al. 1966].— Many Dikes are associated with the lava flows particularly in the area surrounding the lava flows. This thickness varies from a few centimeters up to 100 meters and their length sometimes exceeds 100 kilometers [CORDANI et al. 1967].— A large number of sills intruded the sediments adjacent to and below the lava flows. Their thickness varies between a few meters and more than 200 meters. The average total thickness of the intrusions (down to Precambrian basement rocks) is about 350 meters exceeding 600 meters in some places [BIGARELLA et al. 1967]. The dikes and sills outcrop at many places in the area surrounding the lava flows.

The basaltic rocks of Paraná Basin are tholeiitic according to CORDANI et al. [1967]. There is no difference in chemical composition and in mineralogy between intrusive and extrusive rocks. Due to the different conditions of crystallization the extrusive rocks are almost microcrystalline whereas the intrusive rocks have coarser grains up to 1 mm.—In Brazil extrusive basaltic rocks (flows) are usually named “basalt” and intrusive rocks (dikes and sills) are named “diabase”. We intend to follow this practice in this paper—. The iron oxide minerals of the basaltic rocks from Paraná Basin are titanomagnetite, magnetite, ilmenite and hemo-ilmenite [CORDANI et al. 1967]. For the surface “diabase” and “basalt” samples CREER [1962] measured on single Curie-point near 580°C which is that of magnetite.

The “basalts” (extrusive rocks) in the Maranhão Basin (Fig. 3) cover an area of about 100.000 km² with a maximum total thickness of about 150 m [MESNER et al. 1964]. Large parts of the “basalts” are covered with post-volcanic sediments. The total thickness of the “diabase” intrusions in the Palaeozoic sediments is about 400 m with an extension of about 300.000 km² [MESNER et al. 1964]. “Basalts” and “diabases” are of equal basic composition [MESNER et al. 1964].

The “diabase” intrusions of the Amazon Basin (Fig. 4, outcrops of “diabases” are not known) cover a large area (possible limits of intrusions are indicated in Fig. 1). The mean total thickness of intrusions in the pre-volcanic sediments is about 260 meters exceeding in some places 600 meters. The thicknesses of the individual intrusions vary from a few meters to several hundred meters. In the Amazon Basin probably no extrusive volcanic activity took place [VOLLBRECHT 1964].

Radiometric ages of a few dozen samples of “diabases” and “basalts” (surface and core samples) from the Paraná Basin have been determined by several authors [CREER et al. 1965; AMARAL et al. 1966; MCDUGALL et al. 1966; VANDOROS et al. 1966; MELFI 1967]. Ages between 119 and 147 m. a. have been found. The great majority of determinations is between 120 and 130 m. a. (Lower Cretaceous). Some lateral variations in age do not seem to be very significant. No variation of age could be detected in samples from various depths [MELFI 1967].

Three surface samples (“diabase”) from Maranhão Basin (collected near 10°S 47°W and 7°S 43°W) have been investigated giving an average age of 127 m. a. (Lower Cretaceous) [CORDANI 1969].

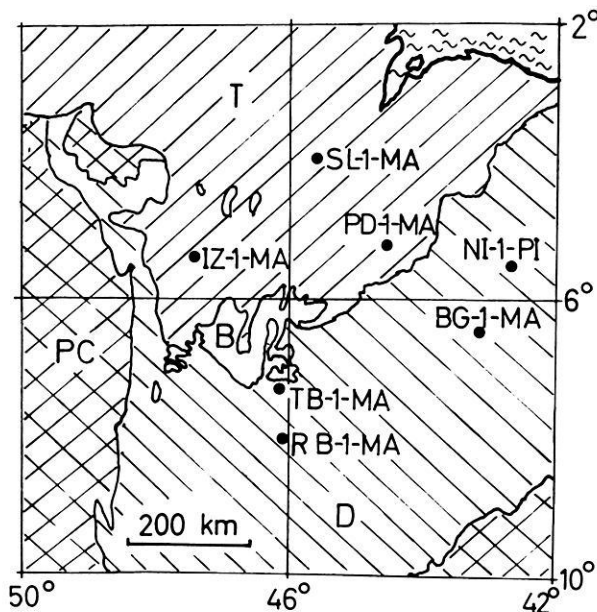


Fig. 3: Geological environment of Maranhão Basin and location of wells.

- PC = Pre-Cambrian basement rocks,
- D = Pre-volcanic sedimentary rocks,
- B = Basalt flows,
- T = Post-volcanic sedimentary rocks.

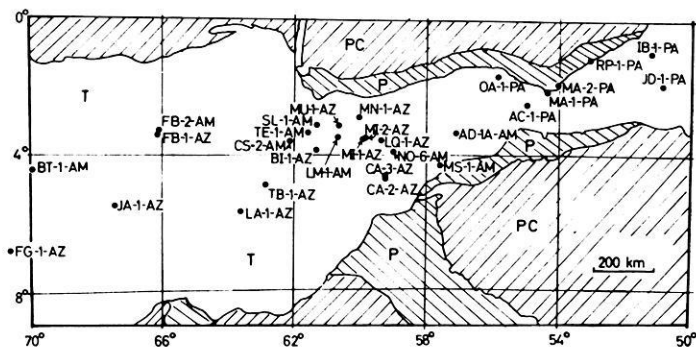


Fig. 4: Geology of Amazon Basin and locations of wells.

- PC = Pre-Cambrian basement rocks,
- P = Permian and Pre-Permian sedimentary rocks,
- T = Tertiary and younger sedimentary rocks.

The age of 4 "diabase" core samples from the Amazon Basin has been measured by CORDANI [1967]. Locality (see table 3 or Fig. 4) depth and age are as follows:

LA-1-AZ	614 m depth	170 and 182 m. a.
IB-1-PA	584 m depth	171 m. a.
AM-7-AM (near 3°S 60°W)	580 m depth	202 m. a.
FG-1-AZ	1740 m depth	293 m. a.

The last sample indicates a Late Carboniferous or Early Permian age. The three samples from about 600 m depth have an average age of 181 m. a. (Upper Triassic or Lower Jurassic).

Measurements and classification

Measurements were done with a fluxgate magnetometer (Förstersonde) on the cylindrical core samples (diameter 4 to 9 cm, length from a few centimeters to about 25 cm). Natural remanent magnetization and susceptibility were determined (The susceptibility in a field of about 0,3 Oe). As the samples were only orientated with respect to their vertical axis only the inclination of magnetization could be determined. The results of the measurements are listed in table 1, 2 and 3 for core samples from the Paraná, Maranhão and Amazon Basin, respectively.

Table 1: Magnetization of core samples from Paraná Basin

1 Location	2 Core No.	3 Depth (m)	4 <i>N</i>	5 <i>i</i> °	6 <i>J_r</i> (γ)	7 <i>k</i> · 10 ⁴	8 <i>Q</i>
AL-1-RS 29°49'S 55°46'W 84 m	22D	1906,8	1	-58	150	22	2,9
AP-1-PR 23°29'S 51°13'W 823 m	1B	235,5	4	+11,8	200	35	2,4
	2B	652,5	4	-42	270	22	5,3
	3B	1132,5	7	+14,9	160	29	2,4
	7D	1633,7	4	-47,7	160	52	1,2
CA-1-PR 24°32'S 51°23'W 482 m	10D	2285,2	10	-76,1	140	54	1,1
	23D	1960	4	-65,7	230	46	2,1
	32D	2782,5	1	-41	320	60	1,1

Column 1 = denotation of the well, its location and altitude; column 2 = number of the core (a letter "B" indicates that the core is composed of "basalt", a "D" of diabase); column 3 = depth of the top of the core; column 4 = number of samples from the core measured; column 5 = averaged inclination *i* of remanent magnetization (a negative sign denotes normal magnetization, a plus sign reversed magnetization, no sign indicates an uncertain orientation of the core); column 6 = intensity of natural remanent magnetization *J_r* in γ (1 γ = 10⁻⁵ Gauss); column 7 = susceptibility *k*; column 8 = *Q*-ratio (remanent magnetization divided by induced magnetization for an inducing field of 0.25 Oe).

1	2	3	4	5	6	7	8
CA-1-SC							
26°52'S 50°50'W	1B	104,8	{ 4	-40,1	1550	8	> 20
1103 m			{ 7	-43,5	180	8	30
	2B	213,5	12	-39,3	510	4,8	> 20
	3B	256,6	8	-46,2	150	25	2,7
	6B	457	2	-74	70	8	1,5
CG-1-MT	1B	107,0	5	+26,2	100	20	2,3
20°27'S 54°37'W	2B	145,0	6	+30,5	200	26	3,3
510 m							
CM-1-PR	1B	211	3	-51,1	270	63	1,4
27°07'S 30°52'W	2B	571	13	-46,8	170	21	3,5
637 m							
CP-1-SP	47D	1290,8	2	-46,2	430	32	5,4
23°24'S 48°28'W	48/49D	1304,8	2	-51,3	950	56	6,4
685 m							
DO-1-MT	1B	132	3	-44,5	40	9	1,8
22°20'S 54°53'W	2B	222,2	10	-36,0	180	20	4,1
384 m	3B	297,1	13	+21,6	420	12	22
DO-3-MT	1B	337,5	3	+16	110	1,7	15
22°20'S 54°53'W	5D	938	4	+41,1	330	47	3
380 m	22D	2224,7	1	-45	310	39	3,2
IT-1-RS	surface B	0	3	+43,4	40	13	2,4
29°01'S 54°59'W	3B	134,6	7	-30,8	70	22	1,3
360 m	4B	148	1	?	50	35	0,5
	7B	345	7	+44	40	26	0,6
	8B	358	19	+40,5	80	8,4	4,6
JA-1-GO	1B	68	6	-54,4	630	66	5,2
17°49'S 51°47'W	32D	1799,2	2	-14,6	900	36	9,5
595 m							
LS-1-PR	1B	109,8	4	-53,9	380	39	3,8
25°24'S 52°25'W	2B	372	21	+34,2	290	30	4
842 m	3B	704	10	-54,4	230	27	3,5
	16D	2358,8	7	-76,2	50	11	2,1
MR-1-RS	1B	116	1	51	500	29	7
27°32'S 51°56'W			{ 6	6,5	20	4,2	2
372 m	2B	211,5	{ 12	+22,6	33	5,3	3,4
			{ 2	68,5	26	10	0,9
	3B	341,5	15	-41,7	17	1,9	4,2
	13D	1444,2	3	-71,7	890	40	10
MO-1-PR	21D	1913,8	1	-42	400	26	6
24°22'S 50°52'W							
834 m							
OL-1-SP	1B	75	8	-41,2	130	12	5
20°41'S 48°56'W							
499 m							

1	2	3	4	5	6	7	8
PE-1-SP	1B	104	5	27,1	610	27	10
21°45'S 52°06'W	2B	925	14	-46,7	850	29	16
262 m	3B	945	11	-19,2	810	24	17
	4B	1135	4	-59,5	110	25	1,8
	5B	1237,2	4	+35,4	480	50	4,2
	6B	1318,9	3	+47,1	270	14	7,7
	7B	1409	3	+16,9	220	13	6,8
	8B	1475	3	+29,6	80	2,7	18
	9B	1595	3	+16,2	100	12	3,4
	21D	2443,5	2	-48	220	30	3,1
	23D	2554,2	2	-70	260	47	2,3
	29D	3010,7	7	-65,5	40	0,8	>20
PG-1-SP	5D	490,3	3	-40	1750	36	22
22°33'S 47°39'W	6D	587,3	10	-51,3	940	51	7,9
637 m							
PP-1-SP	1B	133	4	+52,4	65	57	0,4
22°25'S 50°35'W	2B	295,9	4	-43,7	420	80	1,9
474 m	3B	510,3	3	-76,4	330	44	3,5
	4B	820	20	-27,5	500	20	10
PU-1-SC	25D	1991,3	2	-55	290	35	3,2
26°16'S 51°03'W							
754 m						33	
QT-1-PR	9D	1384,6	2	-51	700	31	8,9
23°37'S 49°57'W							
530 m							
RC-1-PR	18D	1737	4	15,2	180	24	3,2
26°01'S 50°42'W							
810 m							
RI-1-RS	1B	32	3	59,5	120	26	2
28°18'S 55°03'W	2B	168	3	-40	100	10	4
155 m	11D	1490	3	-42,6	80	9	4,4
RP-1-MT	1B	178	2	-24,3	240	11	8,9
20°25'S 53°57'W	21D	3035,8	5	-39,7	400	57	2,7
417 m	23D	3254	4	-48,5	170	45	1,6
SD-1-MT	1B	134,2	31	+25,8	350	26	5,5
21°53'S 53°52'W	2B	168,1	33	+20,5	170	7	13
281 m	6D	1451,6	4	-68,4	170	58	1,2
SJ-1-PR	1D	115,8	11	-42,4	270	38	4,1
23°17'S 50°39'W	9D	826,6	2	-43	20	24	0,4
1047 m							
TG-1-SC	1B	120	19	-57,4	600	25	11
27°05'S 51°15'W	2B	252,1	12	-42,3	230	23	4,2
644 m	19D	1459	1	-72	170	26	2,7

1	2	3	4	5	6	7	8
TO-1-RS	1B	141,3	2	-64	440	33	5,9
29°20'S 49°48'W	10D	683,2	6	-62,8	54	5	5,8
28 m							
TP-1-SC	1B	99,5	9	-50,5	570	45	5,4
26°42'S 51°26'W	2B	{ 125,0	4	-47,8	220	64	1,4
1292 m		{ 125,8	2	-31	800	58	5,6
	3B	150	1	-65	110	63	0,7
	4B	164	1	-32	100	29	1,3
	5B	175	3	-44,8	200	1	20
	6B	668	14	-33	340	12	20
	7B	707,1	2	+51	250	~0	> 20
TV-1-SC	1B	280	2	-42	400	36	4,6
26°44'S 51°19'W							
1075 m							
TV-2-SC	78D	2963,5	5	-43,9	120	15	3,1
26°44'S 51°19'W							
1073 m							

Table 2: Magnetization of core samples from Maranhão Basin

1	2	3	4	5	6	7	8
Location	Core No.	Depth (m)	N	i°	$J_r (\gamma)$	$k \cdot 10^4$	Q
BG-1-MA	25D	1160	1	-42	50	9	2
6°26' S 43°09' W							
263 m							
IZ-1-MA	1B	87,2	3	-30,9	80	17	1,9
5°31' S 47°30' W	5B	140,4	8	-31,8	150	16	3,1
119 m							
TB-1-MA	20D	1002,5	7	+ 7	10	2	1,7
7°23' S 46°07' W	21D	1041	2	+ 8	130	25	1,7
303 m							
NI-1-PI	9D	2140,6	1	- 9	670	57	4
5°36' S 42°35' W	13D	2223,2	2	+ 7	230	40	2
164 m							
PD-1-MA	27D	2054,9	3	13	390	40	3,6
5°20' S 44°33' W	31D	2302	2	0	340	47	2,4
143 m							
RB-1-MA	56D	1816,3	2	7	130	67	0,7
8°03' S 46°05' W							
578 m							
SL-1-MA	52D	1754	2	+49,1	170	20	2,7
4°00' S 45°39' W							
51 m							

Legend see table 1; Q -ratio for an inducing field of 0.3 Oe.

Table 3: Magnetization of core samples from Amazon Basin

1 Location	2 Core No.	3 Depth (m)	4 N	5 i°	6 $J_r (\gamma)$	7 $k \cdot 10^4$	8 Q
AC-1-PA 2°30' S 55° W 20 m	220D	1091,8	1	4,2	150	36	1,6
	223D	1116	1				
	224D	1117	1				
	225D	1118	1				
	226D	1142	1	-14,7	500	60	3
	339D	2256	4				
	340D	2257	2				
	396D	2949	5				
AD-1A-AM 3°18' S 57°05' W 55 m	7D	798,6	8	+24,2	90	35	0,9
	8D	846,3	7	- 8	170	36	1,6
	16D	1255,7	1	+39	360	137	0,9
BI-1-AZ 3°54' S 61°23' W 40 m	1D	582,2	8	-54,4	130	44	1
BT-1-AM 4°24' S 69°57' W 80 m	6D	728,3	8	-32,6	50	22	0,7
	7D	794,0	5	-28,2	40	30	0,5
	10D	837,1	10	-28,8	40	23	0,6
CA-2-AZ 4°49' S 59°15' W 0 m	1D	252,3	3	+25,0	100	34	0,9
	2D	334	8				
CA-3-AZ 4°43' S 59°13' W 7 m	6D	663	6	+21,3	250	65	1,3
	8D	773	5	12,4	240	40	1,9
CS-2-AM 3°49' S 62°07' W 37 m	2D	450,3	5	-23,8	45	18	0,8
	3D	519,8	10	-35,3	70	19	1,4
FB-1-AZ 3°31' S 66°05' W 73 m	18D	1123,5	3	51,5	40	21	0,7
	30D	1775,6	1	28,7	260	45	1,9
	32D	1804,5	6	+76,9	380	56	2,5
	33D	1825,7	6	+73,8	410	39	3,7
FB-2-AM 3°17' S 66°02' W 57 m	14D	1287,7	3	14,3	54	89	0,2
FG-1-AZ 6°48' S 70° 38' W 148 m	9D	1740,1	7	+48,8	90	7	4,2
	10D	1768,1	9	+41,7	400	6	10
	11D	1840,1	5	+82,1	110	19	1,8
	13D	1980,6	5	+72,3	90	23	2,2
IB-1-PA 0°57' S 51°13' W 4 m	2D	538,9	4	40	90	22	1,3

Legend see table 1; Q -ratio for an inducing field of 0.3 Oe.

	1	2	3	4	5	6	7	8
JA-1-AZ 5°30' S 67°28' W 3 m		1D 2D 15D	635,9 763,5 1381,9	10 10 5	41,5 +50 +71,3	170 120 100	34 22 20	1,7 1,8 1,6
JD-1-PA 1°57' S 50°25' W 5 m		24D	1290,6	4	68,4	230	4	> 20
LA-1-AZ 5°42' S 63°42' W 58 m		13D	613,5	2	+29	60	24	0,8
LM-1-AM 3°31' S 60°35' W 26 m		1D 23D	457,6 1247,5	4 1	8 58,3	120 140	110 23	0,3 2
LQ-1-AZ 3°38' S 59°22' W 21 m		5D	1665,1	2	70	120	13	3,7
MA-1-PA 2°07' S 54°20' W 20 m		31D 38D 40D	2528,2 2840 2883	5 3 5	+46,5 — 8	130 200	40 42	1 1,6
MA-2-PA 1°53' S 54°01' W 19 m		11D	1750,2	2	+39	110	23	1,5
MI-1-AZ 3°38' S 59°52' W 27 m		1D 2D	350,7 661,3	2 5	65 -63,1	150 800	24 140	2,2 2
MN-1-AZ 2°53' S 60°01' W 90 m		1D 2D	337 340,5	} 8	8	150	54	1
MS-1-AM 4°19' S 57°36' W 23 m		1D 2D	236,8 426,9	5 2	-19,3 -33	23 64	10 33	0,8 0,7
MU-1-AZ 3°17' S 60°35' W 30 m		1D	276,1	5	- 9,3	140	33	1,4
NO-6-AZ 3°54' S 59°06' W 39 m		7D	855,1	5	+10,8	210	31	2,2
OA-1-PA 1°44' S 55°54' W 31 m		2D	382,6	6	+53,5	120	21	1,8
RP-1-PA 1°07' S 53°03' W 9 m		6D	1239,7	1	9	10	4	1

	1	2	3	4	5	6	7	8
SL-1-AM 3°05' S 61°26' W 29 m		7D 29D 30D	444,5 1827,0 1870,8	6 9	+19,1 +32	55 160	20 31	0,9 1,9
TB-1-AZ 4°55' S 62°50' W 50 m		2D	643	2	- 8	220	70	1
TE-1-AM 3°21' S 61°41' W 50 m		1D 4D 5D	493,5 857 996	9 8 1	-18,5 -55,6 70	60 100 100	18 33 50	1 1 0,7

The measurements listed in table 1 for the Paraná Basin are plotted in Fig. 5 for "basalt" cores and in Fig. 6 for "diabase" cores. The measurements listed in table 3 (Amazon Basin) are plotted in Fig. 7.

The results for the Paraná Basin (table 1) have been classified into 3 categories, viz. normal "basalts" reversed "basalts", and all "dibasases" (only one "diabase" core was reversely magnetized, orientation of one core was uncertain). Averaged values are listed in table 4. For comparison the results from surface samples from Paraná Basin according to CREER [1962] are listed in table 5.

Averaged values for the Maranhão Basin (table 2) and for the Amazon Basin (table 3) are given in tables 6 and 7, respectively. In table 7 results have been classified in groups of core samples from depths above 1000 meters and below 1000 meters (In the latter group samples with $i < 20^\circ$ have been omitted). This classification was used because the inclination is significantly higher for most core samples from below 1000 m depth than for those from above 1000 m depth (see Fig. 7). See also next chapter.

Because of the experimental conditions it was not possible to "clean" the samples by treatment in an alternating magnetic field. (All measurements were done by the author in Petrobrás laboratories where the cores have been stored. A demagnetization apparatus was not available.) Therefore it may be possible that some of the rocks have acquired a viscous magnetization which masks the direction of the original thermoremanent magnetization. It is known however that regarding the mean value of direction of magnetization of many samples the influence of the viscous magnetization on the direction of the original thermoremanent magnetization is averaged out [SCHULT 1963]. Similar results were obtained by CREER [1962] for surface samples from the Paraná Basin who obtained changes in inclination of less than $2,5^\circ$ by "cleaning".

Discussion and conclusion

No significant variation of the intensity of magnetization J_r , Q -ratio or susceptibility k with depth could be detected (see Fig. 4—6). However some dependence of inclination of magnetization from depth may be there and also some discrepancy

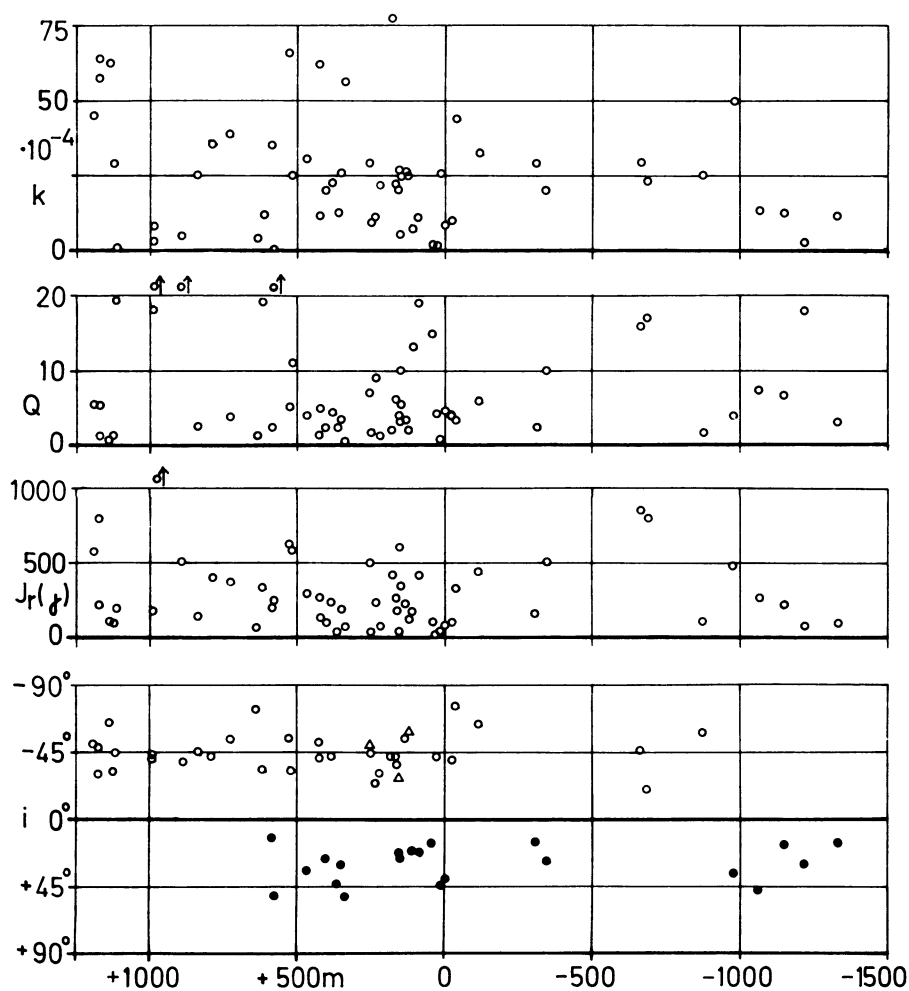


Fig. 5: Inclination i and intensity J_r of natural remanent magnetization, susceptibility k and Q -ratio for "basalt" core samples from Paraná Basin (as listed in table 1) versus altitude from sea level.

△ denotes uncertain orientation of core.

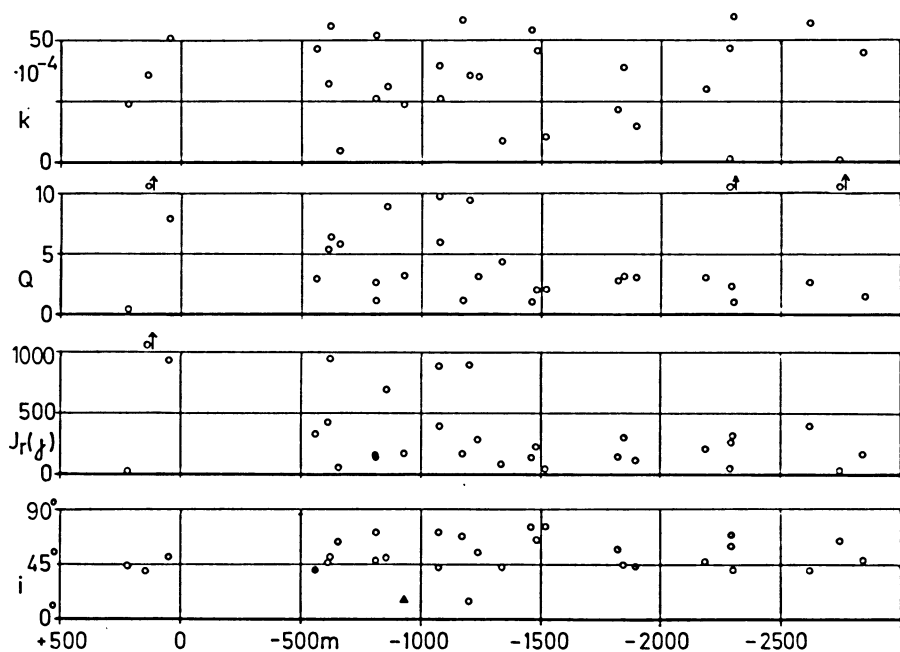


Fig. 6: As Fig. 5 for "diabase" core samples from Paraná Basin. The meaning of symbols for the inclinations is:

- = normally magnetized cores,
- = reversely magnetized cores,
- △ = orientation of the core is uncertain.

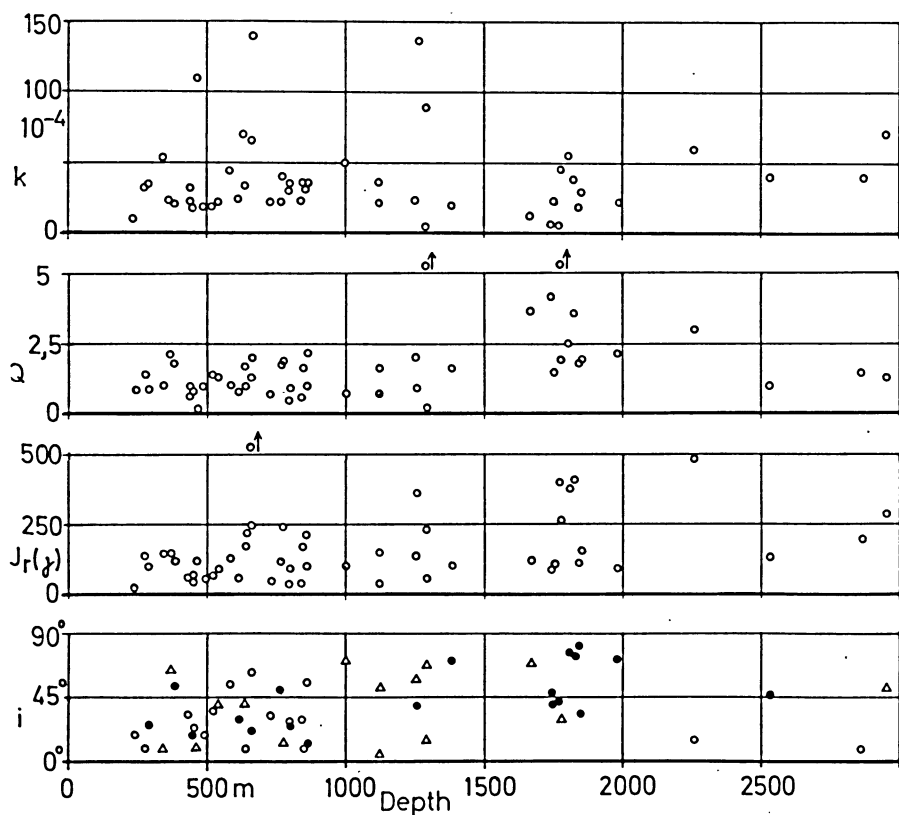


Fig. 7: Inclination i and intensity J_r of magnetization, susceptibility k and Q -ratio for "diabase" core samples from Amazon Basin (as listed in table 3) versus depth from the surface. The meaning of symbols for the inclinations is:

- = normally magnetized cores,
- = reversely magnetized cores,
- △ = orientation of the core is uncertain.

Table 4: Average values for core samples from Paraná Basin

	<i>N</i>	<i>i</i>	<i>m_i</i>	<i>J_r</i>	<i>k</i> · 10 ⁴	<i>Q</i>
Normal "basalts" (3 uncertain)	37	-45,8°	2,4°			
Reversed "basalts"	21	+29,5°	2,7°			
All "basalts"	58	39,9°	2,1°	290 γ	26	8,9
All "diabases" 29 normal 1 reversed 1 uncertain	31	51,5°	2,8°	370 γ	33	5,8

m_i is the angle in degrees equivalent to the standard error of a Gaussian distribution.

Table 5: Average values for surface samples from Paraná Basin according to Creer (1962)

	<i>N</i>	<i>i</i>	<i>m_i</i>	<i>D</i>	<i>J_r</i>	<i>k</i> · 10 ⁴
Normal "basalts"	14	-41,8°	3,1°	342°		
Reversed "basalts"	20	+36,6°	4,2°	170°		
All "basalts"	34	38,8°	2,7°	351°	960 γ	20
Normal "diabases"	23	-33,8°	5,2°	342°		
Reversed "diabases"	17	+37,1°	6,0°	167°		
all "diabases"	40	36,9°	4,6°	343°	2100 γ	70
all "basalts" and "diabases"	74	37,9°	2,8°	347°		

D = Declination

Table 6: Average values for core samples from Maranhão Basin

	<i>N</i>	<i>i</i>	<i>m_i</i>	<i>J_r</i>	<i>k</i> · 10 ⁴	<i>Q</i>
All "basalts" and "diabases"	11	18,6°	5°	210 γ	30	1,8

Table 7: Average values for core samples from Amazon Basin

	<i>N</i>	<i>i</i>	<i>m_i</i>	<i>J_r</i>	<i>k</i> · 10 ⁴	<i>Q</i>
All "diabases" above 1000 m depth	28	29,4°	3,4°	140 γ	42	1,2
All "diabases" below 1000 m depth and <i>i</i> > 20°	18	56,8°	3,9°	180 γ	37	2,3

between surface samples and core samples from the Paraná Basin. The following points are noted:

1) All core "basalt" samples from the Paraná Basin taken from above + 600 m altitude (from sea level) are normally magnetized. Normally and reversely magnetized cores came from altitudes between + 600 and 0 m. Below sea level alternately normally and reversely magnetized cores were found (Fig. 5). This alternating polarity of magnetization is only found in plots versus altitude but not in plots versus depth.

2) Averaged inclination for "basalt" core samples and surface samples seems to be the same (table 4 and 5).

3) Most "diabase" core samples from the Paraná Basin are normally magnetized (29 normal, 1 reversed, 1 uncertain) whereas more than one third of the surface samples are reversely magnetized (23 normal, 17 reversed) (see Fig. 6, table 4 and 5). The differences between the averaged inclination of "diabase" core samples and "diabase" samples taken from surface outcrops ($51,5^\circ$ and $36,9^\circ$ respectively) are considered to be significant as well as the difference of the averaged inclination of "diabase" and "basalt" core samples ($51,5^\circ$ and $39,9^\circ$).—The differences in the directions of magnetization noted may be explained by differences in age but this does not agree with radiometric age datings [CORDANI et al. 1967].

4) Intensity of magnetization and susceptibility (only for "diabases") is much higher for surface samples than for deep core samples from Paraná Basin (table 4 and 5). This may be due to weathering.

5) Core samples from Amazon Basin, classified into groups from below and above 1000 m depth, have significant different inclinations of magnetization (see table 7 and Fig. 7). Samples from below 1000 m have, significant higher inclination (except a few samples with very low inclination) than samples from above 1000 m. This can be explained by large differences in age of these sample groups which was found by radiometric age measurements (see chapter Geology). Therefore a Late Carboniferous or Early Permian age is assumed for the majority of the samples from below 1000 m depth (except those samples with an inclination less than 20° or so) and Upper Triassic or Lower Jurassic age for the majority of the samples from above 1000 m depth. This means that the volcanic activity in the Amazon Basin took place in two periods of time. The "diabase" intruded first into a lower level of the sedimentary rocks and then after a period of inactivity mostly into a higher level.—Another indication for the Late Carboniferous or Early Permian age of the deeper samples is the lack of normally magnetized samples in this groups. The mean direction of remanent magnetization of rocks formed in the time range of uppermost Carboniferous to uppermost Permian are characterized by reversed polarity all over the world [IRVING 1964].—The samples from below 1000 m depth with low inclination of magnetization may have the same age as samples from above 1000 m depth.

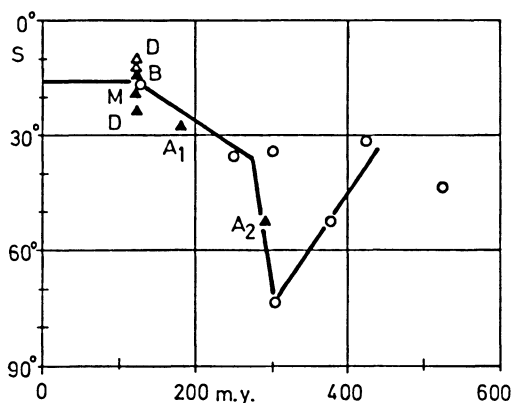


Fig. 8: Change of geomagnetic palaeolatitude of Brasilia (16° S 48° W).

△ D, B = "diabase" or "basalt" surface samples from Paraná Basin according to CREER [1962].

○ = sedimentary rocks from South America [CREER 1965].

▲ D, B = "diabase" or "basalt" core samples from Paraná Basin, present work.

▲ M = basaltic core samples from Maranhão Basin, present work.

▲ A₁ = "diabase" core samples from Amazon Basin from above 1000 m depth, present work.

▲ A₂ = "diabase" core samples from Amazon Basin from below 1000 m depth, present work.

Assuming a dipole field for the earth's magnetic field the magnetic palaeolatitude can be calculated from the inclination of magnetization. The palaeolatitude was calculated for Brasilia (16° S 48° W) under the assumption that the declination of the direction of magnetization was not far from 0° (or 180°) in former times. This condition is sufficiently satisfied for South America up to Permian age [CREER 1965]. The change of magnetic palaeolatitude for Brasilia with geological time is illustrated in Fig. 8. Results of the present work are plotted together with those of CREER [1965]. Going back in time the magnetic palaeolatitude of Brasilia increased from its present value of about 16° S to about 50° S in the Permian, 70° S in the Carboniferous and then decreased again during Lower Palaeozoic.

Acknowledgements

I am grateful to Petrobrás (Petroleo Brasileiro S.A.) for giving me the possibility to carry out the measurements of the core samples in Petrobrás laboratories in Ponta Grossa/Paraná and Belém/Pará. I am indebted to following members of the Petrobrás staff (Departamento de Exploração et Produção) for their help: In Rio de Janeiro: Dr. Ramos da SILVA and Dr. Helio PEREIRA. In Ponta Grossa/Paraná: Eng. Adriano

Nunes RAMOS, Dr. Rodi Avila MEDEIROS, and Dr. Antônio THOMÁS. In Belém/Pará: Dr. Otavio B. Carvalho de MELO, Dr. J. Bosco Ponciano GOMES, Carlos A. C. ANDRADE, Heraldo Pinto PAMPLONA, and René RODRIGUES.

I thank for many stimulating discussions Dr. U. CORDANI and Prof. V. LEINZ (Departamento de Geologia et Paleontologia, Universidade de São Paulo), Prof. W. KEGEL and Dr. Evaristo P. SCORZA (Divisão de Geologia e Mineralogia, Rio de Janeiro).

I thank Prof. G. BISCHOFF, Berlin, for his advice and help. It is a pleasure to acknowledge the enthusiastic interest of Prof. G. ANGENHEISTER whose support as director of the Institut für Angewandte Geophysik, München, has made this research possible.

The financial support of the Deutsche Forschungsgemeinschaft is gratefully acknowledged.

References

- AMARAL, G., U. G. CORDANI, K. KAWASHITA, and J. H. REYNOLDS: Potassium-argon dates of basaltic rocks from Southern Brazil. *Geoch. et Cosmoch. Acta* 30, 159—189, 1966
- BIGARELLA, J. J., and R. SALAMUNI: Some palaeographic and palaeotectonic features of the Paraná Basin. From: *Problems in Brazilian Gondwana Geology*. Edited by J. J. Bigarella, R. D. BECKER, and I. D. PINTO. Curitiba: 1967.
- BISCHOFF, G.: Stratigraphie, Tektonik und Magmatismus des Perms und Mesozoikums im Gebiet von Jacarezinho (Nordparaná). *Beiträge zur Geologie von Brasilien*. Beihefte zum *Geol. Jb.* 25, 81—103, 1957
- CORDANI, U. G.: Personal written communication to Petrobrás, 1967
- : Idade do vulcanismo no Oceano Atlântico Sul. *Bol. Fac. Fil. Ci. Letras da Univ. São Paulo* (to be published 1969)
- CORDANI, U. G., and P. VANDOROS: Basaltic rocks of the Paraná Basin. From: *Problems in Brazilian Gondwana Geology*. Edited by J. J. Bigarella, R. D. Becker and I. D. Pinto. Curitiba: 1967
- CREER, K. M.: The palaeomagnetism of the Serra Geral Formation. *Geophys. J.* 7, 1—22, 1962
- : Palaeomagnetic data for the Gondwanic continents. *Phil. Trans. Royal Soc. A.* 258, 27—40, 1965
- CREER, K. M., J. A. MILLER, and A. G. SMITH: Radiometric age of the Serra Geral Formation. *Nature* 207, 282—283, 1965
- IRVING, E.: *Palaeomagnetism*. New York: John Wiley and Sons 1964
- LEINZ, V.: Contribuição à Geologia dos derrames basálticos do Sul do Brazil. *Bol. Univ. São Paulo, Fac. Fil. Ci. Letras* 103 *Geol.* 5, 1949
- LEINZ, V., A. BARTORELLI, G. R. SADOWSKI, and C. A. L. ISOTTA: Sôbre o comportamento espacial do trapp basáltico da bacia do Paraná. *Bol. Soc. Bras. Geol.* 15, 79—91, 1966

- MCDUGALL, I., and N. RUEGG: Potassium-argon dates on the Serra Geral formation of South America. *Geochim. Cosmochim. Acta* 30, 191—195, 1966
- MELFI, A. J.: Potassium-argon ages for core samples of basaltic rocks from Southern Brazil. *Geochim. Cosmochim. Acta* 31, 1079—1089, 1967
- MESNER, J. C., and L. C. P. WOOLDRIDGE: Maranhão Palaeozoic Basin and Cretaceous coastal basins, North Brazil. *Bull. Amer. Assoc. Petrol. Geol.* 48, 1475—1512, 1964
- SANFORD, R. M., and F. W. LANGE: Basin study approach for oil evaluation of Paraná miogeosyncline of South Brazil. *Bull. Am. Assoc. Petrol. Geol.* 44, 1316—1370, 1960
- SCHULT, A.: Über die Magnetisierung der Basaltvorkommen in der Umgebung von Göttingen. *Z. Geophys.* 29, 1—20, 1963
- VANDOROS, P., N. R. RUEGG, and U. G. CORDANI: On potassium-argon age measurements of basaltic rocks from Southern Brazil. *Earth Planetary Sci. Let.* 1, 449—452, 1966
- VOLLBRECHT, K.: Die Diabasvorkommen des Amazonasgebietes und das Problem des Intrusionsmechanismus. *Geol. Rundschau* 53, 686—706, 1964

Crustal structure of the East African Rift System from spectral response ratios of long-period body waves¹⁾

By K.-P. BONJER²⁾, K. FUCHS²⁾ and J. WOHLBERG³⁾

Eingegangen am 16. Dezember 1969

Summary: Crustal response ratios within the East African Rift System are determined by spectral analysis of long-period body waves from two Hindu Kush earthquakes observed at the stations Addis Ababa, Nairobi and Lwiro. These experimental data are compared with theoretical response ratios of crustal models previously used in this region. A number of them must be rejected.

The travel time through the crust at LWI (Eastern Congo) is found to be shorter than at NAI (Kenya) and AAE (Ethiopia). From the derived crustal travel time, we can split up the travel time anomaly given by the 1968 Tables into a part associated with the crustal and another part associated with upper mantle structure. The existence of an intermediate high-speed layer in the lower crust is concordant with the experimental crustal response ratios.

An estimate of crustal structure in the East African Rift System and differences of the crust at the three stations are discussed. Instead of truncated transfer ratios, the signal dependent truncated response ratios are used which are in a wide range insensitive to the dominant period of the incident signal.

Zusammenfassung: Krusten-Antwort-Quotienten werden für das Ostafrikanische Riftsystem durch Spektralanalyse der langperiodischen Raumwellen von zwei Hindukusch-Erdbeben bestimmt, die an den Stationen Addis Abeba, Nairobi und Lwiro aufgezeichnet worden sind. Diese experimentellen Daten werden mit den theoretischen Antwort-Quotienten der Krusten-Modelle, die bisher in diesem Gebiet verwendet worden sind, verglichen. Einige sind zu verwerfen.

Die Laufzeit durch die Kruste bei LWI (Östl. Kongo) ist kürzer als bei NAI (Kenia) und AAE (Äthiopien). Aus der abgeleiteten Krusten-Durchlaufzeit kann die den 1968-Tabellen zu entnehmende Laufzeitanomalie in zwei Teile aufgespalten und der Krusten- bzw. Oberen-Mantel-Struktur zugeordnet werden. Die Existenz einer Zwischenschicht mit hoher Geschwindigkeit im unteren Teil der Kruste ist in Übereinstimmung mit den experimentellen Krusten-Antwort-Quotienten.

Die für das Ostafrikanische Riftsystem abgeschätzte Krustenstruktur und Unterschiede der Kruste unter den drei Stationen werden diskutiert. Statt zeitbegrenzter Übertragungsquotienten werden die signalabhängigen, zeitbegrenzten Antwort-Quotienten benutzt, die in einem weiten Bereich unabhängig von der dominierenden Periode des einfallenden Signales sind.

¹⁾ Contribution No. 46, Geophysical Institute, University Karlsruhe

²⁾ K.-P. BONJER u. K. FUCHS, Geophysikalisches Institut, Universität Karlsruhe, D 75 Karlsruhe, Hertzstr. 16

³⁾ J. WOHLBERG, University College Nairobi, P.O. Box 30197, Nairobi, Kenya

The crustal structure of the East African Rift System has been investigated with crustal response ratios of long-period body waves. The most important results are:

An estimate of the average travel time through the crust for *P*- and *S*-waves is 6.6 and 10.7 sec, respectively, for a *P*-wave incident under 30° at the crust-mantle boundary.

The travel time through the crust at Lwiro (LWI), Eastern Congo, is shorter than at Nairobi (NAI), Kenya, and Addis Ababa (AAE), Ethiopia.

From the derived crustal travel time, we can split up the travel time anomaly given by HERRIN and TAGGART [1968] into a part associated with the crustal and another part associated with the upper mantle structure.

The existence of an intermediate high-speed layer in the lower crust is concordant with the experimental crustal response ratios.

The area under investigation is shown in Figure 1. The three stations LWI, NAI, AAE embrace the East African Rift System. LWI is located in the Western Rift, NAI in the Eastern Rift and AAE in the northern part of the Great Rift Valley. In this area, a number of crustal models have been established by other seismic methods. The consistency of these models with the experimentally determined crustal response ratios will be discussed.

Incorporating all available information on crustal structure, we have constructed new models by matching observed and computed response ratios. Implications of the present study on the crust and upper mantle structure in the East African Rift System will be pointed out at the end of the paper.

Crustal Response Ratio

The method of crustal investigations by spectral transfer ratios of long-period body waves, proposed and first applied by PHINNEY [1964], has since been used by several authors [HANNON 1964; FERNANDEZ 1965; LEBLANC 1967; BONJER, FUCHS 1969] as an additional source of information on crustal structure. The method is based on the comparison of experimentally derived and theoretically computed long-period spectral transfer ratios.

We have to comment briefly on the notion of the theoretical response ratio which is a generalization of the transfer ratio (a detailed discussion is in preparation). For some reason, one may be forced to use such short time windows that a non-negligible part of reverberating energy falls outside the window.

Then the truncated transfer ratio is no longer independent of the source signal [LEBLANC 1966]. However, it can be shown by numerical experiments that, although signal-dependent, the ratio is relatively insensitive to small variations of the dominant period of the incident signal. For this signal-dependent truncated transfer ratio, we prefer the term "truncated spectral response ratio". For brevity, we shall use the short form "response ratio" throughout this paper. It is our experience that a rough estimate of the source signal as viewed through the recording instrument is sufficient. In this study, we use a signal with a dominant period of 10 sec.

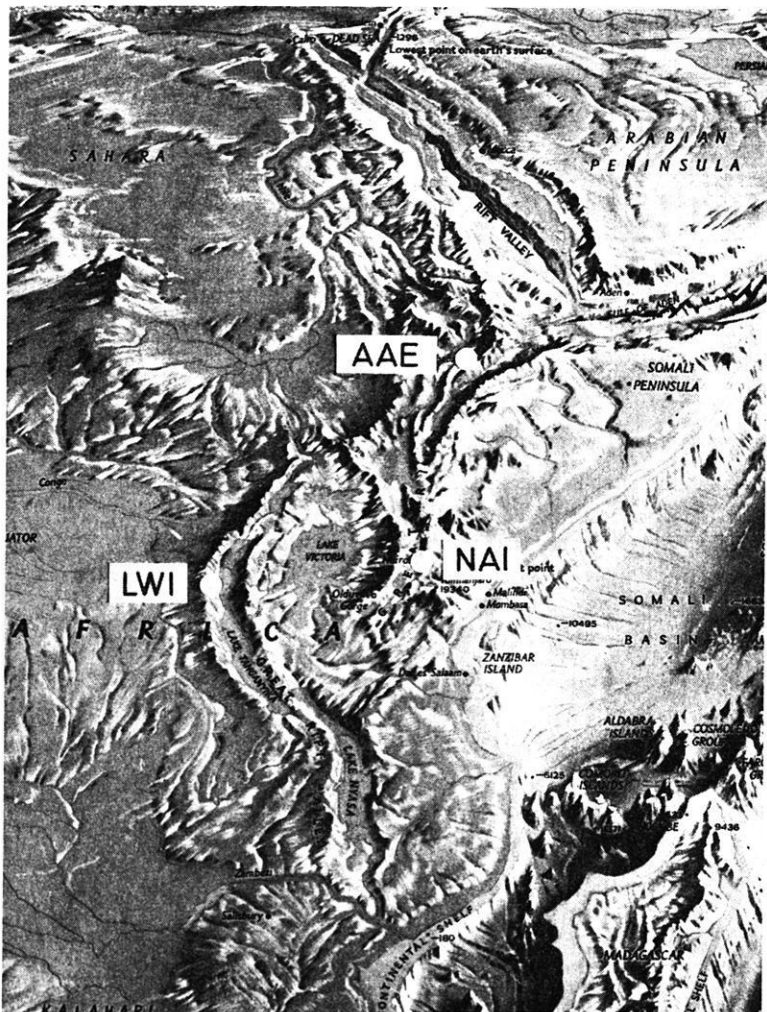


Fig. 1: Location of the three long-period stations AAE (Addis Ababa), NAI (Nairobi), and LWI (Lwiro) in the East African Rift System.

The basis for the application of the THOMSON-HASKELL matrix method—which is needed for the computation of the theoretical ratios—may be violated to a certain extent within the area under investigation. However, for the present, we assume that within a 40 sec window the secondary waves generated by the deviation from the horizontally layered crust are negligible compared to the reverberations caused by vertical interference.

Experimental Data

For our study, we have used the recordings of two deep focus Hindu Kush earthquakes as listed in Table 1. The recordings of the vertical component at the three stations LWI, NAI and AAE are shown in Figure 2. In addition, the horizontal

Table 1: Deep Focus Hindu Kush Earthquakes

Date	T_0	Long.	Lat.	Depth	Mag.
28 January 1964	14:09:17.1	70.° 9 E	36.° 5 N	207 km	6.1
06 June 1966	7:46:16.2	71.° 2 E	36.° 3 N	225 km	6.3

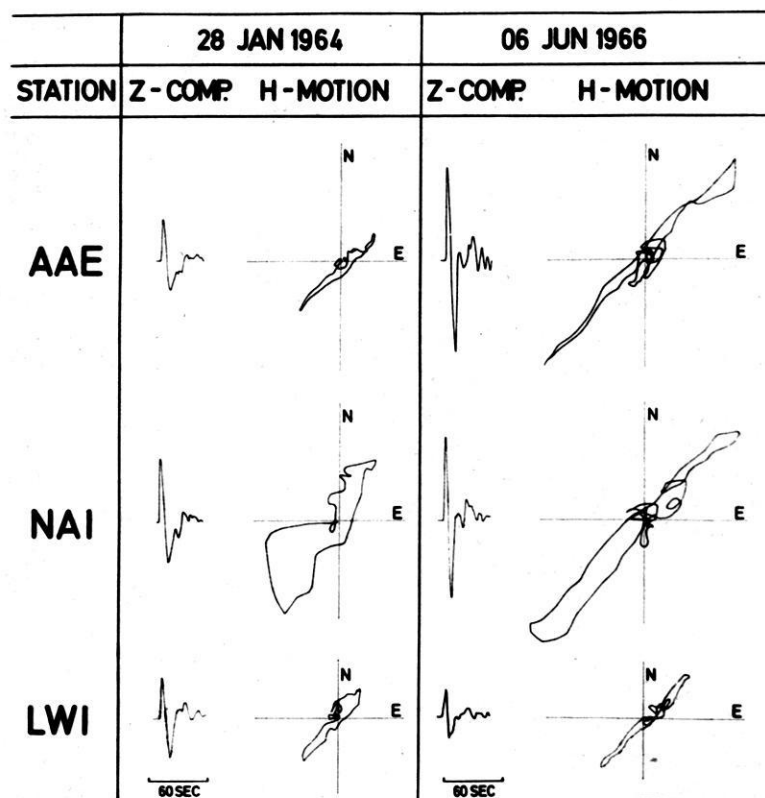


Fig. 2: Vertical components and horizontal motions recorded by the long-period instruments at the three stations AAE, NAI and LWI from two deep focus Hindu Kush earthquakes.

motion is displayed within the 40 sec hamming window. This time window had to be applied to exclude unexplained phases with different polarisation. Within this window, the horizontal motion is almost linearly polarized. Long-period noise at NAI does not affect the reproducibility of the ratios in the frequency range of interest.

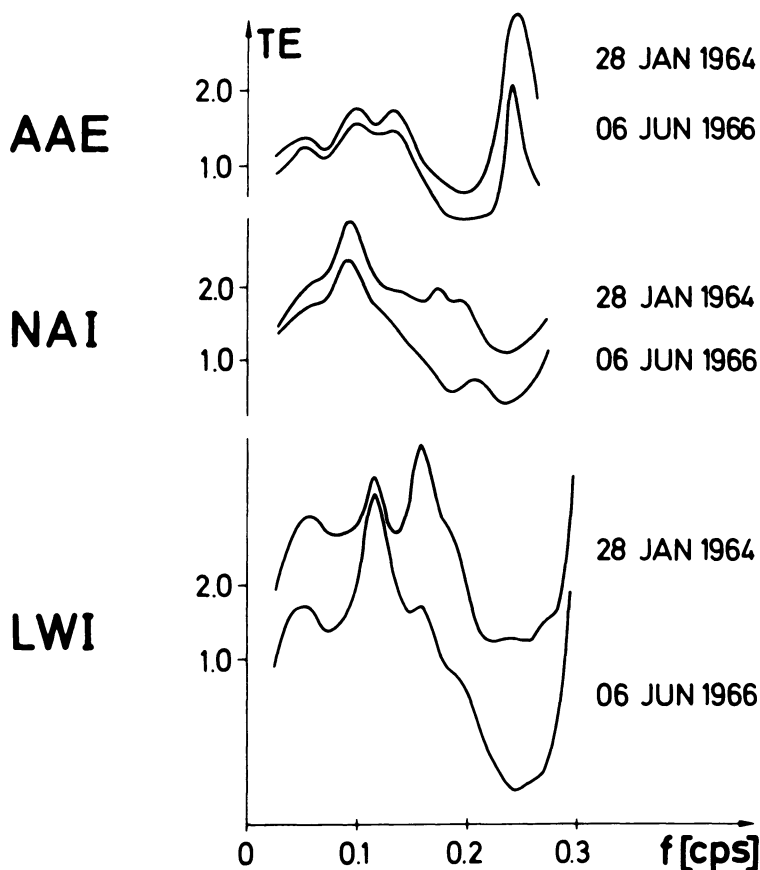


Fig. 3: Experimental "truncated spectral response ratios" of the two deep focus Hindu Kush earthquakes at AAE, NAI and LWI.

In Figure 3, we present the experimental response ratios TE for the two events at the three stations. For clarity, we have displaced the two sets of data. The reproducibility is remarkable. Furthermore, it should be noted that compared to AAE and NAI the spectral peaks at LWI are significantly shifted to higher frequencies indicating a shorter travel time through the crust at LWI than at the two other stations.

Inversion of Experimental Response Ratios

It is our first objective to obtain an estimate of crustal models concordant with the experimental response ratios. In Figure 4, we compare the experimental data with the theoretical response ratios of crustal models applied to this area by several authors.

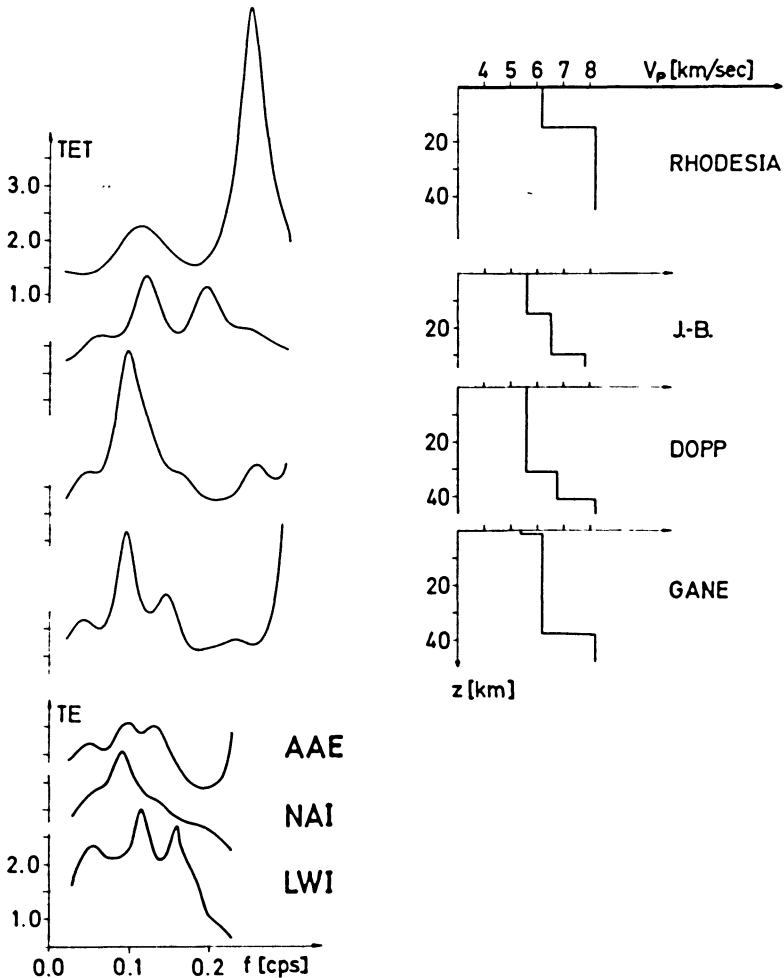


Fig. 4: Comparison of experimental response ratios TE at AAE, NAI and LWI with the theoretical response ratios TET of crustal models previously applied to the area under investigation by several authors. Only model GANE [1956] is acceptable for further computations.

The spectral peaks of the model RHODESIA [see WOHLBERG 1967, p. 20] are severely shifted to higher frequencies compared to the experimental response ratios. This indicates that the travel time through the thin crustal model RHODESIA is too small. This model has to be rejected for the area under investigation.

In the second model, J.-B. [JEFFREYS, BULLEN 1948] the spectral peaks are again significantly shifted to higher frequencies. This shift is caused by the small crustal travel time. The model J.-B. cannot be accepted for this area.

The spectral peaks of the third model DOPP [1964] are within the range of the corresponding observed peaks. Nevertheless, on the basis of results obtained in explosion seismology, we do not consider a model with a P -velocity of 5.6 km/sec to a depth of 33 km as realistic.

In the last model GANE [GANE et al. 1956], the theoretical ratios almost match the observed ratios. This is practically a one-layer model with an acceptable average velocity of a normal continental crust. We shall adopt this model as a basis for the construction of crustal models whose theoretical response ratios are in better agreement with the observed ratios.

For the determination of the thickness of a one-layer crust FERNANDEZ [1965, 1967] proposed the use of master curves. This method is not applicable if a non-negligible part of the reverberating energy falls outside the time window. Instead, we shall use a catalogue of theoretical response ratios TET depicted in the middle part of Figure 5.

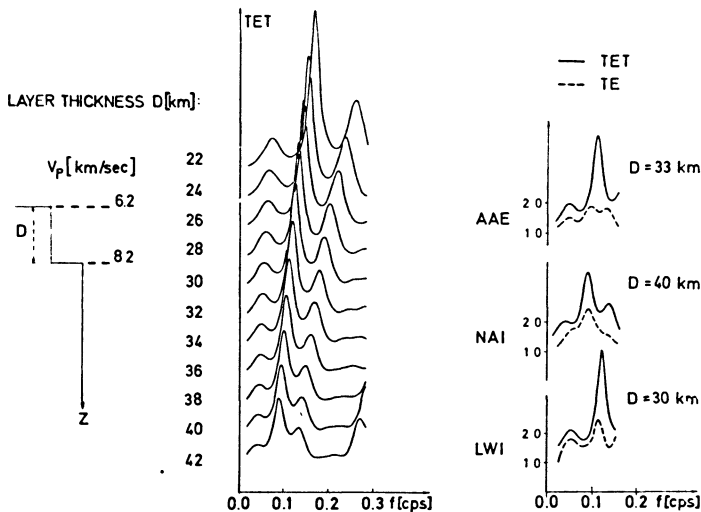


Fig. 5: Theoretical response ratios TET of a one-layer crustal model with variable thickness D . In the right part, the averaged experimental ratios TE (dashed line) are compared with the theoretical ratios TET (solid line) selected from the catalogue in the middle of the figure.

The corresponding one-layer crust is shown on the left. The P -velocity in the crust is 6.2, in the mantle 8.2 km/sec, and the angle of incidence at the crust-mantle boundary is 30° . The crustal thickness D is varied from 22 to 42 km. In the right part, the dashed lines are the averaged experimental ratios TE. The best fitting theoretical ratios (solid lines) are taken from the catalogue of response ratios. The thickness D for the one-layer crustal model is 33 km at AAE, 40 km at NAI, and 30 km at LWI.

The crustal models require further refinement for two reasons. First, a closer inspection of Figure 5 shows that the positions of theoretical and experimental peaks have only been fitted in the mean. Numerous attempts to fit all peaks individually failed since in the case of a one-layer crust the positions of the individual peaks of the response ratios cannot be changed independently from each other. Therefore, the experimental data require at least one more degree of freedom of the crustal models.— Secondly, there is a number of reports on the observation of intermediate velocities between 6.7 and 7.6 km/sec in rift structures in all parts of the world [WILLMORE, HALES and GANE 1952; HALES and SACKS 1958; DRAKE and GIRDLER 1964; DOPP 1964; LE PICHON, HOUTZ, DRAKE, and NAFE 1965; TALWANI, LE PICHON, and EWING 1965; ANSORGE, EMTER, FUCHS, LAUER, MUELLER, and PETERSCHMITT 1969; BLUNDELL, GRIFFITHS, KING, KHAN et. al. 1969].

For these two reasons, a high-speed intermediate layer has been introduced at the base of the three crustal models. Figure 6 demonstrates the improvement in the fit of the individual peaks of the theoretical and experimental ratios. At the bottom of the figure, the experimental response ratios for the three stations AAE, NAI, and LWI

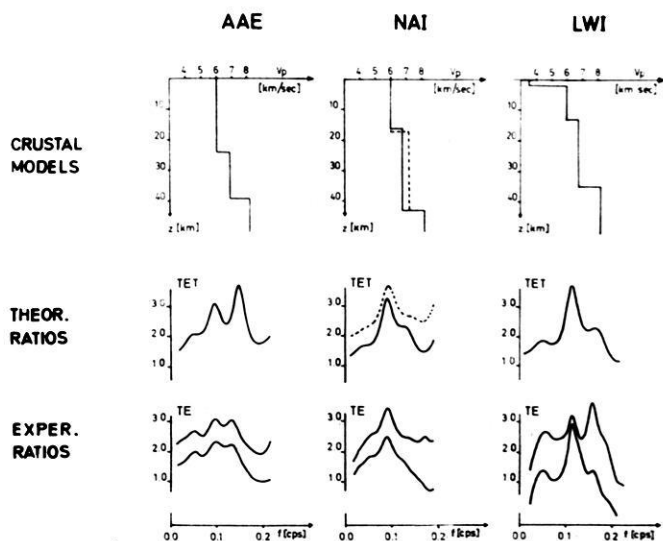


Fig. 6: Comparison of experimental TE and theoretical response ratios TET of the multi-layered crustal models derived for the three stations AAE, NAI and LWI.

LWI are depicted. In the middle part, the theoretical response ratios and in the top part the corresponding crustal models are displayed. In this type of crust, the top of the intermediate layer is found at a depth of 24 km in AAE, 16 or 17 km in NAI, and 12 km in LWI with an accuracy of about 2 km.

As travel times through the crustal models for a P -wave incident at 30° at the crust-mantle boundary, we find $t_p = 6.7$ sec in AAE, $t_p = 7.2$ sec in NAI, and $t_p = 6.0$ sec in LWI. Averaging these crustal travel times in the region of the East African Rift System, we obtain $t_p = 6.6$ sec. This corresponds to 10.7 sec S -travel time.

The difference in crustal travel times at AAE and LWI amounts to +0.7 sec. Comparing this result with the difference of +1.9 sec taken from the regional variations in P travel times [HERRIN and TAGGART 1968] at AAE and LWI, the remaining difference of 1.2 sec has to be attributed to the mantle. It must be concluded that the delay of P -waves in the mantle near AAE is larger than near LWI indicating the presence of more material with a lower velocity in the mantle below AAE as compared to LWI.

MOLNAR and OLIVER [1969] arrived at a similar conclusion from the observed absence of S_n phases for paths crossing the northern part of the Great Rift Valley.

The difference in travel time through the crust under NAI and LWI is +1.2 sec. This delay at NAI is partly caused by the thicker intermediate layer compared to LWI.

SOWERBUTTS [1969] postulated the presence of more lowdensity material in the Eastern Rift near NAI than in the Western Rift near LWI. The resultant density deficit may be related to the crustal travel time delay derived from the present crustal response study.

Conclusions

Information on crustal structure in the East African Rift System has been obtained by the inversion of experimentally determined spectral response ratios of long-period body waves from two deep focus Hindu Kush earthquakes. The derived crustal models permit a number of important conclusions:

The average travel time through the crust for P - and S -waves can be estimated at 6.6 and 10.7 sec respectively, if a P -wave is incident under 30° at the crust-mantle boundary.

The difference in P -travel time through the crust is 0.7 sec at AAE and LWI, 1.2 sec at NAI and LWI.

The corresponding difference of travel time anomaly between AAE and LWI taken from the 1968 tables is 1.9 sec. The additional delay of +1.2 sec must be associated with the presence of more material of lower velocity under AAE than under LWI.

The existence of an intermediate high-speed layer in the lower crust is concordant with the experimental crustal response ratios.

The truncated spectral response ratios used in this study are a generalization of the well-known transfer ratios. The new method will be discussed in more detail in a future paper.

Acknowledgements

The kind assistance of the following institutions is gratefully acknowledged by the authors. The seismograms of AAE and NAI have been obtained from the library of the WWSS System at the U. S. Department of Commerce (E.S.S.A.). The seismograms of LWI have been made available by the Lamont-Doherty Geological Observatory and the Institut pour la Recherche Scientifique en Afrique Centrale. Computing facilities have been used partly at the Deutsches Rechenzentrum Darmstadt and at the Gesellschaft für Kernforschung Karlsruhe. This research has been sponsored by the Deutsche Forschungsgemeinschaft (German Research Association). The authors are grateful to Prof. Stephan MUELLER and their colleagues at the Geophysical Institute Karlsruhe for stimulating discussions.

References

- ANSORGE, J., D. EMTER, K. FUCHS, J. P. LAUER, ST. MUELLER, and E. PETERSCHMITT: Structure of the crust and upper mantle in the rift system around the Rhinegraben. In: Graben Problems (Ed. Illies, H., and St. Mueller), Schweizerbart, Stuttgart, 1969 (in press)
- BLUNDELL, D. J., D. H. GRIFFITHS, R. F. KING, M. A. KHAN, et al.: United Kingdom Report on Research Activities in Seismology 1967—1969 (Ed. British National Committee for Geodesy and Geophysics), The Royal Society, London, 1969
- BONJER, K.-P., and K. FUCHS: Crustal structure in Southwest Germany from spectral transfer ratios of long-period body waves. In: Graben Problems (Ed. Illies, H., and St. Mueller), Schweizerbart, Stuttgart, 1969 (in press)
- DOPP, S.: Preliminary Note on a Refracted P Phase in the Western Rift Valley of Africa, *J. Geophys. Res.* 69, 3027—3031, 1964
- DRAKE, C. L., and R. W. GIRDLER: A Geophysical Study of the Red Sea, *Geophys. J.* 8, 473—495, 1964
- FERNANDEZ, L. M.: The determination of crustal thickness from the spectrum of P waves. Scientific Report No. 13 (AFCRL No. 65—766), prepared by Saint Louis University for Air Force Cambridge Research Laboratories under Contract AF 19 (628)—7399, 1965
- : Master curves for the response of layered systems to compressional seismic waves. *Bull. Seism. Soc. Am.* 57 (3), 515—543, 1967
- GANE, P. G., A. R. ATKINS, J. P. F. SELLSCHOP, and P. SELIGMAN: Crustal structure in the Transvaal. *Bull. Seism. Soc. Am.* 46, 293—316, 1956
- HALES, A. L., and I. S. SACKS: Evidence for an intermediate layer from crustal structures studies in the Eastern Transvaal. *Geophys. J.* 2, 15—33, 1958

- HANNON, W. J.: An application of the Haskell-Thomson matrix method to the synthesis of the surface motion due to dilatational waves. *Bull. Seism. Soc. Am.* 54, 2067—2079, 1964
- HERRIN, E., and J. N. TAGGART: Regional variations in P travel times. *Bull. Seism. Soc. Am.* 58, 1325—1337, 1968
- JEFFREYS, H., and K. E. BULLEN: *Seismological Tables*. British Association for the Advancement of Science, 1948
- LEBLANC, G.: Truncated crustal transfer functions and fine crustal structure determination. *Bull. Seism. Soc. Am.* 57 (4), 719—733, 1967
- LE PICHON, X., R. E. HOUTZ, C. L. DRAKE, and J. E. NAFE: Crustal Structure of the Mid-Ocean Ridges: Seismic Refraction Measurements. *J. Geophys. Res.* 70, 319—339, 1965
- MOLNAR, P., and J. OLIVER: Lateral Variations of Attenuation in the Upper Mantle and Discontinuities in the Lithosphere. *J. Geophys. Res.* 74, 2648—2682, 1969
- PHINNEY, R. A.: Structure of the earth's crust from spectral behavior of long-period body waves. *J. Geophys. Res.* 69, 2997—3017, 1964
- SOWERBUTTS, W. T. C.: Crustal Structure of the East African Plateau and Rift Valleys from Gravity Measurements. *Nature* 223, 143—146, 1969
- TALWANI, M., X. LE PICHON, and M. EWING: Crustal Structure of the Mid-Ocean Ridges: Computed Model from Gravity and Seismic Refraction Data. *J. Geophys. Res.* 70, 341 to 352, 1965
- WILLMORE, P. L., A. L. HALES, and P. G. GANE: A seismic investigation of crustal structure in the Western Transvaal. *Bull. Seism. Soc. Am.* 42, 53—80, 1952
- WOHLENBERG, J.: Seismizität der Ostafrikanischen Grabenzonen zwischen 4° N und 12° S sowie 23° E und 40° E. Dissertation, München, 89 pp., 1967

Crustal Investigation from gravity measurements at the scarp of the Ethiopian Plateau

By J. MAKRIS¹⁾, P. THIELE²⁾ and J. ZIMMERMANN¹⁾

Eingegangen am 16. Dezember 1969

Summary: Models of the crust have been constructed from gravity traverses across the escarpment of the Ethiopian Plateau and the northern part of the East African Rift near Addis Ababa. The densities used for the computations are closely related to seismic results obtained at the western part of the Rift, the Red Sea and the Gulf of Aden. They are:

2.65 g/cm³ for the upper part of the crust,
2.85—2.95 g/cm³ for the "intermediate" layer,
3.00—3.10 g/cm³ for the mantle material.

The main results are:

The crustal thickness decreases to the north from 38 km under Addis Ababa to 15 km under Asmara at the edge of the Plateau;
the gravity anomaly obtained in the Rift can be explained by mantle material rising under the Rift;
the major tectonic fracture between the Ethiopian Plateau and the Depression of Afar seems to be located just in front of the escarpment on the side of the Depression;
the "intermediate" layer rises at the edge of the Plateau towards the Depression to a depth of about 10 km.

Zusammenfassung: Aus Schweremessungen am Abfall des Äthiopischen Plateaus und im nördlichen Teil des ostafrikanischen Grabensystems wurden Krustenmodelle entwickelt. Die für die Modellberechnungen eingesetzte Dichteverteilung lehnt sich eng an seismische Resultate aus dem westafrikanischen Grabensystem, dem Roten Meer und dem Golf von Aden an. Die angenommenen Dichtewerte sind:

2,65 g/cm³ für den höheren Teil der Kruste,
2,85—2,95 g/cm³ für die „intermediäre“ Schicht,
3,00—3,10 g/cm³ für das benachbarte Material des oberen Mantels.

Die Hauptergebnisse der Untersuchung sind:

Die Krustenmächtigkeit nimmt nach Norden von 38 km unter Addis Abeba auf 15 km unter Asmara am nördlichen Ende des Plateaus ab;
die Schwereverteilung im nördlichen Rift kann durch ins Rift eindringendes Mantelmaterial gedeutet werden;
die tektonische Hauptstörung ist dem Abfall des Äthiopischen Plateaus auf der Seite der Depression vorgelagert;
der „intermediäre“ Horizont steigt am Rande des Äthiopischen Plateaus auf ca. 10 km Tiefe an.

¹⁾ Institut für die Physik des Erdkörpers, Universität Hamburg, D 2 Hamburg 13, Binderstraße 22, Germany

²⁾ Geodätisches Institut, Universität Karlsruhe, D 75 Karlsruhe, Englerstraße 7, Germany

1. Introduction

It is widely accepted from geological and geophysical evidence that the Red Sea and the Gulf of Aden have originated as a consequence of the drifting of the Arabian peninsula off of Africa. This movement implies a translation to the north, combined with an anticlockwise rotation of approx. 8° [GIRDLER 1965; LAUGHTON 1965]. LAUGHTON [1965], reconstructing the conditions prior to separation, placed parts of Yemen (Arabian peninsula) over a part of East Africa. The supposed area of superposition is now emerged land, known as the Depression of Afar. Laughton suggests that the Afar Depression might be new basaltic crust.

MOHR [1962] describes Afar as "a downfaulted and downwarped triangular area of the original Arabo-Ethiopian Swell at the intersection of three units of rifting". He concludes from geological observation that the hypothesis of superposition is untenable. GOUIN [1969] reinforces MOHR's geological interpretation with geophysical data (gravity observations, attenuation and dispersion of surface waves travelling through Afar) and considers the area as a continental structure of average thickness.

The contradicting opinions make it clear that more geophysical and geological investigations in Afar are necessary, before the physical conditions and structure of this area can be understood. Since the beginning of 1969 the Deutsche Forschungsgemeinschaft is supporting a scientific program in Afar. At a first stage geology and gravity observations are being conducted. For the future explosion seismology, magnetic deep-soundings and magneto-telluric measurements are planned. In this paper the results obtained from a short gravity survey early in 1969 at the scarp of the Ethiopian Plateau will be presented.

2. The Geography of Afar

The lowland of Afar is located in Northeast Ethiopia, extending approximately from 10 to 15° N and 40 to 43° E (Fig. 1). In the west and south it is bounded respectively by the scarps of the Ethiopian and Somali Plateaus. In the northeast the Danakil Alps, extending from the Gulf of Zula to the Gulf of Tadjura, border the area. Afar is funnel-shaped opening to the south. Large parts of the land, particularly the north, are as deep as 200 m below sea level. The southwest has larger elevations, between 300 to 400 m above sea level, and is dominated by the river Awash with her swamps and lakes. The river terminates at Abhe Lake at the border of Ethiopia and French Somalia.

Plateau-basalts and recent volcanic rocks cover much of the floor in the north, obscuring the geological past. Volcanism in the south is lined up as an extension of the Wonje Fault Belt of the East African rift, striking to NE and changing to NNW through North Afar. The hostile interior of the region with extreme climatic conditions and difficult communications makes scientific investigations very problematic. It was one purpose of this short survey, apart from the scientific program, to explore the local terrain in order to be able to plan major geophysical investigations.

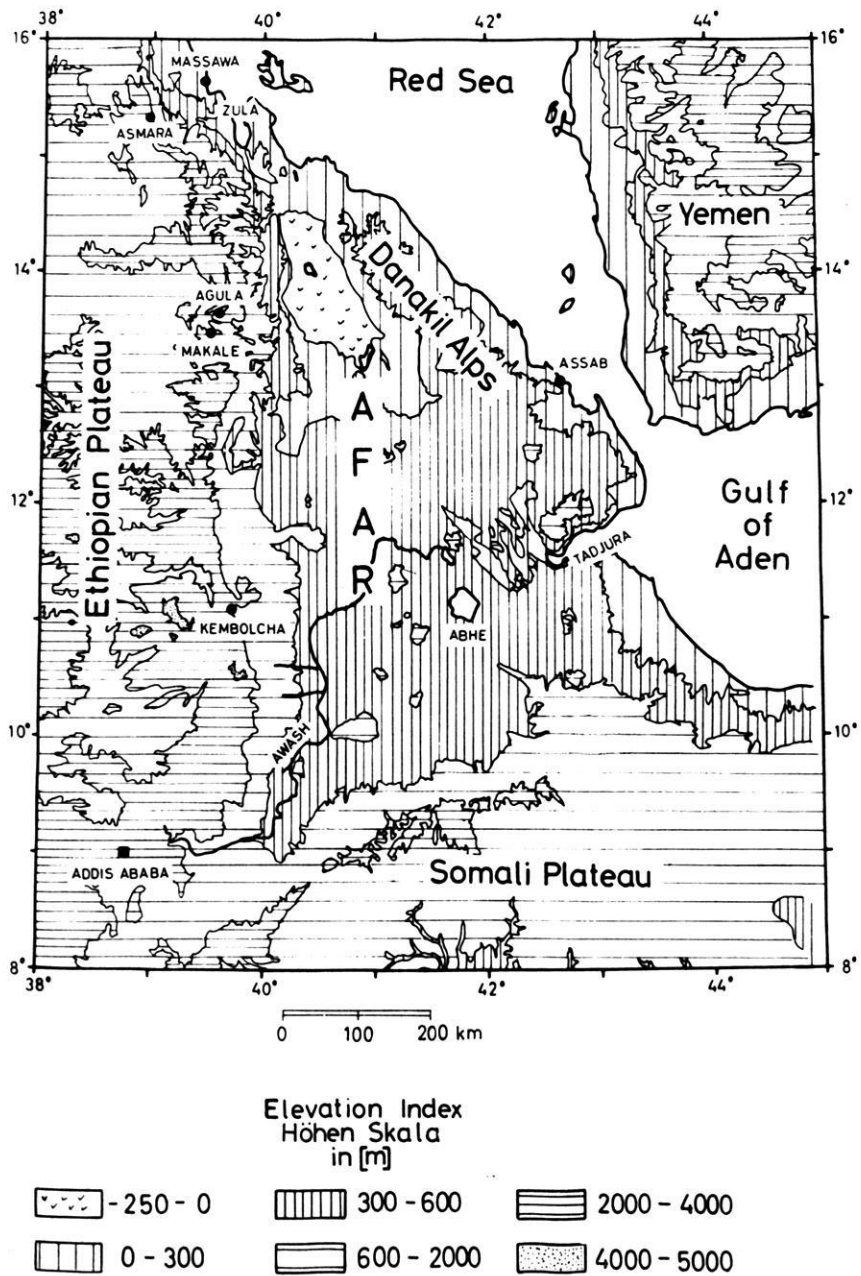


Fig. 1: Topography of Afar and adjacent areas.

3. The measurements

The measurements include:

1. Gravity observations.
2. Observations of the vertical component of the earth's magnetic field.
3. Barometric elevation measurements.

3.1 The gravity observations

One hundred new gravity stations along three traverses with a total length of three hundred kilometers were established at the escarpment of the Ethiopian Plateau (Fig. 2, profiles I, II, III).

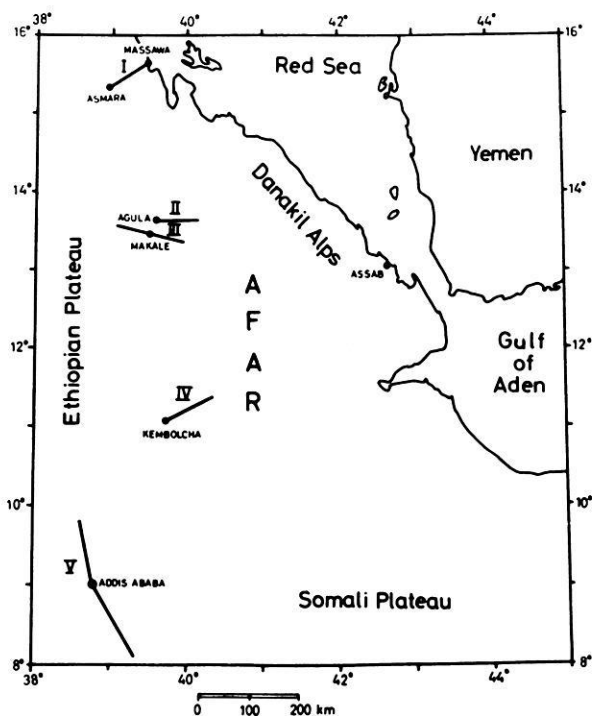


Fig. 2: Geographic position of gravity traverses used for this paper.

The measurements were conducted with two La Coste and Romberg gravity meters No. 87 and No. 115. Both instruments worked very reliably, and their field-readings agreed always better than 0.1 mgal. Their drift was linear and did not exceed the magnitude of 0.15 mgal/month. Figure 3 shows the long-range results and the position of the profiles.

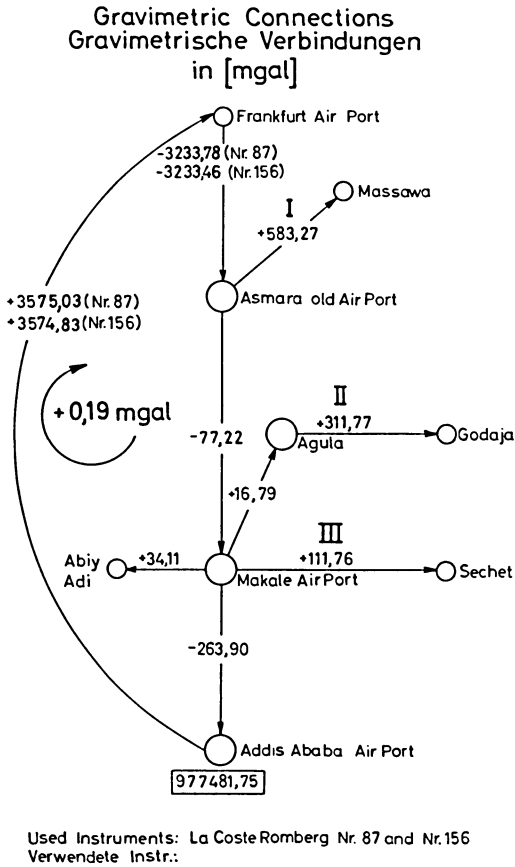


Fig. 3: Long-range gravimetric connections and relative positions of gravity profiles measured in 1969.

The field measurements were referred to the basic gravity point

$$\text{Addis Ababa K: } g = 977481,75 \text{ mgal.}$$

The results were corrected for tide effects.

3.2 The magnetic measurements

The vertical component of the magnetic field was observed with an Askania GfZ-torsion balance, No. 661034, at all gravity stations. The instrument was calibrated several times during the campaign. Daily variations were corrected from registrations obtained at the Geophysical Observatory, Addis Ababa.

The accuracy of these measurements is not better than ± 20 to 30γ . The field conditions in our area of investigation require a greater density of observations than was achieved, since basaltic extrusives may locally influence the measurements. For this reason the magnetic profiles should not be used for a detailed interpretation. At the present stage we are satisfied if the trend of the field can be obtained.

3.3 The barometric elevation measurements

The elevations of the gravity stations were measured by altimeters, type: Thommen, 3 B 4.02. A set of four instruments was used simultaneously in order to eliminate instrumental errors and to increase the accuracy. Each field-point was repeated at least twice, on the average three times. Daily pressure variations were locally recorded by a barograph. Air-temperature and humidity were measured by means of a psychrometer at every point.

The accuracy of elevations varied from profile to profile between three to five meters, according to experimental conditions and differences in elevation. We consider this accuracy as sufficient for the purpose of our investigation.

4. Evaluation and representation of the measurements

The gravity, magnetic and altimetric measurements are presented in Fig. 4, 5, 6. For each profile:

curve H is drawn along the altitudes measured at each station.

curve $\Delta g'$ is the free-air anomaly reduced to sea level.

curve $\Delta g''$ represents the Bouguer anomaly, which is reduced to sea level for elevation, up to Hayford zone O_2 (0 to 167 km) for the mass reductions with density = $2,67 \text{ g/cm}^3$. The accuracy of the Bouguer anomalies is not better than $\pm 5 \text{ mgal}$ on the average. This accuracy could only be achieved after the topographic corrections were calculated.

curve ΔZ shows the magnetic anomaly referred to the first point of each traverse. The values are corrected for the daily variations, and the accuracy is not better than $20-30\gamma$.

Short dashes beneath the distance-axis indicate the locations of observation points.

The terrain corrections were calculated as follows: From topographic maps of 1 : 500.000 a grid of geographic coordinates $\delta\varphi \cdot \delta\lambda = 2,5' \cdot 2,5'$ was constructed and the average height of each compartment estimated. With the help of these average heights the topographic corrections from Hayford zone O_2 up to 10 km around each station were calculated. For the rest of the topography a geographic grid, $\delta\varphi \cdot \delta\lambda = 1,25' \cdot 1,25'$, of average heights was photogrammetrically evaluated. For this purpose areal photographs of 1 : 50.000 were used. The terrain corrections varied between 5 to 20 mgal.

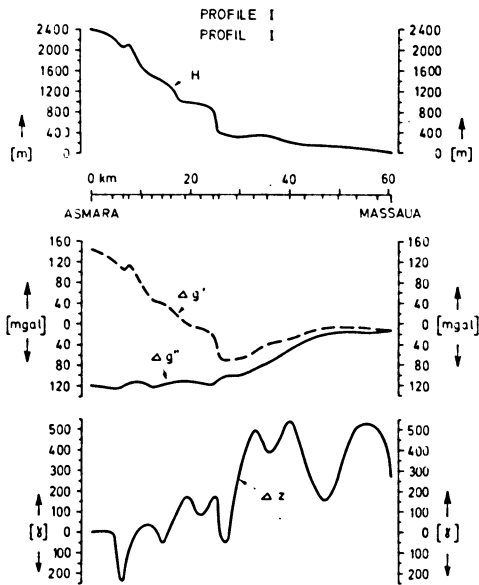


Fig. 4: Profile I.

H = Terrain elevation; $\Delta g'$ = Free-air anomaly; $\Delta g''$ = Bouguer anomaly; ΔZ = Magnetic anomaly of the vertical component; Density of reductions = 2.67 g/cm³.

Reference level: $H_0 = 0$ m (Red Sea); Terrain and Bouguer corrections spherical from zone A to O_2 (0 to 166.7 km).

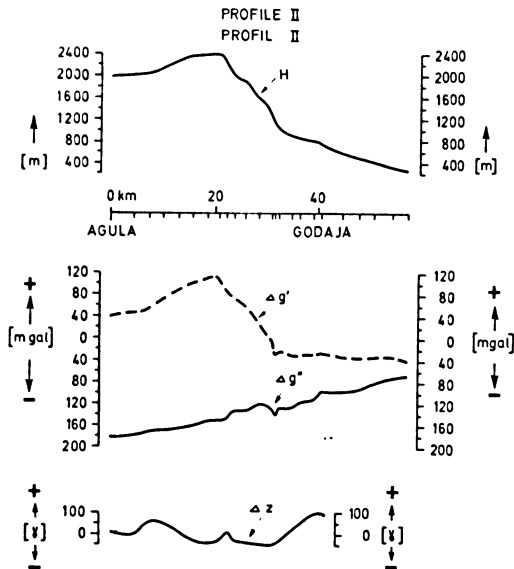


Fig. 5: Profile II. Explanations see Fig. 4.

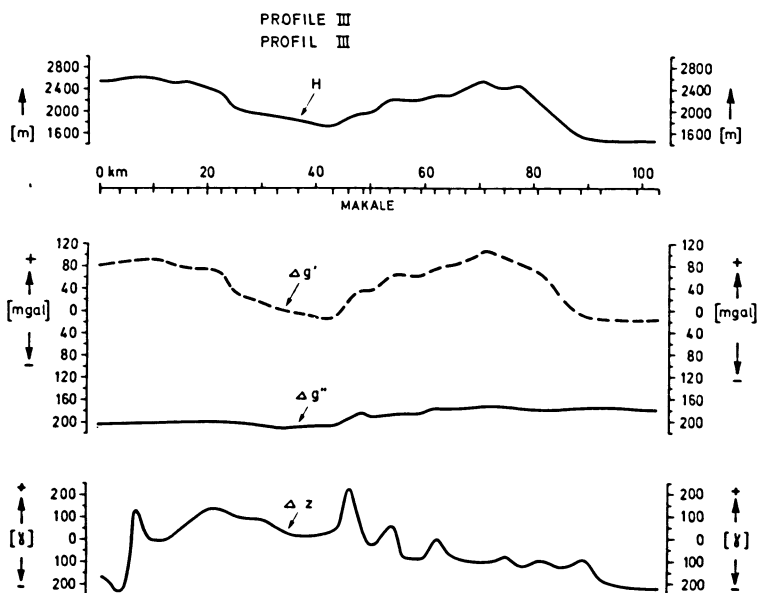


Fig. 6: Profile III. Explanations see Fig. 4.

5. Interpretation

The gravity traverses measured by the authors cover only a small part of the escarpment at the Ethiopian Plateau. In order to obtain a better picture of this structure, we used two more profiles further south (Fig. 2 profiles IV and V) for the interpretation.

Profile IV from Kembolcha to the Depression of Afar was measured by GOUIN and MOHR [1964], and profile V crossing the Rift from the Ethiopian to the Somali Plateau at Addis Ababa was measured by MOHR and ROGERS [1966]. The Bouguer values of both traverses have not been corrected for topography, and the elevations of the gravity stations are single-measured with only one altimeter. The accuracy expected cannot be better than approx. 10% of the total anomaly. The average distance between the gravity stations along these traverses is about 5 km.

As a first approach of an interpretation we assumed a density difference $\delta\rho = +0,3 \text{ g/cm}^3$ (2,9 to 3,2 g/cm^3) between crust and mantle. The results are given in Fig. 7, 8 and 9. These crude models had to be rejected, since they lead to quite unrealistic dimensions of the crust. The only information they give is the approximate location of the major tectonic fracture which has to be placed just at the end of the escarpment towards the Depression.

These first results and the fact that the gravity gradients observed are fairly steep require a more complicated crustal model with a shallower anomalous mass distri-

PROFILE I
PROFIL I

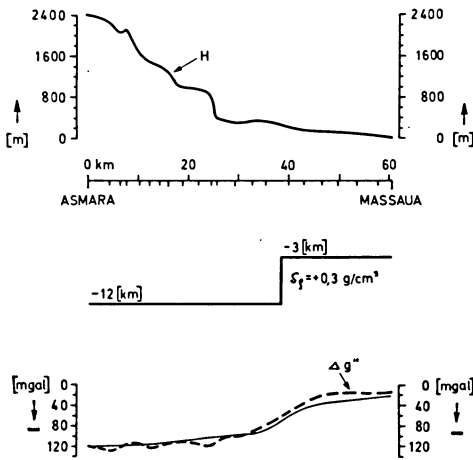


Fig. 7: Profile I showing the topographic relief, the model causing the anomaly and the measured anomaly $\Delta g''$ compared to the calculated one.

PROFILE II
PROFIL II

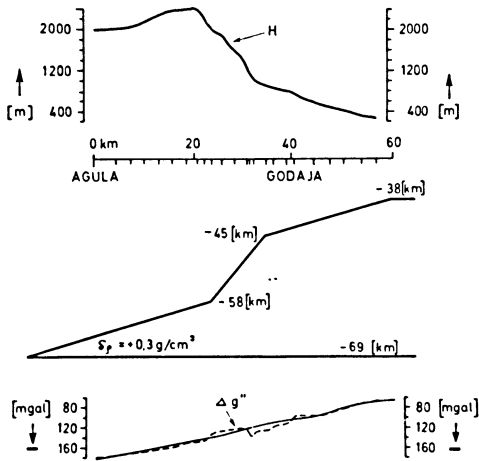


Fig. 8: Profile II—see Fig. 7.

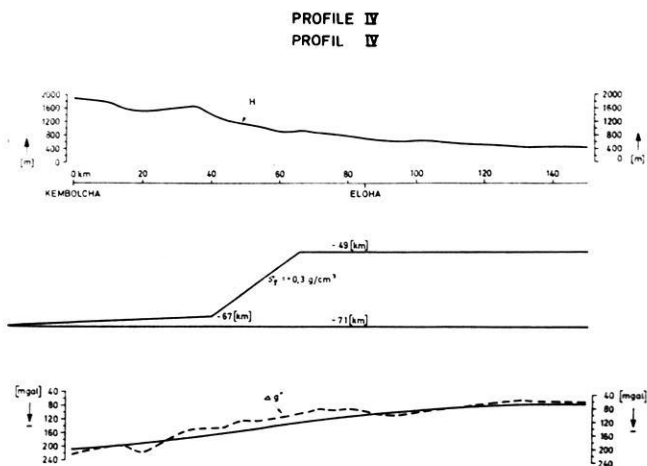
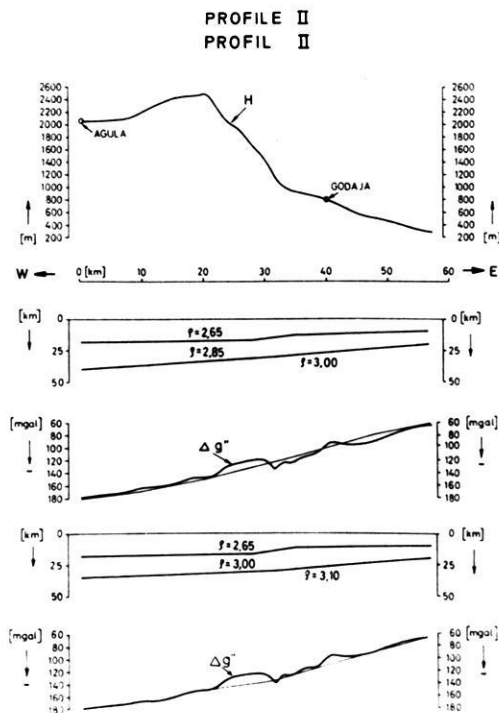


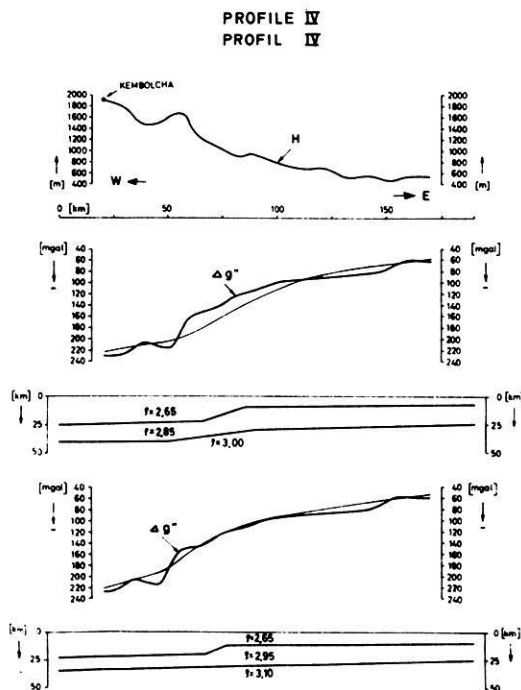
Fig. 9: Profile IV—see Fig. 7.

Fig. 10: Profile II showing two-layer crustal models. $\Delta g''$ represents the measured Bouguer anomaly compared to the computed one.

bution. A series of several models was computed for profiles II, IV and V. The results are given in Fig. 10, 11 and 12. Profile I was excluded from these calculations due to the fact that the horizontal gradient of about 15 mgal/km and the gravity anomaly of more than 100 mgal observed between the end of the escarpment and the coast of the Red Sea can only be simulated by a vertical displacement of 9 km, at shallow depth. The similar trends of the gravity and the magnetic field lead to the conclusion that the material causing the anomaly must have greater density and magnetization than the granites composing most of the escarpment between Asmara and Massawa. The local conditions are too complicated to permit more detailed models, since the available geological and geophysical informations are inadequate.

The density-combinations shown in Fig. 10, 11 and 12 are closely related to the crustal models proposed by DOPP [1964] for the western Rift Valley of Africa. The only significant modification introduced is lower density within the upper mantle, which is also postulated by GIRDLER [1965] and LAUGHTON [1965] for the Red Sea and the Gulf of Aden. From our models obtained so far, we conclude:

The crust beneath the Ethiopian Plateau thins towards the Red Sea from a thickness of about 38 km under Addis Ababa to about 15 to 20 km under Asmara at the northern edge of the Plateau.



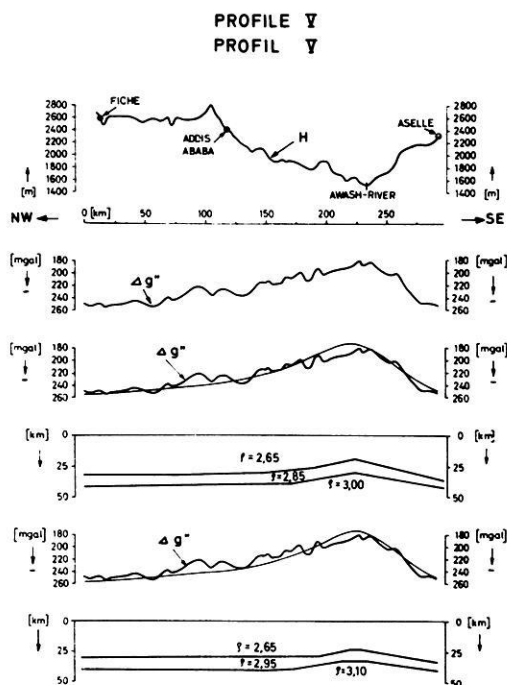


Fig. 12: Profile V—see Fig. 10.

The gravity high observed at the Rift near Addis Ababa is caused by mantle material rising under the Rift.

The crust of the Plateau thins towards the Depression, and the “intermediate” layer of 2.95 g/cm^3 rises at the edge of the escarpment to a depth of about 10 km.

Apparently the major tectonic fracture does not coincide with the escarpment but is slightly displaced toward the Depression.

BONJER, FUCHS and WOHLBERG [1969] derived a crustal model for Addis Ababa from a study of crustal response ratios of long-period body waves. Implications will be discussed in a joint communication.

6. Acknowledgements

The authors thank the following institutions for their kind support:

The Imperial Ethiopian Ministry of Mines introduced us to local authorities and permitted us to conduct our investigations in Ethiopia.

The Geophysical Observatory, Haile Sellasie I University, Addis Ababa, supplied us with corrections of the daily magnetic variations.

The Salzdetfurth AG branch in Ethiopia supported us most generously during the field measurements.

The Deutsches Geodätisches Forschungsinstitut, Munich, placed at our disposal the La Coste and Romberg gravity meter No. 87.

The Deutsche Forschungsgemeinschaft sponsored this investigation.

The computations were partly conducted at the Rechenzentrum, University of Hamburg, and at the computing facilities of the Institut für die Physik des Erdkörpers, Hamburg. Mr. W. KAMINSKI supported us with technical advice and fruitful discussions during the computations.

We thank Prof. H. MENZEL and Prof. H. LICHTER for their geophysical and geodetic guidance. Dr. R. GUTDEUTSCH read the manuscript critically.

References

- BONJER, K.-P., K. FUCHS, and J. WOHLBERG: Personal communication, 1969
- DOPP, S.: Preliminary Note on an Refracted P Phase in the Western Rift Valley of Africa. *J. Geophys. Res.* 69, 3027—3031, 1964
- DRAKE, C. L., and R. W. GIRDLER: A Geophysical Study of the Red Sea. *Geophys. J.* 8 473—495, 1964
- GIRDLER, R. W.: The Role of Translational and Rotational Movements in the Formation of the Red Sea and Gulf of Aden. Report of Symposium, Ottawa, Canada, 4.—5. 9. 1965
- GOUIN, P.: Seismic and Gravity Data from Afar (Abstract). Meeting of the Royal Society, London, 27.—29. 3. 1969
- GOUIN, P., and P. A. MOHR: Gravity Traverses in Ethiopia (Interim Report), Haile Sellasie I University, *Bulletin of the Geoph. Observ.* 7, 1964
- LAUGHTON, A. S.: The Gulf of Aden. In: Relation to the Red Sea and the Afar Depression of Ethiopia, Report of Symposium, Ottawa, Canada, 4.—5. 9. 1965
- MOHR, P. A.: The Ethiopian Rift System. Haile Sellasie I University, *Bulletin of the Geoph. Observ.*, 1962
- : The Geology of Ethiopia, University College of Addis Ababa Press, 1962
- MOHR, P. A., and P. GOUIN: Gravity Traverses in Ethiopia (Third Interim Report). Haile Sellasie I University, *Bulletin of the Geoph. Observ.* 10, 1967
- MOHR, P. A., and A. S. ROGERS: Gravity Traverses in Ethiopia (Second Interim Report). Haile Sellasie I University, *Bulletin of the Geoph. Observ.* 9, 1966
- RUNCORN, S. K.: Satellite Gravity Observations and Convection in the Mantle. Report of Symposium, Ottawa, Canada, 4.—5. 9. 1965
- SOWERBUTTS, W. T. C.: Crustal Structure of the East African Plateau and Rift Valley from Gravity Measurements. *Nature* 223, 143—146, 1969
- TALWANI, M., LE PICHON, X., and M. EWING: Crustal Structure of the Mid-Ocean Ridges: Computed Model from Gravity and Seismic Refraction Data. *J. Geophys. Res.* 70, 341 to 352, 1965
- WOOLLARD, G. P., and J. C. ROSE: International Gravity Measurements. Society of Exploration Geophysicists, 1963

Die Verbreitung von schadenverursachenden Erdbeben auf dem Gebiet der Bundesrepublik Deutschland

Versuch einer seismologischen Regionalisierung

The distribution of earthquakes causing damage on the territory of the Federal Republic of Germany

An attempt of seismic regionalisation

Von L. AHORNER, Bensberg, H. MURAWSKI, Frankfurt, und G. SCHNEIDER, Stuttgart¹⁾

Eingegangen am 18. Februar 1970

Zusammenfassung: Die Schadenbebenetätigkeit auf dem Gebiet der Bundesrepublik Deutschland im Zeitraum 1000–1969 wurde aufgrund aller verfügbaren makro- und mikroseismischen Daten analysiert und in mehreren Karten und Tabellen dargestellt. Die stärksten bisher aufgetretenen Erdbeben hatten die Intensität $I_0 \approx 8$ und die Magnitude $M \approx 6$.

Es wurde versucht, den Einfluß des geologischen Baus und der Tektonik auf die Verteilung der Erdbebenerschütterungen zu ermitteln. Aus der beobachteten seismischen Intensitätsverteilung, die in einer besonderen Karte dargestellt wurde, und aus der Anordnung bedeutender quartärer Bewegungen wurde eine wahrscheinliche Verteilung für die zu erwartenden Erschütterungen der Stärken 7 und 8 nach der zwölfteiligen MERCALLI-SIEBERG-Skala entwickelt. — Die Schwerpunkte der Schadenbebenetätigkeit liegen in den westlichen Teilen der Bundesrepublik. Es sind im Norden der Westflügel der Niederrheinischen Bucht, im Süden der Oberrheingraben, die Schwäbische Alb, Oberschwaben und das Bodenseengebiet. Vor allem hat die Schwäbische Alb zum seismischen Energieumsatz des laufenden Jahrhunderts beigetragen.

Summary: Based on a thorough study of all available macroseismic and instrumental records the spatial and temporal distribution of shocks having caused damages on the territory of the Federal Republic of Germany during the period between 1000 and 1969 are compiled in the form of maps and tables. The strongest earthquakes which could be observed until now reached a maximum intensity $I_0 \approx 8$ (on the macroseismic scale of MERCALLI-SIEBERG) and a magnitude $M \approx 6$.

An attempt has been made to evaluate the influence of geologic and tectonic structures on the location of earthquake movements. Regarding the distribution of seismic intensities, as shown on a special map, and the occurrence of important Quaternary dislocations a probable seismic zoning map is given to show those regions for which macroseismic intensities $I = 7$ and $I = 8$ have to be expected. The most active focal regions causing damages from time to time are situated in the western part of the Federal Republic. In the north of the country this is the western half of the Lower Rhine basin, in the south these are the Upper Rhine graben, the Swabian Jura and the Molasse basin near the Lake of Constance. During the first half of the 20th century the Swabian Jura was the most important centre of earthquake activity in Germany.

¹⁾ Dr. L. AHORNER, Abteilung für Erdbebengeologie des Geologischen Instituts der Universität Köln, 506 Bensberg, Vinzenz-Palotti-Straße 26.

Prof. Dr. H. MURAWSKI, Geologisch-Paläontologisches Institut der Johann-Wolfgang-Goethe-Universität, 6 Frankfurt/Main, Senckenberganlage 32–34.

Dr. G. SCHNEIDER, Institut für Geophysik der Universität, Stuttgart, 7 Stuttgart-O., Richard-Wagner-Straße 44.

A. Einleitung

Erdbeben sind auf dem Gebiet der Bundesrepublik keine Seltenheiten. Zumeist handelt es sich um schwache Erschütterungen, doch kommen in einigen Gegenden auch stärkere Beben vor, die Gebäudeschäden und selbst leichte Gebäudezerstörungen hervorrufen können. Die genaue Kenntnis dieser Schadenbebengebiete ist nicht nur von wissenschaftlichem, sondern zugleich von großem praktischen Interesse. Es hat deshalb in der Vergangenheit nicht an Versuchen gefehlt, die Zonen erhöhter Erdbebengefährdung zu erkunden und kartenmäßig darzustellen. Entsprechende Karten wurden für ganz Deutschland z. B. von SIEBERG [1932], SPONHEUER [1962] und HILLER, SCHWARZBACH und SPONHEUER [1955] veröffentlicht. Die zuletzt erwähnte Karte ist auch dem DIN-Blatt 4149 beigelegt, welches für Baufachleute Richtlinien für die Bemessung und Ausführung von Bauwerken in den deutschen Erdbebengebieten gibt.

Von der Arbeitsgruppe „Seismische Zonen“ in der Europäischen Seismologischen Kommission (ESC) wurde im Februar 1968 vorgeschlagen, für Europa eine einheitliche Karte der Erdbebenzonen auszuarbeiten. An die einzelnen Länder erging die Aufforderung, für ihr Gebiet die notwendigen Grundlagen zu erstellen. Dies gab die Veranlassung, die Schadenbebetätigkeit auf dem Gebiet der Bundesrepublik erneut zu untersuchen und eine seismologische Regionalisierung entsprechend den Richtlinien der ESC vorzunehmen. Über die Ergebnisse dieser Untersuchungen, die sich in mancher Hinsicht von den früheren unterscheiden, wird im folgenden berichtet.

B. Seismologische Grundlagen

Geologische, seismologische aber auch felsmechanische Untersuchungen machen deutlich, daß Erdkruste und Erdmantel unter dem Einfluß im allgemeinen großräumiger tektonischer Spannungen stehen. Dieses Spannungsfeld, das sich durch Richtung und Größe von drei Hauptspannungen beschreiben läßt, wirkt auf ein elastisch-plastisches Diskontinuum, den zerspaltenen geologischen Körper, der auf eine bewegte Belastungsgeschichte zurückblickt. Wird innerhalb eines betrachteten geologischen Körpers an einer Stelle die Fließgrenze überschritten, so kommt es zu langsamen Bewegungen von Teilschollen gegeneinander, wird die Bruchgrenze erreicht, so treten schnelle Bewegungen (Erdbeben) auf. Der letztere Bewegungstyp kann, je nach Materialbeschaffenheit, den Abschluß eines längeren Fließprozesses darstellen oder sich mehr oder weniger direkt an eine elastische Deformation anschließen. Im allgemeinen erfolgen alle Bruch- und Fließvorgänge des geologischen Bereichs an bereits vorgezeichneten Flächen innerhalb der Erdkruste bzw. des Erdmantels. Kommt es zu einem Erdbeben, so geht ein Teil der in dem betroffenen Gesteinsvolumen gespeicherten potentiellen elastischen Energie in kinetische Energie (Erdbebenwellen) und andere Energieformen (wie z. B. Reibungswärme) über. Die seismische Wellenenergie E stellt also nur einen gewissen Bruchteil der Abnahme an potentieller Energie ΔJ dar: $E = q\Delta J$ (q = seismischer Wirkungsgrad).

Die bei einem Erdbeben in Wellenform frei werdenden Energiebeträge liegen zwischen 10^9 erg (Mikroerdbeben) und 10^{25} erg (stärkste bisher festgestellte Erdbeben). Um eine Maßzahl zur Beschreibung dieses breiten Energiebandes zu haben, wurde von RICHTER die Erdbeben-Magnitude, ein logarithmisches Maß zur Beschreibung der instrumentell bestimmten Erdbebenenergie, eingeführt. Nach GUTENBERG und RICHTER [1956b] besteht zwischen der Magnitude M und der seismischen Wellenenergie E folgende empirische Beziehung:

$$\log E = 11,4 + 1,5 M$$

Die Berechnung von M erfolgt normalerweise nach den an den Erdbebenstationen registrierten Maximalwerten der Bodenamplitude oder Bodenschwinggeschwindigkeit, jedoch ist mit Hilfe von empirischen Beziehungen auch eine Bestimmung aus makroseismischen Daten möglich. Nach KÁRNÍK [1969] läßt sich zwischen der Maximalintensität I_0 und der Magnitude bei Kenntnis der Herdtiefe folgende für Europa gültige Beziehung aufstellen:

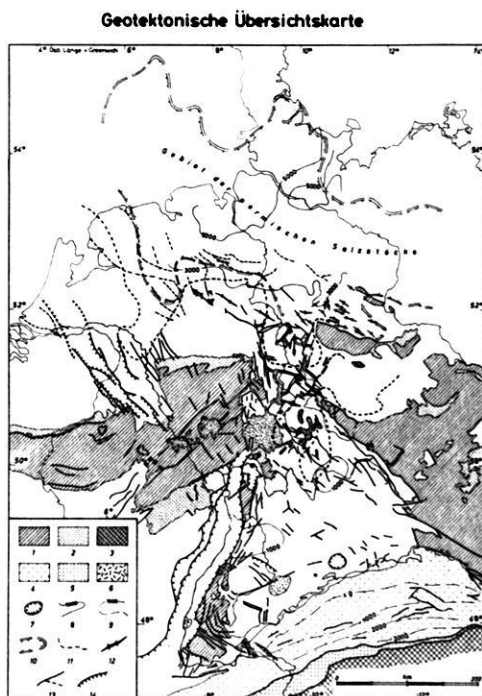
$$M_m = 0,5 I_0 + \log h + 0,35$$

M_m ist die aus makroseismischen Daten berechnete Magnitude. Die Herdtiefe h (km) kann aus der Abnahme der Intensität mit der Entfernung vom Herd bestimmt werden [SPONHEUER 1958, 1969]. Zur intensitätsmäßigen Einstufung der makroseismischen Beobachtungen benützt man die zwölfteilige Skala nach MERCALLI-SIEBERG, die nach neuen Erfahrungen von SPONHEUER [1965] dargestellt wurde.

Aufgrund zahlreicher Meßwerte, die hauptsächlich in den USA gesammelt wurden, kann heute jedem Wert der makroseismischen Skala eine bestimmte Größe der bei einem Erdbeben auftretenden Bewegungsgrößen (Bodenbeschleunigung, Bodengeschwindigkeit, Bodenverschiebung) zugeordnet werden [vgl. GUTENBERG und RICHTER 1956a, SPONHEUER 1965]:

Makroseis- mische Intensität	Bodenbeschleunigung b (mm/sec ²)	Bodengeschwindigkeit v (mm/sec)	Bodenverschiebung a (mm)
I			
5	120— 250	4— 8	0,1—0,3
6	250— 500	8— 16	0,3—0,5
7	500—1000	16— 32	0,5—1,0
8	1000—2000	32— 64	1,0—2,0
9	2000—4000	64—127	2,0—4,0
	Frequenzbereich: $f = 2-10$ Hz	Frequenz: $f = 5$ Hz	Frequenz: $f = 5$ Hz

Bemerkung: Die Größen b , v und a sind Scheitelwerte. Nur die Angaben über die Beschleunigung beruhen auf Messungen. Die Werte für v und a sind reine Rechengrößen, bezogen auf $f = 5$ Hz.

C. Geotektonischer Bau (Karte A)**Abb. A: Geotektonische Übersichtskarte (Karte A).****Map of the main geotectonic features.**

-
- 1 = Varistisches und prävaristisches Gebirge (Basement)
Basement of herzynian or preherzynian age
 - 2 = Varistische Molassenzonen (Innensenken und Vortiefen)
Herzynian molasse basins (interior basins and foredeeps)
 - 3 = Alpenkörper
Alps
 - 4 = Subalpine Molasse (gefaltete Molasse)
Folded molasse
 - 5 = Außenmolasse (ungefaltete Molasse)
Unfolded molasse
 - 6 = Hauptvorkommen tertiärer und quartärer Vulkanite
Volcanic rocks of tertiary or quaternary age
 - 7 = Steinheimer Becken (W) und Nördlinger Ries (E)
 - 8 = Tiefenlinien der Basement-Oberfläche
Top of the basement
 - 9 = Tiefenlinien der Tertiärbasis (Molassebecken)
Basis of the tertiary rock complex (molasse foredeep)
 - 10 = Verbreitungsgrenzen der permischen Salzstöcke
Region with permian salt diapirs
 - 11 = Südgrenze der Verbreitung permischer Salze
Southern limit of permian salt rocks
 - 12 = Saxonische Strukturen
Saxonian tectonic structures
 - 13 = Verwerfungen
Faults
 - 14 = Verwerfungen mit deutlichen quartären Bewegungen
Faults with important quaternary movements
-

Die Verteilung der Erdbeben im betrachteten Raum wirft die Frage nach der Beziehung von Erdbebenverteilung und geologisch-tektonischem Bau auf. Es ist daher von besonderem Interesse, einige wichtige Grundzüge dieses geologischen Baues aufzuzeigen.

Einen recht großen Raum nehmen auf der Karte Gebiete ein, die durch *varistische oder ältere Tektonik* ihre Prägung erhalten haben. Sie treten vor allem im Rheinischen Schiefergebirge (rechts- und linksrheinisch), im Harz, Schwarzwald, Odenwald, Spessart und in der Böhmisches Masse zu Tage. Natürlich unterteufen solche Komplexe auch Gebiete mit jüngeren Deckschichten. Gekennzeichnet sind sie durch meist intensive Faltung, Schuppenbau, vielfach auch deutliche Schieferung und in manchen Gebieten durch das Auftreten metamorpher Gesteine (z. B. Schwarzwald, Odenwald, Spessart, Böhmisches Masse usw.). Daneben finden sich vielerorts auch größere Komplexe von Magmatiten (Granite und Verwandte, Diorite, Gabbros usw.), wie das z. B. im Schwarzwald, Odenwald, der Böhmisches Masse und im Harz der Fall ist. Die Bruchtektonik steht sehr oft in enger genetischer Beziehung zur Faltung. Daher ergeben sich oft deutliche geometrische Zuordnungen zu einzelnen Falten oder ganzen Falten systemen. Allerdings treten auch zahlreiche varistische Brüche (Verwerfungen, horizontale Verschiebungen, Aufschiebungen usw.) und solche jüngerer Entstehung auf. Für eine Reihe solcher Bruchzonen wurde vermutet, daß sie großen Bruchstrukturen (Lineamenten) im Untergrund aufsitzen [vgl. z. B. MURAWSKI 1960, 1964; PILGER 1955, 1957].

Neben diesen, im wesentlichen durch Falten tektonik gekennzeichneten Gebieten, wurden noch die Bereiche *jungvaristischer Vortiefen* (z. B. Ruhrgebiet) und *Innensenken* (z. B. Saar-Nahe-Senke) angezeigt, da hier nicht überall Falten tektonik, dagegen sehr oft Bruchtektonik von Bedeutung ist. In ihnen sind Schichten des Karbons und bei den Innensenken auch des Perms (Rotliegendes) vorhanden. Vor allem die Rotliegendeschichten der Innensenken enthalten auch in größerem Umfang Vulkanite (Quarzporphyre, Melaphyre usw.).

Besonders große Ausdehnung besitzen auf der Karte jene Gebiete, die von *jungpaläozoisch (Perm-)mesozoischem Deckgebirge* eingenommen werden. Ein solches Gebiet befindet sich in Süddeutschland und wird hier als „Süddeutsche Großscholle“ (früher: Südwestdeutsche Großscholle) bezeichnet. Diese Großscholle ist von dreieckiger Gestalt. Sie wird im Westen durch den Oberrheingraben (mit seinen Randgebirgen), im Osten durch den Westrand der Böhmisches Masse und im Süden durch die Alpen und ihre nördliche (Molasse-) Vortiefe begrenzt [CARLÉ 1955]. — Ein weiteres Gebiet zieht sich zwischen dem Rheinischen Schiefergebirge einerseits und dem Harz und Thüringer Wald andererseits entlang und wird als „Hessische Senke“ oder „Hessische Straße“ bezeichnet. Dieses Gebiet stellt die Verbindung zwischen der „Süddeutschen Großscholle“ und dem Norddeutschen Hügel- und Tiefland her. — Vor allem aber werden die weiten Gebiete Norddeutschlands von solchen Deckgebirgsschichten eingenommen. — In allen diesen Bereichen spielt die Bruchtektonik eine besonders große Rolle. Die Brüche sind mesozoischen Alters — mit z. T. jung-

paläozoischen Vorläufern und känozoischer Nachfolgetektonik. Andererseits treten auch Brüche auf, die erst im Tertiär entstanden und z. T. bis heute aktiv sind (z. B. Brüche des Oberrheingrabens oder der Niederrheinischen Bucht). Überall herrscht Bruchtektonik mit deutlicher Vertikalkomponente vor, jedoch ist auch eine ganze Reihe von Bruchzonen mit horizontaler Komponente bekannt. Die auf den seismischen Karten C bis F eingetragenen Gebiete mit Erdbeben der Stärke 7 und 8 liegen zum größten Teil in Bruchzonen mit junger Tektonik. Auch in diesem Gebiet machen sich Lineamentstrukturen immer wieder in der Erdgeschichte bemerkbar. Sie sind z. T. schon früh angelegt worden und stellen großregionale Schwächezonen dar, die bei späteren Beanspruchungen immer wieder aufleben können [KNETSCH 1967, MURAWSKI 1960, 1964].

Der norddeutsche Raum kann in drei Zonen gegliedert werden. 1. *Das Hügelland nördlich des Rheinischen Schiefergebirges*, in dem Vertikaltektonik verschiedenster Art von mesozoischem Alter zur Bildung langgestreckter Strukturen führte (z. B. „Pyromonter Achse“, „Piesberg-Achse“, Struktur des Teutoburger Waldes usw.). Diese Strukturen sind gekennzeichnet durch Auf- und Abschiebungen, Graben- und Horstbildungen, Flexuren, Beulen usw. Salztektonik spielt eine nur untergeordnete Rolle, da das Zechsteinsalz nur randlich in den Außenbezirken auftritt. — 2. *Das Hügelland nordwestlich und nördlich des Harzes*. Auch hier dominiert die mesozoische Vertikaltektonik, bei der jedoch eine stärkere Mitbeteiligung der Zechsteinsalze nachweisbar ist. (Vgl. dazu auch die Südgrenze des Gebietes permischer Salzstöcke auf der Karte.) — 3. *Die eigentliche norddeutsche Ebene*. Hier befinden sich — mit einigen Ausnahmen — an der Erdoberfläche meist Schichten des Quartärs und Tertiärs. Im darunter liegenden jungpaläozoisch-mesozoischen Gebirgsabschnitt tritt dann vor allem die Salztektonik stark hervor: Gebiet der Salzstöcke. Es handelt sich dabei um Zechsteinsalze, zu denen im Bereich der Elbemündung noch Rotliegendesalze treten. — Die Oberkante des Basements (Paläozoikum) sinkt hier auf Tiefen bis 5000 m und tiefer ab.

Im Südabschnitt der Karte erscheinen dann noch Gebiete, die ihre tektonische Prägung im Zusammenhang mit der *alpidischen Orogenese* erhalten haben. Es muß hier unterschieden werden zwischen dem eigentlichen Alpenkörper (mit überwiegender Falten- und Überschiebungs/Decken-Tektonik) und dem nördlich vorgelagerten Molassebecken. Letzteres zeigt unmittelbar am Alpenkörper einen schmalen Streifen mit deutlicher Faltung (subalpine oder Faltenmolasse). Verschiedentlich sind die nördlichen Teile der Alpen dem südlichen Teil des Molassebeckens auf- oder überschoben. Der übrige (größere) Teil des Molassebeckens wird durch die ungefaltete (Außen- oder Vorland-) Molasse eingenommen. Dieser Bereich ist vor allem durch Bruchtektonik gekennzeichnet. — Die Mächtigkeit der tertiären Molasse nimmt von der Donau im Norden bis zum Alpenkörper im Süden auf über 3000 m zu. Der Vollständigkeit halber sind auf der Karte noch die wichtigsten Gebiete mit *jungem Vulkanismus* dargestellt worden. Die meisten dieser Vulkanvorkommen entstanden im Tertiär. Nur wenige, z. B. ein Teil des Eifel-Vulkanismus, haben quartäres Alter.

D. Verteilung der bisher beobachteten Schadenbeben (Karte B—E)

Erdbebengeographische Einteilung des Gebietes

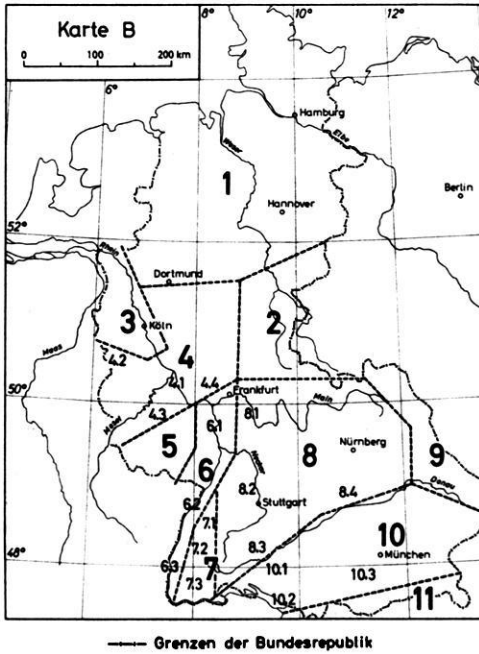


Abb. B: Erdbebengeographische Einteilung des Gebietes.

Seismological and geographical division of the studied area.

1 = Norddeutsches Tiefland, 2 = Hessische Senke, 3 = Niederrheinische Bucht mit Randgebieten, 4 = Rheinisches Schiefergebirge (4.1 = Mittelrheintal, 4.2 = Hohes Venn, 4.3 = Hunsrück, 4.4 = Taunus), 5 = Saar-Nahe-Gebiet und Pfälzer Wald, 6 = Oberrhein-Graben mit Randgebieten (6.1 = nördlicher Oberrhein-Graben mit Mainzer Becken, 6.2 = mittlerer Oberrhein-Graben, 6.3 = südlicher Oberrhein-Graben), 7 = Schwarzwald (7.1 = nördlicher Schwarzwald, 7.2 = mittlerer Schwarzwald, 7.3 = südlicher Schwarzwald), 8 = Süddeutsches Schichtstufenland (8.1 = Aschaffener Becken und Main-Gebiet, 8.2 = Nord-Württemberg, 8.3 = Schwäbische Alb, 8.4 = Fränkische Alb), 9 = Böhmisches Massiv, 10 = Molasse-Becken (10.1 = Oberschwaben, 10.2 = Bodensee-Gebiet, 10.3 = Bayerische Molasse), 11 = Alpen

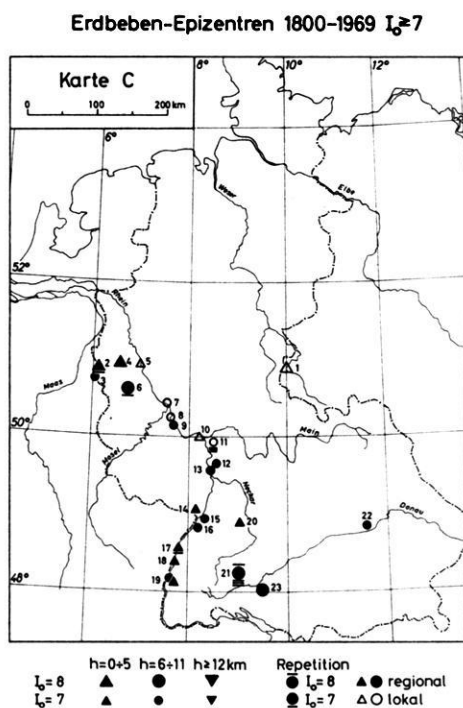


Abb. C: Erdbeben-Epizentren 1800–1969, $I_0 \geq 7$. Die Zahlenbezeichnung bezieht sich auf Tabelle 1 im Anhang.

Earthquake-epicenters 1800–1969, $I_0 \geq 7$. Numbers refer to Table 1 of the annex.

Hauptorte mit Erdbebenschäden 1000–1799

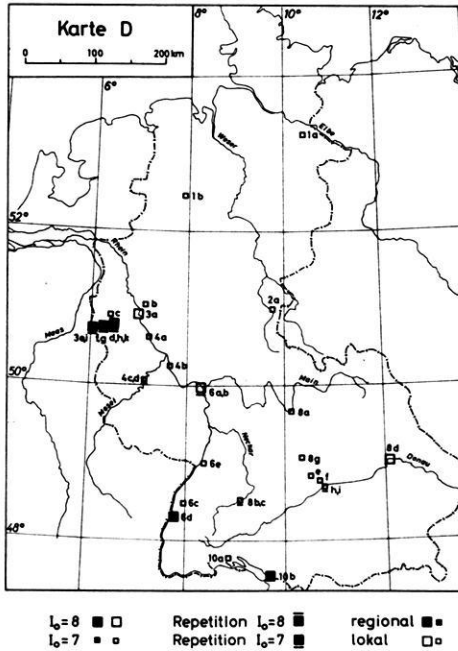


Abb. D: Hauptorte mit Erdbebenschäden 1000–1799. Die Zahlenbezeichnung bezieht sich auf Tabelle 2 im Anhang.

Main localities with earthquake-damages 1000–1799. Numbers refer to Table 2 of the annex.

Beobachtete Maximalintensitäten $I \geq 7$ 1000–1969

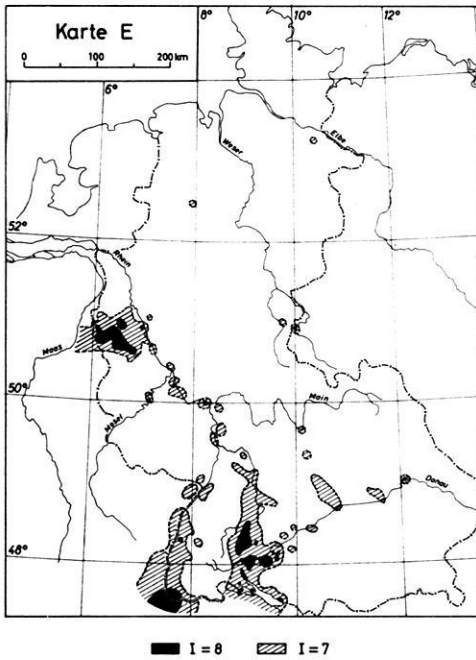


Abb. E: Beobachtete Maximalintensitäten $I \geq 7$.
Observed maximum intensities $I \geq 7$.

Über die in historischer Zeit in Deutschland und in seinen Nachbargebieten aufgetretenen Erdbeben unterrichten zahlreiche Veröffentlichungen. Aufschlußreich sind vor allem die Erdbebenkataloge, die von SIEBERG [1940 a, 1940 b], SPONHEUER [1952], FIEDLER [1954], ROTHÉ und SCHNEIDER [1968] und anderen zusammengestellt wurden. Auf der Grundlage dieses Materials haben SIEBERG [1926, 1932], SPONHEUER [1962], HILLER, ROTHÉ und SCHNEIDER [1967], SCHNEIDER [1968], AHORNER [1968 a, b, 1970] und andere detaillierte Übersichten über die Seismizität von Deutschland und seinen Teilgebieten gegeben. Die nachstehenden Angaben über die bisherigen Schadenbeben auf dem Gebiet der Bundesrepublik Deutschland stützen sich im wesentlichen auf das erwähnte Schrifttum sowie auf neue Untersuchungsergebnisse der Autoren. Erdbebengeographisch läßt sich das Gebiet der Bundesrepublik in elf größere Regionen unterteilen, welche zumeist mehrere voneinander getrennte Herdgebiete umfassen. Die gebietsmäßige Abgrenzung erfolgt nach seismologischen, geologisch-tektonischen und landschaftlichen Gesichtspunkten gemäß *Karte B*.

Das seismische Verhalten der Regionen und Herdgebiete ist nach den Erdbebenbeobachtungen, die man seit dem frühen Mittelalter gesammelt hat, sehr unterschiedlich. Große Gebietsteile der Bundesrepublik erweisen sich im Beobachtungszeitraum von knapp 1000 Jahren als nahezu erdbebenfrei. Andere haben lediglich schwache und schadhlose Erdbeben oder solche mit sehr leichten Schäden (Maximalintensität $I_0 = 6$ und darunter) hervorgebracht. Zu schweren Schadenbeben der Maximalintensität $I_0 = 7$ und 8 ist es nur in wenigen — flächenmäßig nicht sehr ausgedehnten — Gebieten gekommen. Das geht aus *Karte C* hervor, welche die Schadenbeben-Epizentren der Jahre 1800 bis 1969 zeigt. Die ausführlichen Daten der dargestellten Beben findet man in der Tabelle 1 (Anhang). Über die weiter zurückliegenden Schadenbeben unterrichtet die *Karte D*, welche den Zeitraum 1000 bis 1799 umfaßt. Wegen der oft lückenhaften makroseismischen Angaben kann für die älteren Beben zumeist kein genaues Epizentrum bestimmt werden. Deshalb ist auf der Karte anstelle des Epizentrums jener Ort eingetragen, welcher bei dem jeweiligen Schadenbeben am meisten betroffen wurde. Die der Kartendarstellung zugrundeliegenden makroseismischen Beobachtungen enthält in Kurzform die Tabelle 2 (Anhang).

In der *Karte E* sind für den Zeitraum 1000 bis 1969 die beobachteten Maximalintensitäten dargestellt. Es handelt sich um schematisierte Isoseisten für die Intensitäten 7 und 8, die durch die Kombination der makroseismischen Wahrnehmungen bei vielen einzelnen Erdbeben gewonnen wurden. Maximalintensitäten über 8 sind im betrachteten Zeitraum auf dem Gebiet der Bundesrepublik nicht bekannt geworden. Diejenigen unter 7 wurden bei der Ausarbeitung der Karte zwar berücksichtigt, aber nicht eingezeichnet. Besonders hervorgehoben sei, daß die dargestellten Intensitätszonen in Form und Ausdehnung nicht mit den aktiven Herdgebieten gleichzusetzen sind. Energiereiche Beben greifen mit ihrem Schadengebiet oft weit über das eigentliche Herdgebiet hinaus. Daher bestimmen einige wenige Starkbeben im Niederrheingebiet, auf der Schwäbischen Alb und in Oberschwaben sowie im südlichen Teil des Oberrhein-Grabens entscheidend das Verteilungsbild der Maximalintensitäten.

Erdbeben geringerer Stärke, die innerhalb der Schüttergebiete großer Beben liegen, treten bei dieser Art der Darstellung nicht in Erscheinung.

Die kartenmäßige Darstellung der in einem längeren Zeitraum beobachteten Maximalintensitäten ist für die Beurteilung der Erdbebengefährdung eines Gebietes von größerer Bedeutung als eine Epizentrenkarte.

Beim Vergleich der *Karten C und D* fällt auf, daß in bestimmten Gebieten, etwa in der Niederrheinischen Bucht und im Oberrhein-Graben, Schadenbeben über lange Zeit hinweg immer wieder aufgetreten sind. In anderen Zonen dagegen, so auf der Schwäbischen Alb, lassen sich starke Schadenbeben hauptsächlich erst in unserem Jahrhundert feststellen. Daneben finden sich auch Gebiete mit einer nur kurzen Schadenbebenaktivität in früherer Zeit. Es zeichnen sich also bei den Schadenbebengebieten nicht nur Unterschiede in der Stärke der aufgetretenen Erdbeben ab, sondern auch in deren zeitlicher Verteilung, so daß eine pauschale Beurteilung nicht zweckmäßig erscheint. In den folgenden Abschnitten wird deshalb eine kurze Charakterisierung der verschiedenen Gebiete gegeben.

Das *Norddeutsche Tiefland* [Abb. B: 1] ist ausgesprochen erdbebenarm. Schadenbeben stellen hier eine große Seltenheit dar. Im letzten Jahrtausend sind nur zwei Beben mit kleinem Schadengebiet und der Maximalintensität $I_0 = 7$ bekannt geworden: 1323 bei Lüneburg und 1770 bei Alfhausen im nördlichen Vorland des Teutoburger Waldes. Das zuletzt genannte Beben dürfte tektonischer Entstehung sein, obgleich sich keine klaren Beziehungen zur Oberflächentektonik herstellen lassen. Beim Ereignis von Lüneburg handelt es sich aber wohl sicher um ein Einsturzbeben infolge unterirdischer Materialablaugung.

Auch die *Hessische Senke* [Abb. B: 2] weist eine sehr geringe Seismizität auf. Zu Schadenbeben ist es nur ganz vereinzelt gekommen. Vom tektonischen Standpunkt aus betrachtet mag dies zunächst überraschen, weil das Gebiet als Glied der Mittelmeer-Mjösen-Zone in der unmittelbaren Verlängerung des seismisch recht regsamen Oberrhein-Grabens liegt. Man muß aber annehmen, daß die tektonischen Schollenbewegungen in den hessischen Gräben in der Gegenwart entweder zum Stillstand gekommen sind oder aseismisch verlaufen [AHORNER 1970]. Die wenigen Schadenbeben des Gebietes, 1776 bei Rothenburg a. d. Fulda und 1953 bei Heringen, lassen sich auf Grund der geologischen Verhältnisse unschwer auf Vorgänge im Salzgebirge in geringer Tiefe zurückführen. Beim Ereignis von Heringen mit sehr kleinem Schüttergebiet und der Maximalintensität $I_0 = 7$ bis 8 ist das gut zu beweisen [SPONHEUER GERECKE und MARTIN 1960].

Ganz anders liegen die Verhältnisse in der *Niederrheinischen Bucht* [Abb. B: 3], einem der aktivsten und in seiner Aktivität beständigsten Erdbebengebiet der Bundesrepublik [SIEBERG 1926, SCHWARZBACH 1951, AHORNER 1968, 1970]. Namentlich in der westlichen Hälfte des tektonischen Senkungsfeldes und am Bruchrand gegen das Hohe Venn und die Eifel haben sich seit dem frühen Mittelalter im Abstand von 50 bis 150 Jahren immer wieder Schadenbeben der Maximalintensität $I_0 = 8$ ereignet, welche auch vereinzelt Todesopfer forderten. Das stärkste Beben des Gebietes und

eines der folgenschwersten in Deutschland überhaupt fand 1756 in der Gegend von Düren statt. Es ist besonders bezeichnend für die Niederrheinische Bucht, daß sich die Erdbebenherde in vielen Fällen eindeutig mit den noch in quartärer Zeit und in der Gegenwart „fortlebenden“ Hauptverwerfungen verknüpfen lassen [AHORNER 1968 b]. Die Herdtiefen sind unterschiedlich, es kommen sowohl flache, als auch normal tiefe und etwas tiefere Herde vor ($h = 2$ bis 25 km [AHORNER 1967]). Da die größeren Herdtiefen vor allem bei den Beben mit höherer Magnitude auftreten, wird auch bei diesen trotz beachtlicher Herdenergie die Epizentralintensität $I_0 = 8$ nicht überschritten.

Die östliche Hälfte der Niederrheinischen Bucht ist seismisch weniger aktiv. Das steht im Einklang mit der geologischen Feststellung, daß die Verwerfungen dieses Buchtabschnittes in quartärer Zeit kaum noch bewegt wurden. Im Aachener Raum — im Westen der Bucht — wirken sich mitunter auch noch die stärkeren belgischen Beben der Brabanter Erdbebenzone schadenbringend aus.

Das *Rheinische Schiefergebirge* [Abb. B: 4] ist zum großen Teil frei von Erdbebenherden. Es wird meist nur von den stärkeren Beben der Nachbarschaft miterschüttert. Nur in einzelnen Teilgebieten ist, vermutlich als Folge verdeckter junger Tektonik, eine eigene seismische Aktivität festzustellen [AHORNER 1968 a, b, 1970].

So bildet das seismisch regsame Mittelrheintal [Abb. B: 4.1] zwischen Bingen und Bonn das Verbindungsstück zwischen den Erdbebengebieten des Oberrhein-Grabens und der Niederrheinischen Bucht. Für einen schmalen Gebietsstreifen zu beiden Seiten des Rheins sind hier Schadenbeben der Maximalintensität $I_0 = 7$ typisch. Im letzten Jahrtausend haben sich solche Beben in der Gegend westlich des Siebengebirges (1673), am Ostrand des Neuwieder Beckens (1869) und im Gebiet zwischen Koblenz und St. Goar (1780, 1846, 1892) ereignet. Die Herdtiefen sind gewöhnlich kleiner als $h = 10$ km.

Die vom Hohen Venn [Abb. B: 4.2] am Nordwestrand des Schiefergebirges ausgehenden Erdbeben haben bisher die Maximalintensität $I_0 = 6$ nicht überschritten; die letzten stärkeren Beben ereigneten sich 1911, 1928 und 1951. Das Hohe Venn wird aber durch die Schadenbeben am Westrand der Niederrheinischen Bucht mitunter erheblich miterschüttert, so daß örtlich mit einer Maximalintensität $I_0 = 7$ und mehr gerechnet werden muß.

Im Südwestabschnitt des Schiefergebirges ereignen sich Erdbeben im Hunsrück und im Moselgebiet [Abb. B: 4.3]. Sie erreichen am Südfuß des Hunsrück gegen die Saar-Nahe-Senke die Maximalintensität $I_0 = 5$, zuletzt 1931 und 1960. Weiter nördlich im Gebiet der mittleren Mosel scheinen vereinzelt Schadenbeben vorzukommen: 1565 soll es bei Zell und 1595 bei Alf Erdbebenschäden gegeben haben. Genauere Angaben fehlen jedoch.

In ähnlicher Weise wie der Hunsrück zeichnen sich auch der Taunus und das Lahngebiet [Abb. B: 4.4] durch lokale Erdbeben der Maximalintensität $I_0 = 5$ aus, zuletzt 1930 und 1952. Somit ist der gesamte südliche Randbereich des Rheinischen Schiefergebirges seismisch schwach aktiv [AHORNER 1962].

Das *Saar-Nahe-Gebiet* und der *Pfälzer Wald* [Abb. B: 5] sind auffallend arm an eigenen Erdbeben. Lediglich die Randbereiche gegen den Hunsrück und den Oberrhein-Graben werden von den dortigen Beben stärker miterschüttert.

Dagegen gehört der *Oberrhein-Graben* [Abb. B: 6] mit seinen Grabenschultern zu den wichtigsten Erdbebengebieten der Bundesrepublik [HILLER, ROTHÉ und SCHNEIDER 1967, SCHNEIDER 1968, AHORNER 1970]. Die seismische Aktivität ist allerdings nicht so hoch, wie man es auf Grund der besonderen Stellung dieser Großgrabenstruktur im Schollenmosaik Mitteleuropas eigentlich erwartet. Seit 1800 haben sich zwar zahlreiche Schadenbeben ereignet, die jedoch die Maximalintensität $I_0 = 7$ nie wesentlich überschritten. Auch die Beben der vorausgehenden Jahrhunderte scheinen im allgemeinen nicht stärker gewesen zu sein, wenn man von dem schweren Schadenbeben bei Basel im Jahre 1356 absieht, welches 300 Menschenleben gefordert haben soll [SIEBERG 1940a]. Der Herd des Baseler Erdbebens liegt aber am äußersten Süden des Grabens. In seinem Hauptabschnitt hat der Graben in historischer Zeit offenbar noch keine so starken Beben hervorgebracht. Bemerkenswert ist, daß die großen Randverwerfungen seismisch nur selten in Erscheinung treten. Viele Herde haben ihren Sitz im Grabeninnern oder auf den Grabenschultern abseits der Haupttrandbrüche. Die Herdtiefen sind gewöhnlich flach oder normal tief ($h = 2$ bis 11 km); nur in wenigen Fällen lassen sich etwas größere Tiefen feststellen.

Im Verlauf des Oberrhein-Grabens wechseln seismisch aktive Gebiete mit Bereichen, aus denen während des letzten Jahrtausends keine Erdbeben bekannt geworden sind.

Der nördliche Oberrhein-Graben mit dem Mainzer Becken [Abb. B: 6.1] weist eine ziemlich rege Erdbebenaktivität auf. Neben den Schadenbeben, welche im Mittelalter wiederholt die Stadt Mainz heimgesucht haben (1445, 1733), sind aus neuerer Zeit der Erdbebenschwarm von Groß-Gerau (1869 bis 1871) mit mehr als 2000 gefühlten Stößen, darunter drei Schadenbeben der Maximalintensität $I_0 = 7$, und die Schadenbeben von Lorsch (1871) und Ludwigshafen-Worms (1952) zu erwähnen [LANDSBERG 1931, 1933].

Auffälligerweise haben sich in dem südlich anschließenden Grabenabschnitt bei Heidelberg bisher nur sehr wenige Erdbeben ereignet. HILLER, ROTHÉ und SCHNEIDER [1967] führen dies darauf zurück, daß die Pfalzburg-Kraichgau-Depression hier den Graben quert.

Im mittleren Oberrhein-Graben [Abb. B: 6.2] befinden sich markante Schwerpunkte der seismischen Aktivität bei Kandel (1903), Karlsruhe (1737, 1948), Rastatt (1933), Strasbourg-Kehl (1728, 1802) und Offenburg (1574). Die Maximalintensität $I_0 = 7$ wurde hier oftmals erreicht, in Einzelfällen in einem kleinen Gebiet wohl auch überschritten ($I_0 = 7$ bis 8). Die Beben auf französischer Seite dehnen sich mit ihrem Schüttergebiet nicht selten bis nach Baden aus.

Im südlichen Oberrhein-Graben [Abb. B: 6.3] ist der Kaiserstuhl mit zumeist flachen Herden das wichtigste Erdbebengebiet. Schadenbeben der Maximalintensität $I_0 = 7$ fanden hier 1899 und 1926 statt. Am Süden des Oberrhein-Grabens haben sich die Erschütterungen der Baseler Erdbeben des Mittelalters noch sehr heftig auf deutschem Gebiet ausgewirkt, so daß hier mit einer Intensität $I = 8$ zu rechnen ist.

Der *Schwarzwald* [Abb. B: 7] zeigt drei deutlich gegeneinander abgesetzte Erdbebenzonen, die sich gegenüber dem Oberrhein-Graben durch größere Herdtiefe (bis $h = 26$ km) abheben, was zu einer entsprechenden Abschwächung der an der Erdoberfläche zu beobachtenden Intensität führt, während die im Herd ausgelöste Energie in der gleichen Größenordnung wie bei den Beben im Oberrhein-Graben liegt [FIEDLER 1954, SCHNEIDER 1968].

Der nördliche Schwarzwald [Abb. B: 7.1] wurde nach 1800 dreimal von Beben der Maximalintensität $I_0 = 6$ bis 7 betroffen: 1822 bei Klosterreichenbach und 1935 beim Doppelbeben an der Hornisgrinde. Das Beben des Jahres 1822 gehört einer Bebenserie an, die ihren Ausgang im Freudenstädter Graben nahm.

Im mittleren Schwarzwald [Abb. B: 7.2] ließ sich die Maximalintensität $I_0 = 6$ seit 1800 zweimal feststellen: 1885 in Triberg und 1935 in Furtwangen. Im übrigen dominieren Beben der Maximalintensität $I_0 = 4$.

Auch im südlichen Schwarzwald [Abb. B: 7.3] ist bisher als Maximalintensität $I_0 = 6$ aufgetreten; zuletzt 1896 bei Neustadt, 1961 bei Schopfheim und 1965 wieder bei Neustadt.

Das *Süddeutsche Schichtstufenland* [Abb. B: 8] setzt sich aus Bereichen höchst unterschiedlicher Seismizität zusammen. Weite Gebietsteile sind nahezu frei von Erdbebenherden, während in einigen begrenzten Zonen eine beachtenswerte Erdbeben-tätigkeit festzustellen ist. Das wichtigste Herdgebiet mit einer für mitteleuropäische Verhältnisse ungewöhnlich großen Aktivität befindet sich auf der Schwäbischen Alb; es macht sich allerdings erst seit 1911 in so starkem Maße bemerkbar. Kleinere Herdgebiete liegen am nördlichen Rand des Schichtstufenlandes, in Nord-Württemberg und im Bereich der Fränkischen Alb mit Ausläufern bis nach Regensburg hin. Bezeichnend für die ganze Region scheint zu sein, daß sich die einzelnen Herdgebiete immer nur kurze Zeit (einige Jahrzehnte oder bestenfalls Jahrhunderte) bemerkbar machen und zwischen-durch lange Zeit inaktiv sind.

Im Aschaffener Becken und im Maingebiet [Abb. B: 8.1] sind nach 1800 nur schadhlose Erdbeben der Maximalintensität $I_0 = 5$ bis 6 aufgetreten (Aschaffener Doppelbeben 1904). Es soll hier 1693 bei Marktbreit aber schon einmal Erdbeben-schäden gegeben haben [SIEBERG 1940a].

Von den Erdbeben in Nord-Württemberg [Abb. B: 8.2] ist das Schadenbeben von Unterriexingen 1839 mit der Maximalintensität $I_0 = 7$ das bedeutendste [FIEDLER 1954]. Spätere Beben haben die Maximalintensität $I_0 = 5$ nicht mehr überschritten.

Im Gebiet der Schwäbischen Alb [Abb. B: 8.3] und deren näherer Umgebung fanden bereits zu Beginn der Neuzeit einzelne stärkere Beben statt. Zu erwähnen sind vor allem die Schadenbeben bei Tübingen 1655 mit Maximalintensitäten $I_0 = 7$ [SIEBERG 1940a]. Im 19. Jahrhundert lag der Schwerpunkt der Erdbeben-tätigkeit zunächst im Bereich der mittleren Alb bei Groß- und Kleinengstingen mit Maximalintensitäten $I_0 = 6$ bis 7. Gegen Ende des Jahrhunderts verlagerte sich die seismische Aktivität dann mehr auf die westliche Alb, wo bei Hechingen und Ebingen 1911 ein ungewöhnlich starkes Schadenbeben der Maximalintensität $I_0 = 8$ und der Magnitude $M \approx 6$

seinen Ursprung nahm [GUTENBERG 1915, SIEBERG und LAIS 1925]. Es ist das energiereichste Beben, das sich in Deutschland in historischer Zeit ereignet hat. Seither verläuft zwischen den Städten Ebingen und Tübingen eine Erdbebenserie, die neben zahlreichen schwächeren Stößen drei Schadenbeben der Maximalintensität $I_0 = 7$ und im Jahre 1943 ein weiteres Schadenbeben der Maximalintensität $I_0 = 8$ hervorgebracht hat. Die Herdtiefen der Schwäbischen Alb übersteigen selten $h = 10$ km [SCHNEIDER 1968].

Zur Fränkischen Alb [Abb. B: 8.4] sind wohl die Erdbebenherde in der Umgebung des Nördlinger Rieses zu stellen, die sich im Mittelalter und zu Beginn der Neuzeit wiederholt mit der Maximalintensität $I_0 = 7$ bemerkbar gemacht haben. Sie verursachten in den Städten Nördlingen (1471), Harburg (1669), Dinkelsbühl (1670) und Donauwörth (1755, 1769) Gebäudeschäden. In späterer Zeit sind hier keine Schadenbeben mehr aufgetreten. Dagegen ereignete sich weiter östlich im Altmühljura bei Eichstätt-Ingolstadt in den Jahren 1914-1920 ein Erdbebenschwarm, der wenigstens 50 gespürte Einzelbeben umfaßt, darunter ein Schadenbeben der Maximalintensität $I_0 = 7$ [LUTZ 1921]. Ein fraglicher Schadenbebenherd, der vielleicht im Jahre 1062 tätig war, ist bei Regensburg anzunehmen. Auch an einigen isolierten Punkten in Franken sollen im frühen Mittelalter lokale Erdbebenschäden aufgetreten sein, so in Nürnberg und Rothenburg o. a. Tauber [SIEBERG 1940a].

Der deutsche Anteil der *Böhmischen Masse* [Abb. B: 9] zeichnet sich nur durch leichte Erdbeben aus. Im Bayerischen- und im Oberpfälzer Wald wurden zuletzt 1858, 1885, 1897 und 1909 Beben der Maximalintensität $I_0 = 5$ festgestellt [SPONHEUER 1952].

Im *Molassebecken* [Abb. B: 10] kommen vor allem im westlichen Teil stärkere Erdbeben vor. Ein wichtiges Herdgebiet liegt in Oberschwaben [Abb. B; 10.1] in der Gegend von Saulgau, wo die seismische Aktivität 1935 mit einem weitreichenden Schadenbeben der Maximalintensität $I_0 = 7$ bis 8 ihren Höhepunkt fand [HILLER 1936]. Vorher hat sich dieser Raum nur durch schadlose Erdbeben ausgezeichnet [FIEDLER 1954].

Die zweite Gegend mit immer wieder auftretenden Erdbeben ist das Bodenseegebiet [Abb. B: 10.2] mit dem angrenzenden Hegau. Seit 1800 wurden dort sechs Erdbeben der Maximalintensität $I_0 = 6$ ausgelöst, hauptsächlich in der Umgebung der Städte Friedrichshafen und Konstanz sowie der Insel Reichenau [FIEDLER 1954]. Stärker als die vorgenannten war das Schadenbeben bei Lindau im Jahre 1720, welches vermutlich die Maximalintensität $I_0 = 8$ erreichte und auch in der Schweiz umfangreiche Schäden hervorrief. Ein anderes Schadenbeben der Maximalintensität $I_0 = 7$ fand 1588 in der Gegend des Hohentwiel statt. Die Herdtiefen des Bodenseegebietes liegen teils bei $h = 2$ bis 5 km, teils bei $h = 10$ bis 15 km [SCHNEIDER 1968].

In der Bayerischen Molasse [Abb. B: 10.3] sind neuerdings stärkere Erschütterungen in der Umgebung von Peißenberg-Weilheim festzustellen, wobei die Maximalintensitäten $I_0 = 6$ oder 6 bis 7 sich auf sehr kleine Schüttergebiete beschränken [FÖRTSCH 1967-1969]. Die Herde liegen daher wohl sehr flach. Vermutlich handelt es sich um Gebirgsschläge.

Bemerkenswert gering ist die Seismizität im schmalen deutschen Anteil der *Alpen* [Abb. B: 11]. Die wenigen aktiven Herde haben seit 1800 nur Maximalintensitäten $I_0 = 5$ bis 6 hervorgebracht, wie etwa 1918 bei Birgsau im Allgäu [LUTZ 1921]. Es besteht allerdings die Möglichkeit, daß bei schweren Erdbeben in den österreichischen Bundesländern Vorarlberg, Tirol und Salzburg (Nordalpine Erdbebenlinie) stärkere Erschütterungen auch auf das deutsche Grenzgebiet übergreifen.

E. Seismologische Regionalisierung (Karte F)

Unter seismologischer Regionalisierung eines Landes wird die kartenmäßige Darstellung von Gebietszonen verstanden, in denen bei Erdbeben bestimmte Maximalintensitäten auftreten. Man kann bei der Anfertigung einer solchen Karte davon ausgehen, daß die an einem Ort zu erwartende Erdbebenstärke wenigstens den gleichen Maximalwert der bisher beobachteten Erschütterungen erreichen kann. Von dieser

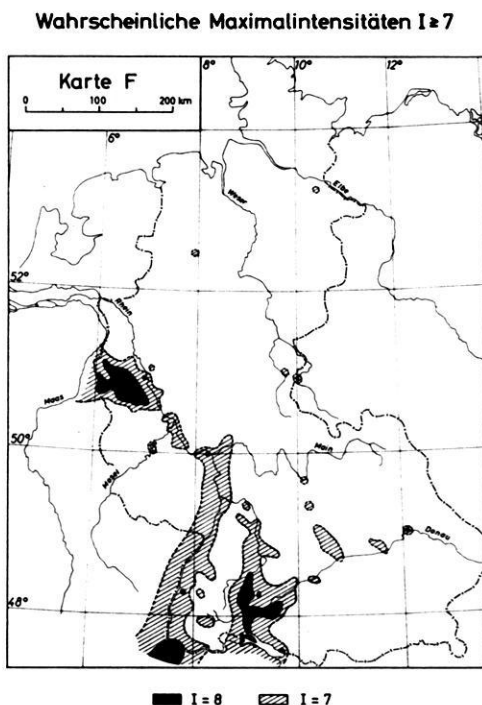


Abb. F: Wahrscheinliche Maximalintensitäten $I \geq 7$.
Probable maximum intensities $I \geq 7$.

Schwarz: $I = 8$
(black)

Schrägschraffur: $I = 7$
(hatched)

Grundlage geht auch die „Karte der deutschen Erdbebengebiete“ aus, die dem 1957 erschienenen DIN-Blatt 4149 „Bauten in deutschen Erdbebengebieten“ beigegeben ist und sich im wesentlichen mit der Karte E deckt [vgl. auch HILLER, SCHWARZBACH und SPONHEUER 1955].

Die Darstellung der bei künftigen Beben zu erwartenden maximalen Intensitäten erfährt insofern eine wesentliche Einschränkung in ihrer Gültigkeit, als der zur Verfügung stehende Beobachtungszeitraum von etwa 1000 Jahren zu kurz ist, um alle möglichen Epizentralgebiete von Schadenbeben zu erfassen. Das zeigt auch die großräumige Verlagerung der wesentlichen seismischen Aktivität während dieses Intervalls (Hochmittelalter: Oberrhein-Graben bei Basel; Spätmittelalter und Beginn der Neuzeit: Niederrheinische Bucht; 20. Jahrhundert: Westliche Schwäbische Alb; vgl. Tab. 1 und 2).

Diese Unsicherheit kann dadurch etwas ausgeglichen werden, daß man das „seismologische“ um ein „geologisches“ Beobachtungsintervall erweitert, indem man bedeutende tektonische Erdkrustenbewegungen (Verstellungsbeträge der Größenordnung $\Delta h = 100$ m und mehr), die sich in der jüngsten geologischen Vergangenheit (etwa 1 Million Jahre) ereignet haben, nach Möglichkeit mitberücksichtigt (vgl. dazu Karte A). Da fast alle Erdbeben tektonischer Entstehung sind, ergibt sich bei einer seismologischen Regionalisierung somit die Notwendigkeit, Hinweise für tektonische Bewegungen quartären Alters in die Betrachtung einzubeziehen. Weiter zurückliegende Bruchtektonik (Tertiär oder älter) steht dagegen mit der gegenwärtigen Erdbeben-tätigkeit nur noch in loser Beziehung [vgl. dazu SCHWARZBACH 1963].

Einschränkend ist zu bemerken, daß die an der Erdoberfläche feststellbaren tektonischen Erscheinungen keineswegs unmittelbar mit den Prozessen im Erdbebenherd vergleichbar sind. Die seismischen Ereignisse treten in einer Tiefe von 2 km und mehr auf, d. h. also in Bereichen, die vor allem hinsichtlich von Druck und Temperatur andere physikalische Bedingungen aufweisen, als sie in unmittelbarer Nähe der Erdoberfläche herrschen. Außerdem ergeben sich vielfach gesteinsbedingte Materialunterschiede. So kann z. B. unter einem Gebirgsabschnitt aus Sedimenten ein solcher aus kristallinem Material (Magmatite, Metamorphite) lagern. Aufgrund solcher Unterschiede (i. w. Druck, Temperatur, Material) können sich in den einzelnen Gebirgsabschnitten bei gleichartiger Beanspruchung mehr oder weniger unterschiedliche tektonische Strukturen ausbilden (Stockwerktektonik).

Ferner ist bei Bruchschollen oft nicht mit ausreichender Sicherheit der Anteil quartärer von demjenigen älterer Bewegungen zu trennen. Vor allem aber brauchen die geologischen Bruchdislokationen nicht unbedingt mit Erdbeben verknüpft zu sein. Der Geologe kann für bestimmte Verwerfungen in der Regel nur die Summe der Bewegung nach Betrag und Richtung angeben, nicht jedoch den genauen Bewegungsablauf in Abhängigkeit von Zeit und Raum. Für die Bewegungsgeschwindigkeit läßt sich oft nachträglich nichts oder nur sehr wenig aussagen. Der Bewegungsbetrag kann durch rasche „ruckartige“ Bewegung (in Verbindung mit Erdbeben) oder durch langsames Kriechen (ohne Erdbeben) zustandegekommen sein [vgl. MURAWSKI 1970]. In der Nieder-

rheinischen Bucht weisen geodätische Meßergebnisse darauf hin, daß aseismische Kriechbewegungen bei den rezenten Bruchdislokationen eine wesentliche Rolle spielen [AHORNER 1968 b]. Auch in anderen Bruchgebieten, z. B. im Oberrhein-Graben, dürften ähnliche Verhältnisse vorliegen. Ein aseismischer Bewegungsablauf scheint insbesondere bei Bruchstrukturen aufzutreten, die auf eine laterale Zerrung der Kruste zurückgehen, d. h. also bei Abschiebungen [AHORNER 1968 b, 1970; SCHNEIDER 1968]. Gebiete mit „fortlebender Bruchtektonik“ brauchen demnach nicht notwendigerweise zugleich aktive Erdbebengebiete zu sein. — Allerdings können präexistierende tektonische Bruchstrukturen bei Erdbeben infolge Differentialbewegungen der von ihnen betroffenen Schollen schadenbringend werden, ohne daß diese Brüche selbst bei der Entstehung des Bebens beteiligt waren.

Wenn trotzdem beide Phänomene, Erdbeben und oberflächennahe quartäre Bruchtektonik, bei der hier vorgelegten seismologischen Regionalisierung der Bundesrepublik in Beziehung zueinander gesetzt werden, so geschah dies, weil beide Erscheinungen letztlich doch Ausdrucksformen des gleichen tektonischen Gesamtvorganges sind. Aus den erwähnten Gründen wurden jedoch die tektonischen Daten mit größter Zurückhaltung interpretiert. Gewöhnlich wurden sie hier lediglich zur genaueren Abgrenzung von seismologisch nachgewiesenen aktiven Erdbebengebieten sowie zur regionalen Verknüpfung isolierter Herdvorkommen benutzt. Letzteres erschien dann gerechtfertigt, wenn mehrere Einzelvorkommen im Streichen einer geologischen Struktur liegen, die auf ihrer ganzen Länge Spuren quartärer Krustenbewegungen zeigt.

Während in der Niederrheinischen Bucht und im Oberrhein-Graben die erhöhte seismische Aktivität in deutlicher Beziehung zu der an der Erdoberfläche feststellbaren intensiven quartären Bruchschollentektonik steht, scheinen bei den Erdbeben der Schwäbischen Alb und ihres Vorlandes ausgeprägte Äquivalente quartärer Krustenbewegungen zu fehlen. Das dürfte auf die Herdmechanik dieser Beben zurückzuführen sein. Es handelt sich hier nämlich um horizontale Bewegungen, die sich geologisch und geodätisch bei geringeren Verstellungsbeträgen an der Erdoberfläche nur schwer nachweisen lassen [HILLER 1936, SCHNEIDER, SCHICK und BERCKHEMER 1966, SCHNEIDER 1968]. Die Orientierung und Ausdehnung der Herdfläche, sowie die Richtung und Größe der Bruchgeschwindigkeit im Herd verursachen eine deutliche Richtwirkung bei der Abstrahlung seismischer Wellen, was sich auf der Schwäbischen Alb in einer betonten Nord-Süd-Streckung des Schadengebietes der stärksten Beben äußert [BERCKHEMER 1962, SCHICK 1968, SCHNEIDER 1968]. Diese Eigenschaft seismischer Herde kann stets zu Überraschungen bei der Erschütterungswirkung eines Erdbebens führen. Das Ergebnis einer Synthese aller verfügbaren seismologischen und geologisch-tektonischen Daten ist in Karte F dargestellt. Diese Karte gibt die Gebietszonen mit den wahrscheinlichen Maximalintensitäten 7 und 8 wieder. Eine Hinzunahme des Intensitätsgrades 6 erschien unzumutbar, da bei diesem Stärkegrad nur geringfügige und zudem oft von Zufälligkeiten abhängige Gebäudeschäden zu verzeichnen sind. Weiterhin würde durch die Einbeziehung der Isoleiste 6 der Einflußbereich der großen

Beben in noch größerer Ausdehnung zur Darstellung kommen, so daß damit viele Gebiete mit schwächeren Beben auf der Karte nicht mehr erkannt werden könnten. Zudem sehen auch die Richtlinien der ESC für die Ausarbeitung einer einheitlichen europäischen Erdbebenkarte die Einbeziehung der Intensität 6 nicht vor.

Danksagung

Die Deutsche Forschungsgemeinschaft unterstützte das Forschungsvorhaben in dankenswerter Weise durch eine finanzielle Beihilfe.



F. Anhang

Tabelle 1: Schadenbeben auf dem Gebiet der Bundesrepublik Deutschland, 1800–1967, $I_0 \geq 7$. — (Zu Karte C.)

Erläuterung der Abkürzungen: Ep = Epizentrum (a = makroseismisch, i = mikroseismisch bestimmt), h = Herdtiefe (meist makroseismisch bestimmt; f : $h = 0-5$ km, n : $h = 6-11$ km), I_0 = Epizentralintensität nach Mercalli-Sieberg-Skala, R = mittlere makroseismische Reichweite, M_m = Magnitude (makroseismisch bestimmt nach Formel Kárník 1969: $M_m = 0,5 I_0 + \log h + 0,35$), F = Epizentrum im deutsch-französischen Grenzgebiet

Nr.	Datum und Herdzeit	Ge- Epi- biet zentrum	h (km)	I_0	R (km)	M_m	Bemerkungen
1	22. Febr. 1953 20 ^h 16 ^m 21 ^s GMT	2 $a50^\circ55'N$ $10^\circ00'O$	1	8	35	4,4	Heringen (Gebirgsschlag) Gebäudeschäden, Bodenspalten und Einbrüche in einem eng begrenzten Gebiet [SPONHEUER et al. 1960]. Ep, h : [SPONHEUER et al. 1960; AHORNER 1968]
2a	22. Okt. 1873 09 ^h 45 ^m MEZ	3 $a50^\circ52'N$ $06^\circ05'O$	4	7	180	4,5	Herzogenrath I Mauerrisse und Kamin-schäden vor allem in Herzogenrath [SPONHEUER 1952]. Ep, M : [AHORNER 1968]; h : [SPONHEUER 1958]
2b	24. Juni 1877 08 ^h 53 ^m MEZ	3 $a50^\circ52'N$ $06^\circ06'O$	2	8	120	4,6	Herzogenrath II Mauerrisse und Kamin-schäden an mehreren Orten [SPONHEUER 1952]. Ep, M : [AHORNER 1968]; h : [SPONHEUER 1958]
3	03. Dez. 1828 18 ^h 30 ^m MEZ	3 $a50,8^\circ N$ $06,1^\circ O$	n	7	190	4,5	Aachen Mauerrisse und Kamin-schäden vor allem in Aachen [SPONHEUER 1952]. Ep, h, M : [AHORNER 1968]
4	26. Aug. 1878 09 ^h MEZ	3 $a50^\circ56'N$ $06^\circ33'O$	8	8	370	5,3	Tollhausen Giebeleinstürze, Kamin-schäden und Mauerrisse an zahlreichen Orten; 2 Tote in Köln und Aachen [SPONHEUER 1952, NENNSTIEL 1930]. Ep, M : [AHORNER 1968]; h : [SPONHEUER 1969]

Nr.	Datum und Herdzeit	Ge- biet	Epi- zentrum	<i>h</i> (km)	<i>I</i> ₀	<i>R</i> (km)	<i>M</i> _{<i>m</i>}	Bemerkungen
5	24. Okt. 1841 14 ^h 08 ^m MEZ	3	<i>a</i> 50,9°N 06,9°O	<i>f</i>	(7)	—	—	Köln Mauerrisse und Kaminschäden, nur aus Köln gemeldet [SPONHEUER 1952]. <i>Ep, h</i> : [AHORNER 1968]
6 a	08. März 1950 04 ^h 27 ^m 06 ^s GMT	3	<i>i</i> 50°38'N 06°43'O	7	7	200	4,7	Euskirchen I Kaminschäden an mehreren Orten, besonders in Billig [SCHWARZBACH 1951]. <i>Ep, h, M</i> : [AHORNER 1968]
6 b	14. März 1951 09 ^h 46 ^m 59 ^s GMT	3	<i>i</i> 50°38'N 06°43'O	8—9	7—8	260	5,2	Euskirchen II Giebeleinstürze, Kaminschäden und Mauerrisse an zahlreichen Orten, 11 Verletzte [SCHWARZBACH 1951] <i>Ep, h, M</i> : [AHORNER 1968]
7	02. Okt. 1869 23 ^h 45 ^m MEZ	4.1	<i>a</i> 50°26'N 07°33'O	9	7	140	4,5	Engers Kaminschäden und Mauerrisse an mehreren Orten [SPONHEUER 1952]. <i>Ep, M</i> : [AHORNER 1968]; [SPONHEUER 1958]
8	09. Aug. 1892 —	4.1	<i>a</i> 50°16'N 07°37'O	<i>f</i>	7	90	4,4	Boppard Kaminschäden und Mauerrisse an mehreren Orten [SPONHEUER 1952]. <i>Ep, h, M</i> : [AHORNER 1968]
9	29. Juli 1846 21 ^h 24 ^m MEZ	4.1	<i>a</i> 50°09'N 07°41'O	11	7	260	4,9	St. Goar Kaminschäden und Mauerrisse an zahlreichen Orten [SPONHEUER 1952]. <i>Ep, M</i> : [AHORNER 1968]; <i>h</i> : [SPONHEUER 1969]
10	24. Mai 1858 19 ^h MEZ	6.1	<i>a</i> 50,0°N 08,3°O	2—3	7	55	4,3	Mainz Mauerrisse, Kaminschäden. <i>Ep</i> : [SPONHEUER 1952]; <i>h, M</i> : [SCHNEIDER 1969]
11 a	31. Okt. 1869 15 ^h 25 ^m MEZ	6.1	<i>a</i> 49°55'N 08°29'O	2	7	40	4,2	Groß-Gerau Zahlreiche Kaminschäden [SPONHEUER 1952]. <i>Ep</i> : [LANDSBERG 1931]; <i>h, M</i> : [SCHNEIDER 1969]

Nr.	Datum und Herdzeit	Ge- biet	Epi- zentrum	h (km)	I_0	R (km)	M_m	Bemerkungen
11 b	31. Okt. 1869 17 ^h 26 ^m MEZ	6.1	$a49^{\circ}55'N$ $08^{\circ}29'O$	5	7	125	4,6	Groß-Gerau Zahlreiche Kaminschäden [SPONHEUER 1952]. <i>Ep</i> : [LANDSBERG 1931]; <i>h, M</i> : [SCHNEIDER 1969]
11 c	01. Nov. 1869 04 ^h 07 ^m MEZ	6.1	$a49^{\circ}55'N$ $08^{\circ}29'O$	6	7	160	4,7	Groß-Gerau Zahlreiche Kaminschäden [SPONHEUER 1952]. <i>Ep</i> : [LANDSBERG 1931]; <i>h, M</i> : [SCHNEIDER 1969]
11 d	02. Nov. 1869 21 ^h 26 ^m MEZ	6.1	$a49^{\circ}55'N$ $08^{\circ}29'O$	6—7	7	170	4,7	Groß-Gerau Zahlreiche Kaminschäden [SPONHEUER 1952]. <i>Ep</i> : [LANDSBERG 1931]; <i>h, M</i> : [SCHNEIDER 1969]
12	10. Febr. 1871 05 ^h 32 ^m MEZ	6.1	$a49^{\circ}40'N$ $08^{\circ}30'O$	6	7	150	4,7	Lorsch Zahlreiche Kaminschäden [SPONHEUER 1952]. <i>Ep</i> : [LANDSBERG 1933]; <i>h, M</i> : [SCHNEIDER 1969]
13	24. Febr. 1952 21 ^h 25 ^m 30 ^s GMT	6.1	$i49^{\circ}30'N$ $08^{\circ}19'O$	7—8	7	200	4,8	Ludwigshafen-Worms Mauerrisse in Ludwigshafen. <i>Ep</i> : [WECHSLER 1955]; <i>h, M</i> : [SCHNEIDER 1969]
14	22. März 1903 06 ^h 08 ^m MEZ	6.1	$a49^{\circ}05'N$ $08^{\circ}10'O$	1—2	7	30	4,1	Kandel Mauerrisse, Kamin- und Dachschäden. <i>Ep</i> : [FIEDLER 1954]; <i>h, M</i> : [SCHNEIDER 1969]
15	07. Juni 1948 07 ^h 15 ^m 18,6 ^s GMT	6.2	$i48^{\circ}58'N$ $08^{\circ}20'O$	6	7	160	4,7	Forchheim Zahlreiche Kaminschäden. <i>Ep</i> : [FIEDLER 1954]; <i>h, M</i> : [SCHNEIDER 1969]
16	08. Febr. 1933 07 ^h 07 ^m 12 ^s GMT	6.2	$i48^{\circ}51'N$ $08^{\circ}12'O$	6	7	160	4,7	Rastatt Kaminschäden in Rastatt und Umgebung [HILLER 1934, FIEDLER 1954]. <i>Ep</i> : [HILLER 1934]; <i>h, M</i> : [SCHNEIDER 1969]

Nr.	Datum und Herdzeit	Ge- biet	Epi- zentrum	<i>h</i> (km)	<i>I</i> ₀	<i>R</i> (km)	<i>M</i> _m	Bemerkungen
17a	11. Sept. 1802 15 ^h MEZ (?)	6.2	α48,6°N 07,8°O	1—2	7	15	3,8	Straßburg-Kehl (<i>F</i>) Kaminschäden, Mauerrisse [SPONHEUER 1952]. Nach SPONHEUER [1952] han- delt es sich um mehrere Beben. <i>Ep</i> : [SPONHEUER 1952]; <i>h</i> , <i>M</i> : [SCHNEIDER 1969]
17b	08. Nov. 1802 —	6.2	α48,6°N 07,8°O	2	7	50	4,2	Straßburg-Kehl (<i>F</i>) Mauerrisse, Kaminschäden. <i>Ep</i> : [SPONHEUER 1952]; <i>h</i> , <i>M</i> : [SCHNEIDER 1969]
18	04. Sept. 1959 08 ^h 56 ^m 54,0 ^s GMT	6.2	ι48°23'N 07°43'O	1—2	7	22	4,1	Boofzheim (Bas-Rhin, <i>F</i>) Kaminschäden in Boofzheim und Umgebung [ROTHÉ 1967]. <i>Ep</i> : [SCHNEIDER 1964]; <i>h</i> , <i>M</i> : [SCHNEIDER 1969]
19a	14. Febr. 1899 16 ^h 58 ^m MEZ	6.3	α48°07'N 07°39'O	1—2	7	25	4,1	Kaiserstuhl In mehreren Orten Kamin- und Dachschäden, Mauer- risse [SPONHEUER 1952]. <i>Ep</i> : [FIEDLER 1954]; <i>h</i> , <i>M</i> : [SCHNEIDER 1969]
19b	28. Juni 1926 22 ^h 00 ^m 40 ^s GMT	6.3	ι48°08'N 07°41'O	7—8	7	200	4,8	Kaiserstuhl Mauerrisse in mehreren Orten, in Breisach Risse im Straßenbelag [FIEDLER 1954]. <i>Ep</i> : [FIEDLER 1954]; <i>h</i> , <i>M</i> : [SCHNEIDER 1969]
20	07. Febr. 1839 20 ^h MEZ	8.2	α48°54'N 09°01'O	3	7	70	4,4	Unterriexingen Kaminschäden in Unter- riexingen und Umgebung [FIEDLER 1954]. <i>Ep</i> : [FIEDLER 1954]; <i>h</i> , <i>M</i> : [SCHNEIDER 1969]
21a	16. Nov. 1911 21 ^h 25,8 ^m GMT	8.3	ι48°13'N 09°00'O	(10)	8	500	(5,5)	Ebingen Umfangreiche Gebäude- schäden in vielen Orten, zahl- reiche Hangrutschungen [FIEDLER 1954, SIEBERG und LAIS 1925]. <i>Ep</i> : [FIEDLER 1954]; <i>h</i> , <i>M</i> : [SCHNEIDER 1969]

Nr.	Datum und Herdzeit	Ge- biet	Epi- zentrum	<i>h</i> (km)	<i>I</i> ₀	<i>R</i> (km)	<i>M_m</i>	Bemerkungen
21 b	20. Juli 1913 12 ^h 06 ^m 21,6 ^s GMT	8.3	48°14'N 09°00,5'O	9	7	250	4,9	Ebingen In zahlreichen Orten Kamin- und Dachschäden [FIEDLER 1954]. <i>Ep</i> : [BRENNER 1966]; <i>h, M</i> : [SCHNEIDER 1969]
21 c	02. Mai 1943 01 ^h 08 ^m 01,6 ^s GMT	8.3	48°16'N 08°59'O	13	7	375	5,0	Onstmettingen-Pfeffingen Kaminschäden, Mauerrisse [FIEDLER 1954]. <i>Ep</i> : [BRENNER 1966]; <i>h, M</i> : [SCHNEIDER 1969]
21 d	28. Mai 1943 01 ^h 24 ^m 08,0 ^s GMT	8.3	48°16'N 08°59'O	9	8	485	5,4	Onstmettingen-Pfeffingen Umfangreiche Gebäude- schäden in vielen Orten [FIEDLER 1954]. <i>Ep, h, M</i> : [BRENNER 1966]
21 e	26. Febr. 1969 01 ^h 28 ^m 01,1 ^s GMT	8.3	48°17'N 09°00,5'O	7,5	7	190	4,7	Onstmettingen-Tailfingen Mauerrisse und zahlreiche Kaminschäden vor allem in Onstmettingen und Tail- fingen [SCHNEIDER 1969]
22	10. Okt. 1915 04 ^h 50 ^m MEZ	8.4	48°49'N 11°34'O	6–7	7	160	4,7	Altmühljura In verschiedenen Gemeinden Mauerrisse [LUTZ 1921]. <i>Ep</i> : [LUTZ 1921]; <i>M, h</i> : [SCHNEIDER 1969]
23	27. Juni 1935 17 ^h 19 ^m 30,0 ^s GMT	9.1	48°02,5'N 09°28'O	10	7–8	400	5,1	Saulgau Umfassende Gebäude- schäden in Saulgau und Um- gebung [HILLER 1936]. <i>Ep</i> : [HILLER 1936]; <i>h, M</i> : [SCHNEIDER 1969]

Tabelle 2: Schadenbeben auf dem Gebiet der Bundesrepublik Deutschland, 1000 bis 1799, $I \geq 7$. — (Zu Karte D.)

Die Angaben beruhen hauptsächlich auf dem Erdbebenkatalog von SIEBERG [1940].

1. Norddeutsches Tiefland

- (1a) 1323 *Lüneburg*: Gebäude beschädigt ($I = 7$).
- (1b) 1770 *Alfhausen*: Kamin-, Dach-, Verputzschäden ($I = 7$).

2. Hessische Senke

- (2a) 1767 *Rotenburg (Fulda)*: Kaminschäden ($I = 6-7?$).

3. Niederrheinische Bucht mit Randgebieten

- (3a) 1223 *Köln*: Türme und Häuser eingestürzt? ($I = 7-8?$).
- (3b) 1348 *Altenberg* (Bergisches Land): Abtei durch Erdbeben sehr beschädigt? ($I = 7?$).
- (3c) 1349 *Jülich*: Verbreitete Schäden in der Stadt ($I = 7?$).
- (3d) 1640 *Düren* (Rurtal-Graben): Mauern gespalten, in Köln Kaminschäden ($I = 7-8$).
- (3e) 1690 *Aachen*: Kaminschäden, Mauerrisse ($I = 7$).
- (3f) 1755 *Gressenich*: Zahlreiche Mauerrisse ($I = 7$).
- (3g) 1755 Gegend von *Gressenich*: Zahlreiche Kaminschäden, Mauerrisse, Einsturz von Gebäuden, 1 Toter in Aachen ($I = 7-8$).
- (3h) 1756 *Düren*: Starke Gebäudeschäden, auch in Köln und Aachen, 2 Tote in Aachen ($I = 8$).
- (3i) 1759 *Aachen*: Gebäudeschäden ($I = 7$).
- (3k) 1760 *Düren*: Gebäudeschäden ($I = 7$).

4. Rheinisches Schiefergebirge

4.1 *Mittelrheintal*

- (4a) 1673 *Rolandseck*: Zahlreiche Kaminschäden ($I = 7$).
- (4b) 1780 *Braubach*: Kaminschäden, Mauerrisse ($I = 7$).

4.3 *Hunsrück und Mosel-Gebiet*

- (4c) 1565 *Zell* (Mosel): Kaminschäden ($I = 7?$).
- (4d) 1595 *Alf* (Mosel): Bodenrisse, Bergstürze ($I = 7?$).

6. Oberrhein-Graben mit Randgebieten

6.1 *Nördlicher Oberrhein-Graben mit Mainzer Becken*

- (6a) 1445 *Mainz*: 9 Häuser eingestürzt ($I = 8?$).
- (6b) 1733 *Mainz*: Einige Kaminschäden ($I = 7$).

6.2 *Mittlerer Oberrhein-Graben*

- (6c) 1574 *Offenburg*: Stadtmauer beschädigt ($I = 7?$).
 (6d) 1728 *Mahlburg*: Kaminschäden, Mauerrisse, Chor einer Kirche eingestürzt, in Kehl Festungsmauer beschädigt ($I = 7-8$).
 (6e) 1737 *Karlsruhe*: Kamin- und Verputzschäden, Mauerrisse am Schloß ($I = 7$).

8. Süddeutsches Schichtstufenland

8.1 *Aschaffener Becken und Main-Gebiet*

- (8a) 1693 *Marktbreit* (Main): Empfindliche Schäden an Häusern ($I = 7$).

8.3 *Schwäbische Alb*

- (8b) 1655 *Tübingen*: Dachziegel abgeworfen, einzelne Häuser müssen abgestützt werden ($I = 7$).
 (8c) 1655 *Tübingen*: Kamin- und Dachschäden ($I = 7$).

8.4 *Fränkische Alb*

- (8d) 1062 *Regensburg*: Häuser stürzen ein ($I = 8?$).
 (8e) 1471 *Nördlingen*: Kamine abgeworfen, Turm der Pfarrkirche beschädigt ($I = 7$).
 (8f) 1669 *Harburg*: Kamine abgeworfen, ebenso in Öttingen ($I = 7$).
 (8g) 1670 *Dinkelsbühl*: Mauer stürzt auf 80 m Länge ein ($I = 7?$).
 (8h) 1755 *Donauwörth*: Klostermauer beschädigt ($I = 7?$).
 (8i) 1769 *Donauwörth*: Ziegel und Kamine abgeworfen, Mauerrisse, in Harburg zahlreiche Kaminschäden ($I = 7$).

10. Molasse-Becken

10.2 *Bodensee-Gebiet*

- (10a) 1588 *Hohentwiel-Gebiet*: Schornsteine eingestürzt ($I = 7$).
 (10b) 1720 *Lindau*: Häuser eingestürzt, auch in der Schweiz starke Schäden ($I = 8$).

Literatur

- AHORNER, L.: Das Erdbeben im Saar-Nahe-Becken vom 17. August 1960. — Sonderveröff. Geol. Inst. Köln 7, 1—24, 1962
- : Einige Bemerkungen zum Aufbau der Erdkruste in Westdeutschland auf Grund von Nahbebenuntersuchungen. — Z. Geophys. 33, 193—199, 1967
- : Seismicity and Quaternary structural activity in the northern Rhine district. — Proceedings of the Eighth Assembly of the European Seismological Commission, p. 295—303, Akadémiai Kiadó, Budapest 1968a
- : Erdbeben und jüngste Tektonik im Braunkohlenrevier der Niederrheinischen Bucht. — Z. deutsch. geol. Ges. 118, 150—160, 1968b
- : Seismo-tectonic relations between the graben zones of the Upper and Lower Rhine valley. — In: ILLIES, H., and ST. MUELLER, Graben Problems. Schweizerbart, Stuttgart 1970
- BRENNER, K.: Die Verlagerung der Bebenherde und des Herdmechanismus im Gebiet der Südwestalb seit dem Jahre 1911. — Diplomarb. TH Stuttgart, 109 S., 1966
- BERCKHEMER, H.: Die Ausdehnung der Bruchfläche im Erdbebenherd und ihr Einfluß auf das seismische Wellenspektrum. — Gerl. Beitr. Geophys. 71, 5—26, 1962
- CARLÉ, W.: Bau und Entwicklung der Südwestdeutschen Großscholle. — Beih. Geol. Jb. 16, 1955
- FIEDLER, G.: Die Erdbebenaktivität in Südwestdeutschland in den Jahren 1800—1950. — Diss. TH Stuttgart, 159 S., 1954
- FÖRTSCH, O.: Seismologische Berichte zu Erdstößen im Landkreis Weilheim in den Jahren 1967 und 1969. — Manusk., 1967—1969.
- GERMAN RESEARCH GROUP FOR EXPLOSION SEISMOLOGY: Crustal Structure in Western Germany. — Z. Geophys. 30, 109—234, 1964
- GUTENBERG, B.: Die mitteleuropäischen Beben vom 16. November 1911 und vom 20. Juli 1913. — Publ. Bur. Centr. Ass. Int. Sism. Straßburg, 84 S., 1915
- GUTENBERG, B., and C. F. RICHTER: Earthquake magnitude, intensity, energy and acceleration. — Bull. Seism. Soc. Am. 46, 105—145, 1956a
- : Magnitude and energy of earthquakes. — Ann. di Geofisica 9, 1—15, 1956b
- HILLER, W.: Der Herd des Rastatter Bebens am 8. Februar 1933. — Gerl. Beitr. Geophys. 41, 170—180, 1934
- : Das Oberschwäbische Erdbeben am 27. Juni 1935. — Württemb. Jb. f. Statistik u. Landeskde., Jg. 1934/35, 209—226, 1936
- HILLER, W., M. SCHWARZBACH und W. SPONHEUER: Karte der Erdbebengefährdung. — Die Bautechnik 32, 132, 1955
- HILLER, W., J.-P. ROTHÉ et G. SCHNEIDER: La Séismicité du Fossé Rhénan. — Ann. Inst. Phys. du Globe Strasbourg 8, 3e partie Geophys., 11—17, 1967

- KÁRNÍK, V.: Seismicity of the European Area. Part 1, 364 p., Reidel, Dordrecht-Holland, 1969
- KNETSCH, G.: Changing tectonic roles of the Upper Rhine Lineament in the course of geological times and events. — The Rhine-Graben Progress Report 1967, 13—15, in: Abh. geol. L.-Amt Baden-Württemberg 6, Freiburg 1967.
- LANDSBERG, H.: Der Erdbebenschwarm von Groß-Gerau 1869—1871. — Gerl. Beitr. Geophys. 34, 367—392, 1931
- LUTZ, C. W.: Erdbeben in Bayern 1908—1920. — Sitzungsber. Bayer. Akad. Wissensch., math.-phys. Kl., Jg. 1921, 81—165, 1921
- MURAWSKI, H.: Das Zeitproblem bei der Tektogenese eines Großgrabensystems. — Notizbl. hess. L.-Amt Bodenforsch. 88, 294—342, 1960
- : Die Nord-Süd-Zone der Eifel und ihre nördliche Fortsetzung. — Publ. Service géol. Luxembourg 14, 285—308, 1964
- : Bruchtektonik mit modifizierter Bruchbildung. — Geol. Rdsch. 59, 193—212, Stuttgart 1969
- NENNSTIEL, F.: Entstehung und Ausbreitung deutscher Erdbeben. — Veröff. Reichsanst. f. Erdbebenforsch. 12, 1—43, 1930
- PILGER, A.: Lineamente im Ruhrkarbon. — Geol. Jb. 71, 395—404, Hannover 1955
- : Über den Untergrund des Rheinischen Schiefergebirges und des Ruhrgebietes. — Geol. Rdsch. 46, 197—212, Stuttgart 1957
- ROTHÉ, J.-P. et G. SCHNEIDER: Catalogue des tremblements de terre du Fossé Rhénan. — Veröff. Landeserdbebendienst Bad.-Württembg. Stuttgart, 91 S., 1968
- SCHICK, R.: Untersuchungen über die Bruchausdehnung und Bruchgeschwindigkeit bei Erdbeben mit kleinen Magnituden. — Z. Geophys. 34, 267—286, 1968
- SCHNEIDER, G.: Erdbeben und Tektonik in Südwest-Deutschland. — Tectonophysics 5, 459—511, 1968
- : Seismizität und Seismotektonik der Schwäbischen Alb. Habilit.-Schrift Univ. Stuttgart, 105 S., 1970
- SCHNEIDER, G., R. SCHICK, and H. BERCKHEMER: Fault-plane solutions of earthquakes in Baden-Württemberg. — Z. Geophys. 32, 383—393, 1966
- SCHWARZBACH, M.: Die Erdbeben des Rheinlandes. — Kölner geol. Hefte 1, 1—28, 1951
- : Seismizität und Bruchtektonik in Mittel-Europa. — Ann. Mus. Geol. di Bologna, Ser. 2, 31, 1—5, 1963
- SIEBERG, A.: Zur Geologie der Erdbeben im Rheinland. — Z. Geophys. 2, 278—286, 1926
- : Erbebengeographie. — In: B. GUTENBERG (Hrsg.), Handbuch der Geophysik, Bd. IV, 687—1005, Bornträger, Berlin 1932
- : Beiträge zum Erdbebenkatalog Deutschlands und der angrenzenden Gebiete für die Jahre 58 bis 1799. — Mitt. deutsch. Reichserdbebendienst 2, 1—111, 1940a
- : Erdbebenkatalog Deutschlands für die Jahre 1935—1939. — Mitt. deutsch. Reichserdbebendienst 1, 1—28, 1940b

- SIEBERG, A., und R. LAIS: Das mitteleuropäische Erdbeben vom 16. November 1911. Bearbeitung der makroseismischen Beobachtungen. — Veröff. Reichsanst. f. Erdbebenforsch. Jena 4, 1—106, 1925
- SPONHEUER, W.: Erdbebenkatalog Deutschlands und der angrenzenden Gebiete für die Jahre 1800—1899. — Mitt. deutsch. Erdbebendienst 3, 1—195, 1952
- : Die Tiefen der Erdbebenherde in Deutschland auf Grund makroseismischer Berechnungen. — Ann. di Geofisica 11, 157—167, 1958
- : Untersuchungen zur Seismizität von Deutschland. — Veröff. Inst. Bodendyn. Erdbebenforsch. Jena 72, 23—52, 1962
- : Bericht über die Weiterentwicklung der seismischen Skala. — Veröff. Inst. Geodyn. Jena 8, 1—21, 1965
- : 1966: Erdbebenkatalog Deutschlands und der angrenzenden Gebiete (Manuskript)
- : Die Verteilung der Herdtiefen in Mitteleuropa und ihre Beziehung zur Tektonik. — Veröff. Inst. Geodyn. Jena 13, 82—103, 1969
- SPONHEUER, W., F. GERECKE, und H. MARTIN: Seismische Untersuchungen zum Gebirgsschlag von Merkers/Rhön am 8. Juli 1958. — Freib. Forschungsh. C 81, 64—79, 1960
- WECHSLER, H.: Die Erdbebentätigkeit in Südwestdeutschland in den Jahren 1938—1954. — Diplomarb. TH Stuttgart, 110 S., 1955

Über den Einfluß oberflächennaher Störkörper auf geoelektrische Widerstandsmessungen

On the Influence of Near-Surface Inhomogeneities on Geoelectric Resistivity Measurements

Von K. D. TÖPFER, Pretoria¹⁾

Eingegangen am 9. Juli 1969

Zusammenfassung: Zunächst wird der Einfluß oberflächennaher Inhomogenitäten auf geoelektrische Widerstandsmessungen untersucht. Weiterhin werden mögliche Fehlinterpretationen, bedingt durch Störkörper, erörtert. Es kann gezeigt werden, daß Elektrodenfehler relativ klein sind, Sondenfehler dagegen zu erheblichen Fehlinterpretationen führen können. Störungen in Widerstandskurven können im allgemeinen als solche weder erkannt, noch korrigiert werden.

Summary: First, the influence of inhomogeneities on geoelectric resistivity measurements is examined. Then possible erroneous interpretations, caused by interfering bodies, are discussed. It is shown that "current-electrode-distortions" are much smaller than "potential-electrode-distortions", which will cause large errors in interpretation. Distortions in resistivity curves can generally be neither perceived nor corrected.

1. Einleitung

Geoelektrische Meßverfahren, wie z. B. jene nach SCHLUMBERGER und WENNER, sind nur bedingt für die Ortung von Störkörpern geeignet TÖPFER [1969]. Andererseits können geoelektrische Messungen, welche Aufschluß über horizontale oder auch geneigte Schichtung des Untergrundes geben sollen, durch oberflächennahe Störkörper erheblich verfälscht werden. Dies kann dann zu Fehlinterpretationen führen. —

Es erscheint zweckmäßig, die möglichen Fehler zu unterteilen in:

„Sondenfehler“: nur die Sonden kommen in den Bereich eines Störkörpers zu liegen, die Elektroden sind sehr weit von diesem entfernt.

„Elektrodenfehler“: eine der Elektroden kommt in den Bereich eines Störkörpers zu liegen, die Sonden sind weit von diesem entfernt.

„Kombinierte Sonden- und Elektrodenfehler“: Sonden und Elektroden kommen in den Bereich einer Einlagerung zu liegen.

¹⁾ Dr. Klaus-Dieter TÖPFER, National Physical Research Laboratory, Council for Scientific and Industrial Research (C.S.I.R.), P.O. Box 395, Pretoria, Rep. of South Africa

2. Sondenfehler

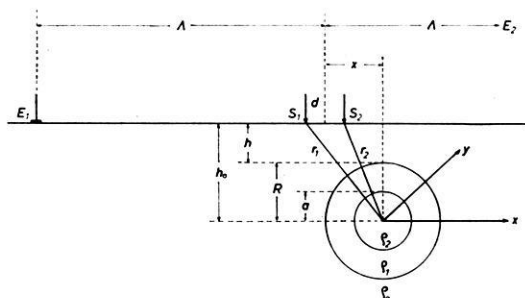


Abb. 1.

In der oben zitierten Arbeit wurde die Störpotentialfunktion berechnet, wenn das Sondenpaar einer SCHLUMBERGER-Anordnung in den Bereich einer inhomogenen, kugel- oder zylinderförmigen Einlagerung zu liegen kommt. Dabei wurde die Elektrodenentfernung $AB = 2A = \infty$ und somit das primäre Potentialfeld als homogen angenommen.

Es ist

$$(\Phi)_{\text{Kugel}} = 2 i_0 \varrho_0 \cdot \omega_K r^{-3} \quad (1)$$

und

$$(\Phi)_{\text{Zylinder}} = 2 i_0 \varrho_0 \cdot \omega_Z r^{-2} \quad (2)$$

wobei für

$$\omega_K = R^3 \left[2 k'_K k_K + (R/a)^3 k_K + \frac{3 \varrho_1 / \varrho_0}{1 + 2 \varrho_1 / \varrho_0} k'_K \right] [2 k'_K k_K + (R/a)^3]^{-1} \quad (3)$$

und für

$$\omega_Z = R^2 \left[k'_Z k_Z + (R/a)^2 k_Z + \frac{2 \varrho_1 / \varrho_0}{1 + \varrho_1 / \varrho_0} k'_Z \right] [k'_Z k_Z + (R/a)^2]^{-1} \quad (4)$$

einzusetzen ist.

Darin bedeuten

$$k_K = [1 - \varrho_1 / \varrho_0] [1 + 2 \varrho_1 / \varrho_0]^{-1} \quad (5)$$

und

$$k'_K = [1 - \varrho_2 / \varrho_1] [1 + 2 \varrho_2 / \varrho_1]^{-1} \quad (6)$$

die Widerstandsmodule der inhomogenen Kugel und

$$k_Z = [1 - \varrho_1 / \varrho_0] [1 + \varrho_1 / \varrho_0]^{-1} \quad (7)$$

sowie

$$k'_Z = [1 - \varrho_2 / \varrho_1] [1 + \varrho_2 / \varrho_1]^{-1} \quad (8)$$

jene des inhomogenen Zylinders. Die Bedeutungen von a , R , r , ϱ_0 , ϱ_1 , ϱ_2 ersieht man leicht aus Abb. 1.

Im folgenden seien nur homogene Störkörper ($a = R$, $\varrho_1 = \varrho_2$) behandelt. Es ist dann

$$(\varrho_s/\varrho_0)_K = 1 + \frac{k_K R^3}{d} \left\{ \frac{x-d}{[(x-d)^2 + y^2 + h_0^2]^{3/2}} - \frac{x+d}{[(x+d)^2 + y^2 + h_0^2]^{3/2}} \right\} \quad (9)$$

und

$$(\varrho_s/\varrho_0)_Z = 1 + \frac{k_Z R^2}{d} \left\{ \frac{x-d}{(x-d)^2 + h_0^2} - \frac{x+d}{(x+d)^2 + h_0^2} \right\} \quad (10)$$

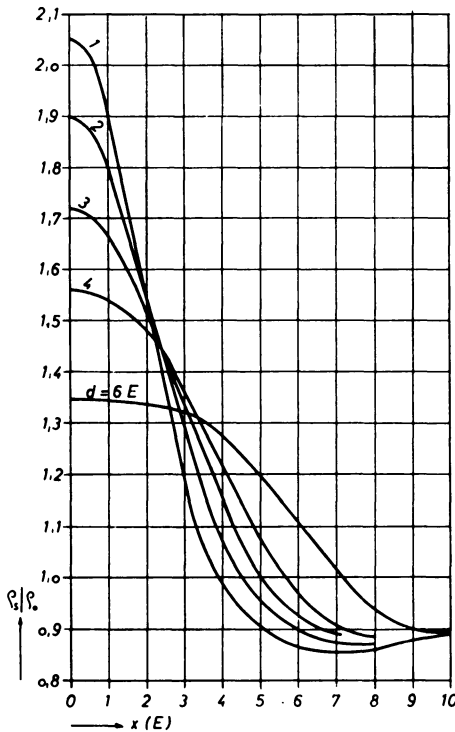


Abb. 2: Profilierung über einem zylinderförmigen Störkörper.

Profiling over a cylindrical body.

($\varrho_1/\varrho_0 \rightarrow \infty$; $R = 3,0 E$; $h = 1,0 E$; $\Lambda \rightarrow \infty$)

Abb. 2 zeigt (ϱ_s/ϱ_0) als Funktion von x mit d als Kurvenparameter, für einen hochohmigen, zylinderförmigen Störkörper. Für geometrische Größen wurde die beliebige Maßeinheit 1 E gewählt. Weitere Kurvendiagramme sind in einer früheren Arbeit veröffentlicht worden [TÖPFER, 1969].

2.1 *Sondenfehler über homogenem Untergrund*

Dieser Fall ist hier nur von theoretischem Interesse, da über homogenem Untergrund im allgemeinen ohnehin keine geoelektrischen Messungen durchgeführt werden. Man erhält Kurven, wie sie in Abb. 2 gezeigt wurden.

2.2 *Sondenfehler über geschichtetem Untergrund*

Im Hangenden eines zweigeschichteten Untergrundes sei ein Störkörper eingebettet. Die wahren spezifischen Widerstände der beiden Schichten seien $\bar{\varrho}_1$ und $\bar{\varrho}_2$. Die Mächtigkeit des Hangenden sei H_1 . Nach FOMINA [1962] kann man die beiden Schichten zu einem einzigen, fiktiven, homogenen Untergrund zusammenfassen, mit dem spezifischen Widerstand $\bar{\varrho}_0 = (\varrho_S)_A = \text{const}$, wenn gilt

$$\begin{aligned} H_1 &= \text{const} \\ \bar{\varrho}_2/\bar{\varrho}_1 &= \text{const} \\ \lambda &= \text{const} \end{aligned}$$

Damit wird Gleichung (9)

$$(\varrho_S)_K = (\varrho_S)_A \cdot \varrho_K \tag{11}$$

und Gleichung (10)

$$(\varrho_S)_Z = (\varrho_S)_A \cdot \varrho_Z \tag{12}$$

wenn zur Abkürzung

$$\varrho_K = 1 + \frac{k_K R^3}{d} \left\{ \frac{x-d}{[(x-d)^2 + y^2 + h_0^2]^{3/2}} - \frac{x+d}{[(x+d)^2 + y^2 + h_0^2]^{3/2}} \right\}$$

und

$$\varrho_Z = 1 + \frac{k_Z R^2}{d} \left\{ \frac{x-d}{(x-d)^2 + h_0^2} - \frac{x+d}{(x+d)^2 + h_0^2} \right\}$$

geschrieben wird. Bekanntlich ist

$$(\varrho_S)_A = \bar{\varrho}_1 \cdot \varrho_H \tag{13}$$

wenn man zur Abkürzung

$$\varrho_H = 1 + \frac{\lambda^2 - d^2}{d} \left\{ \sum_v^{1, \infty} \frac{\bar{k}^v}{[(\lambda+d)^2 + 4v^2 H_1^2]^{1/2}} - \sum_v^{1, \infty} \frac{\bar{k}^v}{[(\lambda-d)^2 + 4v^2 H_1^2]^{1/2}} \right\} \tag{14}$$

setzt. Darin bedeutet

$$\bar{k} = [1 - \bar{\varrho}_2/\bar{\varrho}_1] [1 + \bar{\varrho}_2/\bar{\varrho}_1]^{-1} \tag{15}$$

Setzt man Gl. (13) in die Gl. (11) und (12) ein, so wird schließlich

$$(\varrho_S/\bar{\varrho}_1)_K = \varrho_K \cdot \varrho_H \tag{16}$$

und

$$(\varrho_S/\bar{\varrho}_1)_Z = \varrho_Z \cdot \varrho_H \tag{17}$$

oder

$$\log(\varrho_S/\bar{\varrho}_1)_K = \log \varrho_K + \log \varrho_H \quad (18)$$

und

$$\log(\varrho_S/\bar{\varrho}_1)_Z = \log \varrho_Z + \log \varrho_H \quad (19)$$

Will man die Änderung des scheinbaren spezifischen Widerstandes berechnen, wenn das Sondenpaar einer SCHLUMBERGER-Anordnung in den Bereich eines Störkörpers zu liegen kommt, so genügt es, die Logarithmen der bekannten Funktionen ϱ_K bzw. ϱ_Z und ϱ_H zu addieren. Die Störungen in Profilkurven sind somit ganz ähnlich jenen, wenn das Muttergestein wirklich homogen ist, Abb. 2.

3. Elektrodenfehler

Kommt eine Elektrode in den Bereich eines Störkörpers zu liegen und ist das Sondenpaar sehr weit von diesem entfernt, so machen sich „reine Elektrodenfehler“ im ϱ_S -Verlauf bemerkbar. Modellversuche haben gezeigt, daß diese Fehler stets viel kleiner als die Sondenfehler sind.

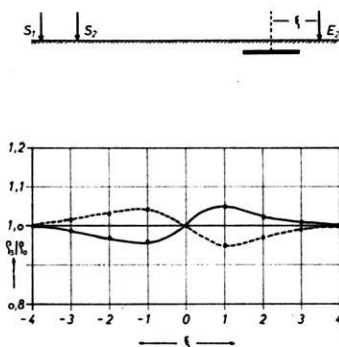


Abb. 3: „Elektrodenfehler“ bei eingelagertem kreisplattenförmigem Störkörper (Modellversuch).

“Current-electrode distortions” due to an embedded circular plate (model experiment).

($R = 1,5 E$; $h = 0,5 E$; $d = 1,0 E$; $A = 12,0 E$)

$\varrho_1/\varrho_0 \rightarrow \infty$; - - - - - $\varrho_1/\varrho_0 \rightarrow \infty$

In Abb. 3 sind die Ergebnisse zweier Experimente wiedergegeben. Der Störkörper ist einmal eine sehr schlecht leitende (ausgezogene Kurve) und einmal eine sehr gut leitende Kreisplatte (gestrichelte Kurve). Es ist

$$(\varrho_S/\varrho_0)_{\max} = 1,05$$

Das entspricht einem Fehler von 5%. Deutlich merkt man das Überschreiten eines Störkörpers am Elektrodenstrom (Stromabfall, wenn $k < 0$ und Zunahme, wenn

$k > 0$, bei konstanter Elektrodenspeisespannung). Der Einfluß auf den scheinbaren spezifischen Widerstand ist jedoch sehr gering und liegt im Bereich der möglichen Meßgenauigkeit, die vielfach mit ca. 10% angenommen wird.

4. Kombinierte Sonden- und Elektrodenfehler

Liegen das Sonden- und Elektrodenpaar im Bereich einer Inhomogenität, so zeigen die ρ_S -Kurven zwei Störungen, welche für $\Lambda/R \lesssim 4,0$ ineinander übergehen und für $\Lambda/R \gtrsim 4,0$ voneinander getrennt im Kurvenverlauf erscheinen.

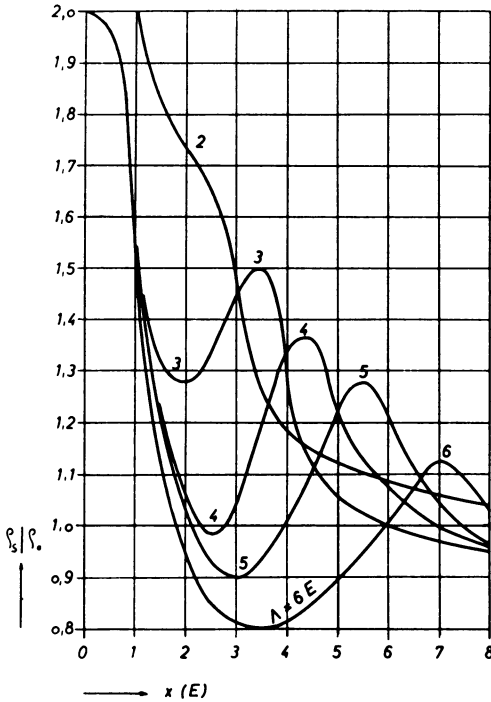


Abb. 4: Profilierung über einem kugelförmigen Störkörper (Modellversuch).

Profiling over a spherical body (model experiment).

($\rho_1/\rho_0 \rightarrow \infty$; $R = 3,0 E$; $h = 0 E$; $d = 1,0 E$)

Abb. 4 zeigt SCHLUMBERGER-Profilierungen mit variablen Λ über einer hochohmigen, kugelförmigen Einlagerungen. Es fällt zunächst auf, daß (ρ_S/ρ_0) für $(\Lambda/R) < 1,0$ größer als zwei werden kann. Dies liegt daran, daß eben Elektroden und Sonden im Bereich der Einlagerung liegen und der Störkörper die Erdoberfläche berührt.

Aus Abb. 4 entnimmt man weiter, daß neben dem zentralen Maximum ein zweites, seitliches auftritt (für $x > 0$), welches den Einfluß des Störkörpers auf die Elektrode charakterisiert. Mit zunehmenden λ nehmen die Amplituden dieser seitlichen Maxima rasch ab, die Amplituden der Minima zwischen den Maxima zu. Wählt man $\lambda/R \gtrsim 4,0$ so treten die Störungen der ϱ_S -Kurve getrennt auf.

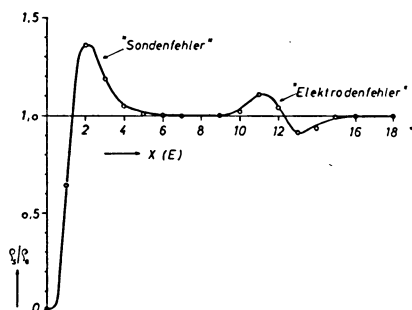


Abb. 5: Profilierung über einem kreisplattenförmigen Störkörper (Modellversuch).

Profiling over a circular plate (model experiment).

($\varrho_1/\varrho_0 \rightarrow 0$; $R = 1,5 E$; $h \approx 0 E$; $d = 1,0 E$; $\lambda = 12,0 E$)

Abb. 5 zeigt ein Beispiel hierzu. Der „reine Elektrodenfehler“ ist wiederum viel kleiner als der „reine Sondenfehler“.

5. Mögliche Fehlinterpretationen bei Profilierungen

Will man die Diskontinuitätsfläche eines zweigeschichteten Untergrundes verfolgen, so genügt es bekanntlich, eine Widerstandsprofilierung durchzuführen STERN, [1933]. Der scheinbare spezifische Widerstand wird dann bei konstanter Meßanordnung lediglich eine Funktion

$$\varrho_S = \varrho_S(H_1)$$

sein, wenn zusätzlich gilt

$$\bar{\varrho}_2/\bar{\varrho}_1 = \text{const}$$

Man kann dann zu jedem Wert von ϱ_S den entsprechenden Wert von H_1 berechnen. Sind die spezifischen Widerstände $\bar{\varrho}_1$ und $\bar{\varrho}_2$ unbekannt, jedoch $(\bar{\varrho}_2/\bar{\varrho}_1) = \text{const}$, so gibt die Profilierung den ungefähren Verlauf der Schichtgrenze wieder. Die wahre Teufe H_1 kann dann nicht mehr ermittelt werden. —

Befinden sich jedoch entlang des Profils oberflächennahe Störkörper, so kann die Interpretation ein verfälschtes Schichtenrelief ergeben. Im folgenden Beispiel sei $(\bar{\varrho}_2/\bar{\varrho}_1) = 4,0 = \text{const}$. Profiliert werde mit einer SCHLUMBERGER-ANORDNUNG mit $2\lambda = 15,0 E = \text{const}$. und $2d = 2,0 E = \text{const}$. Die Meßpunkte (P_1 bis P_{17}) sollen auf einer Geraden liegen.

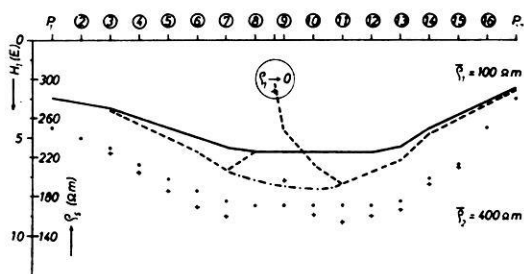


Abb. 6: Profilierung über zweigeschichtetem Untergrund mit eingelagertem zylinderförmigem Störkörper.

Profiling over a two-layered ground with a buried cylindrical interfering body.

- | | | | | |
|-------------|-----------------|-----------------------------|---|-----------------|
| ————— | wirklicher | actual | } Schichtgrenzenverlauf | discontinuities |
| - - - - - | gestörter | distorted | | |
| - · - · - · | vermuteter | expected | | |
| · · · · · | ρ_S -Werte | entsprechend dem wirklichen | Schichtgrenzenverlauf | |
| | | ρ_S -values | corresponding to the actual discontinuities | |
| + + + + + | gestörte | ρ_S -Werte | distorted ρ_S -values | |

In Abb. 6 ist eine synklinale Diskontinuitätsfläche (ausgezogene Linie) angenommen und die dazugehörigen ρ_S -Werte (Punkte) dem tabellarischen Werk von ORELLANA und MOONEY [1966] entnommen worden. Nun befindet sich aber zwischen den Meßpunkten P_8 und P_9 ein zylinderförmiger, oberflächennaher Störkörper. Seine Parameter seien: $R = h = 1,0 E$ und $k_Z = -1,0$.

Nach den Gleichungen (10), (14) und (17) lassen sich die ρ_S -Werte berechnen, die man nun messen wird. Sie sind in Abb. 6 mit Kreuzen eingetragen. Dabei werden hier nur die Sondenfehler berücksichtigt, da für $h = 1,0 E$ die Elektrodenfehler zu vernachlässigen sind. Wollte man nun aus den erhaltenen ρ_S -Werten die Tiefe der Diskontinuitätsfläche berechnen, so würde man einen anderen Schichtgrenzenverlauf bekommen (gestrichelt). Die Meßwerte bei P_8 und P_{10} würde man vielleicht als „gestört“ bezeichnen und zwischen P_7 und P_{11} interpolieren (strichpunktiert). Man kommt somit zu einem Schichtgrenzenverlauf der tiefer als der wahre liegt. Der maximale Fehler würde in diesem Beispiel $\Delta H_1 = +33\%$ betragen. Andererseits hätte man vielleicht zwischen P_7 und P_{11} eine Bruchzone vermuten können.

6. Mögliche Fehlinterpretationen bei Sondierungen

Oberflächennahe Störkörper können auch bei Sondierungen zu Fehlinterpretationen führen.

Im Modellversuch wurden über homogenem Untergrund (Wasser, $\rho_0 = 29 \Omega m$) entlang eines Profils Sondierungen durchgeführt. Bei $x = 0$ wurde eine hochohmige, kugelförmige Einlagerung angebracht ($R = 3,0 E$, $h = 0$). Die gemessenen Sondier-

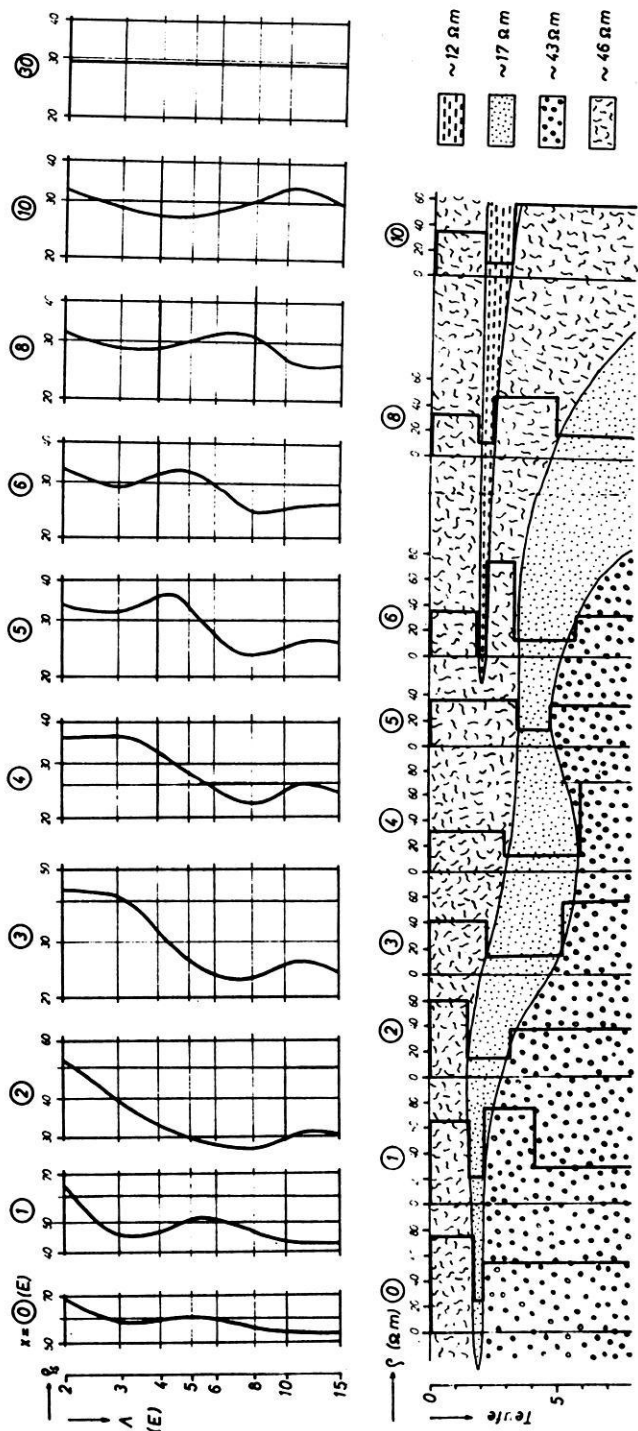


Abb. 7: Sondierung über homogenem Untergrund mit eingelagertem kugelförmigen Störkörper und deren mögliche Interpretation (Modellversuch).

Soundings over homogeneous ground with a buried spherical body and its possible interpretation (model experiment).

$(\rho_1/\rho_0 \rightarrow \infty; R = 3,0 E; h \sim 0 E; d = 1,0 E)$

kurven sind im oberen Teil der Abb. 7 aufgezeigt. Die Kurven zeigen alle Drei- bis Fünf-Schichten-Charakter. In größerer Entfernung vom Störkörper erhält man wieder ungestörte Sondierkurven ($x = 30,0$ E).

Erkennt man den gestörten Charakter der Kurven nicht, so würde man, wie es in der Praxis fast ausschließlich geschieht, durch Vergleich mit theoretisch berechneten Mehrschichtkurven auswerten. Im unteren Teil von Abb. 7 sind die gemessenen Kurven mit dem Hilfspunktverfahren ausgewertet und die Ergebnisse in einem Profil dargestellt worden [EBERT, 1943].

Würde man bis $x = 5,0$ E die Kurven als „Dreischichtkurven“ ansehen, so hätten das Hangende und Liegende der niederohmigen „Zwischenschicht“ ($\bar{\rho} = 12 \Omega\text{m}$) im Mittel annähernd die gleichen spezifischen Widerstände ($\bar{\rho} = 45 \Omega\text{m}$). Ab $x = 6,0$ E fällt diese niederohmige „Zwischenschicht“ nach unten hin ab und es tritt eine zweite niederohmige „Schicht“ ($\bar{\rho} = 12 \Omega\text{m}$) auf, deren Mächtigkeit mit größer werdenden x zunimmt und zwischen $x = 5,0$ E und $x = 6,0$ E auskeilt.

Es ist eigentlich interessant, daß diese niederohmigen „Schichten“ auftreten können, obwohl bei $x = 0$ eine hochohmige Einlagerung eingebettet ist. In Anlehnung an die Seismik kann man vielleicht auch von „goelektrischen Phantom-Horizonten“ sprechen.

Dieses Beispiel sollte nur grundsätzlich die Möglichkeiten von Fehlinterpretationen aufzeigen. Sondiert man über geschichteten Untergrund und kommt in den Bereich einer Einlagerung, so treten ähnliche Fehler auf, die aber noch komplizierter sein werden. —

7. Das Erkennen gestörter Meßkurven

Für die Praxis wäre es notwendig, ungestörte von gestörten Meßkurven unterscheiden zu können, um letztere von der Interpretation auszuschließen. Mit einiger Erfahrung wird dies auch gelingen, manchmal jedoch nicht. Sondiert man entlang eines Profiles, so kann man vor der Auswertung der Sondierkurven, ρ_S als Funktion des Ortes mit einigen Λ -Werten als Parameter aufzeichnen. Erkennt man dabei Kurvenverläufe ähnlich der Abb. 2, so kann man auf eine Inhomogenität schließen. Allerdings ist meistens der Meßpunkteabstand zu groß im Vergleich zu den Dimensionen eines möglichen Störkörpers gewählt, so daß man keine geschlossenen Kurvenzüge bekommen wird. —

Sondiert man mit der SCHLUMBERGER-Anordnung, so wird man mit größer werdenden Λ von Zeit zu Zeit auch den Sondenabstand $2d$ vergrößern müssen. Dies führt zu einem Sprung in der Sondierkurve, da (d/Λ) sprunghaft geändert wird. Dieser Einfluß kann jedoch rechnerisch erfaßt und die Sondierkurve entsprechend korrigiert werden [DEPPERMAN, 1954]. Befindet sich zwischen dem Sondenpaar eine Einlagerung, so wird bei Vergrößerung des Sondenabstandes, nach oben genannter Korrektur, die Meßkurve immer noch eine Unstetigkeitsstelle aufweisen. Vergrößert man jedoch den Sondenabstand $2d$ nicht sprunghaft, sondern stetig auf den neuen Wert $2d_1$

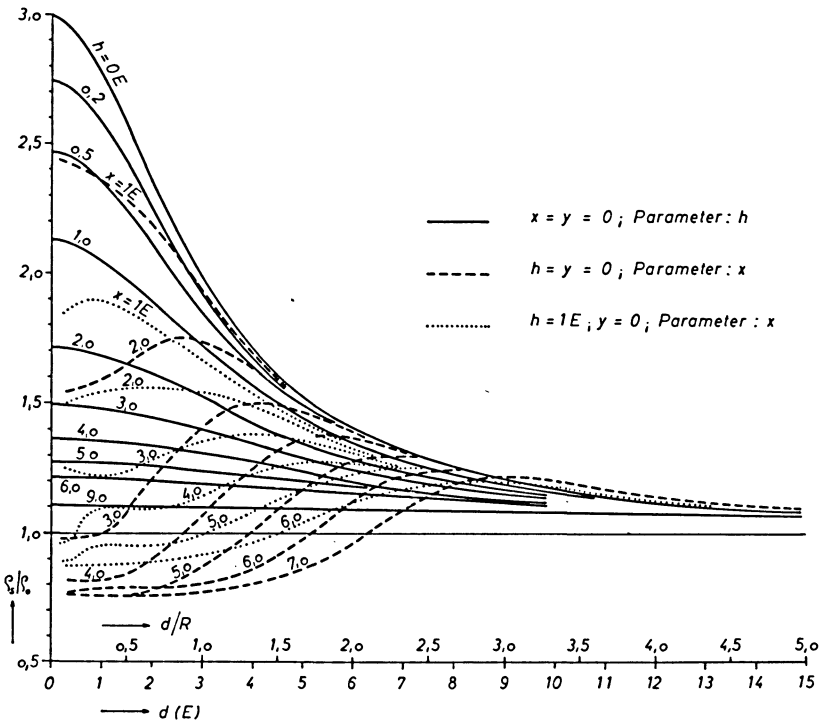


Abb. 8: Zylinderförmiger, sehr schlecht leitender Störkörper.

Cylindrical interfering body with high resistivity.

($\rho_1/\rho_0 \rightarrow \infty$; $R = 3,0 E$; $\Lambda \rightarrow \infty$)

und mißt jeweils die dazugehörigen ρ_S -Werte, so kann man, wie das Beispiel in Abb. 8 zeigt, auf einen Störkörper im Sondenbereich schließen, wenn die gemessenen Kurven den berechneten ähneln. —

Es wird manchmal angenommen, daß bei einem Sprung in der Meßkurve sich der zweite Kurvenast dem ersten für $\Lambda \rightarrow \infty$ asymptotisch nähert und somit die gestörte Sondierkurve graphisch korrigiert werden kann. Abb. 9 zeigt ein verschiedentlich zitiertes Beispiel. Bis $\Lambda = \Lambda_{t+2}$ wurde mit dem Sondenabstand $2d = 2d_0$ sondiert. Beim Wechsel von $2d_0$ auf $2d_1$ macht sich ein Sprung in der Meßkurve bemerkbar. Die Kurve wurde zusätzlich überlappt.

Die Kurve wurde unter der Annahme:

$$\lim_{\Lambda \rightarrow \infty} \rho_S(d_0) = \lim_{\Lambda \rightarrow \infty} \rho_S(d_1) = \bar{\rho}_2$$

durch Parallelverschiebung des zweiten Kurvenastes „korrigiert“ (strichpunktiert). Dabei ist man von der Voraussetzung ausgegangen, daß ab einem bestimmten Λ und der damit erzielbaren Aufschlußteufe, die viel größer als die Teufe der Einlagerung

ist, der Einfluß des Störkörpers auf die geoelektrische Messung verschwindend klein wird. Jedoch zeigt Abb. 2 u. a. (dort wurden ja eben die Kurven für $\Lambda \rightarrow \infty$ berechnet), daß diese Annahme nicht zutreffen kann. Die Störungen in Meßkurven

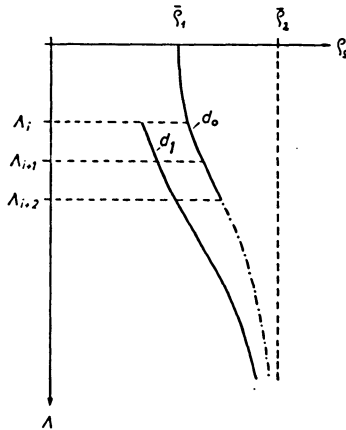


Abb. 9: Gestörte Sondierkurve und ihre vermeintliche Korrektur.

Distorted sounding-curve and its supposed correction.

sind um so größer, je kleiner der Sondenabstand gewählt wird. Sie sind jedoch unabhängig von der erzielten Aufschlußtiefe [TÖPFER, 1969].

Somit gilt die Ungleichung

$$\lim_{\Lambda \rightarrow \infty} \varrho_S(d_0) \neq \lim_{\Lambda \rightarrow \infty} \varrho_S(d_1) \neq \bar{\varrho}_2 \quad (20)$$

und die gestörten Kurven können nicht, wie beschrieben, korrigiert werden.

Eine Möglichkeit, gestörte Sondierkurven zu erkennen, ist durch die modifizierten Meßverfahren nach CARPENTER [1955, 1956] und JAGANNADHA SARMA [1961] gegeben. Jedoch bedarf es noch weitgehender Erfahrungen, um mit Sicherheit auf Störungen, infolge oberflächennaher Einlagerungen, schließen zu können. —

Literatur

CARPENTER, E. W.: Some notes concerning the Wenner Configuration. Geophysical Prospecting 3, 388, 1955

CARPENTER, E. W., and G. M. HABERJAN, A Tripotential method of resistivity prospecting. Geophysics, XXI, 2, 455, 1956

DEPPERMAN, K.: Die Abhängigkeit des scheinbaren Widerstandes vom Sondenabstand bei der Vierpunkt-Methode. Geophysical Prospecting 2, 260, 1954

- EBERT, A.: Grundlagen zur Auswertung geoelektrischer Tiefensondierungen. Zeitschr. f. angew. Geophysik, 10, 1, 1943
- FOMINA, V. I.: Allowance for the influence of vertical and inclined surfaces of separation when interpreting electric probings. Applied Geophysics in U.S.S.R., Pergamon Verlag, New York, 271, 1962
- FRITSCH, V.: Elektrische Messungen an räumlich ausgedehnten Leitern. Verlag G. Braun, Karlsruhe, 1960
- JAGANNADHA SARMA, V. V.: Modified tripotential prospecting method. Geophysical Prospecting, IX, 4, 568, 1961
- ORELLANA, E., and MOONEY: Master tables and curves for vertical electrical sounding over layer-ed structures. Interciencia, Madrid, 1966
- STERN, W.: Die Bestimmung des Verlaufes geneigter Diskontinuitätsflächen (einfallende Schichtgrenzen und Verwerfungen) durch das Widerstandsverfahren. Zeitschr. f. Geophysik, 8, Heft 3/4, 1, 1932
- TÖPFER, K. D.: Die Ortung von Störkörpern mit dem Schlumberger-Meßverfahren. Archiv f. Meteorologie, Serie A, Band 18, Heft 1—2, 1969

Zur Problematik der Deutung paläomagnetischer Meßergebnisse auf Grund von Untersuchungen an den Basalten des Paläovulkans Vogelsberg in Hessen¹⁾

Von E. SCHENK, Gießen-Hungen²⁾

Eingegangen am 2. September 1968

Zusammenfassung: Von 33 Kernbohrungen im Basalt des Vogelsberges in Hessen wurden über 5000 Proben für paläomagnetische Messungen geschnitten, um die Inklination, Remanenz, Suszeptibilität und den Königsberger-Faktor festzustellen. Die Messung lückenloser Profile durch Großeinheiten und Untereinheiten von Effusiv- und Intrusivbasalten führte zu der Erkenntnis, daß die Parameter der Magnetisierung gesetzmäßig variieren, indem sie eine Funktion des Abstandes von den Grenzflächen sind. Repräsentative paläomagnetische Daten sind nur im Bereich der Mitte der Gesteinseinheiten zu erwarten. Die bisherigen Deutungen paläomagnetischer Meßergebnisse haben keine gesicherten Grundlagen.

Summary: The palaeomagnetic parameters of more than 5000 samples of cores taken from 33 drilling holes through innumerable basalt units of the Vogelsberg Paleovolcano in Hessen were measured. Measurements of specimens of thin and thick layers without any gap proved that inclination, natural remanence, susceptibility and Königsberger factor are dependent on their distance from the surface of units, layers, lamelles etc. Therefore representative datas for the evaluation of palaeomagnetic measurements can be expected only in the interior part of lava flows, intrusions a.s.o. The statistic method which encloses all values of measurements gives significant datas which are not appropriate for the interpretation of palaeomagnetic and geological events.

Ziel der Untersuchung

Es ist bekannt, daß die Parameter von magnetischen Proben aus vulkanischen Gesteinsdecken, wie z. B. von Lavaströmen, eine Streuung aufweisen und deshalb statistische Methoden erfordern, um signifikante Werte zu erhalten. Nachdem es wiederholt gelang, solche Signifikanzen mit radiometrischen Altersbestimmungen von Gesteinen zu korrelieren, glaubt man allgemein, damit nicht nur die Geschichte der Wanderung und Vertauschung der magnetischen Pole der Erde, sondern auch physi-

¹⁾ Der Inhalt dieses Beitrages war Thema eines Vortrages in der Sektion für Paläomagnetismus auf dem Internationalen Kongreß für Quartärgeologie am 30. 8. bis 5. 9. 1965 in Boulder-Denver/USA und auf der Tagung der Meteorologen und Geophysiker am 1.–6. 4. 1968 in Hamburg.

²⁾ Dr. E. SCHENK, Zweckverband Oberhessischer Versorgungsbetriebe, Geologische Forschungsstelle, 6303 Hungen, Niddaerstraße 2.

kalische Fundamente einer Stratigraphie speziell vulkanischer Gesteinsformationen gewonnen zu haben und sogar geotektonische Ereignisse, wie z. B. die Kontinentalverschiebung, datieren zu können.

Viele Widersprüche, die sich beim Vergleich der ermittelten paläomagnetischen Daten von Gesteinen aus allen Teilen der Erde ergeben haben, bleiben durch Unsicherheiten auf geologischer Ebene und Ungewißheiten oder Lücken der physikalischen Beobachtung vom Gewicht einer Kritik unberührt, zumal da die Bedingungen für die umgekehrte Magnetisierung eines Gesteins bzw. eines Minerals physikalisch und mineralogisch definiert [NEEL 1951 u. 1955, BLACKETT/IRVING 1964] und die Möglichkeiten ihres Auftretens und ebenso auch der sekundären Aufheizung und damit zusammenhängender Ummagnetisierung physikalisch beschränkt und überschaubar erscheinen.

In Anbetracht solcher Feststellungen mußte es wichtig und ungemein reizvoll erscheinen, die geologischen, speziell die vulkanologischen Ereignisse in globaler Perspektive geomagnetisch zu erfassen und die Daten einer geomagnetischen Geschichte der Erde zu sammeln.

Auch im Paläovulkan Vogelsberg und seiner Umgebung waren Untersuchungen in dieser Richtung vorgenommen worden [ANGENHEISTER 1956, HAHN 1956, TURKOWSKY 1963, SCHULT 1963, NAIRN 1961 und 1962, MURAWSKI 1965], und gerade die Ergebnisse der in statistisch-methodischer Hinsicht vorbildlichen Untersuchung von ANGENHEISTER [1956] schienen die Berechtigung zur Anwendung der paläomagnetischen Methode für eine Gliederung des Basaltdeckenkomplexes dieses Vulkangebirges auf Grund paläomagnetischer Daten zu geben. Zu diesem Zwecke wurden die im Rahmen hydrogeologischer Untersuchungen niedergebrachten Kernbohrungen seit 1960 untersucht. Aber schon die ersten Meßserien gaben zu erkennen, daß nicht nur große Streuungen der Remanenz [TURKOWSKY 1963] und Inklination vorhanden waren, sondern auch eine gewisse regelmäßige Verteilung der Magnetisierung in den einzelnen Basaltlagern existiert.

Ähnliche Beobachtungen über die Remanenz wurden schon an den Stormberg-Laven von J. S. V. ZIJL, K. W. T. GRAHAM und A. L. HALES [1962] sowie an den Patetere Ignimbriten bei Waipapa (Neuseeland) von HATHERTON [1954] gemacht. Diese Erscheinungen sind bislang unerklärt geblieben [IRVING 1964]. Zur Sicherung der Deutung paläomagnetischer Meßergebnisse ist es aber notwendig, zu wissen, ob diese mehr oder weniger regelmäßigen Streuungen Ausnahmen darstellen oder oft auftreten oder sogar eine Gesetzmäßigkeit verbergen, denn es könnte ja sein, daß die paläomagnetischen Daten einer Probe, die an einer beliebigen Stelle einer Lavaergußdecke entnommen worden ist, zwar charakteristisch sind für die spezielle Entnahmestelle, jedoch nicht repräsentativ für eine stratigraphische Korrelation und die Lage des paläomagnetischen Poles der Erde.

Um Klarheit hierüber und sichere Grundlagen zu gewinnen, wurde deshalb die Verteilung der Magnetisierung, d. h. die Remanenz, die Inklination und die Volumen-

suszeptibilität längs der Vertikalen von Basaltkörpern (Lavadecken, Lagergängen usw.) untersucht.

Die Untersuchungsmethode

Nach der von allen Paläomagnetikern anerkannten Methode werden Proben (samples) aus den Gesteinseinheiten orientiert entnommen und in Teilproben (specimen) geschnitten, an ihnen die Werte vor und nach einer Entmagnetisierung bestimmt und gemittelt [CREER 1957, RUNCORN 1955, IRVING 1964, COX and DOELL 1960 u. a.]. Die statistische Behandlung der Meßergebnisse wird damit maßgebend.

Gewöhnlich werden in einem Aufschluß die orientierten Proben in irgendwelchen Grenzonen entnommen, denn nur die Schichtflächen, Oberflächen einer Lage, Kluffflächen usw. bieten die leichten Möglichkeiten für das Abschlagen von Kanten und den Ansatz des Bohrgerätes. Wohl nur selten bietet sich im natürlichen Aufschluß der zentrale Teil einer Gesteinslage oder Schicht zur Entnahme von Proben an. Von den Autoren ist über die Art der Probenentnahme aber kaum etwas mitgeteilt. Es ist daher nicht möglich, aus der Literatur genaue Ortsangaben über die Proben, wie z. B. über ihren Abstand von der oberen oder unteren Grenzfläche des Ergusses oder seiner Lagen zu entnehmen. Allen bisherigen Angaben paläomagnetischer Daten haftet also diese große Ungewißheit an.

Die Möglichkeit der Entnahme von Proben als geschlossene lückenlose Folge sowohl durch einzelne Gesteinslagen als auch durch mächtige Folgen von Basaltlagen war durch Kernbohrungen im westlichen Vogelsberg gegeben. Von den im Rahmen unseres Untersuchungsprogrammes bis jetzt niedergebrachten 80 Kernbohrungen wurden 33 mit rd. 4000 lfd. Bohrmeter (Abb. 3) paläomagnetisch über ihre ganze Länge bzw. Tiefe untersucht. Sie lieferten über 5000 Proben, die so geschnitten wurden, daß ihre Länge gleich dem Durchmesser von meist rd. 7—11 cm ist. Es ergab sich damit eine sehr große Zahl lückenloser, kontinuierlicher Meßreihen durch die Basaltlagen und -lager. Gemessen wurde mit der Förster-Sonde [fluxgate magnetometer, TURKOWSKY 1963, FROMM 1967] die Inklination (i), die Remanenz (r_n) und die Suszeptibilität (k).

Die Meßergebnisse einer beschränkten Anzahl von Proben wurden im Institut für Geophysik der Georg-August-Universität, Göttingen, zusammen mit Herrn FROMM, dem ich auch an dieser Stelle danke, an der dortigen Förster-Sonde und mit dem astatischen Magnetometer geprüft und für richtig befunden. Ebenso wurde dort an denselben Proben eine Entmagnetisierung im Wechselfeld vorgenommen, während eine thermische Entmagnetisierung im eigenen Labor an einer großen Anzahl von Proben durchgeführt worden ist. Die Messungen an Teilproben (specimen), die von großen Proben (samples) abgeteilt worden waren, ergaben so geringe Unterschiede, daß die an den großen Proben gewonnenen Werte als richtig anzusehen sind.

Bei der Entmagnetisierung ergab sich, daß die Tuffe, Tuffite und Laterite eine weiche Komponente haben [SCHENK 1968], während die Magnetisierung der Basalte

Tabelle 1: Bohrung Nr. 31 — Rainrod — Thermische Entmagnetisierung bei 220 °C.

Probe-Nr.	Gestein	Teufe m	vor	Inklination J_{rn}		nach
				nach der Erhitzung	vor	
4	Tholeiit	96,30	48	45	0,71	0,48
5		96,50	49	48	0,75	0,74
6		96,70	47	56	0,86	0,82
7		96,90	45	52	0,81	0,72
8	Alkalibasalt	131,50	51	70	4,65	5,50
9		136,30	56	75	3,98	3,30
10		134,90	60	68	3,33	5,00
11		135,40	73	77	4,47	3,55
12		290,20	-40	73	2,72	13,30
13	290,30	-15	70	3,90	10,20	
14	290,36	9	-67	3,85	8,44	
15	290,90	6	-64	3,03	6,00	
16	Tholeiit	261,50	-90	30	1,03	0,30
17		261,60	-61	11	1,09	0,62
18		261,70	-66	69	1,22	1,62
19		261,90	-65	52	1,18	0,62

sich durchweg als hart und stabil auswies (Tab. 1). Bei ihnen ergab sich außerdem überraschenderweise, daß umgekehrt magnetisierte Proben, die bei kontinuierlich zunehmender Tiefe eine geschlossene Reihe mit gleicher Inklination bildeten, nach der Entmagnetisierung eine Streuung aufweisen, die sich in der graphischen Darstellung bogenförmig aufreht und nicht selten in den Bereich der normalen Magnetisierung übergeht (Abb. 4) und damit eine Ummagnetisierung zu erkennen gibt. Meist ergab sich durch die Entmagnetisierung eine Inklination, die nur wenig kleiner war als vorher. In keinem Fall wurde die Streuung der Inklinationswerte bis auf Null vermindert, ihre Gesetzmäßigkeit vielmehr eher noch betont (Tab. 1). Dieser Befund wurde auch bestätigt durch Messungen an Teilproben (specimen), die aus den großen Proben (samples) orientiert herausgeschnitten worden waren.

Die Streuung der Meßwerte an Proben aus einem Aufschluß ist eine bei fast allen Untersuchungen zu beobachtende Erscheinung und ist auch bei größter Genauigkeit bis zu einem gewissen Maße bedingt durch subjektive und systematische Meßfehler. Für ihre Eliminierung bieten die statistischen Methoden ausreichende und sichere Mittel und Wege. Durch sie wurden aber bislang auch größere Abweichungen ausgeglichen, die sich bei den Messungen an Proben aus dem gleichen Aufschluß oder gleichen geologischen Einheiten ergeben. Ob solcher Ausgleich und solche Mittelung zulässig oder unzulässig sind, sollte die Untersuchung erweisen.

Um die grundsätzliche Bedeutung dieses Verfahrens herauszustellen, seien die Feststellungen von verschiedenen Autoren aufgeführt. So fand ANGENHEISTER [1956] eine gemittelte Inklination von 57° bzw. $-59,8^\circ$, TURKOWSKY [1963] von 64° bzw. -70° , NAIRN [1961 u. 1962] von 43° u. 63° , SCHULT [1963] von $66,63^\circ$ u. -63° . Die Mittelung der Inklinationswerte der rd. 5000 Kernproben aus dem westlichen Vogelsberg aber ergibt eine Inklination von nur 55° (s. Tab. 2, Abb. 2).

Tabelle 2: Häufigkeiten der Inklinationswerte von 4107 Bohrkernproben aus 27 Bohrungen im westlichen Vogelsberg.

(Das Vorzeichen für die Inklination ist hier nicht berücksichtigt)

Inklination in Grad Klasse	Zahl der Proben	Häufigkeiten in %	%
0—5	53	1,29	32,89
6—10	70	1,70	
11—15	74	1,80	
16—20	68	1,66	
21—25	78	1,89	
26—30	118	2,87	
31—35	120	2,92	
36—40	145	3,53	
41—45	230	5,60	
46—50	395	9,63	
51—55	570	13,89	27,50
56—60	559	13,61	
61—65	407	9,91	19,11
66—70	378	9,20	
71—75	366	8,91	
76—80	336	8,18	17,09
81—85	121	2,95	
86—90	19	0,46	3,41
	4107	100,00	100,00

Zur Geologie des Untersuchungsgebietes

Die Proben für die paläomagnetischen Messungen stammen aus Basalteffusions- und Intrusionskörpern in der westlichen Hälfte des Paläovulkans Vogelsberg (Abb. 1). Der Paläovulkan ist im Miozän in der Hessischen Senke auf einer der großen irdischen N—S streichenden kontinentalen Geofrakturen aufgebaut worden. Der Zentralvulkan entwickelte sich dort, wo alte NO—SW und NW—SO verlaufende Geofrakturen sich schneiden und dabei die N—S Bruchzone, die Fortsetzung des Rheingrabens kreuzen.

Durch die Erosion im Pleistozän ist das im Pliozän fast eingerumpfte vulkanische Gebirge [s. SCHENK 1968] über eine Höhe von fast 700 m zwischen Talsohle und Gipffläche aufgeschlossen. Einige besonders tiefe Kernbohrungen geben zusätzlich Einblick in weitere 322 m Vulkanite des zentralen Gebirgstels zwischen Schotten und

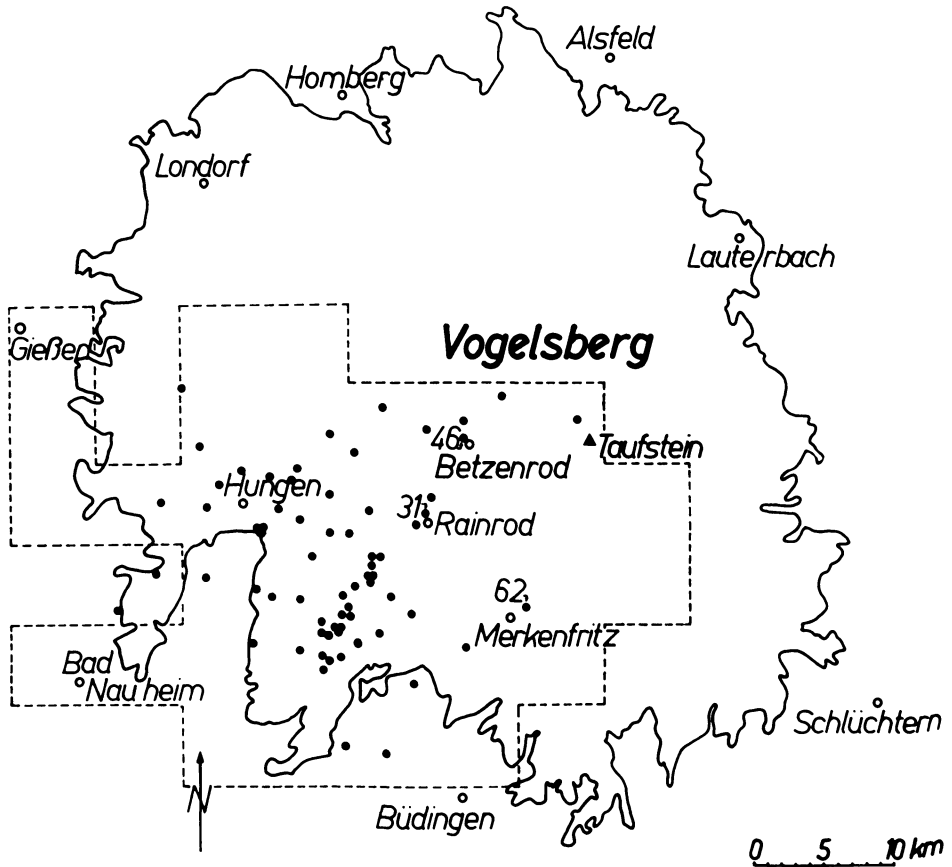


Abb. 1: Karte mit den Grenzen der geschlossenen Vulkanitdecke und des vermessenen geomagnetischen Feldes sowie der Lage der paläomagnetisch untersuchten Kernbohrungen.

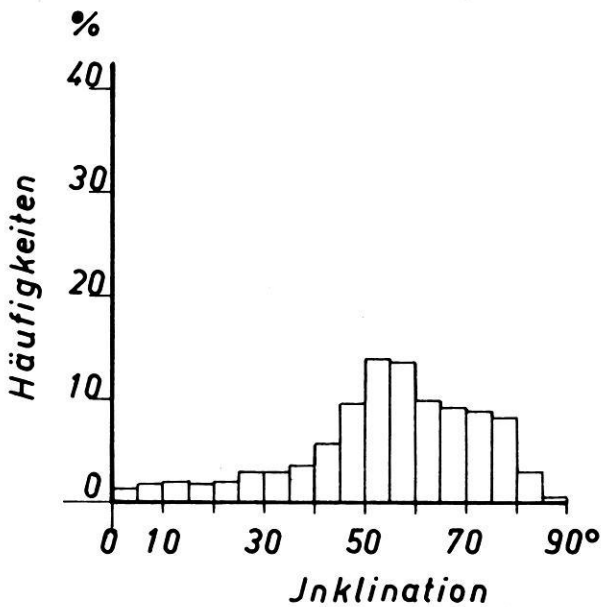


Abb. 2: Histogramm der an über 4100 Proben aus 27 Kernbohrungen gemessenen paläomagnetischen Inklinationswinkel.

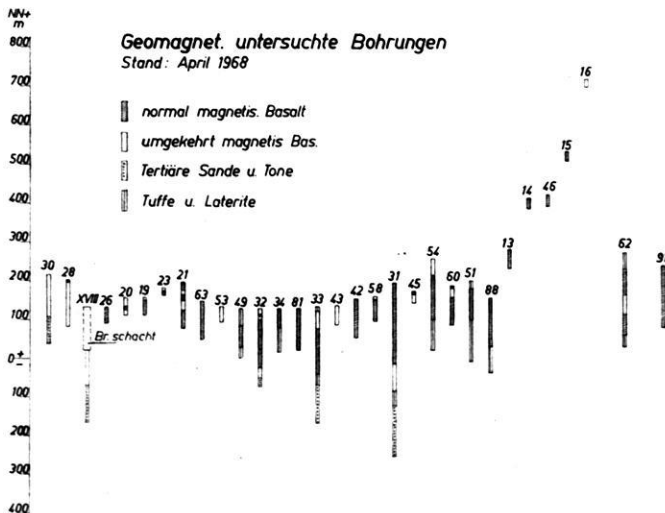


Abb. 3: Normale und inverse Magnetisierung der Kernproben aus 31 Bohrungen im westlichen Vogelsberg.

Rainrod, so daß unter Berücksichtigung der geologischen Karten und einer Vermessung des geomagnetischen Feldes in einem Gebiet von über 38 Kartenblättern 1:10000 vom Westrand des Vulkans am Taunus bis in sein Zentralgebiet (30 km = Radius des Paläovulkans) ein gutes Bild von seinem Aufbau aus Tuffiten, Tuffen mit lateritischen Böden und Basaltergußdecken sowie horizontalen und vertikalen Intrusivkörpern entworfen werden kann [SCHENK 1968].

Kalkhaltige Tuffite bildeten die ersten Ablagerungen und füllten die Senke des Meeres im Aquitan zwischen dem Schiefergebirge und dem zentralen Teil des Vogelsberges, während auf der hohen Schulter des Grabens, d. h. der Ostabdachung des Vulkans, Tuffe abgelagert wurden. Im späten Aquitan und im Burdigal nachfolgende Lavaströme aus Tholeiit, bisher als Trappbasalt in der Literatur beschrieben [SCHOTTLER 1937], sind durch dünne Tuffschichten meist getrennt. Im Burdigal und Helvet treten auch bereits Alkalibasaltergüsse auf. Durch Fauna belegt sind Alkalibasalte auch aus dem Torton und Sarmat. Mit sehr basischen Schmelzen, den Basaniten [SCHOTTLER 1937], endete wahrscheinlich im ausgehenden Obermiozän der Vulkanismus [SCHENK 1968]. Ob diese Förderfolge, die durch horizontale Intrusionen (sills, Subfusionen, SCHENK 1964) sehr gestört bzw. verwickelt ist, das ganze Gebiet einheitlich beherrschte oder an verschiedenen Stellen gleichzeitig auch verschiedene Laven gefördert wurden, ist eine noch offene Frage, die wahrscheinlich erst durch radio-metrische Altersbestimmungen definitiv gelöst werden kann.

Gegenüber rezenten Vulkanen bietet der Paläovulkan Vogelsberg wie manch anderer Paläovulkan die Schwierigkeiten, die mit der Trennung und Deutung der unterschiedlichen Gesteinslagen als Effusiv- und Intrusivkörper in einem vulkanischen Sockelstockwerk verbunden sind [SCHENK 1964]. Er ruht auf den Schichtenfolgen des Buntsandsteins und tertiärer (oligozäner und aquitaner) Sedimente, die sein Fundament bilden. In einer ganzen Anzahl von Bohrungen wurde es erreicht, so daß die Untersuchung sich auf die gesamte Höhe des Vulkans erstrecken konnte (Abb. 3).

In der Karte (Abb. 1) ist die Lage der Bohrungen und Aufschlüsse, von denen Proben untersucht wurden, gekennzeichnet. Das geomagnetisch vermessene Gebiet ist in ihr umgrenzt. Eine ausführliche Darstellung dieser ganzen Untersuchungsergebnisse soll in einer besonderen Ausarbeitung erfolgen. An dieser Stelle werden nur ausgewählte Beispiele von der Verteilung der Inklination in den einzelnen Basaltlagen gebracht. Sie können beliebig vermehrt werden, sind also keine Sonderfälle.

Das Gesamtbild der Verteilung der Magnetisierung in der Vertikalen

Die paläomagnetische Gliederung in der Bohrung Nr. 62 — Merkenfritz

Einen Überblick über eine durchaus nicht ungewöhnliche, vielmehr typische Verteilung der magnetischen Parameter in der Vertikalen eines Vulkanprofils soll die Bohrung Nr. 62 — Merkenfritz (Abb. 5) vermitteln. In der graphischen Darstellung der Inklination (i), des Betrages der natürlichen Remanenz (J_{rn}), der Suszeptibilität (k) und schließlich des Königberger-Faktors (Q) sind unter fast 50 m Deckschichten

Bo. 31 Rainrod I

Thermische Entmagnetisierung bei 220° C

- vor der Erhitzung
- + nach

Probe Nr.	Gestein	Inklination <i>i</i>						nat. Rem. Jrn	
		+			-			5	10·10 ⁻³
		90°	60	30	30	60	90°		
4	Tholeiit	•+						•	
5		•+						♦	
6		+•						♦	
7		+•						•	
8	Alkali. Bas.	+ •						+ •	
9		+ •						+•	
10		+•						• +	
11		+•						+•	
12	Alkali. Bas.	+			•			•	+
13		+			•			•	+
14				•		+		•	+
15				•		+		•	+
16	Tholeiit				+		•	+•	
17				+		•		+•	
18		+				•		•+	
19		+				•		+•	

Abb. 4: Wirkung der thermischen Entmagnetisierung bei 220° Celsius an 19 Kernproben aus Bohrung 31, Rainrod, aus 4 dicht geschlossenen Meßreihen.

Merkenfritz , Kernbohrung 62

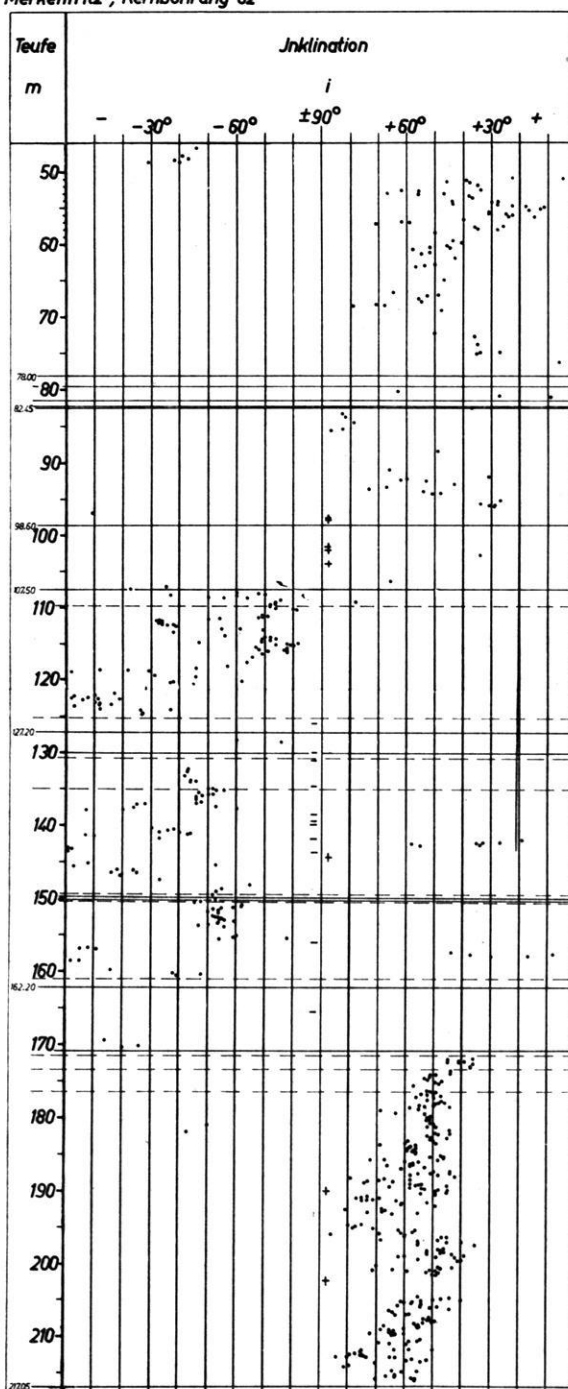


Abb. 5: Graphische Darstellung der Inklination im Basalt der Bohrung 62 bei Merkenfritz im westlichen Vogelsberg (s. a. Abb. 16, S. 382).

drei große Basalteinheiten zu erkennen. Die Vorzeichen der Inklination wechseln. Ein oberer Komplex reicht von rd. 50 m bis fast 110 m, ein mittlerer mit inverser Magnetisierung bis in rd. 170 m und der dritte mit normaler Magnetisierung bis an die Untergrenze des Basaltes in rd. 220 m Tiefe. Diese drei Bereiche haben also fast gleiche Mächtigkeiten (ungefähr 50–60 m). Die Gliederung tritt dadurch deutlich hervor, daß bei der Inklination die Vorzeichen wechseln und die Inklination in den Grenzzonen sehr klein, die Remanenz sehr groß ist. Die Volumenssuszeptibilität ist hier dagegen bemerkenswert kleiner als im Innern der Einheiten. Der Königsberger-Faktor ist in den Grenzzonen ebenfalls auffallend groß. An Hand dieser charakteristischen Änderung der paläomagnetischen Daten läßt sich auch eine Untergliederung der Großeinheiten erkennen, die der geologischen und petrographischen genau entspricht.

Das geologische Profil

Unter einer bis in rd. 10 m Tiefe reichenden jungquartären Deckschicht folgen tonige, zersetzte Tuffe und Tuffite und Basaltbrocken und ein aus ihren Verwitterungsprodukten zusammengesetzter vielfarbiger Detritus bis in rd. 20 m Tiefe und darunter feine und grobe Tuffe mit Basaltbomben, Breccien und Laterit bis in fast 50 m Tiefe. Es ist nicht entscheidbar, ob von 39 m bis 48 m bzw. rd. 50 m eine stark zersetzte Intrusionsbreccie oder eine Schuttmasse aus umgelagertem Vulkanitmaterial vorliegt.

Bei rd. 50 m beginnt ein kompakter, blaugrauer, feinkörniger Alkalibasalt mit viel Olivin. Bis in 78 m Tiefe besteht er aus kompakten, fast blasenfreien, wenig geklüfteten Lagen. (Als Lagen sollen hier die Untereinheiten eines Lagers [Großeinheit] aus Effusiv- oder Intrusivbasalt bezeichnet sein.) Ein zweites kompaktes Lager gleicher Art reicht von 82,25–97,50 m und ist vom erstgenannten durch sedimentäre Bildungen aus Tuffen und Braunkohlen getrennt, während an seiner Basis kompakt verschmolzene Schlacken zu erkennen sind, die auf rötlich gefrittetem lateritisch verwittertem und gelblichgrauem Tuff bis in 107,50 m liegen.

Der mittlere, bei rd. 108 m Teufe beginnende Gesteinskomplex besteht aus fast blauschwarzem kompakten Alkalibasalt, ist jedoch dunkler und wenig geklüftet, fast ohne Blasen und olivinreich. Seine Untergrenze liegt bei 161 m auf Breccien und graugrünen Tuffen von rd. 10 m Mächtigkeit.

Dieses mittlere Lager ist gegliedert in einen oberen, einen mittleren und einen unteren Teil, der jeweils vom anderen bei 127,00 m, 149,00 m und 162,00 m durch etwa 10 m, 8 m und 10 m mächtige Tuffschichten getrennt ist. Mit Hilfe von brecciösen Lagen und Blasenzone läßt sich leicht eine noch weitergehende Unterteilung vornehmen. Der Gesamtkomplex ist oben und unten durch mächtige Breccien aus einem Gemenge von kompaktem, dichtem Basalt, Tuff und Laterit und Montmorillonit abgegrenzt, so daß die Deutung als Intrusivlager naheliegt, was aber noch durch spezielle Untersuchungen zu klären bleibt.

Im unteren Lager (von 171,5—217,0 m) ist der Basalt in den obersten 5 m grau, zum großen Teil zersetzt, vielfach rötlich oxydiert und gefleckt, durchweg reich an großen und kleinen Blasen mit Zeolithen, vielfach schaumig-porös und schlackenreich, darunter jedoch wieder blaugrau bis blauschwarz, massiv, kompakt und wenig zerklüftet mit einer Zersatzzone an der Basis auf 4 m Laterit und Tuffit über (aquitanen) Mergeln und oligozänen Sanden und Tonen.

Von 171,5 m bis rd. 177,0 m liegt ein Tholeiit (Trapp) vor. Bis zur Basis folgt dann ein sehr basischer Alkalibasalt mit Sonnenbrennerflecken, der wie der ganze Komplex normal magnetisiert ist. Durch Blasen zonen oder brecciöse Lager sind in diesem Teil keine Grenzen und Lagen gekennzeichnet, wohl aber scheint ein Fließgefüge angedeutet. Auch dieses tiefste Basaltlager scheint einer Intrusion bzw. Subfusion eher zu entsprechen als einer Effusion. Diese Frage bleibt noch offen.

Die Inklination

In der graphischen Darstellung der Inklinationswerte (Abb. 5) fällt sofort die große Streuung der Werte auf. Sie verteilen sich fast gleichmäßig auf die ganze Skala von 0—90° sowohl im Bereich normaler als auch inverser Magnetisierung. Nur in unteren Lagen häufen sich die Werte in einem mittleren Bereich zwischen 30° und 60°.

Die statistische Untersuchung gibt noch prägnanter die Streubreite von 0—90° zu erkennen. Die Betrachtung des Gesamtbildes sei vorangestellt und ohne Rücksicht auf das Vorzeichen vorgenommen (Tab. 3, Abb. 9), da in der Wechselbeziehung der

Tabelle 3: Häufigkeitsverteilung der Inklination in dem Abschnitt von 48 m bis 217 m der Bohrung Nr. 62 — Merkenfritz — ohne Berücksichtigung der Vorzeichen.

Inklination in Grad Klassen	Anzahl der Proben	Häufigkeiten in %
0— 5	14	2,42
6—10	13	2,24
11—15	11	1,90
16—20	12	2,07
21—25	11	2,24
26—30	22	3,80
31—35	25	4,32
36—40	34	5,88
41—45	43	7,43
46—50	86	14,87
51—55	100	17,30
56—60	66	11,41
61—65	40	6,92
66—70	35	6,05
71—75	34	5,88
76—80	23	3,97
81—85	7	1,21
86—90	2	0,34

} 63,98

magnetischen Parameter der einzelnen Einheiten keine grundsätzlichen Unterschiede zu beobachten sind. Die relative Häufigkeit der flachen ($< 45^\circ$) und steilen Winkel ($> 60^\circ$) außerhalb der Dominanzen erreicht in den einzelnen Klassen 7% und sogar 11,3% im oberen Lager, 7% im mittleren, fast 9 und 10% im unteren. Die Summe dieser Häufigkeiten der flachen Winkel beträgt im oberen Lager 15% (für $0-25^\circ$) bzw. 53% (für $0-45^\circ$), im mittleren rd. 48%, im unteren ungefähr 13%, und die Häufigkeit der steilen Winkel fast 20%, im mittleren über 23%, im unteren fast 30%. Demgegenüber sind die dominanten Winkel in den drei Klassen zwischen 45° und 60° zusammen mit 30% im oberen und mit rd. 60% im mittleren und im unteren Lager vertreten. Signifikant ist die Klasse von $51-55^\circ$.

In dem Diagramm der Häufigkeiten für das obere Lager (Abb. 6) treten mit nur schwach unterschiedlichen Signifikanzen die Klassen mit $26^\circ-30^\circ-35^\circ$ und mit 46°

Bo. 62 Merkenfritz Abschn. 51.07–106.55 m

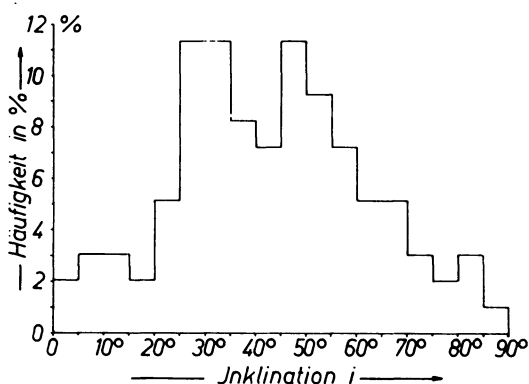


Abb. 6: Histogramm zu den Inklinationsmessungen an den Kernproben aus dem Abschnitt 51,0–106,5 m in der Bohrung Nr. 62 bei Merkenfritz.

bis 50° hervor. Es gibt keinen stichhaltigen Grund, die Gruppe mit der flachen Inklination zu verwerfen, aber auch keinen für eine Bevorzugung der Gruppe mit $46^\circ-50^\circ$ und auch nicht für beide jeweils allein, weder nach der Statistik noch nach der Darstellung mit der Teufenbezeichnung noch wegen geologischer Unterschiede (Abb. 5).

Im mittleren Lager ist die Signifikanz ($51-55^\circ$) nicht viel ausgeprägter als im oberen Lager, und man müßte dem Bilde nach die Klasse mit $46-50^\circ$ noch einrechnen. Dies ergäbe dann einen Mittelwert von 50° (Abb. 7).

Im unteren Lager sind die Klassen von $46-60^\circ$ dominant. Als signifikant (mit 17%) ist der Inklinationswinkel von 53° anzusehen (Abb. 8).

Diesen Teilanalysen entspricht das Gesamtbild (Abb. 9), in dem eine Signifikanz für die Klasse $45-60^\circ$ hervortritt. Hieraus würde sich ein Winkel für die gemittelte Inklination von $52-53^\circ$ für das Gesamtprofil des Basaltes der Bohrung Merkenfritz

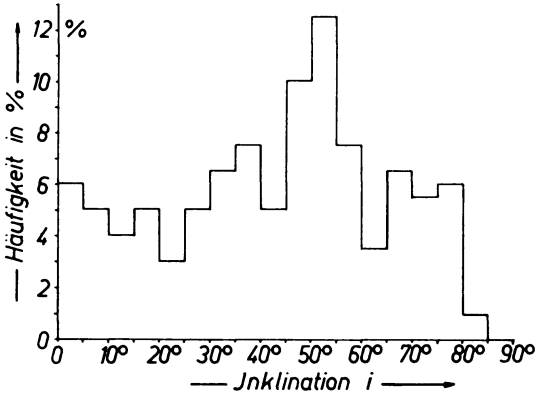


Abb. 7: Histogramm zu den Inklinationsmessungen an den Kernproben aus dem Abschnitt 107,3–170,6 m in der Bohrung Nr. 62 bei Merkenfritz.

Bo. 62 Merkenfritz

Abschnitt 172.30 – 216.66 m

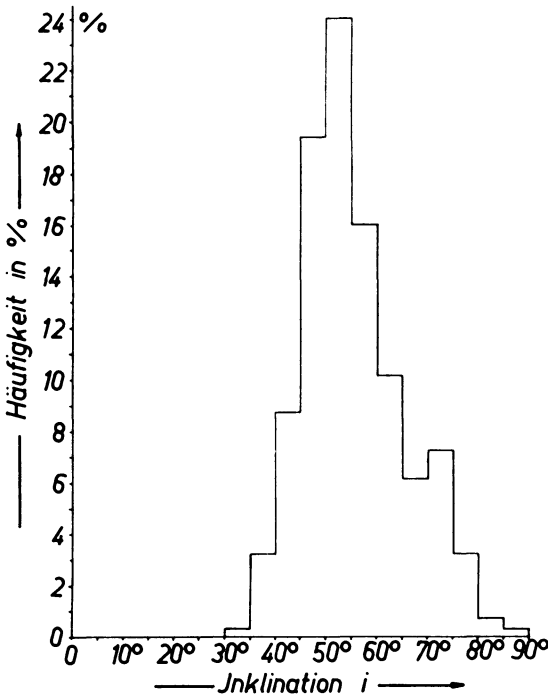


Abb. 8: Histogramm zu den Inklinationsmessungen an den Kernproben aus dem Abschnitt 172,3-216,6 m in der Bohrung Nr. 62 bei Merkenfritz.

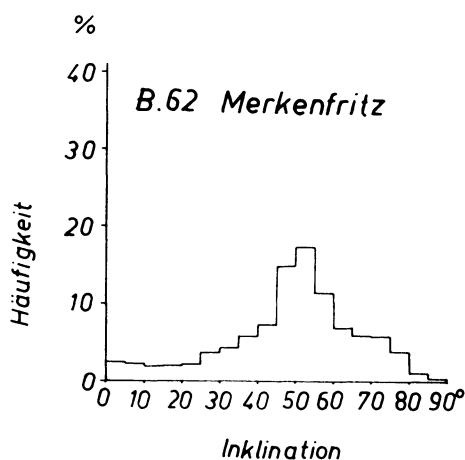


Abb. 9: Histogramm zu den Inklinationsmessungen an sämtlichen Kernproben der Bohrung Nr. 62 bei Merkenfritz.

ergeben. Daß dieser Wert von der durch ANGENHEISTER [1956], TURKOWSKY [1963] und NAIRN [1961 und 1962] und SCHULT [1963] festgestellten Inklination an den Basalten des Vogelsberges (55—70°) beträchtlich abweicht, wurde bereits festgestellt. Man könnte diesen Unterschied auf Altersunterschiede zurückführen, wozu aber kein geologischer Grund vorliegt.

Betrachtet man die Darstellung, in der die Inklination auf die Teufe bezogen ist, genauer, so wird man zudem zu Zweifeln an der Zutrefflichkeit der Statistik gedrängt. Es fällt auf, daß die besonders flachen Winkel an die Grenzonen der Vulkaniteinheiten gebunden sind. Überzeugend deutlich ist dies z. B. an der Basis- und Dachzone des unteren Lagers ausgeprägt, kaum weniger aber auch in den gleichen Zonen des oberen und mittleren Lagers. Zwar streuen die Werte auch hier beträchtlich. Folgt man aber den Mittelwerten solcher Streuungen, so stellt man erneut fest, daß die flachen Winkel generell den geologischen Grenzonen angehören, d. h., daß sie die Basis- und Dachzonen der bei der Profilbeschreibung erwähnten Untereinheiten kennzeichnen, während der jeweils zentrale Teil einer Einheit durch steile und größte Winkel charakterisiert ist. Der Befund an den Basallagen anderer Bohrungen zeigt dasselbe. Diese Feststellungen werden schließlich bestätigt durch die Analyse kleiner Bereiche, d. h. von Untereinheiten, aus denen die großen zusammengesetzt sind, und nicht zuletzt durch die Verteilung der Remanenz, Suszeptibilität und des Königsberger-Faktors.

Remanenz, Suszeptibilität und Königsberger-Faktor

Durch die Untersuchungen von JAEGER und JOPLIN [1955], BULL, IRVING und WILLIS [1962] ist bekannt, daß die Suszeptibilität und dementsprechend auch die Remanenz sich mit dem Abstand von der Obergrenze eines Vulkanitkörpers ändert.

Dieselbe Beobachtung der Abnahme der Remanenz mit der Teufe machten wir an den Basalten des Vogelsberges [TURKOWSKY 1963, ANGENHEISTER und TURKOWSKY 1964]. HATHERTON [1954] fand sogar eine enge Korrelation zwischen der Magnetisierung und der Schichtung bei Ignimbriten. Die lückenlose Durchmessung von Bohrkernproben aus dem Vogelsberg zeigt dieselbe problematische Erscheinung im Basalt. Aus der Bohrung Nr. 62 — Merkenfritz soll der Abschnitt von 185,6—193,0 m (Abb. 10) dies veranschaulichen. Er gibt zu erkennen, daß bis in fast alle Einzelheiten die Remanenz sich gegensinnig zur Inklinaton verändert. Nimmt die Inklinaton zu, so nimmt die Remanenz ab. Der Königsberger-Faktor verhält sich wie die Remanenz. Die Suszeptibilität dagegen scheint in den Randzonen im allgemeinen am kleinsten zu sein (s. Abb. 16).

Man kann also von strengen Korrelationen sprechen. Die Werte der Magnetisierung spiegeln also sehr genau den schichtigen oder lamellaren Aufbau der Vulkaniteinheiten.

Die Inklinaton in kompakten Basalteinheiten

Nach der graphischen Darstellung mit der Teufenbeziehung der Inklinaton scheint u. a. der Abschnitt von 185—191 m (Abb. 10) gemäß geltenden Regeln innerhalb der Groöeinheit einem Bereich statistisch eindeutig brauchbarer Mittelbildung anzugehören (vergl. Abb. 5). Man wird dieses Mittel und auch die Signifikanz zwischen 50° und 60° erwarten, und man wäre geneigt, die extremen Werte von etwa 70° zu verwerfen. Die Statistik (Abb. 11) ergibt auch tatsächlich eine Signifikanz für 55—60°, ganz in Übereinstimmung mit den oben errechneten Werten für das untere Lager (Abb. 8).

Der Basalt in diesem Abschnitt läßt makroskopisch keine deutlichen Grenzen von Untereinheiten durch Blasen- oder Schlackenzone erkennen. Wohl aber ist ein Fließgefüge in ihm angedeutet. Er ist kompakt und kaum geklüftet, so daß es möglich war, 58 Zylinderproben von 11,3 cm Durchmesser und jeweils 11,3 cm Höhe zu schneiden. Aus dem Abschnitt von 600 cm können also kaum mehr Proben gewonnen werden. Er ist nahezu lückenlos durchgemessen.

Die Streuung der Inklinaton (s. Abb. 10) bewegt sich nun zwischen 42° und 79°. Im obersten Abschnitt von 40 cm beträgt die Inklinaton 46°, 47° und 51°. In den nächsttieferen 25 cm steigt die Inklinaton auf 72°, und 15 cm tiefer ist sie wieder bei 48°.

Auf den nächsten 2 m hält sich die Streuung in vielen 20—40 cm starken „Lamellen“ an den Bereich zwischen 66° und 44° in der gleichen Weise wie vorher. Man kann leicht eine Mittellinie zu diesen Streuwerten zeichnen und erhält dann einen Bogen, der etwa bei 185,8 m mit der Inklinaton von etwa 48° ansetzt, über einen Höchstwert von etwa 70° bei etwa 186,4 m geht und dann bei 187,9 m wieder bei etwa 47° endet. Hier setzt dann ein neuer Mittellinienbogen an, der bei etwa 189,00 m eine größte Inklinaton von etwa 75° anzeigt und bei 190,7 m wieder bei 45° endet oder sich mit dem Ansatz eines neuen Bogens vereint. Hier im unteren Abschnitt ist im Basalt ein lamellares Fließgefüge nicht zu verkennen.

Bo. 62 Merkenfritz

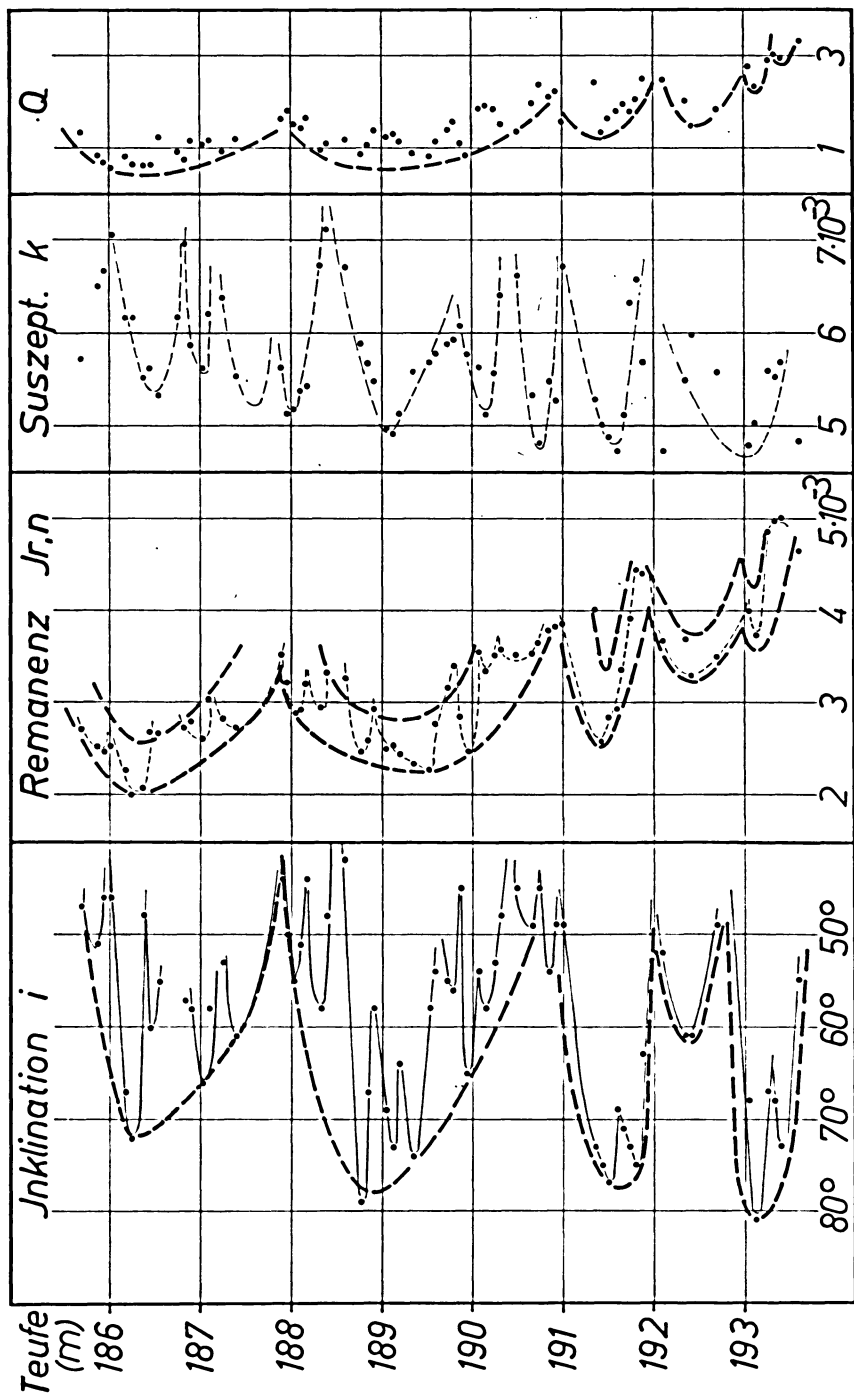


Abb. 10: Diagramm mit der Verteilung der Inklination, Remanenz, Suszeptibilität und des Königsberger-Faktors Q einer fast lückenlosen Meßreihe an den Kernproben im Abschnitt 185,6–193,6 m der Bohrung Nr. 62 bei Merkenfritz.

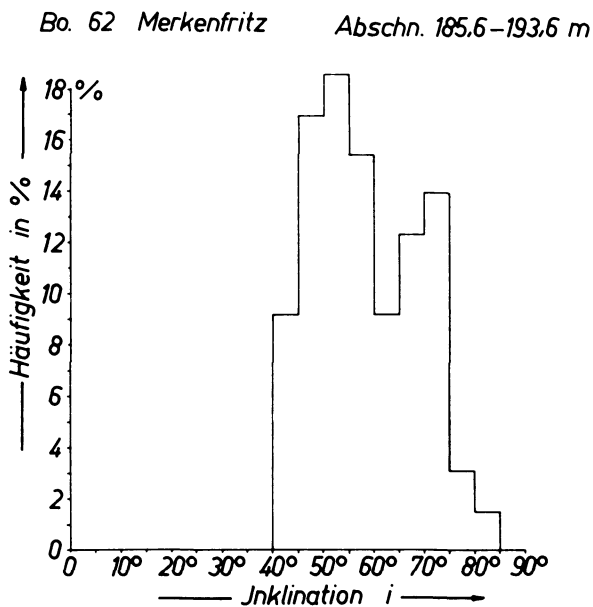


Abb. 11: Histogramm der an den Kernproben aus dem Abschnitt von 185,6–193,6 m der Bohrung Nr. 62 bei Merkenfritz gemessenen Inklination.

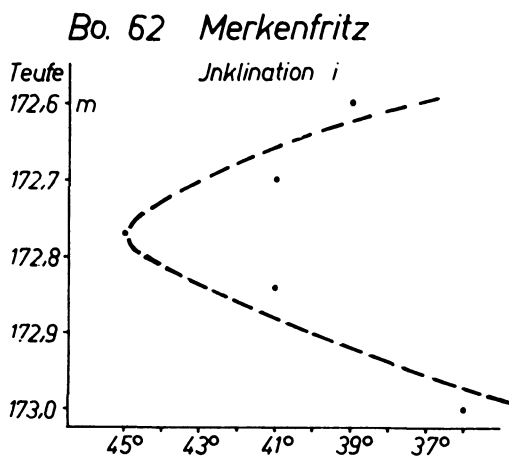


Abb. 12: Graphische Darstellung der an den Kernproben aus dem Abschnitt von 172,6 bis 173,0 m der Bohrung Nr. 62 bei Merkenfritz gemessenen Inklination.

Durch die freihändige Konstruktion der Mittellinie treten in dem kompakten, äußerlich ungliederten Basalt also zwei Einheiten von jeweils 2,5–3 m hervor mit flacher Inklination in den Grenzzonen und sehr großer Inklination im mittleren Abschnitt bzw. im oberen Drittel der jeweiligen Mächtigkeit. Eine dritte bogenförmig anschließbare Einheit ergibt sich von 191,0–192,5 m und eine vierte von 192,5 bis 193,6 m. Außerdem sieht es so aus, als ob diese kleinen Einheiten aus vielen weiteren lamellenartigen Untereinheiten zusammengesetzt wären.

Tatsächlich zeigen nun die über nur 25–40 cm gehenden, absolut lückenlosen Probenfolgen mit deutlichen oder wenigstens angedeuteten Fließgefügen eine kontinuierliche gesetzmäßige Abwandlung der Inklination von flachen zu steilen Winkeln. In dem Abschnitt von 172,60–173,00 m (Abb. 12, s. a. Abb. 5) geht die Inklination von 39° an der Obergrenze auf 45° in der Mitte und zurück auf 36° an der Basis. In dem Abschnitt von 191,30–191,90 m (Abb. 10) liegen zwei solcher Lamellen auf 60 cm vor. Hier aber bewegt sich die Inklination von 73° bis zu 77° und wieder zurück auf 63° . Die nächsttiefer Probe bei 192,10 m hat sogar nur 52° und die der oberen Lamelle nächsthöhere nur 49° (Abb. 5).

Diese Feststellungen nötigen dazu, das Zickzack der Streuungen auch dort als eine mit dem lamellaren Fließgefüge verknüpfte Veränderung anzuerkennen, wo die Messungen nicht lückenlos erfolgen konnten. Jede als Einheit erscheinende Basaltlage besteht demnach aus einer Vielzahl von Lamellen, die durch die Inklination abgebildet sind.

In der Bohrung Nr. 31 — Rainrod wurden sowohl Effusiv- wie Intrusivbasalte durchbohrt. Intrusionsbreccien an der oberen und unteren Grenze, die von den Ergußschlacken sich unterscheiden, kennzeichnen vielfach horizontale Intrusivlager, während der innere Teil durch kompakten, blasenfreien Basalt mit Fließgefüge ausgezeichnet ist. Die Abwandlung der Inklination mit diesem Gefüge erscheint überzeugend. In der Hangend- und Liegendgrenzzone treten, wie in dem Abschnitt von 141–145 m (Abb. 13), die kleinsten Winkel (20 – 50°) auf, im zentralen Teil der Lage der größte mit mehr als 60° .

Je geringer die Abstände zwischen den Einzelproben aus einer Vulkaniteinheit sind, um so ausgeprägter kann das Fließgefüge hervortreten, um so größer ist dann auch die Streubreite der Inklination.

In dem in Abb. 14 wiedergegebenen Abschnitt von 59–73 m der Bohrung Nr. 31 (Rainrod) sind die Effusionsschlacken kaum zu erkennen, da flüssige Lava alle Hohlräume und Fugen zwischen ihnen ausgefüllt hat. Beim Abtrocknen des naßgemachten Gesteins treten jedoch die Grenzen der einzelnen Schlackenbrocken deutlich hervor. Hier zeigt sich nun wiederum, daß tatsächlich eine Beziehung der Inklination zur Fließstruktur bzw. zu den Grenzflächen besteht. In der Schlackenlage und unmittelbar darunter und darüber treten die kleinsten Werte für die Inklination auf, im Innern der kompakten Basaltlage die größten. Wie die Abb. 13 zeigt, ist diese Erscheinung nicht auf Alkalibasalt beschränkt, sondern genau so auch in den Tholeiiten (Trapp) zu beobachten. Selbst wenn man große Lücken in den Meßreihen hat, wie in Bohrung

Bo. 31, Rainrod I

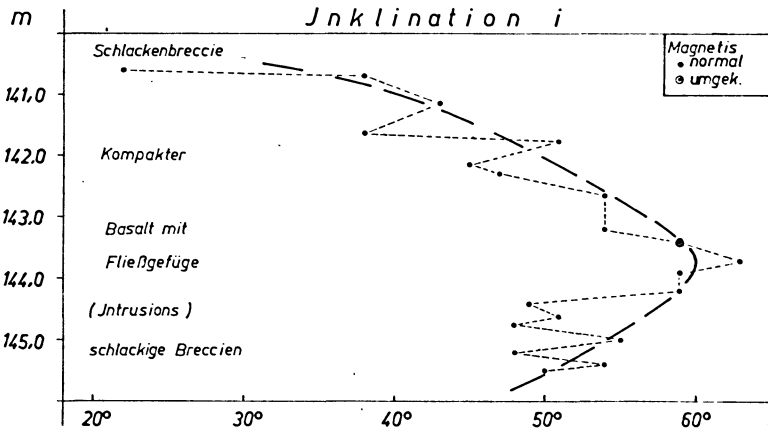


Abb. 13: Darstellung des geologischen Profils und der an den Kernproben gemessenen Inklination im Abschnitt von 140,5–145,5 m in der Bohrung Nr. 31 bei Rainrod.

Bo. 31, Rainrod I

Alkalibasalt
dünne Ergußdecken

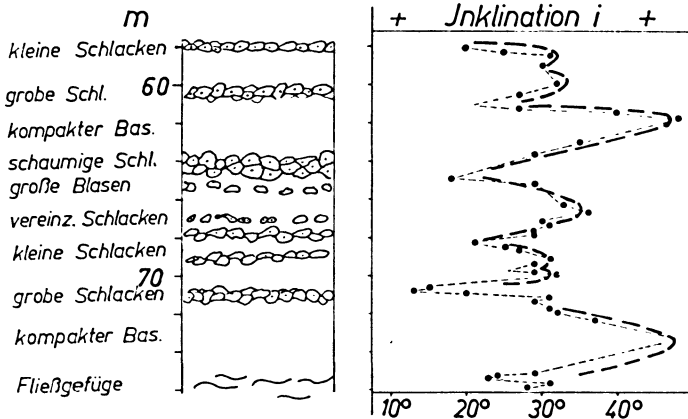


Abb. 14: Geologisches Profil und Verteilung der Inklination im Abschnitt von 59,0–73,0 m der Kernbohrung Nr. 31 bei Rainrod.

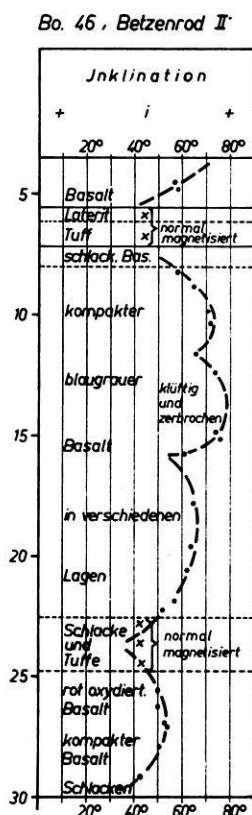


Abb. 15: Die Verteilung der Inklination in den Basaltlagern der Kernbohrung Nr. 46 bei Betzenrod.

Nr. 46 — Betzenrod II (Abb.15) mit sehr zerklüfteten, zerbrochenen und schlackigen Lagen des Vockenheimer Lavastromes [s. SCHOTTLER 1937 und 1924], so ist nicht zu verkennen, daß die Inklination in den Grenzschichten auch großer Einheiten kleiner ist als im mittleren Abschnitt. Bei lückenhaften Messungen bleibt also die Frage offen, ob man größte, kleinste oder auch nur mittlere Inklinationen erfaßt hat. Das Bild ist jedenfalls um so ruhiger, je kleiner das Beobachtungsmaterial ist. Das Ergebnis einer solchen Untersuchung ist dann aber auch um so unzutreffender oder jedenfalls ungewisser.

Die Auswertung der paläomagnetischen Messungen

Es ist jetzt klar erkennbar, daß die außerordentlich breite Streuung der Inklinationenwerte in mächtigen Vulkaniteinheiten wie in der Bohrung Merkenfritz ebenso wie die Variabilität der Remanenz und Suszeptibilität gesetzmäßig ist und im wesentlichen

auf der großen Vielzahl von dünnen laminaren Fließeinheiten beruht, in deren Grenz-zonen die Inklinationswinkel abgeflacht sind. Damit wird es notwendig, die von allen Autoren festgestellte, oft recht große Streuung bei der Auswertung zu berücksichtigen und nicht zu eliminieren. Die Aufteilung von Proben (samples) und die Messung und Mittelung der Teilproben (specimen) kann wohl das Meßergebnis sichern, nicht aber repräsentative Werte für eine Vulkaniteinheit liefern.

Die „Abflachung“ der Winkel nimmt ab mit der Entfernung von den Grenzflächen. Das gilt für die einzelnen Lavalamellen wie für ihre Zusammenpackung zu einer Fließ-einheit von einigen Dezimetern, die wiederum nur Bestandteil einer vielleicht einige Meter umfassenden Einheit einer noch viel mächtigeren Ergußdecke oder eines Intrusions- bzw. Subfusionskörpers (sill) sind. In den Grenzzonen solcher Groß-einheiten treten die extrem flachen Winkel auf (s. Abb. 5 und 10), während die größten jeweils auf den ungefähr mittleren Teil beschränkt sind. Es ist dabei sehr wichtig, fest-zustellen, daß in den Untereinheiten sehr oft auch in ihren mittleren Abschnitten, die größten Winkel in bezug auf den Gesamtkomplex nicht immer erreicht wurden und die flachen und mittleren dadurch zu der Häufigkeit von Mittelwerten wesentlich bei-tragen.

Die zunächst rein phänomenologisch mit dem Fließvorgang verknüpfte Häufung von flachen und mittleren Winkeln muß sich auch in der Statistik ausdrücken. Die Zahl der Grenzzonen und Grenzflächen ist doppelt so groß wie die Zahl der Fließ-einheiten. Also muß auch die Häufigkeit flacher und mittlerer Inklinationswinkel von vornherein mindestens doppelt so groß sein wie die der größten Inklination. Die nach der Häufigkeitsanalyse mit 30% signifikante Inklination von 55—60° wie in Abb. 9 kann also niemals repräsentativ sein.

Um gleiches Gewicht der statistischen Elemente zu erreichen, müßten die Häufig-keitszahlen der flachen und mittleren Winkel durch die Zahl der jeweils bei der Messung erfaßten Einheiten dividiert werden. Das hiermit erreichbare Ergebnis ist aber einfacher dadurch zu erhalten, daß man die Gruppen der größten Inklinations-werte betrachtet, unwahrscheinlich extreme Werte evtl. verwirft und dann arithmetisch mittelt.

Am klarsten ist aber die graphische Darstellung der räumlichen und geomagnetischen Verhältnisse. Mit der Inklination von etwa 75° (Abb. 10) ist auf diese Weise für die Vulkaniteinheit von 185—191 m in der Bohrung Merkenfritz die Richtung der Magne-tisierung zutreffender erfaßt als durch eine Statistik, die alle Werte berücksichtigt. Es ergibt sich ferner mit diesen Feststellungen, daß auch eine Probe aus dem mittleren Teil einer Vulkanitplatte nicht unbedingt repräsentative Werte für die mittlere Rich-tung der Magnetisierung bringt, denn sie kann ja einer Lage angehören, die zufällig in einer Grenzzone zwischen zwei Fließeinheiten des gleichen vulkanischen Ereig-nisses liegt. Man kommt also nicht umhin, die gesamte Vulkaniteinheit zu unter-suchen. Das gilt nach eigenen Erfahrungen auch für die vertikal stehenden Intrusions-körper, in deren Randzonen beträchtliche Abweichungen auftreten. Versucht man nun an Hand des Diagrammes für die Bohrung Merkenfritz (Abb. 5) die jeweils

repräsentative Inklination der einzelnen Einheiten zu ermitteln, so kommt man zu folgenden Werten:

von 50—78 m	~ + 70°
80—100 m	~ + 80°
100—125 m	~ - 80°
130—160 m	~ - 60°
170—185 m	~ + 60°
185—200 m	~ + 80°
200—205 m	~ + 70°
205—210 m	~ + 65°
210—215 m	~ + 70°
215—220 m	~ + 80°

Eine eingehende Interpretation dieser Daten, bei der auch erörtert werden müßte, warum die flachen Winkel nicht repräsentativ sind, kann hier nicht gegeben werden und soll an anderer Stelle erfolgen.

In der Zeit der vulkanischen Tätigkeit im Raum der Bohrung Merkenfritz müßte also eine Inklination größer als 60° und kleiner als 80° in unserer geographischen Breite gewesen sein, keinesfalls aber, wie nach der üblichen Statistik, unter Berücksichtigung aller Werte, eine Inklination von 55°. Auch die schon erwähnten Mittelwerte von ANGENHEISTER, NAIRN, SCHULT, TURKOWSKY u. a. sind zu klein und keinesfalls repräsentativ und lediglich unsubstanzierte statistische Werte.

Die Lage des geomagnetischen Pols läßt sich nur bestimmen, wenn man auch die Deklination kennt. An den Proben der Bohrkerne ließ sie sich aus bekannten Gründen nicht bestimmen. Die Messungen an einer etwa 100 m langen O—W verlaufenden Steinbruchwand am Alten Berg bei Lauterbach, zu denen ich Herrn TURKOWSKY [1963] anregte, zeigen jedoch, daß auch die Deklination eine echte geologisch-petrographisch bedingte Streuung aufweist, und zwar sowohl in der Vertikalen als auch in der Horizontalen. Die Streuung umfaßt einen Winkel von 16°—22° [TURKOWSKY 1963]. Die Messungen von ANGENHEISTER weisen noch viel größere Differenzen (55—65°) auf, ebenso die von NAIRN. Solche Unterschiede erscheinen also nicht weniger bedeutungsvoll für die Auswertung als die Streuung der Inklination.

In Anbetracht solcher Befunde ist es nicht zugänglich, Proben an beliebig ausgewählten Stellen in Basaltaufschlüssen für paläomagnetische Messungen zur Bestimmung des geomagnetischen Pols zu entnehmen. Die weitaus größte Zahl aller bisherigen Bestimmungen wird aber auf solchen unzulänglichen Probenentnahmen beruhen. Die bisherigen Ergebnisse der Paläomagnetik sind also in bezug auf die Berechnung der Pollagen fragwürdig. Daß damit auch alle geotektonischen Auswertungen der bis heute vorliegenden paläomagnetischen Daten u. a. auch zur Stützung der Theorie der Kontinentalverschiebung keine zuverlässigen Grundlagen haben, bedarf keiner weiteren Ausführungen.

Merkenfritz, Kernbohrung 62

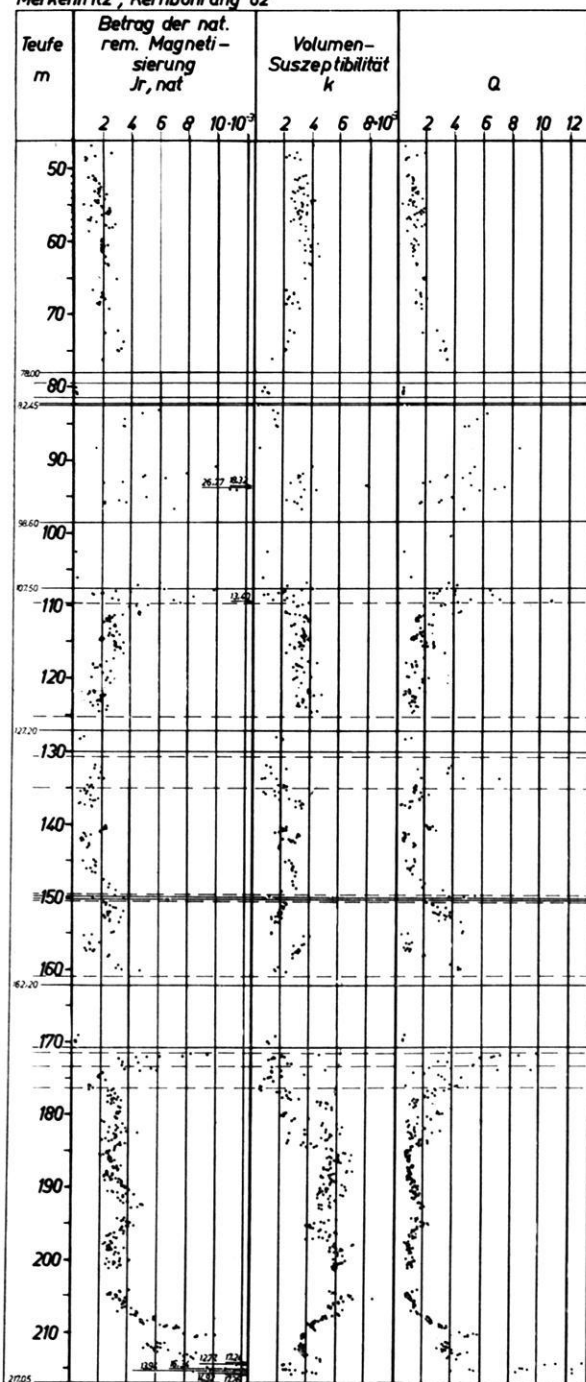


Abb. 16: Graphische Darstellung der Remanenz, Suszeptibilität und des Königsberger-Faktors im Basalt der Bohrung Nr. 62 bei Merkenfritz im westlichen Vogelsberg.

Nach diesen Feststellungen gilt es jetzt zunächst einmal, die Grundlagen für die Erlangung repräsentativer paläomagnetischer Daten zu erarbeiten, denn auch die Verknüpfung der Streuung der Inklination und wahrscheinlich auch der Deklination mit dem laminaren Fließgefüge erscheint sehr problematisch. So klar sie phänomenologisch auch ist, bewiesen ist eine Kausalität damit noch nicht, und es ist zweifelsohne schwer, sie mit einer Einregelung des Magnetits in Verbindung zu bringen, da diese winzigen Kriställchen dem regulären System angehören und an sich keinen Anlaß zu Längserstreckungen geben. Vielleicht sind solche aber durch Magnetitschlieren im Basalt gegeben. Ob die gesetzmäßige Variabilität der paläomagnetischen Parameter auf eine Brechung der Kraftlinien zurückzuführen oder eine Erscheinung der Striktion ist [s. IRVING 1964], bleibt noch zu untersuchen. Hier liegen also mikromagnetisch-petrographische Aufgaben vor, die erst gelöst werden müssen, ehe paläomagnetische Deutungen versucht werden können.

Zusammenfassung

Kernbohrungen im Basalt des Paläovulkans Vogelsberg in Hessen boten die Möglichkeit, zylindrisch geschnittene Proben für lückenlose Meßreihen über viele Dezimeter und Meter von Effusions- und Subfusions-(Intrusions)Einheiten aus Basalt zu untersuchen. Durch Messen wurden die Inklination (i), die Remanenz (J_{rn}), die Suszeptibilität (k) und der Königsberger-Faktor (Q) festgestellt.

Dabei wurden folgende Ergebnisse erzielt:

- 1) In einer Groseinheit aus Basalt variiert oft die Inklination fast über die ganze Skala von $0-90^\circ$, sowohl bei normaler als auch bei inverser Magnetisierung. In den Untereinheiten der bis zu 30 cm starken Lamellen ist die Variation auf kleinere, aber ebenfalls variable Bereiche beschränkt. Die Winkel sind im mittleren Teil der jeweiligen Einheit am größten, in ihren Grenzzonen am kleinsten. Selbst dann, wenn das Gesamtbild einer großen, ziemlich dicht vermessenen Einheit nur kleine Streuungen als unwesentlich erkennen läßt, sind größere Streuungen vorhanden und bestimmend.
- 2) Die Remanenz (J_{rn}) zeigt ebenfalls eine beachtliche Variabilität. Sie ist am absolut größten in den Grenzzonen der Groseinheiten und ist relativ am größten ebenfalls in den Grenzzonen der Untereinheiten. Ihre Veränderung ist also gegenseitig zur Veränderung der Inklination. Im allgemeinen ist die Remanenz kleiner als 4×10^{-3} Gauß. In Grenzzonen können die Werte aber 10mal größer sein.
- 3) Auch die Suszeptibilität (k) weist eine mit der Inklination korrespondierende Variation auf. Sie nimmt im gleichen Sinn zu und ab.
- 4) Schließlich ist auch die Veränderlichkeit des Königsberger-Faktors an die geometrische und petrographische Gliederung der Vulkaniteinheit gebunden. Seine Variation mit der Teufe ist gleich der Veränderung der Remanenz, und die Beziehung zur Vulkaniteinheit ist vielfach noch deutlicher.

- II. 1) Die Variabilität der Parameter ist eine Funktion des Abstandes von der Mitte der magnetischen Basaltlage bzw. der Achse der jeweiligen Groß- und Untereinheit des Vulkanits und spiegelt gewissermaßen sein lamellares Fließgefüge oft bis in die feinsten Details. Dementsprechend könnte man die geometrische Beziehung sinnvoll formulieren, wenn man die halbe Mächtigkeit der Einheit gleich 1 setzt.
- 2) Diese Gesetzmäßigkeit ermöglicht eine schnellere und feinere Gliederung von Vulkanitkomplexen, als das nach geologischen und petrographischen Methoden möglich ist.
- III. 1) Die bisher geübte statistische Behandlung, bei der die Meßwerte aller Proben verwendet werden, ergibt Mittelwerte, die zwar signifikant für einen speziellen kleinen Abschnitt im Vulkanit sein können, aber nicht repräsentativ sein müssen, weder für eine Untereinheit noch für eine Großeinheit.
- 2) Da über die Position der vermessenen Proben innerhalb der Vulkaniteinheit kaum hinreichend präzise Angaben von anderen Autoren gegeben wurden und vielfach naturgemäß auch nicht gemacht werden konnten, haben die bisherigen Deutungen paläomagnetischer Daten keine zuverlässigen Grundlagen.
- IV. Die repräsentativen Werte der Inklination und vermutlich auch der Deklination für paläomagnetische Auswertungen sind im mittleren Abschnitt von mittleren Untereinheiten im mittleren Bereich der Großeinheiten zu erwarten, niemals in Grenzbereichen.

Herrn Prof. ANGENHEISTER, der so freundlich war, dieses Manuskript kritisch durchzusehen und mir wichtige Hinweise und Anregungen gab, danke ich auch an dieser Stelle für seine Unterstützung.

Literatur

- ANGENHEISTER, G.: Über die Magnetisierung der Basalte des Vogelsberges. — Nachrichten der Akademie der Wissenschaften in Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse, Nr. 9, Jahrgang 1956, S. 187—204
- ANGENHEISTER, G., und C. TURKOWSKY: Die Verteilung der induzierten und natürlichen remanenten Magnetisierung innerhalb einiger Basaltlager des Vogelsberges. — Bollettino di Geofisica Teorica ed Applicata, Vol. VI — N. 24 Dicembre 1964, S. 285—295
- BLACKETT, P. M.: Lectures on rock magnetism. — Weizmann Science Press, Jerusalem 131 pp, 1956
- BULL, C., E. IRVING, and J. WILLIS: Further palaeomagnetic results from South Victoria Land, Antarctica. — Geophys. J. 6, p. 320—336
- COX, A., and R. DOELL: Review of Palaeomagnetism. — Bulletin of the Geological Society of America, Vol. 71, pp. 645—768, 1960

- CREER, K. M.: Palaeomagnetic investigations in Great Britain VI, Geophysical interpretation of palaeomagnetic directions from Great Britain. — Royal Soc. London Philos. Trans., serv. A, v. 250, p. 144—156, 1957
- FRMOM, K.: Measurement of N.R.M. with Fluxgate Unit (Section III. Fluxgate magnetometers) in: Methods in Palaeomagnetism — by COLLINSON, D. W., K. M. CREER, and S. K. RUNCORN, (S. 157—158). — Amsterdam-London-New York, 1967
- JAEGER, J. C., and Germaine A. JOPLIN: Rock magnetism and the differentiation of dolerite sill. — J. Geol. Soc. Australia 2, p. 1—19, 1955
- HAHN, A.: Das Magnetfeld der Basalte des Vogelsberges. Quantitative Erfassung seiner unregelmäßigen räumlichen Schwankungen und Interpretation unterschiedlicher Schwankungsverhältnisse. — Dissertation, Göttingen 1956
- HATHERTON, T.: The permanent magnetisation of horizontal volcanic sheets. — J. Geophys. Res. 59, pp. 223—232, 1954a
- : The magnetic properties of the Whakamaru ignimbrites. — New Zealand J. Sci. Techn. B. 35, pp. 421—432, 1954b
- IRVING, E.: Palaeomagnetism. — New York, London, Sydney, 1964, 339 S.
- MURAWSKI, H.: Geologische Erfahrungen mit geomagnetischen Geräten (Anwendung auf Vorkommen vulkanischer Gesteine). — N. Jb. Geol. Paläont. Abh., 122, 3, S. 351—370, Stuttgart 1965
- NAIRN, A. E. M.: Palaeomagnetic results from Europe: a reply to E. IRVING. — J. Geol., 69, pp. 231—235, 1961a
- : Paleomagnetic investigations of the Tertiary and Quaternary igneous rocks, 1. Preliminary collections in the Eifel, Siebengebirge and Westerwald. — Notizbl. hess. L.-Amt Bodenforsch., 90, S. 412—424, 1962
- NÉEL, L.: L'inversion de l'aimantation permanente des roches. — Annales Géophysique, Vol. 7, p. 90—102, 1951
- : Some theoretical aspects of rockmagnetism. — Advances in Physics, Vol. 4, p. 191—243, 1955
- RUNCORN, S. K.: Rock magnetism — geophysical aspects. — Advances in Physics, v. 4, pp. 244—291, 1955
- SCHENK, E.: Die geologischen Erscheinungen der Subfusion des Basaltes. — Abh. hess. L.-Amt Bodenforsch., Bd. 46, 31 S., 6 Abb., 2 Tab., 16 Taf., Wiesbaden 1964
- : Über die Magnetisierung der Tuffe und Paläosole im Paläovulkan des Vogelsberges. — Zeitschr. f. Geophysik (im Druck)
- SCHOTTLER, W.: Erläuterungen zur Geologischen Karte von Hessen im Maßstab 1 : 25000. Blätter Nidda und Schotten. — Hessischer Staatsverlag, Darmstadt 1924
- : Der Vogelsberg. — Notizbl. der Hess. Geol. Landesanstalt zu Darmstadt, V. Folge, 18. Heft, 1937, S. 1—86
- SCHULT, A. VON: Über die Magnetisierung der Basaltvorkommen in der Umgebung von Göttingen. — Zeit. Geophys., 29, S. 1—20, 1963
- TURKOWSKY, C.: Die Verteilung der induzierten und natürlichen remanenten Magnetisierung innerhalb einiger Basaltlager des Vogelsberges. — Diplom-Arbeit, Univ. München 1963 (75 S.)
- ZIJL, J. S. V. VAN, K. W. T. GRAHAM, and A. L. HALES: The palaeomagnetism of the Stormberg lavas of South Africa (I and II). — Geophys. J., 7, 23—39 and 169—182, 1962a and b

Briefe an den Herausgeber

**Crustal and upper mantle structure of the
Ethiopian Rift derived from seismic and
gravity data¹⁾**

J. MAKRIS²⁾, H. MENZEL²⁾, J. ZIMMERMANN²⁾, K.-P. BONJER³⁾, K. FUCHS³⁾
and J. WOHLBERG⁴⁾

Eingegangen am 16. Dezember 1969

Seismic and gravity data have been combined to refine the crustal models proposed recently for the Ethiopian Plateau [BONJER, FUCHS and WOHLBERG 1970; MAKRIS, THIELE and ZIMMERMANN 1970]. These two papers will be referred to as paper I and paper II, respectively, throughout this communication.

The crustal model derived from seismic evidence in paper I has been used to fix the depth of crustal layers at Addis Ababa. The densities have been defined from the P-wave velocities according to the empirical Nafe-Drake relationship [TALWANI, SUTTON and WORZEL 1969]. Using these constraints, the gravity data have been inverted into new twodimensional crustal models.

In Figure 1, the crustal cross-section is presented which begins in the Ethiopian Plateau, passes Addis Ababa, traverses the Northern part of the East African Rift System (Long. 39° E, Lat. 9° N) and extends into the Somali-Plateau. The Bouguer anomaly [MOHR and ROGERS 1966] is clearly related to the topography. The morphologic minimum of the rift coincides with the maximum of the Bouguer anomaly. The seismic velocities correspond to a density of 2.75 g/cm³ which is higher than was assumed in paper II. The reduced density contrast between upper and lower crust requires additional high density material at shallower depth beneath the rift proper than was described in paper II.

1) Contribution No. 49, Geophysical Institute, University Karlsruhe.

2) Institut für die Physik des Erdkörpers, Universität Hamburg, 2 Hamburg 13, Biederstraße 22, Germany.

3) Geophysikalisches Institut, Universität Karlsruhe, 75 Karlsruhe, Hertzstr. 16, Germany.

4) University College Nairobi, P.O. Box 30197, Nairobi, Kenya.

PROFILE V
PROFIL V

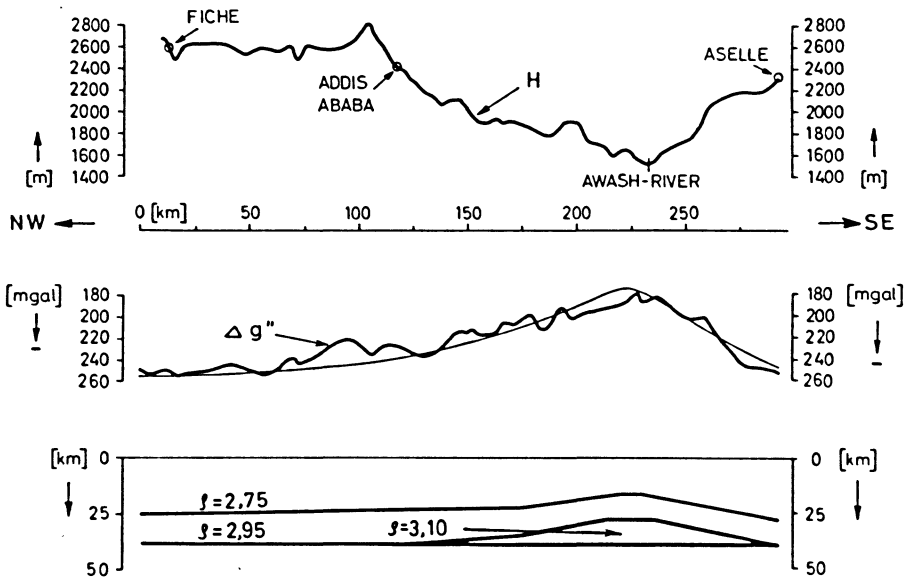


Fig. 1: Profile V crossing the northern part of the Ethiopian Rift.

H topographic elevations along the profile.

$\Delta g''$ Bouguer anomaly without terrain corrections in comparison to computed anomaly.

At the lowest part the geological body causing the anomaly.

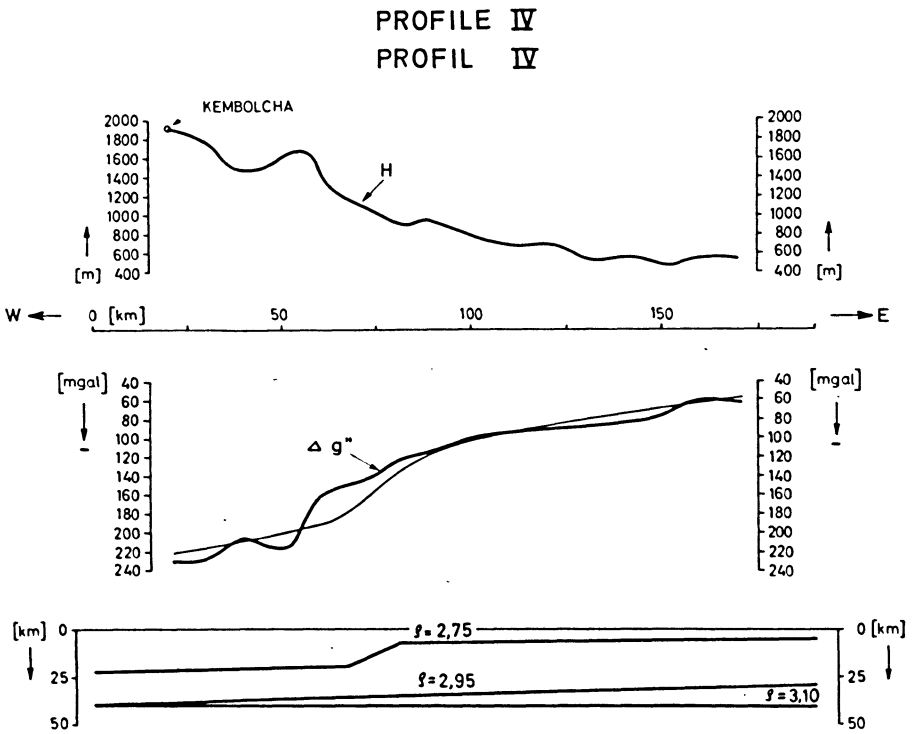


Fig. 2: Profile VI crossing the escarpment of the Ethiopian Plateau near Kembolcha towards the Depression of Afar.

For further explanations see Fig. 1.

The presently available Bouguer values for the Ethiopian Plateau range between -200 and -260 mgal. The Bouguer values at Addis Ababa and Dase, both located at the edge of the Plateau, are -226 and -230 mgal, respectively. This encouraged the authors to extrapolate the crustal model obtained in Addis Ababa to the area of Dase. In Figure 2, the crustal cross-section beginning at the edge of the Plateau and descending into the AFAR-depression is shown [GOUIN and MOHR 1964]. As a consequence of the density modification the top of the intermediate layer towards the depression of Afar had to be placed at a shallower depth.

The new crustal model differs from the corresponding model in paper II in two aspects. The base of the intermediate layer has been lowered by 5 km. Furthermore, as a consequence of the density modification within the upper part of the crust, the top of the intermediate layer towards Afar had to be placed at shallower depth. The fit of the computed and observed gravity values is better in this case than it has been in paper II. It is very likely that the densities reported in this paper are applicable to other parts of the Ethiopian Rift.

The low density of the upper mantle requires some explanation. This density, assumed in paper II, is confirmed by new seismic evidence given in paper I. The regional variation of P-travel times [HERRIN and TAGGART 1968] has been split into two parts corresponding to the crust and to the upper mantle. A delay of 1.3 sec for P-waves approaching Addis Ababa from an azimuth of $N 40^\circ E$ has to be attributed to the upper mantle, since the crustal model established for Addis Ababa has the same travel time as the crustal model used for the 1968 tables [HERRIN, TUCKER, TAGGART, GORDON and LOBDELL 1968].

This delay can be explained by a slab of reduced velocity in the upper mantle. Its thickness H is estimated as a function of the velocity decrement Δv assuming a standard upper mantle velocity of 8.2 km/s. We have selected a reasonable combination $H = 150$ km and $\Delta v \approx 0.45$ km/sec. This gives an estimate of the upper mantle P velocity of 7.7–7.8 km/sec. In addition, the density variation $\Delta \rho = 0.15$ is taken from the derivative of the Birch relation [BIRCH 1961]: $\Delta v / \Delta \rho = 3.31$. A density of 3.10 g/cm^3 has been used for the upper mantle.

If the density deficit were a local phenomenon under Addis Ababa, a strong change of the gravity level of more than 100 mgals should have been observed within the Ethiopian Plateau. Since this is not the case and the observed variations between Plateau and Afar depression must be explained by crustal inhomogeneities, we very strongly suspect that we are dealing with a regional density deficit of the upper mantle.

This research has been sponsored by the Deutsche Forschungsgemeinschaft.

References

- BIRCH, F.: Composition of the Earth's Mantle. *Geophys. J.* 4, 295—311, 1961.
- BONJER, K.-P., K. FUCHS, and J. WOHLBERG: Crustal structure of the East African Rift System from spectral response ratios of longperiod body waves. *Z. Geophys.* 36, 1970.
- GOIN, P., and P. A. MOHR: Gravity traverses in Ethiopia (interim report). Haile Sellasie I University. *Bulletin of the Geophysical Observatory*, 7, 1964.
- HERRIN, E., W. TUCKER, J. TAGGART, D. W. GORDON, and J. L. LOBDELL: Estimation of surface focus P travel times. *Bull. Seism. Soc. Am.* 58, 1273—1291, 1968.
- HERRIN, E., and J. N. TAGGART: Regional variations in P travel times. *Bull. Seism. Soc. Am.* 58, 1325—1337, 1968.
- MAKRIS, J., P. THIELE, and J. ZIMMERMANN: Crustal investigations from gravity measurements at the scarp of the Ethiopian Plateau. *Z. Geophys.* 36, 1970.
- MOHR, P. A., and A. S. ROGERS: Gravity traverses in Ethiopia (Second Interim Report). Haile Sellasie I University. *Bulletin of the Geoph. Observ.* 9, 1966.
- TALWANI, M., G. H. SUTTON, and J. L. WORZEL: A Crustal Section across the Puerto Rico Trench. *J. Geophys. Res.* 64, 1545—1555, 1959.

Im Forschungszentrum Oberpfaffenhofen der Deutschen Forschungs- und Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt e. V. (DFVLR) ist die Stelle des

Direktors des Instituts für Physik der Atmosphäre

neu zu besetzen.

Qualifizierte Wissenschaftler aus den Gebieten der Meteorologie, Geophysik und verwandten Wissenschaften, die an der Leitung eines Instituts in einer Großforschungsanstalt interessiert sind, werden gebeten, Bewerbungen mit Lebenslauf, kurzer Darstellung der bisherigen Tätigkeit und Verzeichnis der wissenschaftlichen Veröffentlichungen bis zum **30. November 1970** an den

Vorsitzenden des Berufungsausschusses, Prof. Dr.-Ing. V. Aschoff
Deutsche Forschungs- und Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt e. V.
5050 Porz-Wahn, Linder Höhe

zu richten.

**Wir kaufen ständig
wissenschaftliche Zeitschriften
aus allen Gebieten
zur Zeit suchen wir besonders:**

Gerlands Beiträge zur Geophysik

Band 34—53 oder ähnliche Reihe

Zeitschrift für Geophysik

Alles, besonders die Bände 1—19, 22 und 24—25

Beiträge zur angewandten Geophysik

Möglichst vollständige Reihe

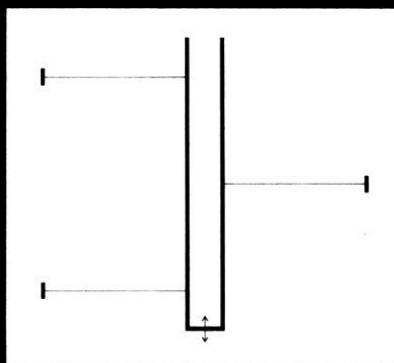
**Angebote auf weitere Titel
sind uns jederzeit willkommen
Bitte senden Sie uns
auch Ihre Desideratenliste**



JOURNALFRANZ ARNULF LIEBING oHG

87 Würzburg • Werner-von-Siemens-Straße 5 • Telefon 2 11 20 • Germany

How about a Sea Gravity Meter with translatory moved reference mass ?



Askania has it !

To this really new design Askania has added all the advantages of modern electronics. The result is a sea gravity meter of small dimensions, high flexibility and excellent accuracy. Making it an ideal medium for exploration and science.

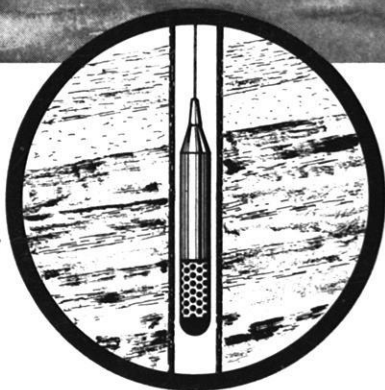
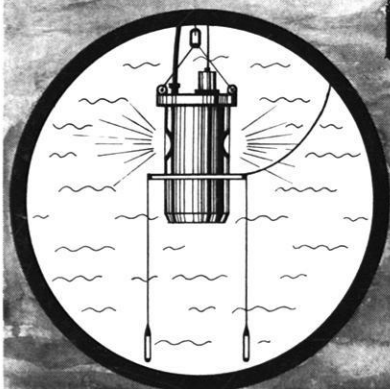
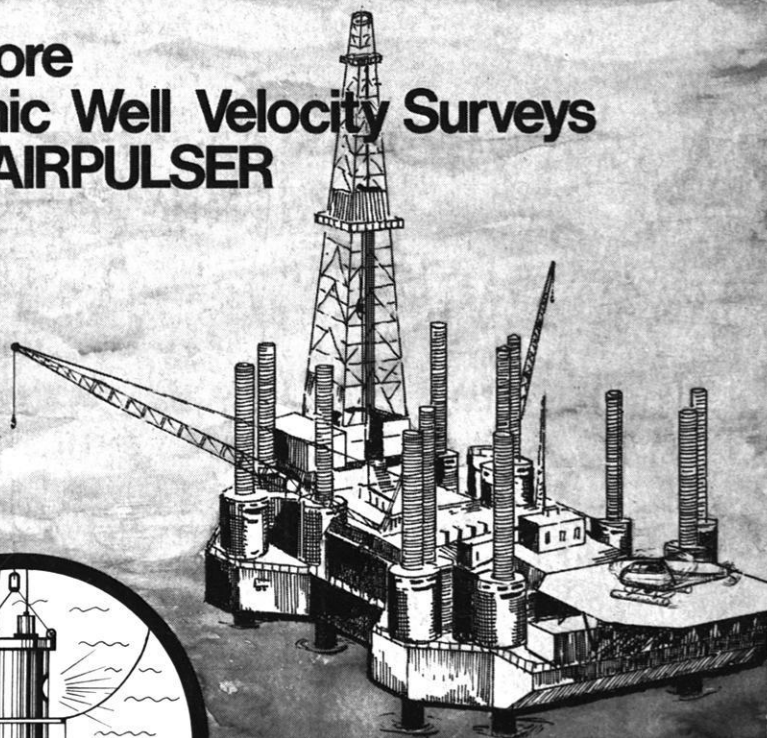
ASKANIA

Gravimeters, Seismometers, Borehole Tiltmeters, Magnetometers, Geoelectric Equipments, Barometers

ASKANIA GMBH
D 1 Berlin 42
Großbeerenstr. 2-10
Phone: (03 11) 70 231
Telex: 0184348 askn bln

ASKANIA-WERKE U.S. BRANCH
4931, Cordell Avenue
Bethesda, Maryland 20014
Phone: (301) 6546060
Telex: askania bhda 898 440

Offshore Seismic Well Velocity Surveys with AIRPULSER



Two-detector-well-geophone
Pressure and velocity receiver
Tool Diameter 3 3/4" and 2"



PRAKLA GMBH · 3000 HANNOVER 1 · P. O. BOX: 4767
PHONE: 80721 · TELEX: 922847 · CABLE: PRAKLA
GERMANY

Amsterdam · Ankara · Brisbane · Djakarta · Kuala-Belait · Madrid
Milan · Rio de Janeiro · Tehran · Tripoli · Vienna

Zeitschrift für Geophysik

Band 36

1970

Heft 4

Inhaltsverzeichnis

CHAPMAN, S.: Geophysics and Germany, Men and Enterprises	393
HEINRICH, H., D. REIMER and H. SIEMANN: Investigation of the Auroral Electrojet	399
KIST, R., und K. SPENNER: Plasmamessungen im Polarlicht-Elektrojet und daraus erschlossene elektrische Felder	421
MÖLLER, F., und L. HASER: Polarisationsmessungen an künstlichen Bariumwolken	451
KEPPLER, E.: Der Forschungssatellit AZUR (mit Faltafel)	457
PRODEHL, C.: Crustal Structure of the Western United States from Seismic-Refraction Measurements in Comparison with Central European Results	477
BERCKHEMER, H.: MARS 66	501
Briefe an den Herausgeber:	
KIZAWA, T.: Recordings with Askania Gravimeters before and after Important Earthquakes	519
Ergänzung zu: In memoriam OTTO LUCKE	522



PHYSICA - VERLAG · WÜRZBURG

ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

als zweimonatliche Publikation herausgegeben im Auftrag der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft von

W. Dieminger, Lindau/Harz

und

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

unter Mitwirkung von

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

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

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

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

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

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

Die Zitate sollen entsprechend folgendem Beispiel angefertigt werden:

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

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

Anschrift der *Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft*:

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

Bank: Neue Sparcasse, Hamburg 24/11528

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

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

Bezugspreis je Band (6 Hefte) 78,— DM, Einzelheft je nach Umfang. Abonnements verlängern sich jeweils um einen Band, falls keine ausdrückliche Abbestellung zum Jahresende vorliegt.

Gedruckt mit Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft.

Dem Heft liegt ein Prospekt des Verlags Vieweg, Braunschweig, 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 Hildaund Holler, sämtlich Buchhändler in Würzburg. Kommanditistin: Gertrud Liebig Würzburg

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

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1970

Am 16. Juni 1970 verstarb in Boulder, Colorado, SYDNEY CHAPMAN im Alter von 82 Jahren. Er war Träger der *Emil-Wiechert-Medaille* der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft. Aus Anlaß der Verleihung der Medaille am 22. September 1969 in Göttingen hielt SYDNEY CHAPMAN im Rahmen einer gemeinsamen Feier der Akademie der Wissenschaften zu Göttingen und der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft den nachfolgend abgedruckten Vortrag. Seine sehr persönlichen Bemerkungen am Beginn und am Ende des Vortrags sind weglassen worden.

Geophysics and Germany, Men and Enterprises

By S. CHAPMAN

Geophysics has many branches, and in the short time available to me I can mention only some few of its highlights, and chiefly those relating to geomagnetism, the part I know best. In the study of its history I owe much to the learned and distinguished German historian of geophysics, HELLMANN. He collected and republished several of the most important early writings on geophysics, with commentary. He told how our first evidence of the recognition that in general the magnetic compass does not point truly northward comes from the mid-15th century, and consisted not in written accounts, but in marks on geographic maps and on sundials for travelers (to tell the time), then often provided with a compass in order to orient them properly. In the production of such sundials and compasses Nürnberg and Augsburg were prominent centers. GEORG HARTMANN, Vicar of St. Sebald's, Nürnberg, was an expert in their construction. A letter written by him in 1544 to the Duke ALBRECHT of Prussia has been preserved, in which he mentions that in 1510 he had measured the magnetic declination in Rome; it was 6°E (whereas at Nürnberg it was 10°). This is the earliest recorded land measurement of the compass direction. In the same letter HARTMANN told how he had noticed a tilt of 9° to the horizontal of a pivotted compass needle that was balanced horizontally before being magnetized. This is our first record of a recognition of the magnetic dip, though HARTMANN did not go further and find that the true dip was about 70° . It was independently discovered and measured by NORMAN in London in 1576.

More than two centuries later, geomagnetism was among the many interests of the great ALEXANDER VON HUMBOLDT, whose fame in his time, I have read, was second only to that of NAPOLEON. In his extensive and adventurous scientific travels of 1799—1803 in South America, he carried with him, besides thermometers and a barometer, also magnetic instruments. Timing the swing of a dip needle, he was the first to show that the earth's magnetic force is weakest near the equator. He became ardently interested also in the transient variations of the compass direction. On his return to Berlin in 1806/07 he sometimes invited his friends to a magnetic party to observe with a microscope the small variations of the compass; he gave the name *magnetic storm* to occasions when the changes were specially large and irregular.

HUMBOLDT saw the interest and scientific value of observing the magnetic changes regularly in many places. His example was followed by his friend ARAGO in Paris, by KÜPPFER in Russia, and others, and also in Peking, which he visited in his Asian journey of 1829 in the service of the Russian Czar. He also helped to turn the interest of GAUSS to geomagnetism.

GAUSS (1777—1855), who has been called the prince of mathematicians, was director of the Göttingen Sternwarte, and a leading light of this University and its Academy. During the decade beginning in 1832 he was intensely and most fruitfully occupied with geomagnetism, in which his greatest achievements were threefold. He showed how to measure the magnetic force absolutely and not merely relatively, as in HUMBOLDT'S American measurements, which assumed the constancy of his dip needle. This was a landmark in the history of physical measurement. Second, he developed instruments by which eye readings could be conveniently made of the changes not only of the compass direction, but also of the horizontal and vertical intensity. Also, to avoid the need for the observer to be close to the magnetic needles, while watching their small movements through a microscope, GAUSS introduced the new invention of POGGENDORFF, the long-time editor of the *Annalen der Physik*: Light from a fixed lamp was reflected on to a distant scale from a small mirror fixed to the moving needle. Third, GAUSS expressed the observed measurements of the magnetic field at many places over the earth in terms of spherical harmonic functions, and thus confirmed mathematically GILBERT'S inference, in 1600 A. D., that the field comes from within the earth.

Thus GAUSS set up in Göttingen the first complete magnetic observatory. In this work he had the enthusiastic gifted help of his young colleague WILHELM WEBER (1804—1891). Their plans were closely followed in other countries, and an international *Magnetic Union* based on Göttingen was set up. Observatories were established in many parts of the world, where on most days eye readings of their instruments were made at the hours of Göttingen time, and oftener on selected days chosen by GAUSS. It was one of the great eras of progress in the subject.

A few years before this period began, an unknown young apothecary of Dessau, HEINRICH SCHWABE, started to make daily observations of the spots on the sun, a study much neglected, though open to any European from the time of GALILEO and SCHEINER. SCHWABE observed assiduously from 1826 onwards, and by 1844 he suspected the existence of a variation in their number, with a period of about 10 years. Later HUMBOLDT asked SCHWABE for his further observations, to 1850, of the number of spots that had appeared each year, and published them in his famous book *Cosmos*. This made SCHWABE'S discovery of the sunspot cycle widely known, and within about a year the same periodicity was found in the earth'S transient magnetic changes. LAMONT, director of the magnetic observatory at München, was one of those who shared in this new discovery. This was a striking event in the history of science. The seasonal changes on the earth had long been known to depend on the *geometrical* change of the inclination of the earth'S axis of rotation relative to the sun, in the

course of the earth's annual orbit. But the approximately parallel changes of the sunspot cycle and the geomagnetic variations showed that the earth is affected also by *intrinsic* changes on the sun's surface. They influence both the quiet-day changes and the irregular magnetic disturbances. In later years BARTELS associated these two effects with changes in the sun's ultraviolet radiation, absorbed high in our atmosphere, and in its particle radiations, which were then only hypothetical. Since the present age of space exploration began 12 years ago, their flow is regularly observed, and is known as the solar wind.

BARTELS, trained at Göttingen under MEINARDUS after World War I served at the Potsdam magnetic observatory under ADOLF SCHMIDT, director there from 1902 to 1929. SCHMIDT was one of the foremost and most enlightened observatory directors of his time, and BARTELS received further valuable training from him. SCHMIDT was a man of great scholarship and excellent intuition and understanding regarding geomagnetism, both to learn new truths and to reject errors widely held in his time. Potsdam became the main German magnetic observatory, and retained this standing during BARTELS' directorship after SCHMIDT retired.

The magnetic observatory that GAUSS and WEBER set up here in Göttingen was put underground, to reduce its temperature variations. Its instrumental equipment was developed under its later directors WEBER, LEJEUNE-DIRICHLET and SCHERING. The observatory took part in the 1st International Polar Year, but its activity and relative importance declined for a time.

Around 1900 the present Institute of Geophysics was built under the guidance of EMIL WIECHERT, the first holder of a new chair of geophysics, to which he was appointed in 1898. He adorned this chair and brought new high distinction to Göttingen as a centre of geophysical research until his death in 1928. I shall speak later of his work and that of his successor G. ANGENHEISTER senior, who directed the Institute until his death. In 1945 BARTELS became in turn the professor of Geophysics and director of the Institute, and restored its old fame as an important centre of geomagnetic research and international leadership. He did not believe that a university observatory should issue regular yearbooks of magnetic observations, but he was deeply and daily interested in the transient changes of the earth's magnetic field, and often discussed them both with his staff and students, and in print. His many papers concerning them were cogent, illuminating and original. His best-known contributions to geomagnetic science were his statistical studies and the new indices of magnetic disturbance, local and planetary, that he devised and produced. He also portrayed them graphically in striking and enlightening diagrams which he distributed each half-month. These were and are widely distributed; they receive a warm welcome and careful attention at many observatories, institutes and universities throughout the world.

BARTELS had great social gifts, including a pleasant wit that was appreciated by all who heard him; it was sometimes a valuable means of calming feelings during controversies at international scientific gathering and leading to agreed solutions. Thus he

played a notable part in the international science of his time. He was also a good cooperator, often writing joint papers, and, in happy collaboration with me, our book *GEOMAGNETISM*.

In these respects there was much contrast between him and his great predecessors *ADOLF SCHMIDT* of Potsdam and *EMIL WIECHERT* of this University and Academy. They were good and helpful to their students and assistants, but their work was done silently, and alone. They were somewhat withdrawn from the world, rarely relaxing to take part in social occasions. *BARTELS* once told me how artful students could sometimes lighten their examination difficulties by playing upon *WIECHERT*'s gentle soul to induce him to soften the rigours of his tests of their proficiency.

Geophysics is a many-branching subject, and each director of an Institute of Geophysics may be expected to impress upon it, during his period of office, the mark of his own special interests. *WIECHERT*, before he came to Göttingen, was known for his works on electrodynamics and cathode rays. But here, soon being put in charge of geophysics, and given the opportunity to plan the building of a new Institute, intended for research and to supplement his wide-ranging courses of lectures, he gave priority, in the equipment and activity of the Institute, to seismic studies and to the measurement of atmospheric electricity. The magnetic observations were for a time intermitted, though the house and instruments were transferred to the new site from their old site at the Sternwarte. Under his assistant *GERDIEN* the Institute took an important part in the advance of our knowledge of atmospheric electricity, but his personal love was for seismology. At that time it was generally considered a branch of geographical studies; he transformed it into one of the principal subjects in geophysics. He studied the principles of measurement of earthquake waves, and designed the astatic pendulum, which was widely adopted over the globe. With his instruments and his theoretical insight in interpreting the seismic observations he made the fundamental discovery that the earth has two main different parts, which are now called the core and the mantle. Then he became a pioneer in the study of the outer layer of the mantle by artificially made waves, at first by dropping from heights up to 14 meters an iron ball weighting 4 tons. His pupil *MINTROP* developed the method further, using explosives. The waves were recorded by portable seismographs taken to different distances to determine the travel times and infer the paths and the nature of the subterranean materials traversed by the waves. This work was an early stage in the development of the enormously economically important applied science of geophysical exploration of the earth for valuable minerals and oil. The reclusive but far-seeing scholar in the hilly woods above Göttingen thus had a worldwide impact on his and later generations.

He saw that his experiments and theories of the transmission of elastic waves through the solid earth could be applied also to the atmosphere; and he used explosions to study the abnormal propagation of sound to heights of order 40 km, where the sound waves are reflected back to the ground, beyond a zone in which the noise of the explosion, carried by waves near the earth's surface, is no longer heard.

Despite his retiring habits, he was one of the founders of the Deutsche Seismologische Gesellschaft in 1922, which two years later broadened its scope and became the Deutsche Geophysikalische Gesellschaft. WIECHERT was the president successively of the two bodies, from 1922 to 1925; and then became the honorary president of this Society until his death. It was a fitting memorial to his leadership and vision for geophysics in Germany and the world that his name was associated with the Medal bestowed for the fifth time here in his well-beloved Göttingen today. Despite several offers of chairs elsewhere, he remained faithful to this lovely and historic city to the end of his life. In the work of this Deutsche Geophysikalische Gesellschaft his influence continues to this time.

He also influenced geophysics beyond the equator, by the support and later guidance he gave to the proposal made by the geographer HERMANN WAGNER, with the enthusiastic backing of ADOLF SCHMIDT, before the Geophysikalische Kommission of the Göttingen Academy, for the remarkable enterprise of establishing a geophysical observatory at Apia on the south sea island of Samoa. With substantial government financial support the observatory was established in 1902, initially for a period of 5 years.

Its life was renewed successively, and it continued in fruitful operation until after World War I it was taken over by New Zealand. Its superintendents were first WAGNER, then O. TETENS and F. LINKE and G. ANGENHEISTER, who worked in Samoa for some years and then at Göttingen and Potsdam before he succeeded WIECHERT here in Göttingen. The observations made there were many-sided and were made on the lines followed at Göttingen, as earlier in the time of GAUSS. There were seismometers, magnetometers, meteorological and atmospheric electric instruments among others. Many important reports were issued on the observatory work, including a long climatological report by TETENS and LINKE. The lunar atmospheric tide there was studied by WAGNER and later by myself.

Another direction in which the influence of the seismic work pioneered by WIECHERT, appeared, was to the study of the depth of glaciers and inland ice in Greenland, proposed by MEINARDUS, WAGNER's successor here in Göttingen and the teacher of BARTELS, to the famous meteorologist ALFRED WEGENER. Before his untimely death in Greenland, he ventured boldly outside the field of his main work to propound the theory of continental drift—Kontinental-Verschiebung, namely that far greater changes had occurred on the surface of the earth than geologists had up to that time dreamt of—though from the time of LEONARDO DA VINCI there were those who thought that there had been rises and falls of the continents, and, as the Alps strongly suggest, much folding and thrusting of one layer above or under another. But WEGENER proclaimed that Africa and America had once been united, and indeed that all the continents had once formed one great land mass, which later broke up and drifted apart. The theory was put forward on somewhat scanty evidence, and for many years was ridiculed and rejected by many earth scientists. In recent years it has gained remarkable support from widespread studies of palaeomagnetism by the

record preserved in the magnetism of sedimentary and some igneous rocks, of the earth's long magnetic history. This has led to the acceptance of WEGENER'S ideas by a large number of workers in the earth sciences, though there are some firm opponents who remain unconvinced.

The contribution of Germany to aeronomy has been great and varied. Besides the work of WIECHERT and GERDIEN in atmospheric electricity and the study of abnormal sound propagation already mentioned, an outstanding pioneer investigation of the ozone layer using a balloon-borne spectrograph was made by ERICH REGENER, whose son has followed worthily in his father's footsteps, in New Mexico. JULIUS BARTELS became successor as head of REGENER'S Institute which is now part of the Max-Planck-Institute at Lindau.

Finally I must mention the great contribution by Germany to oceanography through its Atlantic Research expedition of the Deutsche Marine vessel METEOR during the years 1925—27. It was a worthy successor to the CHALLENGER expedition. Planned by ALFRED MERZ, who began but was not spared to complete its work, this enterprise enriched oceanographic knowledge by a long series of volumes reporting on the many aspects of its work. It was a nautical research expedition of which this country can be justly proud.

Investigation of the Auroral Electrojet

By H. HEINRICH, D. REIMER and H. SIEMANN, Braunschweig¹⁾

Eingegangen am 25. März 1970

Summary: The program PEJ 1, supported by the German Government, was planned in 1967 to investigate the Auroral Electrojet (AEJ). Three rockets of the Black Brant III-type with magnetometers for measuring the field components, an impedance-probe and a retarded-potential analyzer on board were launched in late 1968 from ESRANGE in Kiruna, Sweden.

A position-finding system, based on magnetometer measurements was used to calculate the position of the ionospheric current-system and to control the count-down.

The gross structure of the AEJ was resolved by comparing the available data from ground-based magnetometers with the height-profiles of the total intensity.

Above an altitude of 130 km a sudden change in the phase shift of the transverse magnetic field has been measured. This can be interpreted as being due to a magnetospheric current system that is closed in the ionosphere. From the height profiles of the electron density the conductivities were computed. The electric fields as derived from the combined results of these data and from the magnetometer measurements are comparable to results obtained by barium-cloud experiments.

Zusammenfassung: Im November und Dezember 1968 wurden auf dem Gelände der ESRO (European Space Research Organisation) in Kiruna, Schweden, drei Raketen vom Typ Black Brant III (Programm PEJ 1) gestartet mit dem Ziel, den mit magnetischen Baystörungen am Erdboden verbundenen stark gebündelten Teil (Polarer Elektrojet) des ionosphärischen Strom-Systems zu erforschen.

Die Raketen waren mit Magnetometern zur Messung der Komponenten des Erdfeldes, mit einer Impedanzsonde zur Erfassung der lokalen Elektronendichte und einem Bremsfeld-analysator zur Ermittlung der Elektronentemperatur und der Geschwindigkeiten geladener Teilchen ausgerüstet worden.

Zur Bestimmung der Position des Strom-Systems ist ein auf Magnetometerregistrierungen basierendes automatisches Ortungssystem benutzt und zur Kontrolle des count-down eingesetzt worden.

Die großräumige Struktur des Polaren Elektrojet (PEJ) konnte durch Vergleiche von Magnetometerregistrierungen am Boden mit den Höhenprofilen der Total-Intensität abgeleitet werden.

Oberhalb 130 km wurde eine starke Änderung der Phasenverschiebung des transversalen Magnetfeldes beobachtet. Diese Änderung kann als Effekt eines magnetosphärischen Strom-systems, welches durch die Pedersen-Ströme in der Ionosphäre geschlossen wird, gedeutet werden. Aus den Elektronendichte-Profilen sind die Leitfähigkeiten berechnet worden. Die kombinierten Ergebnisse von Magnetometern und Impedanzsonde liefern für die elektrischen Felder Werte, die mit den Ergebnissen von Barium-Wolken-Experimenten vergleichbar sind.

¹⁾ Dr. H. HEINRICH: Institut für Geophysik und Meteorologie Techn. Universität Braunschweig. — Dr. D. REIMER and Dr. H. SIEMANN: Institut für Geophysik und Meteorologie Techn. Universität Braunschweig; Present address: Dornier System, Friedrichshafen.

1. General Introduction

Geomagnetic bay disturbances seem to be closely correlated with auroral displays [AKASOFU 1968], the most exciting physical phenomena in the auroral zone, although magnetic bays have been observed with no visible auroras occurring. This means that the ionospheric currents which are responsible for the observed magnetic disturbances need not be confined to auroral displays, and there is some evidence for the north-south extension of these ionospheric currents to be several 100 km.

Until now only a few direct measurements have been performed to study such current-systems while most of the investigations concerning ionospheric current-systems are based on ground-based magnetometer data [AKASOFU et al. 1969].

Our aim was to investigate the most intense part of the current-system near local midnight which we call Auroral Electrojet (AEJ), to find out its structure and to get an idea of what may be the driving force of that current-system.

Ionospheric electric fields appear to be the dominant driving forces, so a good deal of rocket experiments have been performed to measure the ionospheric electric fields in the polar region [HAERENDEL and LÜST 1968; POTTER and CAHILL 1969; WESCOTT, STOLARIK and HEPPNER 1969].

In addition, there exist a few model-calculations of the AEJ [BOSTRÖM 1964; BONNEVIER, BOSTRÖM and ROSTOKER 1969] in which ionospheric electric fields are employed. These calculations are the theoretical background of our work, therefore a short review is being given here.

1.1 *The models of the AEJ*

Let us assume the driving force of the AEJ to be an electric field which originates in the magnetosphere.

Due to the high parallel conductivity in the magnetosphere the magnetic field lines are equipotentials. Thus, any magnetospheric electric field will be mapped down into the ionosphere along the field lines if we disregard effects possibly caused by an ionospheric dynamo. We shall discuss two configurations and ask for important differences which may be detected by the instruments on board of a rocket.

To compute the height profiles of the Hall- and Pedersen-conductivities [FEJER 1965] one has to know the height variations of the electron density and collision frequencies of the particles involved in this process [DALGARNO 1961, NICOLET 1953].

Although the measured profiles of the electron density [KIST and SPENNER 1970] may considerably differ from this function it does not affect appreciably the shape of the height profiles of the conductivities under consideration.

In our considerations we shall employ height-integrated terms on account of the fact that the electric field is nearly height-independent [see BOSTRÖM 1964].

Configuration I

Figure 1 shows a schematic representation of this model. We introduce a coordinate-system x, y, z (x -axis pointing north, y -axis east, and z -axis positive towards the earth's centre) in which the current flows from east to west over a length of several hundred km, at least. Its north-south extension is taken to be 10 km, its vertical extension depends on the conductivities. The primary electric field E is homogeneous in the region of the AEJ and no currents will flow to and from the magnetosphere.

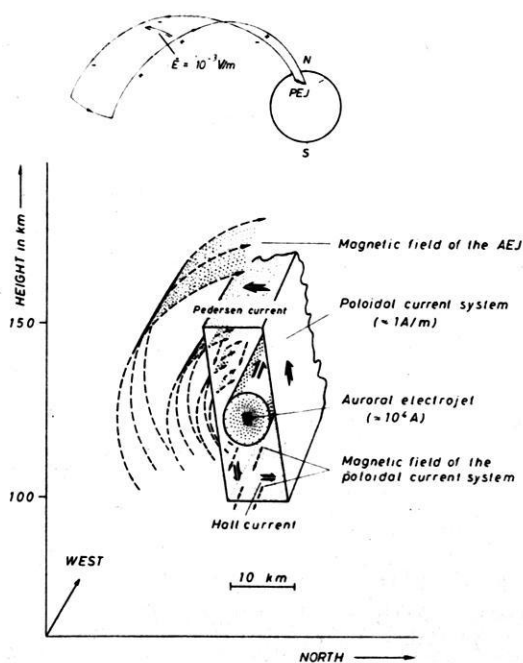


Fig. 1: Schematic representation of currents and magnetic fields for configuration I [SEILER und KERTZ 1967].

The Hall current of the field E will charge the boundaries of the current layer, and give rise to a polarization-field E_p , the Hall current of which is responsible for the large enhancement of I_y , thus producing an electrojet (I_y is the y -component of the height-integrated current density).

The most interesting aspect of this configuration is the generation of an ionospheric poloidal current-system surrounding the electrojet. This poloidal system is the source of a horizontal magnetic field which is directed to the East and confined to an altitude-range between about 100 km and 160 km.

Configuration II

The primary electric field E is now directed north-south and confined to the current-layer while currents may flow to and from the magnetosphere.

In this model the electrojet is simply the Hall current of the field E . On the other hand the Pedersen-current of this electric field is part of a magnetospheric poloidal current system that produces a horizontal magnetic field which is directed to the west and might be detectable up to great heights. Figure 2 shows a schematic representation for the second configuration.

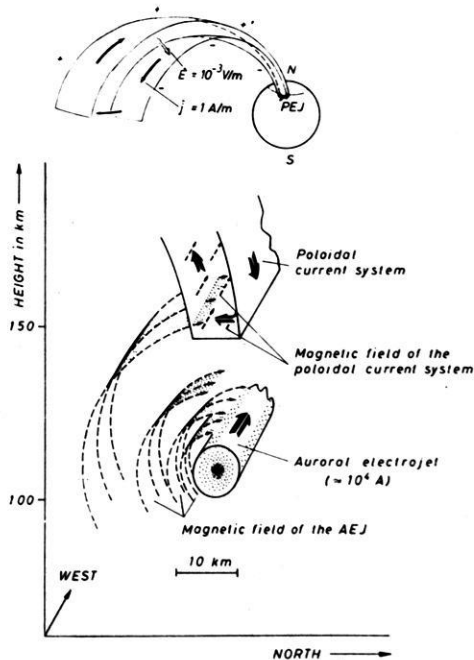


Fig. 2: Schematic representation of currents and magnetic fields for configuration II [SEILER und KERTZ 1967].

The remarkable difference between the two configurations concerning the horizontal fields produced by the poloidal current systems establishes an effective means to distinguish between the two models on the base of rocket magnetometer measurements. We therefore decided to launch three rockets (the description of the experiments are given in sections 3 and 4, see also [KIST and SPENNER 1970] to yield some information about the gross structure of the jet, the driving forces, and, with a few reasonable assumptions, the magnitude of the ionospheric electric fields.

The results of ground based measurements are presented in section 2. The results from the rocket magnetometers are given in section 3 and 4, and the close connection of the results in section 2 and 3 should be mentioned. The flight performance of the rockets and magnetograms are given in the appendix.

2. The Position-Finding System for the AEJ

2.1 Introduction

The magnetic fields of the poloidal current systems of configurations I and II were to be measured to get the desired informations about the driving mechanism of the AEJ. Thus the AEJ itself,—for the moment we consider the AEJ to be a line current—, must be located within the rocket trajectory. This requires an accurate position-finding system (PFS) for the AEJ.

The main features of our system (PFS), which is based on magnetometer measurements, will be briefly discussed in this section.

2.1.1 Model current systems

For simplicity we assume that the measured magnetic disturbances at the earth's surface represent the field of a single line current in the ionosphere.

Then we find

$$Z/H = -d/h \quad (2-1)$$

Z = vertical component of the earth's field

H = horizontal component of the earth's field

X = north component of the earth's field

Y = east component of the earth's field

d = distance between observation point and the current

h = height of the current

The cartesian coordinate system we use throughout this paper gives heights above ground level as negative values. The direction $\alpha + 90^\circ$ of the auroral electrojet will be calculated from

$$\operatorname{tg} \alpha = Y/X \quad (2-2)$$

(α being rotated in a clockwise sense).

On account of the fixed trajectory for a given type of rockets at ESRANGE, Kiruna, the rocket reaches the altitude of 100 km a well known time after take off. Thus if we know the position and velocity of the AEJ at any time, we are able to determine the exact launch time to meet the conditions mentioned in chapter 2.1.

Provided the AEJ is a single line current in the E -region, we only need one magnetometer station to yield the required information about d , α , and the current strength I of the system.

In reality there are several complicating factors:

- a) The AEJ is not a line current. Ground-based magnetometers on a north-south-profile often measure almost identical horizontal disturbances over several degrees of latitude.
- b) One has to account for the induction effect of the well-conducting earth.
- c) Pulsations and effects with time scales of e.g. one day are unwanted perturbations.

To take these perturbations into consideration the PFS should consist of more than one station, because more than three parameters may be determined to calculate d , α and I .

We decided to use two stations. Thus a model of the AEJ may contain six parameters for a unique solution.

2.1.2 The model for the AEJ

KERTZ [1954] has shown that the field of a line current I_L at height h_L equals the field of a plane current at height h exactly if the current distribution is

$$i_h(x) = \frac{I_L}{\pi} \cdot \frac{h - h_L}{(x - x_0)^2 + (h - h_L)^2}. \quad (2-3)$$

The half-width of this distribution is $2b = 2(h - h_L)$ and the total current is

$$\int_{-\infty}^{+\infty} i_h(x) dx = I_L.$$

To account for point a) in chapter 2.1.1 we assume that the AEJ has the distribution given in (2-3), and we may use the equivalent line current I_L for the calculation of d , α and I .

To account for points b) and c) we use the differences of corresponding components of two stations and allow for a homogeneous field (H_0 , Y_0 , Z_0 are the field-components) in all components. The advantage of this method is that the homogeneous field contains all the fields the sources of which are at great distances as compared to the distance of the ground stations. Daily variations and ring current effects are eliminated as well as the influence of deep-seated induced currents. For detailed information see REIMER [1969].

2.2 The position-finding system

For fast accurate calculations a small computer was used. The setup of the whole system is specified in the block-diagram of figure 3.

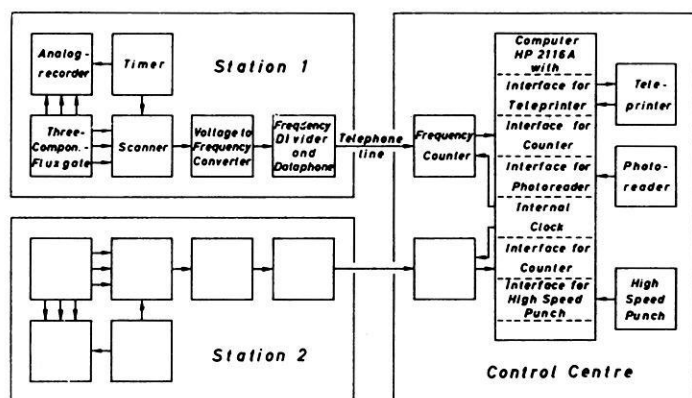


Fig. 3: Block diagram for the position-finding system with two identical magnetometer stations.

As magnetometers we used two sets of three-component fluxgates with a range of $\pm 2000 \gamma$ and an electrical suppression of the normal fields. The block containing the three sensors was oriented such that one component was perpendicular to the horizontal magnetic field during quiet periods. The sensors and the boxes containing the electronics were buried about 50 cm below the earth's surface to eliminate drifts possibly caused by variations of temperature. A calibration could be done in situ by applying a dc-current to the feed-back coil of the magnetometers. For more information see MÜLLER [1970].

2.3 Results from ground-based measurements

2.3.1 Height integrated current densities

During the campaign recordings of the magnetic field have been taken at the five stations Kiruna, Abisko, Tromsø, Esrange and Kilpisjärvi (120 km north of ES-RANGE), the last two being used in the position-finding system. The recordings of the last two stations are shown in the appendix for the times of the three rocket flights. These magnetograms were employed in a detailed study in which the height-integrated current densities were determined on the basis of more sophisticated models for the AEJ. The most complex model allowed for two independent equivalent line currents and their induced currents. Thus up to nine parameters had to be evaluated. This was done using a least-squares-fit and an iterative method. The results for rockets 1 and 2 are shown in figures 4 and 5 for the launchings on Nov. 19., 2h 38m 30s, and on Dec. 4., 23h 26m 30s. It must be pointed out again that the current density functions shown are derived solely from ground-based measurements. This means that variations on scales less than about 100 km could not be detected. Significant features are the great half-width of the current-distributions of the order of 500 km and perhaps the asymmetry

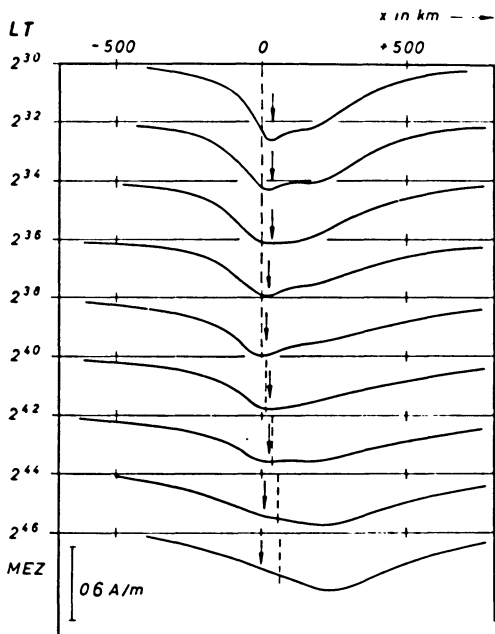


Fig. 4: Height-integrated current densities for flight of rocket 1 (19. 11. 1968).

The dashed lines illustrate the horizontal distance of the rocket from the launch-site. The arrows show the results of the position-finding of the AEJ.

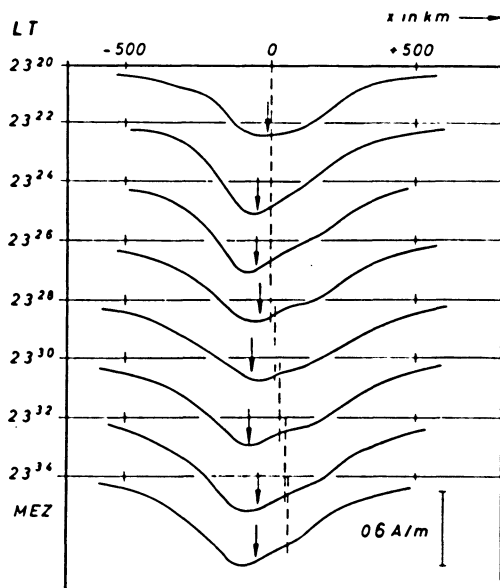


Fig. 5: Height-integrated current densities for flight of rocket 2 (4. 12. 1968).

The dashed lines illustrate the horizontal distance of the rocket from the launch-site. The arrows show the results of the position-finding of the AEJ.

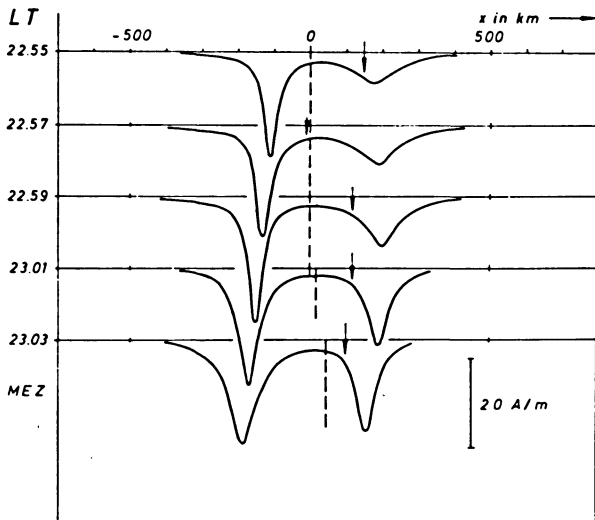


Fig. 6: Height-integrated current densities for flight of rocket 3 (3. 12. 1968).

The dashed lines illustrate the horizontal distance of the rocket from the launch-site. The arrows show the results of the position-finding of the AEJ.

To check the validity of the deduced current distributions, more calculations have been done. Good agreement with the rocket measurements of the total intensity of the magnetic field was found.

2.3.2 Result from the PFS

Small arrows in figures 4 and 5 indicate the position of the equivalent line current as determined from the records of only two stations. The arrows point to small maxima of the current distribution which are superimposed on the very wide general distribution. This performance was expected as the model allowed for a single equivalent line current and a homogeneous field.

The limits of the model are shown during the flight of rocket 3 launched on Dec. 3., 22h 59m 00s. The investigations based on all the accessible ground-level measurements yield a current distribution with two strong and narrow peaks (figure 6). The rocket passed through the current-carrying layers halfway between the two maxima. The position-finding system—forced to interpret the measurements as belonging to one equivalent line current—sometimes pointed to one maximum, and sometimes to the other one.

So we may conclude that the system actually used, and the model with a homogeneous field and one equivalent line current did work and did give reliable results as long as the overall distribution of height-integrated current density could be approximated by the function given in (2-3).

To allow for more complicated structures a model containing two equivalent line currents and perhaps their induced currents should be used. This model requires ground-based measurements from at least three stations.

3. The Results of the Proton-Magnetometer Measurements

3.1 Introduction

3.1.1 The rocket-instrument

In the proton-magnetometer the well known effect of nuclear energy-level splitting by a magnetic field is used to derive the total strength of the earth's magnetic field by simply measuring the Larmor frequency.

It was calculated that for the maximum weight and resistance allowed a magnetometer probe of width 5 cm and length 10 cm yields optimum signal strength of the voltage induced in the receiver coil. A sensor of these dimensions, filled with butyl-alcohol which has a relaxation-time of 0.9s, and a coil with 2300 windings were used. This combination yielded an ac-signal of $10 \mu V_{pp}$ across the matched input of the amplifier.

The amplifier was composed of high-reliability operational elements and a relai-switching circuit with electronic control during the various switching steps. The amplified signal was fed into the IRIG-Standard telemetry and recorded at the surface together with a 200 kHz-reference ground station signal.

3.1.2 Data processing

To obtain the total intensity of the earth's field the frequency of a decaying sine wave has to be measured with a high degree of accuracy.

To eliminate the noise from the record the data had to be digitized first and then subjected to a (digital) high-pass filter, because no appropriate analog device was available.

Subsequently, the "hyper-rapid Fourier transform" was used to compute the spectrum of each signal. The frequency at the spectral peak—which is the relevant information—was found by applying some interpolation formula.

Careful tests with exactly known sets of simulated data were performed to check the whole procedure. It turned out to be accurate within $\pm 10 \gamma$. On account of the perturbation fields of the payload and the rocket itself several reductions were made. Thus, the absolute accuracy of the measured data depends solely on the accuracy to which the perturbation fields are known—which is $\pm 50 \gamma$ —whereas the relative accuracy equals that of the data-processing procedure.

The effect of the rocket spin on the Larmor-frequency was eliminated. For further information see HEINRICH [1969].

3.2 *Measurements and Interpretation*

3.2.1 Height-Profiles of ΔF

ΔF is the difference between the measured total intensity and the corresponding value calculated from a spherical harmonics expansion (Program FIELD and set 12/66 of coefficients) of the earth's magnetic fields.

The next three figures, 7, 8 and 9 show plots of ΔF versus altitude for the three rocket flights.

To interpret these results we shall first look at the possible current-distribution as given in section 2 and derive a three-dimensional current-distribution on the base of these data which is in agreement with the electron-density results [KIST et al., 1970]. Finally we shall compute the magnetic field of this current-system, and, by selecting the component in the direction of the earth's field, we will try to fit the measurements.

3.2.2 The magnetic field of a three dimensional current-system

As pointed out in section 2, we can easily calculate the field-components of a line current. This magnetic field may be produced as well by some equivalent current-distribution at a certain height.

For further calculations we assume the maximum current-density (concerning the height variations) to be at the 110 km level, where the maximum electron-density was measured.

The height variation of the current density corresponds to that of the conductivities. We therefore introduce a Chapman-function, $CF(h)$, to describe the height variations of the current-density.

Using the notation of section 2 we may write

$$j(h, x) = \frac{I_L}{\pi} \frac{b}{(x - x_0)^2 + b^2} \cdot CF(h) \quad (3-2)$$

(with j being the current-density within the electrojet system). After an integration we obtain I_L , the strength of the equivalent line current.

The magnetic field of this model electrojet had to be computed numerically.

3.2.3 Interpretation of the results

Rocket 1

From the appropriate height-integrated current densities that were given in section 2 (cf. fig. 4) we calculated the magnetic field along the rocket trajectory, and compared the result with the proton-magnetometer data. A better agreement was achieved after the original distribution had been modified slightly. These changes (of amplitude, position and half-widths of the peaks) were well within the limits of resolution given

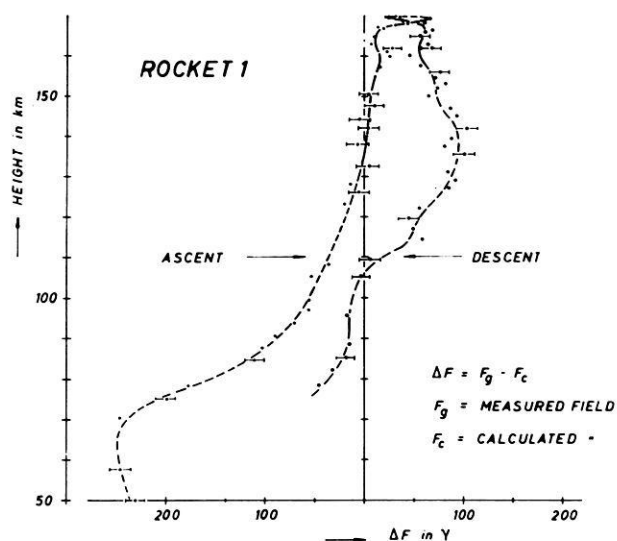


Fig. 7: Results from the proton-magnetometer measurements for rocket 1.

in section 2. The time variation of the modified distribution is shown on the right-hand side of fig. 10. The other graph shows the computed magnetic field \vec{F} of this current distribution along the rocket trajectory.

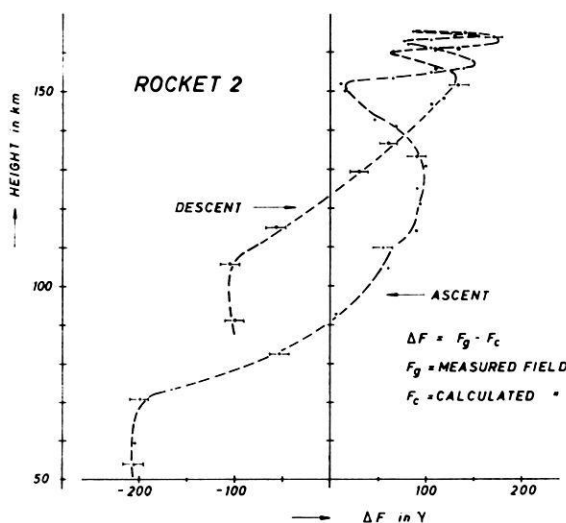


Fig. 8: Results from the proton-magnetometer measurements for rocket 2.

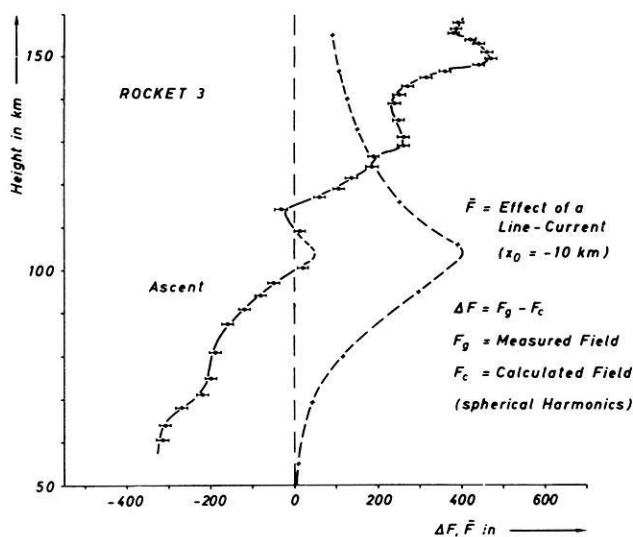


Fig. 9: Results from the proton-magnetometer measurements for rocket 3.

A comparison of this result with the ΔF -curve in figure 7 clearly demonstrates the really good agreement of the measurements and the calculations.

Among the variety of distributions that can be derived from ground-based data, the distribution we chose for figure 10 describes very well the distribution at those times. Yet, we do not claim to have given the exact values of amplitude, position and half-width, since some other combination of two—or even more—current-systems might yield similar results. However, the shape of the combined system may not be altered much from that given in fig. 10 in order to fit the ΔF curve as good as in this case.

Rocket 2

When we applied the trial-and-error method described above to the data for rocket 2 we found that the current distribution as given in fig. 5 had to be altered more distinctly than in the first case:

The half-width of the northern current band had to be reduced to about one half of the value deduced from ground-based measurements (see also KIST and SPENNER [1970]).

Figure 11 shows the result. Apart from the rapid changes in the measured curve above 130 km—which we believe are due to rapid motions of the southern current-system on a small scale—the calculated curve again shows the same features as the measured curve in figure 8, so the same conclusion as for rocket 1 holds.

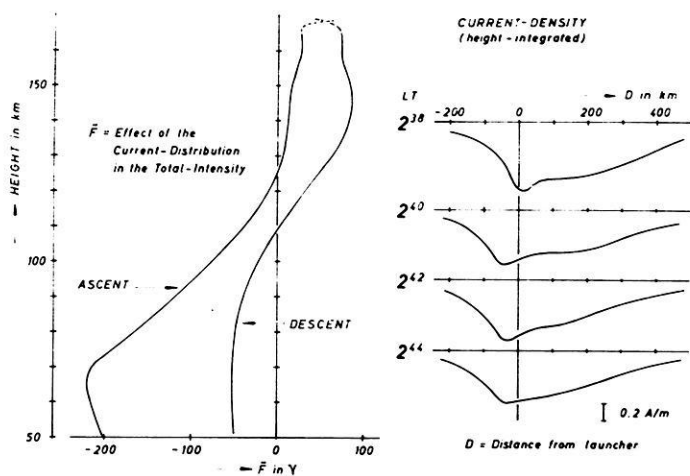


Fig. 10: The magnetic field of the current distribution on the right side (rf. fig. 4) yields a component \tilde{F} in the direction of the earth's magnetic field. \tilde{F} is shown on the left side and should be compared with fig. 7.

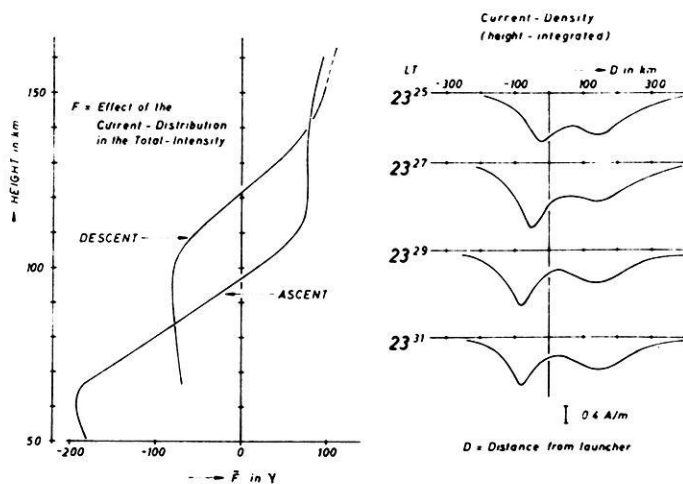


Fig. 11: The magnetic field of the current distribution on the right side (rf. fig. 5) yields a component \tilde{F} in the direction of the earth's magnetic field. \tilde{F} is shown on the left side and should be compared with fig. 8.

Rocket 3

Because of the telemetry breakdown no data were available for the descent part of the trajectory. On account of the various possibilities to fit the ΔF curve given in fig. 9 no model calculations have been performed in this case.

According to the ground-based results, the rocket passed the current-system in between two strong bands (cf. fig. 6). The position and amplitudes of the peaks are somewhat uncertain, because the small values recorded on the ground had to be interpreted as being differences of large contributions of either current band. No wonder then, that the ground-based data do not show all details that can be deduced from the rocket magnetometer data. For instance, an analysis of fig. 9 displays an asymmetry of the current concentration that is not shown in fig. 6. It is easily visualized that the field produced by a current-distribution, which is centered approximately 40 km south of the launch-site and which looks like a line current (10 km south of launch-site), nicely fits the data. The southern current appears to have been stronger as well as lying closer to the rocket trajectory than the northern current band.

4. The Results of the Search-Coil Magnetometer Measurements

4.1 *Introduction*

4.1.1 Description of the Instrument

The sensor of the search-coil magnetometer was a flat coil with a diameter of 12 cm which had 13000 windings and was mounted in such a way that its axis was perpendicular to the spin axis of the rocket. Because of the rocket's rotation in the geomagnetic field an alternating voltage was induced in the coil. Its amplitude and phase yielded the projection of the magnetic field vector into a plane normal to the spin axis. The signal was amplified and fed to an analog-to-digital converter.

4.1.2 Calibration of the Magnetometer

Although metal parts were avoided in the vicinity of the search-coil a distortion of the measurements (especially concerning the phase) by eddy currents had to be expected. Therefore the magnetic frequency response of the magnetometer was determined with the instrument mounted in the payload. Braunbek-Coils were used to generate homogeneous alternating fields, and digital data processing techniques were employed [SCHNEBEL 1970].

4.1.3 Data Processing

First the PCM-signal delivered by the analog-to-digital converter had to be decoded. Then with the aid of a digital computer, the amplitude and phase of the quasi-

sinusoidal signal were determined as functions of time. These time functions were corrected by taking into account frequency response obtained during the dynamic calibration of the built-in magnetometer.

4.1.4 Separation of the disturbance caused by the AEJ from the undisturbed field

Unfortunately, at the time the payload had been constructed there was no device available which allowed the rocket's attitude to be determined with respect to some coordinate systems fixed to the earth. Thus the permanent part of the geomagnetic field could be eliminated only by assuming that neither the attitude nor the spin rate changed during flight. Because of the aerodynamics of the rocket this is probably only true for altitudes higher than 100 km. Therefore only data from measurements taken above this level have been processed.

Due to the nearly vertical attitude of the rocket axis the amplitude of the signal is about the absolute value of the horizontal field component. The undisturbed horizontal field component measured along the rocket trajectory as a function of time

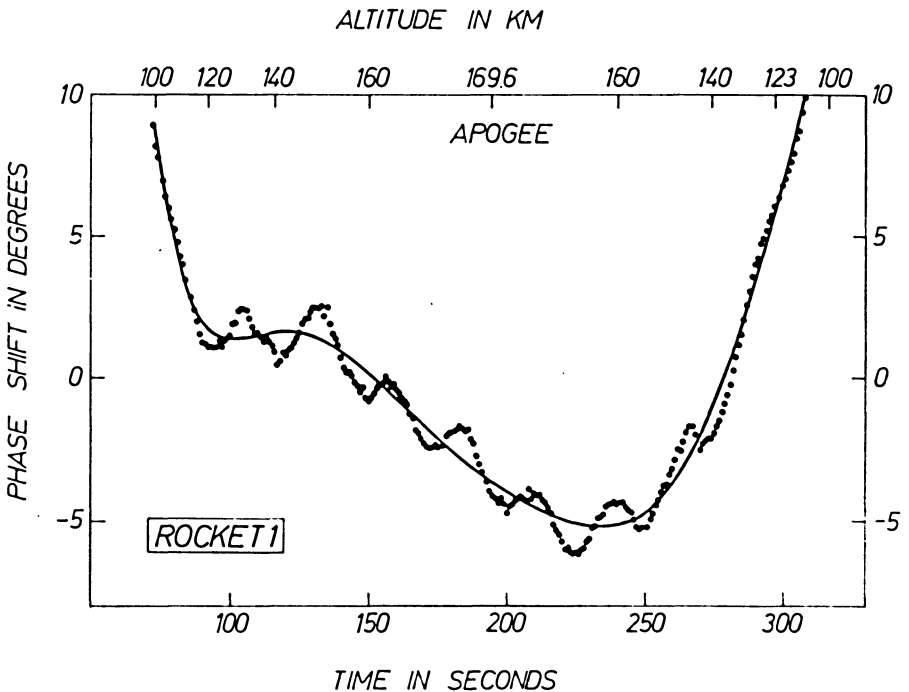


Fig. 12: The dotted curve represents the measured phase shift of the transverse magnetic field versus flight time, the solid line is obtained after correction for nutation effects.

would be a parabola because the altitude of the rocket as a function of time has this shape and the apogee is very small compared to the earth's radius. Therefore the permanent part of the measured field component is assumed to be a parabola found by a least-squares polynomial approximation, and the effect of the AEJ is given by the deviation from this curve.

By analogy the effect of the AEJ on the signal's phase is the deviation from a straight line, also obtained from a least-squares approximation.

Now the amplitude deviation as well as the deviation in phase still contain an approximately sinusoidal part which is caused by the coning motion of the rocket. This distortion was removed by approximating the time function by a polynomial of the 10th degree. The effect of this procedure on the phase shift is shown in fig. 12.

4.2 *Measurement and Interpretation*

4.2.1 Horizontal Intensity

The perturbation of the horizontal intensity, caused by the AEJ, as measured with the search-coil magnetometer agrees with the results from the measurements of the total field intensity. As these measurements have been discussed in detail in chapter 3.2, a discussion of the measured horizontal intensity is being omitted here.

4.2.2 Direction of the Horizontal Component

As outlined in section 1, BOSTRÖM [1964] developed several models to explain the phenomenon of the AEJ, the two most important of which were shown in fig. 1 and 2. Both models include a poloidal current system, which generates a horizontal magnetic field that cannot be detected on ground but can be measured with rocket magnetometers.

Configuration I

Contains a poloidal current system which causes a horizontal magnetic field of some 1000γ pointing east between 100 km and 160 km altitude.

Configuration II

Contains a poloidal current system which causes a horizontal magnetic field of some 1000γ pointing west above 130 km altitude.

When the horizontal intensity of the undisturbed field (pointing to the north) is 10000γ , an additional field of 1000γ shifts the field direction about ± 5 degrees.

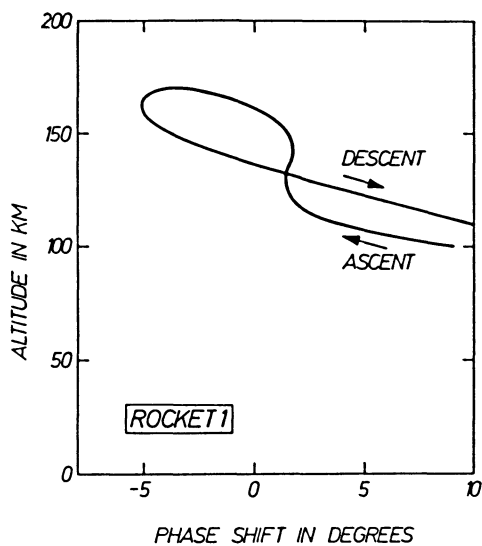


Fig. 13: Phase shift as a function of altitude for rocket 1.

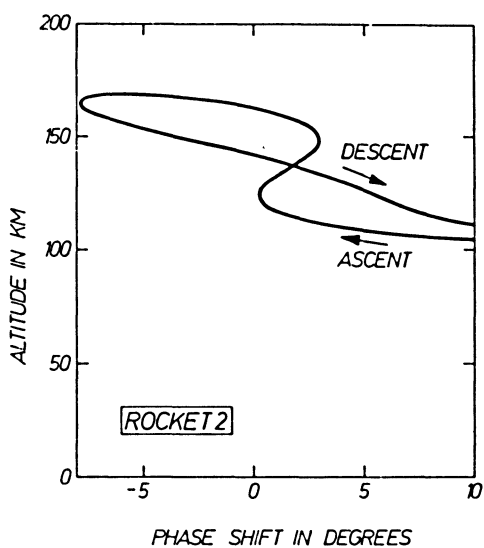


Fig. 14: Phase shift as a function of altitude for rocket 2.

This means:

If the measurements of the search-coil magnetometer show a phase shift of some 5 degrees in the range between 100 km and 160 km one should accept configuration I. If the measurements of the search-coil magnetometer show above about 130 km a phase shift of some 5 degrees one should accept configuration II.

Figure 13 and figure 14 show the phase shifts observed during flight 1 and flight 2, respectively, as a function of altitude.

Unfortunately ascent and descent do not show nearly the same values as one would expect. This means that the spin rate of the rocket was not sufficiently constant as had been presumed for the method of data processing described above.

But when we look at the ascents, in which one can trust more than in the descents because of the aerodynamics of the rockets, we observe a sudden change in the phase shift above 130 km.

5. Conclusions

As had been expected it was possible to determine the center of the horizontal distribution of a current system with the position-finding system.

In connection with data from several observatories the measurements yielded a broad horizontal distribution in all three cases. For flights 1 and 2 an asymmetric distribution was found. For flight 3 the shape of the distribution was determined by two large maxima separated by at least 200 km.

The structure of the AEJ was determined by the proton-magnetometer data with a resolution much higher than any one that could have been obtained from the ground-based measurements.

In addition, the altitude of the AEJ could be determined by the proton-magnetometer data. The measurements supported the assumption of the position-finding procedure that the altitude of the AEJ ranges between 100 and 120 km.

The results of the search-coil suggest that Boström's configuration II (cf. sect. 1) might describe the AEJ mechanism quite well on account of the measured sudden change in the phase shift above an altitude of 130 km.

The combined results from magnetometer and electron-density measurements yielded electric fields in the ionosphere comparable to those obtained from ion-cloud experiments.

The spin frequency and the attitude of the rockets were not sufficiently constant between 80 km and 130 km (due to unknown effects, perhaps aerodynamics) as had been presumed for the method of data processing described in sec. 4. Thus a very precise attitude measurement system and an accurate determination of the spin frequency together with the component-magnetometers are necessary equipment for further investigations of the AEJ. In addition, the apogee of the rocket should be above a height of 250 km.

To get a precise picture of the ionospheric conditions during a magnetic bay-disturbance one must include simultaneous measurements of the ionospheric electric fields. The results of these combined measurements would yield the desired information about the unknown source mechanisms involved.

Although one might be afraid of the technical complexity of a project like this, we suppose that further investigations of the AEJ are urgent and we hope that our results will have a stimulating effect.

Acknowledgements

We are indebted to the German Bundesministerium für Bildung und Wissenschaft for financial support, and to a team of the Deutsche Forschungs- und Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt, who have launched the rockets, for technical assistance. We wish to thank Prof. Dr. RAWER and Messrs. R. KIST and K. SPENNER for their excellent cooperation, and Prof. Dr. W. KERTZ for his helpful advice and comments during the course of this program.

The success of this project is due to the outstanding efforts of our co-workers Messrs. D. SCHNEBEL, B. KRÜGER, B. THEILE and S. MÜLLER in our team.

Appendix

A. Flight performance of the rockets.

	Day	launch-time	apogee	remarks
Rocket 1	19. 11. 68	02h 38m 30s LT	169 km	
Rocket 2	4. 12. 68	23h 26m 30s LT	167 km	
Rocket 3	3. 12. 68	22h 59m 00s LT	168 km	telemetry breakdown near apogee

B. Magnetograms from Kiruna and Kilpisjärvi for flights of the three rockets.

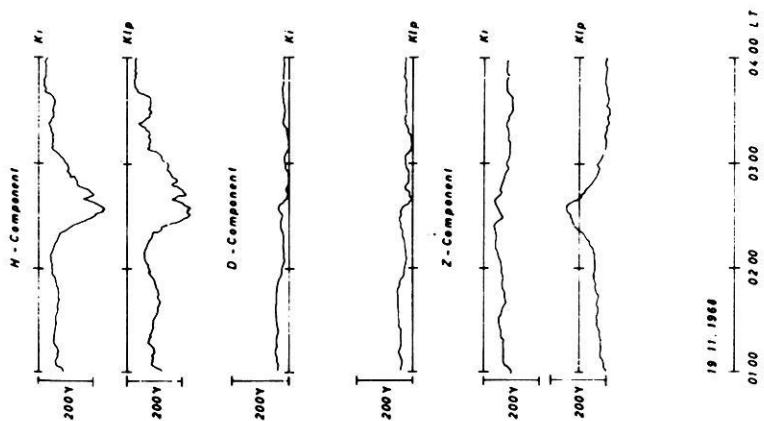


Fig. 15: Magnetograms from Kiruna (Ki) and Kilpisjärvi (Kip) for november 19., 1968 (rocket 1).

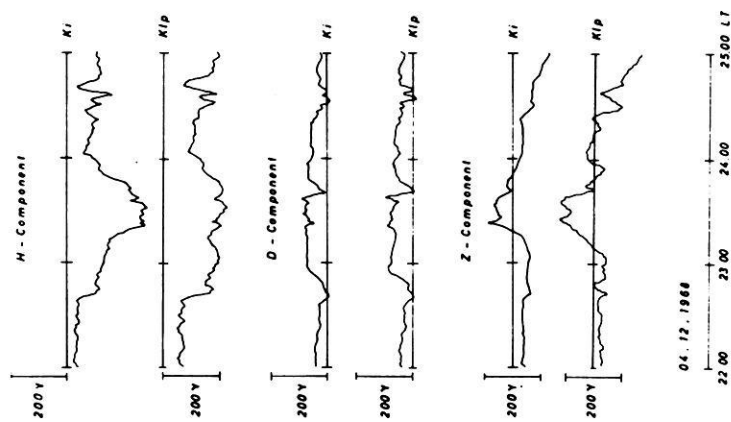


Fig. 16: Magnetograms from Kiruna (Ki) and Kilpisjärvi (Kip) for december 4., 1968 (rocket 2).

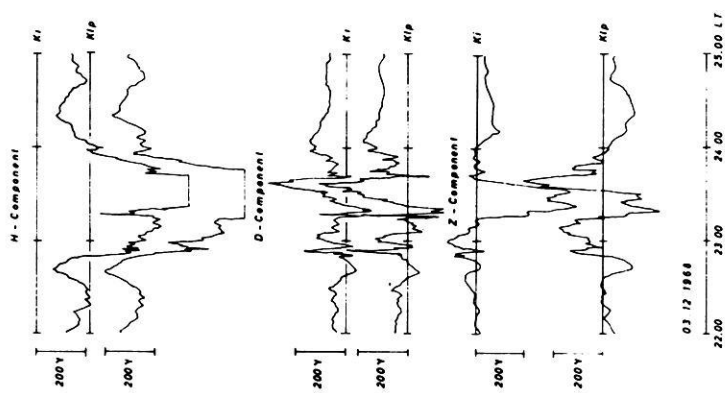


Fig. 17: Magnetograms from Kiruna (Ki) and Kilpisjärvi (Kip) for december 3., 1963 (rocket 3).

References

- AKASOFU, S.-I.: Polar and Magnetospheric Substorms. D. Reidel Publishing Comp., Dordrecht, 1968
- AKASOFU, S.-I., and C.-I. MENG: A study of polar magnetic substorms 2. Three-dimensional current system. *J. Geophys. Res.* 74, 4035—4053, 1969
- BONNEVIER, B., G. ROSTOKER, and R. BOSTRÖM: A Three-dimensional model current system for polar magnetic substorms. Publication of the Royal Institute of Techn., Stockholm. Dept. of Plasma Physics, May 1969
- BOSTRÖM, R.: A model of the auroral electrojet. *J. Geophys. Res.* 69, 4983—4999, 1964
- DALGARNO, A.: Charged particles in the upper atmosphere. *Ann. Géophys.* 17, 16—49, 1961
- FEJER, J. A.: Motions of Ionisation. In *Physics of the Earth's Upper Atmosphere* (ed. Hines, Phagis, Hartz, Fejer), 157—175, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, N. Y., 1965
- HAERENDEL, G., and R. LÜST: Electric fields in the upper atmosphere. In *Earth's Particles and Fields* (ed. B. M. McCormac), 271—285, Reinhold Book Corp., New York, 1968
- HEINRICH, H.: Raketenmessung in der Polarlichtzone mit einem Protonen-Magnetometer. *GAMMA 6*, Techn. Universität Braunschweig, 84 S., 1969
- KERTZ, W.: Modelle für erdmagnetisch induzierte elektrische Ströme im Untergrund. *Nachr. Akad. Wiss. Göttingen IIa*, 101—110, 1954
- KIST, R., und K. SPENNER: Plasmamessungen im Polarlicht-Elektrojet und daraus erschlossene elektrische Felder. *Z. Geophys.*, this issue, 1970
- MÜLLER, S.: 3-Komponenten-Magnetometer zur Peilung des polaren Elektrojet. *GAMMA 11*, Techn. Universität Braunschweig, 1970
- NICOLET, M.: The collision frequency of electrons in the ionosphere. *J. Atm. Terr. Phys.* 3, 200—211, 1953
- POTTER, W. E., and L. J. CAHILL: Electric and magnetic field measurements near an auroral electrojet. *J. Geophys. Res.* 74, 5159—5160, 1969
- REIMER, D.: Bestimmung der momentanen Lage des polaren Elektrojets. *GAMMA 9*, Techn. Universität Braunschweig, 151 S., 1969
- SCHNEBEL, D.: Verfahren zur Kalibrierung von Raketen-Magnetometern. *GAMMA 10*, Techn. Universität Braunschweig, 1970
- SEILER, E., und W. KERTZ: Der polare Elektrojet. *Z. Geophys.* 33, 371—402, 1967
- WESCOTT, E. M., J. D. STOLARIK, and J. P. HEPNER: Electric fields in the vicinity of auroral forms from motions of barium vapor releases. *J. Geophys. Res.* 74, 3469—3487, 1969

Plasmamessungen im Polarlicht-Elektrojet und daraus erschlossene elektrische Felder¹⁾

Electric Fields Derived from Plasma Measurements in the Polar Electrojet

Von R. KIST und K. SPENNER, Freiburg²⁾

Eingegangen am 17. Februar 1970

Zusammenfassung: Bei Aufstiegen mit Black Brant-Raketen in ESRANGE zur Untersuchung des Polarlicht-Elektrojets wurde die Impedanzsonde zur Messung der lokalen Elektronendichte eingesetzt. Die erhaltenen Elektronendichteprofile werden diskutiert. Aus den Meßergebnissen werden Profile der elektrischen Leitfähigkeiten berechnet. Besonderer Wert wird auf die Frage gelegt, welche Profile der Elektronen- und Ionenstoßfrequenzen dabei zu benutzen sind. Die erhaltenen Leitfähigkeiten werden verwendet, um die elektrischen Feldstärken im Polarlicht-Elektrojet (AEJ) zu berechnen. Dabei werden die Stromdichtewerte eingesetzt, die sich aus parallellaufenden magnetischen Messungen des Geophysikalischen Instituts der TU Braunschweig ergaben. Die erhaltenen Feldstärken stimmen mit den aus der Ionentriftmessung gewonnenen Werten sowie mit den Feldstärken überein, die aus Bariumwolkenexperimenten erschlossen wurden.

Bei denselben Raketenaufstiegen wurde die Elektronentemperatur mit einem Gegenspannungsanalysator im Polarlicht-Elektrojet gemessen. Innerhalb des Stromsystems zeigt sich eine kräftige Temperaturerniedrigung. Die Ionenstromverteilung um die spinnende Rakete wurde untersucht. Die gemessene Strommodulation erlaubt es, die Ionenanströmrichtung und die Ionentriftgeschwindigkeit zu ermitteln. Aus dieser Triftgeschwindigkeit und aus den Leitfähigkeitswerten wurde das höhenabhängige elektrische Feld und das entsprechende Stromprofil berechnet. Die Resultate werden mit den davon unabhängigen Magnetometermessungen und den theoretischen Modellvorstellungen zum AEJ verglichen.

Summary: With a variable frequency impedance probe electron density profiles have been measured on board of three Black Brant rockets, fired at ESRANGE/Kiruna. The profile obtained during ascent for rocket 1 can be represented quite well by a CHAPMAN-ELIAS-function, with an "effective scale height" of 15 km, and height of maximum 115 km. At the two other occasions, considerable deviations from this particular profile have been stated. They could be due to a more complex ionization function as is particularly indicated in case of rocket 3 by the magnetometer measurements after which the rocket moved towards a second

¹⁾ Die Messungen wurden im Rahmen eines Gemeinschaftsprojekts mit dem Institut für Geophysik und Meteorologie der TU Braunschweig durchgeführt. Vgl. den Beitrag von H. HEINRICH, D. REIMER und H. SIEMANN: "Investigation of the Auroal Electrojet" in diesem Heft.

²⁾ Arbeitsgruppe für physikalische Weltraumforschung, 78 Freiburg, Werderring 15. – Teil 1 dieses Aufsatzes wurde von R. KIST, Teil 2 von K. SPENNER verfaßt.

current density peak. In fact, as the rockets were intended to be fired into an Auroral Electrojet (AEJ) the position of which has been determined from ground observations, the probability is very high that the ionization profile as function of latitude was rather variable.

Conductivity profiles have been computed using the measured electron densities and collision frequency profiles which had to be chosen carefully. After height integration of the calculated conductivities they were brought together with height integrated current densities determined by magnetometer measurements, so that an electric field could be computed. It has been assumed that this field, in the height range concerned, is independent on height.

Electric fields determined in this way agree well with results obtained independently from the retarding potential analyzer for the height of the AEJ. In detail, our data obtained in the vicinity of an AEJ give a prevailing NS-component. A typical value for the NS-component is 12 mV/m for rockets 1 and 2 hitting the AEJ. We conclude that in an AEJ the electric field is considerably increased. In fact, for rocket 3 which did not hit directly an AEJ but went into a region between two current density peaks the NS-component was only 5 mV/m.

Thus, at ionospheric heights, electron density in situ profile observations, together with data on collision frequencies and magnetic field observations reasonably allow the electric field to be deduced.

With the planar retarding potential analyzer (RPA) electron and ion velocity distributions have been measured in all three rockets. Except for energies above 7 kTe for which an increased population was found the data agree with a maxwellian distribution so that the electron temperature T could be derived. The temperatures show their average increase between 100 and 170 km of height, and a minimum where the rocket was hitting the AEJ. The vertical gradient of T is always increased in cases where the AEJ was well developed.

Firstly with a RPA the ion drift velocity in the xy -plane could be determined from the wake effect upon the ion current as found by the ion current modulation which was equal in period with the rocket spin. A relevant simplified theory is given. The velocities so obtained contain the relevant rocket motion components and fit well with these, so that the horizontal ion drift can be isolated.

Supposing the ion motion to be due to the effect of an electric field (i.e. neglecting neutral wind drag effects) this field could be calculated and the total current be derived, using local electron density values measured by the impedance probe. Agreement with magnetic observations is quite good, except for one case where the small discrepancy could be explained by assuming a neutral wind drag effect of about 60 m sec^{-1} . The electric field profile and the current profile of one rocket measurement is in good agreement with theoretical models of the AEJ given by BOSTRÖM.

1. Elektronendichte, elektrische Leitfähigkeit und elektrische Feldstärke

1.1 Das Raketengerät

Die Impedanzsonde mit Frequenzdurchlauf wurde auf allen drei Nutzlasten zur Messung des Profils der lokalen Elektronendichte eingesetzt. Obwohl dieses Gerät und seine Auswertetheorie bereits anderweitig beschrieben wurde [JACOBS und RAWER 1965, 1966; KIST 1969], soll seine Funktionsweise hier kurz angegeben werden. Eine HF-Spannung, die im Frequenzbereich von 1,4 bis 10 MHz durchfahren wird, liegt an einer zylindrischen Antenne an, die an der Spitze der Rakete isoliert montiert ist und gegen die Raketenhaut einen Kondensator bildet. Im ionosphärischen Plasma, bei vernachlässigbarer Stoßzahl, weist dieser Kondensator eine Impedanz auf, die,

ähnlich wie bei einem Resonanzkreis, bei einer bestimmten Frequenz von kapazitiven zu induktiven Werten umschlägt. Diese Frequenz ist im Idealfall die „obere Hybridfrequenz“.

$$f_{\text{Hy}} = (f_N^2 + f_B^2)^{\frac{1}{2}}$$

(f_N = Plasmafrequenz; f_B = Gyrofrequenz).

Für $f < f_{\text{Hy}}$ ist die Impedanz der idealen Plasma-Antenne induktiv, für $f > f_{\text{Hy}}$ kapazitiv.

Die mit der Impedanzsonde gemessene Resonanzfrequenz liegt jedoch etwas unterhalb von f_{Hy} , da parallel zum Plasmakondensator noch eine definierte Kapazität liegt, die im wesentlichen durch das Verbindungskabel zwischen Elektronikbox und Antenne bestimmt ist.

Die Amplitudendifferenz der HF-Spannungen, die an der Antenne und einem Vergleichsnetzwerk erscheinen, wird verstärkt und, abhängig von der Frequenz, telemetriert. Die Zeit, in der das Gerät einen Frequenzdurchlauf ausführt, beträgt etwa eine halbe Sekunde, so daß die mittlere räumliche Auflösung bei etwa 500 m liegt. Die Meßunsicherheit für die Elektronendichte liegt bei Höhen oberhalb etwa 90 km unter 7%. Unterhalb 90 km sind größere Fehler möglich, da bei den dort niedrigen Elektronendichten der Einfluß der Ionenschicht auf die Lage der Resonanzfrequenz stärker ausgeprägt ist. Überdies wird in Gebieten, in denen die Plasmafrequenz in die Nähe der Gyrofrequenz kommt, unsere vereinfachte Auswertetheorie weniger zuverlässig.

1.2 Experimentelle Ergebnisse

Die erhaltenen Resonanzfrequenzen wurden in Plasmafrequenzen und die zugehörigen Elektronendichteprofile umgerechnet, die in Abb. 1 dargestellt sind. Für die folgende Diskussion der Ergebnisse ist es von Bedeutung, daß ein Elektronendichteprofil stets eine Folge von Meßwerten darstellt, die in Raum und Zeit verteilt sind (längs der Raketenbahn).

Rakete 1 (19. 11. 68)

Das Aufstiegsprofil kann recht gut mit Hilfe der CHAPMAN-ELIAS-Funktion

$$N(h) = N_0 \exp \left\{ \frac{1}{2} (1 - z - e^{-z}) \right\} \quad (1.1)$$

beschrieben werden, wobei $Z = (h - h_0)/H$; $h_0 = 115$ km; $H = 15$ km und $N_0 = 3,5 \cdot 10^{11} \text{m}^{-3}$ ist. (N_0 = max. Elektronendichte; h_0 = Höhe, in der N_0 erreicht wird; H = Skalenhöhe).

Nach Ausweis der Magnetometermessungen [HEINRICH et al. 1970] befand sich die Rakete während des Aufstiegs recht gut innerhalb des Stromdichtemaximums des Polarlicht-Elektrojet (AEJ). Diese Beobachtung wird unterstrichen durch die

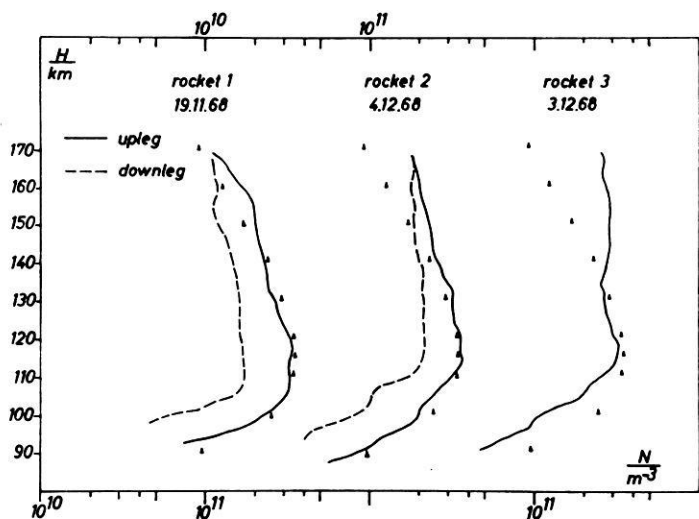


Abb. 1: Elektronendichte-Profile für alle drei Raketen, gemessen mit der Impedanz-Sonde. (Volle Dreiecke bezeichnen die für Aufstieg 1 angepaßte CHAPMAN-ELIAS-Funktion.)

Electron density profiles for all three flights, measured with the impedance probe (full triangles indicate fit with CHAPMAN-ELIAS function for ascent 1).

Tatsache, daß die unmittelbar vor und nach dem Aufstieg erhaltenen Ionogramme keine Reflexionen zeigen. Soweit an Hand der Ergebnisse des RPA-Experiments Elektronendichtewerte ermittelt wurden, stimmen sie ziemlich gut mit den Ergebnissen der Impedanzsonde überein.

Die während des Abstiegs gemessenen Elektronendichten sind merklich niedriger als die Aufstiegswerte. Offensichtlich paßt dies zu der magnetometrisch erschlossenen Stromdichteverteilung [HEINRICH et al. 1970], aus der man ersieht, daß die Rakete beim Abstieg Gebiete niedrigerer Stromdichte erreichte. Auch der während des Raketenfluges beobachtete Abfall der Riometerabsorption (27,6 MHz) von ca. 1,9 dB auf 0,8 dB paßt in dieses Bild. Allerdings können wir zur Zeit nicht ausschließen, daß ein Schweifeffekt durch Ausgasen der absteigenden Rakete auch eine Erniedrigung der Elektronendichte im „Kielwasser“ der Rakete hervorrief. In diesem Falle wären die Abstiegsresultate unsicher.

Rakete 2 (4. 12. 68)

Bis hinauf zu 130 km kann das Aufstiegsprofil sehr gut durch die Gl. (1) mit den für Rakete 1 bestimmten Parametern beschrieben werden. Oberhalb dieser Höhe übersteigen jedoch die mit der Impedanzsonde gemessenen Elektronendichtewerte jene des CHAPMAN-ELIAS-Profiles bis zu 100%. Der Maximalwert der gemessenen

Elektronendichte von $3,5 \cdot 10^{11} \text{m}^{-3}$ ist in sehr guter Übereinstimmung mit dem Wert, der aus dem Ionogramm des Kiruna Geophysical Observatory (KGO) ermittelt wurde. Das erste ESRANGE-Ionogramm nach dem Schuß zeigt eine maximale Elektronendichte von $2,5 \cdot 10^{11} \text{m}^{-3}$, die gut mit dem während des Abstiegs gemessenen Wert von $2,2 \cdot 10^{11} \text{m}^{-3}$ übereinstimmt. Auch im Verlauf dieses Schusses nahm die Riometerabsorption beträchtlich ab (der AEJ wanderte hier nach Süden bzw. teilte sich in zwei sich voneinander entfernende Zentren auf).

Rakete 3 (3. 12. 68)

Die Abweichung des Dichteprofils von dem für Rakete 1 erhaltenen Profil der Gl. (1) ist sehr stark oberhalb 130 km. Dies ist mit den magnetometrischen Beobachtungen [HEINRICH et al. 1970] in Einklang, nach denen sich die Rakete auf das zweite Stromdichtemaximum zu bewegte, das nördlich des Startplatzes lokalisiert war (und selbst in südlicher Richtung wanderte). Die gemessene maximale Elektronendichte von $3,3 \cdot 10^{11} \text{m}^{-3}$ ist in guter Übereinstimmung mit dem Ionogrammwert des KGO ($3,5 \cdot 10^{11} \text{m}^{-3}$). Die ESRANGE-Ionosonde, die sich etwa 40 km nördlich des Startplatzes befindet, zeigte zu dieser Zeit keine Reflexion, wohl wegen der höheren Ionisation über dieser Stelle.

Während dieses Schusses nahm die Riometerabsorption von anfänglich 0,6 dB auf schließlich etwa 2,1 dB zu. Leider verfügen wir über keine Abstiegsdaten bei diesem Flug, da bei Erreichen des Apogäums die Telemetrie ausfiel. Sehr wahrscheinlich wären aufgrund der Magnetometermessungen beim Abstieg wesentlich höhere Elektronendichtewerte gemessen worden als beim Aufstieg; dies scheint sich mit der starken Abweichung des Aufstiegsprofils von dem CHAPMAN-ELIAS-Profil oberhalb 130 km bereits anzukündigen.

1.3 Berechnung von Leitfähigkeitsprofilen

Neben der Elektronendichte sind die Haupt-Eingangsparmeter bei der Berechnung elektrischer Leitfähigkeiten die Stoßfrequenzen:

$$\begin{aligned} \sigma_P &= \frac{N_e}{B} \left[\frac{\omega_e/v_{en}}{1 + (\omega_e/v_{en})^2} + \frac{\omega_i/v_{in}}{1 + (\omega_i/v_{in})^2} \right] \\ \sigma_H &= \frac{N_e}{B} \left[\frac{1}{1 + (v_{en}/\omega_e)^2} - \frac{1}{1 + (v_{in}/\omega_i)^2} \right] \\ \sigma_{\parallel} &= \frac{N_e}{B} \frac{\omega_i/v_{in} + \omega_e/v_{en}}{1 + (\omega_i/v_{in} + \omega_e/v_{en}) \cdot v_{ei}/\omega_e} \end{aligned} \quad (1.2)$$

Dabei sind σ_P , σ_H die PEDERSEN- und HALL-Leitfähigkeit, σ_{\parallel} die Leitfähigkeit parallel zum Magnetfeld $B = 0,5$ Gauß, ω_e , ω_i die Elektronen- und Ionengyro-

frequenz, ν_{en} , ν_{in} die Elektronen- und Ionenstoßfrequenz, ν_{ei} die Stoßfrequenz zwischen Elektronen und Ionen und $e = 1,602 \cdot 10^{-19}$ Asec die Elementarladung. In (1.2) ist das ionosphärische Plasma als elektrisch neutral behandelt.

1.3.1 Stoßfrequenzprofile

Wir wollen schauen, welche Stoßfrequenzprofile hier zu verwenden sind. Abb. 2 zeigt eine Reihe von Elektronenstoßfrequenzen für den hier interessierenden Höhenbereich. Stoßfrequenzen für monoenergetische Elektronen wurden in effektive Stoßfrequenzen umgerechnet, wobei ein von PIGGOTT und THRANE [1966] für Höhen oberhalb von 90 km angegebener Faktor 2,5 benutzt wurde. Die durch volle Dreiecke gekennzeichneten Stoßfrequenzen wurden nach PIGGOTT und THRANE [1966] berechnet, wobei die Proportionalität der Stoßfrequenz zu T_e/T_n (T_e , T_n = Elektronen- bzw. Neutralteilchentemperatur), berücksichtigt wurde. Dabei sind die T_e -Werte und — als Näherung für T_n — der Wert der Iontemperatur T_i des GSA-Experimentes bei 170 km benutzt worden. Für 80 km wurde T_n der CIRA 65-Atmosphäre (Modell 5) entnommen; in den Zwischenhöhen wurde T_n linear zwischen dem CIRA- und dem GSA-Wert interpoliert. Die durchgezogene Kurve in Abb. 2 stellt Mittelwerte dar, die aus allen in dieser Figur eingetragenen Stoßfrequenzen mit Ausnahme der von BOSTRÖM [1964] benutzten Werte gebildet wurden. Wie zu ersehen ist, scheinen die von BOSTRÖM benutzten Stoßfrequenzen um einen Faktor von mindestens 2 zu klein zu sein.

Abb. 3 zeigt Ionenstoßfrequenzen. Die durchgezogene Kurve bezeichnet Stoßfrequenzen, die durch Mittelung von bei HEINRICH [1969] entnommenen und nach DALGARNO [1958, 1961] berechneten Werten entstanden sind. Diese Abbildung zeigt, daß die von BOSTRÖM benutzten Ionenstoßfrequenzen ebenfalls, und zwar wenigstens unterhalb 130 km, als zu klein erscheinen.

Abb. 4 zeigt Elektronen-Ionen-Stoßfrequenzen als Funktion der Elektronendichte für verschiedene Werte der Elektronentemperatur. Die Kurven sind nach einer von NICOLET [1953] angegebenen Formel berechnet.

1.3.2 Leitfähigkeitsprofile

Da in der gesamten Ionosphäre $\omega_i/\nu_{in} \ll \omega_e/\nu_{en}$, oberhalb etwa 80 km $(\omega_e/\nu_{en})^2 \ll 1$ und oberhalb etwa 100 km $\nu_{en} \cdot \nu_{in} \ll \omega_e \omega_i$ gilt, können die Gleichungen (5.2) wie folgt vereinfacht werden:

$$\begin{aligned}\sigma_P &= \frac{N_e}{B} \frac{\omega_i/\nu_{in}}{1 + (\omega_i/\nu_{in})^2} \\ \sigma_H &= \frac{N_e}{B} \frac{1}{1 + (\omega_i/\nu_{in})^2} \\ \sigma_{||} &= \frac{N_e}{B} \frac{\omega_e}{\nu_{en} + \nu_{ei}}\end{aligned}\tag{1.3}$$

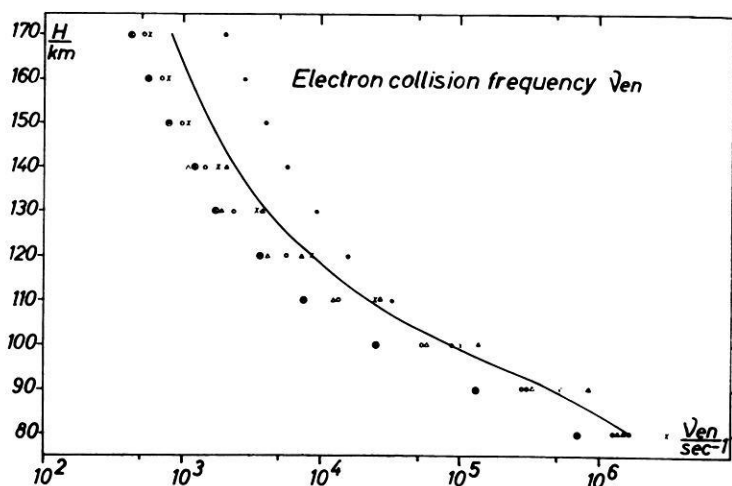


Abb. 2: Effektive Elektronen-Stoßfrequenzen ν_{en} :

- × Werte, die HEINRICH [1969] entnommen wurden.
- Werte, die mit der CIRA 65 Atmosphäre nach der Formel von PHELPS und PACK [1959] errechnet wurden.
- Experimentelle Werte nach PIGGOTT und THRANE [1966] extrapoliert oberhalb 140 km.
- △ Theoretische Werte berechnet nach PIGGOTT und THRANE unter der Annahme $T_e/T_n = 1$.
- ▲ Theoretische Werte, berechnet nach PIGGOTT und THRANE, unter Benutzung von quasi beobachteten T_e/T_n -Werten. (Mittelwert der Beobachtungen aller drei Raketen.) T_e wurde direkt mit GSA-Technik gemessen, siehe Teil 2. Zu T_n siehe Text.
- ⊗ Werte, die von BOSTRÖM [1964] benutzt wurden.

Effective electron collision frequencies ν_{en} :

- × Values taken from HEINRICH [1969].
- Values calculated with CIRA 65 atmosphere using the formula of PHELPS and PACK [1959].
- Experimental values after PIGGOTT and THRANE [1966] extrapolated above 140 km.
- △ Values calculated after PIGGOTT and THRANE assuming $T_e/T_n = 1$.
- ▲ Values calculated after PIGGOTT and THRANE using quasi observed T_e/T_n values (mean of all three rockets). T_e has been directly observed by RPA-techniques, see part 2. For T_n interpolation was made between the T_1 -value deduced by RPA technique at 170 km and the T_n value of CIRA 65 at 80 km.
- ⊗ Values used by BOSTRÖM [1964].

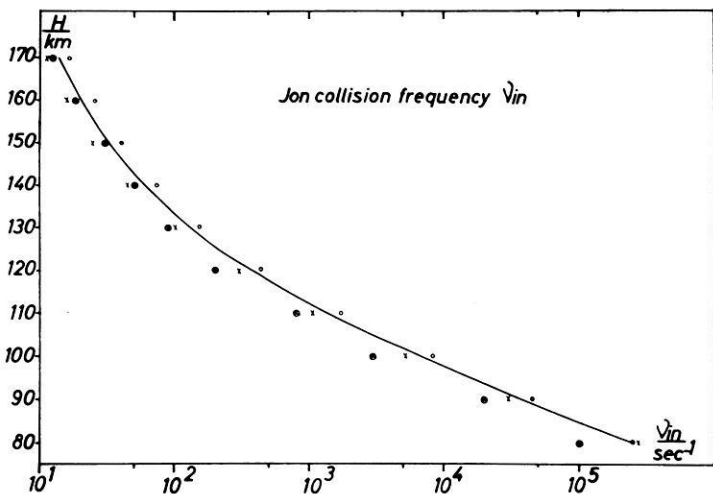


Abb. 3: Ionen-Stoß-Frequenzen ν_{in} :

- × Werte, die HEINRICH [1969] entnommen wurden.
- Werte, die nach DALGARNO [1958, 1961] unter Benutzung der CIRA 65-Atmosphäre berechnet wurden.
- ⊗ Werte, die von BOSTRÖM [1964] benutzt wurden.

Ion collision frequencies ν_{in} :

- × Values taken from HEINRICH [1969].
- Values calculated after DALGARNO [1958, 1961] using CIRA 65.
- ⊗ Values used by BOSTRÖM [1964].

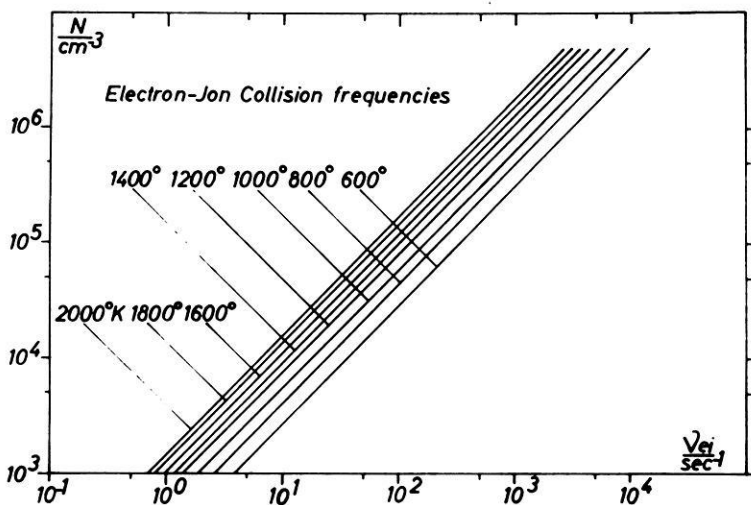


Abb. 4: Elektronen-Ionen-Stoßfrequenzen ν_{ei} nach NICOLET [1953].

Electron-ion collision frequencies ν_{ei} after NICOLET [1953].

In den angegebenen Höhenbereichen hängen somit die PEDERSEN- und HALL-Leitfähigkeit praktisch nur von den Ionenstoßfrequenzen ab. Dort gilt zwischen σ_P und σ_H demnach die einfache Beziehung

$$\sigma_P = \frac{\omega_i}{\nu_{in}} \sigma_H \quad (1.4)$$

Im betrachteten Höhenbereich sind die Elektronen- und Ionengyrofrequenz praktisch konstant:

$$\omega_e = 9 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}; \quad \omega_i = 1,55 \cdot 10^2 \text{ sec}^{-1},$$

wobei ω_i einen Mittelwert für NO^+ und O_2^+ darstellt ($B = 0,5$ Gauß).

Die Stoßfrequenzen der Abbildungen 2 bis 4 wurden nun — zusammen mit den Aufstiegsprofilen der Abbildungen 1 bis 3 — zur Berechnung der Leitfähigkeiten nach (1.2) benutzt. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 5 bis 7 dargestellt. Die gestrichelten Linien geben die Leitfähigkeitswerte an, die man bei Benutzung der Stoßfrequenzen nach BOSTRÖM [1964] erhält. In niedrigeren Höhen, wo $(\omega_i/\nu_{in})^2 \ll 1$, hängt σ_H praktisch nur von der Elektronendichte N ab. Sobald sich $(\omega_i/\nu_{in})^2$ dem Wert 1 nähert oder diesen übersteigt, führen die von BOSTRÖM benutzten niedrigeren Ionenstoßfrequenzen zu niedrigeren HALL-Leitfähigkeiten. Dies gilt auch für σ_P oberhalb etwa 125 km. Unterhalb dieser Höhe wird der Faktor ω_i/ν_{in} bestimmend, so daß hier die mit den niedrigeren ν_{in} -Werten verbundenen PEDERSEN-Leitfähigkeiten höher sind. Unterhalb etwa 100 km beeinflußt schließlich mehr und mehr die elektronische Komponente den Wert von σ_P .

Die Leitfähigkeitswerte σ_H , die mit BOSTRÖMS niedrigeren ν_{in} -Werten gerechnet wurden, sind gemäß Formel (1.3) etwa zweimal so hoch wie jene, die mit denen für diese Arbeit gewählten ν_{in} -Werten gebildet wurden. Aus den Abbildungen 5 bis 7 geht hervor, daß die durch die verschiedenen Ionenstoßfrequenzen hervorgerufenen Unterschiede in den σ_P - und σ_H -Werten Faktoren bis zu 1,6 entsprechen.

1.4 Elektrische Felder

Wir wollen nun versuchen, die elektrischen Felder zu finden, die für die magnetisch beobachteten Stromdichten (HEINRICH et al. 1970] verantwortlich waren. Wie es für Fälle, in denen Stromsysteme durch Magnetometermessungen erschlossen werden, typisch ist, können wir nur integrale Betrachtungen unter der Annahme einer höhenunabhängigen Horizontalkomponente des elektrischen Feldes E anstellen; die höhenintegrierte Stromdichte wird dann:

$$I = \int_0^{\infty} i \, dh = E \int_0^{\infty} \sigma \, dh = E \cdot \Sigma \quad (1.5)$$

(i = lokale Stromdichte).

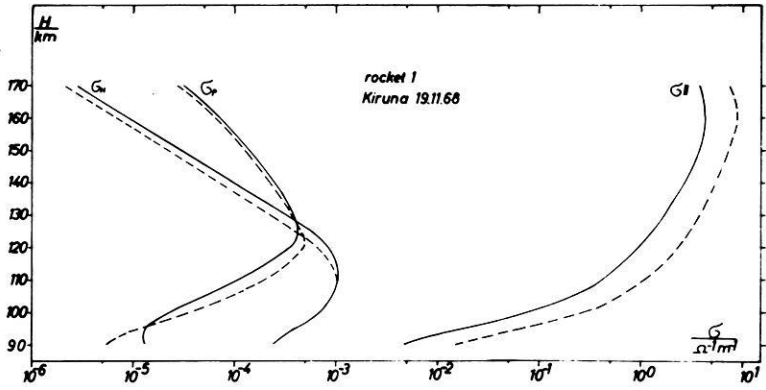


Abb. 5.

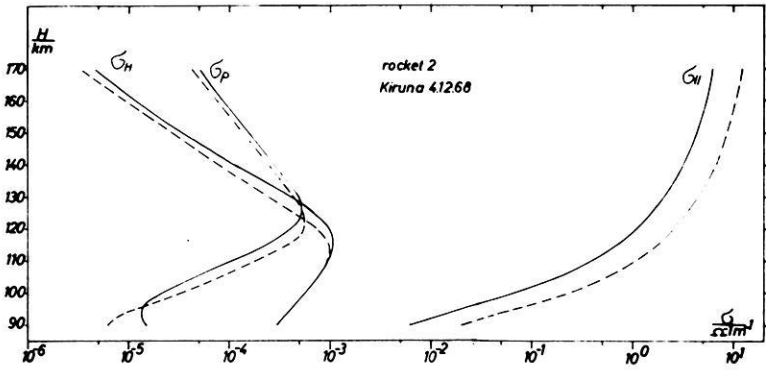


Abb. 6.

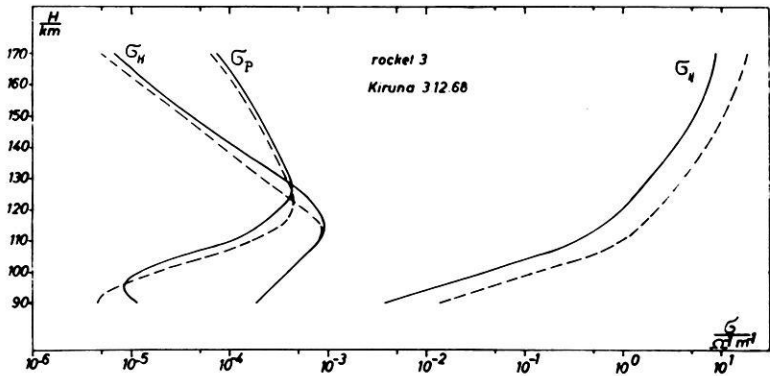


Abb. 7.

Aus den Abbildungen 5 bis 7 sowie aus den Leitfähigkeitsprofilen bei BOSTRÖM [1964] geht hervor, daß der Beitrag von σ_P und σ_H zu Σ_P und Σ_H unterhalb und oberhalb des hier betrachteten Höhenbereiches (90 bis 170 km) ohne weiteres zu vernachlässigen ist, so daß wir

$$\Sigma = \int_{90 \text{ km}}^{170 \text{ km}} \sigma dh$$

benutzen können.

In Tabelle 1 sind die höhenintegrierten Leitfähigkeiten eingetragen. Σ_{\parallel} ist etwa 4 Größenordnungen größer als Σ_P und Σ_H . In der ungestörten Ionosphäre ist Σ_P größer als Σ_H , da bei ca. 300 km ein zweites Maximum für σ_P existiert [BOSTRÖM, 1964]. Dieses Maximum wird unwesentlich im Fall eines AEJ, so daß die oben erwähnte Integration bis zu 170 km ausreichend ist. Natürlich bleibt zu bedenken, daß die Integration nicht mit σ -Werten erfolgte, die zu einer bestimmten Vertikallinie gehören, sondern mit solchen, die längs der Raketenbahn angetroffen wurden.

Tabelle 1.

	Σ_P/Ω^{-1}	Σ_H/Ω^{-1}	$\Sigma_{\parallel}/\Omega^{-1}$
Rakete 1	14,05	34,5	$16,8 \cdot 10^4$
Rakete 2	16,2	35,0	$21,15 \cdot 10^4$
Rakete 3	15,5	27,5	$26,1 \cdot 10^4$
ungestörte Ionosphäre	0,56	0,19	—

Mit den Σ -Werten der Tabelle 1 wurden die integrierten Schichtleitfähigkeiten $\Sigma_{xx} \cong \Sigma_P/\sin^2 \psi$ und $\Sigma_{yx} \cong \Sigma_H/\sin \psi$ ($\psi = 77^\circ$, Inklinationswinkel für Kiruna) gebildet [Untiedt, 1968]. In unserem Koordinatensystem (x nach Norden, y nach Osten, z zum Erdmittelpunkt) wurden nun (unter Vernachlässigung von Neutralwinden) die folgenden Gleichungen benutzt (siehe auch Teil 2):

$$\begin{aligned} I_x &= \Sigma_{xx} E_x - \Sigma_H E_y \\ I_y &= \Sigma_{yx} E_x + \Sigma_P E_y \end{aligned} \quad (1.6)$$

Abb. 5, 6, 7: Aus den gemessenen Elektronendichten mit den von uns angenommenen Stoßzahlwerten berechnete PEDERSEN-Leitfähigkeit σ_P , HALL-Leitfähigkeit σ_H und feldparallele Leitfähigkeit σ_{\parallel} . Gestrichelt: Ergebnis mit den von BOSTRÖM [1964] benutzten Stoßfrequenzen.

Conductivities computed from the measured electron densities with collision frequencies as given by the full curves of Figs. 2, 3, 4: PEDERSEN-conductivity σ_P , HALL-conductivity σ_H , fieldparallel conductivity σ_{\parallel} . Broken curves: results obtained with collision frequencies used by BOSTRÖM [1964].

Die höhenintegrierten Stromdichten I_x und I_y wurden den Ergebnissen der magnetometrischen Messungen [HEINRICH et al. 1970] entnommen, wobei für die Richtung des AEJ Mittelwerte des gemessenen Azimutwinkels von 260° (Rakete 1), 265° (Rakete 2) und 260° (Rakete 3) benutzt wurden. Die erhaltenen elektrischen Feldstärken sind in Tabelle 2 eingetragen:

Tabelle 2

		Rakete 1	Rakete 2	Rakete 3
$\frac{E_x}{\text{mV m}^{-1}}$	A *)	— 12	— 15	— 5
	B *)	— 14	— 11	
	mittel	— 13	— 13	
$\frac{E_y}{\text{mV m}^{-1}}$	A	— 4	— 4	— 2
	B	— 5	— 3	
	mittel	— 4,5	— 3,5	

*) Bei A wurden die höhenintegrierten Stromdichtewerte von D. REIMER, bei B diejenigen von H. HEINRICH benutzt.

Wir erhalten somit ein elektrisches Feld mit einer Nord-Süd-Komponente, die etwa um den Faktor drei größer als die Ost-West-Komponente ist. Dieses Resultat scheint den Schluß von WESCOTT et al [1969] zu bestätigen, daß der AEJ im wesentlichen einen HALL-Strom darstellt.

Die elektrischen Felder der Tabelle 2 stimmen recht gut mit den elektrischen Feldern überein, die in Teil 2 mit Hilfe der GSA-Technik aus der horizontalen Ionentriftbewegung für den Höhenbereich um etwa 120 km gewonnen wurden. Unser Resultat ist ebenfalls mit den elektrischen Feldern vergleichbar, die aus Bariumwolkenexperimenten (allerdings für Höhen von 200–300 km) abgeleitet wurden [FÖPPL et al. 1968; WESCOTT et al. 1969].

2. Messung von Elektronen-Temperatur und Ionen-Trift mit einem Gegenspannungs-Analysator und daraus berechnete elektrische Feld- und Stromprofile

2.1 Einführung

Für ein besseres Verständnis und für theoretische Berechnungen ist es von großer Wichtigkeit, neben der Elektronendichte auch deren Temperatur und die Plasmabewegung zu kennen. Zu diesem Zweck wurde mit einem planaren Gegenspannungsanalysator (GSA) [HINTEREGGER 1960] das thermische Energiespektrum der Elektronen und, als neue Anwendung, auch die Ionentriftgeschwindigkeit gemessen. Während die Elektronentemperatur aus der Strom-Spannungskurve der LANGMUIR-Charakteristik abgeleitet wurde, konnte die Ionentrift aus der gemessenen Strommodulation um die rotierende Rakete ermittelt werden.

Der planare Sensor der GSA besteht im wesentlichen aus dem Gegenspannungsgitter in der Front des Sensors, dem Schirmgitter und dem Kollektor (Abb. 8). Die Kollektorplatte ist umgeben von einem Schutzring. Beide sind so geladen, daß in einem Mode (+ 18 V) nur die Elektronen gesammelt und die positiven Ionen abgestoßen werden, während im folgenden Mode (- 15 V) nur die Ionen gemessen werden. Das Schirmgitter (+ 15 V bzw. - 18 V) ist immer etwas negativer als der Kollektor, um Sekundärelektronen zu unterdrücken; außerdem verringert es die Kapazität zwischen Gegenspannungsgitter und Kolektor. Um eine bessere Energieauflösung zu erhalten, ist das Gegenspannungsgitter als Doppelgitter ausgebildet. Das Potential wurde in 256 Schritten zwischen + 5 V und - 4 V durchgeföhren. Zur Verkürzung der Meßzeit war die Möglichkeit vorgesehen, automatisch 7 Stufen von 8 zu überspringen, so lange die gemessene Stromänderung klein blieb. Die ein-

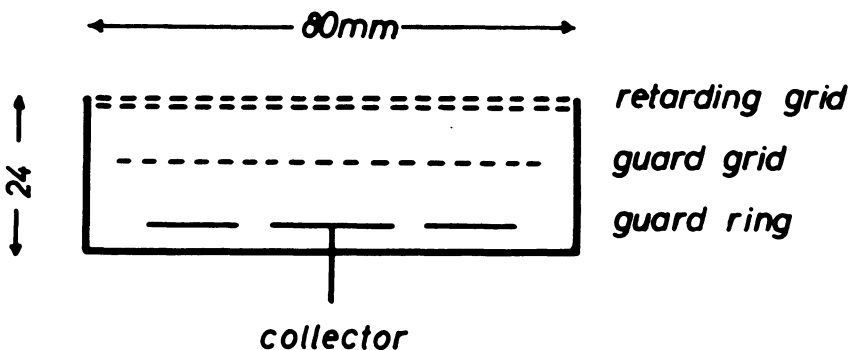


Abb. 8: Gegenspannungs-Sensor (schematisch).

Sensor of (planar) retarding potential analyzer (RPA): Double retarding front grid on variable voltage, screen or guard grid to eliminate secondary electrons, collector plate surrounded by guard ring to achieve planar geometry.

fallenden geladenen Partikel können nur dann das Gegenspannungsgitter passieren, wenn deren kinetische Energie größer ist als das angelegte Gitterpotential. Der gesammelte Teilchenstrom wurde in Abhängigkeit von der Gitterspannung durch einen empfindlichen linearen Verstärker (10^{-6} A bis 10^{-10} A) mit automatischer Bereichsumschaltung gemessen. Der Durchmesser des Sensors betrug 8 cm mit einer Kollektorfläche von etwa 3 cm^2 . Der Sensor war an einem kurzen Ausleger befestigt ($1/2 \text{ m}$) und schaute in Richtung der Raketenachse.

2.2 Messung der Elektronentemperatur

Aus dem gemessenen Elektronenstrom und der angelegten Gitterspannung wurde die halblogarithmische Strom-Spannungskurve aufgezeichnet, die in Abb. 9 dargestellt ist. Dieses integrale Energiespektrum kann durch seine Temperatur gekennzeichnet werden, wenn eine thermische Energieverteilung vorliegt. Die gemessene Verteilung zeigte für den Logarithmus des Stroms regelmäßig einen linearen Verlauf über zwei Größenordnungen. Dies bedeutet, daß die Elektronen in einem Energiebereich, der von 2 oder 3 bis zu $7 kT_e$ reicht, einer MAXWELL-Verteilung gehorchen. Vom Plasmapotential aus gerechnet entsprechen $2,5 kT_e$ einer negativen Gegen-

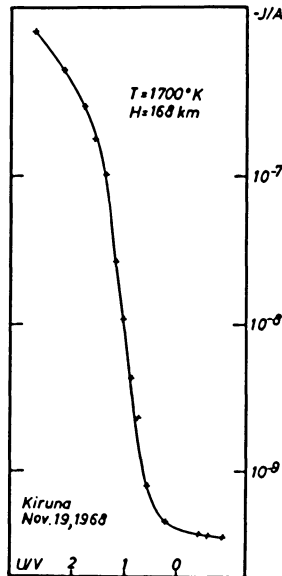


Abb. 9: Eine gemessene Stromspannung-Charakteristik (halb-logarithmisch).

Example of a measured semi-logarithmic current voltage curve; the quasi-linear part corresponding to the tail of a maxwellian distribution, is used to derive an electron temperature.

spannung von ca. 0,3 V. Das Plasmapotential kann aus der Lage der Kurve gegen die Spannungssachse erhalten werden. Im vorliegenden Beispiel (Abb. 9) betrug sein Wert etwa + 1,8 V. Im Bereich unter $2 kT_e$ erhält man keine genauen Messungen, weil die verschiedenen Störfelder bei kleinen Potentialen die Messung verfälschen. Wir dürfen aber annehmen, daß in diesem Bereich kleiner Energie die gleiche thermische Verteilung besteht wie im anschließend gut meßbaren Energiebereich. Dagegen wurde im Bereich oberhalb von $7 kT_e$ ein größerer Strom gemessen, als er dem Schwanz einer MAXWELL-Verteilung, d. h. einer Geraden in Fig. 9 entsprechen würde. Hieraus ergibt sich, daß eine energiereiche Elektronen-Komponente der thermischen überlagert ist. Der Teilchenfluß ändert sich oberhalb von 120 km nicht mehr wesentlich mit der Höhe, und er beträgt etwa 10^9 Elektronen $\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ in allen drei Aufstiegen.

Im thermischen Bereich des Spektrums wurde die Temperatur aus der Steigung des linearen Teils der halblogarithmischen Stromspannungskurve ermittelt, entsprechend den folgenden Gleichungen:

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{eU}{kT_e}\right) \quad \text{oder} \quad \frac{T_e}{^\circ\text{K}} = \frac{5,02 \cdot 10^3 (\Delta U/V)}{\Delta \log_{10}(I/A)}$$

- I gemessener Strom, I_0 Strom für $U = 0$;
 e Ladung eines Elektrons, U Gegenspannung;
 k BOLTZMANN-Konstante, ΔU Spannungsdifferenz zwischen 2 Punkten;
 $\Delta \log I$ entsprechende logarithmische Stromdifferenz;
 T_e wirksame Temperatur der Elektronen.

Die Ergebnisse der drei Aufstiege sind in den Abbildungen 10, 11 und 12 zusammengestellt. In allen drei Fällen gelingt die erste Temperatur-Messung ungefähr in 100 km Höhe und ergibt rund 1000°K , um dann auf rund 2000°K in 170 km Höhe anzusteigen.

Aufstieg 1 (Abb. 10) zeigt eine starke Streuung der Meßpunkte im Apogäum und verschiedene Werte für den Auf- und Abstieg; letztere sind bei 100 km Höhe wenigstens 400°K größer. (Die experimentelle Unsicherheit ist höchstens 100°K). Wir glauben, daß während dieses Aufstiegs die Ionosphäre sehr heterogen war, so daß die Rakete im Abstieg ein Gebiet anderen Zustandes durchfuhr. Dementsprechend finden wir auch für die Ionentrift starke Veränderungen, wie weiter unten gezeigt wird.

Aufstieg 2 (Abb. 11) zeigt im Höhenbereich von 100 bis 130 km ein Temperaturminimum von 500°K bei 120 km Höhe; das ist exakt die Höhe, für die unsere Triftmessungen maximalen Strom im AEJ anzeigen. In den beiden anderen Aufstiegen ist diese Minimum ebenfalls angedeutet, jedoch weniger ausgeprägt.

Aufstieg 3 (Abb. 12) gibt Temperaturen, welche gerade zwischen den beiden Aufstiegen liegen. Der mittlere Temperaturanstieg ist geringer ($10^\circ/\text{km}$) für Rakete 3 und den Abstieg von Rakete 1 als für Flug 2 und den Aufstieg von Rakete 1 ($15^\circ/\text{km}$).

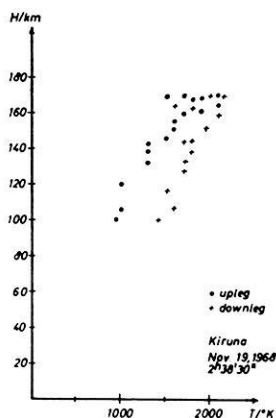


Abb. 10: Elektronentemperatur, gemessen mit Rakete 1.

Measured electron temperature for rocket 1. Descent values higher than those of ascent.

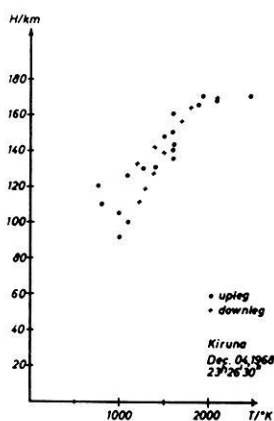


Abb. 11: Elektronentemperatur, gemessen mit Rakete 2.

Measured electron temperature for rocket 2. Note minimum at altitude of AEJ (120 km) observed at ascent.

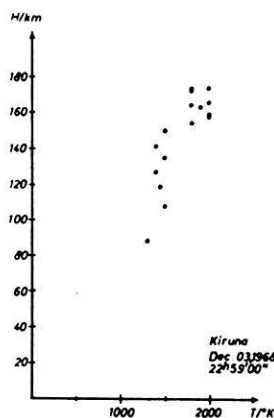


Abb. 12: Elektronentemperatur, gemessen mit Rakete 3.

Measured electron temperature for rocket 3 (upleg only, telemetry broke down during downleg).

Im Vergleich mit den magnetischen Bodenbeobachtungen [HEINRICH et al. 1970] und unseren Triftmessungen, die später beschrieben werden, haben wir demnach dann einen großen vertikalen Gradienten der Elektronentemperatur T_e , wenn der Strom im AEJ groß ist, und umgekehrt. Die Elektronentemperatur scheint durch den Aufbau eines AEJ erniedrigt zu werden; dabei tritt die größte Temperaturerniedrigung in der gleichen Höhe auf, in der die Beobachtung der Ionen-Triftgeschwindigkeit das Strommaximum ergibt. Dies erklärt auch den starken Temperaturanstieg beim Abstieg in Abb. 10, da sowohl die magnetischen als auch die Triftmessungen eine geringere Stromdichte im Abstieg zeigen.

Für unsere späteren Überlegungen ist die Ionentemperatur ebenfalls von Wichtigkeit. Da aber die thermische Ionengeschwindigkeit in der gleichen Größenordnung liegt wie die Raketengeschwindigkeit, ist die Temperaturbestimmung ziemlich schwierig. Lediglich im Apogäum, wo die Raketengeschwindigkeit in der (vertikalen) z -Richtung klein ist, konnten wir die Ionentemperatur bestimmen. Für Flug 1 erhielten wir etwa 1000°K und für Flug 2 etwa 1100°K in 170 km Höhe.

2.3 Messung der Ionen-Triftgeschwindigkeit

Wir können unser oben beschriebenes Meßinstrument, den GSA, auch zur Untersuchung der Ionen-Triftgeschwindigkeit benutzen. Dabei gehen wir von der Vorstellung aus, daß die Rakete selbst gegenüber dem Ionengas Überschallgeschwindigkeit hat, also ein Hindernis in einer hypersonischen Plasmaströmung darstellt und deshalb einen Bereich verminderter Ionendichte (Schweif; englisch = wake = Kielwasser) hinter sich herzieht. Hat man außer der im wesentlichen vertikalen Bewegung der Rakete noch eine horizontale Trift des Plasmas, so entsteht auch in der xy -Ebene ein Schweif-Effekt, d. h. um die Rakete herum in dieser Ebene. (Die reine z -Bewegung verursacht dagegen keine Störung in der xy -Ebene). Der Sensor, an einem kurzen Ausleger befestigt, schaut in z -Richtung und rotiert mit dem Spin der Rakete um die Raketenachse. Da unser Sensor auf der Rakete als Bezugssystem den Teilchenfluß im Zeitverlauf, also in Abhängigkeit des Drehwinkels, laufend mißt, sollte eine Störung der Zentralsymmetrie in der xy -Ebene im zeitlichen Stromverlauf zu erkennen sein. Sofern die Störung bis zum Ende des Auslegers reicht, wird jede Plasmabewegung in dieser Ebene eine Strommodulation im Takt der Spinfrequenz erzeugen. Das Strommaximum erscheint im Azimuth des ankommenden Ionenstroms, das Minimum auf der gegenüberliegenden Seite im „Schatten“ der Rakete. Diese Modulation erscheint in der Tat sehr deutlich bei allen drei Aufstiegen.

Abb. 13 zeigt eine Registrierung während der Betriebsart „Ionenmode“. Es wurde eine zeitlich treppenförmige abnehmende Gegenspannung angelegt; der mittlere Ionenstrom nimmt daher zu. Dem Strom überlagert ist eine kräftige Modulation, deren Frequenz genau mit der Spinfrequenz übereinstimmt, wie sie durch die Magnetometer-Aufzeichnung (dritte Spur in Abb. 13) gemessen wurde. Einige vorläufige Meßergebnisse dazu haben wir bereits früher beschrieben [RAWER und SPENNER 1969].

Ähnliche Effekte mit LANGMUIR-Proben sind von verschiedenen Autoren angegeben worden, ohne daß jedoch die gemessene Modulation als Ionentrift interpretiert worden wäre.

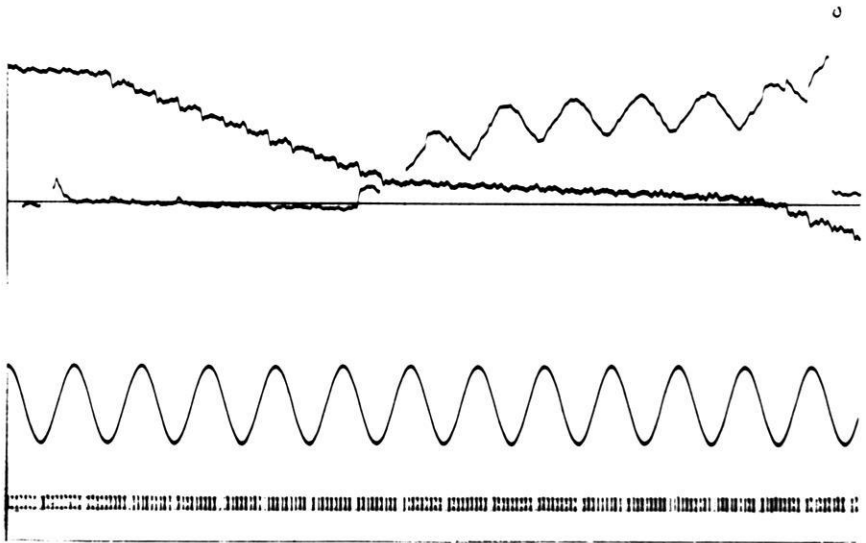


Abb. 13: Registrierung für einen Ionen-Meßmode. Spur 1 (links von oben) zeigt die treppenförmige Gegenspannung mit Fein- und Grobschritten, Spur 2 das modulierte Ionenstrom-Signal, Spur 3 das Magnetometer-Signal zur Phasenbestimmung der Strommodulation, Spur 4 den Zeit-Kode (Rakete 1, 120 km Höhe).

Record obtained for an ion measuring mode, i.e. with a retarding potential going to negative values. Trace 1 shows the staircase like retarding potential with rough and fine stepping. Trace 2 is the ion current which is zero at first, begins to increase in the middle of the time scale and reaches its maximum at right. Superposed to this general increase, a strong modulation occurs. Its frequency exactly equals the spin frequency as is seen from trace 3, the magnetometer output (x -component). Phase comparison between both traces allows to determine the ion flux direction (as seen from the rocket). The modulation depth is used to compute the ion flux intensity. Trace 4 is the time code (rocket 1, altitude 120 km).

2.3.1 Theoretische Grundlagen

Für eine qualitative Untersuchung des modulierten Stromes teilen wir die xy -Ebene um die Rakete in zwei Zonen. Die erste Zone ist die sogenannte Plasmahaut; sie umgibt die Rakete allseitig als eine Schicht positiver Raumladung nahe der Raketenhaut, in der das stark negative Potential allmählich zum ungestörten Raumpotential abfällt. Die positiven Ionen, die diese Zone treffen, werden durch das elektrische Feld in der Plasmahaut der Rakete angezogen. In der zweiten Zone

ist das elektrische Feld bereits so weit abgeschirmt, daß die thermischen Ionen auf ihrem Weg nicht mehr wesentlich gestört werden. In dieser feldfreien Zone läßt sich die thermische Ionendichte näherungsweise aus geometrischen Überlegungen berechnen unter der Voraussetzung, daß innerhalb eines bestimmten Winkels φ keine Ionen den gegebenen Punkt A im Abstand l von der Rakete erreichen können (Abb. 14). Diese vereinfachenden Überlegungen gelten nur für nicht allzu große Störungen, für verhältnismäßig kleine Machzahl und für genügend große freie Weglängen.

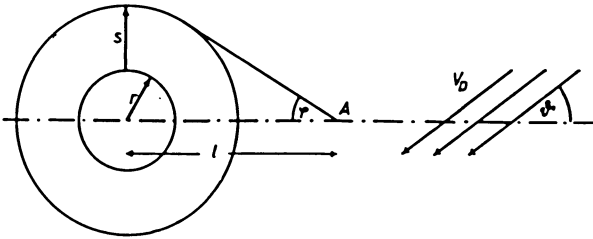


Abb. 14: Zur Berechnung der Ionenstrommodulation in Abhängigkeit von der Triftgeschwindigkeit benutztes Modell.

Model used for computation of the ion current modulation due to wake effects in the xy -plane of the spinning rocket with radius r . The retarding potential analyzer A is supposed to be at radial distance l ; s is the effective thickness of the sheath. The plasma velocity projection into the xy -plane is v_D with azimuth ϑ .

Wir setzen also folgende Bedingungen voraus:

$$l_f > l; r_B \gg l; L_R \gg l$$

l_f mittlere freie Weglänge; r_B Gyroradius der Ionen, L_R Länge der Rakete oberhalb und unterhalb der xy -Ebene, r Raketenradius, s Schichtdicke (die erste Bedingung ist oberhalb von 110 km Höhe erfüllt, die beiden anderen Bedingungen waren im vorliegenden Fall ebenfalls weitgehend erfüllt).

Für die positive Ionendichte gilt dann bei MAXWELL-Verteilung der Temperatur T_i :

$$n_A = n_0 \left\{ 1 - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{\alpha}{v_D \cos \vartheta}} \operatorname{erf}(x \operatorname{tg} \varphi) \exp(-x^2) dx \right\} \quad (2.1)$$

$$\alpha = \sqrt{\frac{2kT_i}{m}}; \quad \sin \varphi = \frac{r+s}{l}$$

α = mittlere thermische Ionengeschwindigkeit; T_i Iontemperatur;

k = BOLTZMANN-Konstante; m = mittlere Ionenmasse;

n_0 = ungestörte Ionendichte; ϑ = Einfallswinkel der Triftströmung;

v_D = Triftgeschwindigkeit.

Der Strom auf einem planaren GSA am Punkt A ist dann:

$$I = I_0 \left\{ 1 - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\frac{v_D}{\alpha} \cos \vartheta} \operatorname{erf}(x \operatorname{tg} \varphi) \exp(-x^2) dx \right\}^2 \quad (2.2)$$

I_0 Strom ohne Störung durch die Rakete.

Die entsprechende Modulation M ist:

$$M = \frac{I_{\text{Max}} - I_{\text{Min}}}{(I_{\text{Max}} + I_{\text{Min}})/2} = \frac{\frac{4}{\sqrt{\pi}} \int_0^{v_D/\alpha} \operatorname{erf}(x \operatorname{tg} \varphi) \exp(-x^2) dx}{\left(1 - \frac{\varphi}{\pi}\right)^2 + \left(\frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_0^{v_D/\alpha} \operatorname{erf}(x \operatorname{tg} \varphi) \exp(-x^2) dx\right)^2} \quad (2.3)$$

Bestimmen wir die Azimuth-Werte, bei denen die Extrema des Stroms auftreten, so haben wir die Strömungsrichtung bestimmt, die Modulation M ergibt dann das Verhältnis v_D/α , sofern man den Winkel φ kennt.

2.3.2 Datenanalyse

Modulation und Einfallswinkel wurden für Aufstieg 1 und 2 berechnet. Bei der Analyse des Ionenstroms wurden je drei Spinperioden zusammengefaßt. Die damit verbundene Verschlechterung der Höhengauflösung wird durch die Verbesserung der Winkelauflösung mehr als aufgewogen. Unter der Voraussetzung eines gegebenen Schirmwinkels φ erhalten wir das relative Geschwindigkeitsverhältnis und daraus eine x -Komponente nach magnetisch Norden und eine y -Komponente nach magnetisch Osten (Wir benutzen dabei ein Bezugssystem, das zwar die Translation, nicht aber die Rotation der Rakete mitmacht). Zur Berechnung von α benötigen wir die Iontemperatur, welche nicht während des ganzen Fluges gemessen werden konnte. So gingen wir von der Annahme aus, daß die Temperatur bei 80 km 300°K beträgt (Cira 65: Model 5, 00 h) und linear ansteigt zu 1000°K in 170 km Höhe entsprechend den GSA-Ergebnissen. Geringe Änderungen von T_1 ändern α kaum, so daß die Unsicherheit in α sicher klein ist.

Um nun die Triftgeschwindigkeit im erdbezogenen System zu erhalten, muß die Plasmaströmung, die durch die Raketenbewegung verursacht wird, abgezogen werden. Diese ist umgekehrt gleich der senkrecht zur Raketenachse vorhandenen Geschwindigkeitskomponente. Sie setzt sich aus einem höhenunabhängigem horizontalen Geschwindigkeitsanteil der Rakete und aus einem mit der Höhe abnehmenden vertikalen Geschwindigkeitsanteil zusammen. Beide sind noch durch die Nutation moduliert. Diese Anströmung ist in Abb. 15 und 16 dargestellt (durchgezogene Linie). Bei der Berechnung der Lagedaten der Raketen wurde dabei die Annahme getroffen,

daß die Achse des Nutationskegels in der Bahnebene liegt, da die Lagedaten leider unvollständig sind. Vergleicht man nun die von der Rakete stammende Anströmung mit der gemessenen Triftgeschwindigkeit (punktierter Kurve in Abb. 15 und 16), so sieht man deutlich, daß der Triftgeschwindigkeit der Einfluß der Raketengeschwindigkeit überlagert ist.

Nun ist noch der Winkel φ in Gleichung (2.3) solange zu variieren, bis die Meßpunkte mit der von der Nutation verursachten Modulation am besten übereinstimmen.

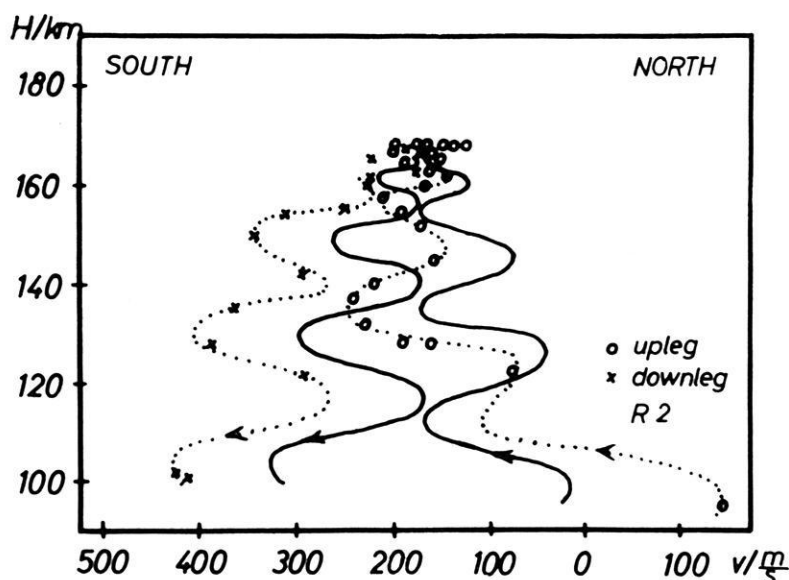


Abb. 15: Relative Ionen-Geschwindigkeit in der x -Richtung (N.-S.) (gepunktet) und entsprechende Anströmgeschwindigkeit, die durch die Raketenbewegung verursacht wird (ausgezogene Kurve) für Rakete 2.

Relative ion velocity component, dotted curve, in x -direction (N.-S.) and the corresponding plasma velocity of flow caused by the velocity component of the rocket 2; (full curve). The relative ion velocity was derived from the ion current modulation measured with the retarding potential analyzer.

Diese Variationsmethode ist recht empfindlich und ergab eine effektive Schichtdicke von 25 cm bei einer negativen Aufladung der Rakete von etwa 2 V. Dies bedeutet, daß in dieser Entfernung der Einfluß des negativen Raketenpotentials auf die thermischen Ionen im Mittel verschwindet. Die Ionentrift-Geschwindigkeit im erdbezogenen System erhält man durch Subtraktion der Anströmung durch die Raketenbewegung vom Meßwert. Das Ergebnis ist in Abb. 17 und 18 dargestellt.

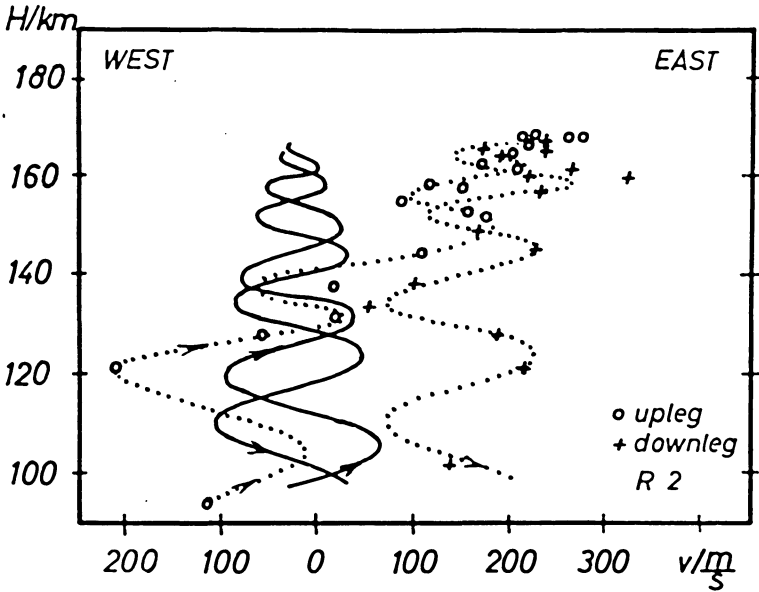


Abb. 16: Relative Ionen-Geschwindigkeit in der y -Richtung (E.-W.) (gepunktet) und entsprechende Anströmgeschwindigkeit, die durch die Raketenbewegung verursacht wird (ausgezogene Kurve) für Rakete 2.

Relative ion velocity component, dotted curve, in y -direction (E.W.) and the corresponding plasma velocity of flow caused by the velocity component of rocket 2, full curve. The relative ion velocity was derived from the ion current modulation measured with the retarding potential analyzer.

Für Aufstieg 1 wurde die gleiche Schichtdicke wie bei Aufstieg 2 angenommen, da eine neuerliche Überprüfung nicht möglich war. Die Rakete flog nach den Magnetometerdaten ohne nennenswerte Nutation, deshalb trat hier auch keine höhenabhängige zusätzliche Modulation auf. Die Raketenachse stand im Flug nahezu vertikal, und so war nur eine Korrektur um die konstante Horizontalgeschwindigkeit der Rakete erforderlich. Die Ergebnisse sind in Abb. 19 und 20 dargestellt.

Die Fluglage der dritten Rakete war für die Triftmessung sehr ungünstig, da der Winkel zwischen Flugvektor und Raketenachse sehr groß war (etwa 10°). Die Rakete verursachte so durch ihre eigene Geschwindigkeit eine starke Modulation. Zusammen mit dem Ionenwind war die gemessene Modulation so stark, daß das Elektrometer in jedem Spinzyklus zweimal den Bereich umschaltete (mehr als 12 Schaltungen/sec). Die Schaltzeit des Elektrometers war nicht kurz genug, um trotzdem Phase und Modulation mit der notwendigen Genauigkeit zu bestimmen.

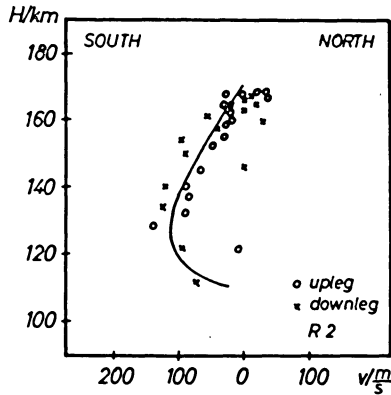


Abb. 17: Ionen-Triftgeschwindigkeit: Nord-Süd-Komponente für Rakete 2.

Ion drift velocity: North-South component for rocket 2.

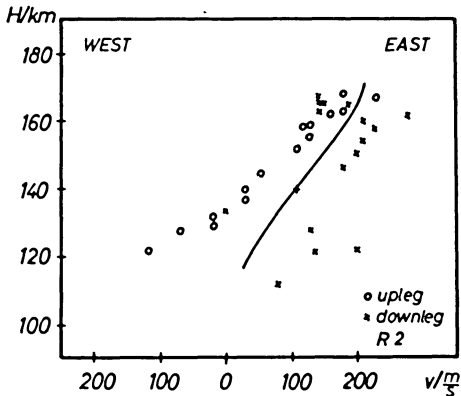


Abb. 18: Ionen-Triftgeschwindigkeit: Ost-West-Komponente für Rakete 2.

Ion drift velocity: East-West component for rocket 2.

Betrachten wir nun die Ergebnisse des Aufstiegs 2 (Abb. 17 und 18), so finden wir eine Ionengeschwindigkeit von etwa 110 m/s im Bereich von 120–140 km nach Süden und eine nach Osten gerichtete Geschwindigkeit, die mit der Höhe zunimmt. Eine große Differenz besteht zwischen Auf- und Abstieg. Wir sind jedoch nicht sicher, daß es sich hier um einen realen Unterschied handelt, denn die Fluglage der Rakete

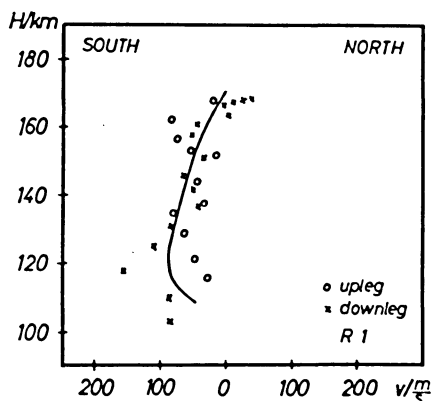


Abb. 19: Ionen-Triftgeschwindigkeit: Nord-Süd-Komponente für Rakete 1.

Ion drift velocity: North-South component for rocket 1.

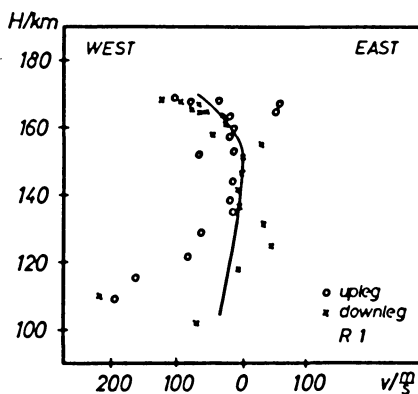


Abb. 20: Ionen-Triftgeschwindigkeit: Ost-West-Komponente für Rakete 1.

Ion drift velocity: East-West component for rocket 1.

geht sehr stark in die Korrektur ein. Wenn die Achse des Nutationskegels um 3° nach Westen geneigt gewesen wäre, würden die Auf- und Abstiegsdaten nahezu zusammentreffen. Wegen des Fehlens genauer Lagedaten wird deshalb stets der Mittelwert aus den Aus- und Abstiegsdaten der gleichen Höhe gebildet (ausgezogene Kurve). Dadurch wird die Unsicherheit der Lagemessung eliminiert. Man erhält jedoch nur noch Mittelwerte aus Auf- und Abstieg.

Aufstieg 1 gibt eine etwas geringere Geschwindigkeit in Südrichtung als Aufstieg 2 (Abb. 19). Jedoch in Ost-West-Richtung finden wir eine westwärts gerichtete Bewegung im Gegensatz zu Aufstieg 2 (Abb. 20). Außerdem erscheinen hier sehr erhebliche Variationen in beiden Richtungen, besonders im Höhenbereich bei 120 km, die eine sehr gestörte Ionosphäre vermuten lassen.

Nimmt man an, daß die Trift durch ein elektrisches Feld hervorgerufen sei, so läßt sich aus dem gemessenen Ionen-Triftprofil das elektrische Feld berechnen unter der Annahme, daß andere Kräfte die Ionenbewegung nicht wesentlich beeinflussen. Es ist allerdings anzunehmen, daß in dem beobachteten Höhenbereich neutrale Winde auftreten. In diesem Fall sind unsere Berechnungen zu korrigieren. Da aber die Winde unbekannt sind, werden wir unsere Ergebnisse mit denen der Magnetometer überprüfen. Wesentliche Unterschiede der beiden unabhängigen Meßergebnisse wären ein Anzeichen für einen neutralen Wind.

Das elektrische Feld ist gegeben durch

$$E = n_0 e S^{-1} v_D \quad (2.4)$$

S Leitfähigkeitstensor (Komponenten $\sigma \dots$); E Elektrische Feldstärke.

Unter der Annahme, daß (wegen der hohen Leitfähigkeit in dieser Richtung) längs der magnetischen Feldlinien kein elektrisches Feld vorhanden ist, kann man das elektrische Feld durch die Ionentrift folgendermaßen ausdrücken:

$$E_x = \frac{n_0 e}{\sigma_{xx}^i} \frac{v_x - \frac{1}{a_2} v_y}{a_1 + \frac{1}{a_2}}; \quad E_y = \frac{n_0 e}{\sigma_{yx}^i} \frac{v_x + \frac{1}{a_1} v_y}{a_1 + \frac{1}{a_2}} \quad (2.5)$$

$$\frac{\sigma_{yx}^i}{\sigma_{xx}^i} = a_1; \quad \frac{\sigma_{yy}^i}{\sigma_{xx}^i} = a_2; \quad \sigma_{yx}^i = \frac{\sigma_H^i}{\sin \psi}; \quad \sigma_{xx}^i = \frac{\sigma_P^i}{\sin^2 \psi}$$

ψ Inklinationswinkel, σ_H HALL-Leitfähigkeit

σ_P PEDERSEN-Leitfähigkeit (Die Leitfähigkeiten wurden von R. KIST berechnet).

Die errechneten Ergebnisse für das elektrische Feld von Aufstieg 2 sind in Abb. 21 dargestellt. In Ost-West-Richtung nimmt das elektrische Feld mit der Höhe langsam zu. In Nord-Süd-Richtung finden wir ein Maximum bei 120 km. Dieser Feldverlauf läßt sich zusammensetzen aus einem mit der Höhe zunehmenden Feld (wie wir es in Ost-West-Richtung gefunden haben) und einem starken zusätzlichen Feld im Höhen-

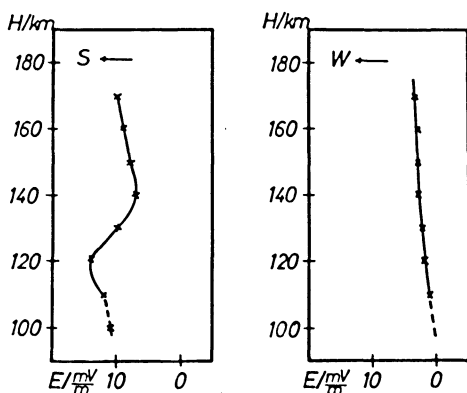


Abb. 21: Profil des elektrischen Feldes (links N.-S., rechts E.-W.-Komponente), errechnet aus der Ionen-Trift für Rakete 2.

Profile of computed electric field (NS-component at left, EW-component at right hand) for rocket 2. The profile has been obtained with equations (2.4) and (2.5) using electron density values observed by R. KIST at the computation of the different conductivity expressions. Neutral wind influence has not been admitted.

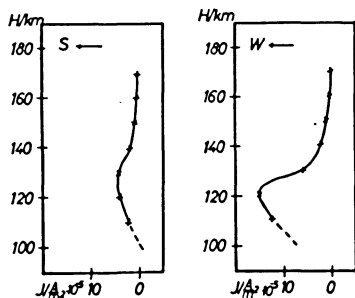


Abb. 22: Das dem elektrischen Feld der Abb. 21 entsprechende Stromprofil (Rakete 2).

Profile of total current as computed by equation (2.6) from the electric field shown in Fig. 21 (rocket 2).

bereich um 120 km. Abb. 22 zeigt die dem elektrischen Feld entsprechenden Stromdichten nach der Gleichung

$$\begin{aligned} J_x &= \sigma_{xx} E_x - \sigma_{11} E_y ; \\ J_y &= \sigma_{xy} E_x + \sigma_p E_y . \end{aligned} \quad (2.6)$$

Die in Abb. 22 angegebenen Stromwerte wurden also aus der errechneten Ionen-trift einerseits und der von R. KIST gemessenen Elektronendichte andererseits erhalten (die zur Berechnung der Leitfähigkeit benutzt wurde).

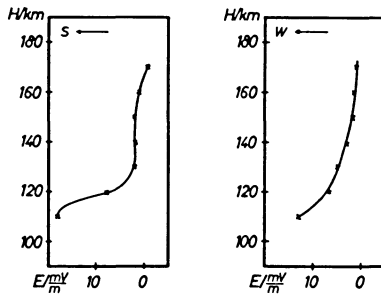


Abb. 23: Profil des elektrischen Feldes (links N.-S., rechts E.-W.-Komponente), berechnet aus der Ionentrift (Rakete 1).

Profile of computed electric field (NS-component at left, EW-component at right hand) for rocket 1. The profile has been obtained with equations (2.4) and (2.5) using electron density values observed by R. KIST at the computation of the different conductivity expressions. Neutral wind influence has not been admitted.

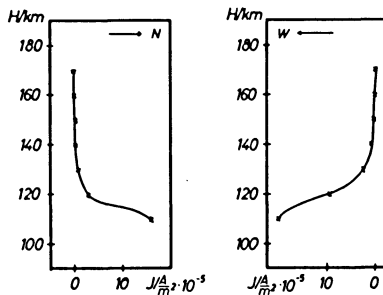


Abb. 24: Das dem elektrischen Feld der Abb. 23 entsprechende Stromprofil (Rakete 1).

Profile of total current as computed by equation (2.6) from the electric field shown in Fig. 23 (rocket 1).

Wir finden ein ausgeprägtes Strommaximum in 120 km Höhe mit

$$J_x = -0,4 \cdot 10^{-5} \frac{A}{m^2} \quad \text{und} \quad J_y = -1,5 \cdot 10^{-5} \frac{A}{m^2}$$

für Aufstieg 2.

Der höhenintegrierte Strom zwischen 170 km und 110 km hat eine Südkomponente von $0,13 \text{ Am}^{-1}$ und eine Westkomponente von $0,36 \text{ Am}^{-1}$.

Der totale höhenintegrierte Strom wurde durch Interpolation mit

$$J_x = -0,12 \frac{A}{m} \quad \text{und} \quad J_y = -0,45 \frac{A}{m}$$

(vgl. punktierte Linie in Abb. 14 und 15) geschätzt. Dieses Ergebnis stimmt gut mit den Magnetometerbeobachtungen überein [HEINRICH et al. 1970].

Abb. 23 zeigt die Ergebnisse für das elektrische Feld in Aufstieg 1 und die entsprechenden Ströme in Abb. 24. Der höhenintegrierte Strom zwischen 170 km und 110 km Höhe hat eine Nordkomponente von $0,14 \text{ Am}^{-1}$ und eine Westkomponente von $+0,32 \text{ Am}^{-1}$. Dies ist etwa 20% weniger als in Aufstieg 2.

Im Vergleich zu den Magnetometerdaten [HEINRICH et al. 1970] finden wir, daß der interpolierte höhenintegrierte Strom J_y in Westrichtung und auch der Gesamtbetrag übereinstimmen. Jedoch die Richtung der Nord-Süd-Komponente entspricht nicht der aus den Magnetometerdaten erschlossenen. Diese Diskrepanz könnte eine neutrale Windgeschwindigkeit von etwa 60 m/s nach Westen erklären. Außerdem muß man starke lokale Störungen des elektrischen Feldes in der Nordlichtzone erwarten, wie sie auch bei Messungen mittels Ionenwolken gefunden wurden [FÖPPL et al. 1968; WESCOTT et al. 1969]. Hierüber geben die Magnetometerdaten keine Aufschlüsse, da sie über lokale Störungen innerhalb kurzer Entfernungen keine eindeutigen Aussagen erlauben. Bei der Beurteilung aller Höhenprofile ist zu berücksichtigen, daß diese als Mittelwerte über örtlich und zeitlich verschiedene Meßpunkte erhalten wurden und so keinen echten Höhenschnitt darstellen.

2.4 Folgerungen

Das aus den Ionentriftmessungen erschlossene Stromprofil zeigt in beiden Anstiegen ein ausgeprägtes Maximum im 100 ... 130 km Höhenbereich, das im wesentlichen der HALLstrom eines nach Süden gerichteten elektrischen Feldes ist. Dies entspricht beim Aufstieg 2 weitgehend einer Modellrechnung für den AEJ von BOSTRÖM [1964]. Dort wird einmal angenommen, daß der AEJ in etwa 120 km Höhe der HALLstrom eines primär nach Süden gerichteten elektrischen Feldes ist (2. Modell n. [BOSTRÖM 1964]). Zusätzlich finden wir aber ein schwächeres elektrisches Feld auch in Ost-Westrichtung. Dessen HALLstrom sollte dann ein nach Süden gerichtetes Polarisationsfeld erzeugen, das ebenfalls zum AEJ beiträgt (1. Modell n. [BOSTRÖM 1964]). In Aufstieg 2 (Fig. 21) finden wir tatsächlich im 120 km Bereich ein ausgeprägtes E-Feld maximum, das als Polarisationsfeld erklärt werden könnte. So liegt es nahe zu vermuten, daß in diesem Fall der AEJ durch eine Kombination beider Modellvorstellungen erklärt wird. Wie verschieden jedoch die elektrischen Felder in den einzelnen Ereignissen sein können, zeigt der Aufstieg 1, der zu einem ganz anderen Feldverlauf führt.

Hier wird vermutet, daß die Ionosphäre besonders inhomogen war und daß eventuell der Einfluß eines Neutralwindes zu verfälschten Resultaten bei der Feldberechnung geführt hat.

Danksagung

Wir danken Prof. KERTZ und Dr. SIEMANN für die Anregung zu diesem Forschungsprojekt sowie für dessen organisatorische Durchführung.

Dem Bundesministerium für Bildung und Wissenschaft danken wir für die Förderung dieses interessanten Projektes.

Wir danken vielmals Herrn Prof. RAWER für wertvolle Hinweise bei der Durchsicht des Manuskripts.

Besonderer Dank gebührt Herrn W. OTT, der die Impedanzsonde gebaut und während der Schußkampagne auf ESRANGE/KIRUNA betreut hat.

Literatur

- BOSTRÖM, R.: A model of the Auroral Electrojets. *J. Geophys. Res.* 69, 4983—4999, 1964
- FÖPPL, H., C. HAERENDEL, L. HASER, R. LÜST, F. MELZNER, B. MEYER, H. NEUSS, J.-H. RABBen, E. RIEGER, J. STÖCKER und W. STOFFREGEN: Preliminary Results of Electric Field Measurements in the Auroral Zone. *J. Geophys. Res.* 73, 21—26, 1968
- DALGARNO, A.: Ambipolar Diffusion in the F2-Layer. *J. Atmospheric Terrest. Phys.* 12, 219—220, 1958
- : Charged Particles in the Upper Atmosphere. *Ann. Geophys.* 17, 16—49, 1961
- HEINRICH, H.: Raketenmessungen in der Polarlichtzone mit einem Protonen-Magnetometer. GAMMA 6, Institut für Geophysik und Meteorologie der TU Braunschweig, 1969
- HEINRICH, H., D. REIMER, and H. SIEMANN: Investigation of the Auroral Electrojet. *Z. Geophys.* 36 (dieses Heft), 1970
- HINTEREGGER, H. E.: Combined Retarding Potential Analysis of Photoelectrons and Environmental Charged Particles up to 234 km. *Space Res.* I, 304—327, 1960
- JACOBS, K. G. and K. RAWER: Electron Density Measurements in the Ionosphere over the Sahara with a variable frequency Impedance Probe. *Space Res.* V, 706—718, 1965
- : Raketenmessungen mit einer Hochfrequenz-Impedanzsonde. *Jahrb. Wissensch. Ges. Luft- und Raumf.*, 378—384, 1966
- KIST, R.: Electronendichteprofile von Polarlichtschichten, gemessen mit ESRO-Raketen in Kiruna, BMBW-Forschungsbericht W 69-12, 1969
- NICOLET, M.: The Collision Frequency of Electrons in the Ionosphere. *J. Atmospheric Terrest. Phys.* 3, 200—211, 1953
- PHELPS, A. V. and J. K. PACK: Electron Collision Frequencies in Nitrogen and in the lower Ionosphere. *Phys. Rev. Lett.* 3, 340—342, 1959
- PIGGOTT, W. R. and E. V. THRANE: The Collision Frequency in the E- and D-regions of the Ionosphere. *J. Atmospheric Terrest. Phys.* 28, 721—737, 1966
- RAWER, K. und K. SPENNER: Detection of Plasma Drift with a Retarding Potential Analyzer. *Space Res.* IX, 1969 (in print)
- UNTIEDT, J.: Der äquatoriale Elektrojet — Stromsystem und Magnetfeld. GAMMA 2, Institut für Geophysik und Meteorologie der TU Braunschweig, 1968
- WESCOTT, E. M., J. D. STOLARIK and J. P. HEPNER: Electric Fields in the Vicinity of Auroral Forms from Motions of Barium Vapor Releases. *J. Geophys. Res.* 74, 3469—3487, 1969

Polarisationsmessungen an künstlichen Bariumwolken

Measurements of Polarization at Artificial Barium Clouds

Von G. F. MÖLLER und L. HASER, Garching¹⁾

Eingegangen am 10. April 1970

Zusammenfassung: Mit einem photoelektrischen Polarimeter, das mit rotierendem Analysator arbeitet, wird der Polarisationsgrad der Resonanzfluoreszenzstrahlung von Bariumwolken in der Hochatmosphäre gemessen. Es ergeben sich für die Resonanzlinie von Ba I $\lambda = 5535 \text{ \AA}$ ein Polarisationsgrad von $0,78 \pm 0,05$ und für die Linie $\lambda = 4554 \text{ \AA}$ von Ba II ein Polarisationsgrad von $0,33 \pm 0,05$. Der Aufbau und die Arbeitsweise des Gerätes werden beschrieben und die Meßergebnisse diskutiert.

Summary: The polarization of resonance radiation from barium clouds in the upper atmosphere is measured by a photoelectrical polarimeter with rotating analyzer. The construction of the polarimeter and a discussion of the results is given. One finds the degree of polarization to be $P = 0.78 \pm 0.05$ at a wavelength $\lambda = 5535 \text{ \AA}$ (resonance line of the neutral barium), and $P = 0.33 \pm 0.05$ at a wavelength of $\lambda = 4554 \text{ \AA}$ (resonance line of the ionized barium).

Einleitung

Am Institut für extraterrestrische Physik werden seit einigen Jahren Experimente mit künstlichen Bariumwolken in der hohen Atmosphäre gemacht [HAERENDEL, LÜST und RIEGER 1967; FÖPPL et al. 1967; HASER 1967]. In Höhen von über 130 km bis etwa 350 km wird bei einer chemischen Reaktion überschüssiges Barium verdampft. Durch das Sonnenlicht werden Ba-Atome zu Resonanzfluoreszenz angeregt und die Wolken sind dadurch vom Boden aus beobachtbar. Nach einer kurzen Phase schneller Expansion werden die Ba-Atome durch atmosphärische Moleküle abgebremst und diffundieren langsam auseinander. Im allgemeinen sind die Wolken anfänglich optisch dick und gehen nach einigen Sekunden in den optisch dünnen Zustand über. Zur Auswertung der fotografischen Aufnahmen in Hinblick auf die Gesamtteilchenzahl ist es aber wesentlich, den Zeitpunkt dieses Überganges möglichst genau zu kennen [LÜTJENS 1966]. Messungen der Polarisations-eigenschaften der Fluoreszenzstrahlung können hier Aufschluß bringen. Zu diesem Zweck wurde ein Polarimeter gebaut und der Polarisationsgrad der Resonanzlinie des neutralen Bariums bei $\lambda = 5535 \text{ \AA}$ und der kurzwelligen Linie des Resonanzdoublets des ionisierten Bariums bei $\lambda = 4554 \text{ \AA}$ gemessen.

¹⁾ Gerhard F. MÖLLER und Leo HASER, Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, Institut für extraterrestrische Physik, 8046 Garching.

Theorie

Um eine Übersicht über die zu erwartende Polarisation zu bekommen, beschränkt man sich auf folgendes Modell, das den Verhältnissen im Experiment angepaßt ist:

1. Resonanzstrahlung ohne Vielfachstreuung.
2. Rechter Winkel zwischen Beleuchtungsrichtung und Beobachtungsrichtung.
3. Dipolstrahlung.

Der Polarisationsgrad der Resonanzstreustrahlung ist unter diesen Voraussetzungen im wesentlichen von der Gesamtdrehimpulsquantenzahl J der Terme, zwischen denen der Übergang stattfindet, bestimmt [MITCHELL und ZEMANSKY 1934; FEOFILOV 1959]. In Korrekturen muß die Hyperfeinstruktur von Barium und ein äußeres Magnetfeld in Stärke und Richtung berücksichtigt werden. Die Voraussetzungen für dieses Modell waren beim Experiment in Kiruna recht gut erfüllt. Jede Wolke wird im Laufe der Zeit so verdünnt, daß keine Vielfachstreuung mehr stattfindet. Der Winkel zwischen Beleuchtungs- und Beobachtungsrichtung beträgt immer nahezu 90° , da die Experimente in der Abend- oder Morgendämmerung stattfinden. Die Forderung der Dipolstrahlung ist bei den betrachteten Linien erfüllt. Das Magnetfeld in Kiruna hat eine Stärke von 0,54 Gauß parallel zur Beobachtungsrichtung und damit eine depolarisierende Wirkung von 2,5%.

λ [Å]	Übergang	Polarisationsgrad
5535	$6s6p\ 1P^0_1 - 6s^2\ 1S_0$	0,84
4554	$6s^2S_{1/2} - 6p^2P^0_{3/2}$	0,37

Beschreibung des Instrumentes

Das Polarimeter arbeitet mit rotierendem Analysator. Die beim Durchgang von linear polarisiertem Licht auftretende Helligkeitsmodulation enthält die nötige Information um den Polarisationsgrad des eintreffenden Lichtes zu bestimmen. Der Polarisationsgrad ist definiert als $P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$ [BORN und WOLF 1959].

Die Umdrehungsfrequenz des rotierenden Polarisationsfilters, die maßgebend ist für die zeitliche Auflösung der Messung, beträgt 1,32 Sekunden. Der Öffnungswinkel ist so groß gewählt, daß die Bariumwolke in ihrer interessanten Phase ganz erfaßt wird, aber auch so eng, daß nicht zuviel störender Himmelshintergrund mitgemessen wird. Das Gesichtsfeld von 10° Durchmesser erscheint optimal. Das mit der doppelten Umdrehungsfrequenz des Analysators intensitätsmodulierte Licht fällt auf die Photokathode eines Sekundärelektronen-Vervielfachers, die zur Herabsetzung des thermischen Rauschens mit Hilfe eines Peltierelementes gekühlt ist.

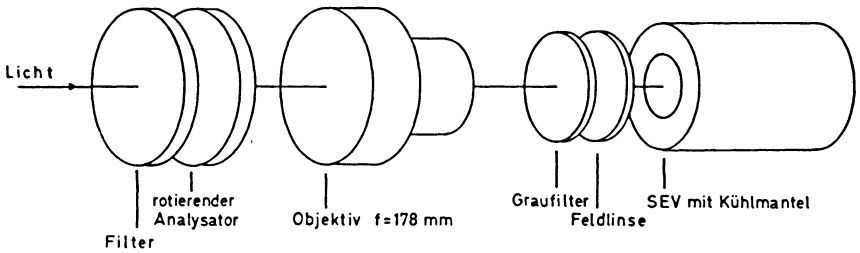


Abb. 1: Aufbau des Polarimeters.

Construction of the polarimeter.

Um eine gleichmäßige Ausleuchtung der Photokathode zu erreichen, wird die Objektivöffnung mit einer Feldlinse im Brennpunkt des Objektivs auf die Kathode abgebildet. Das Objektiv hat eine Brennweite von 178 mm, und ein Öffnungsverhältnis von 1:2,8 (Abb. 1). Für die vom SEV kommenden Impulse, die einzelne Photonen repräsentieren, wurde eine impulzzählende Elektronik entwickelt. Die Impulse werden verstärkt, sobald sie einen einstellbaren Schwellwert übersteigen. Durch die Regelung dieses Wertes läßt sich die Empfindlichkeit des Gerätes verändern. Einschieben von Graufiltern erlaubt es, starke Helligkeitsunterschiede bei verschiedenen Experimenten ausgleichen zu können. Die verstärkten Impulse werden in drei dekadischen Untersetzerstufen wahlweise 1:10, 1:100 oder 1:1000 untersetzt. Gleichzeitig speisen sie einen Frequenz-Spannungswandler, an den zwei

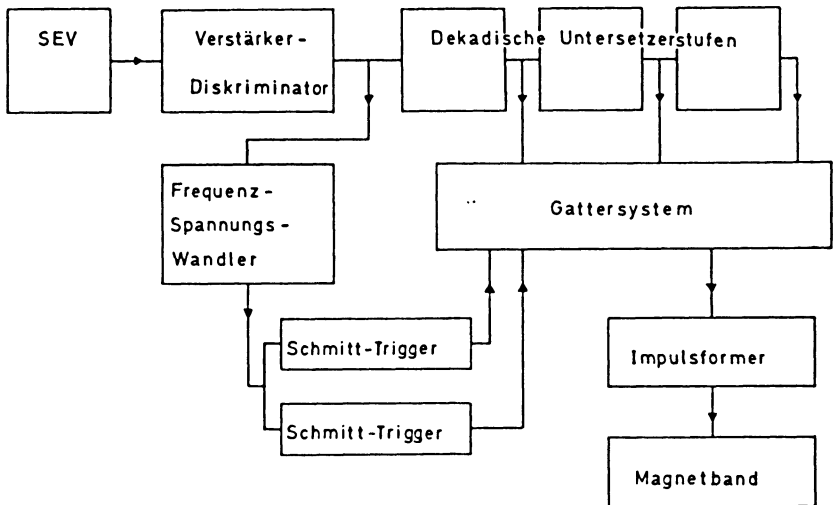


Abb. 2: Blockschaltbild der Impulsverarbeitenden Elektronik.

Bloc-diagram of the pulse-handling electronics.

Schmitt-Trigger mit verschiedenen hohen Eingangsschwellen gekoppelt sind. Je nach Impulsrate bzw. Spannung am Ausgang des Wandlers bildet der Zustand der Schmitt-Trigger drei logische Stufen (0,0), (0,1) und (1,1). Das dadurch angesteuerte Gattersystem bestimmt, welche der drei Untersetzungsstufen ausgelesen wird. Zur besseren Unterscheidbarkeit erhält jeder Impuls je nach der Untersetzungsstufe eine charakteristische Höhe. Schließlich wird die Impulsfolge auf Magnetband registriert. Auf einer anderen Spur des Bandes wird während der Messung ein Referenzsignal in Form eines scharfen Impulses bei jeder vollen Umdrehung des Polarisationsfilters aufgezeichnet (Abb. 2).

Das Abfragen der Meßergebnisse vom Band erfolgt am vorteilhaftesten mit einem Vielkanalanalysator, der als Multiscaler geschaltet ist. Um innerhalb einer Umdrehungsdauer des von 1,32 s eine \sin^2 -Modulation aufzulösen, wurde eine Zählzeit von 50 ms gewählt. Aus dieser Art der Registrierung erhält man alle 0,66 s je ein Maximum und ein Minimum der Intensität und damit je einen Wert für den Polarisationsgrad. Auf diese Art der Auswertung geht die Abb. 3 zurück. Wegen der statistischen Fehler wäre es an sich wünschenswert, längere Zählzeiten zu verwenden. Wegen der nötigen zeitlichen Auflösung ist dies jedoch nicht möglich. Durch phasengerechte Überlagerung der Zeitintervalle kann man beliebig viele Perioden erfassen. Über eine Verzögerungsleitung wird ein Gatter mit einer bestimmten Phasenverschiebung gegenüber dem 0° -Referenzimpuls für 50 ms geöffnet, und nur während dieser Zeit werden die registrierten Impulse vom Band gezählt. Die Länge der Verzögerung wird nun variiert, und so eine ganze Periode mit 50 ms-Intervallen überdeckt. Diese Methode ist aber nur anwendbar, wenn sich die Intensität und der Polarisationsgrad nur langsam mit der Zeit ändern. Dies ist bei der Strahlung der ionisierten Wolke der Fall (Abb. 4), während sich bei der neutralen Wolke die Intensität für dieses Verfahren zu schnell ändert.

Meßergebnisse

Beim Einsatz des Gerätes zur Messung des Polarisationsgrades der von Bariumwolken ausgesandten Strahlung am 20. März 1968 in Kiruna/Schweden ergab sich folgendes Verhalten (Abb. 3). In der Anfangsphase der neutralen Wolke steigt der Polarisationsgrad der Linie $\lambda = 5535 \text{ \AA}$ an, und zwar von 0,65 bei 15 s bis auf 0,78 \pm 0,05 bei 70 s nach Verdampfung. Er bleibt dann nahezu konstant, bis er bei 95 s nach Verdampfung etwa 20% absinkt, um danach wieder anzusteigen.

Der geringe Polarisationsgrad in den ersten 50 s nach Verdampfung läßt sich dahingehend interpretieren, daß bei großer optischer Dicke infolge von Mehrfachstreuung in der Wolke eine Depolarisation auftritt. Die Ausdehnung der Wolke und die Abnahme der Zahl der neutralen Teilchen durch Ionisation bewirkt nun, daß ein immer größerer Teil der Strahlung durch Einfachstreuung von Sonnenlicht direkt zum Beobachter gelangt. Im optisch dünnen Fall findet keine Mehrfachstreuung mehr statt und der Polarisationsgrad bleibt konstant. Die quantitative Erfassung

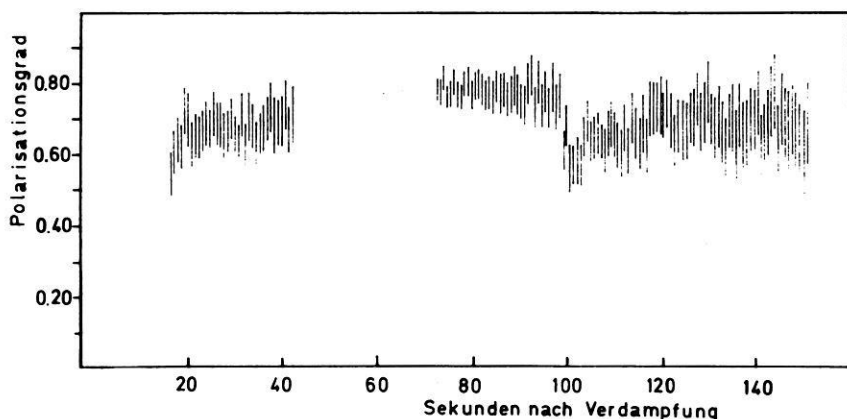


Abb. 3: Zeitliches Verhalten der in der Linie $\lambda = 5535 \text{ \AA}$ gemessenen Polarisation.

Time dependence of the polarization at $\lambda = 5535 \text{ \AA}$.

dieser Vorgänge erfordert eine Bearbeitung des Strahlungstransportes in der Wolke [DRAPATZ 1970].

92 s nach Verdampfung wird eine neue im Anfang optisch dicke Wolke erzeugt, die ebenfalls im Blickfeld des Polarimeters liegt. Der Anteil an unpolarisierter Strahlung nimmt zu, die gemessene Gesamtpolarisation sinkt. Auch die zweite Wolke wird schließlich durch Ausdehnung und Abnahme der Teilchenzahl optisch dünn, und die Polarisation nimmt wieder zu. Aus diesen Messungen ergibt sich, daß die

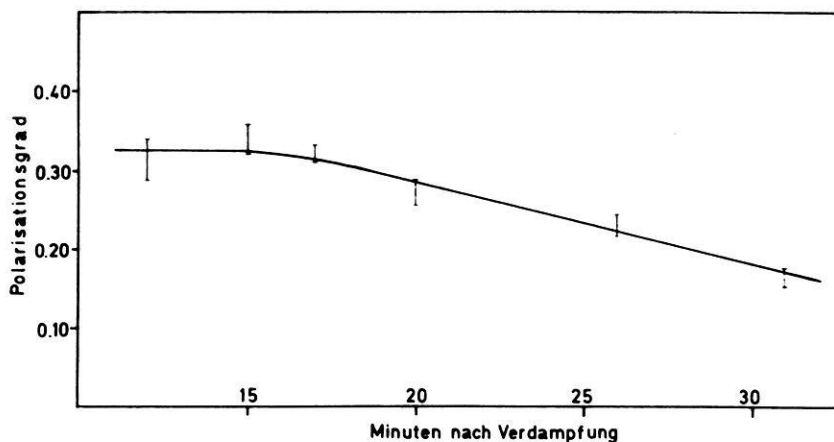


Abb. 4: Zeitliches Verhalten der in der Linie $\lambda = 4554 \text{ \AA}$ gemessenen Polarisation.

Time dependence of the polarization at $\lambda = 4554 \text{ \AA}$.

Polarisation sehr gut den Zeitpunkt für den Übergang von optisch dicker zu optisch dünner Wolke liefert. Bisher war die von der sphärischen Symmetrie abweichende Form der Wolken der einzige Hinweis für optische Dicke. Nach der Auswertung der photographischen Aufnahme erreicht diese Wolke ihre Kugelgestalt im Bereich von etwa 70 s bis 80 s nach Verdampfung, in guter Übereinstimmung mit dem hier gefundenem Zeitpunkt.

Auch für die Linie $\lambda = 4554 \text{ \AA}$ der ionisierten Wolke stimmt der gemessene Polarisationsgrad innerhalb der Fehlergrenzen mit dem theoretisch zu erwartenden Wert überein; er liegt bei $0,33 \pm 0,05$ (Abb. 4). Für spätere Zeiten etwa von 17 Minuten nach Verdampfung an wird eine Abnahme der Polarisation beobachtet. Eine mögliche Erklärung hierfür ist, daß zu dieser Zeit die Gesamthelligkeit abgesunken und somit der Einfluß des unpolarisierten Hintergrundes zu merken ist. Dagegen spricht aber, daß parallel gelaufene Messungen der Linie $\lambda = 4934 \text{ \AA}$, der anderen Komponente des Dubletts, zeigen, daß diese bis zur 20. Minute zunimmt.

Literatur

- BORN, M., and E. WOLF: Principles of Optics, Pergamon Press, London 1959
- DRAPATZ, S.: In Vorbereitung 1970
- FEOFILOV, P. P.: The Physical Basis of Polarized Emission, Moscow 1959; englische Übersetzung Consultants Bureau, N. Y. 1961
- FÖPPL, H., HAERENDEL, L. HASER, J. LOIDL, P. LÜTJENS, R. LÜST, F. MELZNER, B. MEYER, H. NEUSS and E. RIEGER: Artificial Strontium and Barium Clouds in the Upper Atmosphere. Planet. Space Sci. 15, 357–372, 1967
- HAERENDEL, G., R. LÜST and E. RIEGER: Motion of Artificial Ion Clouds in the Upper Atmosphere. Planet. Space Sci. 15, 1–18, 1967
- HASER, L.: In Aurora and Airglow, ed. by B. M. McCormac, N. Y. 1967, Reinhold Publishing Corp.
- LÜTJENS, P.: Diplomarbeit Universität München 1966
- MITCHELL, A. C. G., and M. W. ZEMANSKY: Resonance Radiation and Excited Atoms, Cambridge University Press, 1934

Der Forschungssatellit AZUR

The Research Satellite AZUR

Von E. KEPPLER, Lindau (Harz)¹⁾

Eingegangen am 21. April 1970

Zusammenfassung: Es wird eine Übersicht über die Meßaufgaben des Forschungssatelliten AZUR gegeben. Danach werden die wissenschaftlichen Meßinstrumente beschrieben. Der technische Aufbau des Satelliten und die wichtigsten Entwurfs-Parameter werden dargestellt. Über das Flugverhalten nach dem Start wird kurz berichtet.

Summary: A summary on the scientific aims to be reached with the satellite AZUR is given. The scientific instruments are described. The technical construction and the most important design parameters of the Satellite are summarized. The observed flight performance is reported briefly.

1. Einleitung

Am 8. November 1969, 01.52 UT, wurde AZUR (Internationale Bezeichnung: 1969-097 A) (Abb. 1) von amerikanischen Raketenstartplatz Vandenberg (Western Test Range) aus mit einer SCOUT-Rakete in eine elliptische Umlaufbahn geschossen. Der vorliegende Artikel soll die wissenschaftliche Zielsetzung des Satelliten umreißen und eine Übersicht über die Meßinstrumente und den technischen Aufbau des Satelliten geben.

AZUR ist der erste im nationalen Raumfahrtprogramm der Bundesrepublik gebaute Forschungssatellit. An der Durchführung dieses Projekts waren insgesamt sieben Firmen aus dem Bereich der Raumfahrt- und Elektronikindustrie beteiligt. Die Projektleitung lag bei der Gesellschaft für Weltraumforschung (GfW) in Bad Godesberg, die Programmdirektion beim Bundesministerium für Bildung und Wissenschaft. Der Satellit wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Bildung und Wissenschaft erbaut.

Das gesamte Projekt war das erste einer Serie bilateraler Gemeinschaftsprojekte zwischen der BRD und den USA. Der amerikanische Partner ermöglichte unseren Ingenieuren und Wissenschaftlern im Rahmen dieses Projekts ein umfangreiches Training. Die Bereitstellung der SCOUT-Rakete wurde ebenso wie die Startdurchführung, die Bahnbestimmung im Flug und ein Teil des Datenempfangs von NASA übernommen.

¹⁾ Dr. Erhard KEPPLER, Max-Planck-Institut für Aeronomie, Institut für Stratosphärenphysik, 3411 Lindau (Harz).

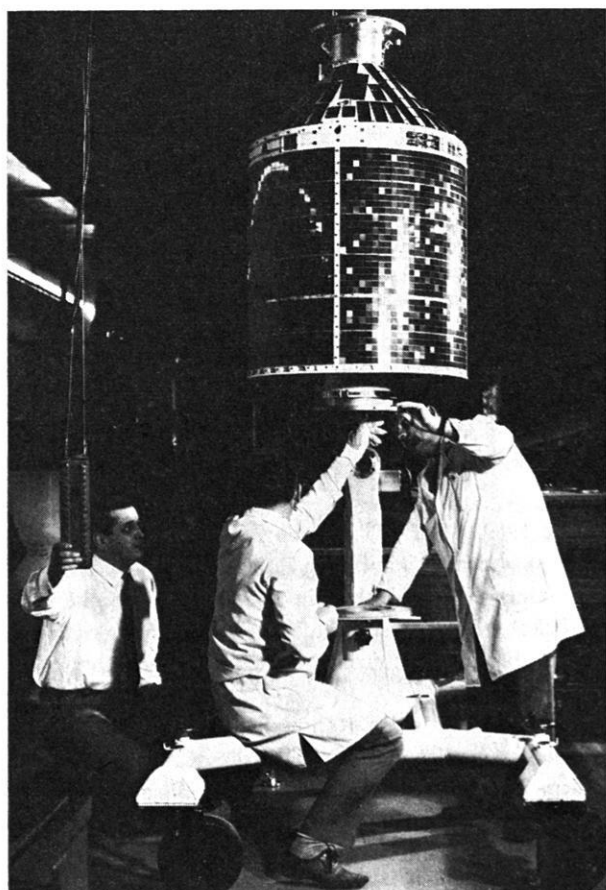


Abb. 1: Der erste im nationalen Raumfahrtprogramm der Bundesrepublik Deutschland erbaute Satellit AZUR, hier auf dem Montagedolly.

AZUR, the first satellite being built in the frame of the national space research program of the Federal Republic of Germany. The satellite is shown on the dolly.

Im folgenden wird zunächst eine kurze Übersicht über die wissenschaftliche Aufgabenstellung gegeben, danach werden die Meßinstrumente beschrieben, schließlich wird der technische Aufbau des Satelliten skizziert und über den bisherigen Missionsverlauf berichtet.

2. Wissenschaftliche Zielsetzung

Die Mission des Satelliten AZUR wurde bestimmt durch drei voneinander weitgehend unabhängige Fragestellungen. Der Satellit sollte gestatten,

- Untersuchungen in der Polarlichtzone,
- Untersuchungen im Bereich des inneren Strahlungsgürtels und
- Untersuchungen solarer Teilchenereignisse

durchzuführen. Dementsprechend erlaubt die Nutzlast, das Energiespektrum von Protonen im Bereich 0,25 bis 100 MeV direktional sowie omnidirektional mit mäßiger Zeitauflösung (10 sec) zu bestimmen, Elektronen von 40 keV bis 4 MeV direktional und omnidirektional zu erfassen, die Intensität von zwei Polarlichtlinien (3914 Å und 2972 Å) zu registrieren und schließlich transversale hydromagnetische Wellen nachzuweisen.

Diese Aufgaben betreffen Untersuchungen im Bereich der äußeren und der inneren Magnetosphäre. Dementsprechend wurde für den Satelliten eine polare elliptische Bahn gewählt, deren Parameter in Tabelle 1 zusammengestellt sind. Diese Bahn gestattet Messungen in allen Breiten außerhalb des Erdstrahlungsgürtels (Perigäumspassagen); sie führt in Apogäumspassagen am Äquator bis in die Nähe des Intensitätsmaximums für energiereiche Protonen.

Tabelle 1: Bahndaten.

Bahnelement	Nominalbahn	Istbahn
Große Halbachse (km)	8179,09	8142,80
Exzentrizität	0,17337	0,16957
Inklination (Grad)	102,671	102,975
Argument des Perigäums (Grad)	161,801	161,906
Rektaszension des aufst. Knotens (Grad)	125,490	126,564
Anomalistische Periode (min)	122,688	121,87603
Höhe des Perigäums (km)	382,69	383,84
Höhe des Apogäums (km)	3218,72	3145,43
Geozentrische Breite des Perigäums bei Injektion	17,741 N	17,617 N
Progression des Perigäums (Grad/Tag) ($d\omega/dt$)	1,667	1,671
Progression der Knotenlinie ($d\Omega/dt$) (Grad/Tag)	0,96	

3. Geophysikalischer Hintergrund

Im Strahlungsgürtel gilt das Interesse in besonderem Maße den Quell- und Verlustprozessen für geladene Teilchen. Die absoluten Verluste sind im wesentlichen auf die atmosphärischen Verluste (Absorption in der Atmosphäre) zurückzuführen. Andere Verlustprozesse sind in jüngerer Zeit von KENNEL und PETCHEK [1966], CORNWALL [1966] und HAERENDEL [1969] untersucht worden. Anisotrope Pitchwinkelverteilungen von Protonen können zu Instabilitäten und damit zur Emission von Ionenzyklotronwellen führen, die Energie entlang der Feldlinien in die Ionosphäre leiten und dort dissipieren. Als Quellprozesse kommen in erster Linie Diffusionsprozesse in Betracht, von denen die radiale Diffusion [NAKADA und MEAD 1965] wahrscheinlich die niederenergetische Population erklären kann. Pitchwinkeldiffusion ist ein anderer, sicherlich wirksamer Prozeß, der zu einer Bewegung der Spiegelpunkte der Teilchen führt. Diese Prozesse sind jedoch gegenwärtig noch nicht vollständig behandelt worden. Ausführlich untersucht sind die auf Zerfall von Albedoneutronen beruhenden Injektionsprozesse [HESS 1968]. Sie tragen jedoch nicht wesentlich zum Aufbau der beobachteten Protonenpopulation im inneren Strahlungsgürtel bei. Es wird daher weiterer sehr präziser Messungen insbesondere des zeitlichen Verhaltens und der räumlichen Verteilung der Teilchenflüsse bedürfen, um diese Fragen beantworten zu können.

Das dynamische Verhalten gefangener Teilchen in der Nähe der Grenze der Speicherzonen, speziell in der Nähe der Polarlichtzone, zeigt besondere tageszeitabhängige Variationen. Hier spielen sicherlich Prozesse eine Rolle, die mit dem Wechselspiel zwischen Speicherzonen und Magnetosphärenschweif zusammenhängen. Der magnetosphärische Teilsturm beeinflusst offensichtlich die niederenergetische Teilchenpopulation am äußeren Rand des Strahlungsgürtels. Jenseits der Speicherzone lassen sich angesichts der schnell über hohe Dynamikbereiche variierenden eigentlichen Polarlichtzonenphänomene gegenwärtig so fundamentale Fragen wie die nach der Herkunft der Teilchen und nach der Natur der Beschleunigungsprozesse nicht schlüssig beantworten (vgl. z. B. HULTQVIST [1968]).

Innerhalb der eigentlichen Polkappe haben in letzter Zeit an Bord von Satelliten auf polaren Bahnen durchgeführte Messungen während durch solare Protonen hervorgerufener PCA-Ereignisse bemerkenswerte Strukturen in der räumlichen Verteilung des Teilchenflusses erkennen lassen [PAULIKAS et al. 1968]. Hinter diesen Befunden steht die noch immer offene Frage, ob geladene Teilchen aus dem interplanetaren Raum direkten Zugang zu den Polregionen haben, oder ob die Teilchen nach Feldlinienverschmelzung im Bereich des Magnetosphärenschweifs auf dem Umweg über den Schweif in die Polkappe gelangen.

Eine Übersicht über den gegenwärtigen Stand unseres Wissens und die daraus sich für AZUR konkret ergebenden primären Meßaufgaben ist bei ACHTERMANN et al. [1970] zu finden.

4. Beschreibung der Meßinstrumente an Bord von AZUR

Sieben Meßinstrumente wurden zur Erfüllung der in Abschnitt 2 genannten Meßaufgaben ausgewählt. Die Geräte sind in Tabelle 2 einschließlich einiger charakteristischer Parameter zusammengestellt. Die Lage der einzelnen Meßgeräte ist in Abb. 2 angegeben, in Tabelle 3 sind die Namen der Wissenschaftler angegeben, die die einzelnen Instrumente entworfen und hergestellt haben.

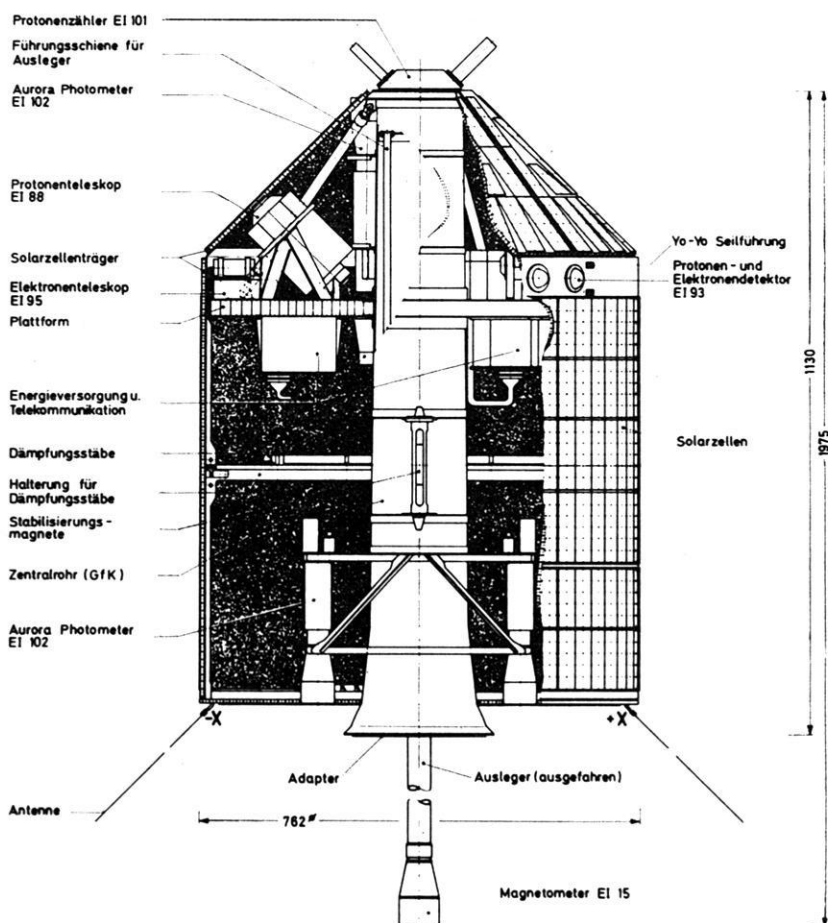


Abb. 2: Querschnitt durch den Satelliten.

Cross sections through the satellite.

Tabelle 2: Charakteristische Daten der Experimente.

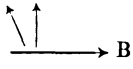
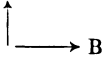
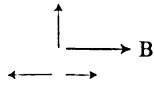
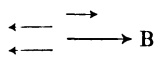
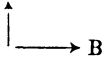
Experiment	Orientierung relativ zum Magnetfeld	Öffnungswinkel	Gewicht [kg]	Leistungs- verbrauch [W]
EI 88		28°	$2 \times 2,82$	$2 \times 1,330$
EI 92		$20,4^\circ$	1,67	0,43
EI 93		2π	1,30	0,64
EI 95		50° 50° 4π 25°	1,97	0,2
EI 101		2π 2π	0,80	0,08
EI 102		10°	2,55	0,72
EI 15		—	3,41	4,34

Tabelle 3: Meßinstrumente im AZUR. — Übersicht.

Bezeichnung	Type	Kanalzahl	Energie-Bereich	Verantwortl. Wissenschaftler	Institut
EI 88/1 EI 88/2	p- α -Teleskop	8 + 8	1,4— 2,6 MeV (p) 6,5— 19 MeV (α) 2,6— 4,9 MeV (p) 4,9— 10,4 MeV (p) 10,4— 22 MeV (p) 22 — 44 MeV (p) 44 —100 MeV (p) Untergrund	Dr. D.HOVESTADT	Max-Planck- Institut für Ex- traterr. Physik Garching bei München
EI 93	p-e ⁻ -Detektor	4	20 — 45 MeV (p) 20 — 80 MeV (p) > 1,5 MeV (e ⁻) > 4,0 MeV (e ⁻)	Dr. D.HOVESTADT	Max-Planck- Institut für Ex- traterr. Physik Garching b. M.
EI 92	p-Spektro- meter	6	1,65—13,5 MeV (p) 0,25—12,5 MeV (p) 0,25— 1,65 MeV (p) 0,5 — 1,65 MeV (p) 1,0 — 1,65 MeV (p) 2,0 — 6,4 MeV (α)	J. MORITZ	Inst. für Reine u. Angewandte Kernphysik der Universit. Kiel, Kiel
EI 95	e ⁻ -Zähler	4	E > 40 keV (e ⁻) E > 0,7 MeV (p) Untergrund	Dr. L. ROSSBERG	Max-Planck- Inst. f. Aeronom- ie, Inst. für Stratosphären- physik Lindau/Harz
EI 101	p-Zähler	2	E > 12 MeV (p) E > 30 MeV (p) E > 0,7 MeV (e ⁻) E > 3,2 MeV (e ⁻)	Dr. E.KIRSCH	Max-Planck- Inst. f. Aeronom- ie, Inst. für Stratosphären- physik Lindau/Harz
EI 102	Photometer	3	$\lambda = 3914 \text{ \AA}$ $\lambda = 2972 \text{ \AA}$	Dr. A. ROSSBACH	DFVLR-Inst. f. Phys. d. Atmo- sphäre Ober- pfaffenh./Obb.
EI 15	Magneto- meter	2	$\Delta B \geq 5\gamma$ $5 \cdot 10^{-3} - 8 \text{ Hz}$	Dr. G.MUSMANN	Inst. f. Geophys- ik u. Meteoro- logie d. Techn. Universität Braunschweig

4.1 Omnidirektionaler Teilchenzähler (EI 101)

Auf der konischen Spitze des Satelliten ist ein aus zwei zylindrischen Zählrohren bestehendes Instrument befestigt. Unterschiedliche Wandstärken beider Zählrohre machen sie empfindlich für Protonen oberhalb 10 bzw. 30 MeV und für Elektronen oberhalb von 0,7 und 3,2 MeV. Beide Zählrohrachsen sind senkrecht zueinander und senkrecht zur benachbarten Satellitenoberfläche angeordnet.

Die von Teilchen in den Zählrohren ausgelösten Impulse werden in Registern gespeichert und alle 5 sec (10 MeV Zähler) bzw. alle 10 sec (30 MeV Zähler) ausgelesen und jeweils als quasilogarithmisch komprimiertes 11-bit-Wort übertragen.

Wegen der Totzeit der Zählrohre (ca. 150 μ sec) durchläuft die Zählrate mit zunehmendem Teilchenfluß ein Maximum, während der Strom steigt. Zur Unterscheidung, auf welcher Seite des Maximums die Zählrate liegt, triggert der Zählerstrom einen Schwellendiskriminator. 1 bit im Telemetrierahmen indiziert, ob die Zählrate diesseits oder jenseits des Maximums lag. Der Geometriefaktor von 10 cm² pro Zählrohr erlaubt den Nachweis bereits kleiner Teilchenflüsse.

4.2 Direktionaler Elektronenzähler (EI 95)

Die Öffnungskegel von vier sonst gleichartigen Geiger-Müller-Zählrohren mit dünnem Glimmerfenster (Fensterdicke äquivalent der Reichweite von 40-keV-Elektronen) sind im Satelliten so orientiert, daß einer senkrecht, ein zweiter parallel, ein dritter antiparallel zur Figurenachse des Satelliten mit den in Tabelle 2 angegebenen Öffnungswinkeln weist. Ein viertes Zählrohr ist allseitig geschirmt und dient zur Bestimmung des Untergrundes.

Die von den Zählrohren erzeugten Impulse werden wie unter 4.1 beschrieben, in Binärspeichern gezählt und nach quasilogarithmischer Kompression alle 5 Sekunden übertragen. Zusätzlich werden die Zählerstände von je 4 aufeinanderfolgenden Binärzählern der drei erstgenannten Zählrohre mit einer zeitlichen Auflösung von 12,5 msec in Echtzeit übertragen.

4.3 Photometer (EI 102)

Zwei Photometer — Interferenzfilter mit Photomultiplier — registrieren unter Nachtbedingungen die Intensität der Polarlichtlinien bei 3914 und 2972 Å. Die Photometer sind an der Unterseite des Satelliten montiert. Die Multiplierströme werden durch Kondensatorentladung mittels Glimmlampen digitalisiert und als Pulsraten in Echtzeit übertragen. Ein drittes, im Oberteil des Satelliten angeordnetes Photometer wird als Referenz gegen die Nachthimmelhelligkeit benutzt. Ein Dämmerungsschalter schaltet die Versorgungsspannung des Instruments ab, sobald die Sonne über dem Horizont erscheint.

4.4 Magnetometer (EI 15)

Eine Zwei-Komponenten-Förstersonde ist auf einem etwa 80 cm langen „Boom“ montiert. Die beiden Magnetometer sind senkrecht zueinander und senkrecht zur Figurenachse des Satelliten montiert.

Die Magnetometer können in zwei Meßbereichen ($\pm 70000 \gamma$ und $\pm 10000 \gamma$ Vollausschlag) betrieben werden. Die analogen Ausgangssignale werden alternierend von einem 12-bit-Analog-Digitalwandler mit einer zeitlichen Auflösung von 62,5 msec digitalisiert. Die 12 bit werden alle 5 Sekunden übertragen, die letzten 6 bit alle 62,5 msec in Echtzeit.

Das Instrument dient, neben der Lagemessung, mittels der in Echtzeit zeitlich hochaufgelöst übertragenen Daten dem Nachweis transversaler hydromagnetischer Wellen.

4.5 Protonenspektrometer (EI 92)

Zur Untersuchung von Intensität und Energiespektrum niederenergetischer Protonen (Energiebereich 0,25 bis 1,65 MeV) dient ein aus zwei Halbleiterdetektoren (je 33μ dick, Oberflächengrenzschichtdetektoren) aufgebautes Spektrometer. Protonen, die im vorderen Detektor ihre gesamte Energie verlieren, werden in die Energiebereiche 0,25—1,65; 0,5—1,65; 1,0—1,65 MeV klassiert und, nach Speicherung der Pulse in Binärzählern, quasilogarithmisch komprimiert und alle 10 Sekunden übertragen.

Der zweite Detektor dient als Antikoinzidenzgeber und begrenzt den Energiebereich nach oben. In zwei weiteren Zählkanälen wird die Zahl der Antikoinzidenzen — entsprechend dem Protonenfluß im Energiebereich oberhalb von 1,65 MeV — und der Fluß von Alpha-Teilchen im Energiebereich 2—6,4 MeV bestimmt.

Ein mechanischer Kollimator definiert den Öffnungswinkel des Instruments von $20,4^\circ$ (Vollwinkel). Im Kollimator sorgt ein Permanentmagnet für die quantitative Eliminierung von Elektronen mit Energien bis etwa 0,5 MeV. Das Instrument ist senkrecht zur Figurenachse des Satelliten eingebaut.

4.6 Protonen-Alphateilchen-Teleskop (EI 88)

Zwei sonst gleiche Halbleiter-Teleskope sind im Satelliten senkrecht und unter 135° zur Figurenachse eingebaut.

Die Teleskope bestehen aus 7 hintereinanderliegenden Halbleiterzählern mit zwischengeschobenen Absorberplättchen. Die gesamte Anordnung ist zur Definition des Öffnungswinkels und zur Unterdrückung von Teilchen aus unerwünschten Richtungen von einem Plastik-Szintillationszähler umgeben.

Die energiemäßige Analyse der einfallenden Teilchen geschieht mittels einer Vierfach-Koinzidenz-Antikoinzidenz-Logik nach dem Schema $ABC\bar{S}$, wo A, B, C irgend drei aufeinanderfolgende Halbleiterzähler (Oberflächengrenzschichtzähler) bezeichnen, S den umgebenden Szintillationszähler. In der Apertur sorgt ein Permanentmagnet für die Eliminierung eventuell störender Elektronen.

Tabelle 4: Energiekanäle von EI 88.

Kanal Nr.	Teilchenart	Energiebereich	Logik
1	p	1,4— 2,6 MeV	\overline{ABCS}
2	α	6,5— 19 MeV	$\overline{A_\alpha B_\alpha \overline{DS}}$
3	p	2,6— 4,9 MeV	\overline{BCDS}
4	p	4,9— 10,4 MeV	\overline{CDES}
5	p	10,4— 22,0 MeV	\overline{DEFS}
6	p	22,0— 44,0 MeV	\overline{EFGS}
7	p	44,0—100 MeV	\overline{FGS}
8		Untergrund	S

Der Öffnungswinkel beider Instrumente beträgt jeweils 28° Vollwinkel, entsprechend einem Geometriefaktor von $0,04 \text{ cm}^2\text{ster}$. Die Energiekanäle sind in Tabelle 4 aufgelistet. Jedem Kanal ist ein Binärzähler zugeordnet, aus dem die Daten alle 10 sec nach quasilogarithmischer Kompression als 11-bit-Wort ausgelesen werden.

4.7 Omnidirektionaler Protonen-Elektronen-Detektor (EI 93)

Zwei durch halbkugelförmige Absorberkappen verschieden stark abgeschirmte, auf der Oberfläche des Satelliten montierte kubische Halbleiterdetektoren (Lithium-Drift-Detektoren, Öffnungswinkel 2π , Geometriefaktor $0,0185 \text{ cm}^2$ und $0,0475 \text{ cm}^2$) gestatten den Nachweis von Protonen in den Energiebereichen 20—45 MeV und 40 bis 80 MeV, und von Elektronen in den Energiebereichen $> 1,5 \text{ MeV}$ und $> 4,0 \text{ MeV}$.

Die Zählraten dieser Detektoren werden in 4 Binärzählern gespeichert und wie bei den anderen Instrumenten alle 10 Sekunden übertragen.

5. Technischer Aufbau des Satelliten

Die Grundstruktur des Satelliten besteht aus einem Zentralrohr aus glasfaserverstärktem Kunststoff, an dem eine Plattform aufgehängt ist (vgl. Abb. 2). Das Ganze wird umhüllt von einem zylindrischen Paneel, das auf der Unterseite über eine weitere Plattform mit dem Zentralrohr verbunden ist. Über der oberen Plattform verjüngt sich das Paneel kegelförmig zur Spitze. Im Zentralrohr wurde der ausfahrbare „Boom“ montiert, der das Magnetometer trägt. Experimente und Bordgeräte sind, soweit nicht andere Gründe dagegenstanden, auf und unter der oberen Plattform befestigt.

Etwa in der Mitte des Satelliten sind am Zentralrohr zwei ellipsoidförmige Permanentmagnete (Stabilisierungsmagnete, vgl. unten) angeordnet. Zwei Schleifen aus weichmagnetischen Dämpferstäben dienen dem Abbau des Restspins.

Die Oberfläche des Paneels (Zylinder, Kegel und Bodenpaneel) ist mit insgesamt 5040 n-auf-p-Silizium-Solarzellen bedeckt. Jede Zelle hat eine Fläche von $2 \times 2 \text{ cm}^2$.

Die einzelnen Zellen sind in Streifen zusammengefaßt, so daß die von der Solarzellenanlage angebotene Ausgangsspannung zwischen 6,5 und 11,5 V liegt. Die insgesamt 2,3 m² Solarzellenfläche bietet bis zu 41 W Leistungsangebot. Jede Zelle ist zur Verminderung der Strahlenschädigung mit einer 0,5 mm starken Quarzscheibe abgedeckt. Im Schatten wird der Betrieb des Satelliten durch eine aus 7 Zellen bestehende Ag-Cd-Batterie (16 Ah, maximale Leistungsabgabe: 29 W) ermöglicht. Die Batterie wird auf der Tagseite ständig aufgeladen.

Der Satellit rotierte zusammen mit der 4. Raketenstufe beim Einschuß in die Bahn mit 160 RPM (Spin). Nach Trennung von der Rakete wurde der Spin des Satelliten mit Hilfe eines zweistufigen Yo-Yo-System auf etwa 1 RPM abgebaut. Die Dämpferstäbe reduzierten den Spin weiter. Etwa ab 0,1 RPM begann sich der Satellit ins Erdmagnetfeld einzustellen.

Eine Gewichtsbilanz ist in Tabelle 5 wiedergegeben.

Die von den Meßinstrumenten gewonnenen Daten werden, soweit sie nicht bereits digital vorliegen, mit Analog-Digitalwandlern digitalisiert. Übertragen werden Daten in 33 wissenschaftlichen Haupt-Datenkanälen mit 5 bzw. 10 Sekunden zeitlicher Auf-

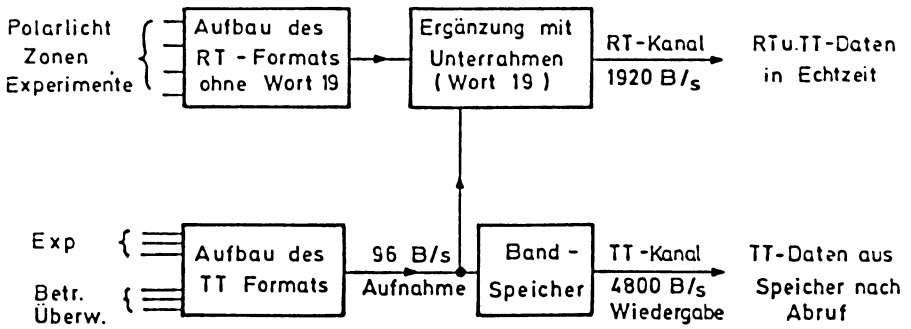
Tabelle 5: Gewichtsbilanz.

Wissenschaftliche Nutzlast	14,28 kg
Lageregelung	4,75 kg
Telekommunikation ¹⁾	12,10 kg
Boom	3,62 kg
Energieversorgung ²⁾	13,27 kg
Struktur	20,82 kg
Ballance Gewichte	1,3 kg
Sonstiges	1,99 kg
<hr/>	
Flugkonfiguration	72,12 kg
YO Yo	0,39 kg
Startgewicht	81,7 kg

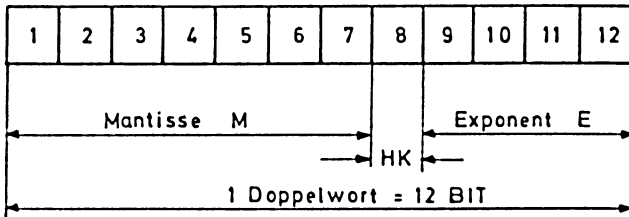
1) Enthält die zu den Experimenten gehörenden Pulszählereinheiten. — 2) Mit Solarzellen.

lösung, 17 zeitlich hochaufgelösten wissenschaftlichen Datenkanälen, 56 Zustandsindikationen (1 bit), 58 Betriebsüberwachungskanälen (6 bit pro Kanal), 2 Betriebsüberwachungskanälen (12 bit). Von diesen dienen 30 der Zustandsanzeige bei den Meßinstrumenten, 14 der Betriebsüberwachung der Instrumente. Die in den Hauptdatenkanälen erzeugten Impulse werden in Binärzählern gespeichert und im Takt des Telemetriesystems alle 5 bzw. 10 Sekunden ausgelesen. Dabei wird eine quasilogarithmische Datenreduktion durch Gleitkommadarstellung mit 4-bit-Charakteristik und 7-bit-Mantisse vorgenommen. Diese Daten werden der digitalen Telemetrieinheit im 6-bit-Parallel-Zeitmultiplex angeboten. Um Daten während eines ganzen Umlaufs gewinnen zu können, wurde ein Magnetbandspeicher (Telefunken) mit einer Speicherkapazität von $1,5 \cdot 10^6$ bit eingebaut, auf dem die Daten abgespeichert werden. Der

Zum Telemetrieformat Azur



Zahlendarstellung der Meßwerte
(Gleitkommadarstellung)



$M \cdot 2^E = n \cdot K$, $n =$ mittlere Zählrate, $K =$ Konstante
 HK = Betriebsüberwachungs - Information

Abfragehäufigkeit der Speicher 0,1 Hz

1 Datenrahmen : 80 Worte zu je 12 BIT

Abb. 3a: Wort-Formatierung im AZUR. — Word-formatting in AZUR.

1		2		3		4		5		6		7		8	
1 SYNCHRON- WORT						4 Digitale Housekeeping Dat.				6		7 LM X		8 LM Y	
9 EI95-1		10 EI95-2		11 EI95-3		12 EI95-4		13 EI95 EI95		14 EI95 EI101		15 EI101		16 Eichwort PZE2	
17 EI88/1-1 1		18 EI88-2 2		19 EI88/1 3		20 EI88/1 4		21 EI88/1 5		22 EI88/1 6		23 EI88/1 7		24 EI88/2 1	
25 EI88/2 2		26 EI88/2 3		27 EI88/2 4		28 EI88/2 5		29 EI88/2 6		30 EI88/2 7		31 EI92-1		32 EI92-2	
33 EI92-3		34 EI92-4		35 EI92-5		36 EI92-6		37 EI89-1		38 EI89-2		39 EI89-3		40 EI89-4	
41 Format- zähler		42 Orbit- zähler		43 EI93-1		44 EI93 -2		45 EI93-3		46 EI93-4		47 LM X nur bei		48 LM Y RTM	
49 EI95-1		50 EI95-2		51 EI95-3		52 EI95-4		53 EI95 EI95		54 EI95 EI101		55 EI101		56 Eichwort PZE1	
57 88/1-1		58 88/2-1		59 RES.		60 RES.		61 1.1.1		62 3.2.2		63 4.2		64 4.5	
65 4.7		66 5.1.2		67 6.2		68 6.4		69 6.6		70 6.8		71 6.11		72 6.13	
73 6.14		74 6.16.2		75 6.16.3		76 6.16.4		77 7.2		78 7.8.1		79 7.9		80 RESERVE	
65 5.1.1		66 6.1		67 6.3		68 6.5		69 6.7		70 6.10		71 6.12		72 6.13.2	
65 5.1.1		66 6.1		67 6.3		68 6.5		69 6.7		70 6.10		71 6.12		72 6.13.2	
65 5.1.1		66 6.1		67 6.3		68 6.5		69 6.7		70 6.10		71 6.12		72 6.13.2	

10 sec. →

Abb. 3b: TT-Datenrahmen. — TT-data frame.

Speicher erlaubte eine Aufnahmezeit von 250 Minuten mit einer Bitfolgefrequenz von 96 bit/sec (split phase). Durch Telekommando wurde die Bandwiedergabe (4800 bit/sec) über einer Bodenstation ausgelöst.

Die Daten sind in einem Rahmen von 80 Worten (960 bit) mit einer Rahmenlänge von 10 Sekunden angeordnet, der mit einem Synchronisationswort (24 bit) beginnt. Die 11-bit-Hauptdatenworte werden dabei jeweils noch durch ein Zustandsindikationsbit ergänzt, so daß eine einheitliche Wortlänge von 12 bit erreicht wird (TT-Rahmen) (Abb. 3a, b).

Daten mit höherer zeitlicher Auflösung werden ohne Zwischenspeicherung direkt in Echtzeit übertragen. Diese Echtzeitdaten werden zu einem separat gebildeten Format (RT-Format) (Abb. 3c) von 5×24 bit (62,5 msec) zusammengefaßt. In jedem dieser RT-Formate wird je ein Halbwort des TT-Rahmens zusammen mit der Wortnummer des TT-Formats übertragen. Dadurch wird sichergestellt, daß in Echtzeit in jedem Fall alle Daten übertragen werden können. Zur Übertragung stehen zwei Sender (136,56 und 136,74 MHz) mit einer HF-Ausgangsleistung von 0,5 W zur Verfügung, die mit PCM/PSK/PM moduliert werden. Ein Sender wird mit RT-Daten moduliert, der andere dient zum Abspielen des Bandgerätes, doch kann durch Telekommando die Modulation vertauscht werden. Die Abstrahlung erfolgt über 4 Halbwellendipolantennen.

Der Betrieb des Satelliten wird durch 70 verschiedene Telekommandos ermöglicht. Die vom Boden gesendeten Kommandos (148,25 MHz) werden von einem AM/PM-

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	
1	Schwellwert	EI95	Kanal	1	EI95	Kanal	2	EI95	Kanal	3	EI102	Abg.				EI95 Schw2 Schw3		EI 15	Kanal 1	(X)				
2																EI 95 Schw2 Schw3		EI 15	Kanal 2	(Y)				
3																EI102 K1 Abg. 2 Abg. 3				Format-				
4																EI102 K2 Abg. 2 Abg. 3				nummer				
5																EI102 K3 Abg. 2 Abg. 3				1/2 Wort des Band-				
																								62,5 msec

Teilformat I (TF I)

1	Rahmensynchronisation																							
2																								
3																								
4	Wie Zeile 2...5 TF I																							
5																								

Teilformat II (TF II)

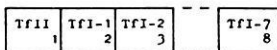


Abb. 3c: RT-Datenrahmen. — RT-data frame.

Empfänger an Bord empfangen (7,7 kHz Unterträger pulsdauermoduliert) und dekodiert. Ein Tone-Digital-Command-System [COATES 1969] mit der Adresse LLLO LLLO wird benutzt. Jede Adresse wird zweimal gesendet und muß zweimal richtig erkannt werden, ehe der darauffolgend dreimal gesendete Befehl (4 aus 8 Code, einmal erkannt) exekutiert wird.

6. Stabilisierung

Der Satellit wird mittels der oben erwähnten Permanentmagnete (magnetisches Moment 80 Am^2) magnetisch stabilisiert. Der Anfangsspin wird deshalb mittels Yo Yo mit Hilfe weichmagnetischer Dämpferstäbe abgebaut. Die Stabilisierung ist so ausgelegt, daß die Figurenachse des Satelliten in keinem Punkt der Bahn mehr als 10° vom erdmagnetischen Feldvektor abweicht. Damit ergibt sich für die Teilchenmessungen ein natürliches Referenzsystem: Der Winkel des Geschwindigkeitsvektors der Teilchen zum lokalen Feldvektor (Pitchwinkel) ist hier von besonderem Interesse.

7. Bahn- und Lagebestimmung, Datenempfang

Die Bahnbestimmung wird vom weltweiten STADAN-Bodenstationsnetzwerk (Abb. 4) der NASA durchgeführt. Aus den wöchentlich an das deutsche Kontrollzentrum in Oberpfaffenhofen b. München übermittelten Bahnelementen werden jeweils für die kommende Woche Bahnvorhersagen berechnet und Kontaktzeiten mit den verschiedenen Bodenstationen bestimmt. Jeweils nach einer bestimmten Zeit werden retrospektiv definitive Bahnbestimmungen durchgeführt, die später der Datenauswertung zugrundegelegt werden.

Die momentane Lage der Satellitenachse relativ zum Erdmagnetfeld wird aus den Magnetometermessungen (2 Komponenten senkrecht zur Figurenachse) und dem an jedem Punkt der Bahn nach Größe und Richtung hinreichend genau bekannten Erdmagnetfeld ermittelt. Vier auf dem Mantel des Satelliten angeordnete Solar-Aspekt-Sensoren gestatten darüber hinaus, die Roll-Lage des Satelliten zu bestimmen. Die Bahn des Satelliten wurde so gewählt, daß sich das Perigäum der Bahn nach dem Start langsam über die nördliche Polkappe bewegte. Der Satellit tauchte dabei für knapp 3 Monate maximal 22 Minuten in den Erdschatten ein. Nach dieser Periode bleibt die Bahn ständig sonnenbeschienen.

Abb. 4 (als Kartenbeilage am Schluß des Heftes):

Bodenstationen im AZUR-Programm mit Subsattellitenbahn.

Die magnetischen Breiten $\varphi_m = 60^\circ \text{ N}$ und $\varphi_m = 70^\circ \text{ N}$ sind mit eingezeichnet.

Ground stations used in the AZUR-program. The sub-satellite track is also shown.

Magnetic latitudes $\varphi_m = 60^\circ \text{ N}$ and $\varphi_m = 70^\circ \text{ N}$ are also shown.

Für den Datenempfang wurde Vorsorge in zweifacher Hinsicht getroffen:

Zum Empfang der Daten bei Bandwiedergabe wurden neben der zentralen deutschen Bodenstation (ZDBS) Weilheim/Obb. die für Telekommandogabe ausgerüsteten ESRO-Stationen Spitzbergen, Fairbanks/Alaska und Falkland-Inseln vorgesehen. Zum Empfang der ständig abgestrahlten Echtzeit-Telemetriedaten, die besonders im Bereich der Polarlichtzone von Interesse sind, wurden eigene Empfangsstationen in

Tabelle 6: Bodenstationen in der Betriebsphase von AZUR.

	Länge	Breite	Daten- empfang	Kommando- gabe	Tracking
1. Deutsches Bodenstations-Netzwerk					
Weilheim/Obb.	11,05° E	47,52° N	×	×	
Kevo/Finnland	27° E	69,75° N	×		
Reykjavik/Island	21,8° W	64,1° N	×		
Fort Churchill/Kanada	147,5° W	64,9° N	×		
2. ESRO-Stationen					
Redu/Belgien	5° E	50° N	(×)	(×)	
Ny Alesund/Spitzbergen	12° E	79° N	×	×	
Fairbanks/Alaska	140° W	65° N	×	×	
Port Stanley/Falkland-Inseln	58° W	52° S	×	×	
3. NASA-Stationen					
Fairbanks/Alaska	140° W	65° N		+	×
Fort Myers/Florida	81,9° W	26,5° N	×	+	×
Johannesburg/Südafrika	27,7° E	25,9° S		+	
Kauai/Hawaii (ca.)	160° W	20° N	×	+	
Lima/Peru	77,2° W	11,8° S	×	+	×
Orroral/Australien (ca.)	150° E	35° S		+	×
Quito/Ecuador	78,4° W	0,6° S	×	+	×
Rosman/North Carolina	82,9° W	35,2° N		+	
St. John's/Neufundland	52,7° W	47,7° N		+	×
Santiago/Chile	70,7° W	33,1° S		+	×
Tananarive/Madagaskar (ca.)	50° E	20° S	×	+	×
Winkfield/England	0,7° W	51,4° S		+	×

(×) Backup-Stationen

+ Protektive Kommandos

Kevo/Finnland, Reykjavik/Island und Fort Churchill/Kanada aufgebaut [DEISS et al. 1968/1969]. Darüber hinaus werden diese Daten von den ESRO-Stationen Spitzbergen und Fairbanks aufgenommen.

Für den Fall eines Ausfalls des Bandgerätes wurde mit NASA ein beschränkter Einsatz von äquatornahen STADAN-Stationen zur Aufzeichnung von Echtzeit-Telemetriedaten vereinbart. Darüber hinaus wurde mit CNAE (Brasilien) der Einsatz der Station San José dos Campos (São Paulo) und mit CNES (Frankreich) der Einsatz der Stationen Courou, Fortaleza (Südamerika), Las Palmas (Azoren) und Brazzaville (Kongo) zur Gewinnung zusätzlicher Daten aus dem Bereich der südatlantischen Anomalie verabredet. Eine Übersicht über die verschiedenen Bodenstationen ist in Tabelle 6 zu finden.

Eine laufende Überwachung des Satellitenzustandes (Quick Look) wird bei Echtzeitübertragungen im Kontrollzentrum vorgenommen. Dort wird auch festgelegt, welche Station zu welcher Zeit Kommandos zum Satelliten sendet.

8. Datenverarbeitung

An den Empfangsstationen werden die Daten direkt, d. h. nach HF-Demodulation, zusammen mit einem Zeitcode auf Magnetband aufgezeichnet. Kontaktzeiten und Satellitenposition werden für jede Station bestimmt und den Stationen als wöchentliche Vorhersage übermittelt. Die Daten werden im bestimmten Zeitabständen per Post an das Kontrollzentrum geschickt, wo sie nach Qualitätsprüfung zur weiteren Aufbereitung freigegeben werden. Diese „Analogbänder“ werden im Prozeß der Datenaufbereitung zunächst in rechnerkompatible Digitalbänder (Pufferbänder) umgesetzt. Hierbei wird jedem Datenrahmen eine Qualitätskennung (Bitfehler) und die Zeit zugeordnet. Im Prozeß der Datenverarbeitung werden aus den Pufferbändern digitale Editionsblätter, für RT- und TT-Daten getrennt, erstellt. Redundante Daten, die etwa durch gleichzeitigen Empfang von mehreren Bodenstationen aus erhalten werden, werden zunächst nicht beseitigt. Bei der Editierung werden die separat erstellten Blätter mit Bahninformationen mitverwertet. Jedem Rahmen wird so zusätzlich der Ort und die Lage zugeordnet.

Aus den Editionsblättern werden schließlich durch Abspeicherung ausgewählter Daten und durch Hinzufügen gewisser, in parallel laufenden Rechenprozessen gewonnener Zusatzinformationen (geomagnetische Koordinaten, B-L-Koordinaten, Weltzeit usw.) Experimentatorenblätter hergestellt, die dann den beteiligten Wissenschaftlern zur Datenweiterverarbeitung zur Verfügung stehen. Die Experimentatorenblätter sind bereits auf die Erfordernisse der den Wissenschaftlern zur Verfügung stehenden Datenverarbeitungsanlagen zugeschnitten (Spurzahl der Blätter, Code usw.). Die Experimentatorenblätter werden Qualitätskontrollen unterworfen, dann werden Redundanzen eliminiert und die Daten in physikalische Größen transformiert (Analysenband). Das Analysenband ist schließlich die Grundlage für die beabsichtigte Interpretation der Messungen.

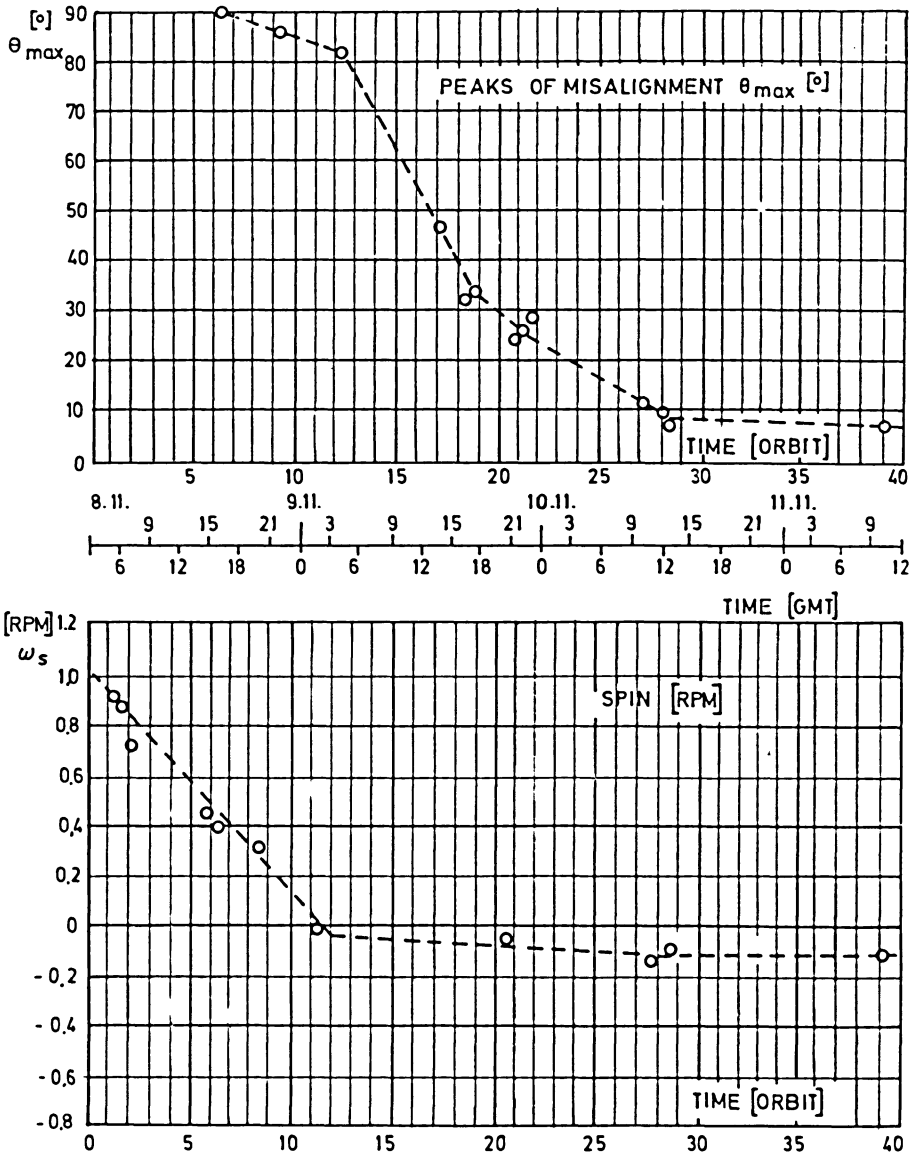


Abb. 5: Einfangphase.

Initial orbital period during which magnetic stabilization is achieved.

9. Missionsverlauf während der ersten 1000 Umläufe

Der Satellit erreichte nach einem erfolgreichen Start praktisch seine Nominalbahn (vgl. Tabelle 1). Zunächst arbeiteten alle Teilsysteme zufriedenstellend. Das Abspinnen verlief planmäßig, ebenso das Ausfahren des Magnetometerbooms. Sehr bald zeigte sich jedoch eine verhältnismäßig hohe Empfindlichkeit des Kommandoempfängers. Der Satellit empfing von Zeit zu Zeit Kommandos, die ihn in willkürliche Betriebszustände brachten. Dies ist vermutlich auf eine Schwäche im Entwurf des Kommando-Dekoders zurückzuführen, in dem ein Zeitglied, das die Erkennung von Adresse und Befehl innerhalb einer bestimmten Zeit verlangt, fehlt. Der Satellit wurde dabei hauptsächlich beim Überfliegen von Gegenden mit starkem Funkverkehr beeinflusst

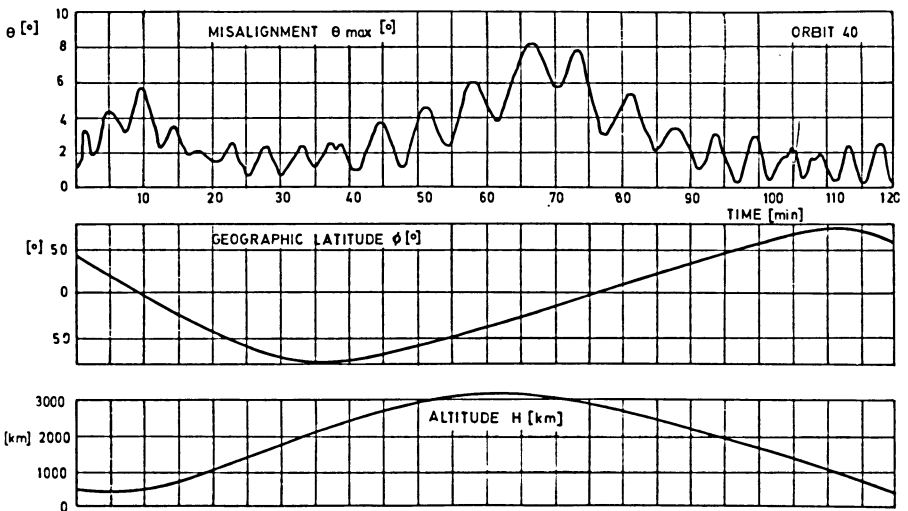


Abb. 6: Ablage der Satellitenachse vom Erdmagnetfeld während eines Umlaufs.

Deviation of the satellite axis versus the geomagnetic field vector during one orbit.

(falsche Kommandos werden im Mittel etwa in jedem 10. Orbit exekutiert). Zur Verbesserung der Situation wird der Satellit seitdem von verschiedenen Bodenstationen aus routinemäßig etwa alle 2 Stunden durch eine Serie von Kommandos in den gewünschten Betriebszustand gebracht. Durch diese Maßnahme wird der Betrieb des Satelliten durch Falschkommandos kaum mehr beeinträchtigt.

Alle Meßinstrumente an Bord des Satelliten arbeiten fehlerlos. Die Stabilisierung erreichte die geforderten Werte. Der zeitliche Verlauf der „Eingangsphase“ ist in Abb. 5 dargestellt. Abb. 6 zeigt den Verlauf der Ablage des Satelliten vom Magnetfeld während eines vollen Umlaufs. Die Energieversorgungsanlage arbeitet ebenfalls zufriedenstellend. Alle Meßinstrumente sind seit dem Start nahezu ständig in Betrieb.

Am 9. 12. 1969, einen Monat nach dem Start, fiel das Bandgerät aus bisher ungeklärter Ursache aus. Bis zu diesem Zeitpunkt konnten während rund 300 Umläufen aufgenommene Daten zum Boden überspielt werden. Die Qualität der aufgezeichneten Daten war während der ganzen Zeit sehr gut.

Seit dem Ausfall des Bandgerätes werden Daten nur noch in Echtzeit empfangen. Durch den Einsatz von Stationen der Organisationen NASA, CNES, ESRO, CNAE kann trotzdem ein hoher Prozentsatz der interessierenden Daten (etwa 70%) aufgenommen werden.¹⁾

Literatur

- ACHTERMANN, E., E. KEPPLER, E. KIRSCH, J. MORITZ, G. MUSMANN, G. PASCHMANN, A. ROSSBACH und L. ROSSBERG: Übersicht über die wissenschaftlichen Ziele der Mission des Satelliten AZUR. Forschungsbericht des Bundesministeriums für Bildung und Wissenschaft — Weltraumforschung. (im Erscheinen) 1970
- COATES, R. J.: Tracking and Data Acquisition for Space Exploration. *Space Sci. Rev.* 9, 361, 1969
- CORNWALL, J. M.: Micropulsations and the Outer Radiation Zone. *J. Geophys. Res.* 71, 2185—2199, 1966
- DEISS, D., B. ERNST, F. R. HUBER, L. THOMANEK, H. SCHICHTL, H. STACHL, H. ENGEL, H. ROTH, H. VIERBACHER, O. IHL, L. MOOSER und H. ROTH: Echtzeit-Telemetrie-Station für das Satellitenprojekt AZUR. I. Überblick. II. VHF-Satellitenempfangsantenne HA 121/141/50. III. Antennendrehstand. IV. Programmsteueranlage. V. Zeitanlage. Neues von Rohde & Schwarz, Ausg. 34, Jahrg. 8/9, 5, Dez./Jan. 1968/1969
- HAERENDEL, G.: Outer Belt Protons in Equilibrium with Emission of Ion Cyclotron Waves. Lockheed Palo Alto Res. Lab. Rep., 1969
- HESS, W. N.: The Radiation Belt and the Magnetosphere. Blaisdell Publ. Co., 69, 1968
- HULTQVIST, B.: Auroral Particles. *Ann. Géophys.* 24, 563, 1968
- KENNEL, C. F., and H. E. PETCHEK: Limit on Stably Trapped Particle Fluxes. *J. Geophys. Res.* 71, 1—28, 1966
- NAKADA, M. P., and G. D. MEAD: Diffusion of Protons in the Outer Radiation Belt. *J. Geophys. Res.* 70, 4777—4791, 1965
- PAULIKAS, G. A., J. B. BLAKE, and S. C. FREDEN: Low-Energy Solar-Cosmic-Ray Cutoffs: Diurnal Variations and Pitch-Angle Distributions. *J. Geophys. Res.* 73, 87—95, 1968

¹⁾ Am 29. 6. 1970, im Erdumlauf 2752, konnte AZUR nicht mehr empfangen werden. Die Ursache des Ausfalls ist z. Zt. nicht bekannt.

Crustal Structure of the Western United States from Seismic-Refraction Measurements in Comparison with Central European Results¹⁾

By C. PRODEHL, Karlsruhe²⁾

Eingegangen am 6. März 1970

Summary: In 1961—1963, a network of 64 seismic-refraction profiles was recorded by the U.S. Geological Survey in the western United States, west of longitude 109° W. By the re-interpretation with the aid of record sections, a basic travel time diagram could be derived, similar to that found for central Europe. Besides the first arrivals on profiles in the Snake River Plain, the northern Basin and Range province, and the Middle Rocky Mountains two dominant phases in secondary arrivals are correlated, whereas the profiles in other areas show only one dominant phase in secondary arrivals. Under the southern Cascade Mountains and the Snake River Plain the top of material with velocities of 6.5—7.0 km/s is found at depths of 7 to 17 km. Velocity inversions within the upper 20 kilometers of the earth's crust are indicated under the southern Cascade Mountains, the Middle Rocky Mountains, and partly under the Basin and Range province. Beneath the northern part of the Basin and Range province and the Middle Rocky Mountains, an intermediate transition zone between upper and lower crust can be well determined. The resulting velocities at the base of the crust and in the uppermost part of the upper mantle lie between 7.3 and 7.9 km/s for most parts of the western United States except for southern California and the Middle Rocky Mountains (≥ 8.0 km/s). The base of the crust dips from 30—36 km under the Basin and Range province toward the adjacent Sierra Nevada (42 km), Snake River Plain (44 km), Middle Rocky Mountains (45 km), and Colorado Plateaus (43 km). The crust is relatively thin under the Mojave desert (28 km) and the Coast Ranges of central California (24—26 km), but shows 37 km thickness under the Transverse Range in southern California.

Zusammenfassung: In den Jahren 1961—1963 legte der U.S. Geological Survey in den westlichen Vereinigten Staaten (westlich des Längengrades 109° W) ein refraktionsseismisches Profilnetz mit 64 Profilen an, die größtenteils mit Schuß und Gegenschuß beobachtet wurden. Für sämtliche Profile wurden Seismogramm-Montagen hergestellt. Bei der Reinterpretation dieser Profile wurde eine charakteristische Anordnung von Laufzeitkurven gefunden, die den Ergebnissen in Mitteleuropa ähnelt. Außer den Ersteinsätzen lassen sich in späteren Einsätzen bei den Profilen in der Snake River Plain, der nördlichen Basin and Range province und den mittleren Rocky Mountains zwei dominierende Phasen korrelieren, während bei den Profilen in anderen tektonischen Einheiten im wesentlichen nur eine dominierende Phase in späteren

¹⁾ Contribution No. 124 within the research program "Determination of Crustal Structure in Central Europe" of the Deutsche Forschungsgemeinschaft (German Research Association). Contribution No. 53, Geophysical Institute, University of Karlsruhe.

²⁾ Dr. CLAUDIUS PRODEHL, Geophysikalisches Institut der Universität Fridericiana, 75 Karlsruhe, Hertzstr. 16, Germany.

Einsätzen sichtbar ist. Unter den südlichen Cascade Mountains und der Snake River Plain wird die Oberfläche von Material mit P-Wellen-Geschwindigkeiten zwischen 6,5 und 7,0 km/s in einer Tiefe von 7 bis 17 km angetroffen. Geschwindigkeitsinversionen innerhalb der oberen 20 Kilometer der Erdkruste müssen unter den südlichen Cascade Mountains, den mittleren Rocky Mountains und Teilen der Basin and Range province angenommen werden. Unter der nördlichen Basin and Range province und den mittleren Rocky Mountains ist eine Übergangszone zwischen oberer und unterer Kruste gut ausgebildet. Für die meisten Gebiete der westlichen Vereinigten Staaten ergeben sich an der Basis der Erdkruste und im obersten Erdmantel Geschwindigkeiten zwischen 7,3 und 7,9 km/s, lediglich in Südkalifornien und in den mittleren Rocky Mountains wurden höhere Geschwindigkeiten ($\geq 8,0$ km/s) gefunden. Die Basis der Erdkruste taucht von 30–36 km in der Basin and Range province unter die umliegenden Gebiete: Sierra Nevada (42 km), Snake River Plain (44 km), mittlere Rocky Mountains (45 km) und Colorado Plateaus (43 km). Unter der Mojave-Wüste beträgt die Mächtigkeit der Kruste etwa 28 km, unter den Transverse Ranges in Südkalifornien bis zu 37 km und unter den Coast Ranges von Mittelkalifornien 24–26 km.

Introduction

During the last 12 years, in many countries of the world detailed investigations of the earth's crust and upper mantle by explosion seismology have been carried out. Summaries of most of the results in central Europe and North America were published for example by PAKISER and STEINHART [1964], JAMES and STEINHART [1966], MORELLI et al. [1967], CLOSS [1969], and HEALY and WARREN [1969]. The results presented show that the structure of the crust and upper mantle varies from area to area. However, the results also show a rather heterogeneous character, depending on different authors and different methods used for the interpretation of the data. To eliminate heterogeneity of the models caused by heterogeneity in the methods of interpretation, CHOUDHURY et al. [1967] and GIESE [1968] have compiled most of the data for the Alps and for western Germany and presented uniform models.

Based on the same method [GIESE 1966] used by CHOUDHURY et al. [1967] and GIESE [1966, 1968] the author has re-interpreted a detailed seismic-refraction survey in the western United States, performed by the U.S. Geological Survey from 1961 to 1963. Most of the field work was done as a part of the VELA UNIFORM Project of the Advanced Research Projects Agency, U.S. Department of Defense, under ARPA Order No. 193. A network of 64 profiles, mostly reversed and recorded to distances of 300–400 km, was observed in Nevada, California, Utah, and adjacent areas.

Chemical explosions in drill-holes, lakes or the Pacific Ocean served as energy sources, the charges ranging in size from less than 0.5 to 10 tons. Additionally several underground explosions of nuclear devices at N.T.S. (Nevada Test Site) were recorded. At each recording-site, six vertical-component seismometers were placed at 0.5 km intervals to form 2.5 km spreads in line with the direction of the profile as far as terrain permitted. Technical details concerning instruments and field work have been described by WARRICK et al. [1961] and JACKSON et al. [1963].

Most of the data including some earlier measurements have been published by various authors: DIMENT et al. [1961], EATON [1963, 1966], EATON et al. [1964], GIBBS and ROLLER [1966], HEALY [1963], HILL and PAKISER [1966, 1967], JOHNSON [1965], PAKISER and HILL [1963], ROLLER [1964, 1965], ROLLER and HEALY [1963], RYALL and STUART [1963], and WILLDEN [1965] and summarized for example by PAKISER [1963], STUART et al. [1964], and WARREN [1968a, b].

Geologic setting

Fig. 1 and Table 1 show the location of shotpoints and profiles and the physical division of the area of investigation after FENNEMAN and JOHNSON [1964].

Table 1: Shotpoints.

No.	Shotpoint	Coordinates		Altitude (meters)
		latitude	longitude	
1	San Francisco	37° 36.08'	122° 41.55'	Sea level
2	Camp Roberts	35° 47.38'	120° 49.98'	208
3	San Luis Obispo	35° 07.60'	120° 47.10'	Sea level
4	Santa Monica Bay	34° 00.06'	118° 33.28'	Sea level
5	Shasta Lake	40° 46.17'	122° 13.92'	314
6	Mono Lake	37° 59.00'	119° 07.60'	1950
7	Independence	36° 44.79'	118° 15.72'	1655
8	China Lake	35° 47.00'	117° 44.96'	677
9	Fallon	39° 31.43'	118° 52.48'	1220
10	Shoal	39° 12.02'	118° 22.82'	1740
11	Boise	43° 34.70'	115° 58.95'	931
12	Strike Reservoir	42° 55.29'	115° 53.70'	748
13	Mountain City	41° 50.24'	115° 53.70'	1683
14	Elko	40° 46.23'	115° 40.97'	1625
15	Eureka	39° 30.82'	115° 39.00'	1806
16	Delta	39° 40.55'	112° 35.55'	1150
17	Lida Junction	37° 20.96'	117° 29.54'	1658
18	Lathrop Wells	36° 37.18'	116° 13.76'	951
19	Nevada Test Site (NTS)	37° 07' *	116° 02' *	1400*
20	Hiko	37° 54.20'	115° 13.80'	1538
21	Navajo Lake	37° 32.53'	112° 47.55'	2912
22	Lake Mead	36° 05.28'	114° 47.96'	369
23	Mojave	35° 03.02'	118° 00.33'	786
24	Barstow	34° 58.34'	117° 04.23'	755
25	Ludlow	34° 49.36'	116° 11.02'	396
26	Kingman	35° 19.36'	114° 03.92'	1180
27	American Falls Reservoir	42° 50.14'	112° 48.66'	1360
28	Bear Lake	41° 56.35'	111° 17.10'	1820
29	Flaming Gorge Reservoir	40° 56.77'	109° 38.43'	1730
30	Hanksville	38° 21.99'	110° 55.64'	1430
31	Chinle	35° 55.64'	109° 34.44'	1830

* Approximate center of location of the NTS shots used in this report.

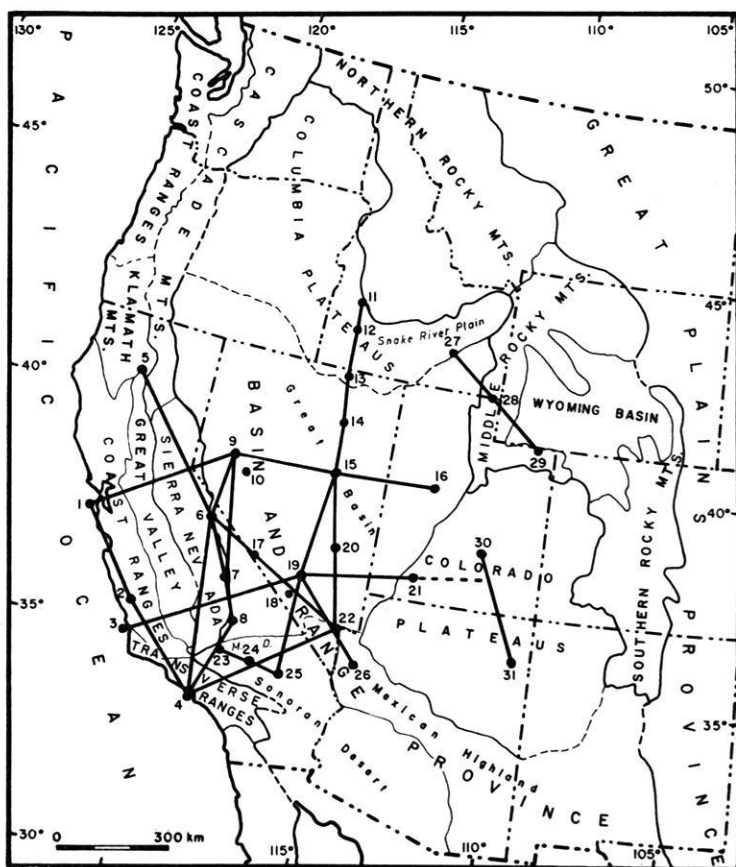


Fig. 1: Physical divisions of the western United States after FENNEMAN and JOHNSON [1946] and location of seismic refraction profiles.

M.D. Mojave Desert

Shotpoints

- | | | |
|---------------------|----------------------------|-------------------------|
| 1 San Francisco, | 11 Boise, | 21 Navajo Lake, |
| 2 Camp Roberts, | 12 Strike Reservoir, | 22 Lake Mead, |
| 3 San Luis Obispo, | 13 Mountain City, | 23 Mojave, |
| 4 Santa Monica Bay, | 14 Elko, | 24 Barstow, |
| 5 Shasta Lake, | 15 Eureka, | 25 Ludlow, |
| 6 Mono Lake, | 16 Delta, | 26 Kingman, |
| 7 Independence, | 17 Lida Junction, | 27 American Falls Res., |
| 8 China Lake, | 18 Lathrop Wells, | 28 Bear Lake, |
| 9 Fallon, | 19 Nevada Test Site (NTS), | 29 Flaming Gorge Res., |
| 10 Shoal, | 20 Hiko, | 30 Hanksville, |
| | | 31 Chinle. |

The westernmost profiles were recorded in the Coast Ranges of California, a part of an active mobile orogenic belt in which sedimentation, deformation, volcanism, and plutonism have been intimately associated since the mid-Mesozoic [CROWELL 1968]. The Coast Ranges are separated from the Sierra Nevada by the Great Valley of central California, a great depression with the structure of a complex synclinorium floored with alluvial deposits [KING 1959].

The Sierra Nevada to the east is mainly composed of plutonic rocks of the Sierra Nevada batholith of Mesozoic age and is a huge block formed by westward tilting and profound late Cenozoic faulting on the east [BATEMAN et al. 1963, BATEMAN and WAHRHAFTIG 1966, PAKISER et al. 1964]. Here some profiles were recorded parallel to the geologic structures, one profile reaching into the Cascade Mountains in the north, a volcanic mountain range built by eruptions of basaltic to rhyolitic lava during Pliocene, Pleistocene, and recent time [MACDONALD 1966]. Other profiles cross the geologic structures of Coast Ranges, Great Valley, and Sierra Nevada, and reach into the Basin and Range province on the east.

The main part of the seismic investigation was concentrated on the Great Basin of the Basin and Range province in Nevada and western Utah. The obvious Cenozoic structures of the Basin and Range province are block faults due to crustal extension. The present north-trending ranges were formed mostly since the early Miocene and stand 500—1200 m above the alluvial floors of flanking basins [HAMILTON and MYERS 1966, 1968]. According to HAMILTON and MYERS, the total extension of the whole province across the wide northern part has been between 50 and 300 km. One seismic-refraction line extends from the Basin and Range province into the Snake River Plain in the north, a part of the Columbia Plateaus. According to HAMILTON and MYERS, the Snake River Plain is a lava-filled tension rift formed in the lee of the northwestward-drifting plate of the Idaho batholith.

On the east, the Basin and Range province is bordered by the Colorado Plateaus, a region of large plateaus, escarpments, and canyons, the plateaus reaching heights of 3000—3600 m [KING 1959], and by the Middle Rocky Mountains which comprise ranges of deformed miogeosynclinal rocks on the west and a set of rather simple uplifts and basins on the east [KING 1959]. Both in the Colorado Plateaus and in the Middle Rocky Mountains, a seismic-refraction line with two or three shoptpoints was recorded in 1963.

Analysis of seismic-refraction profiles

The examination of the record sections prepared for each profile to be re-interpreted shows that on nearly all profiles similar phases can be correlated and that the corresponding traveltime curves show a typical arrangement which is very similar to that found by GIESE [1966] and GIESE et al. [1967] for central Europe. Figs. 2 to 7 present the record sections of several profiles recorded in different tectonic units:

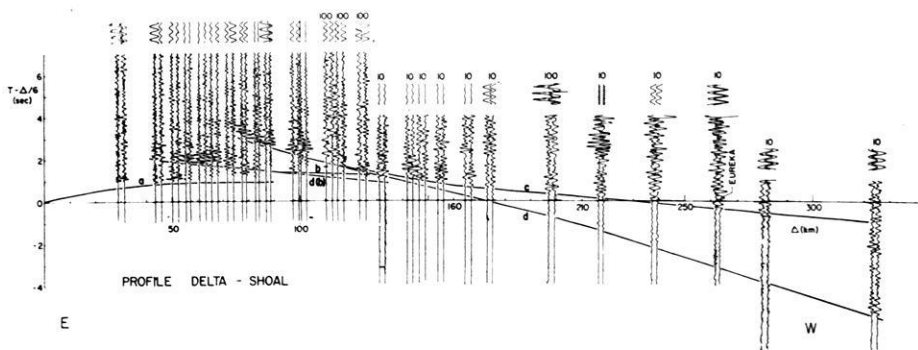


Fig. 2: Record section of the profile Delta (16)—Shoal (10). Calibration on top of each trace in microvolts. The numbers behind the shotpoints refer to Fig. 1.

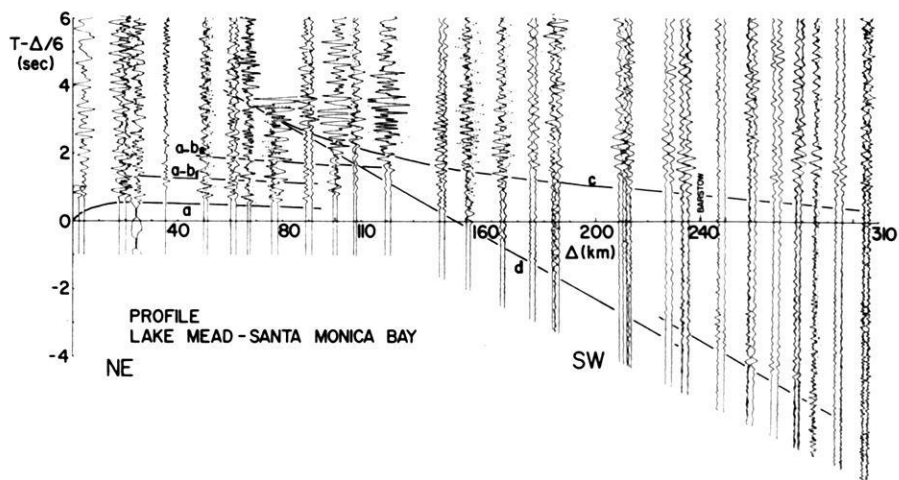


Fig. 3: Record section of the profile Lake Mead (22)—Santa Monica Bay (4).

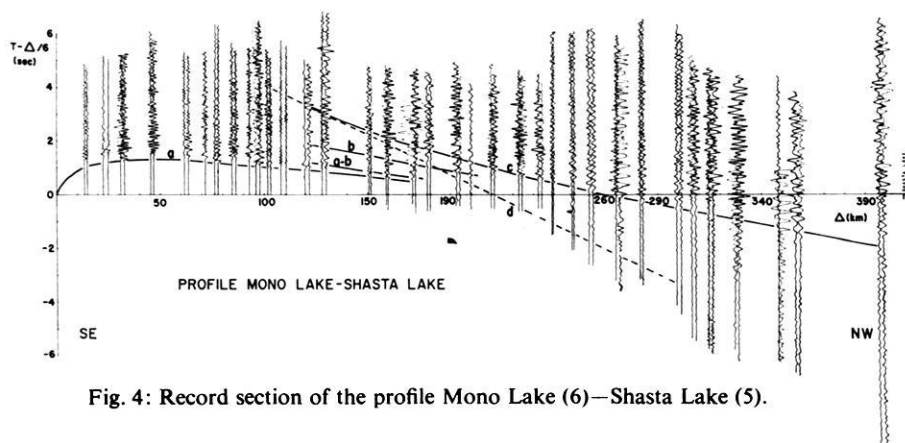


Fig. 4: Record section of the profile Mono Lake (6)—Shasta Lake (5).

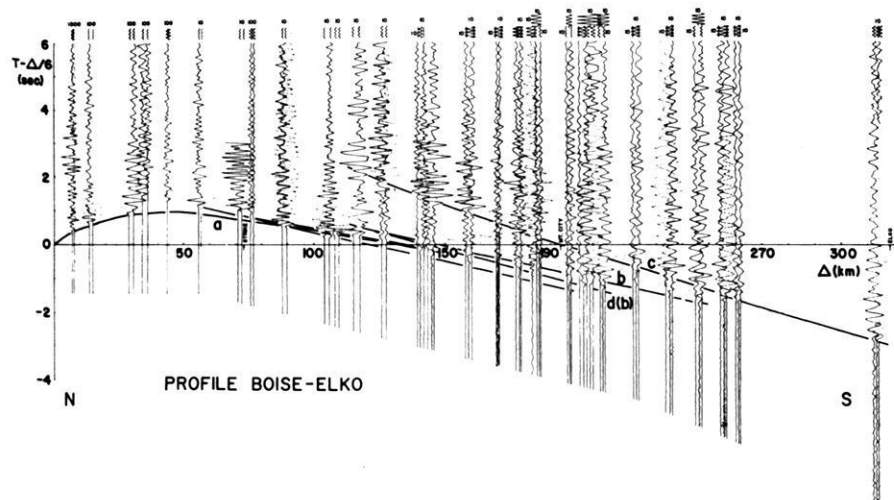


Fig. 5: Record section of the profile Boise (11)—Elko (14).

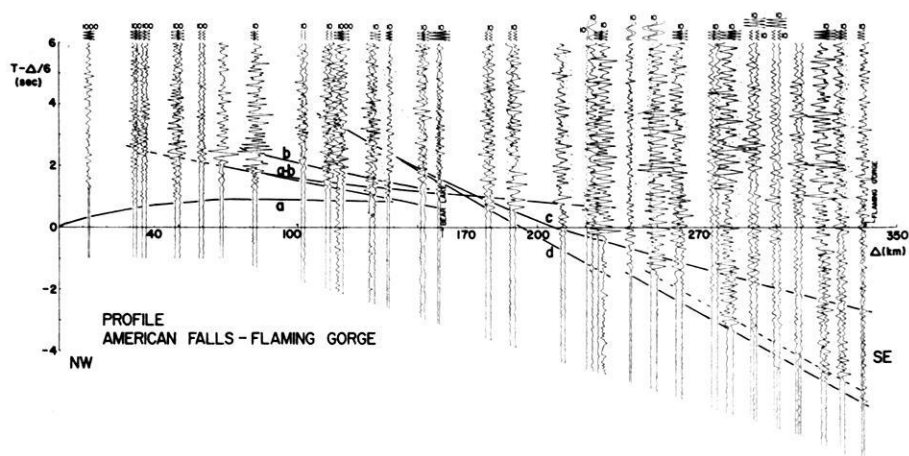


Fig. 6: Record section of the profile American Falls Reservoir (27)—Flaming Gorge Reservoir (29).

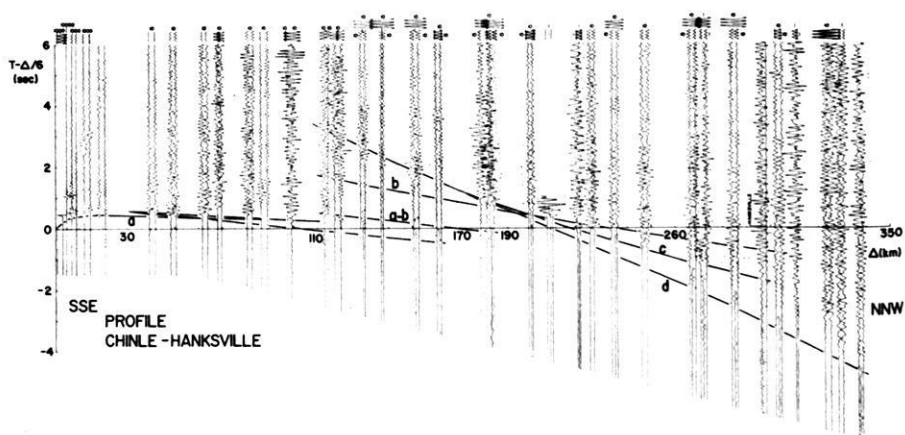


Fig. 7: Record section of the profile Chinle (31)—Hanksville (30).

The profile Delta-Shoal (Fig. 2) was recorded in the northern part, the profile Lake Mead-Santa Monica Bay (Fig. 3) in the southern part of the Basin and Range province.

The profile Mono Lake-Shasta Lake (Fig. 4) was recorded parallel to the geologic structures of the Sierra Nevada, Fig. 5 (Boise-Elko) presents a profile recorded mainly within the Snake River Plain, and finally profiles through the Middle Rocky Mountains (Fig. 6: American Falls Reservoir-Flaming Gorge Reservoir) and the Colorado Plateaus (Fig. 7: Chinle-Hanksville) are shown.

The first arrivals generally align on two travelttime curves: $a(P_g)$, correlated with the basement, and $d(P_n)$, correlated with the upper mantle. Except for the profiles in the Snake River Plain basement velocities of 5.9–6.3 km/s are found based on curve a . On the profiles in the Snake River Plain (Fig. 5), however, as well as on the profile Shasta Lake-Mono Lake the northernmost part of which crosses the southern Cascade Mountains, velocities of 6.6–7.0 km/s result at relatively small distances from the shotpoint.

Depending on crustal thickness, phase d can be correlated beginning from a distance of 130–200 km. At distances greater than 250 km very often the amplitudes of the corresponding arrivals increase. In some cases, these arrivals are delayed with respect to the phases well recognizable up to 200 km distance (Fig. 3 and 6). This delay may be due to the influence of sedimentary layers beneath the corresponding stations, but more often the first arrivals seem to disappear with increasing distance which may be explained by the structure of the upper mantle. On the profiles in the Snake River Plain (Fig. 5) phase d was not recorded, also on some profiles in the Sierra Nevada (Fig. 4) phase d was not or only weakly recorded. The measured apparent velocities vary between 7.3 and 8.25 km/s. Details will be discussed below.

Characterized by large amplitudes, a dominant phase c can be correlated in later arrivals between 70 and 240 km or even greater distances from the shotpoint. The corresponding apparent velocity decreases with increasing distance from about 7.2–8.0 km/s to 6.2–7.0 km/s, and the travelttime curve d is tangent to curve c at the end closest to the shotpoint. This phase c is interpreted as a reflected phase from the Mohorovičić (M) discontinuity, named $P_M P$, by most authors [see for example HEALY and WARREN 1969, PAKISER and STEINHART 1964]. This phase was best recorded in the Basin and Range province and the Snake River Plain (Fig. 2, 3, and 5), yet can be well recognized on most profiles in other areas of the western United States as shown in Fig. 4, 6, and 7. It can be correlated on most profiles in central Europe also [GIESE 1966]. However, GIESE has shown that the explanation as a reflected wave is not in agreement with the exact curvature of curve c in most cases for central Europe. Rather phase c originates in a more or less thick transition zone between crust and upper mantle.

In some areas of the western United States, a well-defined phase b is observed between 50 and 150 km distance from the shotpoint. Like phase c , this phase b is interpreted as reflected phase by most authors, named $P_I P$, i.e. reflected from an intermediate layer. Though very well observed on profiles in the northern Basin and

Range province (Fig. 2), the Snake River Plain (Fig. 5), or the Middle Rocky Mountains (Fig. 6), this phase is very weak or even absent on other profiles as for example in the southern Basin and Range province (Fig. 3). Also in central Europe, the nature of a corresponding traveltime curve b usually is not clear and unique [GIESE 1968]. When phase b is very well developed, often an additional phase $d(b)$ can be observed, usually in first arrivals, the traveltime curve of which is tangent to curve b (Fig. 2 and Fig. 5).

Basic data

Before determining velocity-depth relations, CHOUDHURY et al. [1967] and GIESE [1968] have presented some parameters for the Alps and western Germany which give objective information on the general features of any structure. Such data are: the cross-over distance Δd between the traveltime curve $d(P_n)$ and the distance axis in the reduced traveltime diagram, the "critical" distance Δ_c which is defined here as the distance at which curve d is tangent to curve c , the corresponding "critical" reduced time \bar{T}_c , and the P_n velocity resulting from curves d of reversed profiles. Having found a similar arrangement of traveltime curves in the western United States as found for central Europe, it is reasonable to look for similar typical parameters on the profiles in the western United States and to draw corresponding contour maps.

Figs. 8 and 9 show contour maps of the parameters Δd and Δ_c . The corresponding values were plotted at half their distance. In addition to the profiles re-interpreted, some additional data were available for the parameter Δd : a seismic-refraction survey in the Coast Ranges of central California, carried out in 1967 [STEWART 1968, 1969], a survey in central Arizona of 1964 [WARREN 1969] and the P_n traveltime curve published by BERG et al. [1960] for the eastern Basin and Range province. In the contour map (Fig. 8), the corresponding shotpoints are marked by open quadrangles. The contour maps of Δ_c and Δd represent in a first approximation the variation of the total crustal thickness. Minima result for the Pacific coast of central California, central Nevada, and southeastern California, maxima are obtained for the Sierra Nevada, the Snake River Plain, the Middle Rocky Mountains, and the Colorado Plateaus. A comparison with the corresponding maps by CHOUDHURY et al. [1967] and GIESE [1968] for the Alps and western Germany shows that the maximum values of $\Delta d \geq 200$ km and $\Delta_c = 120-140$ km in the western United States are comparable with the results found for the Alps while the minimum values of $\Delta d = 120-140$ km and $\Delta_c = 60-80$ km in the western United States are comparable with areas in western Germany outside of the Alps.

To eliminate the traveltime delays caused by sedimentary layers the "critical" reduced time \bar{T}_c was corrected by the corresponding reduced traveltime $\bar{T}_{a,c}$ of curve $a(P_g)$ at the "critical" distance Δ_c . The resulting time difference $\bar{T}_c - \bar{T}_{a,c}$ was plotted at half the "critical" distance $\Delta_c/2$ (Fig. 10). High values indicate that the medium of propagation contains material with relatively low P wave velocities. They are found

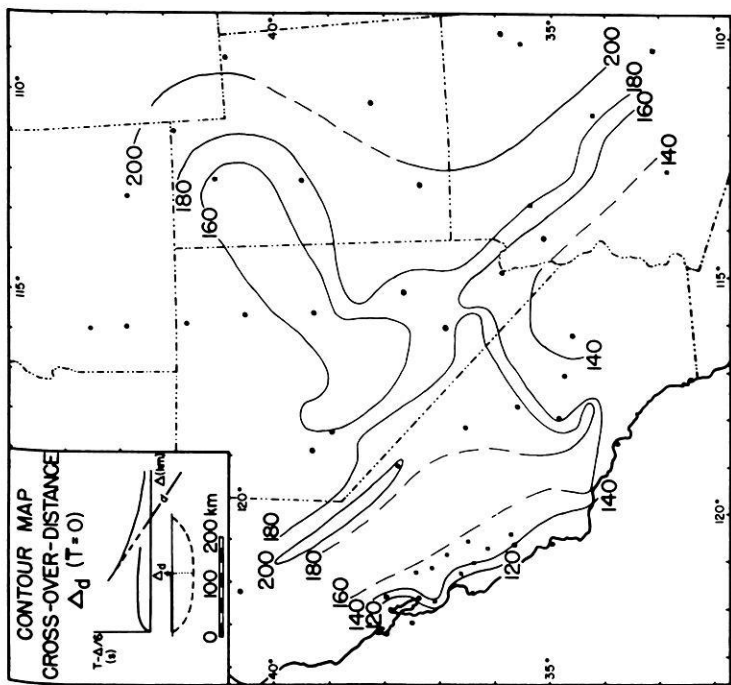


Fig. 8: Contour map of the cross-over distance A_d between P_n (curve d) and $v = 6$ km/s (A -axis).

Full circles: Shotpoints according to Fig. 1 and Table 1.

Open squares: Shotpoints of other seismic refraction surveys, the P_n traveltimes curves of which are used.

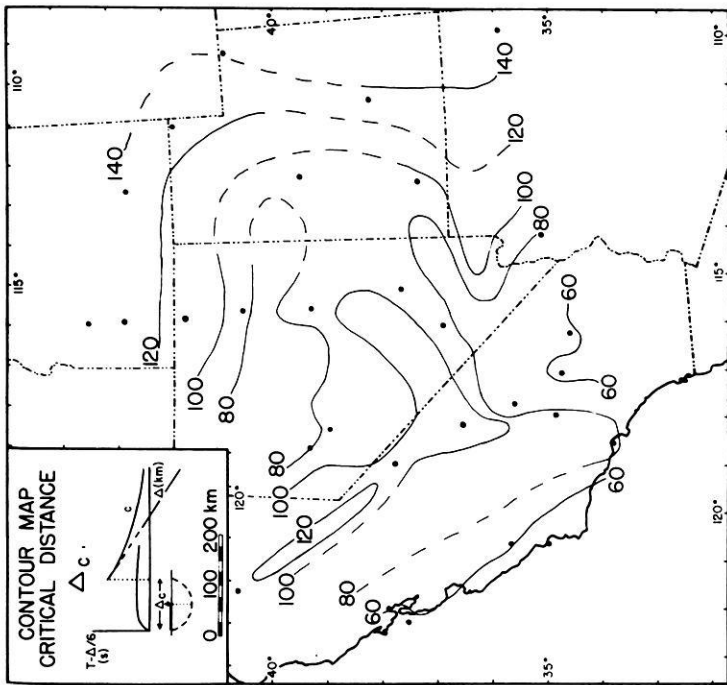


Fig. 9: Contour map of the "critical" distance A_c .

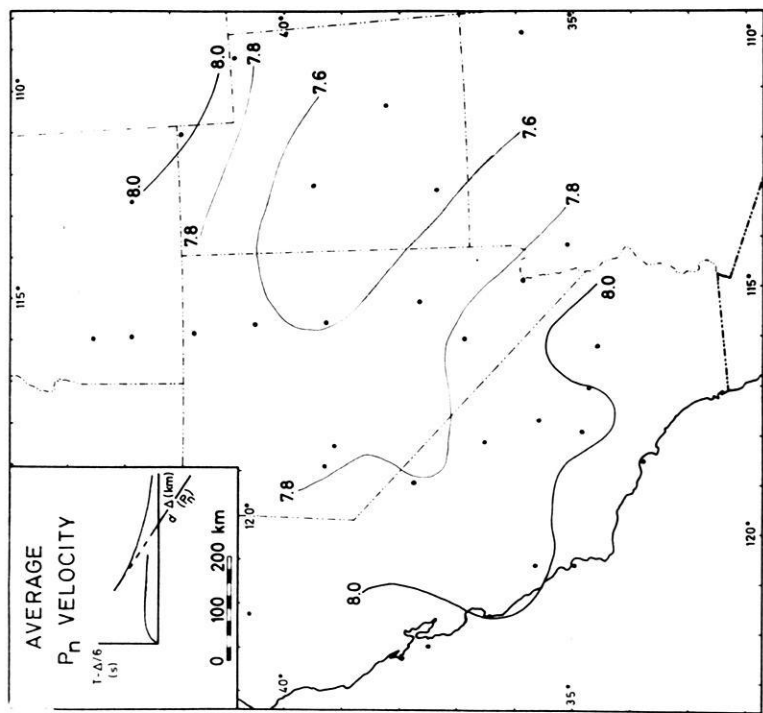


Fig. 11: Contour map of the average P_n velocity based on curve d .

For the construction of the contour lines, for reversed profiles an average value was used, for profiles where the P_n velocity increases with increasing distance the lowest well-defined value was used.

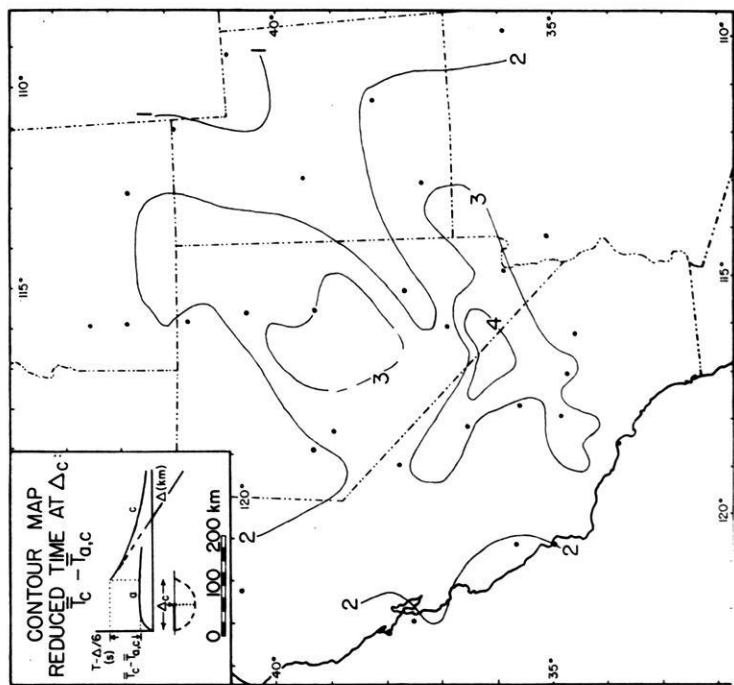


Fig. 10: Contour map of the reduced traveltime $T_c - T_{n,c}$.

in central Nevada and across southern Nevada including adjacent parts of California. On the corresponding map for western Germany [GIESE 1968], similar high values of 3–4 seconds occur in southeastern Bavaria and adjacent parts of Tyrol. Times of 1–2 seconds in other areas of the western United States are comparable with the values found for the main part of western Germany.

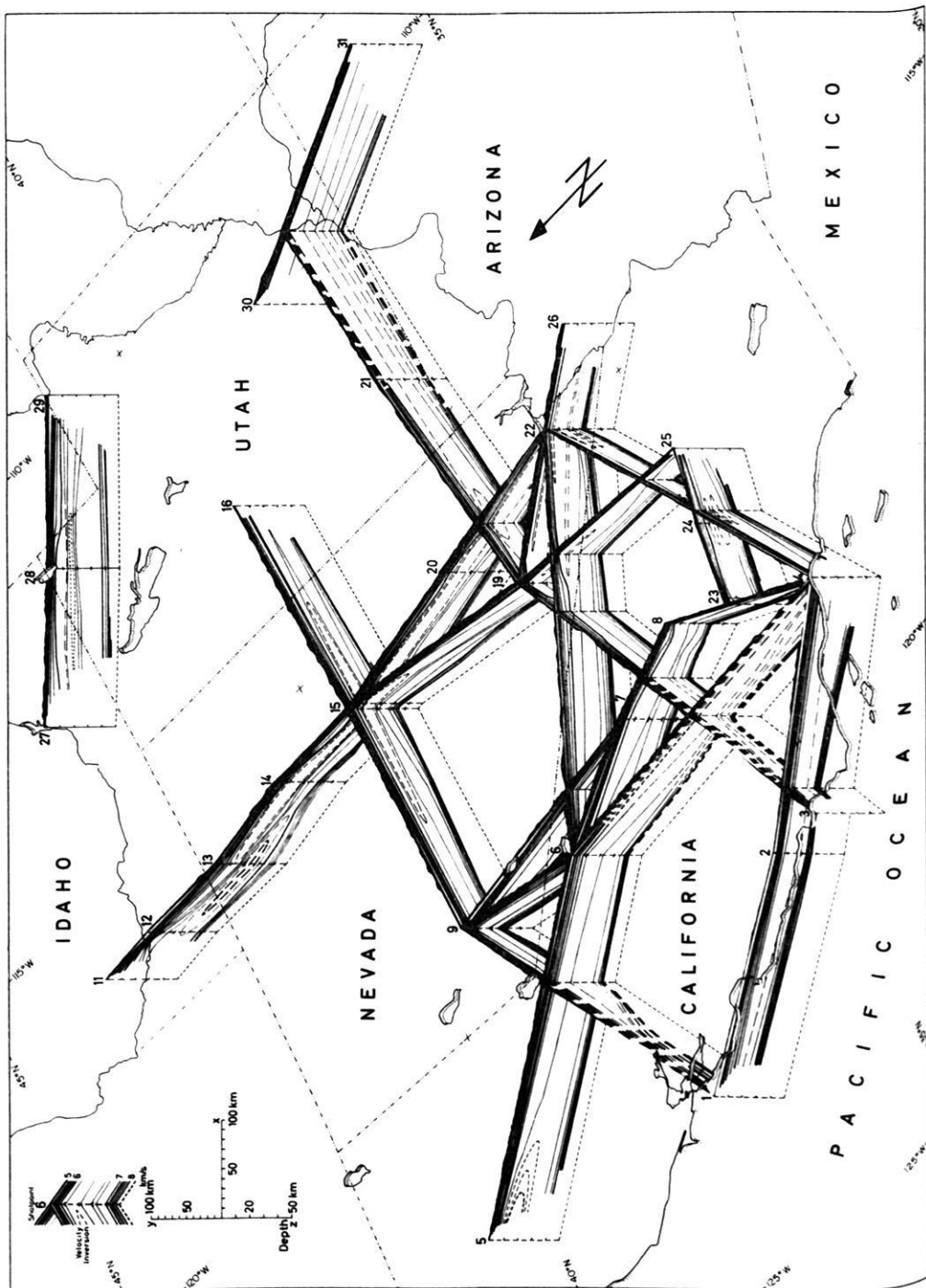
The contour map of the average P_n velocity (Fig. 11) is based on curve d . The velocity gradient in the upper mantle is very small as indicated by the fact, that curve d is a nearly straight line in most cases. The resulting velocity values are strongly influenced by horizontal velocity gradients. To obtain approximately true velocities, therefore, an average value was used for reversed profiles, and plotted at the middle of the corresponding two shotpoints. While, with the exception of two areas in the central part of western Germany, the P_n velocity found in central Europe is equal to or greater than 8.0 km/s as shown by GIESE (1968) by the corresponding contour map for western Germany and stated by various authors [FUCHS et al. 1963, GERMAN RESEARCH GROUP 1964, PRODEHL 1965, FUCHS and LANDISMAN 1966, GIESE 1966, MEISSNER 1967, ANSORGE 1968, CLOSS 1969], the P_n velocities found for the western United States are generally less than 8.0 km/s varying between 7.6 and 7.9 km/s. Only beneath the Coast Ranges of California, southern California, and the Middle Rocky Mountains, P_n velocities of 8 km/s and higher are obtained. Except for the Mojave desert in southern California this result is in general agreement with former investigations [PAKISER 1963, PAKISER and STEINHART 1964, STUART et al. 1964, PAKISER and ZIETZ 1965].

Crustal structure

GIESE [1963, 1966] has used successfully the Herglotz-Wiechert method for the determination of velocity-depth functions in cases where $t(\Delta)$ is a continuous function. On nearly all profiles in central Europe as well as on most profiles in the western United States, however, the traveltimes curves cannot be combined to a continuous system with cusps (triplications) corresponding to depths where the velocity-gradient is very strong. Besides indirect methods [FUCHS and LANDISMAN 1966, MUELLER and LANDISMAN 1966], velocity-depth functions can also be found directly with the aid of an approximation method developed by GIESE [1966].

The crustal models presented in this paper are based on GIESE's method. The results of the velocity-depth determinations were used to construct 15 crustal cross sections through the area of investigation showing lines of equal velocity. All cross sections were combined to a fence diagram (Fig. 12). Because of the wide spacing of the shotpoints, the crustal cross sections cannot give detailed changes in horizontal direction, but only an approximate picture of changes in crustal structure.

Under the Snake River Plain and under the southern Cascade Mountains the velocity increases within a small depth range to 6.6–7.0 km/s. It is possible that upper crustal material is lacking here as indicated by basaltic volcanic surface material



[PAKISER and HILL 1963, PAKISER 1964, HAMILTON and MYERS 1966, 1968]. Under the Snake River Plain curves *a*, *b*, and *d(b)* (Fig. 5) result from velocity increases within probable basaltic material. Under the southern Cascade Mountains beneath a zone of strong velocity increase between 0 and 7 km, a velocity inversion from 6.6 to 6.0 km/s is found between 8 and 17 km depth corresponding to a local gravity low within a more extended gravity high [PAKISER 1964].

Under the Basin and Range province, within the upper crust a slight velocity inversion from 6.1–6.3 to 6.0–6.1 km/s is found. Especially under its southern part relatively low *P* wave velocities of 6.0 km/s are found within the upper 20 km and seem to exist even below that depth near Lake Mead and N.T.S. Also under the southernmost part of the Sierra Nevada, near China Lake, low-velocity material (6.1 km/s) reaches to depths of about 20 km. Under the Middle Rocky Mountains the existence of a zone with velocity inversion within the upper crust, from 6.4 to 5.8 km/s, is indicated at a depth of about 17 km. Under the Colorado Plateaus, the main part of the Sierra Nevada, and the Coast Ranges of California, however, a velocity inversion is not evident within the crust.

From the existence of a well-defined traveltime curve *b* in some areas (Figs. 2 and 6) a well-defined intermediate transition zone within the crust is derived where the velocity increases from 6.4–6.6 to 7.0 km/s within the small depth range of a few kilometers. Such a zone is found under the Middle Rocky Mountains and the northern part of the Basin and Range province. Moving in the Basin and Range province from north to south, the intermediate transition zone disappears. There are no or only weak indications for a distinct division of the crust in an upper and a lower part beneath the southern part of the Basin and Range province. Under the Sierra Nevada, the Coast Ranges of California, and the Colorado Plateaus, an intermediate transition zone is not clearly developed, rather the velocity increases more or less uniformly from 6.1–6.2 km/s in the uppermost crust to 6.7–6.8 km/s at the top of the crust-mantle transition.

The base of the crust is generally a transition zone, the thickness of which varies between 2 and about 10 km and in which the velocity increases gradually from 6.6 to 7.0 km/s to about 7.8 km/s. This zone is relatively thin under the Coast Ranges of California, the Basin and Range province, and the Snake River Plain, but increases in thickness under the Sierra Nevada, the Middle Rocky Mountains, and the Colorado Plateaus.

Fig. 12: Fence diagram of the western United States showing crustal structure by lines of equal velocity (contour interval 0.2 km/s). The diagram is viewed from an angle of 45° from the Pacific Ocean toward the northeast, approximately parallel to the line from Los Angeles to Salt Lake City. The depth *z* is exaggerated 2:1 versus the horizontal direction *y* (SW to NE). The scale of surface elevation corresponds to the scale of *z*. Velocity lines less than 5 km/s are not shown. Dashed lines indicate uncertain results. The depth scales under the shotpoints are divided into 10 km intervals. The shotpoints are numbered according to Fig. 1 and Table 1.

Strongly increasing velocity in combination with an increasing velocity gradient within the crust-mantle transition zone suggests to define the depth of the strongest velocity gradient as the base of the crust and to draw a corresponding contour map for the depth of strongest velocity gradient $z(\Delta_c)$ (Fig. 13). With an average thickness of 32–34 km, the crust is thinner under the Basin and Range province than under the surrounding Sierra Nevada in the west, the Snake River Plain in the north, the Middle Rocky Mountains in the northeast, and the Colorado Plateaus in the east

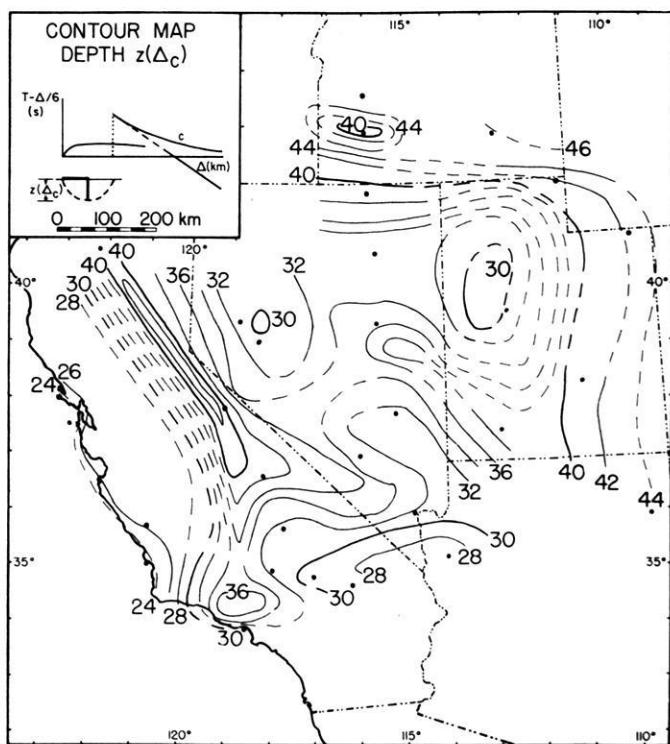


Fig. 13: Contour map of total crustal thickness. The contour lines show the depth of the strongest velocity gradient in the transition zone between crust and mantle: $z(\Delta_c)$. The values are plotted at half "critical" distance from the corresponding shotpoint.

where crustal thickness reaches more than 40 km. This result was already suggested by the contour maps for Δ_a and Δ_c (Figs. 8 and 9). Beneath the Basin and Range province minima in crustal thickness are found near Fallon, Nevada (29 km), near Delta, Utah (29 km), and between Kingman, Arizona, and Ludlow, California (28 km). The minimum near Delta, Utah, may correspond to an interpretation of BERG et al. [1960] who found the top of a layer with 7.59 km/s at 25 km depth beneath northwestern Utah.

The thick crust under the Sierra Nevada is not confined to its morphologic boundary in the east at Owens Valley but reaches far to the east in its central part concordant with the geologic observation that the Sierra Nevada batholith south of Mono Lake extends eastward from Owens Valley into the Death Valley region [BATEMEN et al. 1963] and "is broken into numerous large and small basin-and-range blocks"

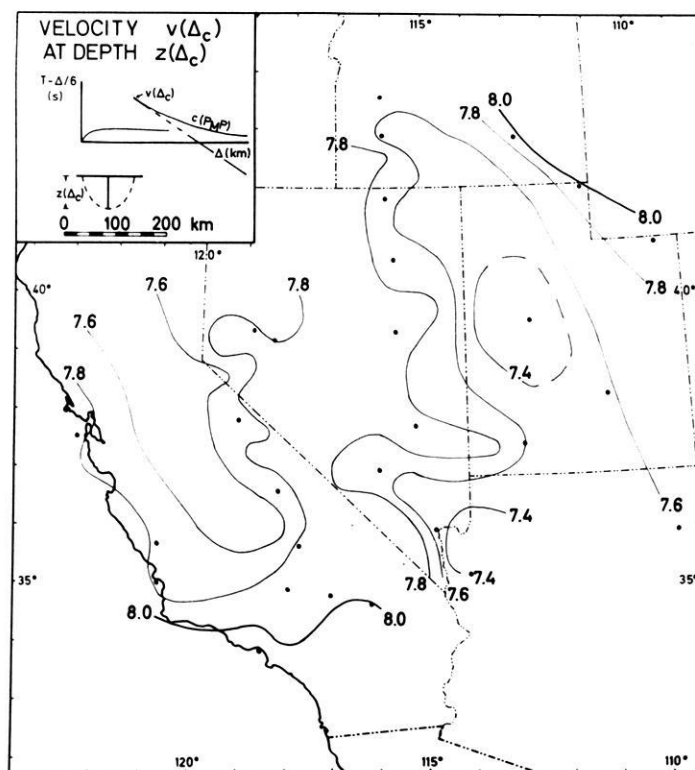


Fig. 14: Contour map of the velocity $v(\Delta_c)$ at the depth of strongest velocity gradient $z(\Delta_c)$ in the crust-mantle transition zone. The values are plotted at half the "critical" distance from the corresponding shotpoint.

[HAMILTON and MYERS 1967]. To the south the crustal thickness decreases to 33 km near China Lake.

The thinnest crust was found with 24–26 km under the Coast Ranges of central California, similar to a result found by BERG et al. [1966] who obtained a crustal thickness of only 16 km for the Coast Ranges of Oregon.—South of San Luis Obispo the crust thickens and reaches 36–37 km under the Transverse Ranges north of Los Angeles.

The velocity $v(d_c)$ which corresponds to the depth of strongest velocity gradient is mapped in Fig. 14. For some areas significantly lower velocity values result than are shown in the contour map of the P_n velocity (Fig. 11) which are based on curve d . These differences may be explained by a further velocity increase below the depth of strongest velocity gradient. This result corresponds to similar differences between velocity in the zone of strongest gradient and P_n velocity mapped by GIESE [1968] for

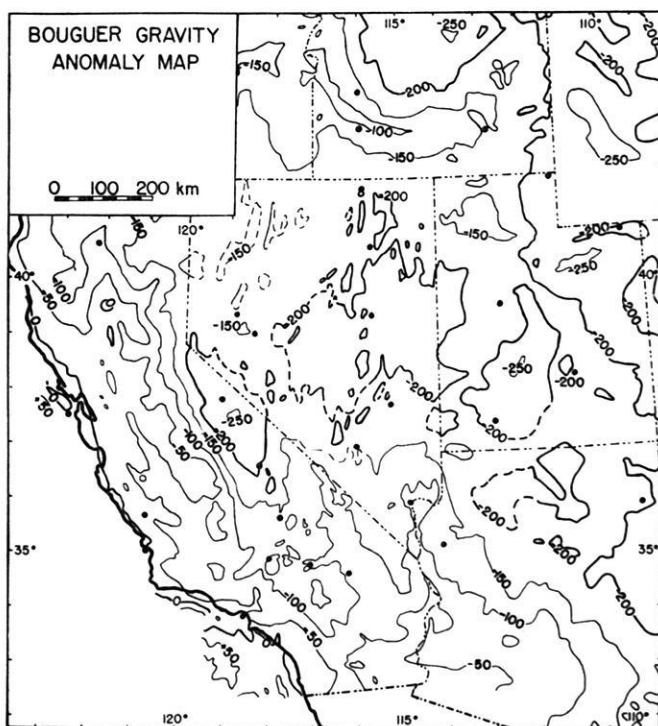


Fig. 15: Bouguer gravity anomaly map of the area of investigation, simplified after the Bouguer gravity anomaly map of the United States [AMERICAN GEOPHYSICAL UNION 1964]. The contour interval is 50 mgal. Full circles mark the position of the shot-points (Fig. 1 and Table 1).

western Germany. For some areas of western Germany the difference amounts to 0.5 km/s or even more.

The comparison between crustal structure and the Bouguer gravity anomalies [AMERICAN GEOPHYSICAL UNION 1964] in Fig. 15 shows general agreement for all areas outside the Basin and Range province. The gravity high under the Coast Ranges of California corresponds to a thin crust, gravity lows under the Colorado Plateaus, the Middle Rocky Mountains, and the Sierra Nevada correspond to a thick crust.

The gravity highs under the Snake River Plain and the southern Cascade Mountains correspond to a mainly basic crust.

This general correlation is evidently not fulfilled for the Basin and Range province. Here low gravity in addition to a thin crust suggests the existence of an anomalous upper mantle which is also indicated by low P wave velocities (Fig. 11 and 14), high heat flow of ≥ 2 cal/cm²sec [LEE and UYEDA 1965], and velocity-depth determinations for the upper mantle by JOHNSON [1967] and ARCHAMBEAU et al. [1969].

The results presented in this paper show a general agreement with the results summarized by a map of PAKISER and ZIETZ [1965] showing the variations in crustal thickness, mean crustal velocity, and upper-mantle velocity.

Also the interpretations by previous authors which are summarized by WARREN [1968a, b] and HEALY and WARREN [1969] show generally good agreement with the results shown here, with a few exceptions: A thick layer with a velocity of 6.9 km/s in the lower crust of the Sierra Nevada and a resulting total crustal thickness of about 50 km as reported by EATON [1966] could not be confirmed. Also, as discussed in detail above, a well-defined intermediate boundary zone between upper and lower crust could not be found everywhere.

Because of the different tectonic and geologic position of the western United States and of central Europe a comparison of the results obtained for both areas is problematic. Nevertheless, it seems interesting to the author to point out the most obvious similarities and differences of the seismic-refraction data and of the crustal structure derived from those data for both the western United States and central Europe.

The total crustal thickness of the Sierra Nevada and the Middle Rocky Mountains is about the same as found by CHOUDHURY et al. [1967] for the Alps. Also the thickness of the crust-mantle transition zone is within a comparable range. However, the well-defined low-velocity zone under the Alps where the velocity decreases from 6.1–6.2 km/s to about 5.5 km/s is only weakly indicated under the Middle Rocky Mountains and is not evident under the Sierra Nevada. The result that the total crustal thickness as well as the thickness of the crust-mantle transition zone decrease with increasing distance from the Alps is similar to the results found for the environment of the Sierra Nevada. It is questionable, whether the same conclusions can be made for the Middle Rocky Mountains. The structure of the adjacent Colorado Plateaus rather indicates a similar thickness of both the total crust and the transition zone between crust and mantle. Equal crustal thickness of more than 40 km is reported also for the southern Rocky Mountains and the adjacent Great Plains in Colorado [PAKISER 1965]. This result for the Great Plains which belong to the stable platform of the North American continent is significantly greater than found with 30 km for the "normal" crust in central Europe.

The crust under the Apennines between Genoa and Florence is about 25–30 km thick [GIESE et al. 1967, 1968] which agrees with values found for the Coast Ranges of California. Future surveys and interpretations may show whether the crustal and upper mantle structure of the northern Apennines and the adjacent Po Plain in

northern Italy can be compared with the crustal and upper mantle structure of the Coast Ranges and the adjacent Great Valley of California.

Acknowledgements

The present study was enabled by a grant of the Deutsche Forschungsgemeinschaft (German Research Association) in cooperation with the U.S. Geological Survey and a succeeding appointment as a Visiting Scientist at the National Center for Earthquake Research of the U.S. Geological Survey in Menlo Park, California. I am mostly indebted to the staff of the National Center for Earthquake Research, especially to Dr. L. C. PAKISER and Dr. J. H. HEALY for detailed discussion; Dr. J. P. EATON, W. H. JACKSON, J. C. ROLLER, D. J. STUART, and S. W. STEWART for unpublished data, reports, record sections, and computer programs. I am also indebted to Professor P. GIESE, Berlin, for discussion, and to Professors St. MÜLLER, Karlsruhe, and M. LANDISMAN, Dallas, for unpublished record sections of the Mojave-Ludlow profiles. J. ANSORGE, Dr. K. FUCHS, and Dr. G. MÜLLER, Karlsruhe, kindly read the manuscript.

References

- AMERICAN GEOPHYSICAL UNION: Bouguer gravity anomaly map of the United States, exclusive of Alaska and Hawaii. U.S. Geol. Survey Spec. Map, 2 sheets, scale 1:2500000, 1964
- ANSORGE, J.: Die Struktur der Erdkruste an der Westflanke der Zone von Ivrea. Schweiz. Mineralog. u. Petrogr. Mitt. 48, 247–254, 1968
- ARCHAMBEAU, C. B., E. A. FLINN and D. G. LAMBERT: Fine structure of the upper mantle. J. Geophys. Res. 74, 5825–5865, 1969
- BATEMAN, P. C., L. D. CLARK, N. K. HUBER, J. G. MOORE and C. D. RINEHART: The Sierra Nevada batholith—a synthesis of recent work across the central part. U.S. Geol. Survey Prof. Paper 414-D, D1–D46, 1963
- BATEMAN, P. C. and C. WAHRHAFTIG: Geology of the Sierra Nevada. In: Geology of northern California, ed. E. H. BAILEY, California Div. Mines Bull. 190, San Francisco, 107–172, 1966
- BERG, J. W., K. L. COOK, H. D. NARANS and W. M. DOLAN: Seismic investigation of crustal structure in the eastern part of the Basin and Range province. Bull. Seism. Soc. Am. 50, 511–535, 1960
- BERG, J. W., L. TREMBLY, D. A. EMILIA, J. R. HUTT, J. M. KING, L. T. LONG, W. R. MCKNIGHT, S. K. SARMAH, R. SOUDERS, J. V. THIRUVATHUKAL and D. A. VOSSLER: Crustal refraction profile, Oregon Coast Range. Bull. Seism. Soc. Am. 56, 1357–1362, 1966
- CHOUDHURY, M., P. GIESE and G. DE VISINTINI: Crustal structure of the Alps—some general features from explosion seismology. IUGG—General Assembly, Switzerland, 15 p., 1967
- CLOSS, H.: Explosion seismic studies in western Europe. In: The earth's crust and upper mantle, ed. P. J. HART, Geophys. Monograph 13, Am. Geophys. Un., Washington, D.C., 178–188, 1969

- CROWELL, J. C.: The California Coast Ranges. UMR J. 1, 133—156, 1968
- DIMENT, W. H., S. W. STEWART and J. C. ROLLER: Crustal structure from the Nevada Test Site to Kingman, Arizona, from seismic and gravity observations. *J. Geophys. Res.* 66, 201—214, 1961
- EATON, J. P.: Crustal structure from San Francisco, California, to Eureka, Nevada, from seismic-refraction measurements. *J. Geophys. Res.* 68, 5789—5806, 1963
- : Crustal structure in northern and central California from seismic evidence. In: *Geology of northern California*, ed. E. H. BAILEY, California Div. Mines Bull. 190, San Francisco, 419—426, 1966
- EATON, J. P., J. H. HEALY, W. H. JACKSON and L. C. PAKISER: Upper mantle velocity and crustal structure in the eastern Basin and Range province, determined from SHOAL and chemical explosions near Delta, Utah. Program Annual Meeting, Seism. Soc. Am., 30—31, 1964
- FENNEMAN, N. M. and D. W. JOHNSON: Physical divisions of the United States. U.S. Geol. Survey Map, 1:7000000, 1946
- FUCHS, K. and M. LANDISMAN: Detailed crustal investigation along a north-south section through the central part of western Germany. In: *The earth beneath the continents*, ed. J. S. STEINHART and T. J. SMITH, Geophys. Monograph 10, Am. Geophys. Un., Washington, D.C., 433—452, 1966
- FUCHS, K., ST. MÜLLER, E. PETERSCHMITT, J. P. ROTHÉ, A. STEIN and K. STROBACH: Krustenstruktur der Westalpen nach refraktionsseismischen Messungen. *Gerlands Beitr. z. Geophysik* 72, 149—169, 1963
- GERMAN RESEARCH GROUP FOR EXPLOSION SEISMOLOGY: Crustal structure in western Germany. *Z. Geophysik* 30, 209—234, 1964
- GIBBS, J. F. and J. C. ROLLER: Crustal structure determined by seismic-refraction measurements between the Nevada Test Site and Ludlow, California. U.S. Geol. Survey Prof. Paper 550-D, D125—D131, 1966
- GIESE, P.: Die Geschwindigkeitsverteilung im obersten Bereich des Kristallins, abgeleitet aus Refraktionsbeobachtungen auf dem Profil Böhmischem Eschenlohe. *Z. Geophysik* 29, 197—214, 1963
- : 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. *Habil. Schrift, Math.-Naturwiss. Fak. d. Freien Universität Berlin*, 143 p., 1966
(veröff.: *Inst. f. Meteorol. u. Geophysik d. FU Berlin, Geophys. Abh.* 1/2, 214 p., 1968)
- : The structure of the earth's crust in central Europe. 10th Gen. Ass., *Europ. Seism. Comm.*, Leningrad, 30 p., 1968
- GIESE, P., K. GÜNTHER and K. J. REUTTER: Vergleichende geologische und geophysikalische Betrachtungen der Westalpen und des Nordapennins. *Z. deutsch. geol. Ges.* 120, 152—196, 1968 (1970)
- GIESE, P., C. PRODEHL and C. BEHNKE: Ergebnisse refraktionsseismischer Messungen 1965 zwischen Französischem Zentralmassiv und den Westalpen. *Z. Geophysik* 33, 215—261, 1967

- GIESE, P., C. PRODEHL and G. DE VISINTINI: Ergebnisse refraktionsseismischer Messungen im Grenzbereich Alpen/Apennin und im Nordapennin. Vortrag, deutsch. geol. Ges., 119. Hauptversammlung, 1967
- HAMILTON, W. and W. B. MYERS: Cenozoic tectonics of the western United States. *Rev. Geophysics* 4, 509—549, 1966
- : The nature of batholiths. U.S. Geol. Survey Prof. Paper 554-C, C1—C30, 1967
- : Cenozoic tectonic relationships between the western United States and the Pacific Basin. In: *Proceedings of Conference on Geologic Problems of San Andreas fault system*, ed. W. R. DICKINSON and A. GRANTZ, School of Earth Sciences, Stanford University, California, 342—357, 1968
- HEALY, J. H.: Crustal structure along the coast of California from seismic-refraction measurements. *J. Geophys. Res.* 68, 5777—5787, 1963
- HEALY, J. H. and D. H. WARREN: Explosion seismic studies in North America. In: *The earth's crust and upper mantle*, ed. P. J. HART, *Geophys. Monograph* 13, Am. Geophys. Un., Washington, D.C., 208—220, 1969
- HILL, D. P. and L. C. PAKISER: Crustal structure between the Nevada Test Site and Boise, Idaho, from seismic-refraction measurements. In: *The earth beneath the continents*, ed. J. S. STEINHART and T. J. SMITH, *Geophys. Monograph* 10, Am. Geophys. Un., Washington, D.C., 391—419, 1966
- : Seismic-refraction study of crustal structure between the Nevada Test Site and Boise, Idaho. *Geol. Soc. Am. Bull.* 78, 685—704, 1967
- JACKSON, W. H., S. W. STEWART and L. C. PAKISER: Crustal structure in eastern Colorado from seismic-refraction measurements. *J. Geophys. Res.* 68, 5767—5776, 1963
- JAMES, D. E. and J. S. STEINHART: Structure beneath continents: A critical review of explosion studies 1960—1965. In: *The earth beneath the continents*, ed. J. S. STEINHART and T. J. SMITH, *Geophys. Monograph* 10, Am. Geophys. Un., Washington, D.C., 293—333, 1966
- JOHNSON, L. R.: Crustal structure between Lake Mead, Nevada, and Mono Lake, California. *J. Geophys. Res.* 70, 2863—2872, 1965
- : Array measurements of P velocities in the upper mantle. *J. Geophys. Res.* 72, 6309 to 6325, 1967
- KING, P. B.: *The evolution of North America*. Princeton University Press, Princeton, N.J., 189 p., 1959
- LEE, W. H. K. and S. UYEDA: Review of heat flow data. In: *Terrestrial heat flow*, ed. W. H. K. LEE, *Geophys. Monograph* 8, Am. Geophys. Un., Washington, D.C., 87—190, 1965
- MACDONALD, G. A.: *Geology of the Cascade Range and Modoc Plateau*. In: *Geology of northern California*, ed. E. H. BAILEY, California Div. Mines Bull. 190, San Francisco, 65—96, 1966
- MEISSNER, R.: Zum Aufbau der Erdkruste. Ergebnisse der Weitwinkelmessungen im bayerischen Molassebecken. *Gerlands Beitr. z. Geophysik* 76, 211—254, 295—314, 1967

- MORELLI, C., S. BELLEMO, I. FINETTI and G. DE VISINTINI: Preliminary depth contour maps of the Conrad and Moho discontinuities in Europe. *Boll. Geofis. teor. ed appl.* 9, 142—157, 1967
- MUELLER, ST. and M. LANDISMAN: Seismic studies of the earth's crust in continents. In: Evidence for a low-velocity zone in the upper part of the lithosphere. *Geophys. J.* 10, 525—538, 1966
- PAKISER, L. C.: Structure of the crust and upper mantle in the western United States. *J. Geophys. Res.* 68, 5747—5756, 1963
- : Gravity, volcanism, and crustal structure in the southern Cascade Range, California. *Geol. Soc. Am. Bull.* 75, 611—620, 1964
- : The basalt-eclogite transformation and crustal structure in the western United States. U.S. Geol. Survey Prof. Paper 525-B, B1—B8, 1965
- PAKISER, L. C., and D. P. HILL: Crustal structure in Nevada and southern Idaho from nuclear explosions. *J. Geophys. Res.* 68, 5757—5766, 1963
- PAKISER, L. C., M. F. KANE, and W. H. JACKSON: Structural geology and volcanism of Owens Valley region, California—a geophysical study. U.S. Geol. Survey Prof. Paper 438, 68 p., 1964
- PAKISER, L. C., and J. S. STEINHART: Explosion seismology in the western hemisphere. In: *Research in geophysics 2, solid earth and interface phenomena*, ed. H. ODISHAW, Mass. Inst. Technology Press, Cambridge, 123—147, 1964
- PAKISER, L. C., and I. ZIETZ: Transcontinental crustal and upper mantle structure. *Rev. Geophysics* 3, 505—520, 1965
- PRODEHL, C.: Struktur der tieferen Erdkruste in Südbayern und längs eines Querprofils durch die Ostalpen, abgeleitet aus refraktionsseismischen Messungen bis 1964. *Boll. Geofis. teor. ed appl.* 7, 35—88, 1965
- ROLLER, J. C.: Crustal structure in the vicinity of Las Vegas, Nevada, from seismic and gravity observations. U.S. Geol. Survey Prof. Paper 475-D, D108—D111, 1964
- : Crustal structure in the eastern Colorado Plateaus province from seismic-refraction measurements. *Seism. Soc. Am. Bull.* 55, 107—119, 1965
- ROLLER, J. C., and J. H. HEALY: Seismic-refraction measurements of crustal structure between Santa Monica Bay and Lake Mead. *J. Geophys. Res.* 68, 5837—5849, 1963
- RYALL, A., and D. J. STUART: Traveltimes and amplitudes from nuclear explosions, Nevada Test Site to Ordway, Colorado. *J. Geophys. Res.* 68, 5821—5835, 1963
- STEWART, S. W.: Preliminary comparison of seismic traveltimes and inferred crustal structure adjacent to the San Andreas fault in the Diablo and Gabilan Ranges of central California. In: *Proceedings of conference on geologic problems of San Andreas fault system*, ed. W. R. DICKINSON and A. GRANTZ. School of Earth Sciences, Stanford University, Stanford, California, 218—230, 1968
- : Private communication, 1969
- STUART, D. J., J. C. ROLLER, W. H. JACKSON and G. B. MANGAN: Seismic propagation paths, regional traveltimes, and crustal structure in the western United States. *Geophysics* 29, 178—187, 1964

- WARREN, D. H.: Transcontinental geophysical survey (35° – 39° N): Seismic refraction profiles of the crust and upper mantle from 112° W longitude to the coast of California. U.S. Geol. Survey Misc. Geol. Inv. Map I 532-D, 1968a
- : Transcontinental geophysical survey (35° – 39° N): Seismic refraction profiles of the crust and upper mantle from 100° to 112° W longitude. U.S. Geol. Survey Misc. Geol. Inv. Map I 533-D, 1968b
- : A seismic-refraction survey of crustal structure in central Arizona. Geol. Soc. Am. Bull. 80, 257–282, 1969
- WARRICK, R. E., D. B. HOOVER, W. H. JACKSON, L. C. PAKISER and J. C. ROLLER: The specification and testing of a seismic-refraction system for crustal studies. Geophysics 26, 820–824, 1961
- WILLDEN, R.: Seismic-refraction measurements of crustal structure between American Falls Reservoir, Idaho, and Flaming Gorge Reservoir, Utah. U.S. Geol. Survey Prof. Paper 525-C, C44–C50, 1965

MARS 66

Eine Magnetbandapparatur für seismische Tiefensondierung

A Magnetic Tape Recording Equipment for Deep Seismic Sounding¹⁾

Von H. BERCKHEMER, Frankfurt a. M.²⁾

Eingegangen am 21. März 1970

Zusammenfassung: Es werden Aufbau und Wirkungsweise einer tragbaren Apparatur für seismische Tiefensondierung beschrieben. Die Aufnahme erfolgt nach dem Frequenz-Multiplex-Modulations-Verfahren auf $\frac{1}{4}$ " Magnetband. Jede Aufnahmeeinheit besteht aus drei 2-Hz-Universalseismometern, den zugehörigen Verstärkern, Modulatoren, dem Magnetbandgerät und dem Zeitsignalempfänger. Signalfrequenzbereich 0,3—100 Hz. Der große Dynamikumfang von 60 db wird durch wirkungsvolle Kompensation der Bandgleichlaufschwankungen erreicht. Die Abspielung der Magnetbänder erfolgt in einer ortsfesten Zentrale. Die geophysikalischen Institute in der Bundesrepublik sind mit ca. 50 einheitlich kalibrierten Geräten dieses Typs ausgestattet. Einige Beispiele illustrieren ihre Anwendung. Eine Tabelle für optimale Verstärkung wurde aufgestellt.

Summary: A portable equipment for deep seismic sounding is described. Use is made of frequency-multiplex-modulation recording technics on $\frac{1}{4}$ " magnetic tape. Each recording unit consists of three 2 cps-universal field seismometers, the corresponding amplifiers, modulators, the tape recorder and the time signal receiver. The signal frequency range is 0,3—100 cps. The high dynamic range of 60 db is reached by a very effective flutter and wow compensation. A playback center has been established. The geophysics institutes in the Federal Republic of Germany are equipped with 50 calibrated instruments of this type. Some examples illustrate their application. A table for optimum gain setting is given.

1. Einleitung

Im Laufe der vor mehr als 10 Jahren begonnenen tiefenseismischen Erforschung der Erdkruste in Mitteleuropa und im Alpenraum durch die geophysikalischen Institute der Bundesrepublik wurde immer deutlicher, daß die anfängliche sehr heterogene Instrumentierung der Meßtrupps und die bis dahin gebräuchliche photographische Registriertechnik den wachsenden Anforderungen der Seismogrammauswertung nicht

¹⁾ Dieser Bericht wurde ausgearbeitet im Auftrag der „GERMAN RESEARCH GROUP FOR EXPLOSION SEISMOLOGY“.

Gemeinschaftsarbeiten der deutschen geophysikalischen Institute im Rahmen der Förderungsprogramme der Deutschen Forschungsgemeinschaft, Beitrag Nr. 125.

²⁾ Professor Dr. H. BERCKHEMER, Institut für Meteorologie und Geophysik, Frankfurt a. M.

mehr gerecht wurde. Von der reinen Laufzeitauswertung der Ersteinsätze verlagerte sich das Interesse auf die Gesamtheit der Einsätze, und zwar nicht nur auf deren Laufzeiten, sondern auch auf Intensität und Spektralgehalt. Insbesondere im Bereich der Überholentfernung verschiedener Einsätze bilden sich oft komplizierte Interferenzsysteme aus, die nur durch Phasenkorrelation von Seismogrammen dicht benachbarter Meßpunkte einer Interpretation zugänglich sind.

Von diesen Gesichtspunkten ausgehend ergaben sich für die neu zu entwickelnden Meßapparaturen folgende Forderungen:

- a) Alle Aufnahmegeräte müssen in ihren dynamischen Eigenschaften übereinstimmen und bezüglich der Vergrößerung kalibrierbar sein.
- b) Der Frequenzbereich und der Dynamikumfang der Aufnahmeapparatur muß so groß sein, daß keine im Signal enthaltene Information verlorengeht.
- c) Die Meßwerte müssen als elektrische Größen auf Magnetband gespeichert werden, damit bei der nachfolgenden Auswertung alle Methoden der modernen Datenbearbeitung wie Normierung, Filterung, Bündelung, Korrelation und Frequenzanalyse, entweder analog elektrisch oder digital, Anwendung finden können.
- d) Die auf den Beobachtungsprofilen dicht (Abstand ca. 400 m) aufgestellten Seismometer sollen zu kleinen Registrierguppen zusammengefaßt werden. Mit je drei Seismometern pro Aufnahmeapparatur kann diese noch leicht transportabel ausgeführt werden. Dies gilt auch für die erforderlichen Verbindungskabel.
- e) Die Apparatur muß im Temperaturbereich von -15°C bis $+50^{\circ}\text{C}$ betriebsfähig sein, um unter allen Wetter- und Klimabedingungen eingesetzt werden zu können.
- f) Die Aufnahmeapparaturen sollen die Möglichkeit bieten, während und nach der Registrierung wenigstens qualitativ bereits am Meßort die Stärke der Bodenbewegung beurteilen zu können.
- g) Zur ökonomischen Ausnutzung der Sprengung sind ca. 20—40 Aufnahmeapparaturen erforderlich. Daraus ergibt sich die Forderung nach niedrigen Anschaffungskosten.
- h) Die Abspielung der Magnetbänder soll in einer gut ausgestatteten, ortsfesten Abspielzentrale erfolgen.

2. Meßprinzip

Nach zahlreichen Vorversuchen mit verschiedenen Methoden der Magnetbandaufzeichnung [BAULE 1963, 1964; BEHRENS 1963; BEHRENS und PETÖFALVI 1964; BERCKHEMER 1963, 1964; PAULAT 1964; SCHEIDE 1964] entschied sich die mit der Geräteentwicklung beauftragte Arbeitsgruppe für das Prinzip der Frequenz-Multiplex-Modulation. Dabei moduliert die von jedem Seismometer abgegebene Meßspannung streng proportional eine ihr zugeordnete Trägerfrequenz. Die Träger werden additiv

gemischt und können nun einspurig auf einem üblichen Tonbandgerät gespeichert werden. Dies ist der *eine* wesentliche Vorteil dieses Verfahrens. Bei der Aufnahme wird den Signalträgern noch ein Pilotton konstanter quarzstabilisierter Frequenz beigemischt. Damit läßt sich einerseits die Bandgeschwindigkeit von Aufnahme- und Wiedergabegerät automatisch synchronisieren, was für exakte Laufzeitmessungen wichtig ist, und andererseits durch Subtraktion der Spannung des Pilotkanals von den Signalspannungen nach der Demodulation eine wesentlich wirkungsvollere Störkompensation erreichen, als dies beim Mehrspur-Frequenzmodulationsverfahren der Fall ist. Hierin liegt der zweite entscheidende Vorteil des gewählten Prinzips. Wesentliche Untersuchungen zu dem zuletzt angeschnittenen Punkt wurden von ST. PETÖ-FALVI vorgenommen.

3. Aufnahmeapparat

Seismometer, Verstärker, Modulatoren, Magnetbandgerät und Zeitsignalempfänger bilden die Aufnahmeapparat. Sie wird in ihren wesentlichen Teilen im folgenden kurz beschrieben.

3.1 Seismometer

Der Schwerpunkt im Spektrum refraktionsseismischer Signale liegt für mittlere bis große Beobachtungsentfernungen im Frequenzbereich von 3 bis 20 Hz. Um aber einerseits auch noch sprengseismisch angeregte Oberflächenwellen, andererseits hochfrequente Schwingungen im Nahbereich der Sprengungen erfassen zu können, ist ein Seismometer mit möglichst niedriger Eigenfrequenz f_0 und möglichst hochliegenden eventuell vorhandenen parasitären Resonanzfrequenzen erforderlich. Mit Rücksicht auf die geringe Stabilität tieffrequenter Systeme stellt ein Seismometer mit $f_0 = 2$ Hz einen guten Kompromiß dar. Meßwertwandler nach dem bewährten Tauchspulprinzip sind bezüglich des elektromechanischen Wirkungsgrades, der Nullpunktstabilität und der Möglichkeit zur Bedämpfung der Gehängeschwingungen des Seismometers besonders vorteilhaft. Die Apparaturen wurden einheitlich mit den von H. BERCKHEMER 1960 konstruierten und von der Firma NORBERT STROPPE in Bad Dürkheim gebauten Feldseismometern FS 60 ausgerüstet, die seit mehreren Jahren für seismische Tiefensondierung erfolgreich eingesetzt wurden. Da eine Beschreibung in der Literatur noch ausstand, sollen die wesentlichen Konstruktionsmerkmale hier dargestellt werden.

Abb. 1 zeigt das Gerät in Betriebsstellung als Vertikalseismometer (*Z*-Stellung). Durch Umlegen auf die linke Stirnseite, Umsetzen der Fußschrauben (1) und Abheben des Federbügels (10) vom Pendelarm (5) durch Eindrücken des Knopfes (7) wird es in ein Horizontalseismometer (*H*-Stellung) verwandelt. Das Gehänge mit der Masse (9) von 1 kg hat die reduzierte Pendellänge ($l = 6,3$ cm). Dementsprechend ist in *H*-Stellung $f_0 = 2,0$ Hz. Der Federbügel, welcher in *Z*-Stellung das Gewicht des

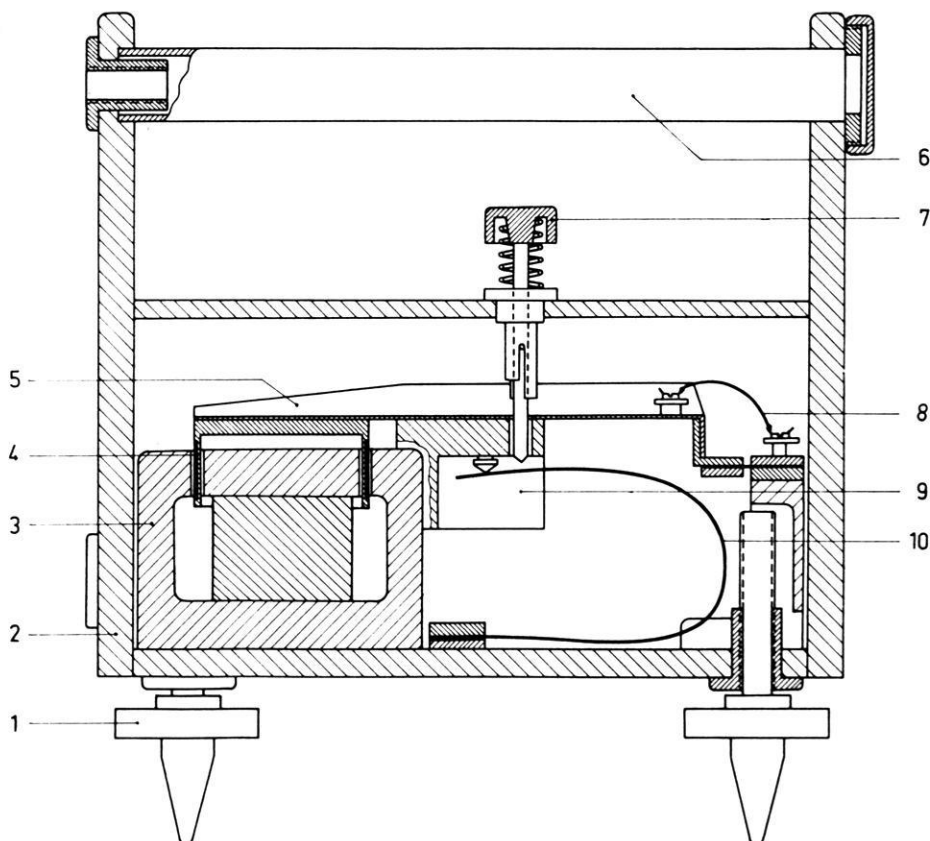


Abb. 1: Schnittzeichnung des Feldseismometers FS 60.

Section of field seismometer FS 60.

Pendels kompensiert, ist so bemessen, daß sich auch in dieser Stellung die Eigenfrequenz $f_0 = 2,0$ Hz ergibt. Die Tauchspule (4) im Abstand $2l$ von der Drehachse trägt zwei gleiche Wicklungen, die bei Serienschaltung einen Innenwiderstand von $1\text{ k}\Omega$ ergeben. Die Ausgangsspannung für Frequenzen > 3 Hz beträgt ca. $2,0\text{ Vcm}^{-1}\text{s}$. Dies genügt, um unter normalen Bedingungen selbst bei 450 m langem nichtabgeschirmtem Verbindungskabel zum Registriergerät einen ausreichenden Störabstand zu erzielen. Zur Aufnahme extrem schwacher seismischer Signale kann ein in das Seismometer einbaubarer, rauscharmer Transistor-Vorverstärker mit 100facher Spannungsverstärkung verwendet werden. Der erforderliche Abschlußwiderstand für das Dämpfungsverhältnis $23:1$ entsprechend dem Dämpfungsgrad $\alpha = 0,7$ liegt bei $1,5\text{ k}\Omega$. Das Seismometer wird in Z-Stellung mit eingedrücktem Knopf (7) schwerkraftarretiert transportiert.

3.2 Verstärker

Die transistorisierten Vorverstärker und Modulatoren für 3 Seismometer und das Funkzeitsignal bilden einschließlich ihrer Stromversorgung eine Baueinheit. Sie wurden in ständigem engen Kontakt mit den Geophysikalischen Instituten von Ing. H. LENNARTZ, Tübingen, entwickelt und produziert.

Die Verstärker sind als zweistufige direktgekoppelte Differenzverstärker mit anschließendem Emitterfolger auf eine nominelle maximale Spannungsverstärkung von 2048 eingestellt. Der Eingangswiderstand läßt sich ohne Einfluß auf die Verstärkung im Bereich 0,1 bis 10 k Ω auf die gewünschte Seismometerbedämpfung abstimmen. Der rauscharme Doppeltransistor BCY 55 hält den elektrischen Störpegel des Verstärkers unter 0,1 μV_{eff} bezogen auf den mit 1 k Ω abgeschlossenen Verstärkereingang. Um die quantitative Auswertung der Registrierungen zu erleichtern, wird die Verstärkung nur in festen Stufen mit dem Faktor 2 auf den gewünschten Wert geteilt. Die Ankoppelung an den nachfolgenden Modulator erfolgt kapazitiv. Dadurch wird die untere Grenzfrequenz auf 0,2 Hz (-3 db Grenze) festgelegt. Für den Fall starker Netzeinstreuungen auf Seismometer oder Kabel läßt sich ein Tiefpaß mit 20 Hz Grenzfrequenz einschalten. Vor und nach jeder Registrierung können durch Tastendruck elektrische Eichsignale von 100 μV in Verstärkungsstellung 2^8 – 2^{11} und von 1 mV in Stellung 2^5 – 2^7 auf den Verstärkereingang gegeben werden.

3.3 Modulatoren

Die Trägerfrequenzen der 4 Signalkanäle sind so gewählt, daß bei einem Modulationsgrad von $\pm 15\%$ auftretende Summen- oder Differenzfrequenzen nicht in die Signalbänder fallen und jeder Kanal Signalfrequenzen zwischen 0 und 100 Hz übertragen kann. So ergeben sich die Trägerfrequenzen: 860 Hz, 2,1 kHz, 4,4 kHz, 9,5 kHz. Zwischen den beiden letzteren liegt noch ein quarzstabilisierter Pilotkanal mit 6,4 kHz.

Kernstück jedes Modulators ist der spannungsgesteuerte Oszillator (VCO). Er arbeitet hier nach dem Prinzip des astabilen Multivibrators (Abb. 2), dessen Frequenz durch die Kapazitäten C und die als spannungsabhängige Widerstände wirkenden Transistoren T_2 bestimmt und proportional zur angelegten Signalspannung moduliert wird. Eine viergliedrige LC-Kette befreit die Grundfrequenz von höheren Harmonischen. Die Signalträger und der Pilotton werden in einem Operationsverstärker additiv und verzerrungsfrei gemischt. Im Ausgangssignal sind die einzelnen Träger mit 0,1 V_{eff} enthalten. Ein Signal von ± 200 mV am Modulatoreingang erzeugt einen Trägerfrequenzhub von $\pm 15\%$. Mit dem eingebauten Meßgerät können die Trägerfrequenzen, die Ausgangspegel einzeln und gemischt sowie die stabilisierte Versorgungsspannung und die Batteriespannung geprüft werden.

Die 3 Verstärker und 4 Modulatoren sind einschließlich der für 8–10 Betriebsstunden ausreichenden 6 Flachbatterien mit je 4,5 V in einem spritzwasserdichten Stahlblechgehäuse von $34 \times 25 \times 22,5$ cm eingebaut. Das Gewicht beträgt 14 kg. Neuerdings hat die Firma LENNARTZ das Gerät auf etwa halbe Bauhöhe reduziert.

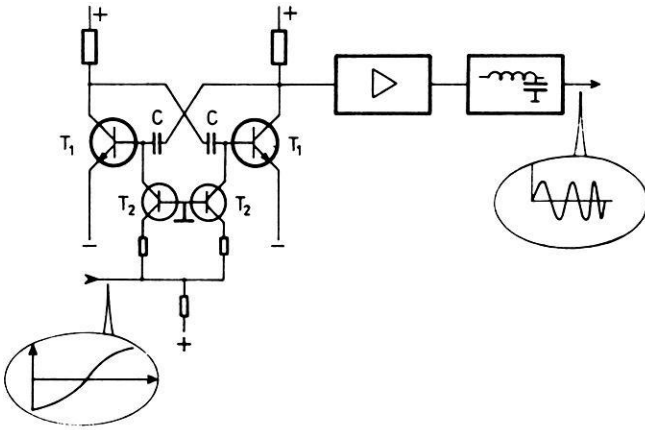


Abb. 2: Spannungsgesteuerter Oszillator (VCO).

Voltage controlled oscillator (VCO).

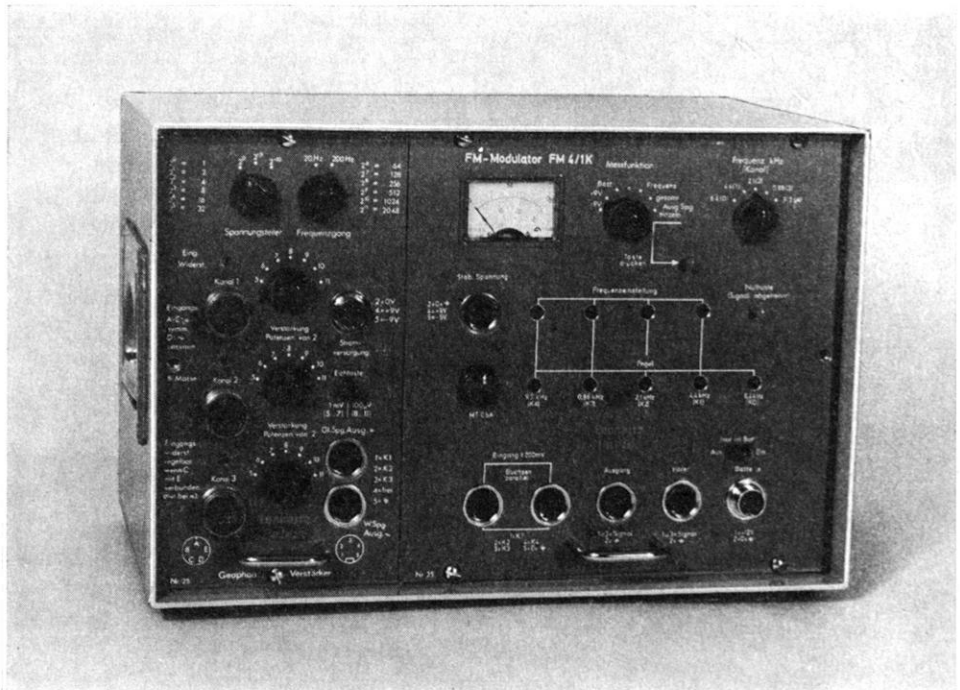


Abb. 3: Frontansicht der Verstärker- und Modulator-Einheit.

Front view of amplifier- and modulator unit.

Nachjustierungen haben sich bei monatelangem Betrieb im allgemeinen als überflüssig erwiesen. Abb. 3 zeigt die Verstärker- und Modulareinheit mit ihren Bedienungselementen.

3.4 Magnetbandaufnahmegerät

Prinzipiell eignet sich jedes batteriebetriebene $\frac{1}{4}$ "-Einkanal-Tonbandgerät mit Bandgeschwindigkeiten von 9,5 und 19,05 cm/s für die Aufnahme des Trägergemischs. Fast ein Dutzend Geräte verschiedener in- und ausländischer Hersteller wurden auf ihre Eignung hinsichtlich der mechanischen und elektronischen Zuverlässigkeit, des Störpegels und insbesondere hinsichtlich des Verhaltens bei tiefen und hohen Umgebungstemperaturen geprüft. In seiner Preisklasse hielt lediglich der Typ 4000 Report-L der Firma UHER-München allen Anforderungen stand. Die Geräte konnten ohne jede Änderung verwendet werden und haben sich bei mehr als 1000 Registrierungen seither bewährt. Eine qualitative Beurteilung der Stärke des seismischen Signals ist mit etwas Übung während und nach der Aufnahme durch Abhören der Tonhöenschwankungen der Träger auch ohne Demodulation leicht möglich. Die „Beschriftung“ der Magnetbänder erfolgt am Meßort durch Aufsprechen der wesentlichen Daten über Mikrofon.

3.5 Zeitsignalempfänger

Seit etwa 4 Jahren strahlt der Langwellensender HBG bei Genf auf der Frequenz 75,0 kHz im A1-Betrieb kontinuierlich Sekundensignale mit Minuten- und Stundenkennung aus. Der Spezialempfänger T75A der Firma PATEK PHILIPPE erlaubt mit seiner eingebauten Ferritstabantenne einwandfreien Zeitsignalempfang im Bereich der Bundesrepublik und im gesamten Alpenraum. Selbst in Schweden und Süditalien war, sofern sich keine Störquellen in der Nähe befanden, noch guter Empfang möglich. Der Empfänger hat als Ausgangsstufe einen Schmitt-Trigger, wodurch die Sekundensignale unabhängig von der Empfangsfeldstärke als Rechteckimpulse von 0,1 s Dauer und 8 V Spitzenhöhe geliefert werden. (Minuten sind durch Doppelimpulse, Stunden durch Dreifachimpulse gekennzeichnet). Über einen Spannungsteiler wird der 9,5 kHz-Kanal des Modulators damit voll angesteuert. Jede Aufnahmeapparatur ist mit einem Empfänger T 75 A ausgestattet. Gelegentlich wird auch das von Potsdam auf Kurzwelle (4525 kHz) ausgestrahlte Zeitzeichen benutzt, wobei die von der Firma PFITZNER in Bergen-Enkheim hergestellten Universalempfänger TELETRON KLE 304 T verwendet werden.

Die gesamte Aufnahmeapparatur ist mit Ausnahme der Seismometer und Kabel in einer wetterfesten Transportkiste eingebaut und kann von einem Mann getragen werden. Das Blockschaltbild Abb. 4 zeigt das Zusammenwirken der Teile der Aufnahmeapparatur. Zur Zeit verfügen die deutschen Institute über etwa 50 Aufnahmegeräte des beschriebenen Typs.

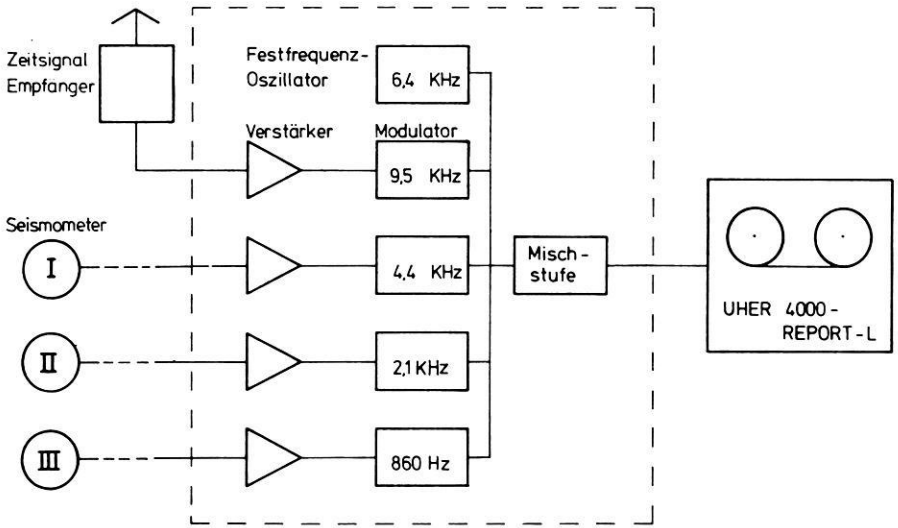


Abb. 4: Blockschaltbild der Aufnahmeapparatur MARS 66.

Bloc diagram of recording unit MARS 66.

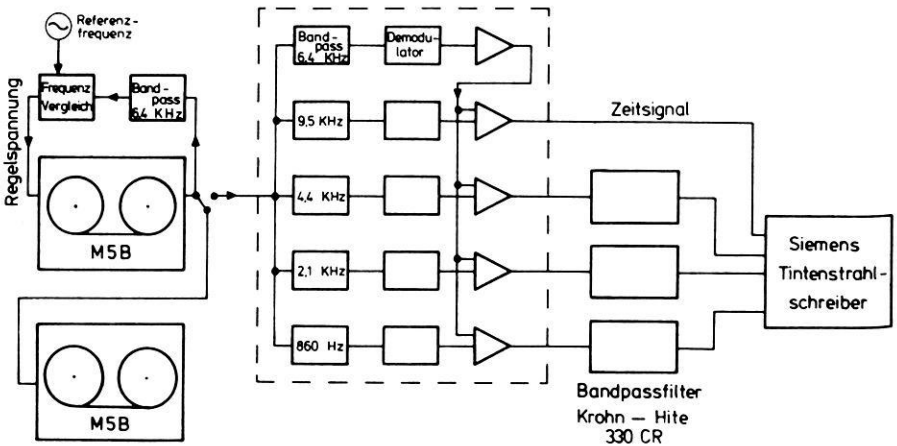


Abb. 5: Blockschaltbild der Wiedergabeanlage.

Bloc diagram of playback unit.

4. Abspielanlage

Obwohl jedes der 11 an dem Forschungsprogramm partizipierenden Institute über eine eigene Abspielmöglichkeit verfügt, werden prinzipiell alle Magnetbänder an die Abspielzentrale im Geophysikalischen Institut der Universität Frankfurt a. M. geschickt. Dort werden sie auf längere Archivbänder überspielt und dann nach den Wünschen des jeweiligen Auswerters mit analog elektrischen Verfahren weiter bearbeitet. Ferner besteht am Geophysikalischen Institut der Universität Hamburg die Möglichkeit zur automatischen Digitalisierung der Meßdaten und Umsetzung auf IBM-kompatibles Magnetband.

Es folgt eine Beschreibung der wesentlichen Bestandteile der zentralen Abspielanlage, die im Blockschaltbild Abb. 5 dargestellt sind.

4.1 Magnetbandwiedergabegeräte

Die Abspielung der Magnetbänder geschieht auf einer Studiomaschine vom Typ TELEFUNKEN M5, die mit dem Nachsteuergerät R91T der Firma LENNARTZ ausgerüstet ist. Damit läßt sich die Abspielgeschwindigkeit automatisch mit der Bandgeschwindigkeit bei der Aufnahme synchronisieren. Es können also auch bei unterschiedlichen Aufnahmegeschwindigkeiten keine Laufzeitfehler auftreten. Zur Synchronisation dient die auf dem Band gespeicherte Pilotfrequenz von 6,4 kHz. Sie wird im Verhältnis 1 : 2⁷ geteilt und mit einer Referenzfrequenz von 50 Hz verglichen. Das Regelsystem des Tonrollenantriebs sorgt dafür, daß Pilotfrequenz und Referenzfrequenz stets in Phase sind. Zusammen mit einem zweiten Magnetbandgerät desselben Typs, jedoch ohne Nachsteuergerät, werden die Seismogramme auf Archivbänder umkopiert, wo sie für die spätere Bearbeitung zur Verfügung stehen.

4.2 Demodulatoren

Das aus dem Magnetbandgerät kommende Frequenzgemisch wird zunächst mit Hilfe von Bandpaßfiltern wieder in die ursprünglichen einzelnen Signalträger aufgespalten. Im Demodulator (Abb. 6) wird das Trägersignal begrenzt und dann durch einen Schmitt-Trigger in eine Rechteckschwingung verwandelt. Diese wird differenziert und gleichgerichtet bei gleichzeitiger Verdoppelung der Impulszahl. In der anschließenden Transistorstufe werden die Impulse in solche konstanter Dauer umgewandelt. Aus ihnen wird durch Mittelwertbildung in dem nachfolgenden Tiefpaß das Meßsignal zurückgewonnen. Obwohl alle Demodulatoren einheitlich am Ausgang ein Tiefpaßfilter für den Signalfrequenzbereich 0—100 Hz besitzen, sind die verschiedenen Trägerfrequenzkanäle dennoch nicht völlig gleichwertig, da die Bandpaßfilter am Ausgang der Modulatoren und am Eingang der Demodulatoren unterschiedliche Laufzeitverzögerungen bewirken. H. LENNARTZ, Konstrukteur und Hersteller der Demodulatoren, hat insbesondere im Hinblick auf optimale Kompensation der Gleichlaufschwankungen durch zusätzliche Verzögerungsglieder eine Laufzeitübereinstimmung aller Kanäle auf ± 1 ms erzielt.

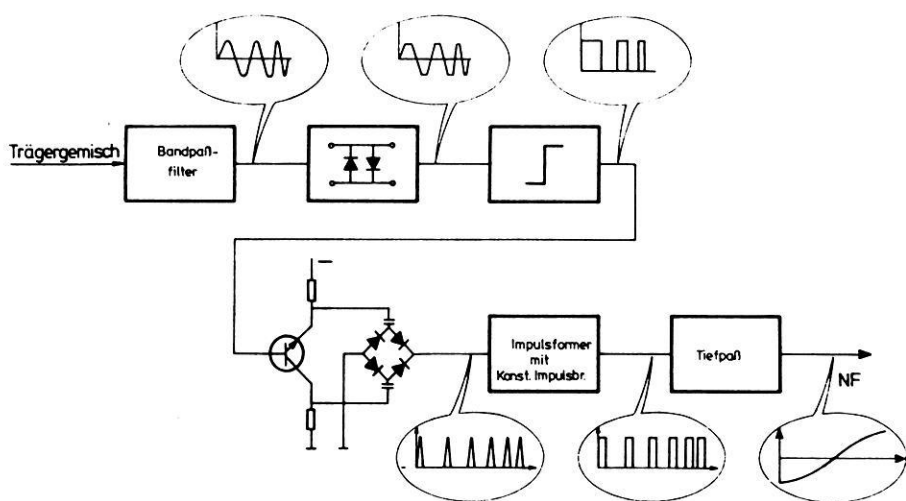


Abb. 6: Demodulator im Blockschaltbild.

Bloc diagram of the demodulator.

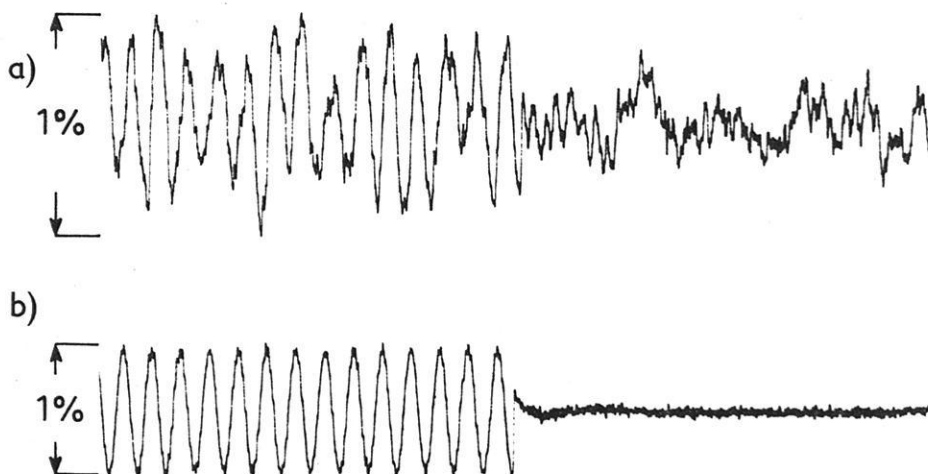


Abb. 7: Effekt der Band Ungleichlaufkompensation.

a) 1% Signal 5 Hz, ohne Kompensation,

b) 1% Signal 5 Hz, mit Kompensation.

Effect of flutter and wow compensation.

a) 1% signal 5 cps, no compensation,

b) 1% signal 5 cps, with compensation.

Der Pilotton von 6,4 kHz wird in derselben Weise demoduliert wie die eigentlichen Signalträger. Sein Ausgangssignal ist eine den Gleichlaufschwankungen des Bandgerätes proportionale Spannung, die den Differenzverstärkern am Ausgang der FM-Demodulatoren zugeführt wird (siehe Abb. 5). Auf diese Weise läßt sich bei allen Signalkanälen eine nahezu ideale Kompensation des durch Band-Ungleichlauf bedingten Störpegels erreichen. Es können noch Signale mit einem Amplitudenverhältnis 1 : 1000 übertragen werden, was einem Dynamikumumfang von 60 db entspricht. Dies ist als außerordentlicher Gewinn gegenüber der früher gebräuchlichen photographischen Registriertechnik anzusehen, wo kaum mehr als 40 db erreichbar waren. Ein Vergleich von Abb. 7a und 7b demonstriert überzeugend das durch die Kompensation erzielte Resultat bei 1%iger Signalaussteuerung des Modulators. Die Demodulatoren liefern beim Abschluß mit 100 Ω eine Ausgangsspannung von ± 1 V für den Frequenzhub von $\pm 15\%$.

Bezüglich der Weiterverarbeitung der demodulierten Signale sei auf die unter 7 folgenden Beispiele verwiesen.

5. Kalibrierung

Sämtliche 50 Aufnahmeapparaturen wurden zusammen mit dem Demodulator nach einheitlichen Richtlinien kalibriert. Die Seismometereigenfrequenz liegt innerhalb der Grenzen $f_0 = 2 \text{ Hz} \pm 10\%$. Das Dämpfungsverhältnis des Seismometergehänges wurde auf 12 : 1 $\pm 10\%$ entsprechend $\alpha = 0,62$ festgelegt. Die Empfindlichkeit der Gesamtapparatur wird am Aufnahmeverstärker so einjustiert, daß bei der höchsten Verstärkerstufe (2^{11}) die Schwinggeschwindigkeiten von 1 $\mu\text{m/s}$ eine Ausgangsspannung an dem mit 100 Ω abgeschlossenen Demodulator von 1,0 V, also Vollaussteuerung, liefert. Die Prüfung erfolgt auf dem Schütteltisch.

Bei dem Dynamikumumfang von 60 db ist demnach der kleinste noch erfaßbare Wert der Bodenschwinggeschwindigkeit 1 nm/s. Dies entspricht bei der typischen Signalfrequenz von 5 Hz einer Bodenamplitude von ca. 0,04 nm = 0,4 Å. Wegen der stets vorhandenen Bodenunruhe wird es nur unter extrem günstigen Stationsbedingungen möglich sein, diesen instrumentell gegebenen Grenzwert zu erreichen.

Der auf dem Schütteltisch gemessene Frequenzgang der Übertragungsfunktion der Gesamtapparatur ist in Abb. 8 dargestellt.

6. Optimale Verstärkungseinstellung

Die Wahl der Verstärkungseinstellung bei der Registrierung sprengseismischer Wellen ist dank des großen Dynamikumumfangs der Apparatur relativ unkritisch. Der häufig praktizierte Grundsatz, die Verstärkung so groß zu wählen, wie es die örtliche Bodenunruhe zuläßt (eine gerade noch hörbare Trägermodulation durch die Bodenunruhe bedeutet etwa 10%ige Aussteuerung des Modulators), wird aber besonders bei kleinerem Schußpunktabstand oder starken Sprengungen zur Übersteuerung des

Modulators durch das seismische Signal führen. Es erschien deshalb nützlich, aus dem umfangreichen Beobachtungsmaterial mit kalibrierten Instrumenten eine empirische Faustformel für die optimale Verstärkungseinstellung als Funktion von Entfernung, Ladung und Sprengmethode abzuleiten.

Als optimale Verstärkung wird diejenige bezeichnet, bei welcher die mittlere zu erwartende Maximalamplitude der Schwinggeschwindigkeit eine 40%ige Aussteuerung des Modulators bewirkt. Häufig wird die Maximalamplitude nicht im ersten Einsatz, sondern z. B. in der Gruppe der Weitwinkelreflexionen oder der Oberflächenwellen liegen. Die Amplituden der ersten Vorläufer betragen oft nur etwa 5–10% der

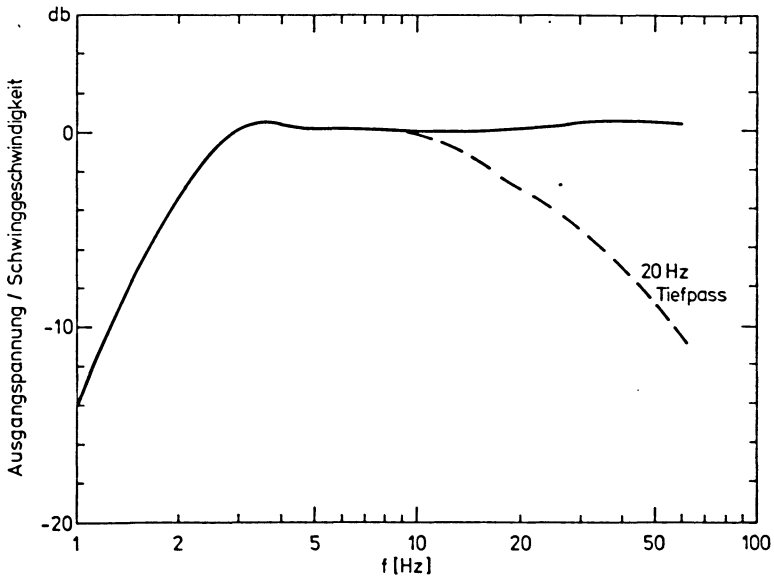


Abb. 8: Gemessener Frequenzgang der Gesamtanlage.

Over all frequency characteristic (measured).

Maximalamplitude des Seismogramms. Unter Berücksichtigung des Dynamikumfangs der Apparatur von ca. 60 db (1 : 1000) und der Erfahrungstatsache, daß eine 50%ige Übersteuerung des Modulators noch keine störende Signalverzerrung verursacht, folgt aus der obigen Definition, daß bei optimaler Verstärkung das tatsächliche Signal von dem mittleren zu erwartenden Signal in seiner Amplitude um den Faktor 4 nach oben oder unten abweichen darf.

Für die Bestimmung der mittleren zu erwartenden Maximalamplitude wurden mehr als 250 Seismogramme aus dem Schußpunktentfernungsbereich 4 km bis 900 km bei Ladungsmengen zwischen 100 kg und 22 t ausgewertet. Weiterhin wird unter-

Tabelle 1 : Zur Berechnung der optimalen Verstärkungseinstellung.
For the determination of optimum magnification.

1a	Schußpunktentfernung km	Verstärkerstufe (bezogen auf Kammersprengung 1 t)
	2	3
	4	4
	8	5
	12	6
	16	7
	22	8
	30	9
	45	10
	70	11
	120	11,5
	170	12
	210	12,5
	250	13
	320	13,5
	400	14
	560	15
1b	Ladung (t)	Verstärkungszuschlag
	0,1	+ 3
	0,2	+ 2
	0,5	+ 1
	1	0
	2	- 1
	5	- 2
	10	- 3
	25	- 4
1c	Sprengart:	
	Kammersprengung	0
	Bohrlochsprengung (Prospektionstechnik)	- 2
	Unterwassersprengungen in Inlandseen	- 3
	Unterwassersprengungen im Küstengebiet	- 4

Beispiel: Unterwassersprengung im Küstengebiet, Ladung 2 t, Beobachtungsentfernung 220 km

aus 1 a 12,5

1 b - 1

1 c - 4

optimale Verstärkungseinstellung 7-8

schieden zwischen Kammersteinbruchsprengungen in festem Fels, Bohrlochsprengungen nach Art der Prospektionsseismik (Messungen im Rheinischen Schiefergebirge), Sprengungen in Inlandseen (Alpen) und Unterwassersprengungen auf dem ozeanischen Schelf (Skandinavien). Aus Kammersprengungen zwischen 3,5 und 22 t ergab sich der Zusammenhang zwischen Amplitude A der Schwinggeschwindigkeit und Ladungsmenge W

$$A \sim W^{0,9}$$

in guter Übereinstimmung mit den in [MÜLLER, STEIN und VEES 1962] zusammengestellten Werten anderer Autoren.

In der Tabelle 1 (s. S. 13) sind die optimalen Verstärkungsstufen (als Exponenten der Basis 2) angegeben. Die Entfernungs-Verstärkungs-Tabelle 1a bezieht sich auf Kammersprengungen der Ladung 1 t. Zur Umrechnung auf die tatsächliche Ladungsmenge ist der entsprechende Wert von Tabelle 1b zu addieren. Zur Berücksichtigung der Art der Sprengung ist außerdem der Wert von Tabelle 1c zu addieren. Aus der Summe von 1a, 1b, 1c ergibt sich unmittelbar die optimale Verstärkungsstufe. Bei der nach Tabelle 1 ermittelten Verstärkungseinstellung würde keines der 250 zur statistischen Bearbeitung benutzten Seismogramme aus dem Meßbereich der Apparatur herausfallen. In jedem Fall ist darauf zu achten, daß durch die örtliche Bodenunruhe keine Übersteuerung der Apparatur erfolgt.

7. Beispiele für Registrierung und Datenverarbeitung

Abb. 9 ist der Typ des Standardseismogramms einer Meßstation 160 km vom Sprengpunkt bei Breitbandabspielung 1—20 Hz. Die drei Vertikalseismometer waren längs der Profillinie in Abständen von 400 m aufgestellt. Die demodulierten Signale wurden über drei Krohn Hite Bandpaßfilter mit dem Tintenstrahlschreiber SIEMENS OSCILLOMINK E aufgezeichnet.

Abb. 10 zeigt die Seismogramm-Montage eines 10 km langen Refraktionsprofils im Nördlinger Ries. Die Messungen wurden 1968 vom Institut für Angewandte Geo-

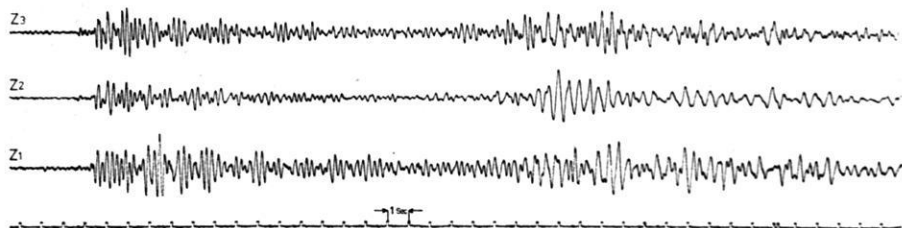


Abb. 9: Standardseismogramm einer Meßstation. Schußpunktabstand 160 km.

Standard seismogram of a station. Shot point distance 160 km.

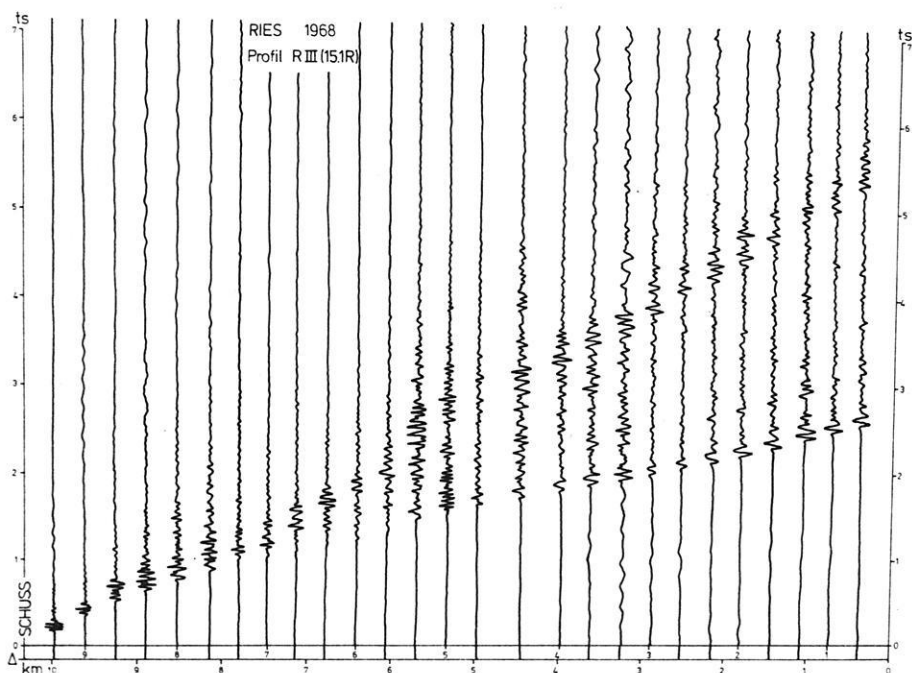


Abb. 10: Seismogramm-Montage eines Profils im Nördlinger Ries.

Seismogram section of a profile in the Nördlinger Ries.

physik der Universität München ausgeführt. Der Seismometerabstand betrug hier ca. 350 m. Das Beispiel zeigt, daß bei dieser Aufstellung eine Phasenkorrelation der Einsätze möglich ist.

Abb. 11 ist ein überzeugendes Beispiel für den Informationsgewinn durch einfache Frequenzfilterung. Das Seismogramm ist durch elektrische Einstreuungen aus dem Netz der Bundesbahn ($16\frac{2}{3}$ Hz) bis zur Unkenntlichkeit überdeckt. Durch zweckmäßige Wahl der oberen Grenzfrequenz des Band Paß Filters (8 Hz) ließ sich ein auswertbares Seismogramm gewinnen.

Abb. 12 zeigt ein Beispiel für Signalanalyse und Verbesserung des Signal-Störverhältnisses mit digitalen Methoden. Z und H_{\parallel} sind die Komponenten der Bodenbewegung in der durch Lotrichtung und Herdrichtung definierten Einfallsebene. Die Seismogramme wurden mit einem Analog-Digitalkonverter in diskrete Werte verwandelt. Nach SHIMSHONI und SMITH [1964] stellt das Produkt

$$M^m = \sum_{i=0}^m H_{\parallel}^i \cdot Z^i$$

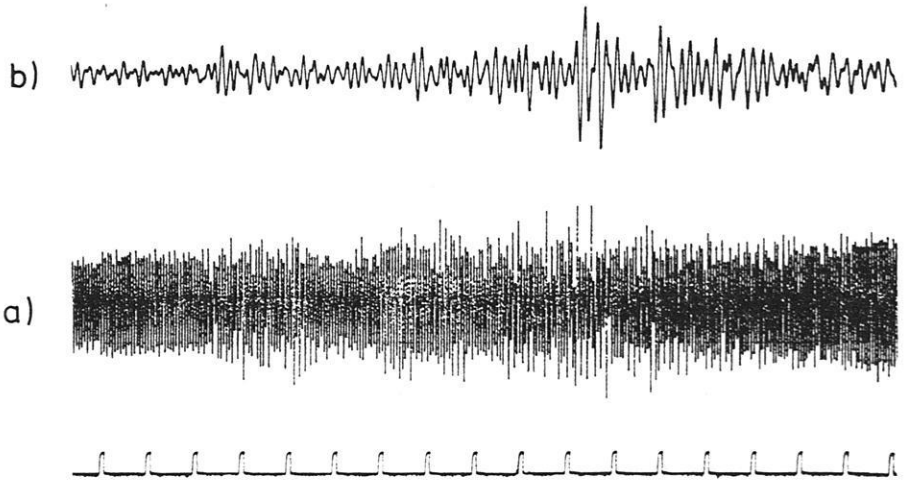


Abb. 11: Beispiel für Informationsgewinn durch Frequenzfilterung.

- a) Seismogramm überlagert von elektrischen Einstreuungen,
- b) Nach Anwendung eines Tiefpaßfilters.

Example for gain of information by frequency filtering.

- a) Seismogram obscured by electric infiltration,
- b) After low pass filtering.

ein Maß für die totale Signalstärke und den Grad der linearen Polarisation in der Einfallsebene dar. M verschwindet für Rayleigh-Love- und SH-Wellen und damit auch für wesentliche Anteile der Bodenunruhe. Für P-Wellen ist M positiv, für SV-Wellen ist M negativ. Durch die Produktbildung $M \cdot Z$ werden die linear polarisierten P-Wellengruppen bei fast vollständiger Unterdrückung der Bodenunruhe sehr klar herausgearbeitet.

Dieses Beispiel stammt aus den systematischen Untersuchungen über seismischen Fernempfang durch das Institut für Geophysik der Technischen Universität Clausthal und zeigt besonders deutlich den Vorteil der elektrischen Meßwerterfassung.

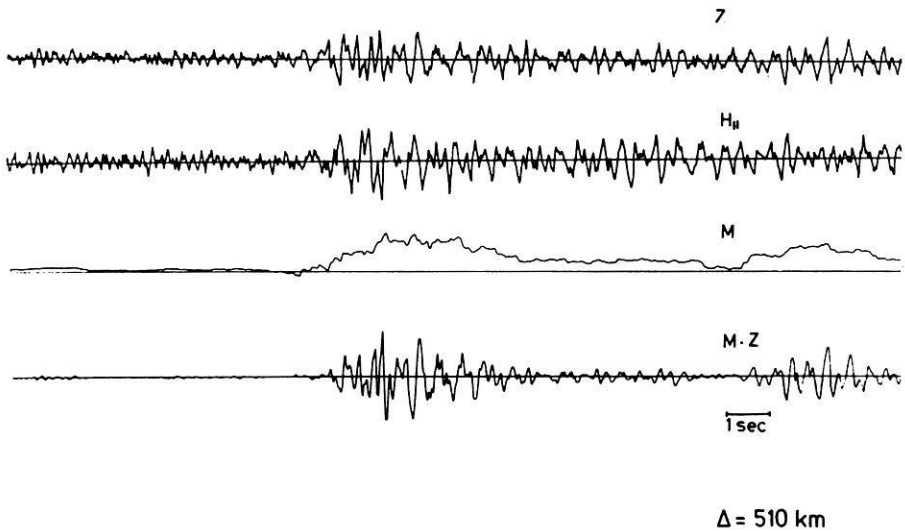


Abb. 12: Verbesserung des Signal-Störverhältnisses durch Anwendung der Polarisationsfiltermethode von SHIMSHONI und SMITH.

Improvement of signal/noise ratio by application of polarisation filter method of SHIMSHONI and SMITH.

Schlußwort und Danksagung

Die Entwicklung der Apparatur MARS 66 (Magnetband-Apparatur für Refraktionsseismik Baujahr 1966) ist aus der engen Zusammenarbeit der im Forschungskollegium für die Physik des Erdkörpers (FKPE) zusammengeschlossenen geophysikalischen Institute und Herrn Ingenieur Herbert LENNARTZ und seinen Mitarbeitern hervorgegangen. Die Entwicklung und die Beschaffung der Geräte wurde ermöglicht durch die großzügige Unterstützung der STIFTUNG VOLKSWAGENWERK. Die Untersuchungen von Erdkruste und Erdmantel mit diesen Geräten erfolgen vorwiegend in dem von der DEUTSCHEN FORSCHUNGSGEMEINSCHAFT getragenen Schwerpunktprogramm „Unternehmen Erdmantel“.

Literatur

- BAULE, H.: Seismische Registrierungen auf Magnetband mit Impulslängenmodulation. 2. Stuttgarter DFG-Kolloquium, 24. N. 30, 5 S., 1963
- : Erfahrungen mit batteriebetriebenen Magnetbandgeräten. Bad Kreuznacher DFG-Kolloquium, 12. V. 36, 4 S., 1964
- BEHRENS, J.: Die Magnetbandapparatur des Instituts für Geophysik der Bergakademie Clausthal. 2. Stuttgarter DFG-Kolloquium, 24. N. 31, 4 S., 1963
- BEHRENS, J. und ST. PETÖFALVI: Erfahrungen mit Magnetbandregistrierungen. Bad Kreuznacher DFG-Kolloquium, 12. V. 37, 4 S., 1964
- BERCKHEMER, H.: Aufzeichnung seismischer Signale auf Magnetband. 2. Stuttgarter DFG-Kolloquium, 24. N. 32, 3 S., 1963
- : Tätigkeitsbericht der Arbeitsgruppe „Magnetbandgerät“. Bad Kreuznacher DFG-Kolloquium, 12. V. 35, 4 S., 1964
- MÜLLER, ST., A. STEIN and R. VEES: Seismic Scaling Laws for Explosions on a Lake Bottom. Z. Geophys. 28, 258—280, 1962
- PAULAT, A.: Untersuchungen über das Pulsdauermodulationsverfahren. Bad Kreuznacher DFG-Kolloquium, 12. V. 39, 3 S., 1964
- SCHNEIDE, R.: Versuche und Erfahrungen mit FM bei Magnetbandspeicherung. Bad Kreuznacher DFG-Kolloquium, 12. V. 38, 5 S., 1964
- SHIMSHONI, M. and S. W. SMITH: Seismic Signal Enhancement with Three-Component Detectors. Geophysics 29, 664—671, 1964

Briefe an den Herausgeber

Recordings with Askania Gravimeters before and after Important Earthquakes

By T. KIZAWA, Tokyo¹⁾

Eingegangen am 13. Februar 1970

During the many years of observation with the Askania gravimeter Gs 12 No. 161 and the photoelectric follow-up recorder according to Dr. Lange, I observed interesting extraordinary phenomena before and after important earthquakes which are likely to refer to impending strong earthquakes but are almost unknown.

Fig. 1 and Fig. 2 represent examples of my observations. In both cases, before the earthquakes started, important vibrations had been observed which did not appear any more after the earthquakes had faded away. The peculiar vibrations prior to the Alaska earthquake being one of the most important during the past years are specially clear.

Three days before the earthquake, the instrument recorded already striking fine quakes, thus from 25/3/1964 3.00 hours.

These fine quakes lasted till the outbreak of the earthquake itself and stopped as soon as the earthquake finished.

In case the recording directly refers to the vibration of the earth's crust, it should be of importance in earthquake prediction. This extraordinary phenomenon being unknown up to now, I thoroughly studied the influences of the meteorological conditions, electric influences of the surroundings as well as the mechanical conditions of the instrument. Though it is impossible to eliminate completely the mentioned disturbances, it should still be possible to draw relatively good parallels.

It is a well-known matter of fact that no gravimetric field measurements can be accomplished before an important earthquake due to the vibration of the pointer. So, the author was told by S. SUYEHRO that the geophysicians carrying out measurements with the gravimeter just before the earthquake in Alaska started, were not able to continue their measurements a short time before the earthquake.

The author intends to carry out observations at various points with several Askania gravimeters in order to confirm the fact, i.e. fine vibrations prior to earthquakes.

¹⁾ Dr. Takashi KIZAWA, Meteorological Research Institute, Tokyo.

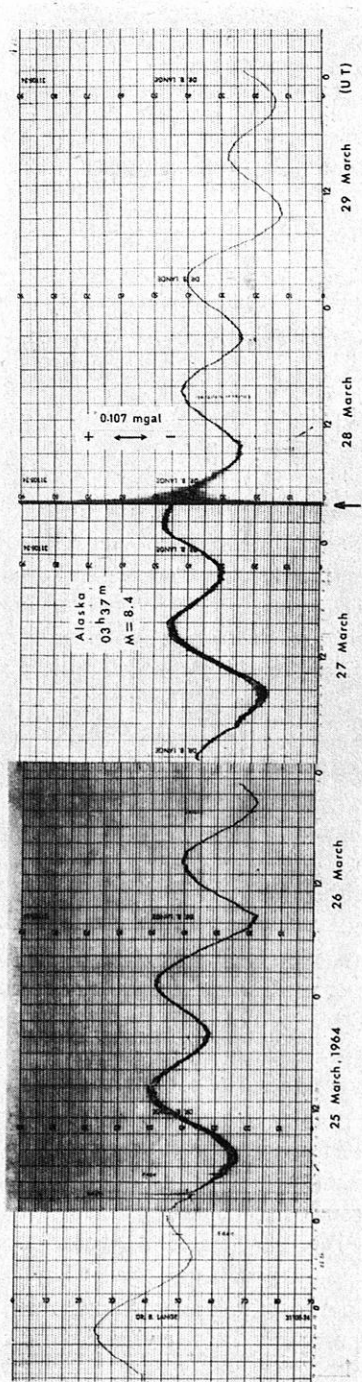


Fig. 1: Earth tide recording around the time of the Alaska earthquake on March 28, 1964 (focus 61.1° N, 147.6° W, magnitude 8.4, origin time 03 h 36 m 12.7 s UT). Location of observation: Meteorological Research Institution, Koenji, Suginami-ku, Tokyo ($35^{\circ}42.4'N$, $139^{\circ}38.8'E$, $H = 44.55$ m).

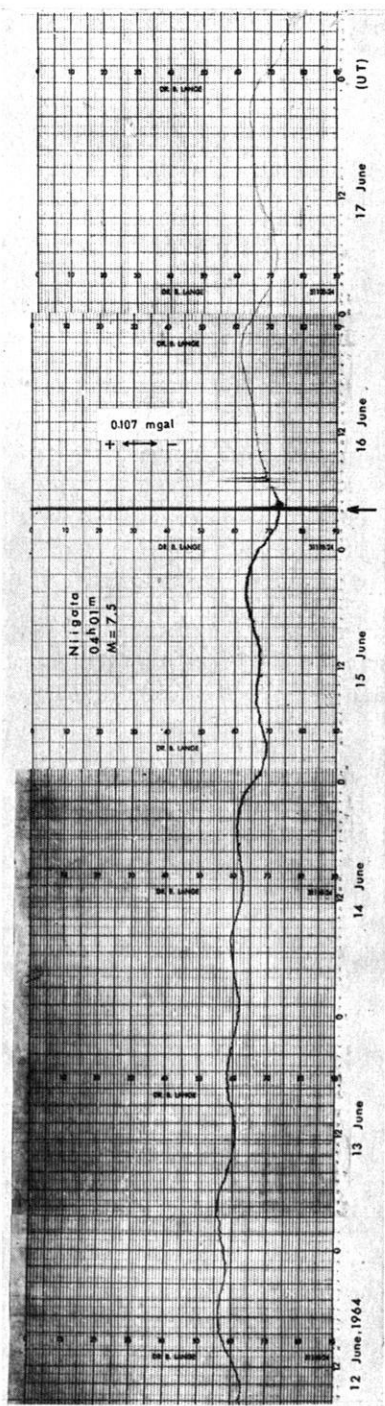


Fig. 2: Earth tide recording around the time of the Niigata earthquake on June 16, 1964 (focus 38° 21' N, 139° 11' E, magnitude 7.5, origin time 04 h 01 m 39.9 s UT). Location of observation as in Fig. 1.

Ergänzung zu

„In memoriam OTTO LUCKE“

(Heft 6/1969, S. 6–8)

Durch Änderung der ursprünglichen Überschrift dieses Nachrufes sind die dort angegebenen Daten der Geburt und des Todes von OTTO LUCKE versehentlich weggelassen worden. Im Text sind diese Angaben nicht enthalten. Sie seien daher hier nochmals mitgeteilt:

OTTO LUCKE

* 1. 8. 1908 — † 16. 11. 1968

G. FANSELAU

*** APOLLO ***

DER WELTRAUM- KUGELSCHREIBER

jetzt auch für Sie!



**1 Million Dollar
Entwicklungs-
kosten**

Schreibt durch
gasdruckgeregel-
ten Tintenfluß garan-
tiert in jeder Lage, auch
senkrecht nach oben, bei je-
der Temperatur, sofort, kleckst
und schmiert nicht, trocknet nie
aus und hat dreifache Schreibleistung



Bestellen Sie sofort gegen Voreinsendung von
DM 14.75 mit Scheck oder auf Wunsch per Nach-
nahme bei:

Horn OHG, 871 Kitzingen, Postf.



»Journalfranz« Arnulf Liebing, OHG

87 Würzburg, Werner-von-Siemens-Str. 5

Wir kaufen:

GERLANDS Beiträge zur Geophysik
Band 34—53 oder ähnliche Reihe

Zeitschrift für Geophysik
Alles, besonders die Bände 1—19, 22 und 24—25

Beiträge zur angewandten Geophysik
Möglichst vollständige Reihe

Angebote auf weitere Zeitschriften aus allen Wissensgebieten sind uns
jederzeit willkommen. Bitte senden Sie uns auch Ihre Desideratenlisten.

Thesaurus Mathematicae

Neudrucke wichtiger mathematischer Werke

Reprints of important mathematical works

Band 1: E. HEINE

Handbuch der Kugelfunctionen. Theorie und Anwendungen.
2nd, revised edition. 2 in 1 Volume. 1887—1881. Reprint 1961. XVI, 484 and
XII, 380 pages. Cloth bound DM 78.— (\$ 19.50)

Band 2: H. MINKOWSKI

Diophantische Approximationen. Eine Einführung in die
Zahlentheorie.
1907. Reprint 1961. 235 pages. Cloth bound DM 27.— (\$ 6.75)

Band 3: M. CHASLES

Traité des section coniques faisant suite au traité
de géométrie supérieure.
Part I (all published). 1865. Reprint 1962. XII, 368 pages. Cloth bound
DM 56.— (\$ 14.—)

Band 4: K. WEIERSTRASS

**Formeln und Lehrsätze zum Gebrauch der elliptischen
Funktionen.**
Ed. by H. A. Schwarz. 2. edition. 1893. Reprint 1962. 96 pages. Cloth bound
DM 22.— (\$ 5.50)

Band 5: C. F. GAUSS

Abhandlungen zur Methode der kleinsten Quadrate.
VIII, 208 pages. 1887. Reprint 1964. Cloth bound DM 26.— (\$ 6.50)

Band 6: H. HASSE

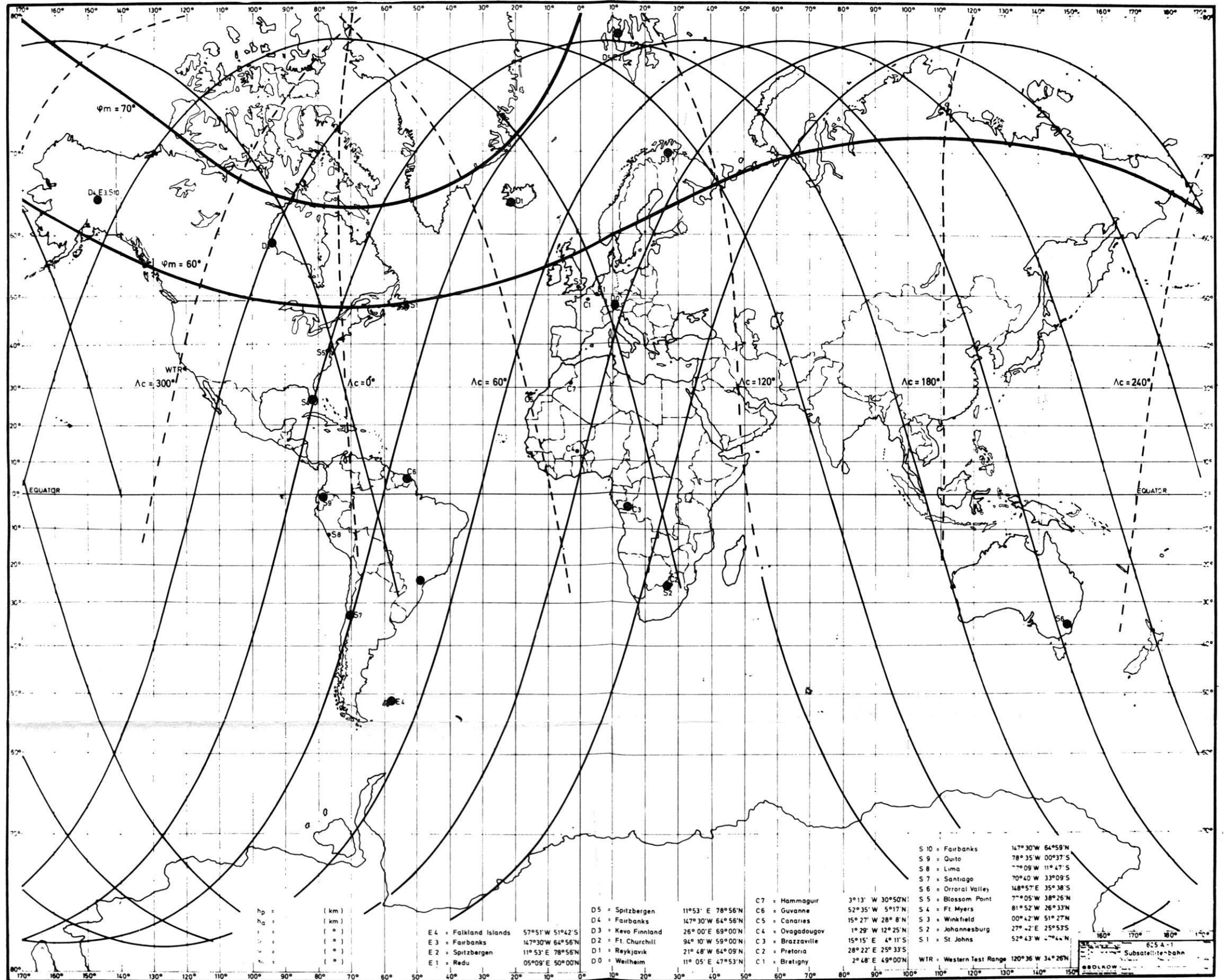
Vorlesungen über Klassenkörpertheorie.
1967. 275 pages. Cloth bound DM 90.— (\$ 22.50)

Band 7: A. CLEBSCH u. P. GORDAN

Theorie der Abelschen Functionen.
1866. Neudruck 1967. 333 Seiten. Leinen DM 48.— (\$ 12.—)



Physica-Verlag · Würzburg · Wien



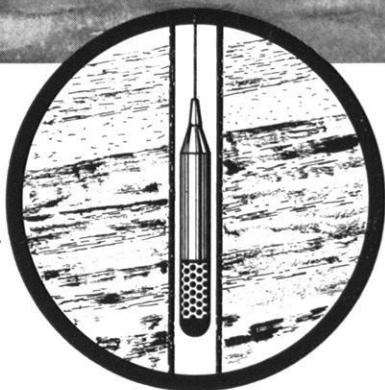
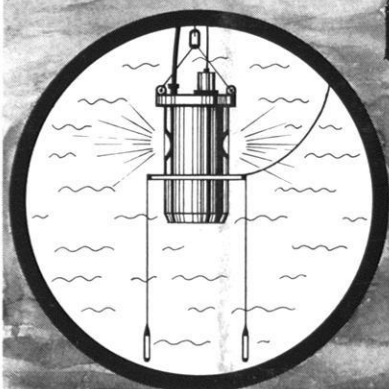
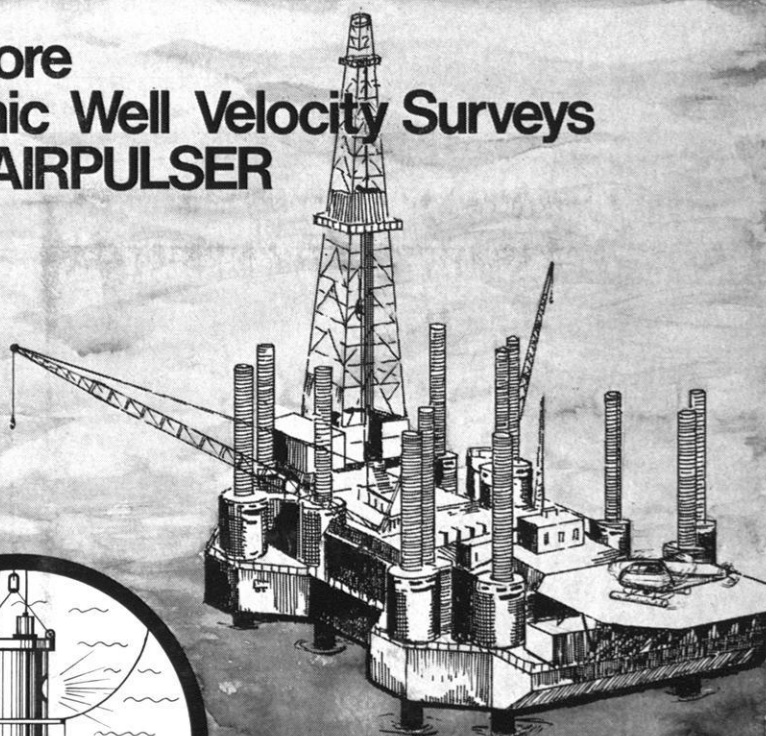
Bodenstationen im AZUR-Programm mit Subsattellitenbahn

Die magnetischen Breiten $\varphi_m = 60^\circ$ N und $\varphi_m = 70^\circ$ N sind mit eingezeichnet

Ground stations used in the AZUR-program. The sub-satellite track is also shown

Magnetic latitudes $\varphi_m = 60^\circ$ N and $\varphi_m = 70^\circ$ N are also shown

Offshore Seismic Well Velocity Surveys with AIRPULSER



Two-detector-well-geophone
Pressure and velocity receiver
Tool Diameter 3 3/4" and 2"



PRAKLA GMBH · 3000 HANNOVER 1 · P. O. BOX: 4767
PHONE: 80721 · TELEX: 922847 · CABLE: PRAKLA
GERMANY

Amsterdam · Ankara · Brisbane · Djakarta · Kuala-Belait · Madrid
Milan · Rio de Janeiro · Tehran · Tripoli · Vienna

Zeitschrift für Geophysik

Band 36

1970

Heft 5

Inhaltsverzeichnis

BERCKHEMER, H.: A Possible Scattering Mechanism for Lunar Seismic Waves	523
FUCHS, K.: On the Determination of Velocity Depth Distributions of Elastic Waves from the Dynamic Characteristics of the Reflected Waves Field	531
KIND, R.: Auswertung seismischer Messungen mit einer digitalen Methode unter Anwendung der Theorie der Schwellenausbreitung im Flachwasser	549
STORETVEDT, K. M., and N. PETERSEN: On Chemical Magnetization in Some Permian Lava Flows of Southern Norway	569
SOFFEL, H., und K. PETERS: Auswertung von Gravimeter-Messungen in der Münchberger Gneismasse längs eines Profils von Konradsreuth nach Niederlamitz	589
KAHLE, H.-G.: Deutung der Schwereanomalien im Nördlinger Ries	601
BITTERLICH, W., und H. WÖBKING: Eine Methode zur direkten Bestimmung der sogenannten „Geometrischen Tortuosität“	607
JESKE, H., H. D. SEEHARS, G. PUCHER, H. CASSEBAUM: Observations with Synchronously-Offset Beams on a 77 km Path at 1.8 and 4 cm	621
Briefe an den Herausgeber:	
STROBACH, K.: Scattering of Seismic Waves and Lunar Seismograms	643
CZECHOWSKY, P.: Berechnung eines Stromsystems in der Polaren E-Region	647
Mitteilung	651
Buchbesprechungen	652



PHYSICA - VERLAG · WÜRZBURG

ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

als zweimonatliche Publikation herausgegeben im Auftrag der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft von

W. Dieminger, Lindau/Harz

und

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

unter Mitwirkung von

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

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

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

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

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

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

Die Zitate sollen entsprechend folgendem Beispiel angefertigt werden:

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

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

Anschrift der *Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft*:

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

Bank: Neue Sparcasse, Hamburg 24/11528

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

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

Bezugspreis je Band (6 Hefte) 78,— DM, Einzelheft je nach Umfang. Abonnements verlängern sich jeweils um einen Band, falls keine ausdrückliche Abbestellung zum Jahresende vorliegt.

Gedruckt mit Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft.

Dem Heft liegt ein Prospekt des Verlags Vieweg, Braunschweig, 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 Haller, sämtlich Buchhändler in Würzburg. Kommanditistin: Gertrud Liebig, Würzburg.

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

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1970

A Possible Scattering Mechanism for Lunar Seismic Waves

By H. BERCKHEMER, Frankfurt¹⁾

Eingegangen am 6. August 1970

Summary: The peculiar character of lunar impact seismograms is explained by a very efficient scattering process in a high Q outer shell of the moon. Ultrasonic model experiments in a steel plate with a random distribution of slits produce records strikingly similar to lunar seismograms. As a first approximation to the theoretical interpretation scattering is treated as a two-dimensional "random walk" process which in its limit is identical with energy diffusion. Arguments are put forward that scattering is caused primarily by a system of deep reaching, steeply dipping open fissures in the moon's uppermost 10–20 km. From the statistical treatment a typical block dimension of the order 1–2 km is suggested. Differences in rock composition are thought to be of minor importance.

Zusammenfassung: Der eigenartige Charakter künstlicher Mondseismogramme wird durch Vielfachstreuung in einer schwach absorbierenden äußersten Schale des Mondes erklärt. Ultraschall-Modellversuche in einer Stahlplatte mit statistisch verteilten Schlitzten führen zu Registrierungen, die Mondseismogrammen erstaunlich ähnlich sind. Als 1. Näherung für eine theoretische Interpretation wird der Streuprozess als zweidimensionale „Irrfahrt“ behandelt, was im Grenzfall identisch ist mit Energiediffusion. Als Ursache für die Streuung wird ein System tiefreichender, steil einfallender, offener Spalten in den oberen 10–20 km des Mondes postuliert und begründet. Eine typische Blockdimension von 1–2 km läßt sich aus der statistischen Betrachtung ableiten. Es wird angenommen, daß Unterschiede in der Gesteinszusammensetzung für den Streuprozess von geringerer Bedeutung sind.

1. Introduction

First results of the lunar seismic experiment have recently been published in a special volume of *Science* [LATHAM, EWING, PRESS, SUTTON, DORMAN, NAKAMURA, TOKSÖZ, WIGGINS, DEER and DUENNEBIER 1970]. Among the different signals recorded at the surface of the moon only those of type L seem to be of significance for studies of the moon's near surface structure. The impact of the Apollo 12 Landing Missile ascent stage recorded on November 20, 1969 at a distance of 76 km by the Apollo 12 seismographs was the most important event of this type because in this case the seismic source was known.

¹⁾ Prof. Dr. HANS BERCKHEMER, Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Frankfurt, Frankfurt a. M., Feldbergstraße 47.

The record shown in Figure 1 differs completely from terrestrial seismograms in several respects:

1. No distinct first or later onsets are found. Instead, the amplitude of ground motion grows almost continuously from zero to its maximum value during the first five minutes of the record.
2. The duration of the ground motion is extremely long. After 30 minutes the amplitude is still $1/4$ of the maximum value.
3. The ground motion is irregular in a statistical sense and confined to a frequency band around 1 cps throughout the seismogram.

These facts have to be explained.

It seems highly improbable that source effects (landslide or spray of rocks) offer a satisfactory explanation. If instrumental effects can be excluded an unusual wave propagation process must be responsible. A pure waveguide phenomenon like the terrestrial T-Phase at an oceanic path which is somewhat similar in appearance is improbable for the following reason: The main part of the seismogram corresponds to group velocity values 0.4 to 0.05 km/sec. Since the v_p -velocity for lunar rocks in some depth must be of the order of 4 to 7 km/sec the ratio of acoustical impedances inside and outside the assumed waveguide had to be almost infinity for unattenuated mode propagation. The very thin porous surface layer hardly can account for this process. Therefore a random scattering process in a very high Q surface shell is considered.

2. Model Seismic Experiments

In order to gain at least a qualitative impression of such a process several two-dimensional models for ultrasonic studies have been designed. The most reasonable one which anticipates already the structure proposed in chapter 4 of this paper is shown in Figure 2. A steel plate $600 \times 1000 \times 2$ mm was perforated with slits 30×3 mm in almost random distribution with a density of 400 slits per m^2 . In the unperforated plate v_p was 5.5 km/sec and the frequency of the generated seismic pulses in the range of 300—500 kcps. This corresponds to a wavelength of 1.1 to 1.8 cm or about half the length of a slit. The position of the piezoelectric source and receiver is seen in Figure 2.

The result obtained is shown in Figure 3a—3d where only the time scale has been varied. The similarity with the lunar seismogram (Figure 1) is striking. Although at high magnification a first arrival can be detected its amplitude is only $1/50$ of the maximum amplitude which is built up by superposition of multiple scattered waves about 700 μ sec or 250 oscillations after the first motion. Also the slow amplitude decay and the statistical character of the motion is very similar to the lunar seismogram.

If, however, the plate is taken as an analogue to the surface shell of the moon two important differences have to be kept in mind. First, the plate has finite extensions

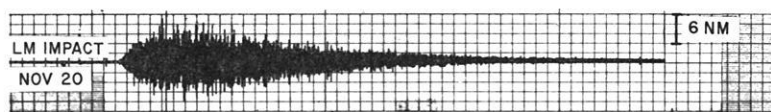


Fig. 1: Apollo 12, LM impact seismogram. $\Delta = 76$ km.
[LATHAM et al. 1970].

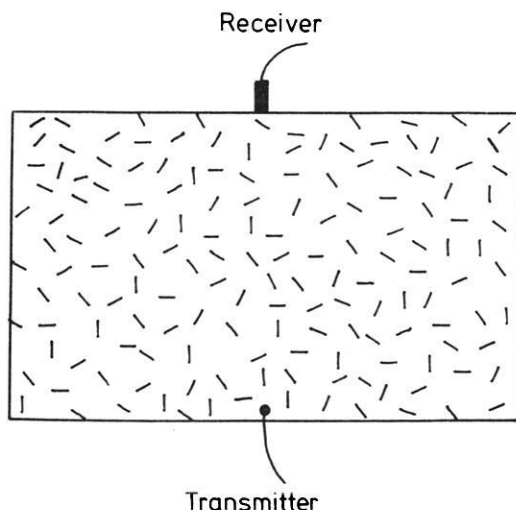


Fig. 2: Ultrasonic model for two-dimensional wave scatter.
(Steel plate $600 \times 1000 \times 2$ mm with slits 30×3 mm.)

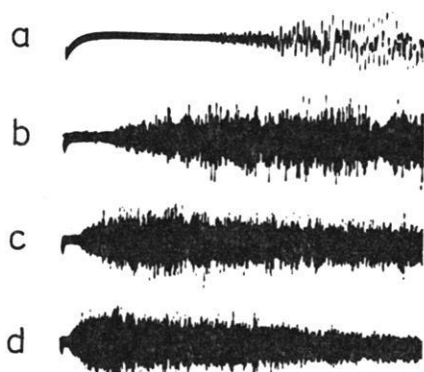


Fig. 3: Ultrasonic seismogram from model Figure 2.

a	$75 \mu\text{sec/cm}$	c	0.75 msec/cm
b	0.3 msec/cm	d	1.5 msec/cm

and second, the plate was acoustically isolated from its surrounding. Therefore the whole ultrasonic energy is confined to the volume of the plate. The amplitude decay is entirely depending on the internal absorption or the Q value of the plate. Nevertheless, this result was very encouraging.

3. Statistical Consideration

The mathematical treatment of a scattering process as simulated by the model experiment in terms of elastic wave theory would be a formidable task. In a rather crude approximation, however, it can be reduced to a classical problem of statistics,

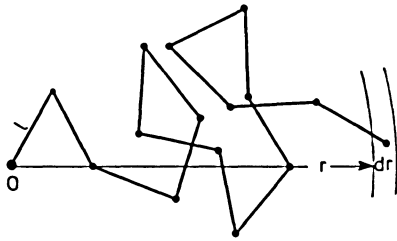


Fig. 4: Random walk, $n = 15$.

the two-dimensional "random walk" (Irrfahrt) which had been solved already by Lord Rayleigh. It is summarized in a paper by BARTELS [1959].

Let us assume an acoustical energy element (phonon) generated at $r = 0$, $t = 0$. It travels a distance l with the velocity v in the horizontal plane until it gets deflected at an arbitrary angle and this repeats n times (Figure 4). In the limit for $n = t \cdot v / l \rightarrow \infty$

the probability w to find the phonon after a time t between a distance r and $r + dr$ from the origin is given by

$$w(r, t) = \frac{2 \cdot r}{l \cdot v \cdot t} \exp(-r^2 / l \cdot v \cdot t). \quad (1)$$

If N_0 is the number of phonons released by the source

$$N(r, t) = \frac{N_0}{\pi \cdot l \cdot v \cdot t} \exp(-r^2 / l \cdot v \cdot t) \quad (2)$$

phonons are expected to be found in a unit area at r , t .

$$N(r, t) / N_0 = E(r, t) \quad (3)$$

defines the acoustical energy density at r , t for a point source of unit energy. E reaches its maximum value at the time $t_m = r^2 / 2 \cdot l \cdot v$.

Equation (2) is identical with the fundamental solution [SOMMERFELD 1948] of the two-dimensional equation of diffusion

$$\nabla^2 E = \frac{1}{K} \frac{\partial E}{\partial t}$$

where

$$K = \frac{1}{2} l \cdot v$$

the diffusion coefficient. The equation of diffusion has also been applied to lunar seismograms by LATHAM et al. [1970].

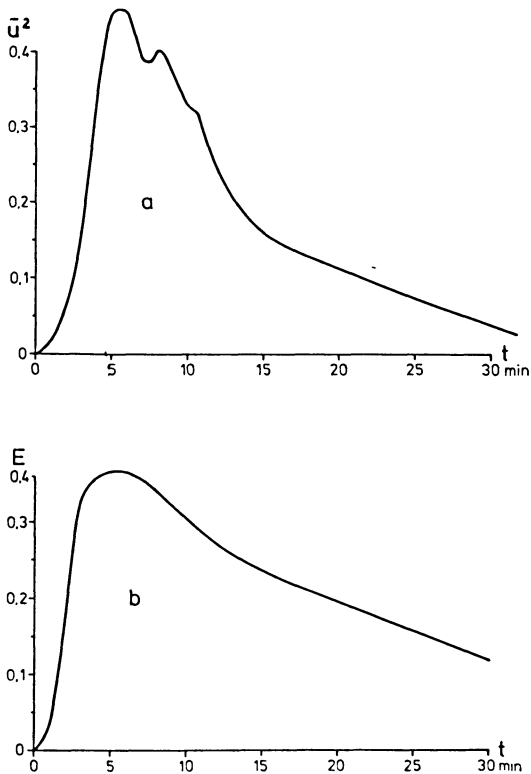


Fig. 5: Energy density a) for LM impact lunar seismogram, b) for the scattering function ($r = 76$ km, $t_m = 300$ sec).

Figure 5b shows $E(t)$ according to (2) and (3) for $r = 76$ km, $t_m = 300$ sec and therefore $l \cdot v = 9.5$ km²/sec. For comparison the time average $u^2(t)$ of the seismogram trace amplitude $u(t)$ is plotted in Figure 5a. Since the frequency content seems to be roughly the same throughout the seismogram \bar{u}^2 is a measure for the kinetic energy density $E(t)$ at the site of the seismometer. The similarity in character of 5a and 5b is evident and justifies in general the consideration made above. It should be remembered that (2) was derived for unattenuated or very high Q propagation. If v_p for lunar rock is of the order of 6 km/sec a typical value for the distance l between consecutive scattering processes is of the order of 1–2 km.

Of course this is a very simplified treatment of the actual problem. The analysis of data as well as the scattering theory could be refined considerably. Nevertheless comparison of the lunar seismogram with model experiment and statistical theory strongly suggests that a multiple scattering process in a high Q outer shell of the moon is mainly responsible for the appearance of lunar seismograms. To confine the seismic energy to a near surface shell a positive velocity-depth gradient is required.

4. A Possible Cause for Scattering

This last chapter deals with some speculations on a possible scattering mechanism. The obvious differences in lunar and terrestrial seismograms must be the result of differences in the physical structure of moon and earth.

If the moon has grown by aggregation of cold interplanetary rock pieces of different size and composition elastic heterogeneity would be the result. For two reasons this is not very likely to account primarily for the seismic observations:

1. The chemical composition of lunar rocks seems not to differ enough to produce scattering of the observed intensity.
2. If rocks were captured by the moon's gravity field and crushed on the surface I would expect higher absorption or a lower Q .

An alternative idea is proposed here which is based on the following facts or postulates:

1. The moon's outer shell consists of magmatic rock, lateral petrographical differences are of second order importance (seismometer site and impact position were positioned in the same mare-landscape).
2. Temperature below the moon surface is low, perhaps -50°C and slowly increasing with depth.
3. Gravity is $1/6$ of g .
4. Circulating water is absent.

Because of item 1 and 2 the material is expected to be extremely hard and brittle and therefore of a very high Q . Thermal contraction, tides, and meteorite impacts caused stress and as a consequence a complex pattern of fracture fissures. On earth, cracks can stay open down to a depth of perhaps 2–3 km, where they become closed by the pressure of the overburden. Since gravity on the moon is only $1/6$ of g , open cracks might be present down to 10 or 20 km. On earth tectonic fissures are "healed" by aqueous mineral solutions. This is not possible on the moon. Therefore any fissure will remain open almost indefinitely. Because gravity tends to close cracks with small dip angle essentially vertically dipping fissures will exist. Gaps of one tenth of a millimeter between adjacent blocks are sufficient for total reflexion of seismic waves. Since the moon's surface is covered with a layer of dust these fissures can hardly be seen. Wave transmission from block to block is possible only at spots where they are pressed together firmly. The result of chapter 3 indicates that a typical block size would be of the order of 1–2 km.

This model of lunar tectonics is sketched in Figure 6. It is evident that at a source distance of only 76 km no distinct first arrival can reach the seismograph unless a very good reflecting interface exists in some greater depth. According to this model

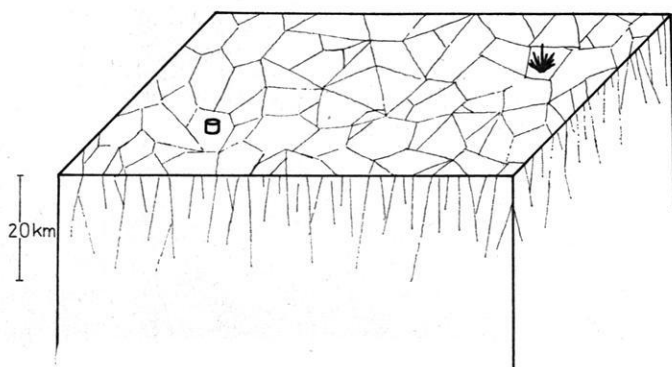


Fig. 6: Block model of the postulated fissure zone.

distinct arrivals of *P*- and *S*-phases can only be expected for epicentral distances of the order of thousand kilometers or for a source located on the same block as the seismometer.

Acknowledgement

The model seismic experiments have been carried out in the geophysics institute at Frankfurt with the assistance of F. AUER, B. BAIER, H. STÖCKL and E. TOBIAS. The author is indebted to Dr. G. LATHAM, Prof. R. MEISSNER and Prof. M. SIEBERT for discussions and informations on the subject of this paper.

References

- BARTELS, J.: Random fluctuations, persistence, and quasipersistence in geophysical and cosmical periodicities. *Terr. Magn. and Atmosph. Electr.* 40, 1–60, 1935.
- LATHAM, G. V., M. EWING, F. PRESS, G. SUTTON, J. DORMAN, Y. NAKAMURA, N. TOKSÖZ, R. WIGGINS, J. DERR and F. DUENNEBIER: Passive seismic experiment. *Science* 167 (No. 3918), 455–458, 1970.
- SOMMERFELD, A.: Vorlesungen über theoretische Physik Bd. VI, partielle Differentialgleichungen der Physik. Akad. Verl. Ges. Leipzig, 1948.

On the Determination of Velocity Depth Distributions of Elastic Waves from the Dynamic Characteristics of the Reflected Wave Field¹⁾

Von K. FUCHS, Karlsruhe²⁾

Eingegangen am 2. April 1970

Summary: Complete synthetic seismograms of *P*-waves reflected from recently proposed crustal and upper mantle models are presented and discussed. It is shown that the fine structure of the models considerably influences the dynamic characteristics of the reflected wave field. Phases expected on the basis of their kinematic characteristics may lack energy and therefore may not be recognized on recorded seismograms. Phases which were believed to be negligible may appear with considerable amplitudes. In some cases the dispersion of seismic waves is so strong as to prevent a travel time analysis. The distribution of the *S*-wave velocity may severely influence the dynamic characteristics of the reflected *P*-waves.

A new iterative scheme is proposed for the inversion of seismic observations into models of the earth's interior. The models are referred to the original observations with the aid of synthetic seismograms. It is recommended that models derived from travel time analysis alone should be verified and improved using synthetic seismograms before conclusions are drawn from the fine structure of seismic models on the mineralogic and geologic properties of crust and upper mantle.

Zusammenfassung: Es werden vollständige synthetische Seismogramme von *P*-Wellen vorgestellt und diskutiert, die aus jüngst vorgeschlagenen Modellen der Kruste und des oberen Mantels zurückgestrahlt werden. Dabei wird gezeigt, daß die Feinstruktur der Modelle die dynamischen Eigenschaften des reflektierten Wellenfeldes merklich beeinflußt. Phasen, die auf Grund ihrer kinematischen Eigenschaften erwartet werden, können so wenig Energie besitzen, daß sie nicht zu beobachten sind. Phasen, die für vernachlässigbar gehalten wurden, können dagegen mit starken Amplituden auftreten. In einigen Fällen ist die Dispersion der seismischen Wellen so stark, daß eine Laufzeitanalyse unmöglich wird. Die Verteilung der *S*-Wellen-Geschwindigkeit kann die dynamischen Eigenschaften der reflektierten *P*-Wellen erheblich beeinflussen.

Ein neues, iteratives Schema zur Inversion seismischer Beobachtungen in Modelle des Erdinnern wird vorgeschlagen. Die Modelle werden über die synthetischen Seismogramme mit den Original-Beobachtungen, den beobachteten Seismogrammen, in Beziehung gesetzt. Es wird empfohlen, Modelle, die nur aus Laufzeituntersuchungen abgeleitet worden sind, mit Hilfe synthetischer Seismogramme zu überprüfen und zu verbessern, bevor aus der Feinstruktur seismischer Modelle Schlüsse auf mineralogische und geologische Eigenschaften der Kruste und des oberen Mantels gezogen werden.

¹⁾ Contribution No. 142 within a joint research program of the Geophysical Institutes in Germany sponsored by the Deutsche Forschungsgemeinschaft (German Research Association).

Contribution No. 50, Geophysical Institute, University Karlsruhe.

²⁾ Priv.-Doz. Dr. KARL FUCHS, Geophysikalisches Institut, Universität Karlsruhe, 75 Karlsruhe, Hertzstr. 16, Germany.

1. Introduction

The investigation of crust and upper mantle structure by explosion seismology has progressed considerably during the past decade. The analysis of travel time data from seismic explosion experiments has revealed the gross structure of the crust in most parts of the world. Furthermore, the discussion of the fine structure has become feasible by the improvement of observation and interpretation techniques. Many recent publications in the field of explosion seismology are concerned with the fine structure of the crust and upper mantle.

Zones of reduced velocities have been claimed in the upper and lower crust [LANDISMAN and MÜLLER 1966; MÜLLER and LANDISMAN 1966; FUCHS and LANDISMAN 1966; GIESE 1966, 1968; MEISSNER 1966, 1967]; first order discontinuities have been replaced by transition zones with a continuous depth-velocity distribution [GIESE 1966], a laminated structure has been proposed for the crust-mantle transition [MEISSNER 1967; FUCHS 1969a] and for the low-velocity channel within the upper mantle [AKI 1968].

All models with a fine structure of the crust and upper mantle, different as they are, have one thing in common: they violate the very assumptions on which their derivation has been based.

For a travel time analysis, the a priori assumption tacitly is put into the model that body waves passing through the model are not dispersed or only to a negligible degree. Most crustal models have been derived by the inversion of T , Δ -data. Therefore, it is legitimate to ask whether the dispersion of body waves in presently deduced crustal models is small enough that travel times may be measured with sufficient accuracy.

The construction of seismic models based only on the analysis of travel times of body waves is suffering another drawback, even if dispersion is sufficiently small. T , Δ -data are obtained from observed seismograms by a process termed correlation. The experienced seismologist is trying to identify the class of the model by a comparison of previously computed travel times with the observed travel times of certain phases in the seismic records. In this process, little attention has been paid to the amplitudes of the various phases. Since no reliable amplitude estimates are available during the process of correlation, the seismologist is inclined to pick phases which arrive at the times predicted from the model in his mind, although these phases may lack detectable energy.

In this paper, we will examine to what extent seismic body waves are affected by dispersion when travelling in models recently proposed for the crust and upper mantle in various parts of the world. For these models, synthetic seismogram sections will be computed by the method described by FUCHS [1968a, b]. It will be shown that in some cases the dynamic parameters can be used to distinguish between models which cannot be discriminated on the basis of kinematic parameters alone. Furthermore, we shall demonstrate that there is a number of models which are indistinguishable by their kinematic and dynamic parameters and also by the complete synthetic seismogram section.

2. Propagation of body waves in crustal models

In this part, crustal models are studied which are typical for the fine structures recently derived from detailed travel time analysis of seismic explosion data.

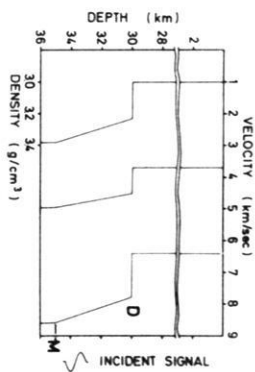
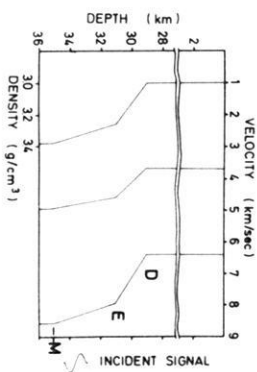
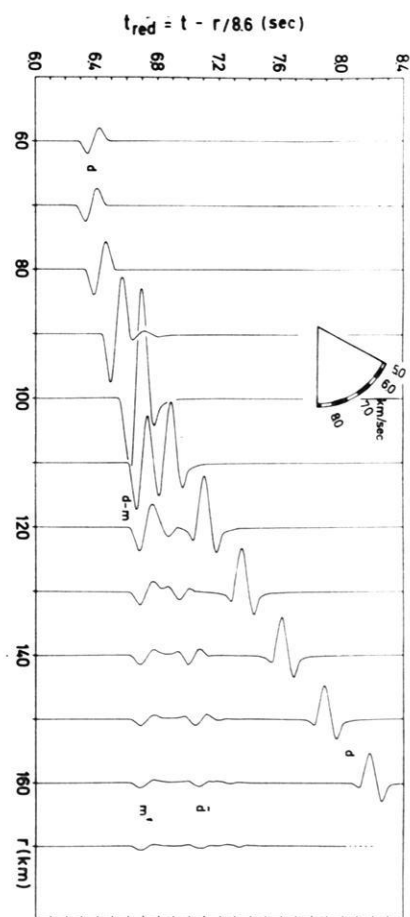
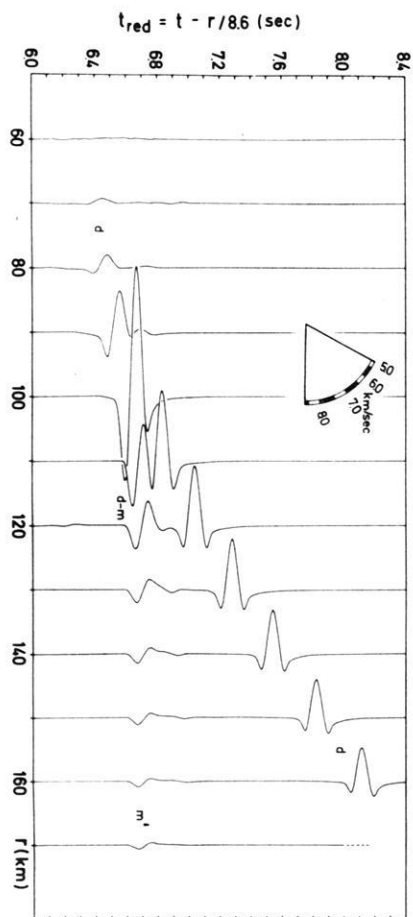
2.1 Sharp or smooth transition?

From the time evidence for an internal layering of the earth's interior was provided by seismology, the question if there is a sharp or smooth transition between these layers has been debated. In most cases, due to the scatter of data the observed travel times have been compatible with both kinds of transition. The final form adopted for the transition was more dependent on the inversion scheme than on the observations. Applying the classical Wiechert-Herglotz method, first-order discontinuities have been excluded from the possible models a priori. In other cases, preference has been given to first-order discontinuities since this facilitates the mathematical treatment of the model considerably. Modern high precision measurements of travel times by controlled explosion experiments have reduced the scatter of the data. In spite of improved accuracy, the range of models compatible with the travel time data is still considerable.

For a long time, it has been felt that the high accuracy of travel times obtained in explosion seismology reduces the variability of crust and upper mantle models significantly to such a degree that false a priori assumptions put into the model would have been detected. There was some truth in this assumption as long as the main goal of crustal investigation was only the mapping of the depth of the main crustal layers. The considerable improvement of seismic crustal data from explosion experiments initiated the interest in the fine structure of the crust and upper mantle. Now the inherent lack of uniqueness of models derived from travel time data alone was realized. There was some hope that dynamic parameters could offer closer bounds on crust and upper mantle models.

In this section we will compare two crustal models (Fig. 1). The travel times of the main phases computed from geometrical ray theory differ by less than 70 msec in the overcritical range which is about the accuracy achieved in crustal investigations, especially for secondary phases. For all practical purposes, these two models cannot be distinguished on the basis of the kinematic parameters of their reflected wave fields.

The model shown in the top part of Fig. 1 represents a discontinuous velocity increase (D). The P -velocity jumps from 6.4 to 7.8 km/sec at the base of a homogeneous layer. This is followed by a linear increase to 8.6 km/s within a transition layer of 5 km thickness which merges into the homogeneous lower half space at a depth of 35 km (M). A similar model has been discussed by FUCHS [1968c, 1969]. The most remarkable feature of the record section is the phase \tilde{d} . It represents a system of multiple reflections being continuously refracted out of the transition zone and interfering constructively with each other. The other phases d (reflection from the discontinuity), $d-m$ (refraction out of the transition zone), and m' (head wave out of the lower half space) are well known from ray geometry.



In a number of numerical experiments, the first order discontinuity was replaced by a linear transition zone in such a manner that the travel times remained essentially the same. One example is given in the bottom part of Fig. 1. Here the first-order discontinuity is replaced by a zone in which the P -velocity increases linearly from 6.4 to 7.96 km/s between a depth of 29 and 31 km followed by a linear increase to 8.6 km/s to a depth of 35 km.

The phase \tilde{d} has practically disappeared completely. The replacement of the first-order discontinuity by the 2 km-transition zone DE has effectively reduced the reflectivity for the internal reflections within the transition zone EM . The multiple reflections rapidly loose energy into the upper medium. In all numerical experiments, the phase \tilde{d} was only visible if the thickness of the transition zone was less than 2 km. Therefore, one may use the presence of these secondary arrivals as a measure for the sharpness of a transition zone.

The example discussed above has shown a possible discrimination of two crustal models on the basis of their dynamic parameters taken from synthetic seismograms. We are encouraged to use the dynamic parameters of observed seismograms as an additional source of information on details of crustal structure.

2.2 The X -experiment

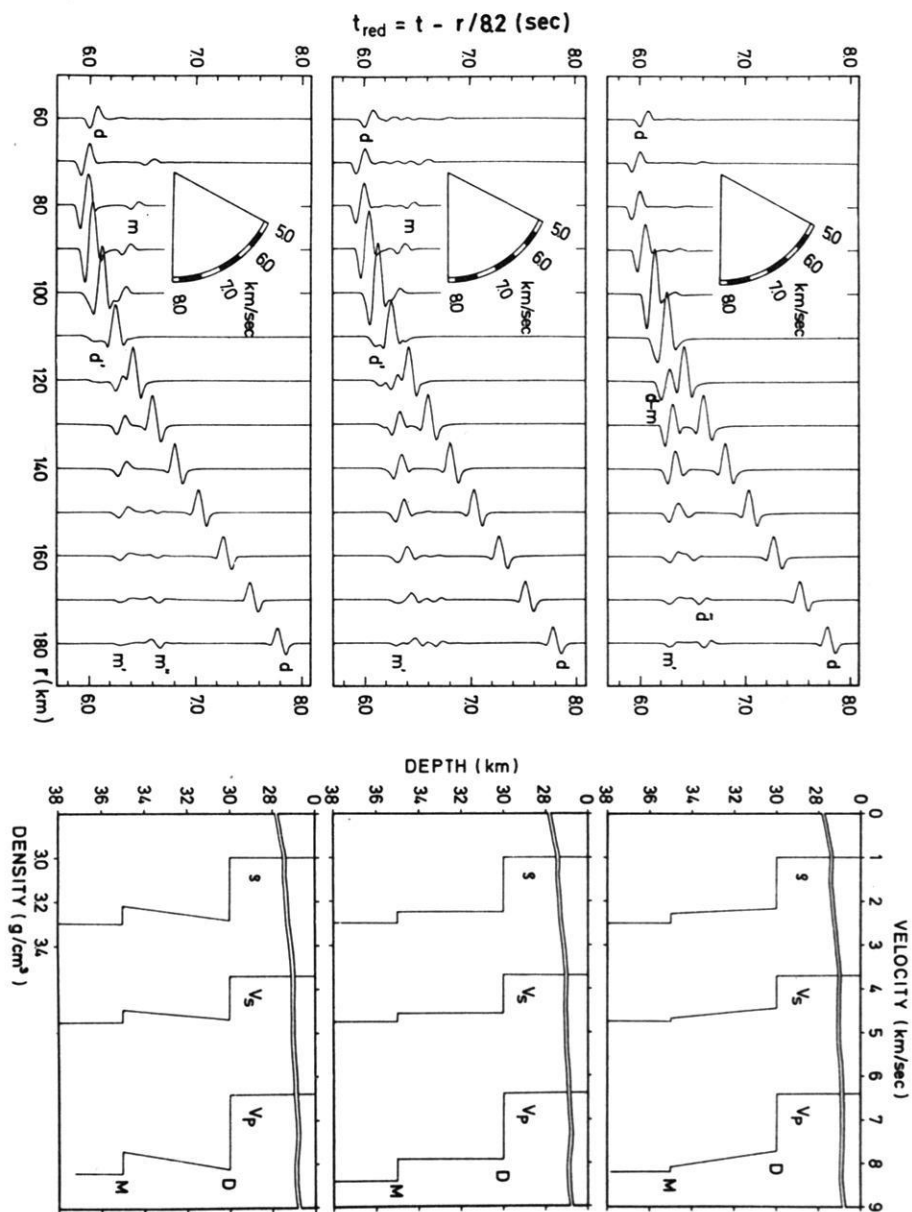
In this section three crustal models are discussed which differ significantly in the properties of the intermediate layer. The three models are shown in Fig. 2. The zone DM is an intermediate layer where velocities and density either increase linearly (top part) or are constant (middle part) or decrease linearly (bottom part) in such a manner that the vertical travel time through the three models remains the same. The distributions of velocities and density in the inhomogeneous intermediate layer in the top and bottom part of Fig. 2 form the two legs of the capital X . Therefore, the term “ X -experiment” has been chosen.

The model with a positive gradient (Fig. 2, top) has already been discussed in the preceding section 2.1. The small discontinuity at M does not influence the computed seismograms significantly. We observe again the reflection d from the top D of the transition zone, the phase d - m continuously refracted out of DM , the headwave m' from the lower half space and the phase d discussed in the previous section.

Fig. 1: Comparison of two transition zones with equal vertical transit time.

Top: Linear transition zone of 5 km thickness below a first-order discontinuity. The reverberations \tilde{d} following the head wave m' from the lower half space form a system of multiple reflections being continuously refracted out of the transition zone and interfering constructively with each other.

Bottom: The first-order discontinuity has been replaced by an additional linear transition zone between D and E . Note the disappearance of the reverberations \tilde{d} .



In the case of a homogeneous intermediate layer (Fig. 2, middle) the main phases d and m' essentially remain the same as in the top part. The phase d' is the headwave from the top of the homogeneous layer. It replaces the phase $d-m$. The headwave m' is followed again by reverberating signals. These are formed by the interference of phase d' , the reflection m and the reflection of type PP between bottom and top of the intermediate layer. This reflection generates another headwave m'' out of the lower half space.

The negative gradient layer (Fig. 2 bottom) forms a kind of low-velocity channel with a smooth upper boundary. The main phases d and m' are the same as in the previous cases. Although no headwave is expected out of the transition zone with a negative velocity gradient, the phase d' can clearly be recognized to a distance of about 120 km. This is a truly diffracted wave not predicted by ray optics.—The phase m'' travels with the same velocity as m' . It is the second headwave guided at the M -discontinuity with the P -velocity of the lower half space. It is generated by a PP -reflection between top and bottom of the negative gradient layer.

Comparing all three record sections corresponding to the different crustal models in Fig. 2, it must be emphasized that not only the main phases like m' and d appear to be indistinguishable but also phases with minor amplitudes like d' and $d-m$. Only a very careful analysis of the velocities of the phases m'' and \tilde{d} could discriminate the two crustal models with the positive and negative gradient. However, it seems unlikely that such a distinction can be made on records observed in the field since the signal/noise ratio is several orders of magnitude larger than on synthetic seismograms. In fact, by adding some uncorrelated or signal generated noise the phases on the three record sections would become indistinguishable.

In conclusion it is practically not possible to discriminate the three crustal models from the seismograms observed at overcritical distances.

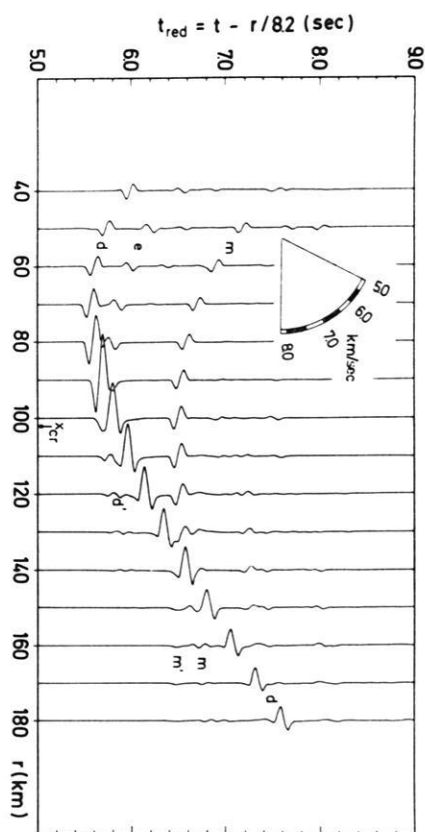
2.3 Low-velocity channel

The existence of low-velocity channels in the upper and lower crust as well as in the upper mantle has been proposed by several authors. It is the purpose of this section to study the dynamic properties of waves reflected by crustal structures which comprise a low-velocity channel. The four crustal models to be discussed are presented in Fig. 3 and denoted by I-IV. All four models incorporate a low-velocity channel EM and its lid DE .

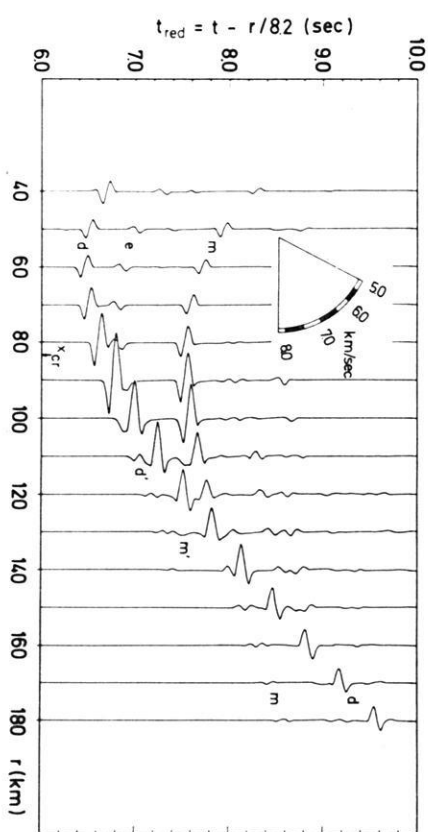
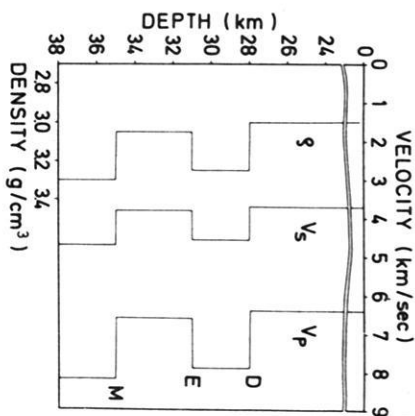
Fig. 2: The X -experiment. Three different types of transition layers DM produce quite similar reflected wave patterns. Top: linearly increasing velocities; middle: homogeneous layer; bottom: linearly decreasing velocities.

Fig. 3: The effect of a low-velocity channel.

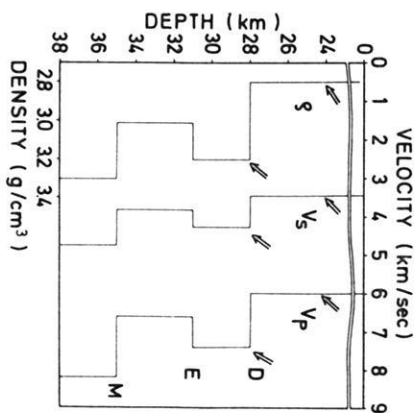
- I: High-speed lid ($V_p = 7.9$ km/s). II: Velocities in the upper half space and the lid have been reduced. III: Compared to II only V_s in the channel has been reduced. IV: Compared to II the homogeneous channel is replaced by a laminated zone.

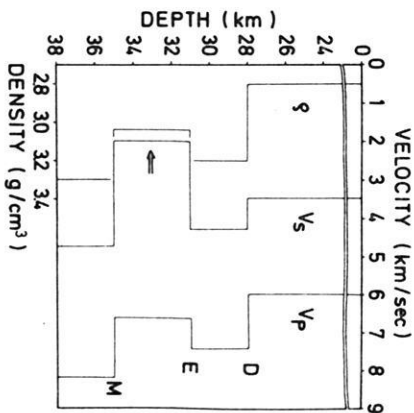
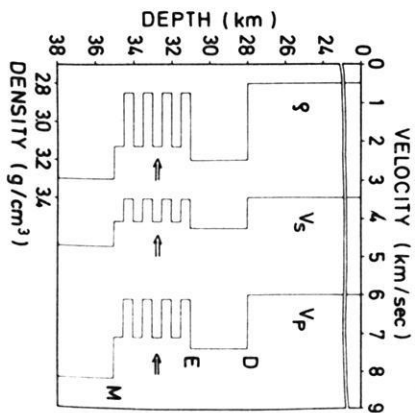
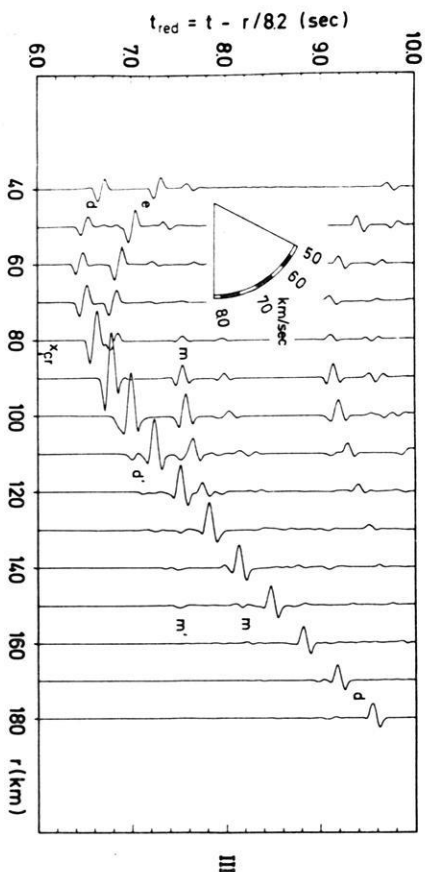
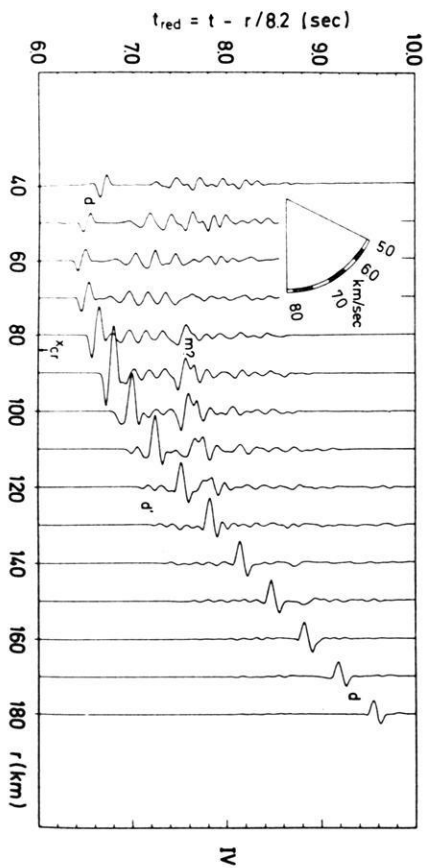


1



II





The main phases of the reflected wave field in **case I** are as follows: d is the reflection from the top D of the lid. The reversed sign of the reflection e from the bottom of the lid is caused by the negative sign of the reflection coefficient at E . The headwave d' from the lid of the channel begins to interfere with the reflection e at about 120 km. Beyond 140 km destructive interference prevents further observation of both phases.

The most striking feature of the reflection m from the bottom of the channel is the absence of an amplitude maximum in the vicinity of the critical distance at $x_{cr} = 103.0$ km. Furthermore, a very rapid decay of the m amplitudes must be noted at distances larger than about 130 km. The phase m can hardly be detected beyond 160 km. The amplitudes of the headwave m' from the lower halfspace are weaker as well.

In the absence of a low-velocity zone the reflection m usually forms a dominant phase and is often used to derive the velocity distribution at the crust-mantle boundary. If no attention is paid to the possibly weak amplitudes a false correlation with noise or other phases is very likely.

The low amplitudes must be attributed partly to strong geometrical spreading of the ray bundle caused by the rather high velocity in the lid of the channel. In the crustal **model II** the velocities and density of the upper halfspace and the lid of the channel have been reduced. The headwave d' travels with a velocity of 7.4 km/sec. Destructive interference with the reflection e causes the disappearance of the two phases at distances beyond 140 km.—The reflection m reaches an amplitude maximum which is slightly displaced to distances larger than critical. Beyond 130 km again a rapid decay of amplitudes renders the phase m to be not detectable on observed seismograms.

So far v_s was assumed to be $v_p / \sqrt{3}$, corresponding to a Poisson ratio of 0.25. Since we are concerned with the reflected P -field usually the choice of the S -velocities is not regarded as critical. In crustal **model III** only the velocity of the S -wave in the low velocity channel has been reduced to 2.0 km/sec. Such a reduction is caused by an increase in temperature. All other parameters remain as in **model II**. The record section contains some unexpected features:

- the amplitudes of the reflection m at distances smaller than critical have decreased strongly
- the reflection e from the bottom of the lid has considerably increased its amplitude and
- the reflection e has reversed its polarity which is now the same as that of the reflection d from the top of the lid
- the comparatively strong phases at a reduced time of about 9 sec are caused by P -waves which have traversed the channel twice as converted S -waves and returned to the surface as P -waves

The discussion of crustal **model III** demonstrates very clearly that the reflected P -waves may be considerably influenced by the S -wave velocities.

It has also been suggested that the low-velocity channels may contain a number of laminas with increased velocity as shown in **model IV**. What is the appearance of *P*-waves reflected from such a laminated channel? The most prominent feature are the strong reverberations following the reflections *e* and *m*. The reflection *m* is nearly completely masked by the reverberations.

2.4 The laminated transition zone

A laminated transition zone between crust and upper mantle has been proposed as explanation for anisotropy [MEISSNER 1967]. Also strong near vertical reflections of high frequency could be explained by such a structure of the crust-mantle boundary [FUCHS 1968a]. In this section it will be examined how a laminated transition zone will influence the reflected wave field.

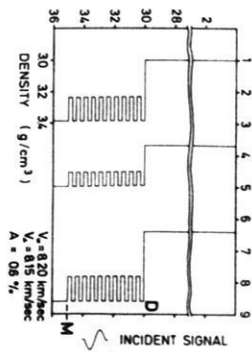
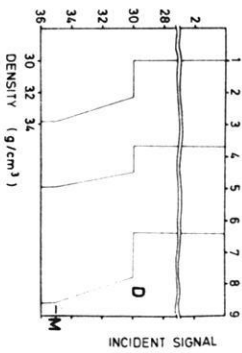
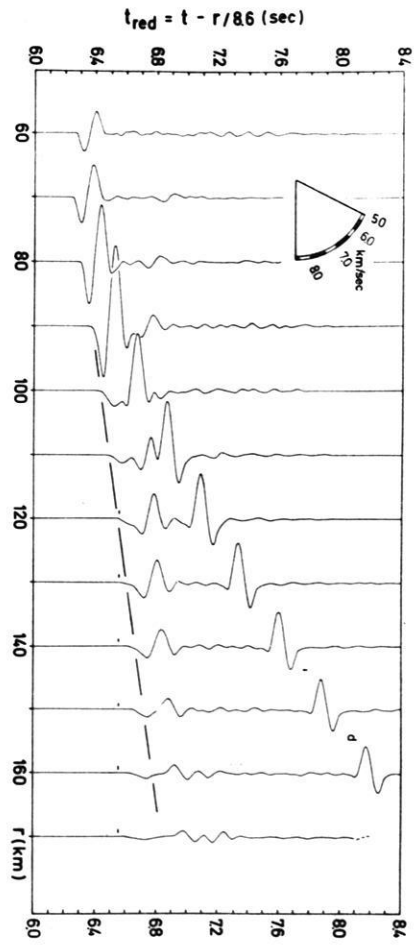
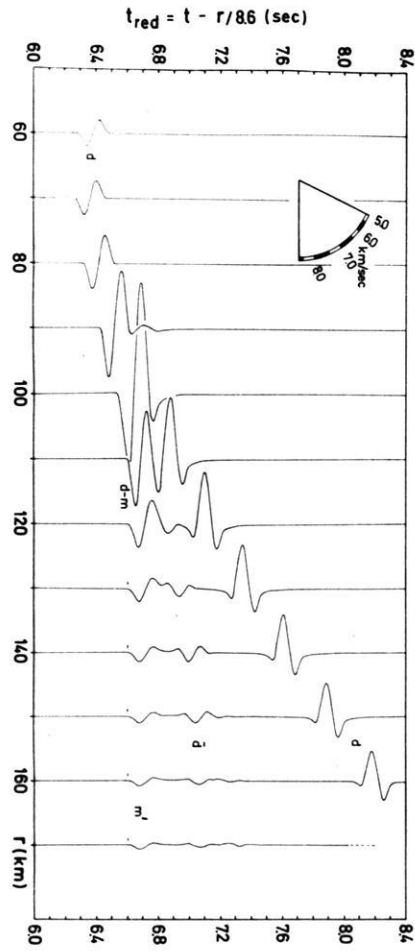
In Fig. 4 two crustal models with equal vertical transit time are compared. In the lower part of the figure the zone *DM* is formed by a transition layer in which V_p rises linearly from 7.8 to 8.6 km/sec. At *D* the velocity increases discontinuously from 6.4 to 7.8 km/sec.

The laminated transition zone in the top part of Fig. 4 consists of 10 high velocity layers ($V_p = 8.6$ km/sec) and 10 low velocity layers ($V_p = 7.8$ km/sec) of thickness 250 m in alternating order.

The record section of the linear transition zone displays the same features as that of Fig. 1 (top part). It has already been discussed in detail. The clear onset of the headwave *m'* from the lower halfspace should be noted for comparison with the top part of Fig. 4. It coincides very closely with the theoretical arrival time marked by small dashes. The other phases *d*, *d-m* and \bar{d} have the same origin as discussed in Fig. 1.

Turning to the record section of the laminated transition zone it is most surprising that practically no energy arrives as headwave from the lower halfspace. Instead, a strong phase is observed with no definite beginning. Its group velocity is estimated to about 8.2–8.3 km/sec. This wave train is strongly dispersed. Its dispersion is not caused by the finite thickness of the laminas. Decreasing their thickness to 125 m and doubling their number do not change essentially the record section. The dispersion is caused by the whole laminated transition zone *DM* of thickness 5 km. This zone can be regarded as a transversely anisotropic plate between two isotropic halfspaces. The dispersed wave train is a kind of plate wave. An analysis in terms of travel times does not seem to be appropriate for this kind of wave propagation which may be regarded as a leaking mode.

According to BREKHOVSKIKH [1960] the velocity parallel and vertical to the lamination of an infinitely periodic structure is $V_{\parallel} = 8.2$ and $V_{\perp} = 8.15$ km/sec, respectively. The factor of anisotropy is $A = 2(V_{\parallel} - V_{\perp})/(V_{\parallel} + V_{\perp}) = 0.6\%$, only. This is a very modest amount of anisotropy compared to 10% or 20% which has been proposed for the upper mantle. Even such a small amount as 0.6% very strongly affects the record section. The phase *d* reflected from the top *D* of the laminated plate is practically not influenced by the transition zone showing only very weak reverberations.



In Fig. 5 the factor of anisotropy is increased to 6.6% (top part) and 21.9% (bottom part). The duration of the response of the transition zone is increased considerably in both cases by strong reverberations.

In the top part of the figure we find some indications for a phase m reflected from the bottom M of the laminated zone. It merges into the dispersed plate wave described earlier.—In the bottom part of Fig. 5 the strong anisotropy has been achieved by a strong decrease of V_s in the low-velocity lamellas. Partial melting in these laminas could be responsible. Now the response time of the transition zone is longer than 5 sec. The only phase which can be identified with certainty is the reflection d from the top of the transition zone. The other phases should be better analyzed in terms of leaking modes than in terms of travel times of body waves. For comparison the travel time curve for a hypothetical phase m' —head wave from the laminated crust-mantle transition—with a velocity $V_m = 7.27$ km/sec is indicated by the dashed line. No arrival of energy can be detected along this line.

The numerical experiments on wave propagation in laminated media are far from complete. However, they have indicated already that even in the case of modest anisotropy of 0.6% an analysis in terms of travel times is questionable. For the stronger anisotropy cited in the literature it seems highly unlikely that it could have been detected by a travel time analysis.

3. Construction of seismic models


The original seismic observations are the seismograms at various distances from the source. These observations must be inverted into models of the earth's interior. The inversion technique commonly used is demonstrated in the top part of Fig. 6. The most important step during this inversion is a process termed correlation by which corresponding seismic phases are identified and their travel times determined. These travel times $T(\Delta)$ and/or their derivatives $dT/d\Delta$ as a function of distance are often taken as the original observations. There are several methods of inverting these 'observed' parameters into the parameters of the model, e.g. distribution of P and S -velocities and density.

In most methods the final model is not derived directly. Instead, a working model as a first estimate is improved by the iteration indicated in the figure: the theoretical

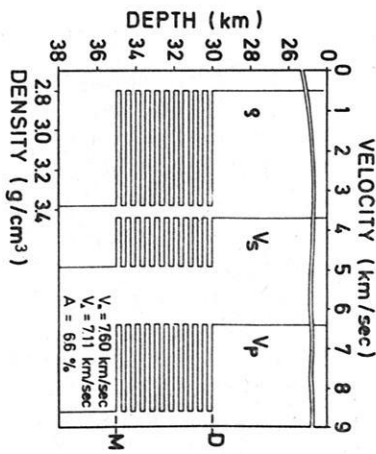
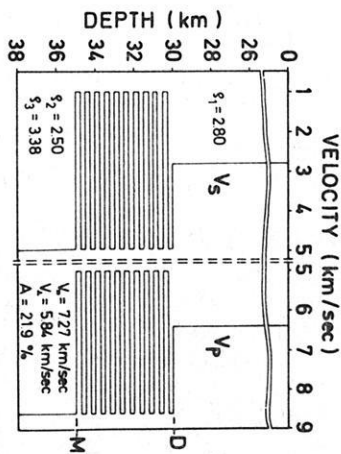
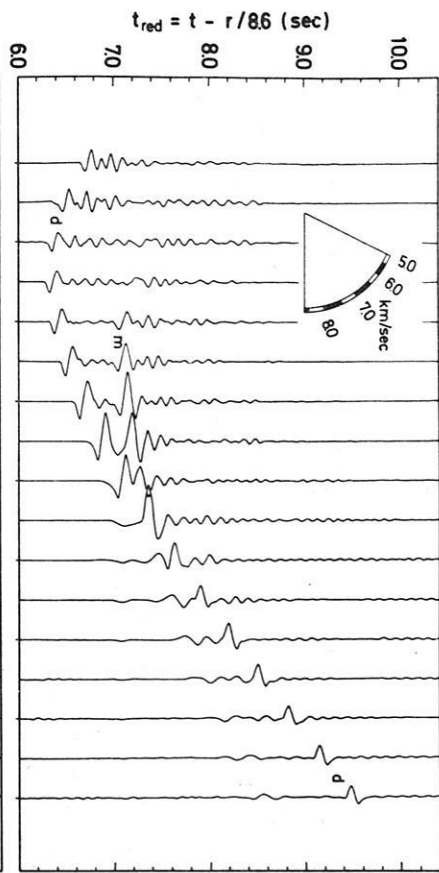
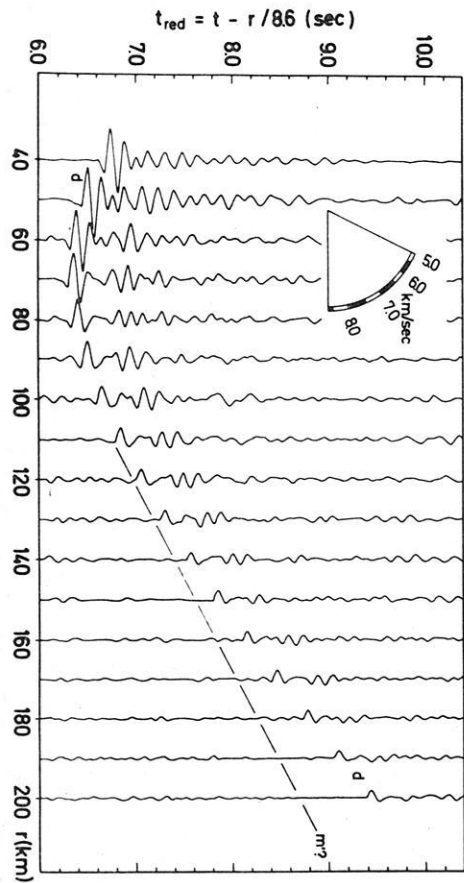
Fig. 4: Comparison of linear with laminated transition zone of equal vertical transit time.

Top: Laminated transition zone of high ($V_p = 8.6$ km/s) and low velocity ($V_p = 7.8$ km/s). Thickness of single lamina 250 m. This medium corresponds to a transversely isotropic layer with a factor of anisotropy of 0.6%.

Bottom: Linear transition zone below first-order discontinuity (see Figure 1, top).

Fig. 5: Effect of anisotropic transition layers. The laminated transition zone corresponds to a transversely isotropic layer. 

Top: Factor of anisotropy 6.6%. Bottom: 21.9% anisotropy.



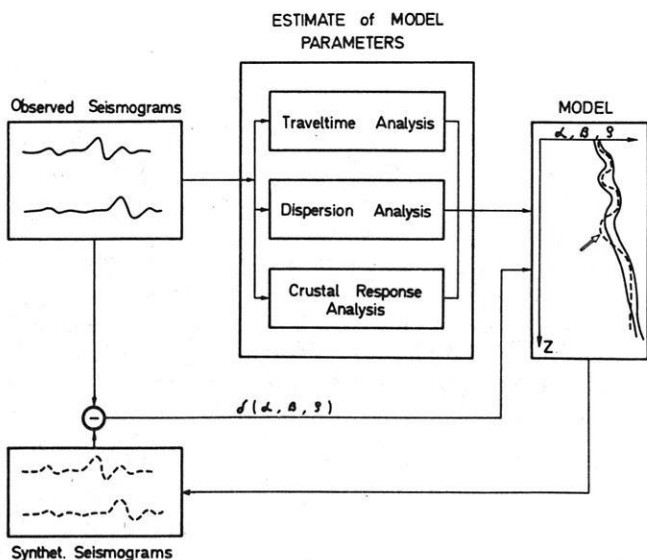
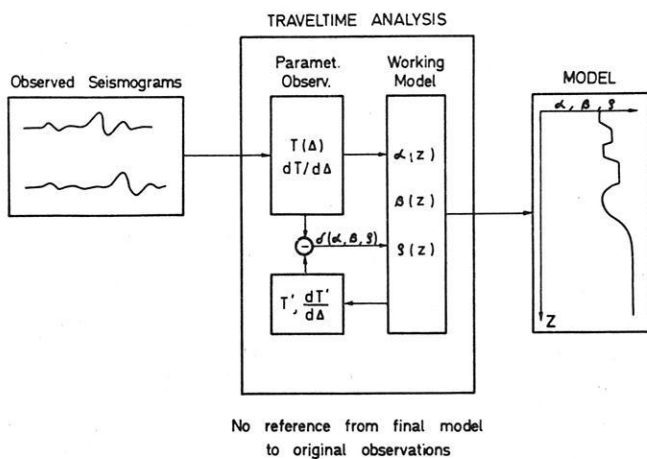


Fig. 6: The construction of seismic models from observed seismograms.

Top: The original observations are never referred to, once the correlation of seismic phases is completed.

Bottom: Synthetic seismograms as a link between original observations and seismic model.

parameters T' and/or $dT'/d\lambda$, computed for the working model, are compared with the 'observed' parameters. The residuals are used to correct the working model until they become small enough. As soon as the 'observed' parameters sufficiently match the computed ones, the working model is considered as the final model compatible with the so-called observations.

It should be noted, however, that the original observations—the seismograms—are never referred to, once the correlation of seismic phases has been completed. A correlation error may never be detected if a model with sufficiently small residuals is derived.

The study of synthetic seismograms presented in this paper has revealed three major sources of errors during the process of correlation:

- strong reverberations—like phase \bar{d} in Fig. 1 and 4—may be taken as separate branches of the travel time curve
- a rapid decay of amplitudes along a certain branch—like m in Fig. 3—may lead to a false continuation of the correlation either with noise or irrelevant signals
- for strongly dispersed phases a distinct arrival is hard to identify—e.g. propagation in laminated media Fig. 4 and 5—misreadings in time are very likely.

Within the inversion scheme in the top part of Fig. 5 false correlations may never be detected although the model residuals are vanishing. The iteration process ends in a vicious circle detached from the original observations.

A better guarantee that the final model is compatible with the observed seismograms is obtained by a comparison of observed and synthetic seismograms. It is proposed, therefore, that the inversion of seismic observations into models of the earth's interior proceeds as indicated in the lower part of Fig. 6. The travel time analysis of the observed seismograms is used to estimate the parameters of the crustal model (dashed line). This estimate should be supplemented by dispersion analysis of normal and leaking modes and a crustal response study [BONJER, FUCHS, and WOHLBERG 1969]. The model corrections $\delta(x, \beta, \rho)$ are then obtained from a comparison of observed and synthetic seismograms. The final model is established by iteration if the residuals become sufficiently small. There is not only one model compatible with the observed seismograms but rather a range of models. It is indicated in the figure that the first estimate may be partly outside of this range.

4. Conclusions

It was the purpose of this communication to present some examples of complete synthetic seismograms for some recently proposed crustal models. It is shown that the fine structure of these vertically inhomogeneous models considerably affects the dynamic characteristics of the reflected wave field, causing secondary phases not to be explained by ray optics, rapid decay of amplitudes and strong dispersion. The distribu-

tion of *S*-wave velocities may notably influence the dynamic properties of the reflected *P*-waves. In some cases it may become necessary to replace the analysis in terms of travel times by a dispersion analysis of leaking modes.

The consideration of the dynamic parameters puts sharper limits on crust and upper mantle models than the analysis of the kinematic parameters alone. In view of the present study it is most likely that attempts to determine the fine structure of crustal models from a travel time analysis have been too optimistic in the past. It is recommended that crustal models derived from travel times should be verified and improved with the aid of synthetic seismograms before detailed conclusions are drawn on the mineralogic and geologic properties of the crust and upper mantle. It is quite possible that in the future seismic models may become less accurate but more reliable.

A new iterative scheme for the inversion of seismic observations into model parameters of the earth's interior is proposed where the derived model is directly referred to the original observations by means of synthetic seismograms.

5. Acknowledgements

The author is indebted to Prof. STEPHAN MÜLLER and Dr. G. MÜLLER for fruitful discussions. Dr. PRODEHL critically read the manuscript. This work is sponsored by the Deutsche Forschungsgemeinschaft. Computing facilities were made available partly at the Deutsches Rechenzentrum Darmstadt and partly at the Gesellschaft für Kernforschung Karlsruhe.

References

- AKI, K.: Seismological evidences for the existence of soft thin layers in the upper mantle under Japan. *J. Geophys. Res.* 73 (2), 585—594, 1968
- BREKHOVSKIKH, L. M.: *Waves in layered media*, Transl. by D. Liebermann. Acad. Press, New York, 561 p., 1960
- FUCHS, K.: Die Reflexion von Kugelwellen an inhomogenen Übergangszonen mit beliebiger Tiefenverteilung der elastischen Moduln und der Dichte. *Habilitationsschrift*, Universität Karlsruhe, 136 p., 1968a
- : The reflection of spherical waves from transition zones with arbitrary depth-dependent elastic moduli and density. *J. Phys. Earth* 16, Spec. Iss., 1968b
- : On the properties of deep crustal reflectors. *Z. Geophys.* 35, 133—149, 1969a
- : The method of stationary phase as a diagnostic aid in estimating the field pattern of body waves reflected from transition zones. *Z. Geophys.* 35, 431—435, 1969b
- FUCHS, K., and M. LANDISMAN: Detailed crustal investigation along a North-South section through the central part of Western Germany, *AGU Monogr. Ser.* 10, 433—452, 1966

GIESE, P.: Versuch einer Gliederung der Erdkruste im nördlichen Alpenvorland, in den Ostalpen und in Teilen der Westalpen mit Hilfe charakteristischer Refraktionslaufzeitkurven, sowie eine geologische Deutung. Habilitationsschrift, Freie Universität Berlin, 1966

—: The structure of the earth's crust in central Europe. 10th Gener. Ass. Europ. Seism. Comm., Leningrad, 30 p., 1968

LANDISMAN, M., and ST. MÜLLER: Seismic studies of the earth's crust in continents, 2. Analysis of wave propagation in continents and adjacent. *Geophys. J.* 10, 539—548, 1966

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. Geophys.* 76, 211—254 and 295—314, 1967

MÜLLER, ST., and M. LANDISMAN: Seismic studies of the earth's crust in continents; part I: evidence for a low-velocity zone in the upper part of the lithosphere. *Geophys. J.* 10, 525 to 538, 1966

Auswertung seeseismischer Messungen mit einer digitalen Methode unter Anwendung der Theorie der Schallwellenausbreitung im Flachwasser

Evaluation of Marine Seismic Data Using a Digital Method and Shallow Water Sound Propagation Theory

Von R. KIND, Hamburg¹⁾

Eingegangen am 18. März 1970

Zusammenfassung: Ein Schichtenmodell in der westlichen Ostsee wird aus Refraktions- und Sparkermessungen, Wasserschallgeschwindigkeitsmessungen und einer Dispersionsanalyse des Wasserschalles berechnet. Die konventionelle Korrelation der Laufzeitkurven wird durch Experimente mit einer digitalen Korrelationsmethode gestützt und ergänzt. Durch Autokorrelationen werden Blubbererscheinungen deutlicher sichtbar gemacht. Mit Hilfe der Dispersionsanalyse des Wasserschalles werden im Bereich von 90—450 Hz die Dispersionskurven mehrerer modes beobachtet. *Die beobachteten Dispersionskurven lassen sich nur durch ein Modell einer flüssigen Schicht über einem flüssigen Halbraum erklären.* Die Geschwindigkeit im Meeresboden, die nicht refraktionsseismisch beobachtet ist, wurde mit dieser Methode bestimmt. Es werden synthetische Flachwasserseismogramme entsprechend der Theorie der modes berechnet und diskutiert.

Summary: A model of layers in the western Baltic Sea is computed from refraction and sparker observations, measurements of sound velocity in the water, and a dispersion analysis. A digital correlation method clarifies the conventional correlation of the travel time curves. Bubble pulses are made more evident by autocorrelations. Dispersion curves of several modes are observed in the domain from 90 to 450 cps by the dispersion analysis of the water wave. *This observed dispersion curves can only be explained by assuming a model of a liquid layer over a liquid half space.* The velocity in the first layer of the sea floor, which is not observed by refraction records, is determined by this method. Synthetic shallow water seismograms, computed by the mode theory, are also discussed.

1. Einleitung

Die Auswertung refraktionsseismischer Messungen auf See unterscheidet sich im Bereich tieferer Horizonte kaum von der Auswertung solcher Messungen auf dem Festland. Auch hier ist die Korrelation der Laufzeitkurven das wichtigste Problem. Durch den Einsatz von Rechenanlagen ist es wesentlich erleichtert worden, nach exakteren Kriterien für die Korrelation von Laufzeitkurven zu suchen. Es ist bekannt,

¹⁾ Dr. RAINER KIND, Institut für die Physik des Erdkörpers, 2 Hamburg 13, Binderstr. 22.

daß die konventionelle Korrelation durch eine geeignete Wahl der Reduktionsgeschwindigkeit der Seismogramm-Montage deutlicher wird. Von dieser Idee ausgehend, wird in dieser Arbeit durch schrittweise Vorgabe von Reduktionsgeschwindigkeiten eine digitale Korrelation der geführten Wellen auf einer Rechenanlage versucht.

Bei allen seeseismischen Messungen macht sich der Einfluß der Wasserschicht in weit stärkerem Maße bemerkbar, als das bei der obersten Schicht in der Landseismik der Fall ist. Deshalb muß der Schallwellenausbreitung im Meer besondere Aufmerksamkeit geschenkt werden. In dieser Arbeit wird nur die Flachwassertheorie der Schallwellenausbreitung im Meer behandelt, d. h. es werden nur solche Wellen betrachtet, deren Wellenlänge von gleicher Größenordnung wie die Wassertiefe ist. Das Problem der Wellenausbreitung in einer flüssigen Schicht über einem flüssigen Halbraum wird von vielen Autoren behandelt. In diesem Zusammenhang müssen Autoren, um nur die wichtigsten zu nennen, wie PEKERIS [1948], EWING, JADETZKY und PRESS [1957], OFFICER [1958], BREKOVSKIKH [1960] und TOLSTOY [1966] erwähnt werden. Der wichtigste Teil der Lösung ist der in der englischsprachigen Literatur als "normal mode theory" bezeichnete Teil. Er soll hier Theorie der "modes" genannt werden. Es werden synthetische Seismogramme entsprechend dieser Theorie, die in der bisherigen Literatur nur sehr spärlich zu finden waren, berechnet und diskutiert.

Die schwierigste Frage ist die Feststellung von Gemeinsamkeiten zwischen beobachteten und synthetischen Seismogrammen, d. h. inwieweit sich die Schallwellenausbreitung im Meer mit der Theorie der modes beschreiben läßt. Der Phänotyp der beobachteten und berechneten Seismogramme allein dürfte nicht ausreichen. In dieser Arbeit wurde diese Übereinstimmung an Hand der Dispersionskurven geprüft. Das ist aber nur eine von vielen Möglichkeiten. Dazu muß eine Methode gefunden werden, Dispersionskurven in Seismogrammen sichtbar zu machen. Diese Frage wird ebenfalls von vielen Autoren behandelt. PEKERIS [1948] hat gute Ergebnisse durch Auszählen der Extreme erhalten. EWING, MUELLER, LANDISMAN und SATO [1959] haben ebenfalls gute Ergebnisse mit einem Schallspektrographen erhalten. In neuerer Zeit haben BLOCH und HALES [1968] und DZIEWONSKI, BLOCH und LANDISMAN [1969] sehr erfolgreich mit digitalen Methoden Dispersionsanalysen durchgeführt. An dieser Stelle wird eine Dispersionsanalyse mit einer digitalen Filtermethode im Zeitbereich versucht. KERTZ [1965] gibt ein digitales Filterverfahren an, mit dem er sehr gute Ergebnisse bei der Dispersionsanalyse von Luftdruckregistrierungen erzielt hat. Dieses Filterverfahren hat sich bei der Dispersionsanalyse von berechneten und beobachteten Seismogrammen bestens bewährt.

Das beobachtete Seismogramm kann als das Ergebnis einer Faltung des Schußimpulses mit der Übertragungsfunktion aller Schichten, die von den elastischen Wellen durchlaufen werden, betrachtet werden. Hat man Übereinstimmung zwischen den beobachteten und den synthetischen Seismogrammen festgestellt, so ist der Teil der Übertragungsfunktion, der aus der Wasserschicht und ihrem unmittelbaren Untergrund besteht, bekannt. Mit Hilfe einer Dekonvolution des beobachteten Seismogramms mit dem entsprechenden synthetischen Seismogramm kann nun, wenigstens

im Prinzip, versucht werden, den Einfluß der Wasserschicht rückgängig zu machen. Ergebnis einer solchen Methode sollte, neben dem Schußimpuls, eine klarere Herausstellung der restlichen Teile der Übertragungsfunktion sein. ROBINSON [1967a, b] hat Methoden für eine näherungsweise Durchführung der Dekonvolution beschrieben und Programme für Rechenanlagen angegeben. Mit diesen Programmen konnte bis zu diesem Zeitpunkt allerdings noch kein Erfolg erzielt werden.

2. Die Messungen

Die Messungen wurden vom 6. 3. bis 9. 3. 1968 vom Institut für die Physik des Erdkörpers der Universität Hamburg in der Ostsee auf dem Forschungsschiff „Planet“ durchgeführt. Sie fanden südöstlich von Schleimünde statt. In Abb. 1 ist ein Lageplan des Meßgebietes dargestellt. Folgende Messungen wurden durchgeführt:

1. Wasserschallgeschwindigkeitsmessungen. Das Prinzip der Sonde haben GREENSPAN und TSCHIEGG [1957] angegeben.
2. Sparkermessungen.
3. Echolotmessungen.
4. Refraktionsseismische Messungen.

Bei diesen Messungen wurden 19 Ladungen von jeweils 200 g TNT in 3 m Wassertiefe auf den in Abb. 1 eingetragenen Schußpositionen 45 bis 63 abgeschossen. Auf den Bojenpositionen N 3 und S befanden sich jeweils zwei übereinanderhängende Hydrophone, von denen die Schüsse per Funk mit Trägerfrequenzen von 1,6 und 6,7 kHz zum Registrierschiff übertragen und dort auf Tonband registriert wurden. Bei Boje N 3 befand sich ein Hydrophon (Träger 6,7 kHz) in 4 m und das andere (Träger 1,6 kHz) in 12 m Höhe über dem Meeresboden. Bei Boje S befand sich ein Hydrophon (Träger 1,6 kHz) in 8 m und das andere (Träger 6,7 kHz) in 16 m Höhe über dem Meeresboden. Die Entfernungen wurden aus dem Wasserschalleinsatz und mit Hilfe der Deccapositionen von Schuß und Boje bestimmt. Sämtliche Schüsse wurden mit Hilfe einer Rechenanlage CDC 1700 digitalisiert. Die meisten Abbildungen dieser Arbeit wurden mit einem ZUSE-Graphomaten Z 64 gezeichnet.

3. Die Auswertung der Meßergebnisse

1. Eine konventionelle Auswertung der Refraktionsmessungen

Die Schallgeschwindigkeitsmessungen im Wasser sowie die Sparker- und Echolotmessungen wurden im Zusammenhang mit den Refraktionsmessungen ausgewertet. Bis einige Meter über dem Meeresboden wurde eine Geschwindigkeit von ca. 1,428 km/s beobachtet, direkt am Meeresboden betrug die Geschwindigkeit ca. 1,432 km/s. Eine gerundete Wasserschallgeschwindigkeit von 1,43 km/s hat sich als ausreichend für die Entfernungsbestimmung, die Dispersionsanalysen und die Tiefenberechnungen herausgestellt. Mit dem Sparker wurden zwei Horizonte beobachtet.

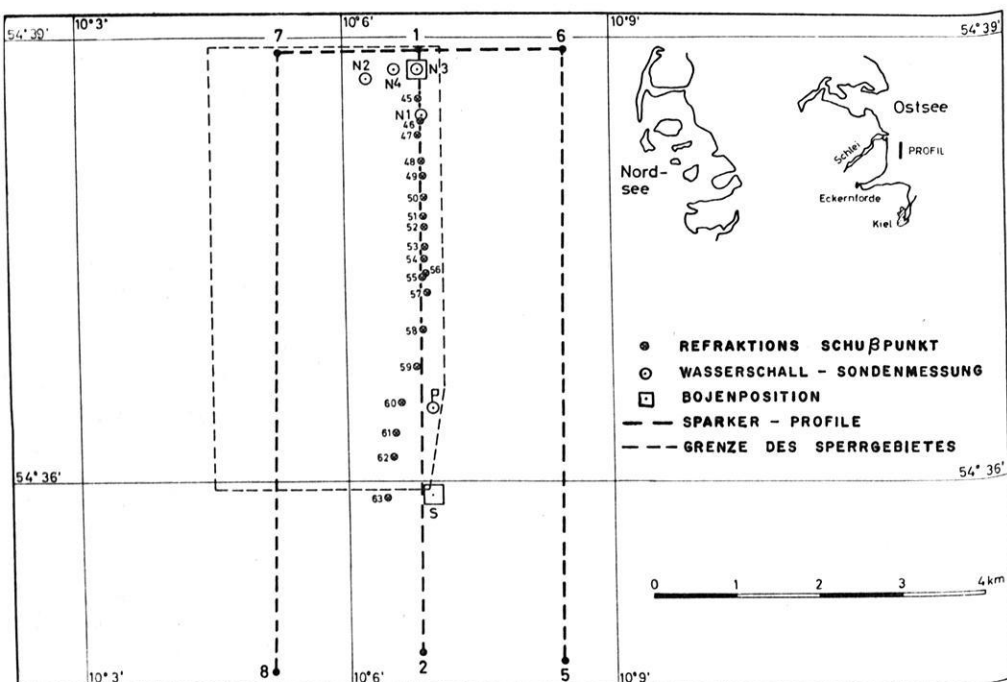


Abb. 1: Lageplan. — Location map.

Sie wurden A und B genannt und hatten doppelte Laufzeiten von ca. 25 und 50 ms. Es war klar zu erkennen, daß B keine doppelte Reflexion von A war. Der Echolot-horizont E stimmte mit dem Sparkerhorizont A überein. Die gemittelte Tiefe dieser Horizonte betrug ca. 20 m. In Abb. 2 sind die Seismogramm-Montagen eines Hydrophones von Boje S (Träger 6,7 kHz) und eines Hydrophones von Boje N 3 (Träger 1,6 kHz) sowie die Autokorrelationen der Seismogramme von Boje S dargestellt. Die Seismogramme wurden am Beginn der Wasserschalleinsätze abgeschnitten. Die Amplituden sind normiert. Die Reduktionsgeschwindigkeiten sind 2,20 und 1,92 km/s. Es wurde nur eine Hälfte der symmetrischen Autokorrelationen gezeichnet. Die Autokorrelationen machen die Blubberperiode von 0,14 s deutlich sichtbar. In den beiden Seismogramm-Montagen wurden jeweils drei Laufzeitgeraden korreliert. In der folgenden Tabelle sind die Geschwindigkeiten und Interzeptzeiten zusammengestellt:

Refraktor	α	β	γ	α_1	β_1	γ_1
Geschwindigkeit (km/s)	2,00	3,09	1,80	1,96	2,52	1,78
Interzeptzeit (s)	0,11	0,66	0,02	0,10	0,37	0,02
	Boje S			Boje N3		

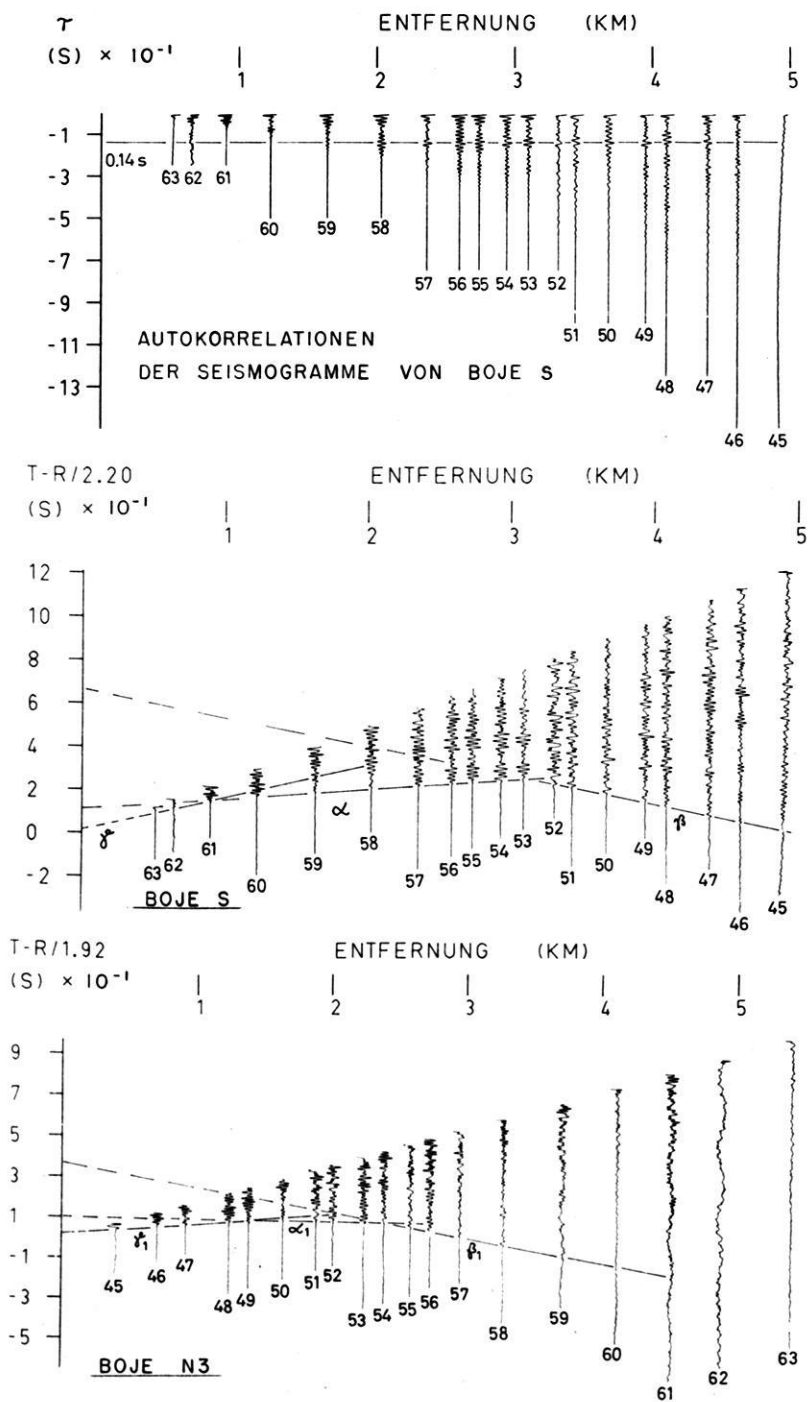


Abb. 2: Seismogrammbeispiele und Autokorrelationen.
Examples of seismograms and autocorrelations.

Wie ein Vergleich der Geschwindigkeiten und Interzeptzeiten ergibt, scheinen die Laufzeitkurven α und α_1 sowie γ und γ_1 jeweils von der gleichen Unstetigkeitsfläche zu stammen, die beide näherungsweise als horizontal angesehen werden können. Die Gegenzeiten von β und β_1 stimmen überein, so daß angenommen werden kann, daß sie vom gleichen Horizont stammen und daß dieser nach Norden abfällt. Die Tiefenberechnung geschieht wie üblich über die Geschwindigkeiten und Interzeptzeiten aus den bekannten Strahlengleichungen. Dabei muß für die oberen Schichten folgendes berücksichtigt werden: Die oberste Schicht ist die 20 m mächtige Wasserschicht mit

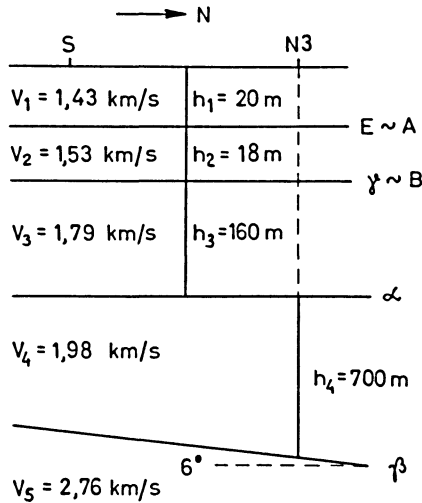


Abb. 3: Schematische Darstellung des berechneten Geschwindigkeits- und Tiefenmodells (nicht maßstabsgetreu).

Schematic presentation of the computed velocity and depth model (not to scale).

einer Wellengeschwindigkeit von 1,43 km/s. Der Meeresboden wurde nicht als Refraktor beobachtet. Der Horizont γ ist die Unterkante der Schicht unter dem Meeresboden. Für diese Schicht folgt aus Dispersionsuntersuchungen, auf die später eingegangen wird, eine Geschwindigkeit von 1,54 km/s. Der Horizont γ scheint mit dem Sparkerhorizont B identisch zu sein. Aus allen diesen Messungen folgt für den Horizont γ eine gemittelte Tiefe von 18 m unter dem Meeresboden. In Abb. 3 ist das aus den Refraktionsmessungen resultierende Modell schematisch dargestellt.

2. Die digitale Korrelation

Das Problem einer Kreuzkorrelation aller Seismogramme eines Profils wurde als eine Erweiterung der normalen Kreuzkorrelation zweier Seismogramme betrachtet. Bei der Kreuzkorrelation zweier Zeitreihen schiebt man, anschaulich gesprochen, eine

Reihe über die andere und multipliziert bei jeder Verschiebung die übereinander befindlichen Werte und summiert diese Produkte. Hat man mehr als zwei Zeitreihen, so kann das gleiche Verfahren bei allen möglichen gegenseitigen Verschiebungen aller Seismogramme angewandt werden. Das Ergebnis ist eine Kreuzkorrelationsfunktion in Abhängigkeit von der gegenseitigen Verschiebung aller Zeitreihen. Dieses Verfahren erscheint jedoch sehr zeitraubend und unübersichtlich. Deshalb wurden nur solche gegenseitigen Verschiebungen aller Seismogramme verwandt, die einer Reduktionsgeschwindigkeit der Seismogramm-Montage entsprechen. Die Argumente einer solchen Kreuzkorrelationsfunktion sind dann also Reduktionsgeschwindigkeiten und nicht die Verschiebungen selbst. Diese Reduktionsgeschwindigkeiten sollen zur besseren Unterscheidung „Korrelationsgeschwindigkeiten“ genannt werden. Bei der praktischen Durchführung dieser Methode wurde ein fester Zeitabschnitt eines Seismogrammes mit Zeitabschnitten anderer Seismogramme, die von der Entfernung und der Korrelationsgeschwindigkeit abhängen, korreliert. Es wurden jedoch nur Seismogramme in größerer Entfernung als die des betrachteten Seismogrammes benutzt. Dieser Sachverhalt kann in folgenden Gleichungen ausgedrückt werden. Als Symbole werden benutzt:

n Anzahl der Seismogramme

m Anzahl der digitalen Werte des betrachteten Seismogrammstückes

Δt Zeitabstand der digitalen Werte

v vorgegebene Korrelationsgeschwindigkeit

R_i $i = 1 \dots n$

Schußpunktentfernungen für die einzelnen Seismogramme

$X_{i,j}$ $i = 1 \dots n$

$j = 1 \dots m$

die digitalen Werte aller Seismogramme

$P(v)$ die gesuchte Korrelationsfunktion in Abhängigkeit von der unabhängigen Variablen v

$P(v)$ wurde dann über folgende Gleichung bestimmt

$$P(v) = \sum_{j=1}^m M_j(v)$$

wobei gilt

$$M_j(v) = \prod_{i=1}^n X_{i, j-k}$$

mit $k = [(R_i - R_1)/(v \cdot \Delta t)]$. Die eckigen Klammern bedeuten die Entierfunktion.

Der Ausdruck unter der Entierfunktion bewirkt die Verschiebung der einzelnen Seismogramme entsprechend der Korrelationsgeschwindigkeit und Entfernung. Von den R_t wird jeweils R_1 , die Entfernung des festgehaltenen Seismogrammes, abgezogen. Das bewirkt, daß immer das gleiche Stück dieses Seismogrammes mit allen anderen korreliert wird. Ein Nachteil bei dieser Methode ist, daß das betrachtete Seismogramm

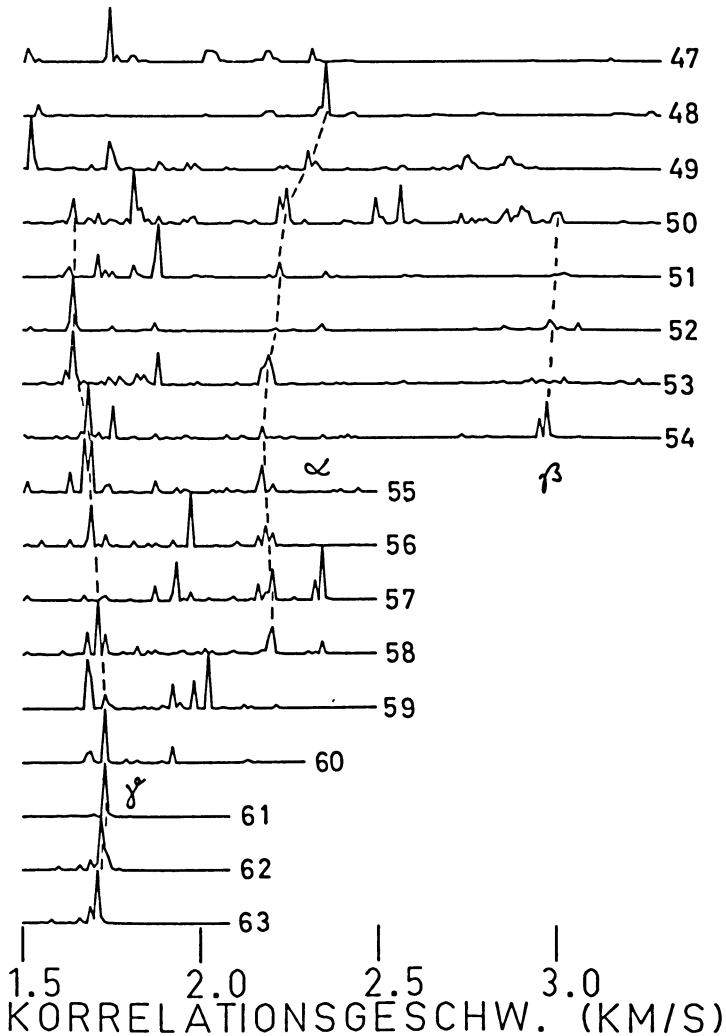


Abb. 4: Digitale Korrelation der Seismogramme von Boje S.

Digital correlation of the seismograms at buoy S.

gewissermaßen nach Geraden, d. h. konstanten Scheingeschwindigkeiten, mit den anderen Seismogrammen korreliert wird. Es wurde versucht, diesen Nachteil auszugleichen, indem auf diese Weise die meisten Seismogramme nacheinander mit allen anderen korreliert wurden. Die Ergebnisse dieser Methode sind für die Seismogramme von Boje S in Abb. 2 in Abb. 4 dargestellt. In dieser Abbildung sind nicht die Korrelationsfunktionen selbst, sondern ihre Beträge eingezeichnet. Da mit wachsender Entfernung immer weniger Seismogramme korreliert wurden, stieg der Störpegel an. Um dieses etwas zu unterdrücken, wurde mit einem mit der Entfernung wachsenden Exponenten potenziert. Eine Verbesserung dieser Korrelationsmethode, bei der die Seismogramme in kleineren Entfernungen nicht mehr weggelassen werden, ist in Arbeit. In Abb. 4 sind deutlich drei Aneinanderreihungen von Maxima zu erkennen, die wie die konventionell beobachteten Horizonte mit α , β , γ bezeichnet wurden. Die Beträge der Geschwindigkeiten der konventionell beobachteten und der digital ermittelten Horizonte stimmen nicht gut überein; z. B. wurde für den Horizont α mit der konventionellen Methode 2,00 km/s und mit der digitalen Methode ca. 2,20 km/s erhalten. Trotzdem sind diese Horizonte wahrscheinlich identisch. Die Unterschiede sollen an Hand der Abb. 5 erläutert werden. Diese Abbildung ist ein Ausschnitt der Abb. 2. Die Reduktionsgeschwindigkeit ist in dieser Montage 2,2 km/s. Die Verbindungslinie der Ersteinsätze ergibt eine Geschwindigkeit von 2,00 km/s. Deutlich ist zu erkennen, daß sich die Hauptphasen in der ersten Wellengruppe senkrecht übereinander befinden. Die beste Korrelation ergibt sich in diesem Fall also nicht bei der Geschwindigkeit der Ersteinsätze als Korrelationsgeschwindigkeit, sondern bei einer Geschwindigkeit, die bestimmte Phasen so verschiebt, daß sie sich senkrecht übereinander befinden. Mit dieser Methode wird also nicht in jedem Fall die Gruppen-

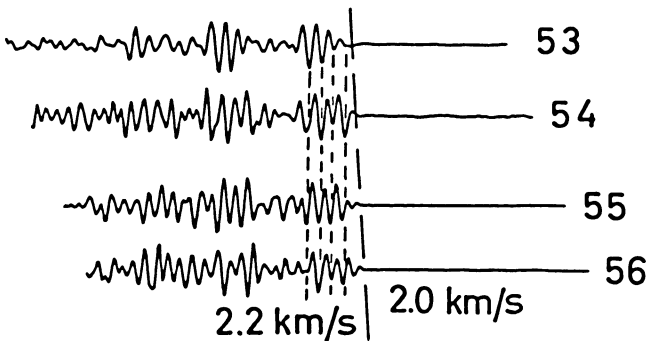


Abb. 5: Ausschnitt aus Abb. 2, Boje S. Bei einer Reduktionsgeschwindigkeit von 2,2 km/s befinden sich die Hauptphasen senkrecht übereinander, wogegen die Ersteinsätze eine Geschwindigkeit von 2,0 km/s ergeben.

Section from Fig. 2, buoy S. The main phases are lined up on vertical lines by reducing with a velocity of 2.2 km/s whereas a velocity of 2.0 km/s is obtained from the first arrivals.

geschwindigkeit gemessen. Gute Ergebnisse scheint diese Methode dagegen zu erzielen bei der Zerlegung der Laufzeitkurve in einzelne Horizonte und bei der Weiterverfolgung von späteren Einsätzen.

3. Die Dispersionsanalyse des Wasserschalls

Nach der Theorie der modes wurden synthetische Seismogramme berechnet. Eine Übereinstimmung zwischen den synthetischen und den beobachteten Seismogrammen müßte an Hand der Entfernungs- und Tiefenabhängigkeit und der Form der Dispersionskurven geprüft werden. Alle diese Begriffe werden im letzten Teil dieser Arbeit

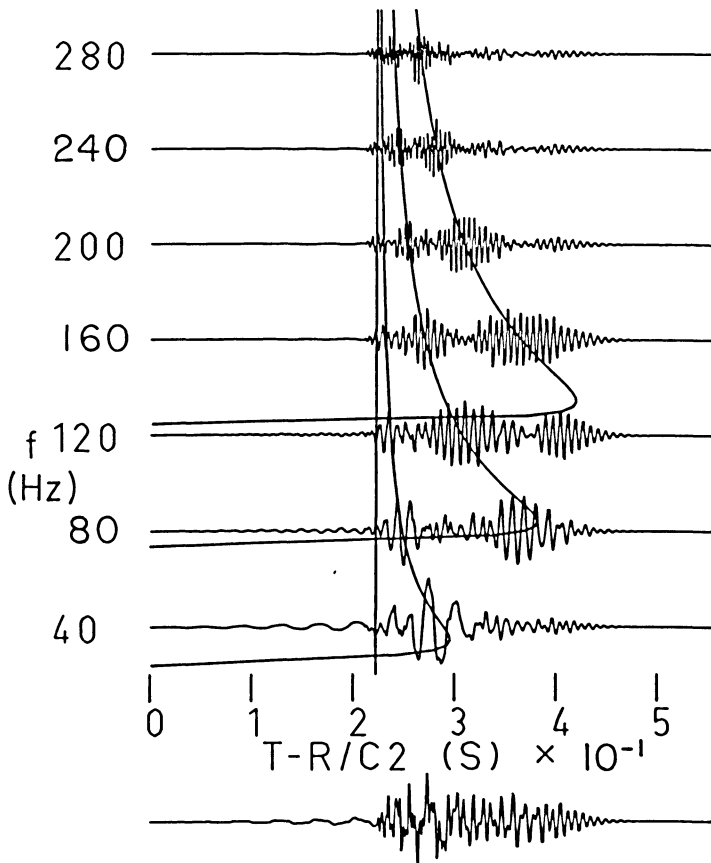


Abb. 6: Dispersionsanalyse eines synthetischen Seismogrammes.

Dispersion analysis of a synthetic seismogram.

erklärt und diskutiert. Hier sollen zur Prüfung dieser Übereinstimmung nur die Dispersionskurven herangezogen werden. Das Filterverfahren von KERTZ [1965] dient zur Feststellung der Dispersionskurven in den Seismogrammen. Zu Testzwecken ist mit diesem Verfahren ein synthetisches Seismogramm in Abb. 6 analysiert worden. Die Filterdimension, die die Bandpaßbreite bestimmt, war 20. Das synthetische Seismogramm besteht aus der Summe der ersten drei modes. Die Dispersionskurven dieser modes wurden eingezeichnet und sie sind klar wiederzuerkennen. Damit hat sich das Kertz'sche Verfahren für diese Zwecke als sehr brauchbar erwiesen. Mit diesem Filterverfahren wurde die Mehrzahl der beobachteten Seismogramme bearbeitet. Ein typisches Beispiel ist der Schuß Nr. 58, nördliche Boje, Träger 1,6 kHz, der in Abb. 7 zu sehen ist. Die Filterdimension ist 18. Es fällt auf, daß der Wasserschall aus zwei sehr ähnlichen Gruppen besteht. Die zweite dieser Gruppe ist eine Blubbererscheinung mit einer Periode, die mit den anderen Blubberbeobachtungen übereinstimmt. Völlig analog zu Abb. 6 lassen sich in Abb. 7 mehrere Wellengruppen durch Dispersionskurven von drei, vielleicht sogar 4 modes zu erkennen. Besonders deutlich sind die Airy-Phasen ausgeprägt. Die eingezeichneten Dispersionskurven gehören zu

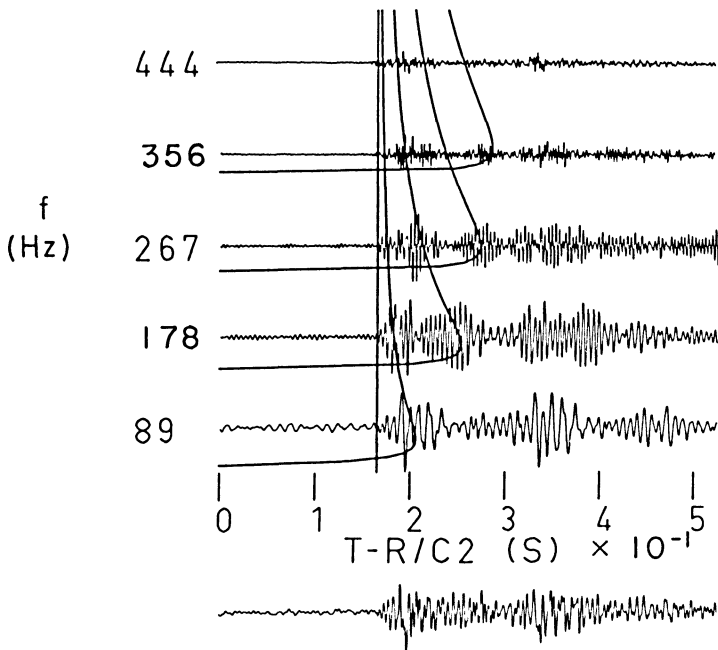


Abb. 7: Dispersionsanalyse eines beobachteten Seismogrammes.

Dispersion analysis of an observed seismogram.

einem Modell einer flüssigen Schicht über einem flüssigen Halbraum mit folgenden Parametern:

Schichtdicke	20 m
Wasserschallgeschwindigkeit	1,43 km/s
Geschwindigkeit im Halbraum	1,54 km/s
Dichteverhältnis	2

Die Geschwindigkeit im Halbraum kann nicht stärker als $\pm 0,02$ km/s variiert werden, ohne daß die Dispersionskurven deutlich neben den Wellengruppen verlaufen. Obwohl die beobachtete Dispersion sich sehr gut mit dem oben angegebenen Modell erklären läßt, soll noch diskutiert werden, warum andere Modelle, etwa flüssig-fest oder flüssig-flüssig-fest, nicht in Frage kommen. Das gesuchte Modell muß mit folgenden Beobachtungstatsachen übereinstimmen:

1. Die *P*-Wellengeschwindigkeit dicht unter dem Meeresboden ist kleiner als 1,8 km/s, da in dem darunterliegenden Refraktionshorizont eine Geschwindigkeit von 1,8 km/s zu beobachten ist. Die *S*-Wellengeschwindigkeiten zu diesen beiden *P*-Wellengeschwindigkeiten sind kleiner als die Wasserschallgeschwindigkeit (1,43 km/s).
2. Es wurden die Dispersionskurven mehrerer modes beobachtet.
3. Die Gruppengeschwindigkeit für steigende Frequenzen nähert sich asymptotisch der Wasserschallgeschwindigkeit.

Es sei darauf hingewiesen, daß die Dispersionsuntersuchungen im Frequenzbereich von etwa 90 bis 450 Hz gemacht wurden. WEDEL [1964] hat Dispersionskurven für die Fälle flüssig-flüssig, flüssig-fest und flüssig-flüssig-fest ausführlich diskutiert. Danach existieren für den Fall, daß die *S*-Wellengeschwindigkeit in einem festen Halbraum kleiner als die Wasserschallgeschwindigkeit ist, nur reelle Lösungen der Dispersionsgleichung für den nullten mode. Die Asymptote für unendlich hohe Frequenzen ist die *S*-Wellengeschwindigkeit. Diese mathematischen Ergebnisse stimmen aber nicht mit den Beobachtungstatsachen unter 2. und 3. überein. Das gilt für flüssig-fest wie auch für ein Modell flüssig-flüssig-fest. Hat im Fall flüssig-flüssig-fest die zweite Schicht eine kleinere Geschwindigkeit als die obere, so existieren zwar Dispersionskurven mehrerer modes, jedoch bei sehr hohen Frequenzen. Bei den betrachteten Frequenzen existieren lediglich für ein Modell flüssig-flüssig bei einer so kleinen *P*-Wellengeschwindigkeit im Halbraum die Dispersionskurven mehrerer modes und nur dann ist die Asymptote die Wasserschallgeschwindigkeit. Dieses Ergebnis soll noch im Hinblick darauf untersucht werden, daß der Untergrund des Meeres in irgend einer Tiefe schließlich fest werden muß. Beim mathematischen Ansatz der Theorie der modes wurde eine exponentielle Amplitudenabnahme im Halbraum angesetzt. Diese Amplitudenfaktoren in 2 m Tiefe unter dem Meeresboden sind in der folgenden Tabelle

für die ersten drei modes und für verschiedene Frequenzen für das beobachtete Modell angeben:

	Frequenz (Hz)				
	90	180	270	360	450
1. mode	0,65	0,34	0,18	0,10	0,06
2. mode	—	0,24	0,24	0,12	0,07
3. mode	—	—	0,48	0,18	0,09

Daraus geht hervor, daß sich der bedeutendere Teil der Ausbreitungsvorgänge in weniger als 2 m Tiefe unter dem Meeresboden abspielt. In diesem Bereich reagiert das Material auf die betreffenden Frequenzen wie eine Flüssigkeit.

Vielleicht läßt sich in diesem Zusammenhang eine Erklärung für das Nichtbeobachten des Meeresbodens mit der Refraktionsseismik finden. Wegen des sehr kleinen Geschwindigkeitssprunges ist kein scharfer, impetusartiger Einsatz zu erwarten, sondern der Refraktionseinsatz wird sich relativ langsam aus der Nullage herausheben. Ein solcher Einsatz wird schwer zu erkennen sein. In jedem Fall stehen aber die Ergebnisse der Dispersionsanalyse der weitverbreiteten Annahme einer Geschwindigkeitsinversion am Meeresboden entgegen.

4. Synthetische Flachwasserseismogramme eines Modells einer flüssigen Schicht über einem flüssigen Halbraum

Da sich in einem bestimmten Frequenzbereich die Theorie der Schallwellenausbreitung im Flachwasser in Übereinstimmung mit der Schallwellenausbreitung in der Ostsee zu befinden scheint, kann die Berechnung und Diskussion synthetischer Flachwasserseismogramme nützlich sein. Ausführliche mathematische Abhandlungen über die Schallwellenausbreitung im Flachwasser sind bei vielen Autoren zu finden (vgl. Literaturverzeichnis). Zur Berechnung der synthetischen Seismogramme wurden die Gleichungen (A104), (A105) und (A118) von PEKERIS [1948] benutzt. Dabei wurde jedoch, anders als in diesen Gleichungen, der δ -Impuls als anregende Funktion angesetzt. Bei der numerischen Berechnung werden immer, falls keine Änderungen angegeben sind, folgende Parameter zugrunde gelegt:

Entfernung (r)	0,50 km
Wassertiefe (h)	20 m
Schußtiefe (d)	10 m
Registriertiefe (z)	10 m
Geschwindigkeit in der Schicht (c_1)	1,50 km/s
Geschwindigkeit im Halbraum (c_2)	2,25 km/s
Dichteverhältnis (ρ_2/ρ_1)	2

Es wurden jeweils die ersten drei modes berechnet und summiert. In Abb. 8 sind die ersten drei modes und deren Summe eines synthetischen Seismogrammes dargestellt.

Die Abhängigkeit des Anregungszustandes in einem Flachwassersystem in r - und z -Richtung ist z. B. bei TOLSTOY und CLAY [1966] zu finden. Dort wird gezeigt, daß in beiden Richtungen Schwingungsknoten und -bäuche existieren. Der Abstand der Schwingungsknoten ist frequenzabhängig. In Abb. 9 sind synthetische Seismogramme in verschiedenen Tiefen und in Abb. 10 in verschiedenen Entfernungen dargestellt.

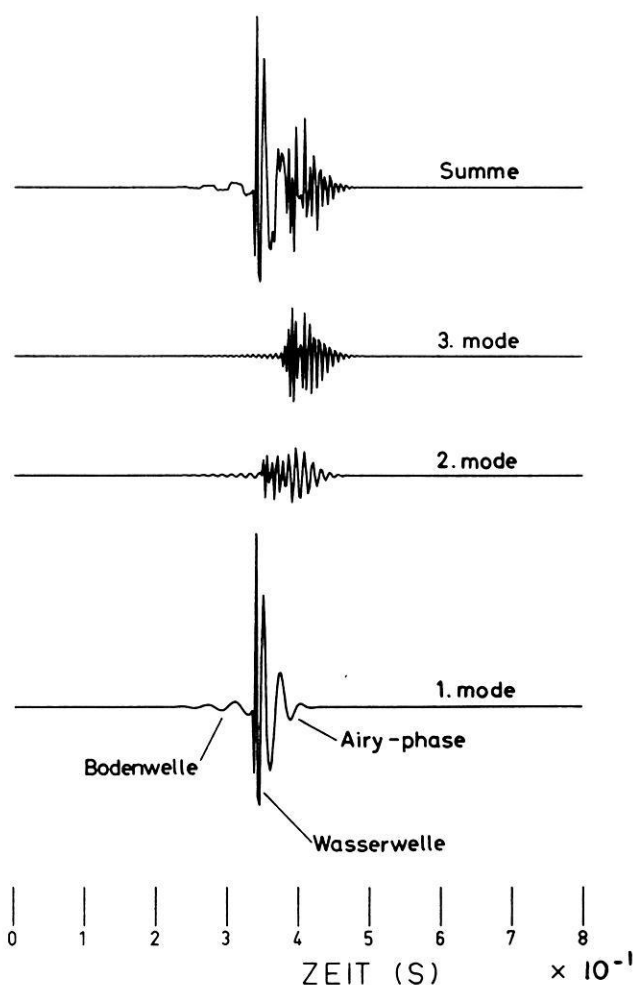


Abb. 8: Die ersten drei modes eines synthetischen Seismogrammes und deren Summe.
The first three modes of a synthetic seismogram and their total.

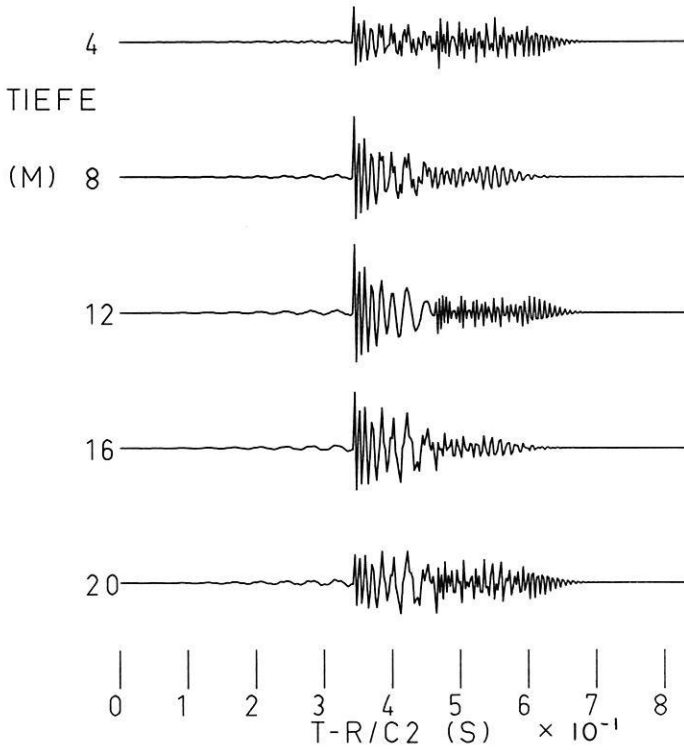


Abb. 9: Synthetische Seismogramme in verschiedenen Tiefen.
Synthetic seismograms at different depths.

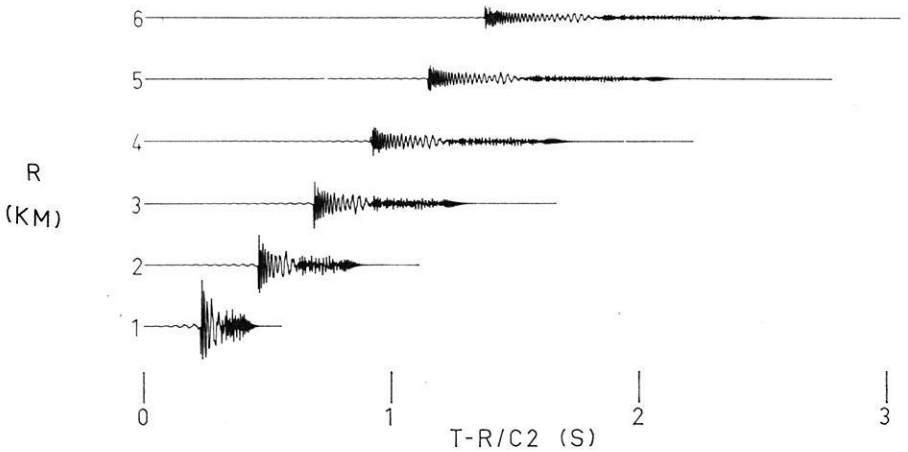


Abb. 10: Synthetische Seismogramme in verschiedenen Entfernungen.
Synthetic seismograms at different distances.

Infolge der Überlagerung mehrerer modes und vieler Frequenzen ist die Form der Entfernungs- und Tiefenabhängigkeit unmittelbar schlecht zu erkennen. Es sei darauf hingewiesen, daß in der Entfernungsabhängigkeit nicht die Absorption enthalten ist. Die mit der Entfernung wachsende zeitliche Dehnung der Seismogramme ist eine Folge der Dispersion.

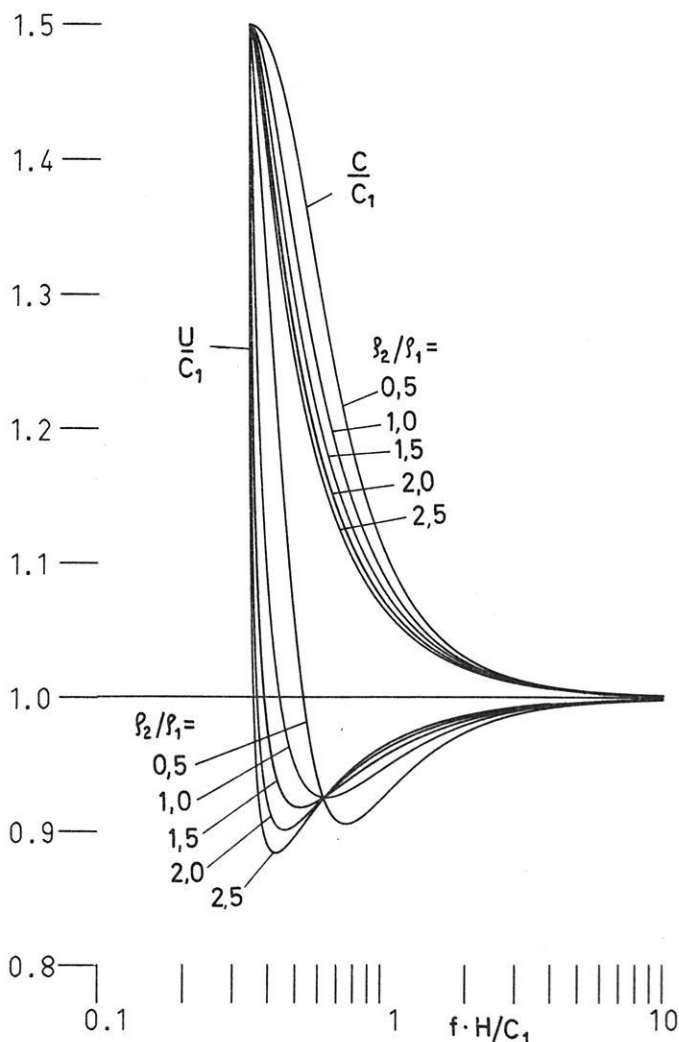


Abb. 11: Dispersionskurven des ersten mode für verschiedene Dichteverhältnisse.

Dispersion curves of the first mode for different density ratios.

Die Abhängigkeit vom Geschwindigkeits- und Dichteverhältnis macht sich am deutlichsten in der Form der Dispersionskurven bemerkbar. Dispersionskurven für verschiedene Geschwindigkeitsverhältnisse sind bei PEKERIS [1948] und für verschiedene Dichteverhältnisse in Abb. 11 zu sehen. In Abb. 12 sind synthetische Seismogramme für verschiedene Geschwindigkeitsverhältnisse und in Abb. 13 für verschiedene Dichteverhältnisse dargestellt. Die Ausbreitungsvorgänge entsprechend der Theorie der modes können vielleicht am besten verständlich gemacht werden, wenn man zunächst eine Anregung durch eine periodische monochromatische Quelle betrachtet. Für diesen Fall, und wenn wir nur den ersten mode betrachten, ist der Erregungszustand des Systems leicht vorstellbar. Es existieren Schwingungsknoten und -bäuche in r - und z -Richtung. Die physikalischen Parameter bestimmen über die Anregungsfunktion die Amplitude der Schwingungsbäuche und über die Dispersionskurve die Ausbreitungsgeschwindigkeit. Alle diese Erscheinungen sind frequenzabhängig, so daß bei einer Anregung durch einen Impuls, und wenn dazu noch alle modes summiert werden,

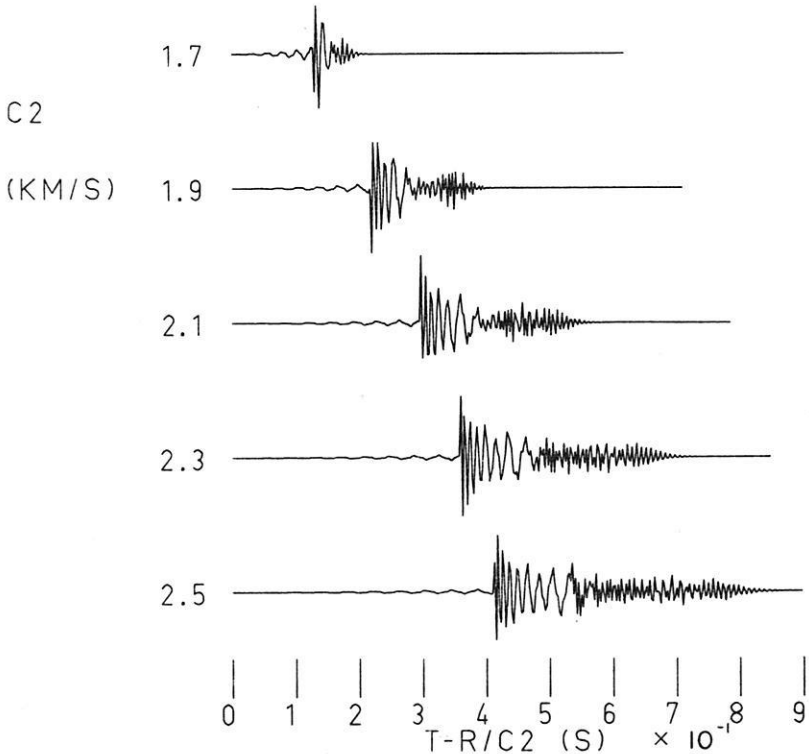


Abb. 12: Synthetische Seismogramme für verschiedene Geschwindigkeitsverhältnisse.

Synthetic seismograms for different velocity ratios.

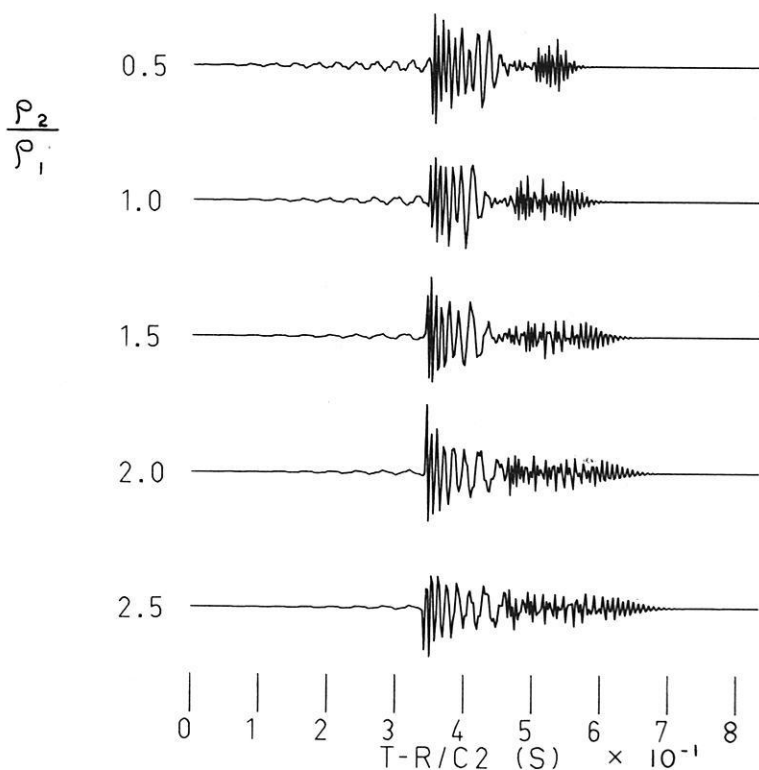


Abb. 13: Synthetische Seismogramme für verschiedene Dichteverhältnisse.

Synthetic seismograms for different density ratios.

sehr komplizierte Überlagerungen zustande kommen. Trotzdem hat es sich gezeigt, daß mit einem Filterverfahren die Dispersionskurven herauspräpariert werden konnten und somit Aussagen über die physikalischen Parameter des Modells erhalten wurden. Das ist ein Hinweis darauf, daß mit geeigneten Methoden auch die Anregungsfunktionen und die Abhängigkeiten von den geometrischen Parametern sichtbar gemacht werden könnten.

Danksagung

Die Deutsche Forschungsgemeinschaft und das Bundesministerium für Verteidigung haben durch großzügige Finanzierung die Messungen in der Ostsee ermöglicht. Die Ozeanographische Forschungsanstalt der Bundeswehr in Kiel führte die Sparkermessungen durch und das Ozeanographische Institut der Universität Kiel stellte die Sonde zur Messung der Wasserschallgeschwindigkeit zur Verfügung. Dafür sei ihnen

herzlich gedankt. Den Angehörigen des Institutes für die Physik des Erdkörpers der Universität Hamburg, die die Messungen durchführten, danke ich sehr. Der Stiftung Volkswagenwerk und der Friedrich-Ebert-Stiftung, die durch ein Stipendium diese Arbeit ermöglichten, sei ebenfalls herzlich gedankt. Herrn Prof. Dr. H. Menzel bin ich für seine ständige Betreuung bei der Durchführung dieser Arbeit zu großem Dank verpflichtet. Herrn Dr. R. Gutdeutsch bin ich für viele anregende Diskussionen dankbar.

Literatur

- BLOCH, S., and A. L. HALES: New Techniques for the Determination of Surface Wave Phase Velocities. *Bull. Seismol. Soc. Am.* 58, 1021—1036, 1968
- BREKOVSKIKH, L. M.: *Waves in Layered Media*. Academic Press, New York 1960
- DZIEWONSKI, A., S. BLOCH, and M. LANDISMAN: A Technique for the Analysis of Transient Seismic Signals. *Bull. Seismol. Soc. Am.* 59, 442—444, 1969
- EWING, W. M., W. S. JADETZKY, and F. PRESS: *Elastic Waves in Layered Media*. McGraw-Hill, New York 1957
- EWING, W. M., S. MUELLER, M. LANDISMAN, and Y. SATO: Transient Analysis of Earthquake and Explosion Arrivals. *Geofis. Pura Appl.* 44, 83—118, 1959
- GREENSPAN, M., and C. E. TSCHIEGG: Speed of Sound in Water by a Direct Method. *Journal of Research of the National Bureau of Standards* 59, No. 4, Oct. 1957, Res. Paper 2795
- KERTZ, W.: Filterverfahren in der Geophysik. *Gerlands Beitr. Geophys.* 75 (1), 1—33, 1965
- OFFICER, B. F.: *Introduction to the Theory of Sound Transmission*, McGraw-Hill, New York 1958
- PEKERIS, C. L.: Theory of Propagation of Explosive Sound in Shallow Water. *Geol. Soc. Am., Mem.* 27, 1948
- ROBINSON, E. A.: *Statistical Communication and Detection with Special Reference to Digital Data Processing of Radar and Seismic Signals*, Griffin, London 1967a
- : *Multichannel Time Series Analysis with Digital Computer Programs*, Holden Day, San Francisco 1967b
- TOLSTOY, I.: *Ocean Acoustics*, McGraw-Hill, New York 1966
- WATSON, G. N.: *A Treatise on the Theory of Bessel Functions*, Cambridge University Press 1966
- WEDEL, D.: *Dispersionerscheinungen elastischer Wellen in geschichteten Medien*. Diss. d. Fak. f. Natur- u. Geisteswiss. der Bergakademie Clausthal, TH, 1964

On Chemical Magnetization in Some Permian Lava Flows of Southern Norway

By K. M. STORETVEDT and N. PETERSEN, Bergen¹⁾

Eingegangen am 23. April 1970

Summary: Thermal demagnetization analysis of the Brumunddal lavas of southern Norway suggests that their original thermoremanent magnetization has been substantially replaced by chemical magnetization of low temperature origin. Haematite is the dominating remanence carrier. Ore microscopy and studies of saturation magnetization versus temperature confirm this conclusion. The estimated magnetite remains constitute less than one per cent of total ore content. A single lava flow and in some cases a single specimen contain three different magnetization components of nearly equal thermal stability. These components are:

- 1) A reversed component which is supposed to represent the original or Permian field.
- 2) A reversed component of supposed Mesozoic origin.
- 3) A normal component which is antiparallel to component 2) and of supposed Mesozoic origin as well.

The Permian component is strongly overprinted by the subsequent magnetization processes. It is concluded that the remagnetization, which in part must have been simultaneously with the tectonism, has taken place below a sedimentary cover of the order of about one kilometer.

Zusammenfassung: Es wurden paläomagnetische Untersuchungen in Verbindung mit erzmikroskopischen Beobachtungen an den permischen Brumunddal Laven (Süd-Norwegen) durchgeführt. Die Analyse der natürlichen remanenten Magnetisierung nach schrittweiser thermischer Abmagnetisierung läßt vermuten, daß die ursprüngliche thermoremanente Magnetisierung weitgehend durch eine chemische Remanenz ersetzt worden ist. Träger der remanenten Magnetisierung ist fast ausschließlich Hämatit. Die erzmikroskopischen Untersuchungen und Messungen der Temperaturabhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung bestätigen diese Folgerung. Der Anteil von Magnetit am gesamten Erzgehalt ist weniger als 1%.

In den untersuchten Laven lassen sich drei verschiedene Komponenten der Magnetisierung von nahezu gleicher Stabilität nachweisen:

1. Eine Komponente mit umgekehrter Magnetisierung, welche wahrscheinlich das ursprüngliche permische Paläofeld wiedergibt.
2. Eine Komponente umgekehrter Magnetisierung, welche ihren Ursprung vermutlich im Mesozoikum hat.
3. Eine Komponente normaler Magnetisierung antiparallel zu Komponente 2., welche vermutlich ebenfalls ihren Ursprung im Mesozoikum hat.

Die permische Komponente ist weitgehend überprägt von subsequenten Magnetisierungsprozessen. Es wird die Folgerung gezogen, daß die Bildung der sekundären Magnetisierung teilweise gleichzeitig mit tektonischen Veränderungen und unter einer Sedimentbedeckung von etwa 1 km stattgefunden hat.

¹⁾ Department of Geophysics, University of Bergen, Bergen, Norway.—Permanent address of N. PETERSEN: Institut für Angewandte Geophysik, Universität München, Richard-Wagner-Str. 10, 8000 München 2, W-Germany.

1. Introduction

The sequence of sandstone and rhomb-porphry lavas of the Brumunddal area, South Norway, was sampled for palaeomagnetic purposes with the prime intention to provide some more information about the origin of these rocks. However, it became clear even at an early stage of the investigations that the palaeomagnetic record concerned had a much more complex build-up than originally thought. In the lava flows, in particular, it became possible to study the fossil magnetization in fairly great detail, the results illustrating the problem of chemical remagnetization. It is believed that the magnetic complexity as posed by the Brumunddal rocks is not unique for this particular formation but of general importance in palaeomagnetism. Therefore, in this paper we are mainly concerned with remagnetization aspects leaving the geological implications of the findings to a separate account [STORETVEDT 1970b].

2. General geological description and sampling

The Brumunddal area is situated in the northernmost part of the Oslo graben at geographical co-ordinates of approximately 61° N, 11° E. The porphyry-sandstone succession of this region covers a total of 8.6 km². The latest and most detailed account on the geology of this formation has been given by ROSENDAHL (1929).

The lower part of the series consists of 4 rhomb-porphry flows which petrologically are of the same type as the well-known Lower-Permian porphyries that are of wide distribution further south in the Oslo area. Three of the flows have a thickness of about 30 metres while the thickness of the fourth and uppermost one (flow 4) amounts to 100–200 metres. Layers of strongly red coloured sediments (up to 30 metres thick) occur between the lava flows but the major portion of sediments (red-yellow in colour) was laid down after the volcanic activity had come to an end. The preserved stratigraphic thickness of this uppermost sandstone sequence is 600–700 metres.

A rather long time elapsed between the eruption of flows 2 and 3 (the flows are numbered from bottom). During this time a slight tectonism took place but the main tectonic activity in the area, resulting in a general ESE dip of 30–40 degrees, post-dates the sedimentation of the upper-most sandstone.

The lavas and intercalated sediments which are the subject of the magnetic analysis of this paper were collected in a total of 22 oriented hand samples.

The area is strongly covered and suitable sampling sites were difficult to obtain. An exception is the uppermost flow which is extensively exposed in a recent road cut. This exposure represents the uppermost part of the flow. Unfortunately lava No. 2 is missing.

The rock units considered have sample numbers as follows:

Lava 4 (uppermost flow)	Nos. 32–38
Lava 3	Nos. 48–54
Intercalated sediments	Nos. 55–59
Lava 1	Nos. 60–63

3. Thermal demagnetization

Between 2 and 4 specimens from each sample were heated in air (as shown by the magneto-mineralogical results (see chapter 5) air is the most appropriate atmosphere for the rocks concerned) in zero field to progressively higher temperatures. After each heating step the specimens were cooled down to room temperature for measurement with an astatic magnetometer. After having studied the results of a detailed heating procedure on a number of pilot specimens it became clear that the interesting and important changes in the remanent magnetization occurred at the higher temperature ranges. Therefore, the subsequent heatings were largely concentrated on temperatures above 500 °C. In general intensity reduction as well as directional changes are negligible below this temperature. The heatings have been carried out in two different furnaces, a complete heating cycle lasting about one hour in both cases.

Examples of directional and intensity changes of remanent magnetization as a function of increasing temperature are shown in figs. 1—4 (see pag. 572—575). The results of altogether 16 specimens are presented.

It is evident from the figures that the magnetization of the lavas are strongly diverging from what should be expected in such rocks if they were to record the ambient geomagnetic field at the time of extrusion. If a substantial fraction of the original thermoremanent magnetization (TRM) is still preserved one should expect magnetite as a much more dominating magnetism carrier than haematite which in general is only slightly developed (if at all) at the deuteric stage of alteration. Instead, haematite was the only magnetic component which with certainty could be diagnosed at this stage of investigation (see also chapter 5). An additional indication that magnetite does not play an important role in these rocks is provided in a more indirect way by the evaluation of the directional results obtained after demagnetization to low intensities (2×10^{-6} emu/cm³— 5×10^{-7} emu/cm³). These directions show in general a so well defined behaviour that one is forced to rule out the presence of significant stray moments acquired during the experiments. Experience throughout some years suggest to the present authors that the natural remanence of magnetite bearing rocks do not in general allow thermal demagnetization analysis of such low intensity ranges unless the zero field cancellation during heating is ideal.

The most abnormal palaeomagnetic property is the presence of both normal and reversed directions of stable magnetization in the uppermost flow collection. Here, the two polarities are of about equal importance and there is no general magnetic stability difference. In addition, thermal demagnetization shows that the magnetization of many specimens is composed of two opposite directions (cf. for instance 36c, fig. 2). Thus, at a few tens of degrees below the Curie-temperature of haematite, 670 °C, normally magnetized specimens may become reversely magnetized while originally reversed specimens may change their magnetization directions towards a normal polarity. Such opposite polarity components appear in general during the analysis of the last few per cent of the remanence intensity. In the uppermost flow the groups of

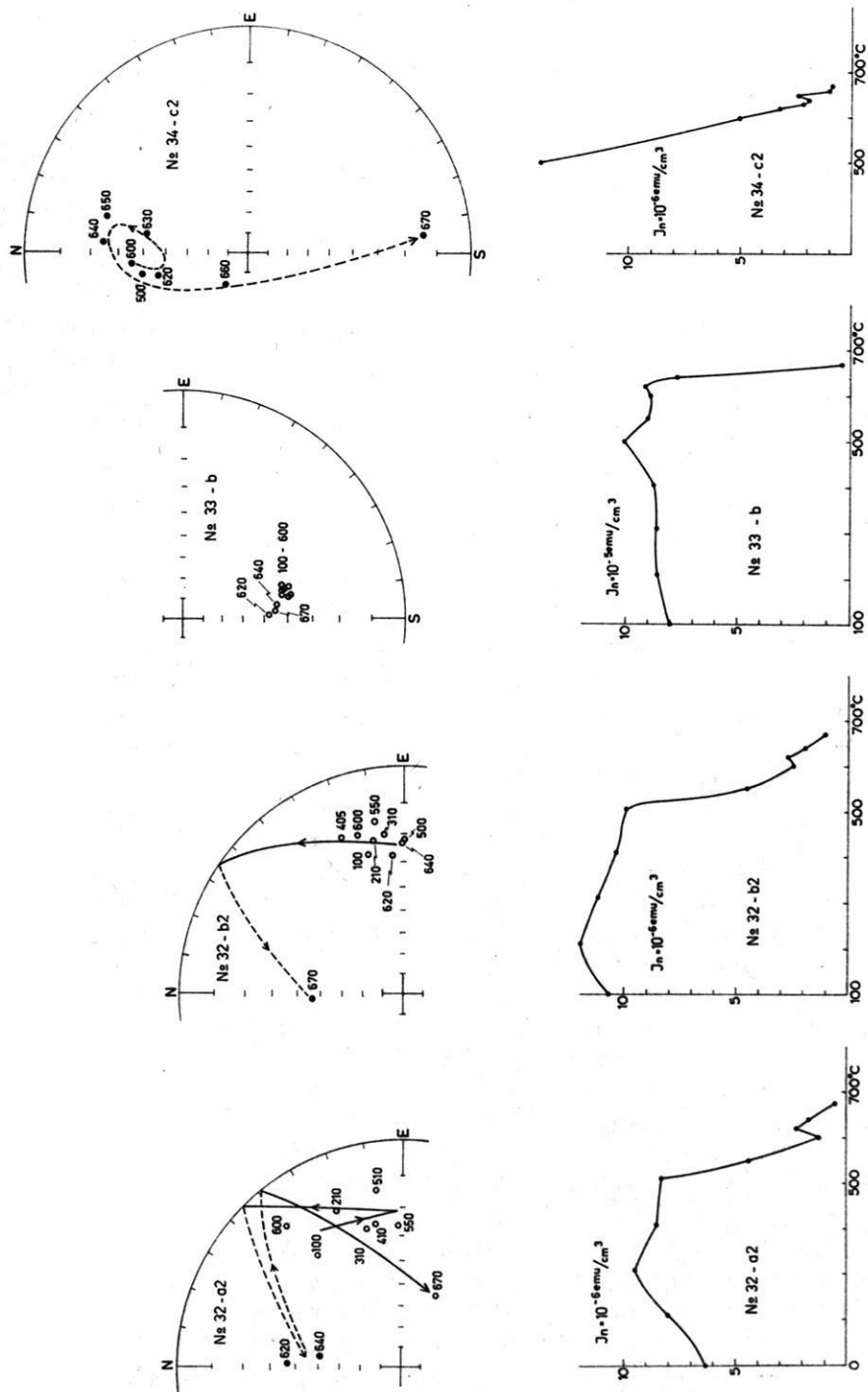


Fig. 1: Examples of remanent magnetism behaviour as a function of temperature. Directions are without tectonic correction. Full symbols are used for downward inclinations and open symbols for upward inclinations.

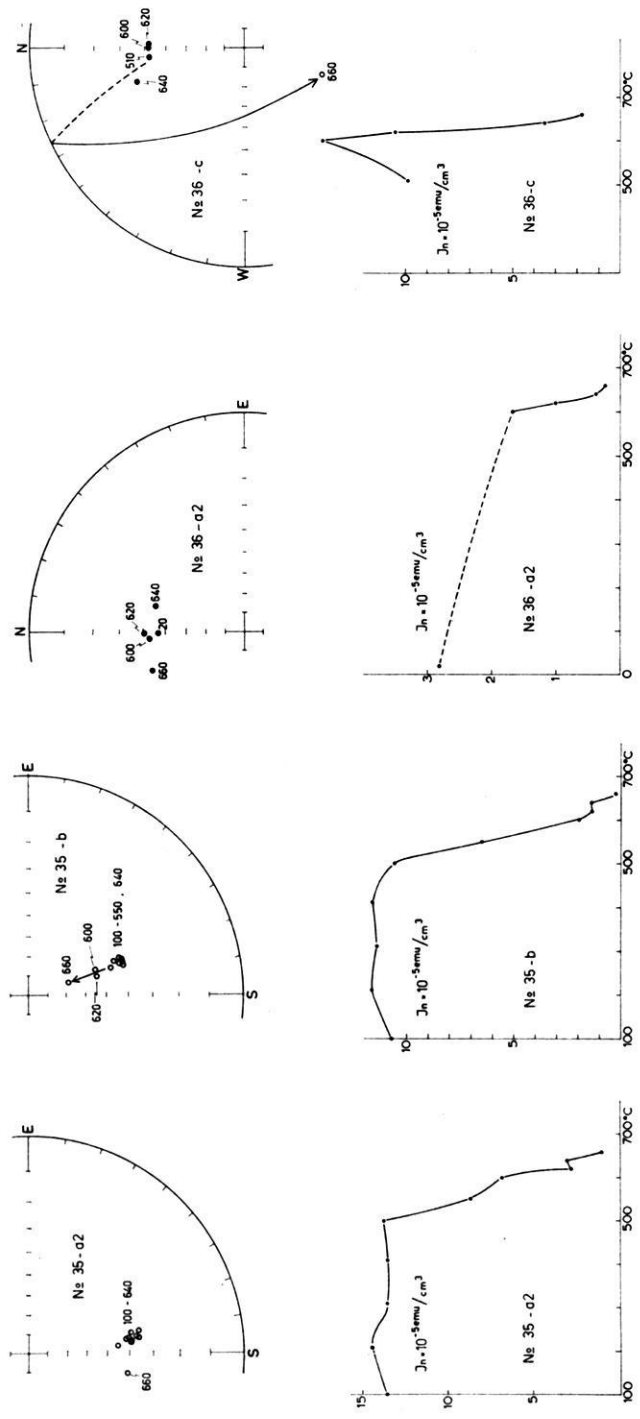


Fig. 2: Examples of remanent magnetism behaviour as a function of temperature. Directions are without tectonic correction. Full symbols are used for downward inclinations and open symbols for upward inclinations.

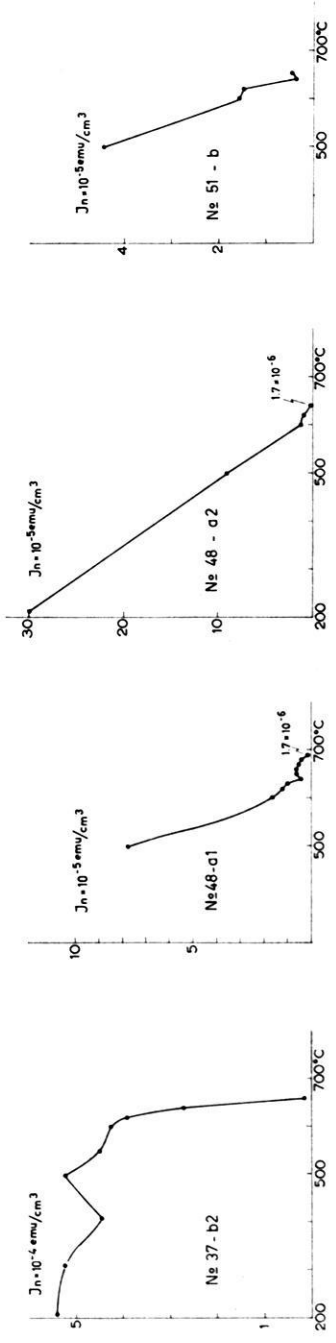
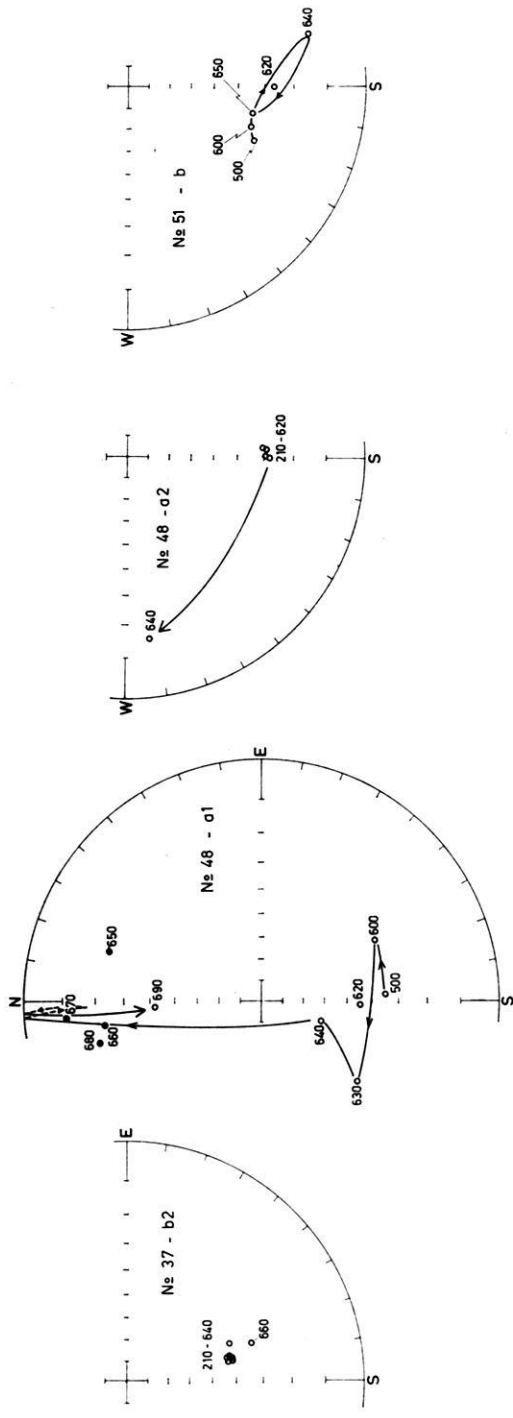


Fig. 3: Examples of remanent magnetism behaviour as a function of temperature. Directions are without tectonic correction. Full symbols are used for downward inclinations and open symbols for upward inclinations.

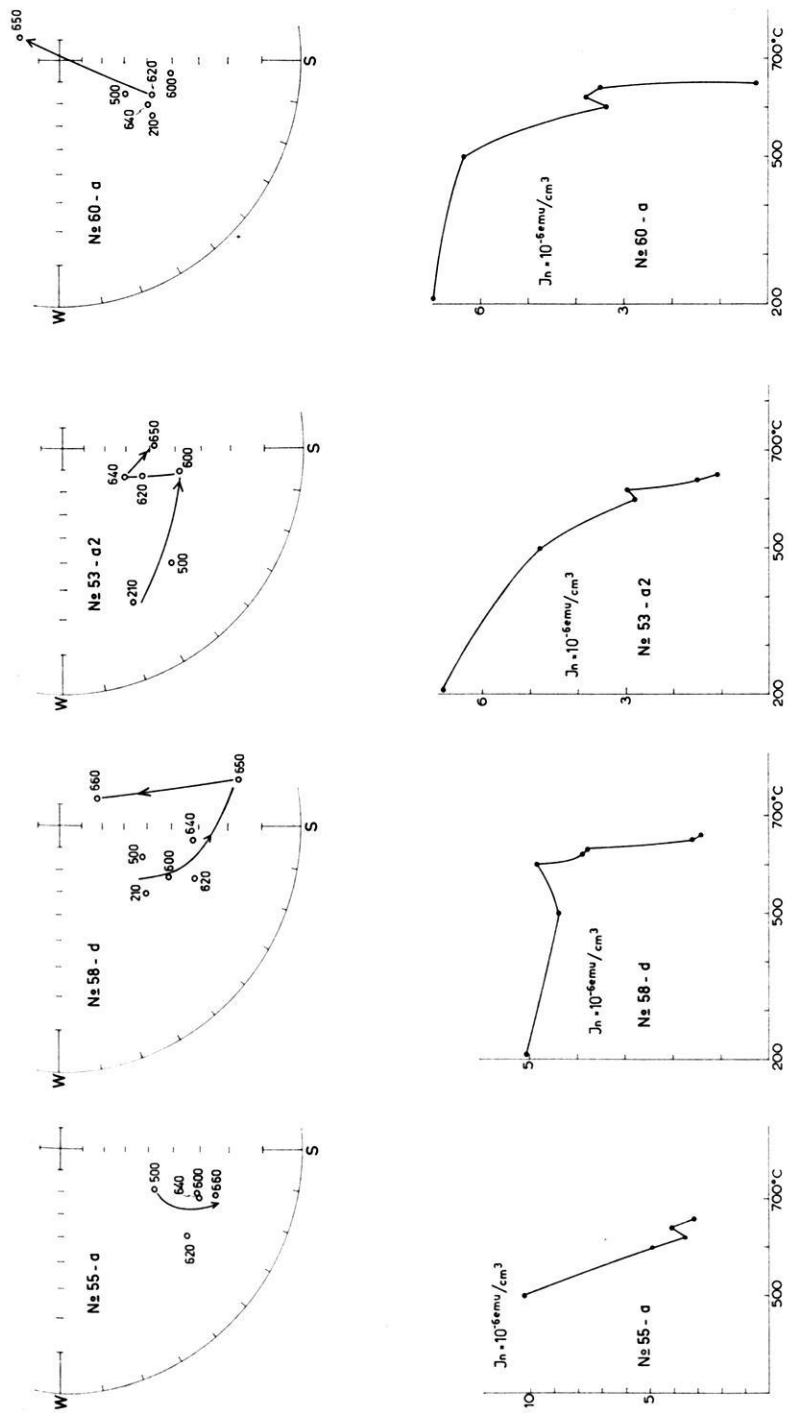


Fig. 4: Examples of remanent magnetism behaviour as a function of temperature. Directions are without tectonic correction. Full symbols are used for downward inclinations and open symbols for upward inclinations.

directions (only specimens with well defined magnetization directions are considered) are antiparallel to within about 3 degrees (cf. fig. 5).

The remanent magnetization at lower stratigraphic levels is somewhat different from that of flow 4. Firstly, the reversed polarity magnetization is now entirely dominating, the existence of a normal component being only recognized through the directional changes of some specimens when demagnetized to higher temperatures (cf. for example 48a1, fig. 3). Secondly, the magnetization of the lavas and sediments below flow 4 have a well defined spread of the magnetization directions towards shallower

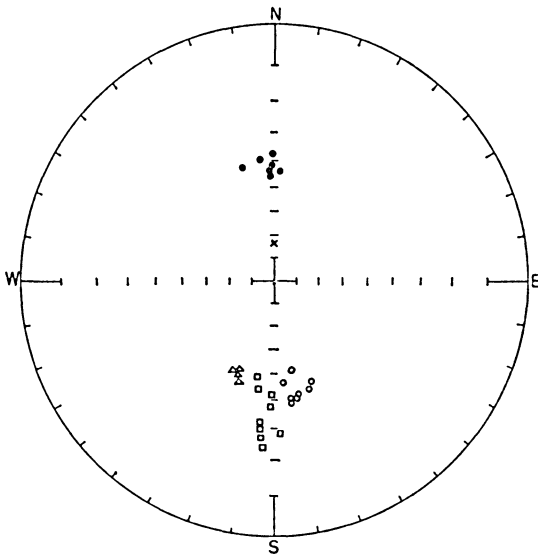


Fig. 5: Directions of stable bulk magnetization of separate specimens (cf. text). Only specimens with well defined magnetization directions (no systematic direction changes associated with the upper 90 per cent of remanence intensity) are included. Circles (open or closed) represent flow 4 specimens (results from six samples), squares are flow 3 data (results from five samples) and triangles are data from flow 1 (results from one sample only). The cross gives the direction of present axial dipole field at locality. Data are without tectonic correction.

inclinations. This characteristic feature is shown both in the distribution of stable bulk magnetization (flow 3) as well as in systematic direction changes on demagnetization (cf. 55a and 58d of fig. 4). In the uppermost flow the tendency of obtaining the reversed component with the most shallow inclination is only observed in a few specimens.

The stable bulk magnetization directions are given in fig. 5. Each plot is a characteristic specimen direction (the direction normally encountered in palaeomagnetic papers) obtained by averaging the magnetization directions for a number of demagne-

tization steps. The directional estimates thus obtained must not be considered as representing a single magnetization direction but rather as a resultant of different directions. The observed direction changes at temperatures close to the Curie-temperature of haematite (low intensities) are interpreted as a splitting of this composite magnetization. As the blocking temperature of the different components seems to be largely overlapping one is not able to estimate any of the separate components with reasonable certainty. These high temperature directions are therefore set aside in the estimates of mean specimen directions given in fig. 5. On the other hand the majority of specimens investigated showed a remarkably well defined magnetization below about 600 °C. Several specimens (such as 55a, 58d, 48al etc.) do not have a sufficiently well defined direction of bulk magnetization to be included in fig. 5. Nevertheless, also the latter specimens confirm the complex magnetization build-up as revealed by the more stable ones.

4. Interpretation of demagnetization data

Thermal demagnetization suggests that a single lava flow as well as a single specimen may contain up to three stable magnetization components. Their relative abundance may vary greatly. Because of this complexity and the fact that all components seem to be associated with haematite, it appears plausible to assume that the essential part of the original thermoremanent magnetization has been replaced by magnetizations of chemical origin (see also chapter 5).

As will be discussed in greater detail below the time span concerned in these processes seems to involve field reversals as well as relative polar wandering. This means that low temperature oxidation processes may be considered to have played an important role in the magnetization history of the Brumunddal lavas. Under such conditions it will be unrealistic to consider magnetization directions as palaeomagnetic spot readings. Even a single specimen is likely to represent the geomagnetic field over a very long time span and, provided no complications from field reversals or relative polar wandering are present, the magnetization of such a small piece of rock do certainly correspond much better to an ancient dipole field reading than to a palaeomagnetic spot reading.

As there are reasons for believing that the Brumunddal porphyries are of the same age as the porphyries in the district around Oslo, i. e. of Lower Permian origin, it is pertinent to ask whether any magnetization remains corresponding to this time can be traced. According to the foregoing such a possible component could either be associated with deuteric haematite or with haematite acquired by low temperature oxidation before any further relative polar wandering had become significant.

The characteristic magnetization of the uppermost flow as shown in fig. 5 is unlikely to represent the Permian field for two reasons. Firstly, the occurrence of two polarities of magnetization is unknown for this period and secondly the pole position as calculated from these results after applying tectonic correction (tectonism occurred

long after lava eruption), 129E, 54N (cf. table I), is anomalous compared with other Permian pole position of Europe. However, if remagnetization is as strong as the demagnetization experiments may indicate one should assume that any early Permian magnetization had a greater chance to survive in the lower parts of the succession. The reason for this may at least be twofold. Firstly, the older flows may have reached their ultimate oxidation stage at an earlier date than the uppermost flow, and therefore the magnetization of the latter one could be more strongly affected by later field changes. Secondly, the uppermost flow would be more strongly affected by post-eruption surface weathering than stratigraphically lower levels. Thus, flow 4 which has an average thickness of about 150 metres would provide a shielding effect on the under-lying rocks.

Whatever the explanation may be there is a difference between flows 3 and 4 as far as the directions of magnetization are concerned. In flow 3 the importance of a normal component is considerably diminished while the evidence of a second reversed component (with a shallower inclination) becomes stronger. However, because of an apparent overprint by later magnetizations, along steeper magnetization axes, the direction of this latter component can only be estimated very loosely (the suggested chronological sequence of these magnetizations is in harmony with the palaeomagnetic observations for Europe, i. e. the inclination of the axial dipole field is gradually increasing as one approaches the present time). From fig. 5 one can postulate a tectonically uncorrected magnetization direction of $180, -20$ for the earliest (most shallow) component. An inclination of -20 degrees is probably an underestimate but thermal demagnetization results never give inclinations below -15 degrees. An average magnetization direction of about $180, -15$ would, after tectonic correction, give a pole position corresponding fairly well to the Permo-Carboniferous field for Europe as recently suggested from the results of two dike systems, the Great Whin Sill [STORETVEDT and GIDSKEHAUG 1969] and the Kristiansand diabases [HALVORSEN 1970]. It is now suggested that the palaeomagnetic data from these dikes (W and Kr in fig. 6) are more reliable than the results from the Permian lavas because the latter rocks seem to pose the same general remagnetization problems (though not so well pronounced) as encountered in the Brumunddal formation [STORETVEDT 1970a].

Nevertheless, it appears reasonable to conclude that a magnetization component of Permian origin can be traced in the lower parts of the considered rock sequence being nearly extinct in the uppermost part of flow 4.

The characteristic magnetization directions of flow 4 constitute two nearly exactly antiparallel groups. The axis of magnetization is significantly different from that of the present day. It seems likely to assume that the geomagnetic field which affected the remanent magnetization of the uppermost flow (No. 4) so significantly, represents the last palaeomagnetic field axis of importance in the magnetization history of these rocks (there is no evidence of stable magnetizations imposed in more recent periods). By that time the oxidation of magnetite into haematite might have been completed whereby further chemical magnetization components became much more difficult to

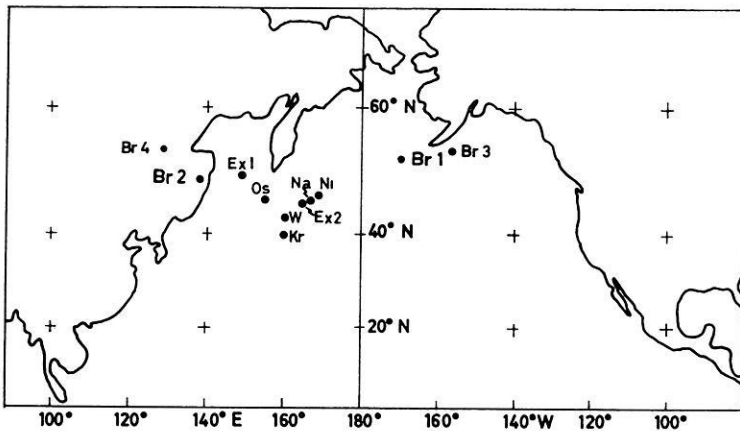


Fig. 6: Palaeomagnetic poles for Europe deduced from Permo-Carboniferous rocks which at least have been cleaned for low stability components. The rock formations concerned are: The Exeter lavas, Ex 1 and Ex 2 [ZUIDERVELD 1967, CORNWELL 1967], the Nideck volcanics, Ni [ROCHE et al. 1962], the Great Whin Sill, W [STORETVEDT and GIDSKEHAUG 1969], the Kristiansand diabbases, Kr [HALVORSEN 1970], the Oslo volcanics, Os [VAN EVERDINGEN 1960] and the Nahe volcanics, Na [NIJENHUIS 1961]. The different pole positions given for the Brumunddal lavas (Br) are according to table 1.

impress. An alternative explanation of the apparent sharp cut-off of remagnetization processes may have been changes in climatic conditions for instance associated with the breaking up of the northern continents which apparently initiated at this time.

When two polarities of magnetization are present in a single specimen one should in general expect deviating directions (cf. 32a2 and 32b2 in fig. 1) as the components involved may not be exactly antiparallel. The resultant direction can be extremely stable as the different components may be of nearly equal stability. Therefore, in a case of chemical remagnetization an estimate or indication of a palaeomagnetic field can be quite troublesome; any answer has to be sought at low intensity levels close to the Curie-temperature of haematite. The general problem is illustrated in sample No. 32. However, apart from this sample no deviating or intermediate directions occur. This may be due to the following reasons:

- a) One of the components, normal or reversed, is entirely dominating.
- b) The two polarity components are of comparable strength but very closely antiparallel. Such an antiparallelism may occur if each component became acquired over a sufficient length of time to approximate the corresponding axial dipole field. Relative polar wandering must be insignificant.

Whatever the explanation may be the magnetization of flow 4 is likely to represent that of an ancient axial dipole. Based on the evidence of two polarities of magnetization together with a palaeo-inclination of about 25 degrees steeper than that estimated

for the Lower Permian one feels tempted to suppose that a Mesozoic magnetization is considered. The immediate problem is, however, that neither the pole position based on a tectonically uncorrected magnetization nor that based on a corrected one falls into a suggested trend of relative polar wandering for Europe. On the other hand if one applies only half of the tectonic correction the estimated pole is in good agreement with the majority of Triassic palaeomagnetic poles for Europe.

Table I: Summary of results of stable bulk magnetization. *K* is the precision parameter of FISHER [1953].

Rock unit	Number of specimens	Direction of stable remanence	<i>k</i>	Pole no.	Pole position in present grids	Remarks
All lavas, uncorrected	29	180.5 —40.7	50	Br 1	52.2 N 169.7 W	Normal directions reversed when calculating mean direction
All lavas, corrected	29	217.2 —45.4	41	Br 2	47.8 N 137.7 E	
Flow 4, uncorrected	14	171.9 —42.8	168	Br 3	53.4 N 156.7 W	
Flow 4, corrected	14	219.2 —54.2	177	Br 4	53.8 N 129.3 E	

Table II: Summary of remanence polarity (normal or reverse) and type of inhomogeneity (lamellar or pockmark) in the Brumunddal lava samples. With one exception all samples containing ore grains with the lamellar structure are reversely magnetized.

Sample No.	Type of inhomogeneity	Polarity
32	P	N
33	L/P	R
34	P	N
35	L	R
36	L/P	N
37	L/P	R
38	P	R
48	L	R
49	L/P	R
52	L	R
53	P	R
54	L	R
63	P	—

Table I summarizes the palaeomagnetic results from the Brumunddal lavas (the intercalated sediments did not have sufficiently well defined magnetization) together with adequate polar estimates. These polar estimates in relation to other Permo-Carboniferous results for Europe are shown in fig. 6.

The important conclusions derived from this consideration are firstly that chemical remagnetization in the Brumunddal lavas continued at least into the Lower Mesozoic. Secondly, the remagnetization were in part simultaneous with tectonism. As the tectonic activity post-dates the sedimentation of the uppermost sandstone sequence the chemical alterations must have been operating through a sedimentary cover of the order of one kilometer.

5. Magneto-mineralogical investigations

A. Ore microscopy results

Polished sections of almost all samples have been studied under the ore microscope. The average ore content of the flows concerned is as follows:

Flow 1	10 volume %
Flow 3	9 volume %
Flow 4	11 volume %

Assuming a density of 5 for the ores and 2.5 for the silicate matrix an ore content of 10 volume % corresponds to about 18 weight %.

The ore mineralogy of the flows is very similar. All samples contain two sets of ore grains. The first set has an average grain diameter of 400 μ , while that of the second set is 40 μ . Fig. 7 shows the distribution of the ores in the silicate groundmass. All the ore grains are extremely inhomogeneous. Their shape, however, gives strong indication that they originally were titanomagnetite and to a small extent separate ilmenite. These primary phases are now completely transformed into a mixture which appears to be mainly haematite and rutile. Although the grains in all samples consist of the same mineral assemblage (haematite and rutile) one can, based on the texture of inhomogeneity within the grains, distinguish between two groups:

a) The "lamellar type". In these samples the ore grains consist of well developed lamellae systems. The structure of these lamellae resembles exsolution phenomena in titanomagnetite as they are developed for instance in basalts. A closer inspection under high magnification shows, however, that these lamellae are inhomogeneous as well, consisting of an extremely fine-grained intergrowth of haematite and rutile. A typical example is shown in Fig. 8. However, some grains of the lamellar type contain relics of a spinel phase (presumably exsolved primary titanomagnetite). An example of this latter case is given in Fig. 9. The total content of these spinel relics within an ore grain is less than 1%.

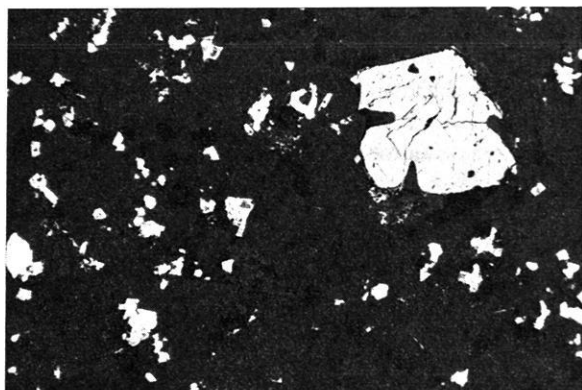


Fig. 7: A typical example of the distribution of ore grains (white) in the Brumunddal rhomb porphyry lavas. Magn.: $80\times$.



Fig. 8: An ore grain in sample No. 35. A complete pseudo-morphism of rutile (grey) and haematite (white) after ilmenite and exsolved titanomagnetite has taken place. The original exsolution structure is preserved. Magn.: $1200\times$, oil immersion.

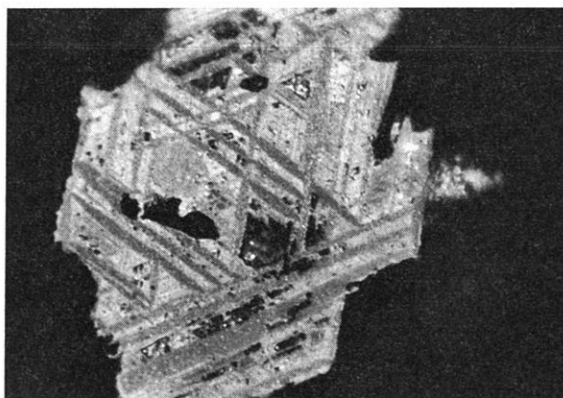


Fig. 9: Ore grain in sample No. 35. In addition to the general mixture of rutile (grey) and haematite (white) some relics of exsolved titanomagnetite (dark grey) can be observed in the centre of the grain. Magn.: 1200 \times , oil immersion.

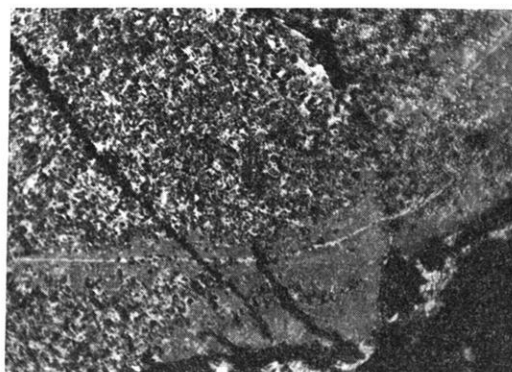


Fig. 10: Ore grain in sample No. 32. This is a typical "pockmark type" example. Irregular and extremely fine intergrowth of probably haematite (white) and rutile (grey). Magn.: 1200 \times , oil immersion.

b) The "pockmark type". These grains are characterized by an irregular inhomogeneity, the polished surfaces resembling pockmarks. Fig. 10 is a typical example of this type. The grains consist of the same material as in those of the lamellar type, i. e. a fine-scale mixture of haematite and rutile. Grains which are of the typical "pockmark type" do not contain any relics of a spinel phase. This latter observation has also been confirmed by measurements of saturation magnetization versus temperature (see below).

B. Temperature dependence of saturation magnetization

The saturation magnetization, I_s , as a function of temperature has been measured with a translation balance in an applied field strength of 8000 Oe. The measurements were carried out in air. The shape of the curves thus obtained suggests a distinction between two groups of samples:

a) Samples with two different Curie temperatures, one about 670 °C, the other about 570 °C. The former Curie point corresponds to that of haematite, the latter to that of magnetite (according to CREER and PETERSEN [1969] this magnetite is probably exsolved titanomagnetite). Heating and cooling curves are reversible at temperatures above 570 °C. Below this temperature the curves are distinctly irreversible, the cooling curve lying below the heating curve. Haematite is stable in air and this fact accounts for the reversibility of the heating and cooling curves above 570 °C where magnetite is in a paramagnetic state. Magnetite is very unstable in air at the temperatures concerned, being gradually oxidized to haematite which has a much smaller spontaneous magnetization than magnetite. Specimen nos. 35-b and 48-cl of fig. 11 are examples of this type of $I_s - T$ behaviour. Most samples with two Curie points are of the "lamellar type". In all, the $I_s - T$ curves confirm the microscopic evidence that magnetite (probably exsolved titanomagnetite) may still be present in these rocks but in an extremely small proportion.

b) Samples with a single Curie temperature around 670 °C. Specimen no. 34-bl in fig. 11 is an example of this type. Heating and cooling curves are reversible, indicating the absence of magnetite. The only magnetic component in these samples is obviously haematite. All samples of this group belong to the "pockmark type".

C. Amount of magnetic substances in the ore grains

If one assumes that the magnetic components have been saturated in 8000 Oe the amount of haematite and magnetite can be estimated. Samples that contain only haematite as magnetic mineral component have a saturation magnetization of about $5 \cdot 10^{-2}$ emu/g at room temperature. As the saturation magnetization of pure haematite is $5 \cdot 10^{-1}$ emu/g the haematite content must be around 10 weight %. As the total ore content determined microscopically is 18 weight % the magnetic measurements indicate that one average haematite occupies about 50% of the ore grains.

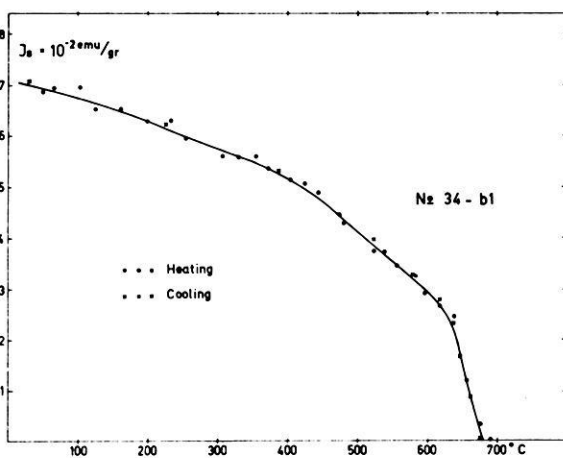
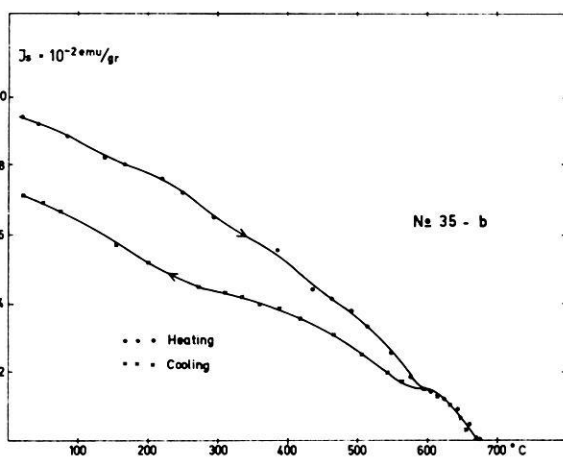
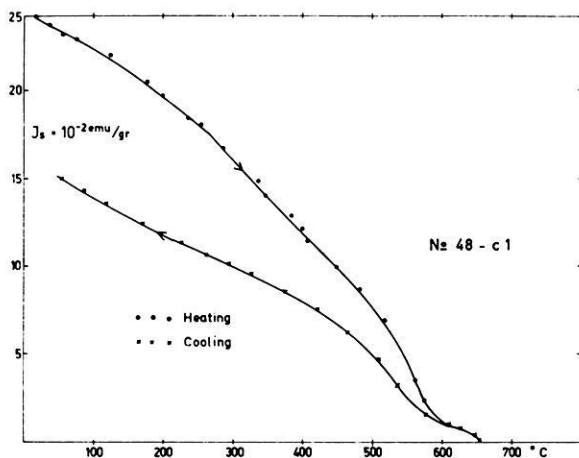


Fig. 11: Examples of saturation magnetization versus temperature.

The samples with two Curie temperatures show that at room temperature the saturation magnetization due to magnetite is of the same order of magnitude as that of the haematite component. As the spontaneous magnetization of magnetite is a factor 200 higher than that of haematite, the average magnetite content within an ore grain must be about 0.25%. This estimate is in good agreement with the microscopic observations.

6. Ore mineralogy in terms of remanent magnetization

According to CARMICHAEL and NICHOLLS [1968] the primary ore phases in basaltic rocks are titanomagnetites (members of the solid solution series ulvospinel Fe_2TiO_4 —magnetite Fe_3O_4) with a chemical composition varying between 50 and 80 mol % ulvospinel coexisting with haemoilmenites (members of the solid solution series ilmenite FeTiO_3 —haematite Fe_2O_3) with a composition varying between 80 and 99% ilmenite. The corresponding Curie temperatures vary between 0 °C and 300 °C for the titanomagnetites and between -200 °C and -50 °C for the haemoilmenites. CARMICHAEL and NICHOLLS [1968] conclude that basaltic rocks with Curie temperatures above 300 °C have undergone oxidation during or subsequent to extrusion (or intrusion). Thus, the very high Curie temperatures found in the Brumunddal lavas are in accordance with the extensive ore mineral alterations as revealed by the microscopic studies. The crucial question is at what temperatures these chemical transformations took place.

The lamellar structure in many of the samples studied resembles strongly the exsolution features that are common in basaltic lavas. Experiments on recent lavas [ANGENHEISTER et al. 1970] show that the well developed systems of exsolution lamellae are caused by oxidation during the initial cooling of the rock at temperatures higher than 500 °C. On the other hand, the ore grains of many basalts show also an extremely fine-scale exsolution similar to the "pockmark structure" of the present investigation. ADE-HALL [1969] calls this phenomenon "granulation" and ascribes it to a low temperature alteration. This suggestion is in agreement with some heating experiments carried out on different basalt samples containing homogeneous titanomagnetite (PETERSEN, unpublished results). These samples were heated for various times in air at temperatures ranging between 350 °C and 1100 °C. The exsolution bodies were very fine-scaled and irregular when the heat treatment was carried out at temperatures below 400 °C while well developed lamellae resulted at temperatures above 500 °C.

It is concluded therefore that samples of the lamellar type have already been oxidized during their initial cooling at temperatures probably above 500 °C. The samples of typical "pockmark type" have obviously escaped this early oxidation stage. However, the very fine-grained irregular disintegration which dominates the ores of the Brumunddal lavas so strongly (and overprinting the high temperature oxidation structure where it exists indicates an oxidation process at low temperatures. This low temperature oxidation has proceeded so far that a practically ultimate oxidation stage has been

reached. The ore mineral assemblage present, haematite and rutile, is that which is stable in air at low temperatures [VERHOOGEN 1962]. Only some samples of the lamellar type have relics of the original spinel phase. Although this latter phase may carry the direction of original TRM it seems impossible in this case (because of the small amount present) to estimate the remanent magnetization of this magnetite component which has a much lower magnetic stability than haematite. It can be safely concluded that the dominating magnetization component in the Brumunddal lavas must be of chemical origin and probably formed over a long time interval.

7. Conclusion

The ore mineral investigations have given very strong support to the conclusion reached from thermal demagnetization studies of the remanent magnetization. It appears that the low temperature oxidation in the Brumunddal lavas has continued throughout the Permian era and into Mesozoic times. The time span involved is probably more than 50 m.y., covering geomagnetic field reversals as well as relative polar wandering. Furthermore, the slowly growing chemical magnetization appears in part to have taken place during the period of tectonic activity. This should be a warning against a straightforward acceptance of tilt-corrected data in palaeomagnetism.

8. Acknowledgements

The work described in this paper was carried out in the Department of Geophysics, University of Bergen, while one of us (N.P.) was in receipt of a fellowship from the Royal Norwegian Council for Scientific and Industrial Research. We should also like to express our thanks to Professor G. GJELLESTAD for her support and to Professor NILS SPJELDNAES at Aarhus University for suggestions and stimulating discussions.

References

- ADE-HALL, J. M.: Opaque petrology and the stability of natural remanent magnetism in basaltic rocks, *Geophys. J.* 18, 93—107, 1969.
- ANGENHEISTER, G., N. PETERSEN, and CHR. SCHWEITZER: Bestimmung der Intensität des erdmagnetischen Feldes aus Messungen der thermoremanenten Magnetisierung von rezenten Laven des Ätna, *Sitzungsberichte d. Bay. Akad. d. Wissenschaften*, 1970, in press.
- CARMICHAEL, J. S. E., and J. NICHOLLS: Iron titanium oxides and oxygen fugacities in volcanic rocks, *J. Geophys. Res.* 72, 4665—4687, 1967.
- CORNWELL, J. D.: Palaeomagnetism of the Exeter lavas, Devonshire, *Geophys. J.* 12, 181 to 196, 1967.
- CREER, K. M., and N. PETERSEN: Thermochemical magnetization in basalts, *Z. Geophys.* 35, 501—516, 1969.

- FISHER, R. A.: Dispersion on a sphere, *Proc. Roy. Soc. London, Ser. A*, 217, 295—305, 1953.
- HALVORSEN, E.: Palaeomagnetism, and the age of the younger diabases in the Ny-Hellesund area, S. Norway, *Norsk geol. tidsskr.*, 1970, in press.
- NIJENHUIS, G. H. W.: A palaeomagnetic study of the Permian volcanics of the Naha region, south-western Germany, *Geol. Mijnbouw* 40, 26—38, 1961.
- ROCHE, A., H. SAUCIER, and J. LACAZE: Étude paléomagnétique des roches volcaniques Permienne de la région Nideck-Donon, *Bull. Sev. Carte Géol. Alsace-Lorraine* 15, 59—68, 1962.
- ROSENDAHL, H.: Brumunddalens sandstein-porfyr lagrekke, *Norsk geol. tidsskr.* 10, 367—448, 1929.
- STORETVEDT, K. M.: On remagnetization problems in palaeomagnetism: further considerations, 1970a, submitted to *Earth and Planet. Sci. Letters*.
- STORETVEDT, K. M.: 1970b, in preparation.
- STORETVEDT, K. M., and A. GIDSKEHAUG: The magnetization of the Great Whin Sill, Northern England, *Phys. Earth Planet. Interiors* 2, 105—112, 1969.
- VAN EVERDINGEN, R. O.: Studies on the igneous rock complex of the Oslo region, 17: Palaeomagnetic analysis of Permian extrusives in the Oslo region, Norway, *Skr. Norske Vid. Akad. Oslo, Mat. Naturv. kl.*, No. 1, 1960.
- VERHOOGEN, J.: Oxidation of iron-titanium oxides in igneous rocks, *J. Geol.* 70, 161—181, 1962.
- ZIJDERVELD, J. D. A.: The natural remanent magnetizations of the Exeter volcanic traps (Permian, Europe), *Tectonophysics* 4, 121—153, 1967.

Auswertung von Gravimeter-Messungen in der Münchberger Gneismasse längs eines Profils von Konradsreuth nach Niederlamitz¹⁾

Interpretation of Gravimeter Measurements in the Münchberger Gneissmasses Along a Profile from Konradsreuth to Niederlamitz¹⁾

Von H. SOFFEL²⁾ und K. PETERS³⁾

Eingegangen am 4. Mai 1970

Zusammenfassung: Ein ca. 14 km langes Gravimeter-Profil ($\delta g(z)$, Punktabstand 20 bis 50 m) vom Zentrum der Münchberger Gneismasse bei Konradsreuth bis in das Fichtelgebirge (Niederlamitz) wurde im Hinblick auf das Einfallen der südöstlichen Randzone und der Dicke der Gneismasse ausgewertet. Die zur BOUGUER-Korrektur notwendigen Gesteinsdichten wurden an Proben gemessen. Die BOUGUER-Anomalie ergab auf diesem Profil einen um etwa 28 mgal höheren Schwerewert der Gneismasse gegenüber dem Fichtelgebirge. Die Modellrechnungen wurden mit Hilfe der „Polygon-Methode“ durchgeführt. Für die Münchberger Gneismasse wurde so eine Dicke von etwa 5000 m bei einer Dichte-Differenz von 0,2 g/cm³ zwischen der Münchberger Gneismasse und dem Paläozoikum des Fichtelgebirges berechnet. Für den Südostrand wurde ein Einfallen der Gneismasse nach Nordwesten von 85° bestimmt. Die geringen Abweichungen zwischen der gemessenen und der berechneten Anomalie im Bereich der Prasinit-Phyllit-Zone und des Ordoviziums (Phycoden-Schichten) wurden durch die Annahme zusätzlicher oberflächennaher Störkörper gedeutet.

Summary: A 14 km long gravity profile ($\delta g(z)$) was measured ranging from the center of the Münchberger Gneissmasses (Northeast Bavaria, Germany) to the granites of the Fichtelgebirge with a distance of 20–50 m between the stations. The BOUGUER anomaly shows a difference in gravity of 28 mgal between the gneisses and the paleozoic granites. For a density difference of $\Delta \sigma = 0,2 \text{ g/cm}^3$ between the gneisses and the paleozoic rocks—as measured from rock specimens—the total thickness of the gneisses was determined to be approximately 5000 m. The thrust in the southeast of the Münchberger Gneissmasses has an inclination of 85° towards northwest. Small differences between the measured anomaly and the computed anomaly could be interpreted with the assumption of smaller bodies near the surface.

¹⁾ Auszug aus einer Diplomarbeit, angefertigt im Institut für Angewandte Geophysik der Ludwig-Maximilians-Universität München.

²⁾ Universitätsdozent Dr. HEINRICH SOFFEL, Institut für Angewandte Geophysik der Universität München, 8 München 2, Richard-Wagner-Straße 10.

³⁾ Dipl.-Geophys. KURT PETERS, Institut für Angewandte Geophysik der Universität München, 8 München 2, Richard-Wagner-Straße 10.

Einführung

Die Münchberger Gneismasse (M.G.M.), im metamorphen Saxothuringikum Nordostbayerns gelegen, ist seit Anfang des vergangenen Jahrhunderts Gegenstand zahlreicher Untersuchungen von Geologen und Mineralogen. Seit SUESS [1912] die M.G.M. als eine fremdartige aus dem Moldanubikum über das Fichtelgebirge hinweg bewegte Decke beschrieb, kam es immer wieder zu Diskussionen über die Theorie der Autochthonie bzw. die Deckentheorie der M.G.M. Die umfangreichen geologischen Kartierungen und tektonischen Untersuchungen der letzten Jahre lassen jedoch die autochthone Entstehung der M.G.M. als wahrscheinlicher gelten.

Der Aufbau der M.G.M. und seiner Umgebung ist aus Abb. 1 ersichtlich. Die Gneismasse kann nach STETTNER [1964] in eine liegende und eine hangende Gesteinsserie gegliedert werden. Im Nordosten, Südosten und Südwesten wird die M.G.M. von einer Grünschieferzone umgeben, die aus Randamphiboliten und der Prasinit-Phyllit-Serie mit darin eingelagerten Serpentin-Körpern besteht.

Auf diese Randzone der M.G.M. beschränkten sich die bisherigen geophysikalischen Untersuchungen, die mit der Beobachtung von Nadelabweichungen über dem Serpentin des Haidberges bei Zell durch HUMBOLDT [1797] begannen und nach einer langen

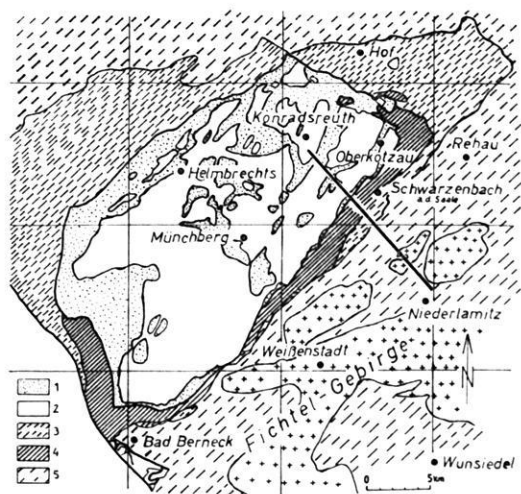


Abb. 1: Geologische Übersicht des Raumes der Münchberger Gneismasse nach STETTNER [1968b].

Geology in the area of the Münchberger Gneismasse after STETTNER [1968b].

1 = Liegendserie der Münchberger Gneismasse, 2 = Hangendserie der Münchberger Gneismasse, 3 = Paläozoikum in Bayerischer Fazies, 4 = Grünschieferzone, 5 = Paläozoikum in Thüringischer Fazies.

Unterbrechung von SCHMIDT [1956] und BADER [1961, 1964] durch die Vermessung der magnetischen Störfelder in der metamorphen Umrahmung am Südostrand der M.G.M. weitergeführt wurden. BADER [1961] fand in der Prasinit-Phyllit-Zone ΔZ -Anomalien des erdmagnetischen Feldes von -3000γ bis $+6000 \gamma$. Diese starken Anomalien werden durch die Serpentine dieser Zone verursacht. Über den Randamphiboliten wurden Anomalien der Vertikalkomponente des erdmagnetischen Feldes ΔZ von 200γ bis 500γ , über den Prasiniten Anomalien von 10γ bis 100γ , über den Phylliten von 0γ bis 10γ und über den Diabasen des die M.G.M. umgebenden Paläozoikums von 0γ bis 300γ gemessen. Aus diesen Messungen konnte BADER [1964] einige kleinere bis dahin noch unbekannte Serpentin-Körper lokalisieren und für einige größere Serpentine Störkörper-Berechnungen durchführen. BADER [1964] ermittelte das Einfallen der Serpentin-Körper gegen die Gneismasse hin und leitete daraus einen Einfallswinkel von ca. 80° nach Nordwesten für den Südost- und Ostrand der M.G.M. ab.

Abgesehen von wenigen Meßpunkten im Rahmen einer gravimetrischen Landesvermessung wurden bis 1963 im Bereich der M.G.M. keine Schweremessungen durchgeführt. Im Jahre 1963 wurden von HELBIG, SOFFEL und SCHMEDES (Institut für Angewandte Geophysik der Universität München) zwei kurze Schwereprofile vermessen. Das erste verläuft südwestlich von Oberkotzau in der Randzone der M.G.M. und soll im folgenden nicht weiter berücksichtigt werden.

Gravimeter-Messungen südwestlich Schwarzenbach

Das zweite Profil, das einen Teil des hier ausgewerteten bildet, liegt südwestlich Schwarzenbach a. d. Saale (Topographische Karte von Bayern 1:25000 Nr. 5737). Die Messungen wurden mit einem Worden-Gravimeter 614 ausgeführt, wobei mit einem Punktabstand von 20 m gemessen wurde. Das Profil reicht etwa 1 km in das Paläozoikum südöstlich der M.G.M. Wegen günstiger Geländebedingungen war es möglich, das gesamte Profil geradlinig anzulegen. Im Herbst 1967 wurde das Profil in nordwestlicher Richtung in die Gneismasse und nach Südosten in das Paläozoikum des Fichtelgebirges verlängert. Es reicht insgesamt von Silberbach (Koordinaten im GAUSS-KRÜGER-Netz: nordwestlicher Anfangspunkt $R = 44\ 89\ 910$, $H = 55\ 68\ 130$; Topographische Karte von Bayern 1:25000 Nr. 5737) bis Niederlamitz (südöstlicher Endpunkt $R = 44\ 99\ 040$, $H = 55\ 58\ 880$; Topographische Karte von Bayern 1:25000 Nr. 5837). Wegen des teilweise unwegsamen Geländes konnte das ursprünglich im Jahre 1963 angelegte Profil nicht geradlinig fortgesetzt werden. Es folgt in den bewaldeten Gebieten den Wegen und Straßen in Profilrichtung. Die Punktabstände betragen auf den Profilverlängerungen 50 m. Mit den Messungen von 1963 wurde längs des Profils an 372 Punkten die Anomalie der Schwere $\delta g(z)$ gemessen. Die gesamte Profillänge beträgt mit Knicken 14 km. Das Profil, in Abb. 1 durch eine Linie kenntlich gemacht, erstreckt sich über die geologischen Einheiten der Liegend- und Hangend-Serie der M.G.M. und über ordovizische und granitische Serien des Paläozoikums.

Das Gelände ist im Meßgebiet nur schwach hügelig mit geringen Steigungen, wie Abb. 2 zeigt. Die Höhen betragen 490 m bis 600 m ü. NN. In der näheren Umgebung (Radius von 15 km) sind ebenfalls keine größeren Höhenunterschiede vorhanden.

Als Meßgeräte dienten ein Worden-Gravimeter für die Schweremessungen und ein Tachymeter mit Meßlatte zur Bestimmung der Entfernungen und Höhen. Alle zwei Stunden wurden mit dem Gravimeter Wiederholungs-Messungen an bestimmten Nebenbasis-Punkten durchgeführt. Von Stationspunkt zu Stationspunkt wurden die Entfernungs- und Höhenunterschiede durch Nivellieren gemessen. Zur Kontrolle wurden einige Meßpunkte an Triangulationspunkte angeschlossen.

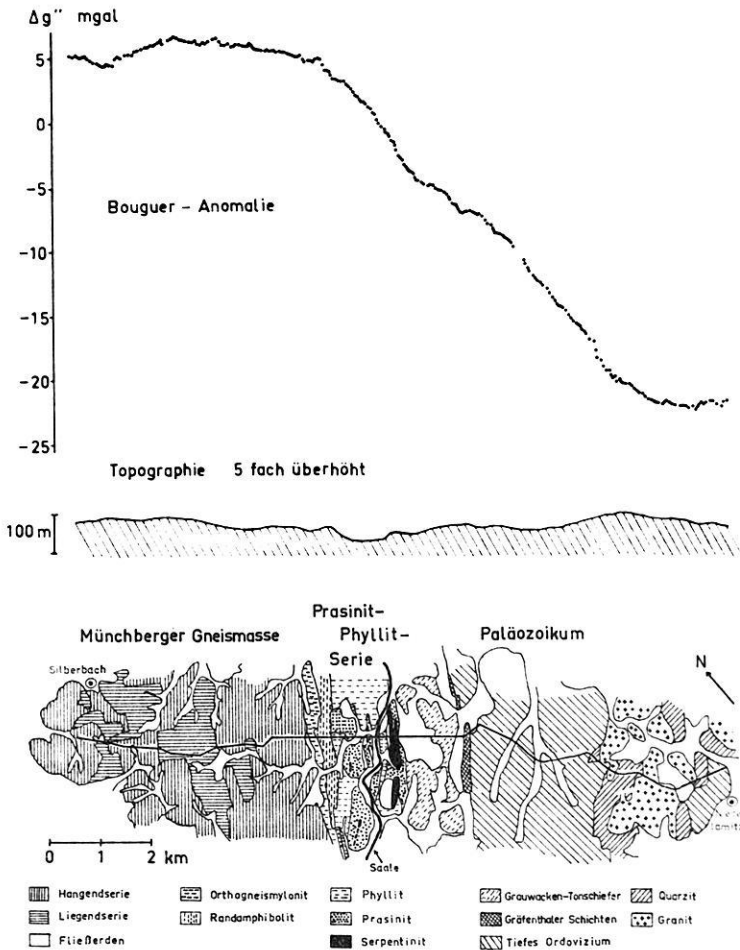


Abb. 2: BOUGUER-Anomalie des Gravimeter-Profiles bezogen auf den tiefsten Punkt des Profils. BOUGUER anomaly of the gravimeter profile referred to the lowest point of the profile.

Auswertung der Messungen

Korrekturen

Die Entfernungen und Höhen wurden auf den Hauptbasispunkt (Punkt 1 der Messungen von 1963) bezogen. Zur Interpretation wurde die BOUGUER-Anomalie $\Delta g''$ berechnet:

$$\Delta g'' = \Delta g_{\text{gem}} - \text{Top} + 0,3083 \cdot h - 0,04191 \cdot \sigma \cdot h - \gamma_0$$

wobei Δg_{gem} die gemessene Differenz der Schwere in mgal,

Top die Geländekorrektur,

h die Höhe des Stationspunktes über dem Bezugspunkt in m,

σ die Dichte der Gesteinsplatte zwischen Bezugsniveau und Stationspunkt und

γ_0 die Normalschwere der Stationspunkte bedeuten.

Es mußten daher folgende Korrekturen angebracht werden:

1. Breitenkorrektur

2. Geländekorrektur

Die Geländekorrektur wurde mit Hilfe einer Tabelle von HAALCK [1958] abgeschätzt. Es ergab sich in sehr ungünstigen Fällen eine Geländewirkung von weniger als 0,1 mgal. Wegen der geringen Geländewirkung und der absoluten Größe der Schwereanomalie wurde auf eine Geländekorrektur verzichtet.

3. Niveau-Korrektur

4. BOUGUERSche Platten-Reduktion

Das Bezugsniveau wurde durch den tiefsten Punkt des Profils (Meßpunkt 175, 492 m Höhe über NN) gelegt. Da sich das Profil über viele geologische Einheiten erstreckt, war es notwendig, die Platten-Korrektur mit verschiedenen Dichten vorzunehmen.

Bestimmung der Dichte

Die Bestimmung der Gesteinsdichten wurden nach dem von JUNG [1953] modifizierten NETTLETON-Verfahren versucht. Die Ergebnisse waren jedoch wegen des unsicheren Verlaufs des Regionalfeldes nicht zufriedenstellend. Die für die Platten-Reduktion notwendigen Dichten wurden deshalb an Gesteinsproben gemessen. Die verschiedenen Gesteine wurden an entsprechenden Aufschlüssen, die in den Erläuterungen zur geologischen Karte von Bayern, Blatt Weißenstadt und Blatt Schwarzenbach [STETTNER 1964, 1968], beschrieben sind, entnommen und von jeder Gesteinsart an 5 bis 10 Proben die Gesteinsdichten durch Wägen in Luft und in Wasser bestimmt. In Tabelle 1 sind die erhaltenen Dichten aufgeführt. Die Dichten sind im Bereich der M.G.M. im Mittel gleich 2,8 g/cm³; die Amphibolite haben mit 3,04 g/cm³ die größte Dichte im

Tabelle 1: Gemessene Gesteinsdichten längs des Gravimeter-Profiles.
The density of rock specimens along the gravity profile.

Gesteinsart	Fundort	Anzahl der Proben	Mittlere Dichte in g/cm ³	Schwankungs- Bereich der Dichte in g/cm ³
Eklogit	bei Fattigau	7	3,356	3,232—3,445
Hornfelsbändergneis	Steinbr. b. Seulbitz	8	2,983	2,930—3,033
Hornblendebändergneis	Steinbr. südöstl. Konrads- reuth	5	2,786	2,770—2,793
Muskowit-Granat-Gneis	am Hag, Poschnitzgrund b. Fattigau	13	2,762	2,735—2,828
Metahornfelsgneis	Steinbr. westl. Autengrün	6	2,823	2,786—2,880
Orthogneis	Föhrberg b. Silberbach	5	2,699	2,691—2,709
Amphibolit u. Epidotamphibolit	Steinbr. südöstl. Döhlau	6	3,044	3,013—3,063
Phyllit	Steinbr. südl. Sparneck	8	2,680	2,618—2,711
Prasinit	Steinbr. b. Tauperlitz	6	2,945	2,901—2,987
Serpentinit	Steinbr. östl. Förbau	7	2,686	2,630—2,716
Grauwacken-Tonschiefer-Serie	nördl. Baumersreuth	11	2,560	2,520—2,582
Oberdevonische Schichten	südl. Wurlitz	6	2,501	2,390—2,607
Gräfenenthaler Schichten	Wegeinschnitt südl. Quellenreuth	8	2,526	2,443—2,577
Knotenglimmerschiefer	Straße b. Neuhammer	5	2,721	2,693—2,783
Quarzit	Bahneinschnitt westl. Kirchenlamitz	4	2,578	2,562—2,578
Granit	Steinbr. Fahrenbühl, Waldstein, Wolfsfels	23	2,629	2,618—2,635

Meßgebiet. Sie bilden auf dem Profil allerdings nur einen geringen Abschnitt. In der Prasinit-Phyllit-Zone schwanken die Dichten stark zwischen einerseits Phylliten und Serpentinitten mit Dichten von 2,68 g/cm³ und Prasiniten andererseits, bei denen Dichten von 2,94 g/cm³ ermittelt wurden. Die Phycoden-Schichten mit einer Dichte von 2,72 g/cm³ unterscheiden sich deutlich von den Graniten (2,62 g/cm³) und den Quarziten (2,58 g/cm³) des Paläozoikums. Bei den Modellrechnungen wurde eine Dichtedifferenz zwischen der M.G.M. (mittlere Dichte der Gneise 2,8 g/cm³) und dem Paläozoikum (mittlere Dichte der Quarzite und Granite 2,6 g/cm³) von $\Delta\sigma = 0,2$ g/cm³ angenommen.

BOUGUER-Anomalie

Unter Berücksichtigung der oben genannten Dichten wurde für das gesamte Profil die BOUGUER-Reduktion durchgeführt. Die BOUGUER-Anomalie wurde innerhalb größerer Intervalle mit mittleren Dichten errechnet. In Abb. 2 ist die erhaltene BOUGUER-Anomalie dargestellt. Die BOUGUER-Anomalie ist im südöstlichen Teil bei-

nahe konstant. Schon im Bereich des Paläozoikums werden die BOUGUER-Werte größer. In der Prasinit-Phyllit-Zone ist die Zunahme nach Nordwesten am stärksten. In der M.G.M. ist nur noch eine schwache Zunahme bis auf einen maximalen Wert zu erkennen. Weiter nach Nordwesten werden die Werte der BOUGUER-Anomalie wieder kleiner, worauf aber eine erneute Zunahme zu folgen scheint. Die Ursache dieses Minimums ist wohl in einer oberflächennahen Störung zu suchen, die hier nicht weiter untersucht wird. Aus der BOUGUER-Anomalie ist ein maximaler Schwereunterschied von + 28 mgal zwischen der M.G.M. und dem Paläozoikum zu entnehmen.

Berechnung der Störkörper

Bei der Berechnung der Störkörper wurde die in Abb. 2 gezeigte BOUGUER-Anomalie verwendet. Da die Schwere längs eines Profils gemessen wurde, wurden zweidimensionale Modelle verwendet.

Schiefe Stufe als erste Näherung des Störkörpers

Für die Schwereanomalie einer schiefen Stufe läßt sich ein geschlossener Ausdruck angeben, der berechnet werden kann, wenn der Dichteunterschied $\Delta\sigma$, die Sprunghöhe D und der Einfallswinkel i gegeben sind (siehe Abb. 3). Die Anomalie Δg , die eine solche Stufe erzeugt, ist gegeben durch

$$\Delta g = 2f\Delta\sigma \left(-x \sin^2 i \cdot \ln \left| \frac{r}{x} \right| + x \cdot \sin i \cdot \cos i \cdot \varphi + D \cdot \varphi \right)$$

mit f als Gravitationskonstante.

Die Berechnung von Δg konnte auf einer elektronischen Rechenanlage durchgeführt werden.

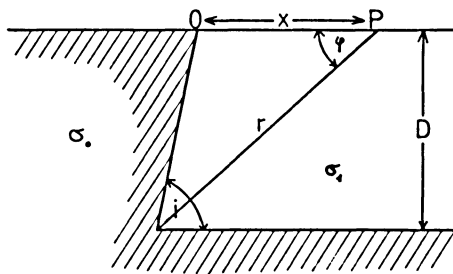


Abb. 3: Schiefe Stufe. — Step model.

Die Modellrechnungen brachten folgende Ergebnisse:

1. Modelle mit Einfallswinkeln von 70° bis 90° zur M.G.M. hin, Dichteunterschieden von $\Delta\sigma = 0,2 \text{ g/cm}^3$ und Sprunghöhen von ungefähr 5000 m näherten die BOUGUER-Anomalie am besten an.

2. Bei allen Modellen mußte die Prasinit-Phyllit-Zone und ein Teil des Paläozoikums bezüglich ihrer Dichte der M.G.M. zugeordnet werden.
3. Die Abweichungen der Modellkurve von der BOUGUER-Anomalie betragen im mittleren Teil des Profils bis zu 5 mgal. Das deutet darauf hin, daß das einfache Modell einer schiefen Stufe durch Hinzunahme weiterer, oberflächennaher Störkörper verbessert werden muß.

Verbesserung des Modells mit Hilfe der „Polygon-Methode“

Es wurde versucht, die oben beschriebenen Ergebnisse mit der von TALWANI, WORZEL und LANDISMAN [1959] angegebenen „Polygon-Methode“, einem Näherungsverfahren zur Berechnung von zweidimensionalen Störkörpern beliebiger Gestalt mit Hilfe elektronischer Rechenanlagen, zu prüfen und eventuell zu verbessern. Mittels der „Polygon-Methode“ wurde die Schwerewirkung eines Modells berechnet, bei dem die M.G.M. als Horst betrachtet wird. Es wurde eine Breite der Gneismasse von 15 km, wie sie in Verlängerung des Schwereprofils gemessen wird, vorgegeben. Am Nordwestrand wurde in erster Näherung ein senkrecht einfallendes Gneisprofil, eine Sprunghöhe von 5 km und ein Dichteunterschied von $\Delta\sigma = 0,2 \text{ g/cm}^3$ angenommen. Für den Südostrand wurden die Parameter $D = 5,1 \text{ km}$, $i = 85^\circ$, $\Delta\sigma = 0,2 \text{ g/cm}^3$ benutzt, die bei dem Stufenmodell die beste Annäherung an die BOUGUER-Anomalie ergaben.

Im Bereich der Prasinit-Phyllit-Zone wurde ein oberflächennaher Störkörper geringerer Dichte angenommen. Die größte Abweichung zwischen der BOUGUER-Anomalie und der Modellkurve befindet sich auf dem Profilabschnitt, wo an der Oberfläche Knoten-Glimmer-Schiefer des Ordoviziums (Phycoden-Schichten) mit einer gemessenen Dichte von $2,72 \text{ g/cm}^3$ anstehen, die größer ist als die mittlere Dichte des Paläozoikums (Granite und Quarzite, $\sigma = 2,6 \text{ g/cm}^3$). Es wurde deshalb ein weiterer oberflächennaher Störkörper größerer Dichte in diesem Profilabschnitt vorgegeben. Die Wirkung der beiden Störkörper auf das Gesamtmodell der M.G.M. als Horst ergab die in Abb. 4 gestrichelte Modellkurve. Die Abweichung der Modellkurve von der BOUGUER-Anomalie im Nordwesten kann dadurch erklärt werden, daß die M.G.M. im Nordosten in etwa 6 km Entfernung vom Profil endet, während in dem zweidimensionalen Modell die Gneismasse in dieser Richtung unendlich ausgedehnt ist.

Dichte der Gesteine unter der M.G.M.

Die oben aufgeführten Modellrechnungen gaben keine Auskünfte über die Dichte des Gesteinsmaterials unter der M.G.M. in einer Teufe größer 5 km. Nimmt man an, daß die Dichtedifferenz zwischen den Gesteinen der M.G.M. und dem Paläozoikum mit zunehmender Teufe geringer wird, so ist die in den Modellrechnungen mit dem Dichteunterschied $\Delta\sigma = 0,2 \text{ g/cm}^3$ ermittelte Höhe der Stufe ein minimaler Wert. Aus einer Abnahme der Dichtedifferenz würde folgen, daß die Dichte unterhalb 5000 m

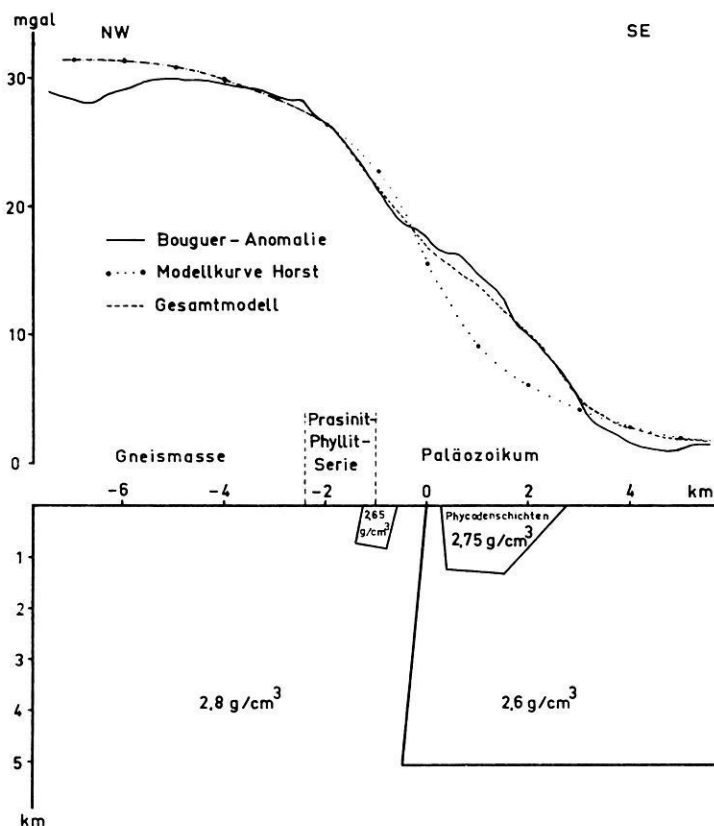


Abb. 4: Gemessene BOUGUER-Anomalie (durchgezogene Linie) und berechnete Anomalie des Modells (unterbrochene Linie) mit den Parametern $D = 5100$ m, $i = 85^\circ$, $\Delta\sigma = 0,2$ g/cm³ am Südostrand der Münchberger Gneismasse.

Measured BOUGUER anomaly (full line) and computed anomaly (dashed line) based on $D = 5100$ m, $i = 85^\circ$, $\Delta\sigma = 0,2$ g/cm³.

etwa gleich $2,8$ g/cm³ ist, da kaum anzunehmen ist, daß die Dichte der Gesteine der Gneismasse mit zunehmender Teufe geringer wird. Die Dichte der Gesteine der Liegendserie der M.G.M. beträgt etwa $2,8$ g/cm³.

Interpretation und geologische Deutung der Ergebnisse

Der Störkörper größerer Dichte im Paläozoikum, der den Einfluß der Phycodenschichten berücksichtigt, läßt sich gut mit den Vorstellungen von der Geologie des Gebietes vereinbaren. Nach einer mündlichen Mitteilung von STETTNER [1968a] schwankt die Mächtigkeit der Phycoden-Schichten im Untersuchungsgebiet sehr stark

und kann die im Modell angenommene Schichtdicke von etwa 1200 m erreichen. STETTNER [1968b] beschreibt Aufschlüsse von Phycoden-Schichten (westlich von Martinlamitz), die mit 58° bis 75° nach NW einfallen, was ebenfalls dem Modell entspricht. Die Ausdehnung der Kontakthöfe, bewirkt durch den im Südosten anschließenden Granit, läßt nach STETTNER [1968b] darauf schließen, daß der Granit, entsprechend dem Modell (Abb. 4) unter der Oberfläche weiter nach Norden reicht.

Die Tatsache, daß bei den Störkörper-Berechnungen die Prasinit-Phyllit-Zone und ein Teil des Paläozoikums etwa die gleiche Dichte haben wie die M.G.M., bedarf einer geologischen Deutung. Die in diesem Bereich an der Oberfläche anstehenden Gesteine haben, abgesehen von den Prasiniten, eine geringere Dichte als sie für das Stufen- bzw. Horstmodell für den Gneis pauschal angenommen waren. Das hieraus resultierende Defizit an Masse müßte im Untergrund durch Gesteine größerer Dichte kompensiert werden. Nach STETTNER [1968b] sind in der Prasinit-Phyllit-Zone mit den aus tonig-sandigen Sedimenten entstandenen Phylliten prasinitische Gesteine verknüpft, die auf ehemalige Diabase und deren Tuffe zurückgeführt werden können. Es ist deshalb vorstellbar, daß dichtere Diabase, die nach STETTNER [1968b] beim Aufstieg der Gneismasse an den Rändern eingeschuppt wurden, die Gesamtdichte in diesem Bereich anheben.

Die in dieser Arbeit behandelten Schweremessungen scheinen geeignet zu sein, zur Klärung der Frage der Entstehung der M.G.M. beizutragen. Die Störkörper-Berechnungen ergaben eine Eindringtiefe der Gneismasse von mindestens 5000 m und eine sehr tief reichende, nahezu vertikale Störungsfläche. Damit würden die umfangreichen geologischen Untersuchungen in der M.G.M. bestätigt werden, welche eine zumindest parautochthone Entstehung der Gneismasse erwarten lassen und keine Überschiebung als Decke.

Die hier ausgewerteten Schweremessungen widersprechen der Vermutung von WURM [1965], daß der „Schwereüberschuß der Gneismasse, ähnlich wie das bei den Schwerehochs von Ivrea und in den Ostalpen am Gardasee zu sein scheint, einer Verdickung der Gabbroschicht entspricht“. Das kann auf Grund des hier gemessenen Schweregradienten von 40 Eötvös (4 mgal/km) im Bereich der Randzone der M.G.M. nicht gefolgert werden. Die Interpretationen von WURM [1965] stützen sich auf eine BOUGUER-Isanomalen-Karte der Deutschen Geodätischen Kommission aus dem Jahre 1957, auf der sämtliche Isanomalen im Bereich der M.G.M. als unsicher eingezeichnet sind.

Danksagung

Die Autoren danken Herrn Prof. Dr. ANGENHEISTER für die Förderung dieser Arbeit durch Anregungen und Diskussionen, Herrn Dr. K. HELBIG für die Organisation und Durchführung der Messungen längs eines Profilabschnitts und allen Kommilitonen, die an den Messungen teilnahmen. Dem Geophysikalischen Institut der TU Clausthal danken sie für die Bereitstellung der Meßgeräte. Besonderer Dank gilt

Herrn Dr. G. STETTNER und Herrn Dr. K. BADER vom Bayerischen Geologischen Landesamt für die zahlreichen Diskussionen über die Interpretation der Ergebnisse. Der Deutschen Forschungsgemeinschaft sei für die finanzielle Unterstützung der Messungen (An 23/32), sowie dem Leibniz-Rechenzentrum der Bayerischen Akademie der Wissenschaften für die Durchführung der Rechnungen gedankt.

Literatur

- BADER, K.: Das magnetische Störfeld der Serpentine am Südostrand der Münchberger Gneismasse. — Unveröff. Diplomarbeit am Institut für Angewandte Geophysik der Universität München, 1961.
- : Das magnetische Störfeld der Serpentine am Südostrand der Münchberger Gneismasse und seine Interpretation. — Dissertation am Institut für Angewandte Geophysik der Universität München, 1964.
- HAALCK, H.: Lehrbuch der angewandten Geophysik. Berlin 1953.
- HUMBOLDT, A. v.: Über die merkwürdige magnetische Polarität einer Gebirgskuppe von Serpentinstein. Neues Journal der Physik, Bd. 4, 1797.
- JUNG, K.: Zur Bestimmung der Bodendichte nach dem NETTLETON-Verfahren. Z. Geophys. 19 (Sonderband), 54—58, 1953.
- : Schwerkraftverfahren in der angewandten Geophysik. Leipzig 1961.
- SCHMIDT, E.: Erdmagnetische Messungen am Haidberg bei Zell als Beitrag zur Erforschung der basischen Gesteine in der Umrandung der Münchberger Gneismasse. Unveröff. Diplomarbeit am Institut für Angewandte Geophysik der Universität München, 1956.
- STETTNER, G.: Über Bau und Entwicklung der Münchberger Gneismasse. Geol. Rdsch. 49 (2), 350—375, 1960.
- : Erläuterungen zur Geologischen Karte von Bayern 1:25000, Blatt Nr. 5837 Weißenstadt, München 1964.
- : Mündliche Mitteilung, München 1968a.
- : Erläuterungen zur Geologischen Karte von Bayern 1:25000, Blatt Nr. 5737 Schwarzenbach a. d. sächs. Saale, München 1968b.
- SUCESS, F. E.: Vorläufige Mitteilung über die Münchberger Deckscholle. Sitzungsber. Ak. Wiss. Wien, Math.-Naturw. K. 121, Abt. 11a, H. 10, 253, 1912.
- TALWANI, M., J. L. WORZEL und M. LANDISMAN: Rapid gravity computations for two-dimensional bodies with application to the Mendocino submarine fracture zone. J. Geophys. Res. 64, 49—59, 1959.
- VAJK, R.: BOUGUER corrections with varying surface density. Geophysics 21, 1004—1020, 1956.
- WURM, A.: Das Schwerebild und seine geologische Deutung im Bereich der Münchberger Gneismasse. N. Jb. Geol. Paläont. Mh. 2, 111—115, 1965.

Deutung der Schwereanomalien im Nördlinger Ries

Interpretation of the gravity anomalies found in the Nördlinger Ries

Von H.-G. KAHLE, Kiel¹⁾

Eingegangen am 20. September 1969
(in geänderter Fassung am 16. März 1970)

Zusammenfassung: Es wird die Dichteverteilung eines aus quaderförmigen Massen bestehenden vierschichtigen Riesmodells angegeben. Sein Schwerfeld und das Differenzfeld gegenüber der vom Riesereignis verursachten Schwereanomalie sind dargestellt. Im Riesinnern werden Gebiete mit relativ dichtem Material lokalisiert, die man dem kristallinen Wall zuordnen kann.

Summary: The density distribution of a theoretical 4-layered Ries model being composed of rectangular prisms is determined. The gravity values of the model and their differences as compared to the anomaly caused by the Ries event are contoured. Regions are localized in the interior of the Ries basin which consist of relatively dense material. They may be assigned to the crystalline wall.

In den bisherigen Auswertungen der BOUGUERSchen Schwereanomalien im Nördlinger Ries und seiner Umgebung [JUNG und SCHAAF, 1967], [KAHLE, 1969] wurde u. a. ein Restfeld²⁾ ermittelt, das dem vom Riesereignis hervorgerufenen Schwerfeld weitgehend entspricht. Aus dem von der Riesmitte über Wallerstein nach Westen verlaufenden Schwereprofil 9 konnte man ein rotationssymmetrisches Riesmodell ableiten, das aus vier zylindrischen Schichten I, II, III und IV besteht (Abb. 1) [KAHLE, 1969]. Die obere Schicht I stellt den Sedimentkrater dar. Sie enthält einen Kreiszyylinder I1 und vier Zylinderringe I2, I3, I4 und I5. Die Zylinder II, III und IV nähern den aus kristallinen Trümmermassen bestehenden Kristallkrater an.

Ausgehend von den Vorstellungen des rotationssymmetrischen Modells (Abb. 1) und den Ergebnissen der seismischen Messungen von REICH [REICH und HORRIG, 1955] ergibt sich aus den durchgeführten Modellrechnungen ein vierschichtiger Störkörper, der aus quaderförmigen Massenelementen besteht (Abb. 2). Die Zahlen in den einzelnen Flächen geben die Dichtewerte der entsprechenden Quader der oberen Schicht I (Quaderhöhe = 500 m) an. Gebiete mit relativ dichtem Material sind besonders her-

¹⁾ Dipl.-Geophysiker H.-G. KAHLE, Institut für Geophysik, 23 Kiel, Neue Universität, Haus B 2

²⁾ Restfeld 2 in [KAHLE, 1969]

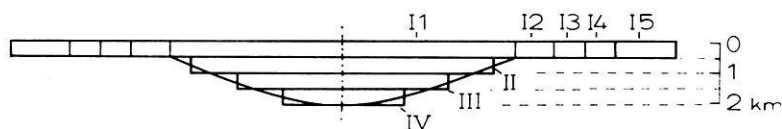


Abb. 1: Rotationssymmetrisches Riesmodell.

Rotationally symmetric Ries model.

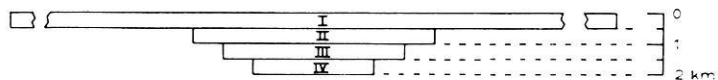


Abb. 3: Querschnitt des theoretischen Riesmodells.

Cross-section of the theoretical Ries model.

vorgehoben (vgl. (3) in Abb. 2). Es liegt nahe, sie dem kristallinen Wall zuzuordnen. Die gestrichelten Linien kennzeichnen den Grundriß der drei unteren Schichten II, III und IV (Abb. 3) mit den Dichtewerten $\sigma_{II} = -0,25 \text{ gcm}^{-3}$, $\sigma_{III} = -0,20 \text{ gcm}^{-3}$ und $\sigma_{IV} = -0,15 \text{ gcm}^{-3}$. Die Masse des Modells beträgt -65000 Megatonnen. Sie liegt in der Größenordnung des integralen Massendefizits [KAHLE, 1969; JUNG, SCHAAF und KAHLE, 1969].

Das ermittelte Riesmodell stellt eine mögliche Massenverteilung des Rieses dar. Für genauere Aussagen ist eine kombinierte Auswertung mit anderen geophysikalischen Messungen, z. B. mit den 1967 und 1968 durchgeführten seismischen Messungen, erforderlich [ANGENHEISTER und POHL, 1969].

Der theoretische Störkörper verursacht auf seiner Oberfläche das in Abb. 4 dargestellte Schwerfeld. Abb. 5 zeigt das Differenzfeld gegenüber dem Restfeld des Rieses. Die mittlere Abweichung der Einzelwerte beträgt $m = 1,1 \text{ mgal}$.

Meinem verehrten Lehrer, Prof. Dr. Dr. E. h. K. JUNG, möchte ich für die Unterstützung und Förderung dieser Arbeit sowie für wertvolle Anregungen danken. Die Rechen- und Zeichenarbeiten wurden im Rechenzentrum Schirnau durchgeführt. Den Operateuren und Mitarbeitern danke ich für ihre Hilfe. Insbesondere sei Herrn Dipl.-Physiker HUCK, dem Leiter des Rechenzentrums, gedankt, der das von ihm entwickelte Programm für die Zeichnung der Isogammen sowie das Programm für die Steuerung des Zeichenautomaten großzügig zur Verfügung gestellt hat.

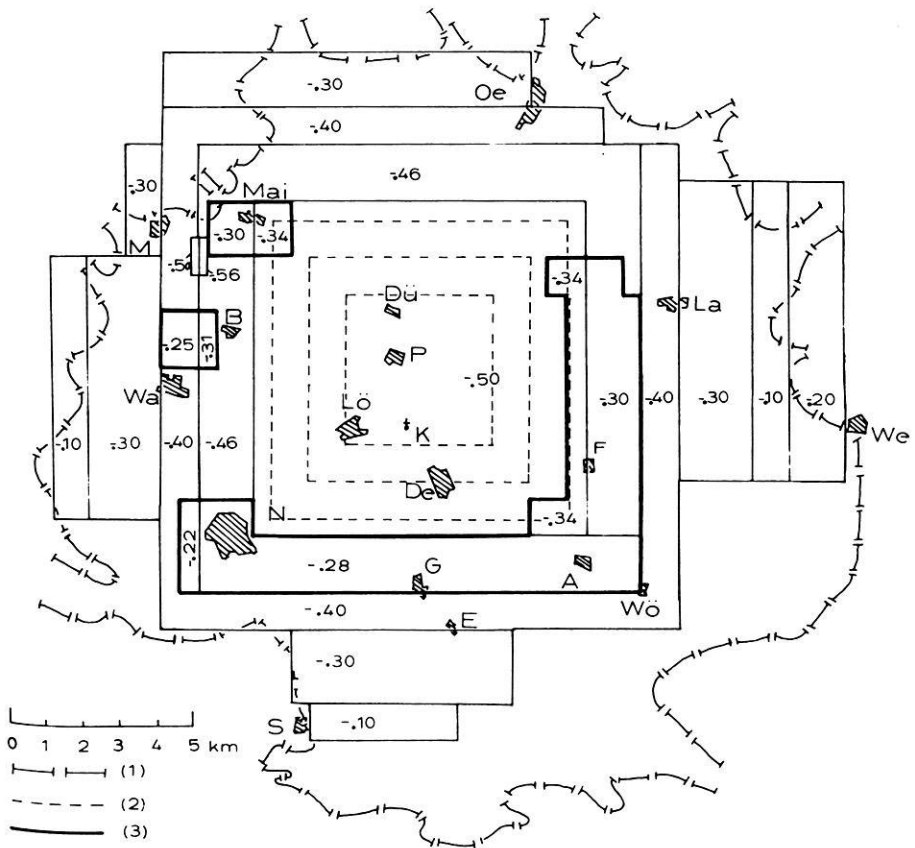


Abb. 2: Grundriß des theoretischen Riesmodells. Zahlen in gcm^{-3} .

Ground plan of the theoretical Ries model. Values in gcm^{-3} .

- (1) Ries-Grenzen (450 m — Höhenlinie).
Edges of the Ries basin (450 m — contour line).
- (2) Grundriß der unteren Schichten II, III und IV, Mächtigkeit jeder Schicht = 500 m.
Ground plan of the lower layers II, III and IV, thickness of each layer = 500 m.
- (3) Grundriß des „kristalline Walles“. Mächtigkeit 500 m.
Ground plan of the “crystalline wall”. Thickness 500 m.

A = Alerheim, B = Birkhausen, De = Deiningen, Dü = Dürrenzimmern,
E = Enkingen, F = Fessenheim, G = Großelfingen, K = Klosterzimmern,
La = Laub, Lö = Löpsingen, Mai = Maihingen, M = Marktoffingen, N =
Nördlingen, Oe = Oettingen, P = Pfäfflingen, S = Schmädingen, Wa = Waller-
stein, We = Wemding, Wö = Wörnitzostheim.

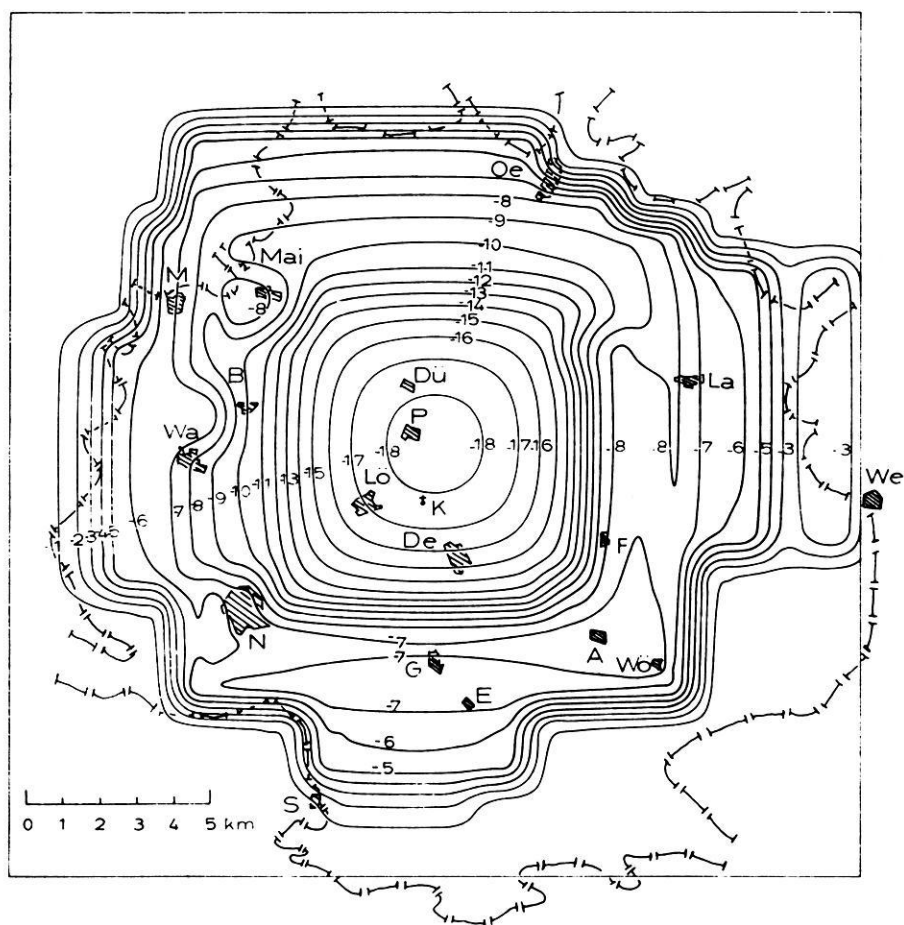


Abb. 4: Schwerefeld des theoretischen Riesmodells, Abstand der Isogammen: 1 mgal. Abkürzung der Ortsnamen wie in Abb. 3.

Gravity field of the theoretical Ries model, contour interval: 1 mgal. Abbreviation of places as in Fig. 3.

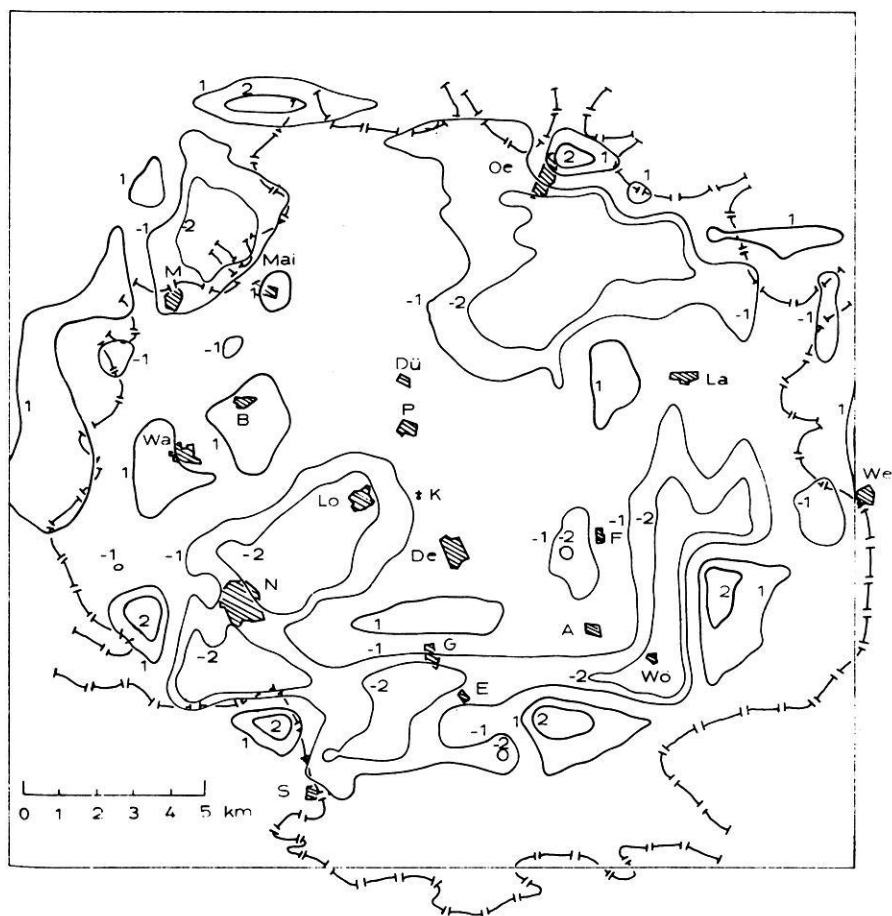


Abb. 5: Das Differenzfeld des Modellfeldes (Abb. 4) gegenüber dem Restfeld 2 des Nördlinger Rieses (vgl. [KAHLE, 1969, S. 341]). Zahlen in mgal.

Isogams of the difference between the computed gravity values of the theoretical model and the residual field 2 of the Nördlinger Ries. Values in mgal.

Literatur

- ANGENHEISTER, G. und J. POHL: Die seismischen Messungen im Ries von 1948—1969. *Geologica Bavarica*, 61, 304—326, 1969. Hrsgb.: Bayerisches Geologisches Landesamt, München
- JUNG, K. und H. SCHAAF: Gravimetermessungen im Nördlinger Ries und seiner Umgebung. Abschätzung der gesamten Störungsmasse. *Z. Geophys.* 33, 319—345, 1967
- JUNG, K. H. SCHAAF und H. G. KAHLE: Ergebnisse gravimetrischer Messungen im Ries. *Geologica Bavarica*, 61, 337—342, München 1969
- KAHLE, H.-G.: Abschätzung der Störungsmasse im Nördlinger Ries. *Z. Geophys.* 35, 317 bis 345, 1969
- REICH, H., und W. HORRIX: Geophysikalische Untersuchungen im Ries und Vorries und deren geologische Deutung. *Beih. Geol. Jb.* 19, 1955

Eine Methode zur direkten Bestimmung der sogenannten „Geometrischen Tortuosität“

A Method of Direct Determination of the „Geometric Tortuosity“

Von W. BITTERLICH und H. WÖBKING, Innsbruck¹⁾

Eingegangen am 24. November 1969

Zusammenfassung: Es wird eine neue Methode zur Bestimmung der Tortuosität von Gesteinen — speziell der „geometrischen Tortuosität“ — beschrieben. An Hand eines bewußt einfach gewählten Modells einer scheibenförmigen Gesteinsprobe wird die geometrische Tortuosität definiert. Die Ermittlung dieser Größe kann auf herkömmlichem Wege über den Formationsfaktor oder nach einem neuen Verfahren über kapazitive Messungen erfolgen. In der Praxis zeigt sich, daß die Tortuosität frequenzabhängig ist. Für die Frequenzen $f = 100$ Hz und $f = 1$ kHz sind Meßwerte für Sandstein angegeben.

Summary: A new method is described for determining the tortuosity of rock, above all the “geometric tortuosity” which is defined on an especially simple model of a disk-shaped rock sample. This quantity may be determined either by the traditional method via the formation factor, or by a new technique via capacitive measurements. In practice, tortuosity proved to depend on frequency. For a frequency of $f = 100$ Hz and $f = 1$ kHz, values of measurements in sandstone have been listed.

1. Einleitung

Wenn man von der Tortuosität eines Gesteins spricht, so meint man i. a. die hydraulische Tortuosität T_{hy} oder die elektrische Tortuosität T_{el} , die nach SCHOPPER [1966] durch folgende Gleichungen definiert werden können:

$$T_{hy} = \frac{\Phi \cdot a_{eff}}{k \cdot 8 \pi} \quad (1)$$

$$T_{el} = \Phi \cdot F \quad (2)$$

(Φ = Porosität, a_{eff} = Porenquerschnitt, k = Durchlässigkeit, F = Formationsfaktor).

¹⁾ Univ. Doz. Dr. Wolfram BITTERLICH, Innsbruck, Kaiser-Franz-Josef-Str. 5. Dr. Hans WÖBKING, Montanwerke Brixlegg GesmbH, Brixlegg, Tirol.

Beide Tortuositäten sind rein geometrische Größen. Wenn hier trotzdem eine dritte Tortuosität mit dem Attribut „geometrisch“ hergeleitet werden soll, so geschieht dies nicht etwa, um eine erste gemeinsame Näherung der oben angeführten Tortuositäten (T_{hy} , T_{el}) zu finden, sondern aus folgendem Grunde: Die neue Größe T wird mit Hilfe von kapazitiven Effekten ermittelt werden, die durch die Theorie der Raumladungspolarisation gedeutet werden können. In diese Theorie gehen als geometrische Größen nur die Fläche, mit der eine Elektrode an die Gesteinsprobe angrenzt, und der Abstand der Elektroden (des Meßkondensators) ein. Um unter Verwendung der Erscheinungen der Raumladungspolarisation gefügekundliche Größen von Gesteinen erfassen zu können, muß eine Tortuosität durch einfachste geometrische Objekte wie Flächen und Längen definiert werden. Für das Porengefüge eines Gesteins muß dazu das relativ primitive Modell mit geradlinig verlaufenden Porenkanälchen konstanten Querschnittes eingeführt werden, wobei zugestanden werden soll, daß man auf diese Weise eine reale Porenanordnung nur näherungsweise beschreiben kann.

Die Theorie der Raumladungspolarisation, mit deren Hilfe man die Dispersionskurven für Elektrolyte (Wasser) und für gesättigte Gesteinsproben im Hz- und kHz-Bereich deuten kann, soll in ihren Grundzügen kurz dargestellt werden.

2. Theorie der Raumladungspolarisation

2.1. Raumladungserscheinungen bei ionenhaltigem Wasser

Verwendet man ionenhaltiges Wasser als Dielektrikum eines Plattenkondensators, so wandern nach Anlegen einer elektrischen Spannung die Kationen und die Anionen in Richtung der entsprechenden Elektroden. Das Ohmsche Gesetz gilt so lange, wie keine Behinderung der Ionen bei der Entladung an den Elektroden auftritt. Oft können die Ionen nicht schnell genug entladen werden, so daß sie sich stauen und eine Annäherung weiterer Ladungsträger verhindern. Im Bereich der Elektroden finden sich dann Gebiete mit erhöhter Raumladung (gegenüber dem Hauptvolumen) — das Medium wird polarisiert. Diese Effekte können durch Verwendung von Wechselstrom genügend hoher Frequenz verhindert werden. Nach LIDIARD [1957] treten beim Fließen niederfrequenter Ströme kapazitive Effekte auf. Die Theorie dieser Vorgänge ergibt eine frequenzabhängige Dielektrizitätskonstante der Flüssigkeit.

Die Theorie, die ausführlich von LIDIARD [1957], BLANK [1964] und FRIAUF [1954] beschrieben ist, führt zu zwei Grenzfällen:

- a) Die Elektroden sind für positive und negative Ionen sperrend,
- b) es wird nur eine Ionenart an der Entladung gehindert.

Da die Experimente gezeigt haben, daß die Dispersionskurven des verwendeten Porenwassers am besten durch den Fall a) beschrieben werden, sollen für diesen Fall

die Endformeln für die Parallelkapazität C_P und für den Paralleleitwert G_P , die als Ersatzgrößen des Kondensators mit Wasser als Dielektrikum dienen, angegeben werden:

$$C_P = \frac{C^*}{1 + (2\pi)^2 f^2 \tau^2} \quad (3)$$

$$C^* = \frac{A}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{e^2 \varepsilon^* \cdot n}{k' T'}} \quad (4)$$

$$G_P = G_1 \cdot \frac{(2\pi)^2 f^2 \tau^2}{1 + (2\pi)^2 f^2 \tau^2} \quad (5)$$

$$\tau = \frac{d}{u_n + u_p} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon^*}{2 n k' T'}} \quad (6)$$

$$G_1 = \frac{A}{d} e (u_n \cdot n_n + u_p \cdot n_p) \quad (7)$$

Erklärung der verwendeten Symbole:

- C_P = Parallelkapazität [cm]
- G_P = Paralleleitwert [cm sec⁻¹]
- G_1 = Gleichstromleitwert [cm sec⁻¹]
- τ = Zeitkonstante [sec]
- f = Frequenz [Hz]
- e = Elementarladung (= $4,8 \cdot 10^{-10} \text{ g}^{1/2} \text{ cm}^{3/2} \text{ sec}^{-1}$)
- ε^* = Dielektrizitätskonstante der Grundsubstanz ($\varepsilon^* \approx 81$)
- A = Oberfläche der Elektroden [cm²]
- d = Elektrodenabstand [cm]
- u_n = Ionenbeweglichkeit [$\text{g}^{-1/2} \text{ cm}^{3/2}$]
- u_p
- n_n = Anzahl der negativen und positiven Ionen pro cm³ [cm⁻³]
- n_p
- k' = Boltzmannkonstante (= $1,38 \cdot 10^{-16} \text{ erg Grad}^{-1}$)
- T' = absolute Temperatur [°K]
- C^* = Kapazität bei Niederfrequenz [cm]
- n = Anzahl der Ionen pro cm³ [cm⁻³]

Dividiert man C_P nach Gleichung (3) durch die Leerkapazität C_0 des Plattenkondensators,

$$C_0 = \frac{A}{4\pi d}, \quad (8)$$

so erhält man die Dielektrizitätskonstante ϵ_W des Wassers:

$$\epsilon_W = \frac{C^* \frac{4\pi d}{A}}{1 + (2\pi)^2 f^2 \tau^2} \quad (9)$$

Die Gleichung (9) geht, wenn $1 \ll (2\pi)^2 f^2 \tau^2$ ist, über in

$$\epsilon_W = \frac{C^* \cdot \frac{4\pi d}{A}}{(2\pi)^2 f^2 \tau^2} \quad (10)$$

Setzt man für C^* und τ die Formeln (4) und (6) ein, so ergibt sich für die frequenzabhängige Dielektrizitätskonstante des Wassers:

$$\epsilon_W = \frac{4\pi}{d} \cdot \frac{1}{f^2} \cdot \frac{(u_n + u_p)^2 (2nk'T')^2}{\epsilon^{*2} (2\pi)^2} \cdot \sqrt{\frac{e^2 \epsilon^* n}{2k'T'}} = K \cdot \frac{1}{d} \cdot \frac{1}{f^2} \quad (11)$$

Zu diesem Wert ϵ_W ist die Dielektrizitätskonstante für reines Wasser ($\epsilon^* \approx 81$) hinzuzufügen. Da hier nur niederfrequente Effekte in Betracht kommen, wird diese Korrektur vernachlässigt gegenüber den sehr hohen Werten von ϵ_W (etwa 10^3 bis 10^7). Diese Näherung gilt für Frequenzen $f \leq 10$ kHz.

2.2. Theorie der Raumladungspolarisation zur Erklärung des Dispersionsverhaltens gesättigter Gesteine

Geht man von der Annahme aus, daß das in den Gesteinen vorhandene Porenwasser maßgebend die Höhe und den Frequenzgang der Dielektrizitätskonstante der Gesteine beeinflusst, so hätte man zur Deutung der Dispersionserscheinungen die Theorie der Raumladungspolarisation auf das Porenwasser, so wie es im Gestein vorkommt, anzuwenden. Allerdings müssen dann die Gleichungen (3) bis (11) modifiziert werden.

Um übersichtliche Zusammenhänge zu bekommen, sollen sich die folgenden Betrachtungen auf ein idealisiertes Gestein beziehen. Idealisiert soll in diesem Fall bedeuten:

- Die Porosität wird von durchgehenden Porenkanälchen hervorgerufen,
- die Porenkanälchen bilden kein kommunizierendes System miteinander,
- die Porenkanälchen werden als nicht gekrümmte, relativ zu einer äußeren Oberfläche geneigte Kanäle betrachtet,
- der Querschnitt der Porenkanälchen sei kreisförmig und über die gesamte Länge eines Kanälchens konstant.

Siehe hierzu Abb. 1.

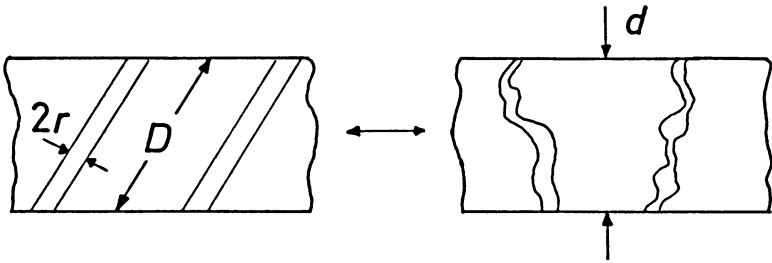


Abb. 1: Querschnitt durch eine Gesteinsscheibe.

Links: Idealisierte Porenkanälchen.

Rechts: Normale Porenkanälchen.

Cross section through a disk of rock.

Left: Idealized pore channels.

Right: Normal pore channels.

Das Volumen eines i -ten Porenkanälchens mit dem Radius r_i und der Länge D_i ist

$$V_i = \pi r_i^2 D_i \quad (12)$$

Wenn N solcher Kanälchen vorhanden sind, ist das gesamte Porenvolumen V_P

$$V_P = i \sum \pi r_i^2 D_i \quad (13)$$

Für die nachfolgende Betrachtung ist eine Mittelwertbildung notwendig:

$$\frac{i \sum \pi r_i^2 D_i}{N} = \pi r^2 D \quad (14)$$

Somit nimmt das Porenvolumen V_P die Form

$$V_P = i \sum \pi r_i^2 D_i = N \pi^2 D \quad (15)$$

an. Definiert man als geometrische Tortuosität einer Gesteinsscheibe:

$$T = \frac{D}{d}, \quad (16)$$

wobei D die wahre Länge eines mittleren Porenkanälchens und d die Dicke der Scheibe ist, so gilt für die Porosität Φ :

$$\Phi = \frac{V_P}{V_{\text{gesamt}}} = \frac{N \pi r^2 D}{A \cdot d} = n' \pi r^2 T \quad (17)$$

n' ist die Dichte der Porenkanälchen.

Wird ein solches idealisiertes Gestein — in wassergesättigtem Zustand — als Dielektrikum in einen Plattenkondensator eingebracht, so grenzt das für die elektri-

schen Eigenschaften verantwortliche Porenwasser mit der Fläche a

$$a = N\pi r^2 \quad (18)$$

an die Elektroden. Man kann nun diesen Kondensator (Plattenkondensator mit Gestein) ersetzen durch einen Kondensator mit der Fläche a [cm²] und einem Plattenabstand D [cm], wobei das Porenwasser als Dielektrikum fungiert.

Um den Frequenzgang der Dielektrizitätskonstante mit Hilfe der Theorie der Raumladungspolarisation beschreiben zu können, ist in den Gleichungen (3) bis (6) die Größe d durch D und A durch a zu ersetzen. Für die Parallelkapazität C_P erhält man dann:

$$C_P = \frac{K}{4\pi} \cdot \frac{1}{f^2} \cdot \frac{a}{D^2} \quad (19)$$

Dividiert man C_P durch die Leerkapazität C_0 (8), so bekommt man für die Dielektrizitätskonstante des Gesteins folgenden Ausdruck:

$$\varepsilon_G = \frac{C_P}{C_0} = K \cdot \frac{1}{f^2} \cdot \frac{a \cdot d}{A \cdot D^2} \quad (20)$$

3. Zur Bestimmung der geometrischen Tortuosität T

3.1. Ermittlung von T aus elektrischen Meßgrößen

Aus Gleichung (20) läßt sich die Tortuosität noch nicht bestimmen, da a , der Gesamtquerschnitt aller Porenkanälchen, nicht bekannt ist.

Man muß daher nach weiteren Zusammenhängen zwischen elektrischen und gefügekundlichen Größen suchen, um die Fläche a eliminieren zu können. Hierzu bietet sich die Leitfähigkeit der Gesteine an.

Bei genügend hohen Frequenzen ($f \geq 1$ kHz) zeigt das Gestein einen fast konstanten Leitwert G_G :

$$G_G = \sigma_W \cdot \frac{a}{D} \quad (21)$$

wobei σ_W die Wasserleitfähigkeit bedeutet.

Andererseits läßt sich der Gesteinsleitwert ausdrücken durch

$$G_G = \sigma_G \cdot \frac{A}{d} \quad (22)$$

σ_G = Gesteinsleitfähigkeit [S · cm⁻¹].

Gleichsetzen von (21) und (22) liefert:

$$\sigma_G = \sigma_W \cdot \frac{d \cdot a}{D \cdot A} \quad (23)$$

Bildet man das Verhältnis σ_G/ε_G , so ergibt sich mit Hilfe von Gleichung (23) und (20):

$$\frac{\sigma_G}{\varepsilon_G} = \sigma_W \cdot \frac{d \cdot a \cdot D^2 A f^2}{D \cdot A a d K} = \sigma_W \cdot D \frac{f^2}{K} \quad (24)$$

Aus Gleichung (24) läßt sich die wahre Länge D eines mittleren Porenkanälchens zu

$$D = \frac{\sigma_G}{\varepsilon_G \cdot \sigma_W} \cdot \frac{K}{f^2} \quad (25)$$

bestimmen. Dividiert man D (25) durch die Dicke d der Gesteinsscheibe, so erhält man nach Definition (16) für die geometrische Tortuosität T :

$$T = \frac{D}{d} = \frac{\sigma_G}{\sigma_W \cdot \varepsilon_G \cdot d} \cdot \frac{K}{f^2} \quad (26)$$

mit Gleichung (11) ergibt sich

$$T = \frac{\sigma_G \cdot \varepsilon_W}{\sigma_W \cdot \varepsilon_G} \quad (27)$$

Da sich alle Größen der rechten Seite der Gleichung (27) experimentell bestimmen lassen, bietet sich hier die Möglichkeit, die geometrische Tortuosität T zu ermitteln.

3.2. Ermittlung von T aus gefügekundlichen Größen

Man kann T auch auf konventionelle Art bestimmen und erhält damit eine echte Vergleichsmöglichkeit.

Nach HAMEISTER [1960], BENTZ [1961] und WYLLIE & SPANGLER [1952] ist das Verhältnis des Gesteinswiderstandes zum Widerstand des Porenwassers bei gleicher Elektrodenanordnung gleich dem Formationsfaktor F :

$$F = \frac{R_{\text{Gestein}}}{R_{\text{Wasser}}} \quad (28)$$

$$R_{\text{Gestein}} = \frac{1}{\sigma_W} \cdot \frac{D}{a}$$

$$R_{\text{Wasser}} = \frac{1}{\sigma_W} \cdot \frac{d}{A}$$

$$F = \frac{D}{a} \cdot \frac{A}{d} = T \cdot \frac{A}{a} \quad (29)$$

Aus den Gleichungen (17) und (18) folgt

$$\frac{A}{a} = \frac{T}{\Phi}. \quad (30)$$

Einsetzen von (30) in (29) ergibt:

$$F = \frac{T^2}{\Phi} \quad (31)$$

und daraus:

$$T = \sqrt{F \cdot \Phi}. \quad (32)$$

Nach Gleichung (32) kann ebenfalls die geometrische Tortuosität ermittelt werden, wobei für F

$$F = \frac{\sigma_w}{\sigma_G} \quad (33)$$

zu setzen ist.

Anmerkung: Es bietet sich auch die Möglichkeit, den Gesamtquerschnitt aller Porenkanälchen, nämlich die Größe a (18), zu berechnen. Dazu muß man nur die Gleichungen (17), (18) und (20) geschickt miteinander kombinieren. Es ergibt sich dann für die Fläche a :

$$a = A \cdot \sqrt{\frac{\Phi^2 d \cdot \varepsilon_G f^2}{K}} \quad (34)$$

4. Experimentelle Ergebnisse

4.1. Meßapparat

Die Frequenzabhängigkeit der Dielektrizitätskonstanten wurde mit Hilfe einer Kapazitätsmeßbrücke — siehe BITTERLICH [1967] — für den Bereich von 30 Hz bis 300 kHz ermittelt. Zur Anzeige des Brückenabgleiches wurden selektive Voltmeter, zur Erweiterung des Meßbereiches der Brücke Widerstands- und Kapazitätsdekaden benutzt. Als Generator diente ein transistorisiertes Gerät mit maximal 5 Volt Ausgangsspannung. Die scheibenförmigen Gesteinsproben wurden als Dielektrikum eines Schutzringkondensators verwendet. Die Abb. 2 zeigt ein Blockschaltbild der beschriebenen Apparatur.

Die Porosität Φ der Gesteine wurde folgendermaßen bestimmt: Die Gesteinsproben wurden in einen Trockenofen gelegt und bei einer Temperatur von 110°C 40 Stunden lang getrocknet. Es wurde dann das Trockengewicht P_0 ermittelt. Anschließend wurden die Proben in einem Exsikkator mit Hilfe einer Drehschieberpumpe bis zu

einem Druck von 10^{-1} – 10^{-2} Torr evakuiert. Über einen Dreiweghahn wurde das gewünschte Wasser durch den äußeren Luftdruck in den Exsikkator — somit auch in das Porengefüge der Gesteinsproben — hineingepreßt. Bei völliger Wasserbedeckung blieben die Proben 24 Stunden in dem offenen Gefäß liegen. Nähere Angaben siehe WÖBKING [1968].

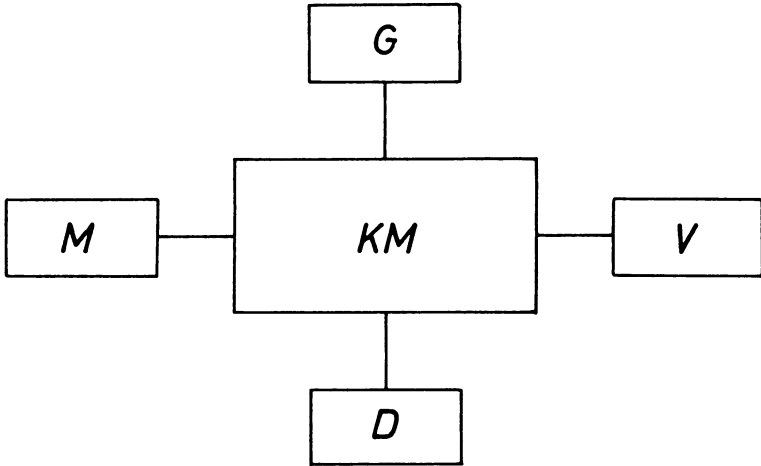


Abb. 2: Blockschaltbild der Apparatur zur Messung der Dielektrizitätskonstante.

KM = Kapazitätsmeßbrücke, *G* = RC-Generator,
M = Meßkondensator, *D* = RC-Dekaden,
V = selektives Voltmeter.

Block diagram of the apparatus for measuring the dielectric constant.

KM = capacitance measuring bridge, *G* = RC generator,
M = measuring capacitor, *D* = RC decades,
V = selective voltmeter.

In gesättigtem Zustand wurde das Naßgewicht P_N der Scheiben bestimmt und nach der folgenden Formel die Porosität Φ ermittelt:

$$\Phi = \frac{P_N - P_0}{\gamma_W \cdot V} \quad (35)$$

P_N = Naßgewicht [ρ] γ_W = spez. Gewicht des Wassers [$\rho \text{ cm}^{-3}$]
 P_0 = Trockengewicht [ρ] V = Gesteinsvolumen [cm^3]

Die Porosität konnte mit einem Fehler von maximal $\pm 8\%$, die elektrischen Größen mit einem maximalen Fehler von $\pm 8\%$ gemessen werden.

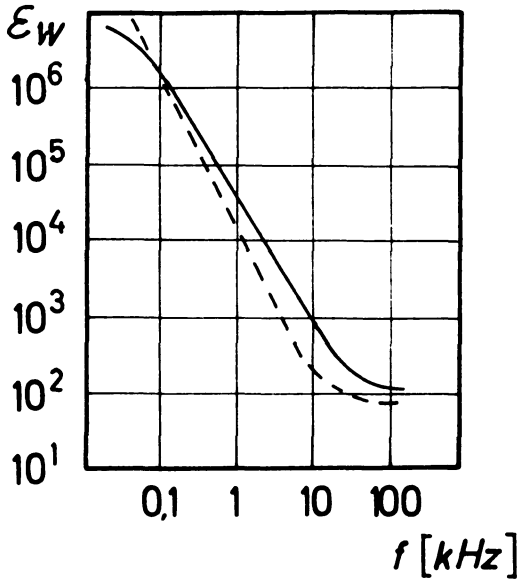


Abb. 3.

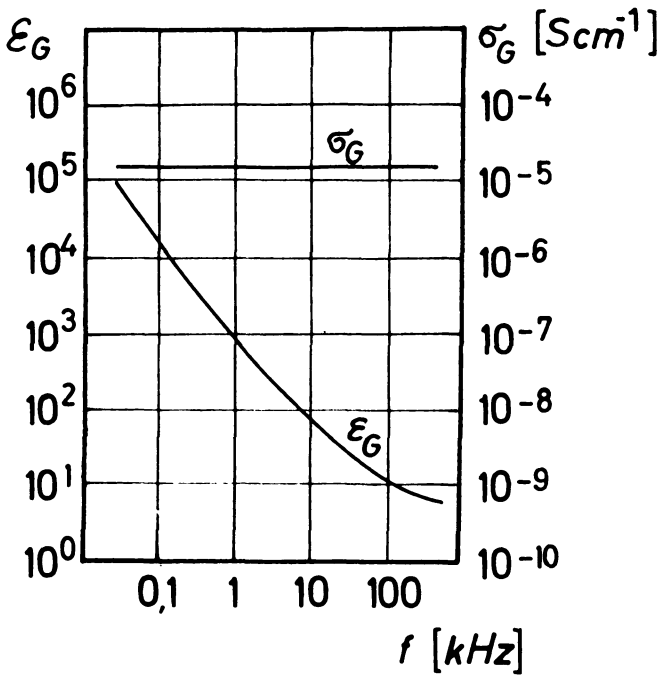


Abb. 4.

4.2. Dispersionskurven von Wasser und Sandsteinen

In Abb. 3 sind für das verwendete Porenwasser die experimentelle Dispersionskurve $\epsilon_W = \epsilon_W(f)$ und die theoretisch erwartete Kurve eingezeichnet. Man erkennt, daß die Theorie in einem Frequenzbereich von etwa 100 Hz bis 10 kHz die Experimente zumindest qualitativ zu deuten vermag. Die Abweichungen zwischen Theorie und Experiment sind auf eventuell vorhandene Verunreinigungen des Wassers oder auf chemische Veränderungen der Elektroden zurückzuführen.

Für die Gleichstromleitfähigkeit des Porenwassers wurde erhalten:

$$\sigma_W = 3,05 \cdot 10^{-4} \text{ [S cm}^{-1}\text{]}$$

Bei Frequenzen $f < 1$ kHz ergab sich ein geringer Frequenzgang der Wasserleitfähigkeit.

Für den Faktor K wurde erhalten:

$$K = 2 \cdot 10^{10} \text{ [Hz}^2 \text{ cm]}$$

Für den Frequenzgang der Dielektrizitätskonstante von Wasser wurde gemessen:

$$\epsilon_W \sim \frac{1}{f^{1,75}}$$

$$30 \text{ Hz} \leq f \leq 10 \text{ kHz}$$

In Abb. 4 ist für eine gesättigte Sandsteinprobe aus Herrenalb (Schwarzwald) die Leitfähigkeit bzw. die Dielektrizitätskonstante als Funktion der Frequenz aufgetragen. Man erkennt, daß die Dispersionskurve zu niederen Frequenzen hin immer steiler wird.

Abb. 3: Wasser.

Dielektrizitätskonstante als Funktion der Frequenz.

Experimentell: —————

Theoretisch: - - - - -

Water.

Dielectric constant as a function of frequency.

Experiment: —————

Theory: - - - - -

Abb. 4: Sandstein Herrenalb/Schwarzwald.

Dielektrizitätskonstante und Leitfähigkeit als Funktion der Frequenz.

Sandstone Herrenalb/Schwarzwald.

Dielectric constant and conductivity as a function of frequency.

Tabelle 1: Geometrische Tortuosität von Sandsteinen.

Fundort	T nach (27)	T nach (27)	T nach (32)
	$f = 100 \text{ Hz}$	$f = 1 \text{ kHz}$	
Galzein	4,8	4,2	2,0
Galzein	4,2	4,8	2,2
Galzein	6,7	4,4	2,3
Galzein	3,4	3,3	1,7
Herrenalb	3,4	3,1	2,1
Herrenalb	4,1	3,2	1,9
Herrenalb	3,7	3,0	2,1
Herrenalb	4,1	3,0	1,8
Herrenalb	5,7	3,6	2,1
Herrenalb	4,1	4,2	2,6
Achensee	3,7	2,3	1,5
Vintl Alm	6,8	4,1	1,4

Zwischen $f = 30 \text{ Hz}$ und $f = 1 \text{ kHz}$ ergibt sich näherungsweise:

$$\varepsilon_G \sim \frac{1}{f^{1,35}}$$

Die Frequenzabhängigkeit der Leitfähigkeit σ_G ist nur sehr schwach ausgeprägt:

$$\sigma_G \sim f^{0,03}$$

Setzt man die gemessenen Beziehungen zwischen den elektrischen Parametern (σ_G , σ_W , ε_G , ε_W) und der Frequenz f in die Gleichung (27) ein, so erhält man für die erwähnte Sandsteinprobe eine Tortuosität, die frequenzabhängig ist:

$$T \sim f^{-0,4}$$

Der Frequenzgang von T ist für jedes Gestein etwas anders und ein Maß dafür, wie gut die Theorie der Raumladungspolarisation das Dispersionsverhalten von gesättigten Gesteinen und von Wasser wiedergibt.

Die Tortuosität wurde an einigen Sandsteinen (Fundort: Galzein/Tirol; Herrenalb/Schwarzwald, Achensee/Tirol, Vintl Alm/Innsbruck) ermittelt.

Für die Bestimmung der geometrischen Tortuosität nach Gleichung (27) wurden die Frequenzen $f = 100 \text{ Hz}$ und $f = 1 \text{ kHz}$ ausgewählt. In diesem Frequenzbereich wird die Dielektrizitätskonstante hauptsächlich durch die Erscheinung der Raumladungspolarisation bestimmt.

In der Tabelle 1 sind die geometrischen Tortuositäten der erwähnten Sandsteine — berechnet nach Gleichung (27) und (zum Vergleich) nach Gleichung (32) — wiedergegeben.

Die bei $f = 100$ Hz gemessenen Tortuositäten haben höhere Werte (bis auf 2 Ausnahmen) als die Vergleichsgrößen bei $f = 1$ kHz. In der Differenz spiegelt sich die Frequenzabhängigkeit der Tortuosität wieder. Große Unterschiede treten auf im Vergleich zu den nach Gleichung (32) über F und Φ gemessenen Tortuositäten.

Diese Differenzen werden mehrere Ursachen haben:

- a) Die Theorie der Raumladungspolarisation ist nicht in allen Fällen quantitativ ausreichend, um die gemessenen Dispersionskurven zu deuten.
- b) Ein Gestein mit der in Kapitel 2.2 vorgenommenen Idealisierung wird in der Natur kaum anzutreffen sein.
- c) Die Leitfähigkeit des Porenwassers wird nach dem Sättigen der Gesteinsproben durch Reionisation der beim Trocknen ausgesalzen Substanzen verändert werden.
- d) Der Formationsfaktor zeigt selbst einen — wenn auch geringen — Frequenzgang.

Es sollte ein rein „elektrisches“ Verfahren aufgezeigt werden, nach dem die Tortuosität von Gesteinen bestimmt werden kann. Messungen an Sandsteinen zeigten erhebliche Abweichungen zwischen Tortuositäten, die nach der neuen bzw. der konventionellen Methode ermittelt wurden. Es ist jedoch zu hoffen, daß durch weitere Verfeinerungen der Meßapparatur — speziell der Meßzelle — die aufgetretenen Diskrepanzen beseitigt werden können.

Die vorliegende Arbeit wurde von der Regierung der Vereinigten Staaten von Amerika und vom Fonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung in Österreich unterstützt.



Literatur

- BLANK, K.: Raumladungserscheinungen in flüssigen und festen Ionenleitern. NTF, Dielektrika, 29, 41—50, 1964
- BENTZ, A.: Lehrbuch der angewandten Geologie. Stuttgart 1961
- BITTERLICH, W.: Jahresbericht 1967 des VLF-Forschungsprojektes, Innsbruck, Contract 61 (052)-902
- FRIAUF, R. J.: Polarization Effects in the Ionic Conductivity of Silver Bromide. J. Chem. Physics 22, 1329—1338, 1954
- HAMEISTER, R.: Wie wird die absolute Permeabilität von Gesteinen ermittelt? Zeitschrift für angewandte Geologie 6, 114—117, 1960
- LIDIARD, A. B.: Ionic Conductivity. Handb. der Physik 20, 311—323, 1957
- SCHOPPER, J. R.: Theoretical Investigation on the Formation Factor/Permeability/Porosity Relationship Using a Network. Geophysical Prospecting 14, 301—341, 1966
- WÖBKING, H.: Über den Frequenzgang der Dielektrizitätskonstante und der elektrischen Leitfähigkeit bei Gesteinen und über die Bedeutung der elektrischen Gesteinsparameter für die Bestimmung gefügekundlicher Größen. Dissertation Innsbruck 1968
- WYLLIE, M. R. J., und SPANGLER, M. B.: Application of Problems of Fluid Flow in Porous Media. Bull. Am. Ass. Pet. Geol. 36, 395—403, 1952

Observations with Synchronously-Offset Beams on a 77 km Path at 1.8 and 4 cm

By H. JESKE¹), H. D. SEEHARS²), G. PUCHER¹), H. CASSEBAUM²), Hamburg

Eingegangen am 13. Juni 1970

Summary: The offset beam technique proves to be a promising indirect meteorological method to investigate the space-time variant troposphere. The results are gained on the basis of the tropospheric scatter theory. A displacement of the scattering volume in vertical direction (change of scattering angle, cf. experiment A) gives information about the shape of the spatial refractive-index spectra, displacements in the direction transmitter — receiver and orthogonal to it permit statements on homogeneity and isotropy of the medium (cf. experiments B, C). This paper gives first results of our experiments with scaled antenna systems of 7 GHz and 16 GHz on a 77.2 km transhorizon path over sea. For the wave number range of the refractive-index structure between 10 and 40 m⁻¹ the offset beam fieldstrength data show practically no difference from the theory of homogeneous and isotropic turbulence. The difficulties of our investigations exist in the fact that the influence of the maritime surface duct on propagation has to be separated from the tropospheric scatter field component. Thus the observations may only be interpreted in aspects of scatter propagation during poor propagation conditions (vanishing duct) and remarkable vertical antenna elevations ($\alpha > 2^\circ$).

Some results fading of the analysis are shown too (e. g. correlations between fading rate and fading depth on the one hand, and wind velocity, median field strength, and scattering angle on the other hand).

Zusammenfassung: Die Antennen-Schwenk-Technik ist eine vielversprechende indirekte meteorologische Methode zur Untersuchung der raum-zeitlichen Struktur der Atmosphäre. Die Ergebnisse erhält man auf der Basis der troposphärischen Streutheorie, wonach der Streuanteil des Empfangsfeldes und seine Veränderlichkeit (Fading) von der Struktur des Brechungsindexfeldes und des Windfeldes im gemeinsamen Volumen abhängen. Die Verlagerung des streuenden Volumens in vertikaler Richtung (Änderung des Streuwinkels) gestattet Aussagen über die Form des BI-Spektrums (Exp. A), Verlagerungen längs des Ausbreitungsweges und quer dazu geben Aufschlüsse über Homogenität und Isotropie des Mediums (Exp. B, C). Die hier diskutierten Experimente wurden mit Hilfe schwenkbarer Antennensysteme auf einer Überhorizontstrecke zwischen Bremerhaven und Helgoland gleichzeitig auf den Frequenzen 7 GHz und 16,5 GHz durchgeführt. Die Arbeit gibt erste Resultate. Für den Wellenzahlbereich der BI-Struktur zwischen 10 und 40 m⁻¹ zeigte sich, daß das Spektrum der BI-Fluktuationen im Mittel den theoretisch bei homogener und isotroper Turbulenz erwarteten entspricht. Besondere Schwierigkeiten auf der relativ kurzen Meßstrecke stellte die Separation des Ducteinflusses dar. Unter dem Aspekt der reinen Streuausbreitung konnten so nur Beobachtungen bei verschwindender Ductdicke und gleichzeitig merklicher Anhebung der Antennen ($\alpha > 2^\circ$) betrachtet werden.

Einige Ergebnisse der Fadinganalyse (u. a. Korrelationen der Fadingrate und der Fadingtiefe einerseits mit dem Wind, der Medianfeldstärke und dem Streuwinkel andererseits) werden ebenfalls mitgeteilt.

¹) Meteorologisches Institut der Universität Hamburg.

²) Institut für Radiometeorologie und Maritime Meteorologie an der Universität Hamburg (Institut der Fraunhofer-Gesellschaft).

1. Introduction

A variety of different indirect measurements of atmospheric structure have been derived from troposcatter signal observations obtained with antenna beams directed off the great circle propagation path [e. g.: CRAWFORD et al.; 1959; GJESSING, 1962; KOONO et al., 1962; BIRKEMEIER et al., 1968]. During 1967 and 1968 three extended radiometeorological experiments with offset beams were conducted by the University of Hamburg^{1, 2}). The measuring area was a 77.2 km path over the German Bight between the island Heligoland and Bremerhaven, Germany. Two frequencies, 6.8 and 16.5 GHz, were transmitted and received by adjacent parabolic antennas situated at each terminal on the coast at about 30 m above mean sea level. A "common" volume was obtained by the use of antennas of 1,8° half-beam width for *both* frequencies. On standard refraction conditions (4/3 earth) the receiver was located within the diffraction zone (about 30 km beyond the total radio horizon).

The radiometeorological observations discussed in this paper were made in a variety of weather conditions. We used them to examine the applicability of indirect methods on shorter transhorizon links, especially to isolate the effects of the lower maritime surface layer—which frequently gives rise to duct propagation. The signal amplitude, long-period fieldstrength and short-period fading, were used for an estimation of the shape (power law) of the atmospheric refractivity spectrum, the homogeneity and isotropy of the turbulent refractivity field, and some characteristics of the wind field.

2. Theoretical Background

2.1. Propagation in the Space Variant Atmospheric Medium

A measure of the intensity of scattered radiation is—provided that the Born approximation is applicable—the scattering cross-section σ , defined as the energy scattered into the direction of \vec{k}_2 , per unit volume, per unit solid angle, per unit incident power density. On condition of statistical homogeneity, the scattering cross section (σ) and scattered power (P_s) resp., is given by [e. g. TATARSKI, 1961]

$$P_s \sim \sigma = 2\pi k_1^4 \cdot \sin^2 \chi \cdot \Phi(\vec{K}), \quad (1)$$

where χ is the depolarization angle between the incident electric field vector \vec{k}_1 and the propagation vector \vec{k}_2 (χ usually 90°) and $\Phi(\vec{K})$ the 3-dimensional refractive index spectrum.

The wave number vector \vec{K} results from the vector difference between the wave number vector \vec{k}_1 of the incident field and that one of the scattered field (\vec{k}_2).

¹) Meteorologisches Institut der Universität Hamburg and the

²) Institut für Radiometeorologie und Maritime Meteorologie an der Universität Hamburg (Institut der Fraunhofer-Gesellschaft).

$$\vec{K} = \vec{k}_1 - \vec{k}_2, \quad k_1 = k_2 = 2\pi/\lambda, \quad (2)$$

(λ : wave length of radiation).

Provided that the antenna heights are identical, \vec{K} is directed vertically. The magnitude of \vec{K} is given by

$$K = 2k(\sin \theta/2) = (4\pi/\lambda)(\sin \theta/2), \quad (2a)$$

(θ : scattering angle, see fig. 1).

The linear extensions of refractive index inhomogeneities which contribute mainly to the power density of the receiver are

$$L(\theta) = \lambda/(2(\sin \theta/2)). \quad (2b)$$

During the offset beam experiments the position of the scattering volume is considerably shifted in space, a fact which involves statistical non-homogeneity, that is to say σ is a function of position (x, y, z). Taking into consideration variations of the

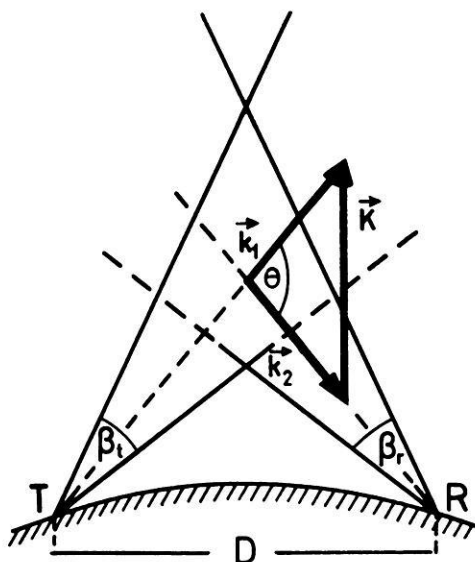


Fig. 1: Geometry of a troposcatter path

R = receiver, T = transmitter, D = distance $T - R$, \vec{k}_1 , \vec{k}_2 = wavenumber vector components of the incident (into the scattering volume) wave and the wave scattered into the direction of receiver. \vec{K} = spectral component of the three-dimensional refractive index wavenumber spectrum. θ = scattering angle, $\beta_t = \beta_r$: half beam width of transmitting and receiving antennas, resp.

scattering cross-section with spatial position, GJESSING [1964] uses as a first approximation the following equation:

$$\sigma \sim \nu(x, y, z) \cdot \Phi(\vec{K}). \quad (1a)$$

In this way ν is a criterion for the lack of homogeneity with regard to variations of the scattering volume in space.

For the spectrum of the refractive index field one may write [TATARSKI, 1961]:

$$\Phi(|\vec{K}|) = \Phi(2k \sin \Theta/2) \sim K^{-n} \sim (2k \sin \Theta/2)^{-n} \sim ((4\pi/\lambda) \sin \Theta/2)^{-n}. \quad (3)$$

Then one may succeed in determining the exponent (n) of refractive index spectrum from the angular and wave length dependence of fieldstrength (E). It is easy to show with the help of (1) and (3) that the following equations are valid for both the methods ($E^2 \sim p_s$):

$$\left(\frac{E_{\theta_{i+1}}}{E_{\theta_i}}\right)^2 = \frac{V_{i+1}}{V_i} \left(\frac{\sin \Theta_{i/2}}{\sin \Theta_{i+1/2}}\right)^n \quad (4)$$

E_{θ_i} , $E_{\theta_{i+1}}$ are the scattered field strengths, V_i , V_{i+1} the scattering volumes, which correspond to the scattering angles Θ_i and Θ_{i+1} , resp.:

$$\left(\frac{E_1}{E_2}\right)^2 = \left(\frac{E_{01}}{E_{02}}\right)^2 \cdot \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2}\right)^{n-4} \quad (5)$$

E_1 , E_2 : received fieldstrengths, E_{01} , E_{02} : free space fieldstrengths, which correspond to wave lengths λ_1 and λ_2 . Note that E_{01} and E_{02} contain the cable power losses of the transmitter and receiver set up.

Table 1 gives the exponent n and the wave length dependence δ ($\delta = n - 4$) according to different authors. Values 1—4) are based upon scattering theories (homogeneous and isotropic structures), values 5—7) upon theories of diffuse reflection (inhomogeneous structures for which formulas similar to (1) may be derived —with $\Phi(\vec{K}, \vec{R}_2)$ instead of $\Phi(\vec{K})$; \vec{R}_2 : vector distance scatterer-receiver).

Table 1: The wave number dependence of refractive index spectrum (n) and the corresponding wave length dependence (δ) of scattered power according to some well known theories.

		n	δ
1) Megaw-Obukhov	[Megaw 1950]	3.67	-1/3
2) Villars-Weisskopf	[1954]	4.33	1/3
3) Villars-Weisskopf	[1955]	5	1
4) Booker-Gordon	[1950]	4	0
5) Du Castel et al.	[1960]	5 to 6	1 to 2
6) Eklund	[1968]	4 to 8	0 to 4
7) Friis et al.	[1957]	4.8	4/5

2.2. Analysis of Offset Beam Experiments

The interdependence of $\Phi(\vec{K})$ and the received power (1) involves that the variation of \vec{K} leads to variations of the received power. Observed variations of received power as a function of \vec{K} give therefore results with respect to $\Phi(\vec{K})$. In order to prove the validity of the concept of homogeneity and isotropy one only need to determine the variations of refractive index spectrum $\Phi(\vec{K})$ in space. In this way the following offset beam experiments were carried out (corresponding to GJESSING's [1962, 1969] experiments):

Experiment A consists in the displacement of the somewhat changing scattering volume in vertical direction above the mid-path point (s. fig. 2) by simultaneous vertical elevation of both the antennas. In this experiment the magnitude of the wave number vector \vec{K} changes because of the variation of θ , whereas the direction of \vec{K} remains constant. According to formula (1), it is possible to determine the

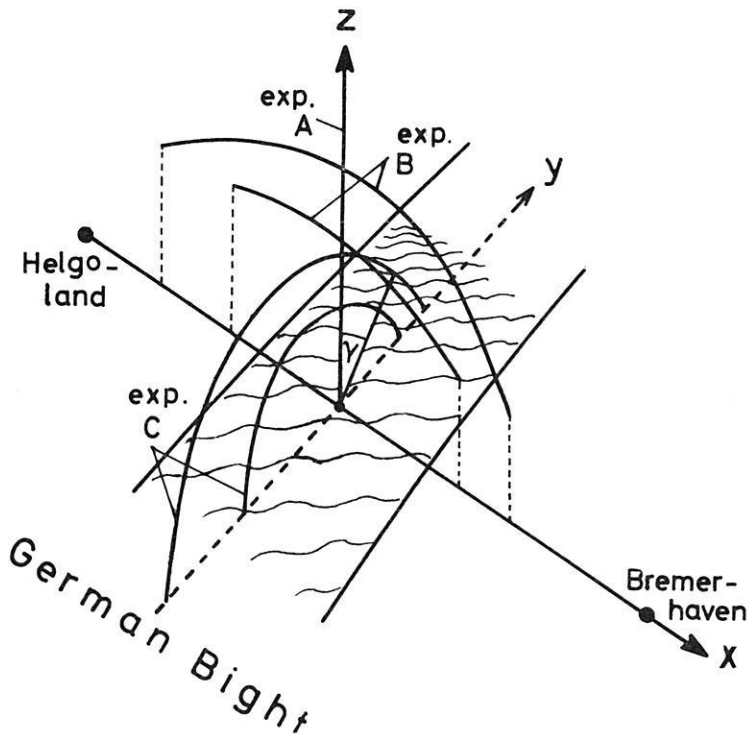


Fig. 2: Schematic three-dimensional diagram of position of the scattering volume for vertical (exp. A) and azimuthal (exp. C) antenna elongations and for those along the connection line transmitter — receiver (exp. B).

refractive index spectrum from the variation of the mean field strength as a function of the scattering angle. Particularly the shape of the refractive index spectrum (the exponent n) may be calculated by the aid of equ. (4).

Experiment B consists in the displacement of the scattering volume into the direction of the connection line of the transmitting and receiving antennas (s. fig. 2 and dotted line in fig. 3). This experiment corresponds to experiment A), but note that on the one side the antenna elevation is increased, while on the other side it is decreased simultaneously by the same angle. The scattering angle and thus $|\vec{K}|$ remain exactly constant, the direction of \vec{K} is changed by some 6° in the maximum.

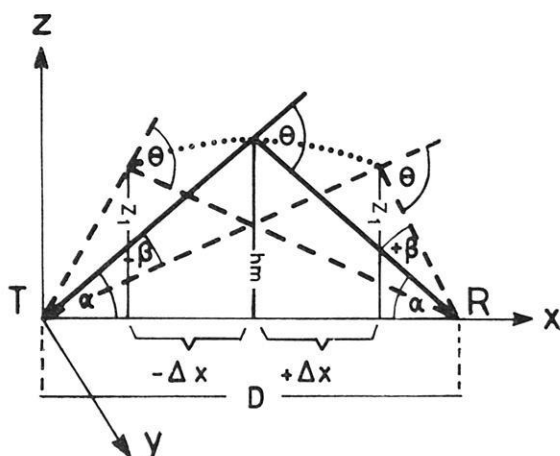


Fig. 3: Diagramm of the antenna elevations in experiment B. The following geometrical points accord with following adjustments of the antenna:

$P(D/2, h_m)$	antenna elevation	$\alpha_t = \alpha_r = \alpha$
$P(D/2 - \Delta x, z_1)$	antenna elevation	$\alpha_t = \alpha + \beta; \alpha_r = \alpha - \beta$
$P(D/2 + \Delta x, z_1)$	antenna elevation	$\alpha_t = \alpha - \beta; \alpha_r = \alpha + \beta$

Note that beside the displacement into the direction of transmitter and receiver, resp., (dir. x) the scattering volume is shifted vertically (dir. z). To test the degree of homogeneity ($\nu(x)$) only the positions of the scattering volume can be compared, which are shifted to either side of the mid-path-position (symmetrical positions). The comparison of mid-path-position and asymmetrical positions of scattering volume (difference in altitude between both the positions) leads to results with respect to $\nu(z)$, provided that the degree of homogeneity in x -direction is known. $\nu(z)$ may be used for a correction of the effect of non-homogeneity in experiment A).

Experiment C consists in the synchronous rotation of the antennas with the scattering volume (exactly constant in this experiment). The antennas describe a circular arc in the plane perpendicular to the connection line of transmitter and receiver above mid-path-position. Note that this experiment can be carried out for different radii of the circular arc—corresponding to different vertical antenna elevations. In this case the scattering angle Θ and $|\vec{K}|$ remain constant, while the direction of \vec{K} changes (by variation of the angle γ). The variations in the wave number spectrum of refractive index is a function of orientation of the vector \vec{K} in space. This experiment gives information about the degree of isotropy of atmospheric turbulence, provided that it is legitimate to attach the vector $\vec{K}_{\gamma=45^\circ}$ to the vector $\vec{K}_{\gamma=0^\circ}$. Note, however, that one has to take account of the effects of non-homogeneity following from the displacements of the common volume into y - and z -direction ($\nu(y, z)$. $\nu(z)$ and $\nu(x)$ are derived from experiment B), $\nu(y)$ is assumed to have the same order of magnitude as $\nu(x)$.

2.3. Variation of Geometry During Offset Beam Experiments

The calculation of the geometrical data was carried out by the use of the general ray equation:

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{dz}{dx} \right) + f(z) \cdot \left(\frac{dz}{dx} \right)^2 - g(z) = 0. \quad (7)$$

$f(z)$ and $g(z)$ are dependent on the modified refractive index gradient, z and x are the coordinates directed vertically and in the connection line transmitter—receiver resp. dz/dx corresponds to the angle of the wave path to the horizontal. The refractive index was assumed to be a linear function of height (refractive index gradient: $-0.4 \cdot 10^{-7}/\text{m}$ and $-0.7 \cdot 10^{-7}/\text{m}$ respectively). In this case the differential equation can be integrated. From the variation of the angle of elevation (angle of the wave path to the horizontal) follow the geometric parameters given in table 2.

Table 2a contains scattering angle (Θ), size (L) of the scattering inhomogeneities and the corresponding wave numbers (K), height (h_m) of the centre of common volume above mid-path-point, size (y) of the scattering volume, and vertical extension (h_v) of the volume as function of vertical antenna elevation angle (experiment A).

Considering the volumes calculated, one has to take into account the fact that for small vertical antenna elevations the lower part of the antenna lobes is screened off by the earth curvature.

The geometrical data calculated show that our experiments may be valid for heights up to about 2.8 km and for wave numbers up to 20 m^{-1} and 50 m^{-1} (7 and 16 GHz) resp.

Table 2b contains the horizontal displacement ($2 \cdot \Delta x$) and heights h (Δx) of the scattering volume as a function of antenna elevation angle α_t and α_r resp. (experiment B), s. fig. 3) and the azimuthal displacement Δy and corresponding heights h_y of scattering volumes as function of angle γ (experiment C).

Table 2a: Geometrical parameters for experiment A*).

α	Θ	L	L	K	K	h_m	V	h_v
[°]	[m rad]	(7 GHz)	(16GHz)	(7 GHz)	(16GHz)	[m]	[km ³]	[m]
0	3.7 (1.7)	11.9	4.9	0.50	1.3	14 (4.6)	1.138	606
0.5	21.2 (19.2)	2.1	0.9	2.9	6.1	353 (330)	1.835	943
1.0	38.7 (36.6)	1.2	0.5	5.2	12.6	690 (667)	2.153	1213
1.5	56.1 (54.0)	0.8	0.3	7.8	21.0	1027 (1003)	2.098	1234
2.0	73.5 (71.4)	0.6	0.25	10.5	25.0	1364 (1340)	2.040	1264
2.5	90.0 (87.8)	0.5	0.2	12.5	31.4	1702 (1679)	1.980	1313
3.0	108.5 (106.3)	0.4	0.17	15.7	36.9	2039 (2015)	1.910	1358
3.5	125.9 (123.6)	0.35	0.15	18.0	41.8	2377 (2352)	1.820	1407
4.0	143.4 (141.0)	0.30	0.12	20.9	52.3	2716 (2692)	1.700	1461

*) Scattering angle (Θ), size (L) of the scattering inhomogeneities and the corresponding wave numbers (K), height (h_m) of the centre of common volume above the mid-path point, size (V) of the scattering volume, and vertical extension (h_v) of the volume as function of vertical antenna elevation angle α (experiment A). Assumption: Linear refractive index gradient of $-0.4 \cdot 10^{-7}/\text{m}$ and $-0.7 \cdot 10^{-7}/\text{m}$ (in brackets).

Table 2b: Geometrical parameters for experiments B and C*).

α_t/α_r	$2 \cdot \Delta x$	$h(\Delta x)$	$\Delta y_\gamma = 15$	$\Delta y_\gamma = 30$	$\Delta y_\gamma = 45$	$h_\gamma = 15$	$h_\gamma = 30$	$h_\gamma = 45$
[°]	[km]	[m]	[m]	[m]	[m]	[m]	[m]	[m]
1/1	—	690	178	345	488	667	599	488
2/2	—	1364	253	632	956	1238	1171	956
3/3	—	2039	528	1019	1442	1970	1766	1442
1.5/0.5	34.9	356						
3/1	36.7	1039		no measurements				
4/2	24.9	1821						

*) Horizontal displacement ($2 \cdot \Delta x$) and heights $h(\Delta x)$ of the scattering volume as a function of antenna elevation angle α_t and α_r , resp. (experiment B, see fig. 3) and the azimuthal displacement Δy and corresponding heights h_γ of scattering volumes as function of angle γ (experiment C).

2.4. Propagation in the Time Variant Atmospheric Medium

Temporal variations of the refractive index field cause the signal fading of the receiving fieldstrength. In the case of scatter propagation moving scattering elements give rise to a Doppler shift of the frequency of an electromagnetic wave. Most of the fading theories use the "single-scatterer" concept, requiring a linear relationship between the Doppler spread on the one hand, and normal path horizontal component of the wind velocity and scattering angle on the other hand. In this way GJESSING [1962] suggests for the width of the Doppler spectrum:

$$\Delta f = 2/\lambda \cdot (v \sin \beta + \Delta v(\gamma) \sin \theta/2), \quad (6)$$

where v : cross-path-component of mean wind velocity, β : beam-width, $\Delta v(\gamma)$: fluctuating component of the wind into the direction of γ ($\approx 90^\circ$ for experiment A), θ : scattering angle, λ : wave length. On the basis of equ. (6), we are able to gain informations about the mean and the turbulent wind field, if the fading rate (which is proportional to the Doppler spread) is known. Note, however, that the assumption of "single scatterer" concept becomes already doubtful in the case of extended scattering volumes [s. BIRKEMEIER et al., 1968].

Some short remarks should be made with respect to the amplitude of signal fading. The theory of Rice-distribution [s. NORTON et al., 1955] characterizes the "fine structure" of signal amplitudes, which is formed by the superposition of a constant (here mostly duct influence) and a rms-component (influence of scattering) of fieldstrength. The contribution of both components to the received field may in any case be determined according to this theory if the median value and the fading depth are known. Note, that the general Rice-distribution is limited by the normal distribution (dominating constant component) on the one hand, and the Rayleigh distribution (pure scattering) on the other hand.

3. Experimental Procedures

3.1. Radio Measurements

It ought to be sufficient to make only some short statements on the experimental procedures. The power outputs of the 7 GHz- and 16 GHz-transmitters were 25 and 10 W CW, resp. We used parabolic antennas with an aerial gain of 38 dB. The 7 GHz receiving set up was characterized by a minimum detectable signal level of -115 dBm and the dynamic range was 80 dB. The corresponding values of 16 GHz were -130 dBm and 90 dB (for $\alpha > 2$ the noise level of the systems often was reached). Unlike the 7 GHz-receiver the 16 GHz-receiver yielded a considerable attenuation of the amplitudes for signal fluctuations > 1 Hz (effect of smaller band width).

The synchronous rotation of the antennas (see chap. 2.2.) was performed with the help of stepping motors, the control system was an electronic one. A wireless transmission system enabled the antenna elevation to be changed simultaneously or indi-

vidually by steps of 0.5° as well vertically as azimuthally. The accuracy of adjustment was better than 0.05° .

The data were stored on analog magnetic tapes; ink recorders for control were at hand. A second 7 GHz link (somewhat changed carrier frequency) was used for the determination of the variations of the mean fieldstrength level during the offset beam experiments.

Generally the fieldstrength was recorded during 2—3 min for each orientation of the antennas. The analogue data were digitalized by the use of a scanning frequency of 60 Hz on a CDC 1700 computer, and for each antenna elevation mean values, variances, cumulative distributions, fading rates, autocorrelation functions, a. s. o. were determined. Up to now a fading analysis was carried through for 7 GHz only, because the amplitude attenuation of the rapid fluctuations on 16 GHz requires special precautions.

3.2. Meteorological Observations

The following meteorological program was carried out during the offset beam experiments:

- a) hourly meteorological routine measurements on light house ship Elbe 1 (which is situated in mid-path position) for the determination of the refractive index stratification inside the lower maritime boundary layer. From this one will succeed in determining the thickness z^* of evaporation duct [BROCKS, 1955; JESKE, 1965] which plays an important role for the prediction of UHF- and SHF-propagation conditions above sea;
- b) radiosonde ascents and radar wind measurements at Heligoland to investigate the vertical temperature-, humidity-, and wind-stratification up to heights of some km.

Note that all meteorological observations in the considered area collected by the meteorological stations of the German Weather Service at Heligoland, Bremerhaven, and Cuxhaven could be used, especially the measurements of rain gauges (evaluation of absorption effects).

4. Interpretation

4.1. Influence of the Lower Maritime Surface Layer

UHF and SHF propagation on short transhorizon paths above the sea is essentially influenced by the evaporation duct [JESKE, 1965; JESKE and BROCKS, 1966], which is caused by evaporation and turbulent mixing processes inside the maritime surface layer. In 80% of time a strong correlation between the receiving fieldstrength and the thickness of the evaporation duct is observed (variations between 0 and 20 m, yearly average 5—7 m) according to the duct theory [e. g. BOOKER-WALKINSHAW, 1946]. This effect is connected with an intensive scintillation fading, which may be interpreted as a superposition of a constant component (duct) and a rms-component (scattering).

Stable propagation conditions produced by strong advection ducts or elevated layers were observed in 20% of time. Such cases could be eliminated during the experiments in question by the aid of radiosonde ascents (chapt. 3.2.) and the consideration of the special fading characteristics.

Fig. 4 gives examples of the vertical experiments, comprising the difference of fieldstrength $\Delta F_\alpha = F_0 - F_\alpha$ (F_0 , F_α observed fieldstrengths at antenna elevations $\alpha = 0$ and α fixed) as a function of α (experiment A). To show the influence of the evaporation duct, the path antenna gain loss deduced from the antenna characteristics is presented (extracted and dashed thin curves in fig. 4a, b, c). A discussion of the decrease of the fieldstrength difference ΔF_α as a function of elevation is trivial, but note that this decrease is much more intensive on 7 GHz than on 16 GHz. The influence of the evaporation duct thickness z^* can obviously be recognized as well by fig. 4a (individual example) as by fig. 4b and c (all observations for the given intervals of duct thickness). On both frequencies the increase of fieldstrength difference is considerably smaller for vanishing duct thickness ($z^* \leq 2$ m) than in the presence of a duct ($7 \leq z^* \leq 8$ m). Observed values of 16 GHz are generally smaller than those expected from the antenna pattern. During duct situations the values observed on 7 GHz are always *below*, for vanishing duct, however, very often *above* the antenna pattern. It has to be suggested that during duct conditions the propagation on 7 GHz is characterized by an additional tropospheric attenuation, even for smaller vertical antenna elevations (fig. 4b). This effect on the 7 GHz link is well known from eralier

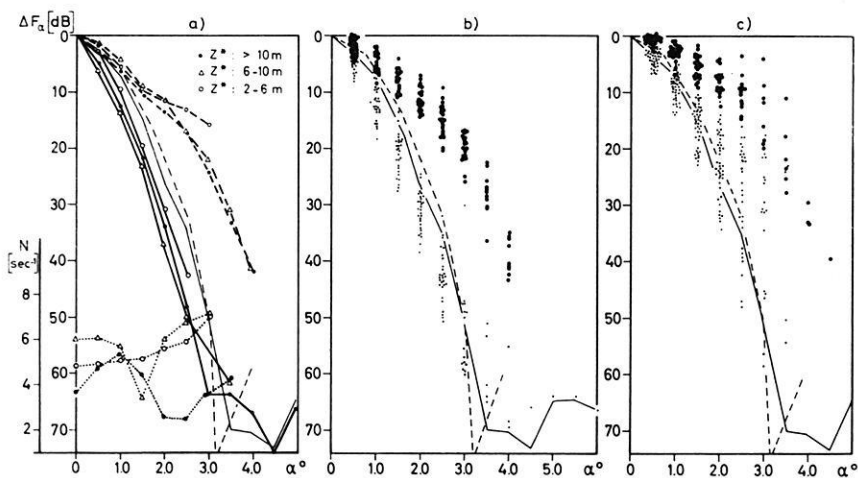


Fig. 4: Fieldstrength received for 16 and 7 GHz (ΔF_α) and fading rate (N) for 7 GHz (N , s. left part) as a function of the vertical antenna-elevation α (scattering angle $\Theta \approx 2\alpha$). Left figure: individual examples; central figure: $8 \text{ m} \leq z^* \leq 7 \text{ m}$; right figure: $z^* \leq 2 \text{ m}$.

investigations with quasi-horizontal radiating antennas, when the observed fieldstrengths were considerably smaller than those deduced from duct theory [JESKE and BROCKS, 1966]. The attenuation may be explained by turbulent scattering of the energy within the duct and by scattering at the rough sea surface and the rough upper boundary of the duct. On the other hand an additional tropospheric space ray component may be almost always attributed to 16 GHz propagation and, in the case of vanishing duct thickness, to 7 GHz propagation too. This points to a tropospheric scattering effect especially dominant for elevation angles $> 2^\circ$ (fig. 4c).

Fig. 5 illustrates the facts discussed and shows the influence of the absolute fieldstrength level, containing the correlation diagrams for the fieldstrength of antenna elevations of $\alpha = 1^\circ$ and $\alpha = 3^\circ$, resp. versus the fieldstrength for quasi-horizontal radiation ($\alpha = 0$). The dependence expected from the path antenna gain is given by the broken lines. Obviously the additional scattering component becomes more

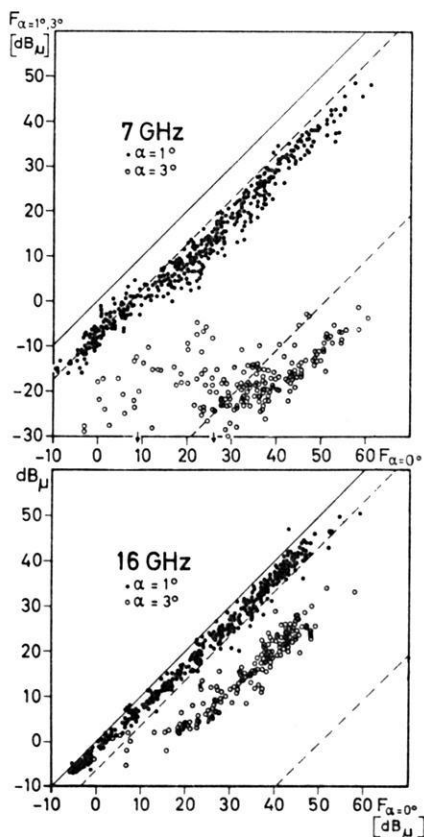


Fig. 5: Simultaneous fieldstrength received F_α [dB $_\mu$] for different antenna elevation angles.

intensive during poor propagation conditions. At $\alpha = 3^\circ$ all 16 GHz observations are more than about 35 dB above the expected values (i. e. a pure scatter field is present), and for 7 GHz 50% of the data are now more than 10 dB above the expected values (i. e. the scatter component dominates, s. chap. 4.4.).

In order to interpret the observations in view of scatter propagation, the results mentioned above suggest that pure scattering can only be expected in the case of vanishing duct thickness ($z^* \leq 2$) and antenna elevations $> 2^\circ$.

4.2. Estimation of the Atmospheric Refractivity Spectrum

Angular Dependence of Fieldstrength

Using the observations of experiment A), the determination of the shape of the refractive index spectrum (exponent n) is carried out on the basis of equ. (4). The resultant cumulative distribution is given in fig. 6 for angle variations from 1° to $1,5^\circ$, $1,5^\circ$ to 2° , 2° to $2,5^\circ$, $2,5^\circ$ to 3° . The corresponding distributions for both frequencies differ from each other but slightly. With increasing elevation angle the distributions are shifted towards greater n -values. The distributions following from the fieldstrength variations between $\alpha = 2^\circ$ and $\alpha = 2,5^\circ$, and between $\alpha = 2,5^\circ$ and $\alpha = 3^\circ$ show but small differences. Obviously the distributions tend towards a limiting value confirming the preponderance of one definite mechanism (for both frequencies). Assuming the distribution of an α -variation from $2,5^\circ$ to 3° as the representative one the median value of n for 16 GHz amounts to 3.6 and for 7 GHz to 3.7, i. e. there exists a good correspondence to the isotropic turbulence theory of KOLMOGOROFF-HEISENBERG-OBUKHOV, which gives an exponent of 3.66. If we take into account only cases with a duct thickness smaller than 4 m (30 cases for 7 GHz and 40 cases for 16 GHz) the exponent n reduces to 3.58 (16 GHz) and 3.62 (7 GHz).

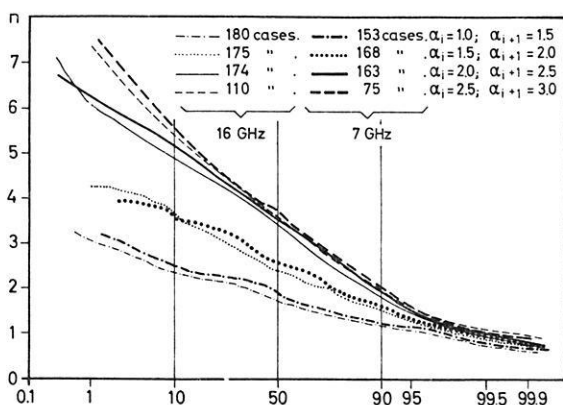


Fig. 6: Cumulative distribution of the exponent n of the refractive index spectra ($\Phi(K) \sim K^{-n}$) derived from the angular dependence of fieldstrength.

As the scattering on the 16 GHz-path is caused by blobs with a diameter of 0.2 m and the scattering on the 7 GHz-path by blobs with a diameter of 0.5 m (s. table 2a) the correspondence to the theory of isotropic turbulence is more understandable. Even from the results of direct measurements we are disposed to assume isotropic values for smaller blobs [GOSSARD, 1960]. In 10% of all cases values of $n = 5.6$ and 2 respectively are found on the 7 GHz-link and values of $n = 5.4$ and 1.9 respectively on the 16 GHz-link.

An analysis of the curve following from the antenna diagrams gives n -values of 1.98 or 1.95 (on 7 GHz or 16 GHz) for a variation of α from 1° to 1.5° , 2.75 or 2.70 for α from 1.5° to 2° , 4.1 or 4.0 for α from 2° to 2.5° , and 5.2 or 5.3 for α from 2.5° to 3° . These values show that the influence of the antenna diagram is limited to smaller antenna elevations.

Wavelength Dependence of Fieldstrength

This second method to determine the exponent n arises from equ. (5). The correspondent cumulative distribution of n is given in fig. 7. A systematic shift of the curves in the direction of smaller (negative) n -values is to be seen as a function of the elevation angle. At $\alpha = 2^\circ$, 2.5° , and 3° the distributions are almost identical and show nearly no difference in the median value. If we consider the distribution at $\alpha = 2.5^\circ$ as the representative one there is a median value of the exponent n of 2.6, i. e. an essentially smaller value than that one obtained from the θ -dependence (within the same α -range). For scatter propagation both methods should yield the same n -value. The discrepancy remains even if cases with a duct thickness < 4 m only are taken into account although the exponent increases to $n = 3$ (at $\alpha = 2.5^\circ$), to 2.92 (at $\alpha = 2^\circ$), and to 2.92 (at $\alpha = 3^\circ$) resp.

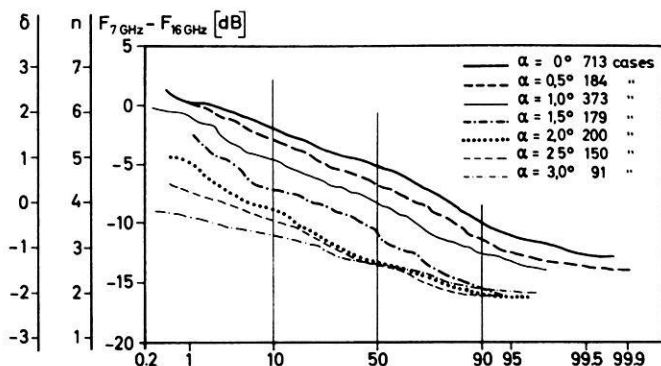


Fig. 7: Cumulative distribution of the exponent n of the refractive index spectra ($\Phi(K) \sim K^{-n}$) derived from the wave length dependence ($\lambda^{+\delta}$) of fieldstrength (7 and 16 GHz).

Note, however, that absorption influences the propagation on 16 GHz. On the link considered water vapour attenuation (including a little oxygen effect) is always effective and leads to an attenuation of 1.5 to 3 dB, which is an additional one with respect to the 7 GHz-link. Assuming a distance containing clouds and fog of 10 km, the attenuation increases once more by about 2–4 dB, i. e. we may take altogether account of an additional attenuation of 4 to 6 dB on 16 GHz. This fact leads to an increase of 1.04 to 1.56 for the exponent n corresponding to $n = 3.64$ and 4.1. The exponents derived from the two methods then approach essentially each other.

The determination of n from the wave length dependence, however, is uncertain in our case, because the absorption effects on 16 GHz can only be roughly evaluated.

The exponents n deduced from the θ -dependence remain correct (even for 16 GHz), for the absorption effects compensate each other since the lengths of both the paths (for $\alpha = 2^\circ$ and $\alpha = 2.5^\circ$) differ but slightly (20 m).

In spite of the restriction mentioned above, the observed effects (for $\alpha > 2^\circ$) may on an average be explained by pure scatter propagation. It should be pointed to the theories of diffuse reflection which assume remarkably higher exponents than $n = 3.66$ under plausible meteorological conditions.

4.3. Estimation of the Homogeneity and Isotropy of the Turbulent Refractivity Field

Test of Homogeneity (Exp. B)

A survey of the effects resulting from experiment B) is given in fig. 8a and 8b. Fig. 8a gives informations about the homogeneity function in x -direction ($\nu(x)$). It shows the (absolute) fieldstrength levels of both frequencies for extreme displacements of the scattering volume in x -direction obtained by antenna elevation angles of $\alpha_t = 1.5^\circ/\alpha_r = 0.5^\circ$ (α_t and α_r denote the elevation angles of transmitting and receiving antenna resp.) versus the fieldstrength obtained by $\alpha_t = 0.5^\circ/\alpha_r = 1.5^\circ$, and the measurements for the adjustments $\alpha_t = 1^\circ/\alpha_r = 3^\circ$ versus $\alpha_t = 3^\circ/\alpha_r = 1^\circ$, and $\alpha_t = 4^\circ/\alpha_r = 2^\circ$ versus $\alpha_t = 2^\circ/\alpha_r = 4^\circ$. These situations correspond to displacements in x -direction (s. table 2b) of 35 km, 37 km, and 25 km, resp. On an average the differences of fieldstrength amount to 0 dB for 7 GHz with a standard deviation of ± 2.3 dB and to 0.1 dB for 16 GHz with a standard deviation of ± 1.6 dB; a systematic deviation cannot be ascertained. Therefore, in the fine-scale structure of the refractive index field in x -direction we may largely assume homogeneity, somewhat more marked for 16 GHz than for 7 GHz. Note that these results are perhaps superimposed by temporal variations of the fieldstrengths which cannot be exactly eliminated in each case.

Even if the fieldstrengths of the symmetrical adjustments ($\alpha_t = \alpha_r$) are compared with those of the unsymmetrical adjustments (s. fig. 8b), i. e. if the homogeneity in z -direction is considered ($\nu(z)$), larger systematic differences are not to be found. A change of the adjustments of the antennas from $\alpha_t = \alpha_r = 2^\circ$ to $\alpha_t = 3^\circ/\alpha_r = 1^\circ$ (lower part of fig. 8b) yields a displacement of the scattering volume from 1340 m

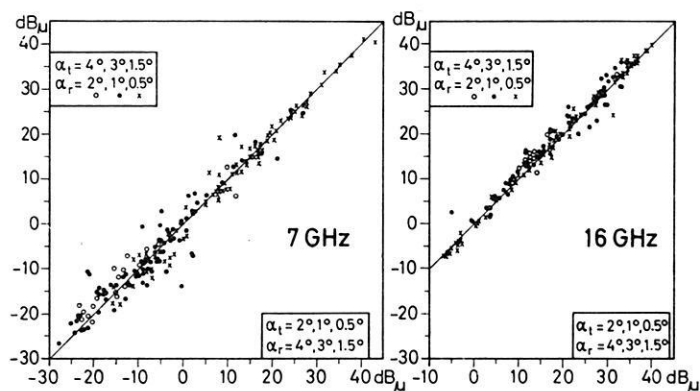


Fig. 8a: Simultaneous fieldstrength received for different antenna elevation angles (homogeneity experiment).

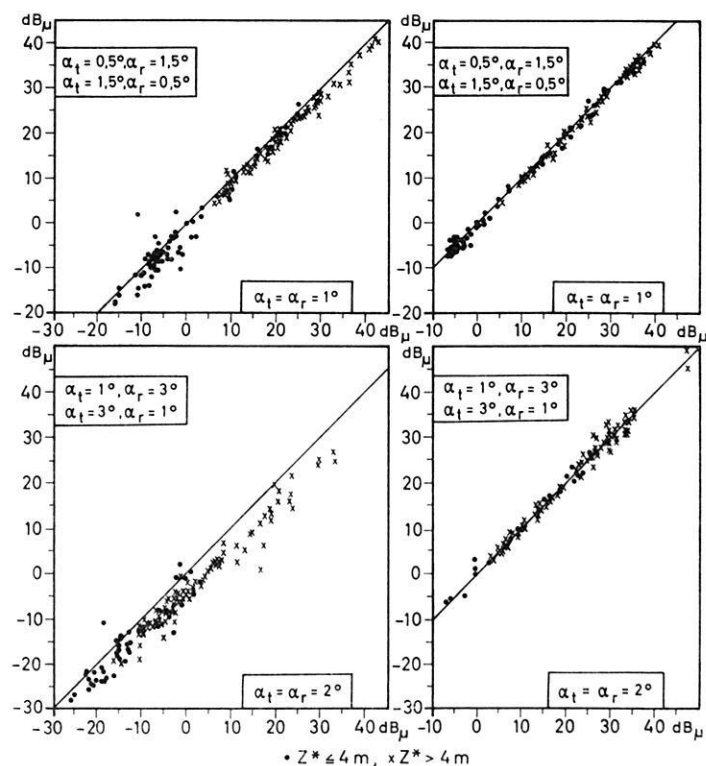


Fig. 8b: Simultaneous fieldstrength received for different antenna elevation angles

($\alpha_t, \alpha_r = \alpha + \beta, \alpha - \beta$, resp. $\rightarrow \alpha_t = \alpha_r = x$, s. fig. 3)

(homogeneity experiment);

● $z^* \leq 4$ m, × $z^* > 4$ m.

to 1040 m (s. table 2b). If for 7 GHz one only takes account of situations with a duct thickness < 4 m, a height effect of about 1 dB/100 m may be deduced as a first approximation. For 16 GHz such an effect is not observed. A consideration of this effect would decrease the n -values of 7 GHz derived from the θ -dependence of fieldstrength by 0.15, i. e. to $n = 3.55$ for $\alpha = 2.5^\circ$ what means that the median value of n for 7 GHz becomes somewhat smaller than that one for 16 GHz ($n = 3.6$).

Test of Isotropy (Exp. C)

As mentioned in chap. 3 on certain assumptions experiment C) gives informations about the degree of isotropy of the turbulent refractive index field (or wind field). Fig. 9 shows the dependence of the mean receiving fieldstrength (with reference to the antenna orientation $\gamma = 0$, i. e. dir \vec{K} is vertical) as a function of the azimuthal antenna orientation ($0^\circ \leq \gamma \leq 45^\circ$).

Only cases of vertical antenna elevations of $\alpha = 1^\circ$ and $\alpha = 2^\circ$ have been considered (in fig. 9) during two different propagation conditions ($z^* \leq 4$ m, fig. 9a, $7 \text{ m} \leq z^* \leq 8$ m, fig. 9b). Obviously, the observed increase of fieldstrength differences depends as well on frequency as on thickness of the evaporation duct. A considerable difference of fieldstrength between antenna elevations $\alpha = 1^\circ$ and $\alpha = 2^\circ$ only exists on 7 GHz, thus applying to the different propagation conditions, too. These results are probably caused by the fact that for 16 GHz the scattered field dominates in any case whilst this is valid for 7 GHz only in case of the collective " $\alpha \geq 2^\circ, z^* \leq 4 \text{ m}$ ". Therefore only the results of this set of data may be discussed (fig. 9c). On the frequency of 7 GHz a difference in fieldstrength of 7.6 dB between orientation $\gamma = 0^\circ$ and $\gamma = 45^\circ$ was observed; the corresponding value of 16 GHz was 3.1 dB. If we take into account the influence of height differences on the fieldstrength (experiment B) on 7 GHz (1.1 dB/100 m) the observed value reduces to 3.1 dB (fig. 9c). This

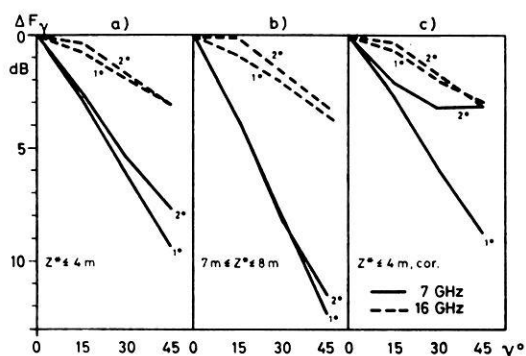


Fig. 9: Decrease of averaged fieldstrength as a function of azimuthal elevation angle γ for vertical antenna elevation $\alpha = 1^\circ$ and $\alpha = 2^\circ$. Left and central figure: non-corrected values for different intervals of thickness of evaporation duct. Right figure: values, corrected by the decrease in elevation.

means that for the orientation of $\gamma = 45^\circ$ there is practically no difference between 7 and 16 GHz. The result of this experiment first involves the impression of anisotropy of the turbulent refractive index field because

$$\Phi(\vec{K})_{\text{dir } \vec{K}=0^\circ} / \Phi(\vec{K})_{\text{dir } \vec{K}=45^\circ} > 1.$$

The consequence would be that $\vec{K}_{\gamma=0^\circ} < \vec{K}_{\gamma=45^\circ}$ and $L_{\gamma=0^\circ} > L_{\gamma=45^\circ}$ (equ. 3), i. e. the vertical extension of the scattering blobs is larger than the horizontal one. The inverse case

$$\Phi(\vec{K})_{\text{dir } \vec{K}=0^\circ} / \Phi(\vec{K})_{\text{dir } \vec{K}=45^\circ} < 1$$

was hardly ever observed ($\approx 3\%$ of all cases). The fieldstrength difference of 3 dB between orientation $\gamma = 0^\circ$ and $\gamma = 45^\circ$ corresponds to the ratio of $\Phi(\vec{K})_{\text{dir } \vec{K}=0^\circ} / \Phi(\vec{K})_{\text{dir } \vec{K}=45^\circ} = 1.15$. Provided that the assumption of chap. 2 is valid and supposing an exponent $n = 11/3$ of the refractive index spectrum one obtains the ratio $L_{0^\circ}/L_{45^\circ} = 1.03$. From this, however, one sees that the observed fieldstrength difference is too small to play any role for anisotropy. That means that in this case the turbulent refractive index field may be considered as an isotropic one, a fact which corresponds to the results of chap. 4.2.

4.4. Atmospheric Effects on Signal Fading

Fading Speed

Fig. 4a shows in the lower part the angular dependence of the fading rate. If the influence of the evaporation duct can be neglected the fading rate generally increases with the elevation angle according to the fading theory.

According to equ. (6) an interdependence between the fading rate and the cross-path component of wind speed is suggested. Fig. 10 shows the fading rate for elevation $\alpha = 0^\circ$ and $\alpha = 2^\circ$ as a function of cross-path (u_N) and parallel path component (u_T) of wind speed, both the components being derived from surface measurements on light house ship Elbe 1. (The correspondent correlation with the wind a higher levels changes the results not fundamentally as the further analysis yields). The linear dependence due to the fading theory of Rice [1954] can only be observed in the case of quasi-horizontal radiation. Regarding the observed values for elevation $\alpha = 2^\circ$, one has to take into account a considerable deviation from the theory and a distinct non-linear correlation.

Cumulative Distributions of the Fading Amplitude

Cumulative distributions of the amplitudes of fading (fig. 11) were derived from samplings of 2-min-periods for different elevation angles and three different meteorological situations ($z^* \approx 0$ m; 6 m and 13 m). According to the theory of Rice distri-

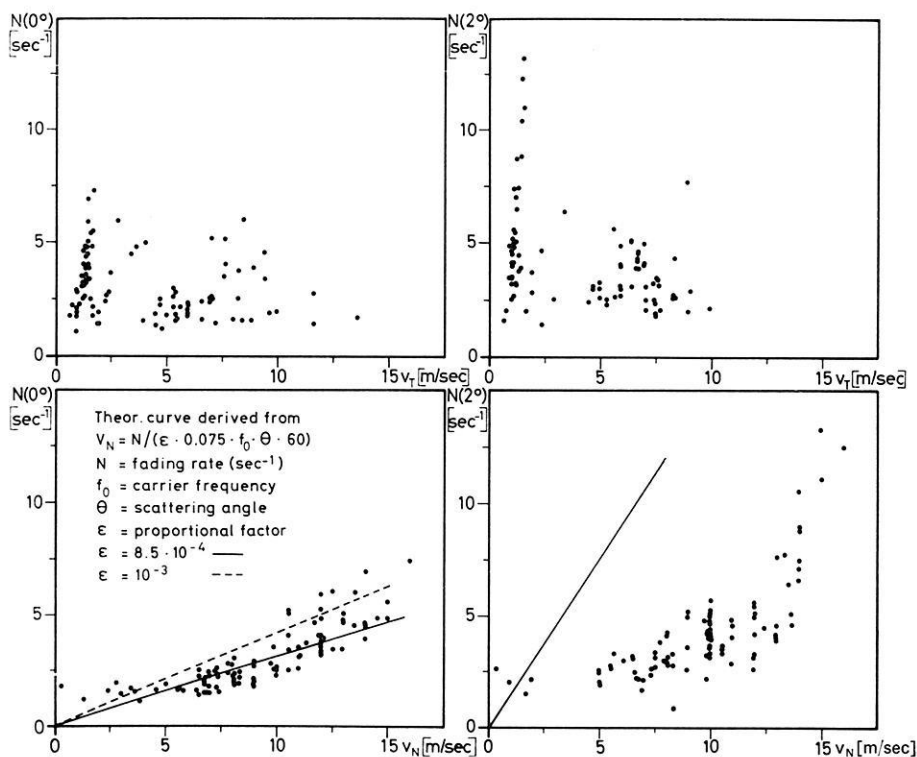


Fig. 10: Fading rate for antenna elevation angles $\alpha = 0^\circ$ and $\alpha = 2^\circ$ as a function of wind speed components normal (v_N) and parallel (v_T) to the propagation path.

bution (s. chap. 2.4.) even for more considerable antenna elevations more or less normal distributions are obtained in the case of well-marked evaporation ducts. During poor propagation conditions (vanishing duct) the observed distributions approach the Rayleigh distribution or the Rice distributions characterized by an increasing fluctuation (scatter) component.

The fading depth (10–90%-value) was derived from all cumulative distributions calculated. Fig. 12 shows the fading depth during different antenna elevations ($\alpha = 0^\circ$, 1° , 2°) as a function of the median level of received fieldstrength during antenna elevation $\alpha = 0^\circ$. A remarkably strong dependence of the fading depth on the receiving fieldstrength on the one hand, and on the antenna elevation on the other hand can be observed.

Considering the magnitude of observed fading depths and their relation to median fieldstrength, one should for a first approximation be able to evaluate the magnitude of the separated fields [NORTON et al., 1955]. The probability of a dominating scatter field during periods of $\alpha = 0^\circ$ -fieldstrength < 25 dB, is even for 7 GHz, very high

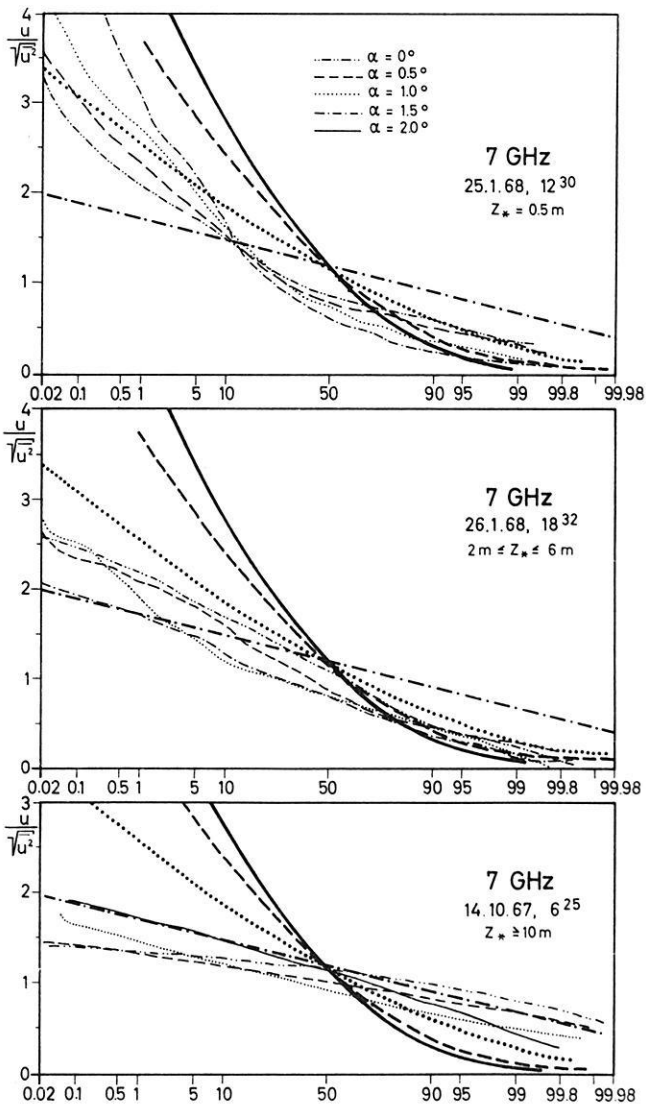


Fig. 11: Examples of cumulative distributions of the receiver signal voltage u ($\sqrt{u^2}$ = rms-value);

— Rayleigh, - - - $E_s/E_k = 3.2$, $E_s/E_k = 1.0$,
 · - · - · $E_s/E_k = 0.32$; E_s/E_k = ratio of Rayleigh vector to constant vector.

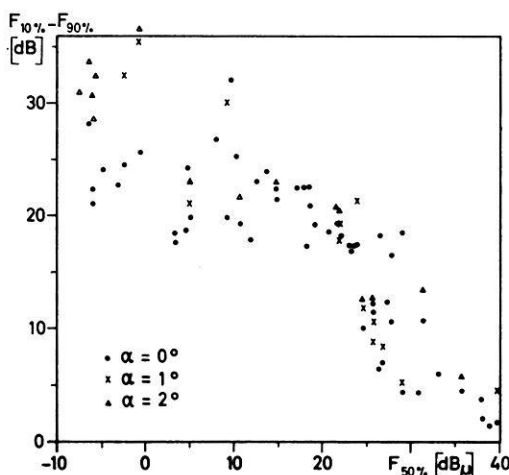


Fig. 12: Fading depth ($F_{10\%} - F_{90\%}$) for different antenna elevations as a function of median value ($F_{50\%}$) for antenna elevation $\alpha = 0^\circ$.

because the fading depths in this case exceed 12 dB in magnitude. That is to say the scattering component exceeds the constant component of fieldstrength by more than 10 dB, i. e. the received field can be partially considered as a scatter field. Not to mention that this result proves to be valid for more considerable antenna elevations.

Generally, we may conclude that fading becomes the more intensive (larger fading depth, higher fading rate) the more the duct thickness decreases (corresponding to a low fieldstrength level) and the more the antenna elevation angle increases. Both facts point to an increase of the scattering component during poor propagation conditions.

5. Acknowledgement

The authors are very obliged to Prof. Dr. K. BROCKS, director of the "Meteorologisches Institut der Universität Hamburg" and the "Institut für Radiometeorologie und Maritime Meteorologie an der Universität Hamburg" who encouraged this work in a generous way. They gratefully acknowledge the assistance of all colleagues who participated in the measurements and data processing. They also thank Dr. D. W. THOMSON (University of Wisconsin, USA) for helpful discussions and critical comments during the preparation of the paper. For preparing the drawings Mrs. I. Voss was responsible.

The project was subsidized by the "Deutsche Forschungsgemeinschaft".

References

- BIRKEMEIER, W. P., H. S. MERRILL, JR., D. H. SARGEANT, D. W. THOMSON, C. M. BEAMER, and G. T. BERGEMANN: Observation of Wind-produced Doppler Shifts in Tropospheric Scatter Propagation, *Radio Science*, 3 (New Series), No. 4, 309—317, 1968
- BOOKER, H. G., and W. WALKINSHAW: The mode theory of tropospheric refraction and its relation to wave-guides and diffraction
In "Meteorological Factors in Radio Wave Propagation", published by the Physical Society and the Royal Meteorological Society, London, 80—127, 1946
- BROCKS, K.: Der Brechungsindexgradient für elektromagnetische Wellen (Cm- bis M-Band) in der maritimen Grenzschicht der Atmosphäre, *Dt. Hydrogr. Zeitschr.*, 8, 186—194, 1953
- CRAWFORD, A. B., A. B. HOGG, and W. H. KUMMER: Studies in tropospheric Propagation beyond the horizon, *Bell Syst. Tech. J.* 38, No. 5, 1068—78, 1959
- DU CASTEL, F., J. VOGÉ, A. SPIZZICHINO, and P. MISMÉ: Propagation Troposphérique et Faisceaux Hertiens Transhorizon Télécommunication par Satellites, Editions Chirons, 40, rue de Seine, Paris, 1960
- EKLUND, F.: The Wavelength Dependence of Tropospheric Beyond-the-Horizon Propagation, AGARD (NATO) Conference Proceedings No. 37, Scatter Propagation of Radio Waves, Part 1, 19, 1968
- FRIIS, H. T., A. B. CRAWFORD, D. C. HOGG: A Reflection Theory for Propagation Beyond the Horizon, *Bell Syst. Tech. J.*, 36, No. 5, 627—644, 1957
- GJESSING, D. T.: Determination of Permittivity Variations in the Troposphere by Scatter-Propagation Methods, *Proc. IEE*, Part C, 109, 447—455, 1962
- GJESSING, D., H. JESKE, and N. KLINT-HANSEN: An Investigation of the Tropospheric Fine Scale Properties Using Radio, Radar and Direct Methods, *J. Atm. Terrest. Phys.*, 31, 1157—1182, 1969
- GOSSARD, E. E.: Spectra of atmospheric scalars, *J. Geophys. Res.*, 64, 2226—2229, 1960
- JESKE, H.: Die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen im cm- bis m-Band über dem Meer unter besonderer Berücksichtigung der meteorologischen Bedingungen in der maritimen Grenzschicht, *Hamburger Geophysikalische Einzelschriften*, Heft 6, Cram, de Gruyter u. Co., Hamburg 1965
- JESKE, H., and K. BROCKS: Comparison of Experiments on Duct Propagation Above the Sea With the Mode Theory of Booker and Walkinshaw, *Radio Science*, 1 (New Series), No. 8, 891—895, 1966
- KOONO, T., M. HIRAI, R. INOUE, and Y. ISHIZAWA: Antenna beam deflection loss and signal amplitude correlation in angle-diversity reception in UHF beyond-horizon communications, *J. Radio Res. Labs. (Japan)* 9, No. 41, 21—49, 1962
- MEGAW, E. C. S.: Scattering of Electromagnetic Waves by Atmospheric Turbulence, *Nature*, 166, No. 12, 1100, 1950
- NORTON, K. A., L. E. VOGLER, W. V. MANSFIELD, and P. J. SHORT: The Probability Distribution of the Amplitude of a Constant Vector Plus a Rayleigh-Distributed Vector, *Proc. IRE*, 43, No. 10, 1354—1361, 1955
- RICE, S. O.: Statistical fluctuations of radio field strength far beyond the horizon, *Proc IRE*, 41, No. 2, 274—281, 1953
- TATARSKI, V. I.: *Wave Propagation in a Turbulent Medium*, McGraw-Hill Book Comp., Inc., New York, N. Y. 1961
- VILLARS, F., and V. F. WEISSKOPF: The Scattering of Electromagnetic Waves by Turbulent Atmospheric Fluctuations, *Phys. Rev.* 94, 232—240, 1954
- VILLARS, F., and V. F. WEISSKOPF: On the Scattering of Radio Waves by Turbulent Fluctuations of the Atmosphere, *Proc. IRE*, 43, No. 10, 1232—1239, 1955

Briefe an den Herausgeber

Scattering of Seismic Waves and Lunar Seismograms

By K. STROBACH*)

Eingegangen am 11. August 1970

A preliminary report of LATHAM et al. [1970] of the lunar seismic experiments contains a—unfortunately very small—reproduction of the seismogram owing to the impact of Apollo 12 ascent stage. The cited authors interpreted the form of the seismogram, especially the long duration of the oscillations and the lack of discrete phases, as due to a scattering mechanism of seismic energy in a highly heterogeneous medium. BERCKHEMER (personal communication) verified this hypothesis by means of a model seismic experiment.

Thus stimulated, the author tried to use his formalism [STROBACH 1964] which was deduced to describe the statistics of superposition of random phased sinoidal microseismic waves, for calculation of the envelope of the lunar seismogram by simple transcription of the included quantities. Assuming two-dimensional wave transmission, it is only necessary to interpret the elements $e^{-i\varphi_k}$ of the author's paper as vectorial free path elements of the scattered seismic energy quanta. If their lengths are not unity, but σ , we only have to multiply the sum of the $e^{-i\varphi_k}$, i.e. the resultant path \vec{r} , by σ (see Fig. 1). The sum is obtained by formula (7) in [STROBACH 1964]

$$w_N(\vec{r}) = \frac{1}{\pi N} e^{-\frac{r^2}{N}}, \quad (1)$$

where $w_N(\vec{r})$ is the probability density for the event of the vector \vec{r} , and N the number of the paths of unity length which are equal distributed relative to azimuth angle. Now we find that N paths of length σ are transmitted by waves of velocity v in the time $t = \sigma N/v$. By this we obtain from (1)

$$w(t | \vec{A}) = \frac{\sigma}{\pi t v} e^{-\frac{A^2}{t v \sigma}}, \quad (2)$$

*) Prof. Dr. KLAUS STROBACH, Institut für Geophysik der Universität Stuttgart, 7 Stuttgart-O, Richard-Wagner-Str. 44.

i.e. the probability density for the arrival of an energy quantum at the position $\vec{\Delta}$ after the travel time t , $\vec{\Delta}$ now being a constant spatial vector marking the seismometer's position. The underlying idea of the mechanism expressed by formula (2) is that a seismic energy quantum, after each transmission of a free path of constant length σ , is scattered randomly, i.e. into an arbitrary direction, and without energy loss.

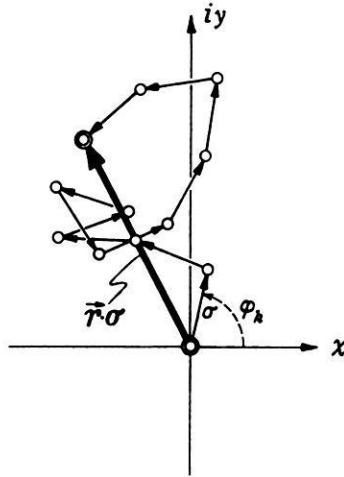


Fig. 1: The spatial vector $\vec{r} \sigma$ as the sum of the free path elements σ of the scattered seismic energy quanta.

Otherwise, if we have energy dissipation, we assume that only the proportion q ($0 < q < 1$) of the instantaneous energy is transmitted to the next path after each scattering process. Thus we obtain from (2)

$$w(t | \vec{\Delta}, q) = q \frac{iv}{\pi tv} \cdot \frac{\sigma}{\sigma} \cdot e^{-\frac{\Delta^2}{iv\sigma}}. \quad (2a)$$

Changing from energy quanta to amplitudes we have to calculate the square root of (2a). Thereafter this expression describes the envelope of a theoretical lunar seismogram in arbitrary amplitude scale.

The formula was treated for various values of σ and q , using the known data $\Delta = 75,9$ km (distance seismometer/LM impact) and $v = 3,23$ km/sec (after LATHAM et al. [1970]) and was then compared with the actual seismogram. Excellent agreement is obtained for free path length $\sigma = 2,0$ km and transmission rate $q = 0,99895$ (see Fig. 2). Thus, as to the observed frequency of 1 hz, we get a quality factor $Q = 1850$ which accords with the behavior of the lower mantle of the earth. The quantity σ may be interpreted as the *mean* free path length and should correspond with the

mean diameter of the blocks or units which are supposed to cause the scattering processes. Agreeing with BERCKHEMER's model seismic experiment, we can assume the block-like structure to consist of a system of fissures, each with a limited extension in such a way that the seismic energy quanta find bridges to pass from one block to the next. It is possible that a structure of this nature and with dominant vertical cracks

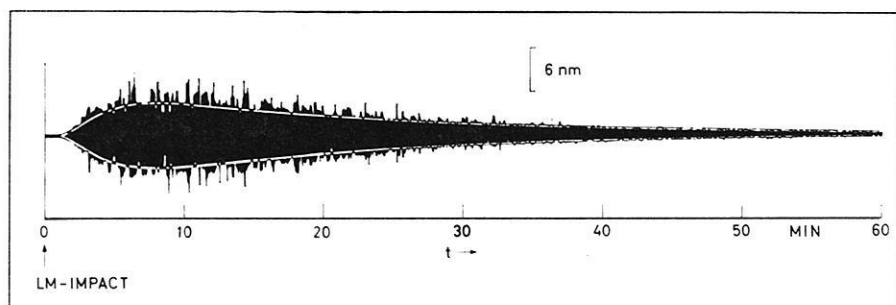


Fig. 2: Lunar seismogram of impact of Apollo 12 ascent stage and the theoretical envelope under the assumptions of $\sigma = 2.0$ km and a quality factor $Q = 1850$.

could be formed by meteor impacts and/or cooling fissures. As, following LATHAM et al. [1970], lunar tectonics may be very low, the moon's outer shell should be in such a condition that the extreme surface temperature variations effect the blocks as extending and contracting *units*, because the disruption has reached a state which no longer gives rise to new fracture. But this is only possible if the fissures are not healed up; and *if* they are not, seismic waves must be scattered and cannot penetrate the structure on a direct path.

An important quantity which could offer the possibility to cheque the scattering hypothesis would be a frequency distribution of the amplitudes of all single oscillations, after rejecting the effect of varying envelope. This distribution should agree with the random walk distribution published in Fig. 1 in [STROBACH 1964]. For want of a seismogram of sufficient time resolution this could not be done till now.

I have to thank Mr. A. JENSCH who wrote the computer program and accomplished the calculations.

References

LATHAM, G. V., M. EWING, F. PRESS, G. SUTTON, J. DORMAN, Y. NAKAMURA, J. DERR, and F. DUENNEBIER: Science, 167, 455—457, 1970.

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

Briefe an den Herausgeber

Berechnung eines Stromsystems in der Polaren E-Region

Von P. CZECHOWSKY, Lindau/Harz*)

Seit mehreren Jahren werden Versuche unternommen, aus den Störvektoren ΔH , ΔZ und ΔD erdmagnetischer Registrierungen Stromsysteme in der Ionosphäre zu berechnen [CHAPMAN 1951, WALKER 1964, SCRASE 1967, REIMER 1969]. Bedingt durch die große Anzahl der Parameter scheint eine exakte Berechnung eines derartigen Systems aussichtslos zu sein. Mit der Annahme eines physikalisch sinnvollen Modells ist es jedoch möglich, ein äquivalentes Stromsystem zu finden, das am Erdboden in einem bestimmten Bereich ein entsprechendes Störfeld hervorruft. In diesem Beitrag wird ein Lösungsweg beschrieben, mit dem neun Parameter eines Modellstromsystems bestimmt werden können.

Aus dem BIOT-SAVARTSchen Gesetz kann man das Magnetfeld einer beliebigen Stromverteilung berechnen:

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}) = \frac{\mu}{4\pi\gamma} \int \left[\mathbf{i}(\mathbf{r}') \times \frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} \right] d^3\mathbf{r}' \quad (1)$$

Das Koordinatensystem sei jeweils so gewählt, daß x senkrecht zum Strom (positiv nordwärts), y in oder gegen Stromrichtung (positiv ostwärts) und z positiv nach unten zeigt.

Zur Berechnung von Strömen, die nur in einem kleinen Höhenbereich fließen können, ist es nicht notwendig, die genaue Höhenverteilung zu berücksichtigen. Es genügt die Kenntnis der höhenintegrierten Stromdichte \mathbf{j} :

$$\mathbf{j}(x, y) = \int_0^{\infty} \mathbf{i}(x, y, z) dz \quad \mathbf{i} = \text{Stromdichtevektor} \quad (2)$$

\mathbf{j} ist die Flächenstromdichte in einer bestimmten Höhe und wird anstelle von \mathbf{i} eingesetzt.

In diesem Modell sollen nur Ströme berücksichtigt werden, die in positive oder negative y -Richtung fließen und nur von x abhängig sind, d. h. $\mathbf{j} = j(x) \cdot \mathbf{y}$. Für die Rechnung wurde eine einfache Verteilung von $j(x)$ von folgender Form gewählt:

$$\begin{aligned} j &= -(j_0/s) \cdot x + j_0 & \text{für } x > 0 \\ j &= (j_0/s) \cdot x + j_0 & \text{für } x \leq 0 \end{aligned} \quad (3)$$

mit $2s = \text{Breite des Strombandes}$.

*) Dipl.-Phys. Peter CZECHOWSKY, Max-Planck-Institut für Aeronomie, 3411 Lindau/Harz.

Unter diesen Voraussetzungen läßt sich Gleichung (1) integrieren und man erhält für die Horizontal- und die Vertikalkomponente:

$$\begin{aligned}
 B_x = H &= \frac{0.4 I}{2 s^2} \left(\frac{h}{2} \cdot \ln \left(\frac{h^2 + x^2}{h^2 + (x+s)^2} \right) + \frac{h}{2} \cdot \ln \left(\frac{h^2 + x^2}{h^2 + (x-s)^2} \right) \right. \\
 &\quad \left. + (x+s) \cdot \arctan \left(\frac{x+s}{h} \right) + (x-s) \cdot \arctan \left(\frac{x-s}{h} \right) - 2 x \cdot \arctan \left(\frac{x}{h} \right) \right) \\
 B_z = Z &= -\frac{0.4 I}{2 s^2} \left(\frac{x+s}{2} \cdot \ln \left(\frac{h^2 + (x+s)^2}{h^2 + x^2} \right) + \frac{x-s}{2} \cdot \ln \left(\frac{h^2 + (x-s)^2}{h^2 + x^2} \right) \right. \\
 &\quad \left. + h \cdot \arctan \left(\frac{x+s}{h} \right) + h \cdot \arctan \left(\frac{x-s}{h} \right) - 2 h \cdot \arctan \left(\frac{x}{h} \right) \right)
 \end{aligned} \tag{4}$$

mit: x = Abstand vom Strommaximum

h = Höhe des Flächenstromes

$2s$ = Breite des Flächenstromes

I = Stromstärke

Für die Rechnung werden zwei Flächenströme (Stromrichtungen parallel oder antiparallel) sowie die im Erdinnern induzierten Ströme berücksichtigt.

Die Gesamtkomponenten ΔH und ΔZ , die mit den Messungen verglichen werden sollen, setzen sich wie folgt zusammen:

$$\begin{aligned}
 \Delta H &= (H_1 + H_1^*) \pm (H_2 + H_2^*) \\
 \Delta Z &= (Z_1 - Z_1^*) \pm (Z_2 - Z_2^*)
 \end{aligned} \tag{5}$$

* = induzierter Anteil

Damit enthält das Modell neun unbekannte Parameter:

α = Stromrichtung

h = Höhe des Stromsystems

t = Tiefe des induzierten Anteils

x_1 und x_2 = Lage der Teilströme

$2s_1$ und $2s_2$ = Breite der Teilströme

I_1 und I_2 = Stromstärke der Teilströme

Zur Berechnung dieser Unbekannten benutzt man die gemessenen Störvektoren ΔH , ΔZ , ΔD aus Magnetogrammen geeigneter Stationen, die folgendermaßen aus-

gewählt werden. Man bestimmt zunächst aus D_0 , H_0 (Basiswerte), ΔD und ΔH die Stromrichtung α über jeder Station und wählt dann vier davon aus, die möglichst auf einem Großkreis senkrecht zur mittleren Stromrichtung liegen. In diesem Fall beschreibt das Modell die tatsächlichen Verhältnisse am besten. Die Beträge der Störkomponenten ΔH_i und ΔZ_i ($i = 1 \dots 4$) sowie die Lage der Stationen werden dann in die Gleichungen (5) eingesetzt. Man erhält damit ein nichtlineares, linearunabhängiges Gleichungssystem aus acht Gleichungen. Dieses System läßt sich nach einem Näherungsverfahren von NEWTON-RAPHSON [WILLERS 1957] lösen, wenn man mäßig genaue Anfangswerte kennt. Diese Anfangswerte wurden teils aus physikalischen Überlegungen heraus gewonnen und teils aus Modellrechnungen übernommen.

In der Tabelle sind die Ergebnisse dieser Berechnungen aufgeführt. Als Beispiel wurde der erdmagnetische Sturm vom 23./24. März 1969 ausgewählt. Die Ausgangswerte wurden den Magnetogrammen von LEIRVOGUR, LERWICK, ESKDALEMUIR und HARTLAND entnommen. Bei jedem dieser Werte wurden Fehler berücksichtigt, die durch ungenaue Bezugswerte, Ablesefehler sowie durch Verzerrungen beim Vergrößern der Magnetogramme entstanden sind.

Tabelle: Ergebnisse der Modellrechnung.

(x_1 und x_2 sind die Abstände in km von Eskdalemuir, α_m ist die mittlere Stromrichtung bezogen auf geographisch Nord). — Beispiel vom 23./24. März 1969.

Zeit UT	I_1 $\times 10^5$ Amp	I_2 $\times 10^5$ Amp	h km	t km	$2s_1$ km	$2s_2$ km	x_1 km	x_2 km	α_m Grad
2230	-9.67	5.67	132.8	895.5	2116.0	181.0	795.9	954.5	-128.1
2300	-4.82	-2.46	106.1	931.1	744.6	264.4	404.6	1129.1	-88.2
2330	-3.38	-4.90	103.4	955.8	298.4	447.4	318.6	866.6	-111.5
2400	-4.77	-3.31	111.5	1077.0	507.6	703.2	344.7	803.8	-112.4
0030	-3.71	-5.31	106.8	1325.0	531.4	385.2	311.5	1205.0	-95.9
0100	-4.17	-3.26	111.5	891.7	737.8	404.8	390.5	1270.0	-134.4
0130	-6.12	-4.39	117.2	1021.0	517.2	869.8	424.8	1165.0	-134.5
0200	-8.80	-3.17	118.9	960.2	823.8	576.4	161.1	1078.0	-123.7
0230	-6.37	0.83	97.6	1182.0	1103.8	624.0	375.7	1668.0	-139.3

Da die Berechnungen mit einem Näherungsverfahren durchgeführt worden sind, wurde das Magnetfeld dieses Modellstromes mit den Horizontal- und Vertikalkomponenten ΔH und ΔZ bestimmt und zum Vergleich als Kreise bzw. Punkte in die Magnetogramme eingezeichnet (Abb. 1; s. S. 650).

Diese Ergebnisse zeigen, daß man mit dieser Methode ein äquivalentes Stromsystem und daraus ein Magnetfeld berechnen kann, das erstaunlich gut mit den gemessenen Werten übereinstimmt. Dieses Modell läßt sich auf mehr als zwei Teilströme erweitern, dadurch wird jedoch auch der Rechenaufwand erheblich vergrößert.

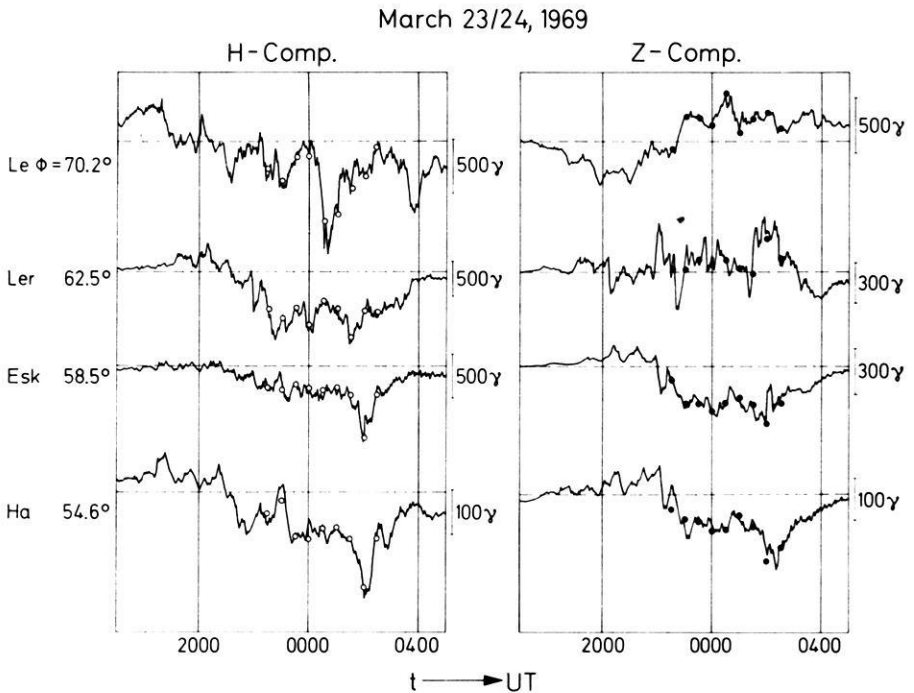


Abb. 1: Verlauf der H - und Z -Komponente vom 23./24. März 1969.
Die Kreise und Punkte sind aus dem Modell berechnete Werte für ΔH und ΔZ .

Literatur

- CHAPMAN, S., The Equatorial Electrojet as Detected from the Abnormal Electric Current Distribution above Huancayo, Peru, and elsewhere. Arch. Met. Geophys. Bioklim. A4, 368, 1951
- REIMER, D.: Bestimmung der momentanen Lage des Elektrojets. Inst. für Geophys. und Meteorologie der Techn. Universität Braunschweig, 1969
- SCRACE, F. J.: The electric current associated with polar magnetic sub-storms. Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics 1967, Vol. 29, pp. 567–579. Pergamon Press Ltd. Printed in Northern Ireland
- WALKER, J. K.: Space-time associations of the aurora and magnetic disturbance. Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics, 1964, Vol. 26, pp. 951 to 958, Pergamon Press Ltd. Printed in Northern Ireland
- WILLERS, F. A.: Methoden der Praktischen Analysis, Walter de Gruyter & Co., Berlin 1957

Mitteilung

Bundesverdienstkreuz für Professor Dr. WILHELM HILLER

Der Herr Bundespräsident hat Herrn Professor Dr. WILHELM HILLER, Stuttgart, das Große Verdienstkreuz des Verdienstordens der Bundesrepublik Deutschland verliehen. Die Aushändigung erfolgte am 12. Oktober 1970 durch den Kultusminister Professor Dr. HAHN.

Die Auszeichnung gilt den außerordentlichen Verdiensten, die sich Herr Professor Dr. HILLER insbesondere um die Seismologie erworben hat und die bereits sehr früh in Deutschland und auch im Ausland höchste Anerkennung fanden. Wichtige Erkenntnisse über die Erdbebentätigkeit der Schwäbischen Alb und die Prozesse im Erdbebenherd gelangen ihm mit Hilfe des von ihm ins Leben gerufenen und mit seinen eigenen Instrumentenkonstruktionen ausgerüsteten Stationsnetzes des Landeserdbebendienstes Baden-Württemberg.

Buchbesprechungen

W. S. B. PATERSON: *The Physics of Glaciers*. Pergamon Press Ltd, New York etc., 1969, 250 S., \$ 4.00.

Nach einer knappen historischen Einführung folgt eine Beschreibung der verschiedenen Zonen in Gletschern und ein Kapitel über die Transformation von Schnee in Eis. Dieses leitet zwangsläufig über zu Massen- und Energiehaushalt. Den Bewegungsvorgängen in Gletschern, Inlandeisen und Schelfeisen sind allein fünf umfangreiche Abschnitte gewidmet. Bedauerlicherweise konnten neueste Ergebnisse über die „surges“ keine Aufnahme im entsprechenden Kapitel mehr finden, man muß aber berücksichtigen, daß es immer gefährlich ist, wenn ein Lehrbuch auf sehr aktuelle Probleme eingeht. In einem weiteren kurzen Abschnitt werden Temperaturverteilungen in Gletschern und Eisschichten diskutiert. Das Buch schließt mit einer ausführlichen Behandlung der Reaktion von Gletschern auf Störungen im Massenhaushalt (kinematische Wellen) und einer kurzen Betrachtung der Wechselwirkung zwischen Klima und Gletschern.

Die Absicht des Autors war, demjenigen die notwendige Grundlage zu geben, der beginnt, sich forschend mit Gletschern zu beschäftigen. Diese Absicht wird voll erreicht. Außerdem schließt das Buch für den vielseitig interessierten Geowissenschaftler eine Lücke zwischen kurzen, mangelhaften Abrissen in elementaren Geologielehrbüchern und der Spezialliteratur. Patersons Zusammenstellung ist konsequent aufgebaut und gut verständlich. Der Autor beschränkt sich in den theoretischen Teilen auf die wichtigsten Gleichungen und die physikalischen Argumente, Details sind weitgehend vermieden. Erfreulich ist, daß in jedem Abschnitt offen und deutlich die momentan noch bestehenden Verständnislücken und Probleme aufgezeigt werden. Eine umfangreiche Bibliographie hilft dem stärker Interessierten weiter.

W. ZÜRN

HANS MURAWSKI (Herausg.): *Vom Erdkern bis zur Magnetosphäre*. Umschau-Verlag, Frankfurt am Main, 1968.

Das Buch enthält 18 Beiträge von 21 Wissenschaftlern, die dem Leser Grundlagen und einige aktuelle Probleme der Geowissenschaften in verständlicher Form nahebringen. Viele Abbildungen und graphische Darstellungen veranschaulichen den Text. Am Ende jedes Kapitels finden sich zahlreiche Literaturhinweise. Das große Gebiet der Geographie ist herausgelassen worden, um den Rahmen des Buches nicht zu sprengen. Die einzelnen Autoren behandeln folgende Themen:

R. DEHM, Die Entwicklung des Lebens in geologischer Sicht.

D. PFLUG, Entstehung und Frühzeit des Lebens.

W. SIMON und H. J. LIPPOLT, Isotopische Zeitmessung und Erdgeschichte.

H. MURAWSKI, Tektonik.

P. SCHMIDT-THOMÉ, Gebirgsbildung.

K. SCHMIDT, Die alten Kerne der Erdkruste.

H. BERCKHEMER, Erdkruste und Erdmantel.

O. HARTMANN, K. FROMM und U. SCHMUCKER, Erdmagnetismus.

H. SCHUMANN, Gesteinsumbildung.

F. LEUTWEIN, Geochemie.

E. PETRASCHECK, Die Entstehung der Erzlagerstätten.

H. BECKMANN, Erdöl.

W. KRAUSS, Ozeanographie.

E. REINECK, Der Schelf.

M. PFANNENSTIEL, Das Relief der Ozeanböden.

H. HOINKES, Wir leben in einer Eiszeit.

W. DIEMINGER, Hohe Atmosphäre der Erde.

R. MÜHLFELD, Weltraumgeologie.

Am Ende des Buches befindet sich ein Stichwort-Register.

E. SEILER

H. NEWELL, M. G. KROSHKIN u. W. PRIESTER: *Satelliten erkunden Erde und Mond*. Umschau-Verlag, Frankfurt am Main, 136 S.

Der Titel des Buches klingt allgemeiner als es dem Inhalt entspricht. Die Auswertung der Satelliten- und Raumsondenphotographie steht im Vordergrund. Mit besonderer Mühe wurde das Kapitel „Wetterbeobachtung mit Satelliten“ bearbeitet. Es gibt eine gute Anleitung zur meteorologischen Interpretation von Wettersatellitenbildern. Gleichzeitig werden, und das gilt auch für die anderen behandelten Themen wie Ozeanographie, Geologie und Geographie, die durch die Satellitenphotographie gegebenen Forschungsmethoden beschrieben. Die Herausgeber und Autoren haben sich nicht damit begnügt, die zahlreichen Bilder in ihrer Schönheit für sich sprechen zu lassen. Dadurch hebt sich dieses Buch von anderen Raumfahrtbildbänden ab. Wer Interesse an den Methoden der Erd- und Monderforschung durch Satelliten und Raumsonden hat und etwas naturwissenschaftliche Vorbildung mitbringt, dürfte viel Freude an diesem Buch haben. Als Herausgeber zeichnen ein Amerikaner, ein Sowjetrusse und ein Deutscher. Es werden auch Ergebnisse sowjetischer Experimente mitberücksichtigt. Der verhältnismäßig hohe Preis ist durch die zahlreichen gut reproduzierten Bilder gerechtfertigt.

B. THEILE

Lexikon der Physik. Herausgeber Baudirektor Dipl.-Ing. Hermann FRANKE unter Mitarbeit von 54 Fachwissenschaftlern. — Band I: A—H, Band II: J—R, Band III: S—Z. Insgesamt 2135 Seiten mit 1500 Abbildungen im Text sowie 210 Fotos auf 47 ein- und 26 Fotos auf 6 mehrfarbigen Kunstdrucktafeln. Komplet 3 Bände; Leinen DM 485,—. Frankh'sche Verlagshandlung, Stuttgart.

Der Verlag hat die dritte Auflage des Lexikons der Physik groß angekündigt und viele Hoffnungen geweckt. Es ist anerkannt schwierig, ein solches Werk zu verlegen, aber trotzdem und gerade deshalb sollte man sich nicht nur der besten Mitarbeiter versichern, sondern auch sorgfältig Korrekturen lesen. So ist z. B. die Erklärung der meteorologischen Okklusion schon für den Fachmann kaum, für den Laien aber unverständlich; der Hinweis auf die Zyklone ist ein Umweg, denn unter Zyklone wird weiter auf Idealzyklone verwiesen. Diese Methode des Hinweises wird leider häufig angewendet. Bei Föhn erfolgt das Aufsteigen der Luft *feucht*adiabatisch und nicht adiabatisch. Flip-Flop-Schaltungen werden seit einigen Jahren nicht mehr mit Röhren zusammengestellt, und bei Aneroidosen verwendet man in sich federnde Dosen möglichst ohne Stützfedern, um zusätzliche Reibung zu verhindern. In den meisten modernen Konversationslexika sind solche Fehler vermieden. Es soll neben dieser

notwendigen und vielleicht nützlichen Kritik durchaus anerkannt werden, daß eine Reihe von Gebieten neu und sehr sorgfältig bearbeitet wurde. Sie machen die Bände stellenweise zu einem Lesebuch und lassen den Benutzer vergessen, daß er eigentlich ein bestimmtes Stichwort nachschlagen wollte. Gerade deshalb stören aber die kleinen Ungenauigkeiten stark.

DIEM

H. KARBAUM: *Der Niederschlag als Wasserhaushaltsgröße*. Abh. Met. Dienst. DDR Nr. 86 (Bd. 11) 1969

Die Arbeit befaßt sich auf 7 Seiten mit dem Niederschlag als Wasserhaushaltsgröße und auf 57 Seiten sehr kritisch mit den möglichen Meßfehlern. Sie sind: 1. Die Teilung der Meßgläser, die von 0,1 bis 1,0 mm bis zu 40% falsch sein kann. Im langjährigen Mittel beträgt der Fehler bis zu 5,2%. 2. Der Anteil von Haftwasser je Niederschlagsereignis ist beim HELLMANNschen Regenmesser 0,26 mm, davon fallen 0,15 mm auf das Auffanggefäß, 0,11 mm auf die Sammelkanne. 3. Die Abtrocknungsdauer mit einem tages- und jahreszeitlichen Gang liegt zwischen 12 und 154 min. 4. Die Benetzungsverluste je Regenfall aus Haftwasser im Auffanggerät und dem einmal täglichen Verlust in der Sammelkanne ergeben Fehlbeträge von 16,6% im Sommer und 13,1% im Jahr. 5. Die Verdunstungsverluste aus der Sammelkanne betragen im Mai, Juni und Juli etwa 6% der Monatssumme, langjährig etwa 3,4%. 6. Der Vergleich von Regenschreibern verschiedener Bauausführung zeigt Unterschiede bis zu 25% gegenüber der normalen Form in Abhängigkeit von der Bauform, Windgeschwindigkeit und Niederschlagsintensität. 7. Größere Auffangflächen kompensieren den Windeinfluß. 8. Die verschiedenartige Aufstellung von Regenmessern im Bodenniveau ergibt Unterschiede von nur wenigen Promille, die durch die Verdunstung aus der Sammelkanne erklärt werden. — Die gerätebedingten Fehler 1 bis 7 können als Gerätekonstante berücksichtigt werden. Nicht zu berechnen ist der Einfluß des Windes, der je nach Aufstellung des Geräts bis zu 50% beträgt. Um diesen Fehler auszugleichen, wurden Windschutzringe erprobt. Die besten Ergebnisse brachte ein „Schwenkregenschreiber“, der sich mit dem Wind einstellt. — Die Ergebnisse werden auf dem Goldberger See angewendet, der als „Groß-Niederschlags-Messer“ dient. Er weist einen Fehlbetrag des Niederschlags gegenüber den Seespiegelanstiegen von 20% auf. Werden allen Reduktionen angebracht, dann geht der Fehlbetrag gegen Null.

DIEM

D. RICHTER: *Ein Beitrag zur Bestimmung der Verdunstung von freien Wasserflächen dargestellt am Beispiel des Stechlinsees*. Abh. Meteorol. Dienstes der DDR, Nr. 88, 11 (1969) Berlin.

Mit Verdunstungskesseln, die auf einem Floß montiert sind, wird die Verdunstung des Stechlinsees gemessen und diese bei verschiedenen Kesseln verglichen. Eine empirisch gewonnene Formel zur Berechnung der Verdunstungshöhe dient zur Ergänzung der ausgefallenen Werte. Außerdem wird die Verdunstungshöhe nach der Austauschmethode und nach der Wärmehaushaltmethode berechnet und die Ergebnisse der drei Methoden verglichen. Dabei zeigt sich, daß beim mittleren Jahresgang die gemessene Verdunstungshöhe gut mit der übereinstimmt, die durch die Austauschmethode bestimmt wird. Ein Vergleich mit anderen Gewässern (Ederstausee, Mittellandkanal) weist auf den Einfluß der Tiefe des Sees auf den Jahresgang der Verdunstung hin, und weiter zeigt sich, daß sich im Herbst die Verdunstung verschiedener Seen (hier Stechlinsee, Haussee, Breiter Lucin) weniger unterscheidet als im Frühjahr.

WALK

Thesaurus Mathematicae

Neudrucke wichtiger mathematischer Werke

Reprints of important mathematical works

Band 1: E. HEINE

Handbuch der Kugelfunctionen. Theorie und Anwendungen.
2., umgearbeitete und erweiterte Auflage. 2 Bände in 1 Band. 1878–1881. Neu-
druck 1961. XVI, 484 und XII, 380 Seiten. Gr.-8°. Leinen DM 78.—

Band 2: H. MINKOWSKI

Diophantische Approximationen. Eine Einführung in die
Zahlentheorie.
1907. Neudruck 1961. 235 Seiten. Gr.-8°. Leinen DM 27.—

Band 3: M. CHASLES

Traité des sections coniques faisant suite au traité
de géométrie supérieure.
Teil 1 (alles Erschienene). Mit 5 Tafeln. 1865. Neudruck 1962. XII, 368 Seiten.
Gr.-8°. Leinen DM 56.—

Band 4: K. WEIERSTRASS

**Formeln und Lehrsätze zum Gebrauche der elliptischen
Functionen.**
Herausgegeben von H. A. Schwarz. 2. Ausgabe 1893. Neudruck 1962. XII,
96 Seiten. Gr.-8°. Leinen DM 22.—

Band 5: C. F. GAUSS

Abhandlungen zur Methode der kleinsten Quadrate.
VIII, 208 Seiten. 1887. Neudruck 1964. Gr.-8°. Leinen DM 26.—

Band 6: H. HASSE

Vorlesungen über Klassenkörpertheorie.
1967. VI, 275 Seiten. Gr.-8°. Leinen DM 90.—

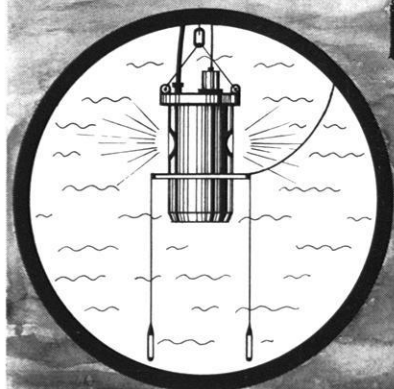
Band 7: A. CLEBSCH u. P. GORDAN

Theorie der Abelschen Functionen.
1866. Neudruck 1967. XIV, 333 Seiten. Gr.-8°. Leinen DM 48.—

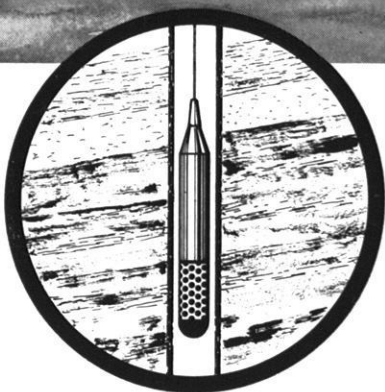


Physica-Verlag · Würzburg · Wien

Offshore Seismic Well Velocity Surveys with AIRPULSER



Two-detector-well-geophone
Pressure and velocity receiver
Tool Diameter 3 3/4" and 2"



**PRAKLA GMBH · 3000 HANNOVER 1 · P. O. BOX: 4767
PHONE: 80721 · TELEX: 922847 · CABLE: PRAKLA
GERMANY**

Amsterdam · Ankara · Brisbane · Djakarta · Kuala-Belait · Madrid
Milan · Rio de Janeiro · Tehran · Tripoli · Vienna



Zeitschrift für Geophysik

Band 36

1970

Heft 6

Inhaltsverzeichnis

ESSEN, H.-H., and K. HASSELMANN: Scattering of Low-Frequency Sound in the Ocean . . .	655	II, F4
SCHREIBER, H.: Ringstromindizes und asymmetrischer Ringstrom	679	
TRIPPLER, K.: Natürliche Radioaktivität der Luft in Abhängigkeit von der Temperatur- schichtung und der Windgeschwindigkeit	687	
WILHELM, H.: Eine säkulare Schwingung des erdmagnetischen Quadrupolfeldes als Ursache einer Änderung der Erdrotation	697	
HÄNEL, R.: Eine neue Methode zur Bestimmung der terrestrischen Wärmestromdichte in Binnenseen	725	
BITTERLICH, W., and H. WÖBKING: Versuch einer Einteilung von Gesteinen nach gefüge- kundlichen und elektrischen Größen	743	II, F3, d
EICHMEIER, J.: Ionenbahnen in einem platten- und zylinderförmigen Aspirationskonden- sator bei ebenem bzw. parabolischem Luftgeschwindigkeitsprofil	753	
WIELANDT, E.: Ein einfacher elektronischer Entzerrer für Seismometer	763	II, F3, e, f
Briefe an den Herausgeber:		
HAURWITZ, B., and ANN D. COWLEY: A Direct Demonstration of the Lunar Barometric Tide	771	
Buchbesprechungen	776	



PHYSICA - VERLAG · WÜRZBURG

ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

als zweimonatliche Publikation herausgegeben im Auftrag der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft von

W. Dieminger, Lindau/Harz

und

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

unter Mitwirkung von

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

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

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

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

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

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

Die Zitate sollen entsprechend folgendem Beispiel angefertigt werden:

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

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

Anschrift der *Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft*:

2 Hamburg 13, Binderstr. 22. Postscheckkonto: Hamburg 559 83

Bank: Neue Sparcasse, Hamburg 24/11528

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

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

Bezugspreis je Band (6 Hefte) 78,— DM, Einzelheft je nach Umfang. Abonnements verlängern sich jeweils um einen Band, falls keine ausdrückliche Abbestellung zum Jahresende vorliegt.

Gedruckt mit Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft.

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

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

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1970

Zeitschrift für Geophysik

herausgegeben im Auftrag
der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft von

W. Dieminger, Lindau/Harz

und

J. Untiedt, Münster i. W.

unter Mitwirkung von

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

Band 36

1970



PHYSICA - VERLAG · WÜRZBURG

Gedruckt mit Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft

Die Zeitschrift, oder Teile davon, dürfen weder photomechanisch, elektronisch noch in irgendeiner anderen Form ohne die schriftliche Genehmigung des Verlags wiedergegeben werden.

R. Oldenbourg, Graphische Betriebe GmbH, München

Printed in Germany

©

PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1970

NAMENSVERZEICHNIS

Achtermann, E.	27	Keppler, E.	457	Schenk, E.	355
Ahorner, L.	313	Kind, R.	549	Schick, R.	209
Ariç, K.	229	Kirsch, E.	165	Schneider, G.	313
Berckhemer, H.	501, 523	Kist, R.	421	Schreiber, H.	679
Bitterlich, W.	607, 743	Kizawa, T.	519	Schult, A.	267
Bolle, H.-J.	1	Knuth, R.	57	Schwentek, H.	125
Bonjer, K. P.	287, 387	Kochan, H.	77	Seehars, H. D.	621
Bose, S. K.	193	Kozák, J.	175	Siebert, M.	41
Cassebaum, H.	621	Lange-Hesse, G.	77	Siemann, H.	399
Chapman, S.	393	Lauche, H.	77	Soffel, H.	113, 237, 589
Cowley, Ann D.	771	Makris, J.	299, 387	Spenner, K.	421
Cumme, G.	57	Meissner, R.	225	Storetvedt, K. M.	569
Czechowsky, P.	77, 647	Melzner, F.	135	Strobach, K.	643
Eichmeier, J.	753	Menzel, H.	387	Thiele, P.	299
Essen, H.-H.	655	Möller, F.	451	Töpfer, K. D.	345
Freden, S. C.	27	Möller, H. G.	77	Trippler, K.	687
Fuchs, K.	287, 387, 531	Murawski, H.	313	Vetter, U.	225
Hänel, R.	725	Peters, K.	589	Wagner, C.-U.	57
Haser, L.	451	Petersen, N.	569	Waniek, L.	175
Hasselmann, K.	655	Prodehl, C.	477	Wielandt, E.	763
Haurwitz, B.	771	Pucher, G.	621	Wilhelm, H.	697
Heinrich, H.	399	Rabben, H. H.	135	Wöbking, H.	607, 743
Hovestadt, D.	27	Reimer, D.	399	Wohlenberg, J.	287, 387
Jeske, H.	621	Rossberg, L.	151	Zimmermann, J.	299, 387
Kahle, H.-G.	601	Röwer, P.	105		

SACHVERZEICHNIS

I. Physik der festen Erde

P. Röwer: Laufzeitanomalien von P-Wellen, beobachtet an den Stationen Stuttgart und Strasbourg (Brief an den Herausgeber). 105

J. Kozák, L. Waniek: Schlierenoptische Untersuchungen an seismischen Gelmodellen mit photometrischer Auswertung des Wellenfeldes. 175

S. K. Bose: Notes on Wave Theories for the Propagation of T-, Lg-, G-Waves and Microseisms from Storms over Deep Sea. 193

R. Schick: A Method for Determining Source Parameters of Small Magnitude Earthquakes. 205

U. Vetter, R. Meissner: Überprüfung der Isostasie durch tiefenseismische Sondierungen (Brief an den Herausgeber). 225

K. Ariç: Über die Struktur des Reykjanes-Rückens nach den Ergebnissen reflexionsseismischer Messungen (Brief an den Herausgeber). 229

K.-P. Bonjer, K. Fuchs, J. Wohlenberg: Crustal structure of the East African Rift System from spectral response ratios of long-period body waves. 287

J. Makris, P. Thiele, J. Zimmermann: Crustal Investigation from gravity measurements at the scarp of the Ethiopian Plateau. 299

L. Ahorner, H. Murawski, G. Schneider: Die Verbreitung von schadenverursachenden Erdbeben auf dem Gebiet der Bundesrepublik Deutschland. 313

J. Makris, H. Menzel, J. Zimmermann, K.-P. Bonjer, K. Fuchs, J. Wohlenberg: Crustal and upper mantle structure of the Ethiopian Rift derived from seismic and gravity data (Brief an den Herausgeber). 387

C. Prodehl: Crustal Structure of the Western United States from Seismic-Refraction Measurements in Comparison with Central European Results. 477

K. Fuchs: On the Determination of Velocity Depth Distribution of Elastic Waves from the Dynamic Characteristics of the Reflected Wave Field. 531

R. Kind: Auswertung seismischer Messungen mit einer digitalen Methode unter Anwendung der Theorie der Schallwellenausbreitung im Flachwasser. 549

H. Soffel, K. Peters: Auswertung von Gravimeter-Messungen in der Münchberger Gneismasse längs eines Profils von Konradsreuth nach Niederlamitz. 589

H.-G. Kahle: Deutung der Schwereanomalien im Nördlinger Ries. 601

R. Hänel: Eine neue Methode zur Bestimmung der terrestrischen Wärmestromdichte in Binnenseen. 725

II. Gesteinsphysik

H. Soffel: The Influence of the Dislocation Density and Inclusions on the Coercive Force of Multidomain Titanomagnetites of the Composition $0.65 \text{ Fe}_2\text{TiO}_4 \cdot 0.35 \text{ Fe}_3\text{O}_4$ in Basalts as Deduced from Domain Structure Observations. 113

H. Soffel (Übersichtsartikel): Die Theorien der thermoremanenten Magnetisierung von Gesteinen. 237

W. Bitterlich, H. Wöbking: Eine Methode zur direkten Bestimmung der sogenannten „Geometrischen Tortuosität“. 607

III. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde

M. Siebert: Solarer Wind und Halbjahreswelle der erdmagnetischen Aktivität. 41

A. Schult: Natural magnetization of deep core samples of basaltic rocks from Brazil. 267

E. Schenk: Zur Problematik der Deutung paläomagnetischer Meßergebnisse auf Grund von Untersuchungen an den Basalten des Paläovulkans Vogelsberg in Hessen. 359

K. M. Storetvedt, N. Petersen: On Chemical Magnetization in Some Permian Lava Flows of Southern Norway. 569

P. Czechowsky: Berechnung eines Stromsystems in der Polaren E-Region (Brief an den Herausgeber). 647

H. Schreiber: Ringstromindizes und asymmetrischer Ringstrom. 679

H. Wilhelm: Eine säkulare Schwingung des erdmagnetischen Quadrupolfeldes als Ursache einer Änderung der Erdrotation. 697

IV. Physik der Atmosphäre

H.-J. Bolle (Übersichtsartikel): Satellite Techniques for Observing Water Vapor-Height Profiles. 1

H. Jeske, H. D. Seehars, G. Pucher, H. Cassebaum: Observations with Synchronously-Offset Beams on a 77 cm Path at 1.8 and 4 cm. 621

K. Trippler: Natürliche Radioaktivität in Abhängigkeit von der Temperaturschichtung und der Windgeschwindigkeit. 687

B. Haurwitz, Ann D. Cowley: A Direct Demonstration of the Lunar Barometric Tide (Brief an den Herausgeber). 771

V. Extraterrestrische Physik

E. Achtermann, S. C. Freden, D. Hovestadt: Time Variation of Low Energy Protons in the Inner Radiation Belt. 27

G. Cumme, R. Knuth, C.-U. Wagner: A Method for the Interpretation of Ionospheric Absorption Measurements during the Sunrise Effect in the D-Region. 57

P. Czechowsky, H. Kochan, G. Lange-Hesse, H. Lauche, H. G. Möller: Simultane Beobachtungen verschiedener ionosphärischer Phänomene während des erdmagnetischen Sturmes vom 31. Oktober bis 2. November 1968. 77

H. Schwentek: Sonneneruptionseffekte in der Ionosphäre, beobachtet in Lindau zwischen dem 27. Oktober und 2. November 1968. 125

F. Melzner, H. H. Rabben: Elektronendichte-Messungen in der Ionosphäre mit einer neuartigen Hochfrequenz-Impedanzsonde. 135

L. Rossberg: Über die Pitchwinkelverteilung von Elektronenflüssen mit Energien $E > 40$ keV in der Polarlichtzone. 151

E. Kirsch: Raketexperiment zur Untersuchung von Nordlichtern. 165

H. Heinrich, D. Reimer, H. Siemann: Investigation of the Auroral Electrojet. 399

R. Kist, K. Spenner: Plasmamessungen im Polarlicht-Elektrojet und daraus erschlossene elektrische Felder. 421

G. F. Möller, L. Haser: Polarisationsmessungen an künstlichen Bariumwolken. 451

E. Keppler: Der Forschungssatellit AZUR. 457

H. Berckhemer: A Possible Scattering Mechanism for Lunar Seismic Waves. 523

K. Strobach: Scattering of Seismic Waves and Lunar Seismograms (Brief an den Herausgeber). 643

VI. Ozeanographie

H.-H. Essen, K. Hasselmann: Scattering of Low-Frequency Sound in the Ocean. 655

VII. Angewandte Geophysik

K. D. Töpfer: Über den Einfluß oberflächennaher Störkörper auf geoelektrische Widerstandsmessungen. 345

W. Bitterlich, H. Wöbking: Versuch einer Einteilung von Gesteinen nach gefügekundlichen und elektrischen Größen. 743

VIII. Instrumentelles

H. Berckhemer: MARS 66. Eine Magnetbandapparatur für seismische Tiefensondierung. 501

T. Kizawa: Recordings with Askania Gravimeters before and after Important Earthquakes (Brief an den Herausgeber). 519

J. Eichmeier: Ionenbahnen in einem platten- und zylinderförmigen Aspirationskondensator bei ebenem bzw. parabolischem Luftgeschwindigkeitsprofil 753

E. Wielandt: Ein einfacher elektronischer Entzerrer für Seismometer. 763

IX. Sonstiges

In memoriam Friedrich Burmeister (*K. Wienert*). 233

S. Chapman: Geophysics and Germany, Men and Enterprises. 393

Ergänzung zu „In memoriam Otto Lucke“. 522

Mitteilung: Bundesverdienstkreuz für Professor Dr. *Wilhelm Hiller*. 651

X. Buchbesprechungen

A. Krebs: Strahlenbiologie (H. Israël). 111

J. C. Behrendt, C. R. Bentley: Magnetic and Gravity Maps of the Antarctic (H. A. Roeser). 111

W. S. B. Paterson: The Physics of Glaciers (W. Zürn). 652

H. Murawski (Herausg.): Vom Erdkern bis zur Magnetosphäre (E. Seiler). 652

H. Newell, M. G. Kroshkin, W. Priestler: Satelliten erkunden Erde und Mond (B. Theile). 653

Lexikon der Physik (Herausg. H. Franke) (Diem). 653

H. Karbaum: Der Niederschlag als Wasserhaushaltsgröße (Diem). 654

D. Richter: Ein Beitrag zur Bestimmung der Verdunstung von freien Wasserflächen, dargestellt am Beispiel des Stechlinsees (Walk). 654

M.-L. Heitmann, D. Richter, D. Schumann: Der Wärme- und Wasserhaushalt des Stechlin- und Nehmitzsees (Walk). 776

G. Hentschel: Bioklimatische Arbeits- und Bewertungsunterlagen für die klimatherapeutische Praxis (Walk). 776

G. Dietze: Intensität und Polarisation des Zenitlichtes im Laufe der Dämmerung (Czerwinski). 777

M. Grosser: Entdeckung des Planeten Neptun (R. Schick). 777

O. Koefoed: The Application of the Kernel Function in Interpreting Geoelectrical Resistivity Measurements (R. Schick). 777

A. E. Scheidegger: Theoretical Geomorphology (W. Kertz). 778

Scattering of Low-Frequency Sound in the Ocean

By H.-H. ESSEN and K. HASSELMANN, Hamburg¹⁾

Eingegangen am 27. April 1970

Summary: The scattering of acoustic modes by inhomogeneities in an oceanic wave guide is investigated in the weak-interaction approximation. Application to the case of interactions with surface gravity waves yields maximal damping factors due to scattering losses in the range 10^{-2} – 10^{-3} , in order-of-magnitude agreement with measurements. The calculations are based on an empirical PIERSON-MOSKOWITZ wave spectrum and a two-layer wave-guide model. The scattered field for a given mode of a point source is computed in the single-scattering approximation. Simultaneous measurements of the primary-signal attenuation, the surface wave spectrum and the Doppler spectrum of the scattered field would provide independent quantitative comparisons between theory and experiment.

Zusammenfassung: Die Streuung von akustischen Eigenschwingungen durch Inhomogenitäten eines ozeanischen Wellenleiters wird in der Näherung schwacher Wechselwirkungen untersucht. Die Anwendung auf Wechselwirkungen mit Oberflächenschwerewellen liefert maximale Dämpfungsfaktoren durch Streuverluste im Bereich 10^{-2} – 10^{-3} , größenordnungsmäßig übereinstimmend mit Messungen. Die Rechnungen basieren auf einem empirischen PIERSON-MOSKOWITZ-Seegangsspektrum und einem Zwei-Schichten-Modell des Wellenleiters. Das gestreute Feld für eine vorgegebene Eigenschwingung einer Punktquelle wird in der ersten Streunäherung berechnet. Gleichzeitige Messungen der Dämpfung des Primärsignales, des Seegangsspektrums und der Doppler-Verschiebung des gestreuten Feldes würden unabhängige quantitative Vergleiche zwischen Theorie und Experiment erlauben.

1. Introduction

The transmission of sound in the ocean is strongly affected by small-scale inhomogeneities of the wave-guide. For low-frequency waves, the scattering loss due to interactions with inhomogeneities of length scales comparable with the acoustic wavelength greatly exceeds the molecular damping. Since the exponential decay due to scattering also dominates asymptotically over the geometric decay factors, the far-field amplitude of the primary signal is largely determined by the scattering loss. The signal-to-noise ratio is also affected by the incoherent scattered field, which generally contains little signal information and therefore contributes mainly to the background noise. Hence meaningful estimates of the hydroacoustic transmission range and its dependence on environmental conditions require an understanding of the basic scattering processes determining both the primary and scattered fields.

¹⁾ Professor Dr. KLAUS HASSELMANN, Institut für Geophysik der Universität Hamburg, 2 Hamburg 13, Schlüterstr. 22.

Previous theoretical investigations have concentrated mainly on the scattering of a single incident wave train by random inhomogeneities, usually at a rough surface. A recent summary of this work in relation to hydroacoustic wave propagation has been given by FORTUIN [1969]. The approach is adapted to the ray description of sound propagation, in which the field trapped in the wave guide is represented by rays reflected back and forth between the upper and lower boundaries of the ocean. Ray methods are restricted to high frequency fields, and are useful primarily for the investigation of first arrivals, or the wave field close to source; in general, to applications in which the number of separate ray paths contributing to the field is limited.

However, scattering is important mainly in the converse situation, i.e. large distances from the source, and times significantly later than the first arrival time (or continuous sources). In this case, normal-mode representations are more useful than ray descriptions, and it appears natural to investigate hydroacoustic scattering in terms of continuous mode-mode interactions, rather than single-beam scattering theory.

We consider in this paper the scattering of a given (trapped) acoustic mode by wave-guide inhomogeneities, due either to time-dependent variations at the surface and within the fluid (surface and internal gravity waves), or the physical inhomogeneities of the bottom topography and the underlying stratification. The scattering of an arbitrary wave field can be determined from single-mode scattering by superposition.

The interactions lead to a transfer of energy from the primary mode into other trapped modes and into the leaking-mode continuum. In the trapped-trapped interaction, nearly all of the energy lost by the primary mode reappears in a random acoustic wave field of approximately the same frequency, the signal is "randomised". In the trapped-leaking interaction, the energy transferred from the primary wave is radiated into the lower half-space and is lost from the wave-guide. The primary signal decays exponentially, without a corresponding increase in the scattered noise level.

If the set of all *trapped* modes of the wave-guide are regarded as a "physical system", the trapped-trapped interactions represent conservative processes which fall within the general formalism for conservative wave-wave interactions (cf. [HASSELMANN, 1966]). The trapped-leaking interactions are non-conservative with respect to this system, but can be treated by a corresponding generalisation of the theory to include non-symmetrical coupling coefficients [HASSELMANN, 1967, 1968].

Alternatively, all interactions can be regarded as conservative by closing the wave guide with a very deep, totally reflecting bottom below the elastic layer. This transforms the leaking-mode continuum into discrete trapped modes. It can be shown that the interactions between "shallow" and "deep" trapped modes yield the same energy transfer in the limit of an infinitely deep bottom as the nonconservative (parametric) interactions for an unbounded, open system*). We shall make use of this equivalence to give a unified discussion in terms of conservative wave-wave interactions only.

*) This is not immediately obvious on account of the two-timing limit involved in the derivation of the transfer expressions. Formally, the two-timing limit cannot be interchanged with the infinite-depth limit.

However, in computing the transfer expressions it is simpler to consider an unbounded open system from the beginning, rather than go to the infinite-depth limit of a closed system (cf. [ESSEN, 1970]).

Numerical results are presented for the case of scattering by surface gravity waves. For simplicity, the computations were carried out for the model of a homogeneous fluid over a homogeneous solid half-space, but the analysis is applicable also to arbitrary, continuously stratified models, such as a SOFAR wave-guide. A PIERSON-MOSKOWITZ surface-wave spectrum yields maximum damping parameters (inverse e-folding distances in units of wavelength) typically of the order 10^{-2} – 10^{-3} .

Although existing field measurements do not permit a detailed quantitative comparison with theory, the theoretical damping factors of the primary signal and the Doppler shifts of the scattered field are in reasonable order-of-magnitude agreement with experiment (cf. [TOLSTOY, 1966, SCRIMGER, 1961, NICHOLS, 1967, URICK, 1968]).

2. The mode-mode scattering formalism

We consider weak nonlinear interactions between the normal modes of a stably stratified fluid over a stratified elastic half-space. The physical system is assumed to be homogeneous in the horizontal plane ($x = x_1, x_2$), except for small physical inhomogeneities of zero mean. Slow variations of the mean wave-guide properties can be allowed for in the usual manner (equation 8), but are not relevant for scattering.

For small displacements, the system can be described to first order by the linearised equations of motions. The general solution consists of a superposition of normal modes (cf. [EWING, JARDETZKY, and PRESS, 1957]). To obtain an energetically closed system, we introduce a totally reflecting bottom of the elastic layer at a large, but finite, depth, going later to the infinite-depth limit. Introducing normal-mode coordinates, the complete nonlinear equations of motion of the closed system can then be written in the form [HASSELMANN, 1966],

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + i\omega_\nu\right)a_\nu = -3i\omega_\nu \sum D_{\bar{\nu}\mu\lambda} a_\mu a_\lambda - 4i\omega_\nu \sum D_{\bar{\nu}\mu\lambda\lambda} a_\mu a_\lambda a_\lambda - \dots \quad (1)$$

where a_ν represents the (time dependent) amplitude of a suitably normalised normal mode

$$\varphi_\nu(t, \mathbf{x}, x_3) = a_\nu(t) \psi_\nu(x_3) e^{i\mathbf{k}\mathbf{x}} \quad (2)$$

and $\psi_\nu(x_3)$ denotes a vertical eigenfunction. The composite index ν includes the discrete mode index n and the continuous wavenumber variable $\mathbf{k} = (k_1, k_2)$: $\nu = (n, \mathbf{k})$.

The left hand side of equation (1) represents the linearised equations of motion in diagonal form, whereas the right hand side describes the nonlinear coupling between modes. The coupling coefficients $D_{\alpha\beta\gamma}$, $D_{\alpha\beta\gamma\delta}$... are symmetrical with respect to their indices on account of energy and momentum conservation.

Without coupling, the linear solutions are given by

$$a_\nu(t) = A_\nu e^{-i\omega_\nu t} \quad (3)$$

where A_ν = constant and ω_ν is the eigenfrequency of the mode ν . The normalisation is chosen such that $a_\nu a_\nu^*$ represents the total energy of the mode ν .

To each normal mode (2) there corresponds a complex conjugate solution with negative eigenfrequency. In linear problems, the complex conjugate mode is not usually regarded as a separate solution, since one is interested only in the real part of the field. However, in nonlinear problems the operation of taking the real part does not commute with multiplication, and real fields have to be constructed by adding the complex conjugate solution. It is convenient to denote the complex conjugate mode to ν by a negative index $-\nu$, or the index $\bar{\nu} = -\nu = (-n, -\mathbf{k})$, so that $\omega_\nu = -\omega_{\bar{\nu}} = -\omega_{-\nu}$. For real fields, $a_\nu = a_{\bar{\nu}}^*$. The sign convention is chosen such that positive indices correspond to positive frequencies and the wavenumber \mathbf{k} points in the positive propagation direction for both ν and $\bar{\nu}$. The summation in equation (1) extends over positive and negative indices.

The nonlinear coupling gives rise to further, forced wave components, whose frequencies and wavenumbers do not satisfy the dispersion relation for free propagation. At the same time, the free components undergo secular changes due to resonant interactions between sets of three or more free components whose frequency and wavenumber sums vanish. The resonant transfer mechanism was first considered in detail in [PEIERLS, 1929] classic paper on the heat conduction in solids and plays an important role in various scattering problems of theoretical physics. Recently, resonant wave-wave interactions have also gained interest in a number of applications in plasmas, fluid dynamics and geophysics. The general formulae for the resonant energy transfer for nonlinear equations of the form (1) are given, e. g., in [HASSELMANN, 1966].

We consider here the appropriate lowest-order transfer expressions for the particular case that a) the energy E_ν of the primary acoustic wave field is concentrated in a spectral line at the wave number \mathbf{k}_n of mode n , and b) the remaining energy in the wave-guide consists of a spectral continuum of trapped gravitational and acoustic modes. The fields are assumed to be locally homogeneous, but the spectra are regarded as slowly varying in space and time. The transport equation for the primary acoustic wave field then reduces to the form (cf. [HASSELMANN, 1968])

$$\frac{\partial E_\nu}{\partial t} + V_\nu(V_\nu E_\nu) = -(\gamma_\nu'' + \gamma_\nu''') E_\nu \quad (4)$$

where V_ν is the group velocity of the mode ν .

The damping coefficient

$$\gamma_v^{tt} = \sum_{\substack{l>0 \\ m \geq 0}} \int T_{\lambda\nu\mu} \frac{F_\mu}{\omega_\mu} \delta(\omega_\lambda - \omega_\mu - \omega_\nu) d\mathbf{k}_m \tag{5}$$

$$\lambda = (l, \mathbf{k}_l), \mu = (m, \mathbf{k}_m)$$

describes the energy loss of the mode ν ($n > 0$) due to trapped-trapped scattering, and

$$\gamma_v^{tl} = \sum_{m \geq 0} \int T_{\nu\mu} F_\mu d\mathbf{k}_m \tag{6}$$

describes the loss due to trapped-leaking scattering in the limit of an infinitely deep wave-guide.

The spectrum $F_\mu = F_m(\mathbf{k})$ of the mode μ is defined as $F_m(\mathbf{k}) \Delta\mathbf{k} = \Sigma \frac{1}{2} \langle a_\mu a_{\bar{\mu}} \rangle$, where $\mu = (m, \mathbf{k})$ and the sum is taken over an infinitesimal wavenumber element $\Delta\mathbf{k}$. The definition applies to both positive and negative indices, $F_\mu = F_m(\mathbf{k}) = F_{-m}(-\mathbf{k}) = F_{\bar{\mu}}$, the normalisation being such that $F_\mu + F_{\bar{\mu}} = 2 F_\mu$ corresponds to the usual spectrum of mode energy. The factor 2 arises from our use of a two-sided spectrum. The energy E_ν is also defined in the two-sided sense, i.e. $F_\nu = F_n(\mathbf{k}) = E_\nu \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_n)$, $F_{\bar{\nu}} = F_{-n}(-\mathbf{k}) = E_\nu \delta(\mathbf{k} + \mathbf{k}_n)$, so that $E_\nu = E_{\bar{\nu}}$ and the total energy of the primary mode ν is $2 E_\nu$. The summations in equation (5), (6) extend again over both positive and negative indices (however, in equation (5) the frequency resonance condition can be satisfied only for $l > 0$, see below).

The transfer function for trapped-trapped scattering is given by

$$T_{\lambda\nu\mu} = 72 \pi \omega_\lambda \omega_\nu \omega_\mu |D_{\lambda\nu\mu}|^2 \tag{7}$$

with $\mathbf{k}_l = \mathbf{k}_n + \mathbf{k}_m$.

The transfer function for trapped-leaking scattering is obtained by taking the infinite-depth limit of expression (5),

$$T_{\nu\mu} = \left\{ T_{\lambda\nu\mu} \left[\omega_\mu \frac{\partial \omega_\lambda}{\partial l} \right]^{-1} \right\}_{\omega_\lambda = \omega_\nu + \omega_\mu} \tag{8}$$

$\mathbf{k}_l = \mathbf{k}_n + \mathbf{k}_m$

where the index l refers to a leaking mode and the frequency ω_λ is a continuous function of l in the limit of a continuous leaking-mode ensemble.

We note that equation (6) contains no frequency δ -function in the infinite-depth limit and is formally identical with a non-conservative parametric transfer expression [HASSELMANN, 1968, eq. (3.4.9)].

The energy loss of the primary wave $\nu = (n, \mathbf{k}_n)$ due to trapped-trapped scattering gives rise to an energy gain of other modes $\lambda = (l, \mathbf{k}_l)$,

$$\frac{DF_\lambda}{Dt} = \frac{\partial F_\lambda}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j} (v_{\lambda j} F_\lambda) - \frac{\partial}{\partial k_j} \left(\frac{\partial \omega_\lambda}{\partial x_j} F_\lambda \right) = S_\lambda \tag{9}$$

where

$$S_\lambda = \omega_\lambda \frac{E_\nu}{\omega_\nu} \sum_{m \geq 0} T_{\lambda\nu\mu} F_\mu \delta(\omega_\nu + \omega_\mu - \omega_\lambda) \quad (10)$$

with $k_m = k_l - k_n$.

The second and third terms on the left side of equation (9) represent the change in the spectral density due to convection and refraction, respectively. (The refractive term enters only if the wave-guide is slowly varying in the mean, cf. [DORRESTEIN, 1960].

The source function (10) represents only the energy gained from the primary field $\nu = (n, k_n)$. The complete transport equation for the scattered field includes further gain and loss terms due to scattering between modes ν, μ, λ within the spectral continuum (cf. section 4).

The energy gained by the leaking modes need not be considered. In the limit of an infinitely deep reflecting bottom, the ratio of local energy density (per unit volume) to total mode energy (per unit horizontal area) approaches zero for the deep (leaking) modes. Thus although the total energy gained by the leaking modes is finite, there is no observable change in local field quantities. Stated more simply in terms of the open, half-infinite model: the energy transferred to leaking modes is lost from the system by radiation to infinity.

The transfer integrals can be interpreted rather simply in terms of phonon collisions in a particle picture. The lowest-order transfer expressions (4)–(10) arise from collisions in which two phonons are annihilated and one is created (fig. 1). Energy and momentum of a phonon are proportional to frequency and wavenumber respectively. The collision probability is proportional to the number densities $n = F/\omega$ of the ingoing phonons. Conservation of total energy and momentum in a collision is expressed by the frequency δ -function in equation (5) and the corresponding wavenumber side condition in equation (7). Modes with negative indices are represented by antiphonons with negative energy and momentum, the annihilation of an antiphonon corresponding to the creation of a phonon. To obtain the correct transfer expressions from the particle picture, only processes creating a single, positive-energy outgoing particle are allowed. Apart from this side condition, all collisions compatible with energy and momentum conservation are permissible*). In the present case, the relevant interactions involve an ingoing phonon ν of the primary acoustic field, an ingoing phonon μ or antiphonon $\bar{\mu}$ (fig. 1) of another trapped mode, and an outgoing phonon λ . The term phonon is used here in the wide sense to denote an arbitrary gravitational or acoustic mode).

*) The present particle picture [HASSELMANN, 1966] differs slightly from the more usual quantum-theoretical boson interpretation. In the boson picture, there are no antiparticles and no restrictions on the number of outgoing particles. However, the boson interaction rules are more complicated in the appropriate classical limit. In particular, the boson interpretation does not lead to a simple one-to-one correspondence between annihilated and created particles and individual terms in the transfer integrals.

Since the nonlinear coupling between two acoustic modes is normally very small, significant scattering occurs only if the mode μ (or $\bar{\mu}$) represents a surface gravity mode, internal gravity mode or a physical inhomogeneity (which can be treated formally as a mode of zero frequency [HASSELMANN, 1966]). In all of these cases, $\omega_\mu \ll \omega_\nu$, so that energy conservation yields $\omega_\lambda = \omega_\nu + \omega_\mu \approx \omega_\nu$. Momentum conservation implies that $k_\lambda \leq 0$ (k_n), so that the outgoing phonon λ is again a high phase-velocity mode, and must therefore be either a trapped or leaking acoustic mode. Since λ is positive (as outgoing component), ν is also positive. However, the scattering component μ can be either a phonon or antiphonon (fig. 1).

The side conditions on the indices have been allowed for in equation (4)–(10). Equations (9), (10) describe only the energy gain of the outgoing acoustic component λ . The associated energy loss or gain of the low-frequency scattering field μ oder $\bar{\mu}$ is of the same form as (9), (10) but is generally small and can be neglected in the energy balance of the field μ (not considered here).

The above formalism applies to “weak” interactions satisfying the following criteria:

- (i) The time scale τ of the energy transfer is large compared with a wave period. More precisely, τ must be large compared with the time interval or corresponding spatial interval required to resolve statistically the spectra occurring in the transfer

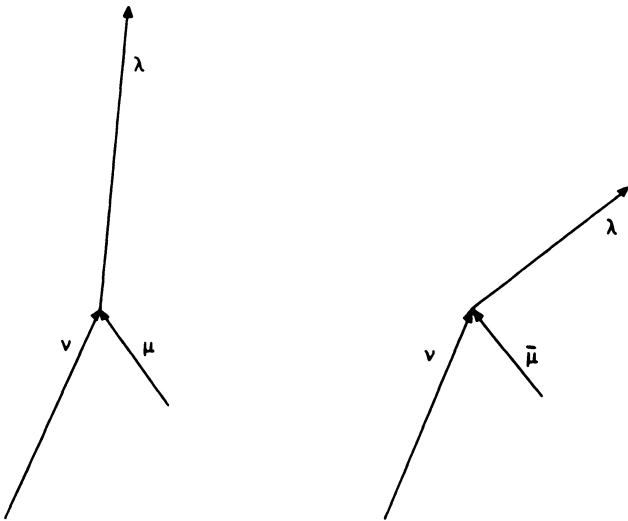


Fig. 1: Lowest order transfer diagrams for acoustic scattering. ν and λ represent acoustic phonons, μ and $\bar{\mu}$ the scattering phonon or antiphonon (surface wave, internal gravity wave, or waveguide inhomogeneity).

integrals (time and space resolution are related through the group velocity). The condition is normally satisfied for reasonable smooth scattering spectra; it implies essentially that the interactions are sufficiently weak that the linear concepts of normal modes, dispersion curves etc. retain their meaning.

- (ii) The higher-order terms in the interaction expansion are small compared with the terms occurring in the lowest-order transfer expressions. For "well-behaved" statistical distributions, this condition follows from the first. However, exceptions can occur. For example, if the scattering field is highly intermittent, the higher statistical moments are exceptionally large, and the lowest-order scattering expressions, which depend only on the quadratic power spectra, may be a poor first approximation, although the computed transfer rates are weak. Alternatively, if the higher moments are "well behaved", but the spectra fall off very steeply at high wavenumbers, cubic and higher-order interactions which couple into the energetic part of the spectrum at low wavenumbers may dominate over the lowest-order quadratic interactions. In this case, the disparity in energy levels overrides the perturbation parameter of the nonlinear expansion.

The latter situation arises in the scattering of high-frequency acoustic modes in the cm—m range by surface gravity waves. The lowest-order (quadratic) transfer expressions represent the scattering due to short gravity waves with wavelengths comparable to the acoustic wavelength. However, the scattering can in fact be strongly modulated by the peak of the gravity-wave spectrum at wavelength of 10 m—500 m. The same effect occurs in the scattering of radar waves in the cm range at the ocean surface, cf. [WRIGHT, 1968, HASSELMANN and SCHIELER (to be published)]. The modulation can be treated rigorously only by a higher-order interaction analysis. For this reason the numerical results presented in sections 4 and 5 should be treated with caution for acoustic wavelengths shorter than 10 m.

After evaluating the transfer integrals, the primary and scattered fields are obtained by integrating the transport equations (4) and (9) under appropriate initial and boundary conditions. In the case of the primary field, the solution can be obtained immediately by integration along the wave-group trajectories, since there is no back-interaction from the scattered field*). Thus the problem reduces to the determination of the source function in equation (4). As example, we consider in the following section the damping factors γ_ν due to scattering by surface gravity waves.

The scattered field represents a more difficult radiative transfer problem, since the transport equation for all scattered modes are coupled. We return to this problem in section 4.

*) In general, second scattering leads to an energy transfer from the scattered field back to the original mode ν . However, the spectrum of the second-scattered field is continuous and yields only an infinitesimal contribution to the *line* E_ν .

3. Damping factors for scattering by surface waves

The general expressions for the coupling coefficients and transfer functions for acoustic-gravity-wave interactions are given in [ESSEN, 1970]. Numerical calculations

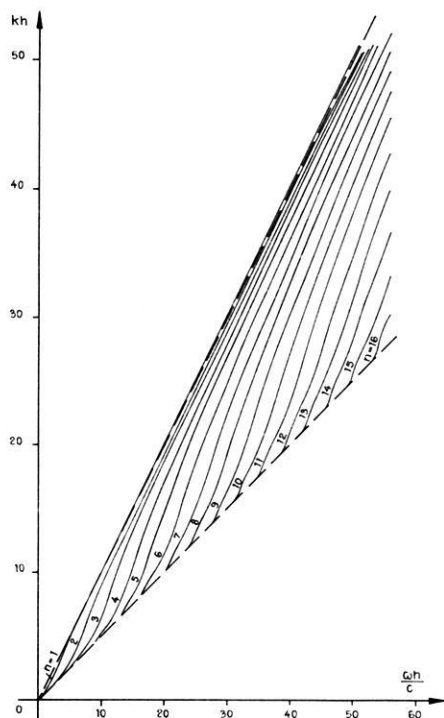


Fig. 2: Dispersion curves for fluid/solid two-layer model. For better comparison with figs. 5 to 10 and 12 the axes have been interchanged with respect to the usual representation.

Sound velocity ratios:

Fluid : solid compressional : solid shear = $c : c_c : c_s = 1 : 2\sqrt{3} : 2$

Density ratio:

fluid : solid = 1 : 2.5

were carried out for the simplest model of a homogeneous fluid over a homogeneous elastic half space. The dispersion curves and physical parameters of this model are shown in fig. 2.

The gravity-wave field was represented by a PIERSON-MOSKOWITZ (1964) spectrum with a $\cos^4 \varphi$ spreading factor (fig. 3),

$$\left. \begin{aligned} G(\omega, \varphi) &= E_{PM}(\omega) S(\varphi) \\ E_{PM}(\omega) &= 0.0081 g^2 \omega^{-5} e^{-0.74 \left(\frac{\omega}{\hat{\omega}}\right)^4} \\ S(\varphi) &= \begin{cases} \frac{8}{3\pi} \cos^4 \varphi, & 0 \leq |\varphi| < \frac{\pi}{2} \\ 0, & \frac{\pi}{2} \leq |\varphi| \leq \pi \end{cases} \end{aligned} \right\} (11)$$

where $G(\omega, \varphi)$ is the usual two-dimensional power spectrum of the surface elevation with respect to frequency $\omega = \sqrt{gk}$ and the wave direction φ relative to the mean wind U .

Equation (11) represents a one-dimensional family of self-similar spectra. We denote a particular member of the family by the nondimensional parameter $\beta = \hat{k} h$ where \hat{k} is the gravity wavenumber corresponding to the peak frequency $\hat{\omega}$ of (11), $\hat{k} = \hat{\omega}^2/g$. The wind speed is related to β through

$$U = 0.877 \cdot \sqrt{\frac{gh}{\beta}}. \tag{12}$$

The spectrum (11) cuts off rapidly for wavenumbers less than \hat{k} and approaches the wind-independent saturation form $G = 0.0081 g^2 \omega^{-5} S(\varphi)$ for $k \gtrsim \hat{k}$ (more accurately, $k \gtrsim 2 \hat{k}$).

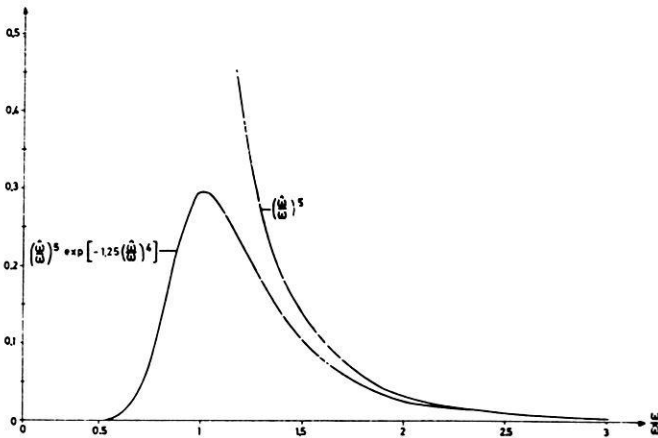


Fig. 3: PIERSON-MOSKOWITZ spectrum

$$E_{pm} = 0.0156 \cdot \frac{U^5}{g^3} \left(\frac{\hat{\omega}}{\omega}\right)^5 e^{-1.25 \left(\frac{\hat{\omega}}{\omega}\right)^4}, \quad \hat{\omega} = 0.877 \cdot \frac{g}{U}$$

Computed damping factors are presented in fig. 5, 7, 9 and 11. The horizontal damping factors γ_v'' have been decomposed into the individual contributions $\gamma_{v\lambda}''$ due to scattering into a particular trapped mode λ , so that

$$\gamma_v'' = \sum_l \gamma_{v\lambda}''.$$

All damping factors are expressed in units of v_v/h ; thus the numerical coefficients $\tilde{\gamma}_v = \gamma_v h/v_v$ shown in the figures represent the damping rate in units of water depth h for a stationary spatially decaying mode,

$$E_v \sim e^{-\tilde{\gamma}_v \frac{x}{h}}.$$

In general, the damping factors are functions of β , the nondimensional frequency $\omega_v h/c$ (where c is the velocity of sound in water), the propagation direction α of the primary wave relative to the mean wind direction, and a fourth nondimensional parameter $\hat{\omega}/\omega_v$. The last parameter is so small that it can be neglected in calculating the coupling coefficients: the gravity-wave field may be regarded as frozen relative to the acoustic waves (this does not imply, however, that the Doppler shift of the scattered field is ignored, cf. section 4).

The overall dependence on the wind parameter β and propagation direction α can be deduced from kinematical relationships between the interacting wavenumbers, without going into details of the transfer functions. The wavenumbers occurring in the sum interaction $\nu + \mu \rightarrow \lambda$ are shown in fig. 4. For $|\omega_\mu/\omega_\nu| \ll 1$ the k_l loci are essentially circles. The difference interaction $\nu + \bar{\mu} \rightarrow \lambda$ yields the same gravity wavenumbers with opposite sign. The coupling coefficients for the sum and difference interaction are almost identical. Thus the difference interaction can be accounted for simply by superimposing a second gravity wave spectrum (11) with opposite propagation directions and considering then only sum interactions.

The largest and smallest wave numbers k_m for a given index combination n, l are

$$k_m^{\max} = k_l + k_n \quad \text{and} \quad k_m^{\min} = |k_l - k_n|.$$

If

$$k_m^{\max} h < \beta = \hat{k} h,$$

all gravity wavenumbers occurring in the scattering process $\nu + \mu \rightarrow \lambda$ lie in the cut-off region of the Pierson-Moskowitz spectrum, and the damping rates are small. If

$$k_m^{\min} h \gtrsim \hat{k} h = \beta,$$

the gravity wavenumbers all lie in the saturated range of the Pierson-Moskowitz spectrum, and the damping rate is equal to a saturation value which is independent of

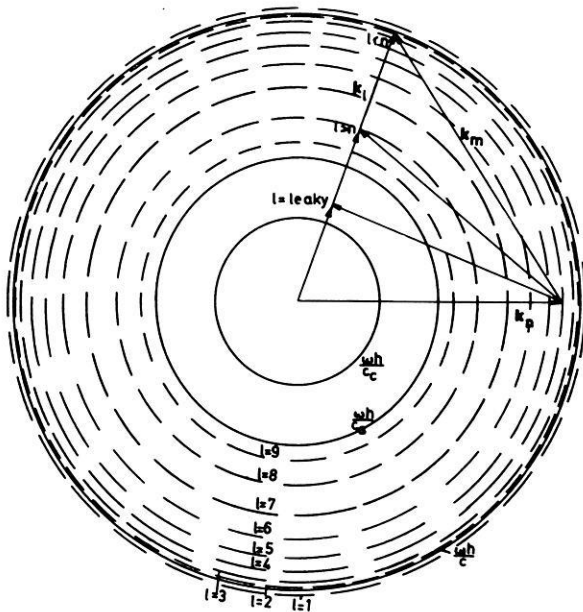


Fig. 4: Polar diagram of the primary acoustic mode k_n , scattering gravity-wave component k_m and scattered acoustic mode k_l for interaction.

$$k_l = k_n + k_m, \omega_l = \omega_n + \omega_m \approx \omega_n = \omega \text{ for } \omega h/c = 30 \text{ (constructed from fig. 1).}$$

the wind speed. However, a directional dependence remains, the maximum damping generally occurring for propagation parallel or antiparallel to the mean gravity wave direction.

The values

$$\beta_{nl}^{\max} = k_m^{\max} h \text{ and } \beta_{nl}^{\min} = k_m^{\min} h$$

for a given interaction $\nu + \mu \rightarrow \lambda$ can be read off directly from the intercepts of the horizontal line $\omega_\lambda \approx \omega_\nu = \omega = \text{const}$ with the dispersion curves n and l in fig. 2.

Figs. 5, 7 and 9 show saturation damping factors for modes $n = 1, 4$ and 16 for propagation parallel or antiparallel to the wind ($\alpha = 0$ or π). The influence of the wind parameter β can be inferred from the accompanying figures 6, 8 and 10, which show the curves

$$\beta_{nl}^{\max} \text{ and } \beta_{nl}^{\min}$$

for each interaction. A wind dependence exists only in the segments between

$$\beta_{nl}^{\min} \text{ and } \beta_{nl}^{\max}.$$

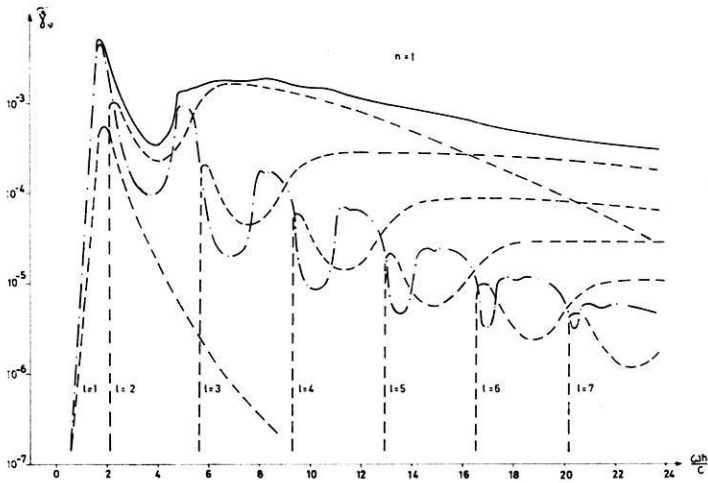


Fig. 5: Saturation damping factors $\tilde{\gamma}_v$ ($\beta = 1$), in units of inverse water depth for trapped-trapped and trapped-leaking interactions, wind parallel (or antiparallel) to the primary mode k_n , $n = 1$.

$\text{---} \tilde{\gamma}_{v\lambda}^{\prime\prime}$
 $\text{- - -} \tilde{\gamma}_v^{\prime\prime}$
 $\text{—} \tilde{\gamma}_v = \sum_l \tilde{\gamma}_{v\lambda}^{\prime\prime} + \tilde{\gamma}_v^{\prime\prime}$

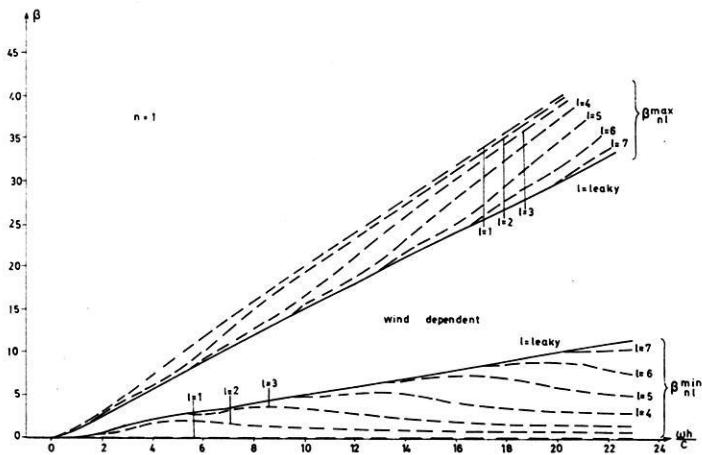


Fig. 6: Regions of wind dependence for trapped-trapped and trapped-leaking interactions, $n = 1$.

The attenuation is essentially zero for $\beta > \beta_{n1}^{\max}$ and reaches an asymptotic saturated value for $\beta < \beta_{n1}^{\min}$ (cf. fig. 5).

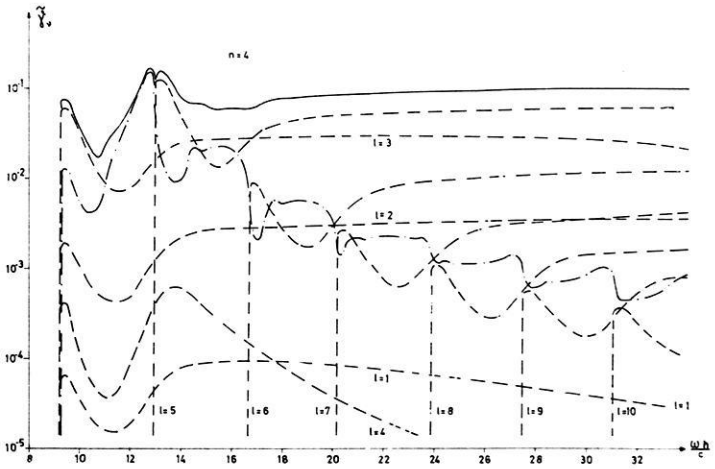


Fig. 7: Same as fig. 5, with $n = 4$.

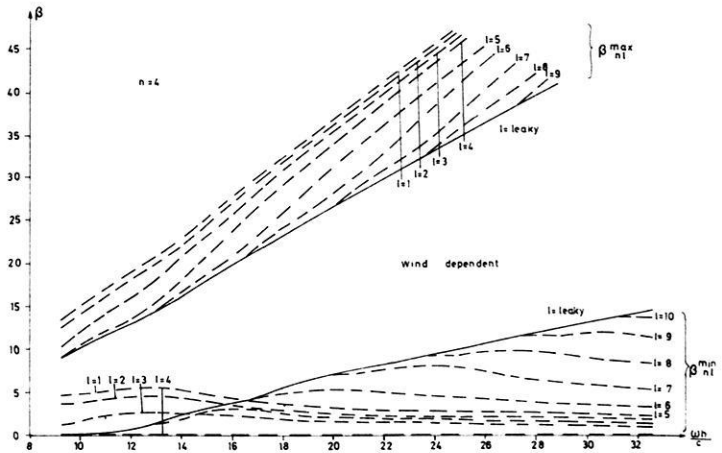


Fig. 8: Same as fig. 6, with $n = 4$ (cf. fig. 7).

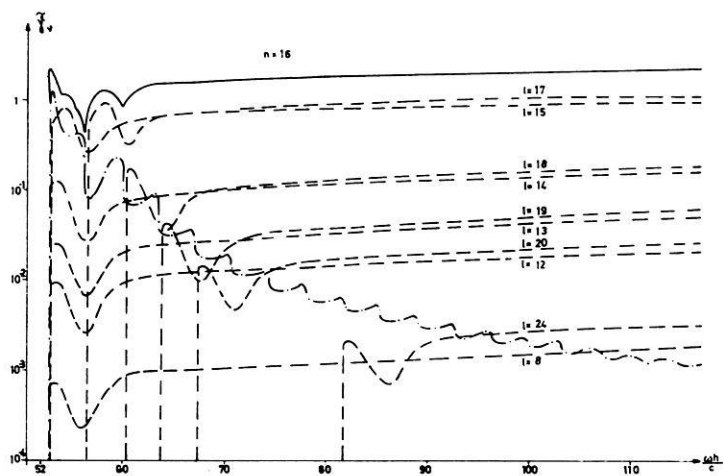


Fig. 9: Same as fig. 5, with $n = 16$.

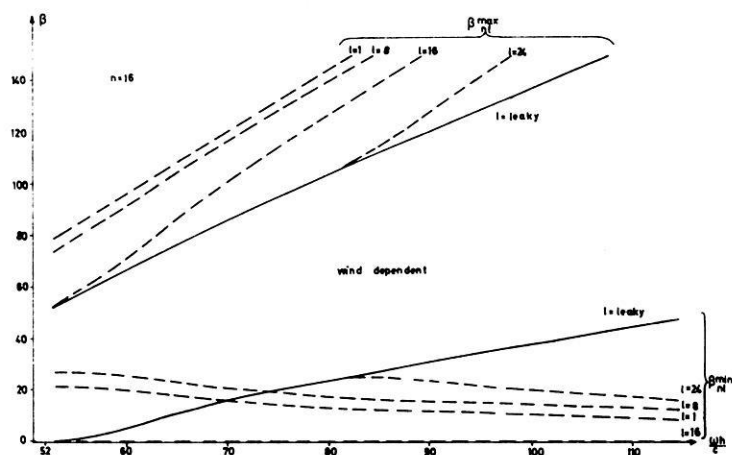


Fig. 10: Same as fig. 6, with $n = 16$ (cf. fig. 9).

For

$$\beta > \beta_{nl}^{\max},$$

the damping is negligible. For

$$\beta < \beta_{nl}^{\min} \text{ (or } \beta \lesssim \beta_{nl}^{\min}/2),$$

the damping is essentially equal to the maximum saturation value. The same qualitative behaviour is found for propagation perpendicular to the wind, except that the transition range is smaller. The variation of the damping factors in the transition range is shown in fig. 11 for the case $n = 4$, $\omega_v h/c = 30$. In using figures 5–11 it should be noted that the Pierson-Moskowitz formula is applicable only to deep-water waves, $\beta \gtrsim 1$. For $\beta < 1$, the low-frequency end of the spectrum no longer increases appreciably with wind speed on account of the dissipative losses due to bottom frictions. As an order of magnitude estimate, we assume that for $\beta < 1$ the finite-depth spectrum levels off to the fully-developed form given by Pierson-Moskowitz for $\beta = 1$. Thus the region $\beta < 1$ in figures 6, 8 and 10 also correspond to wind-independent saturated regions. The saturation damping factors of figures 5, 7 and 9 have been computed for $\beta = 1$. The difference between the infinite-depth limit $\beta = 0$ and the finite-depth limit $\beta = 1$ is appreciable only in the regions

$$\beta_{nl}^{\min} < 1,$$

i.e. for low and very high frequencies and the case $l = n$ (cf. fig. 6, 8 and 10).

If β is greater than the largest value

$$\beta_n^{\max} = \sup_l (\beta_{nl}^{\max})$$

occurring in all interactions, the mode propagates virtually undamped. The corresponding wind velocity

$$U_n^{\text{pass}} = 0.877 \sqrt{gh/\beta_n^{\max}}$$

is shown in fig. 12 as a function of frequency. The curves for $n > l$ lie only slightly above U_1^{pass} . Thus to a good approximation it can be stated that *all modes propagate virtually undamped for wind velocities smaller than the "pass velocity"*

$$U^{\text{pass}} = U_1^{\text{pass}} = 0.877 \cdot \sqrt{\frac{gh}{2k_1 h}} \approx 0.877 \sqrt{\frac{gh}{2\frac{\omega h}{c}}}.$$

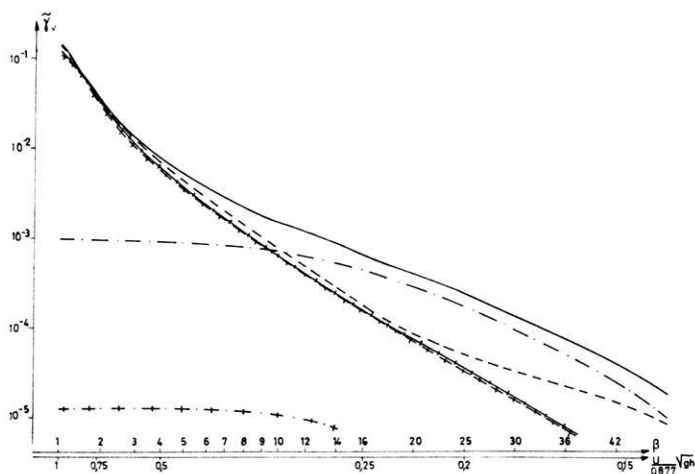


Fig. 11: Damping factors $\tilde{\gamma}_v$ in units of inverse water depth for trapped-trapped and trapped-leaking interactions in dependence of the wind parameter β for propagation parallel (or antiparallel) and perpendicular to the wind, $n = 4$, $\omega h/c = 30$.

parallel	perpendicular	
-----	+ + + +	$\sum_l \tilde{\gamma}_{v\lambda}^{ll}$
- . - . - .	+ . + . +	$\tilde{\gamma}_v^{ll}$
—————	— + — + — +	$\tilde{\gamma}_v = \sum_l \tilde{\gamma}_{v\lambda}^{ll} + \tilde{\gamma}_v^{ll}$

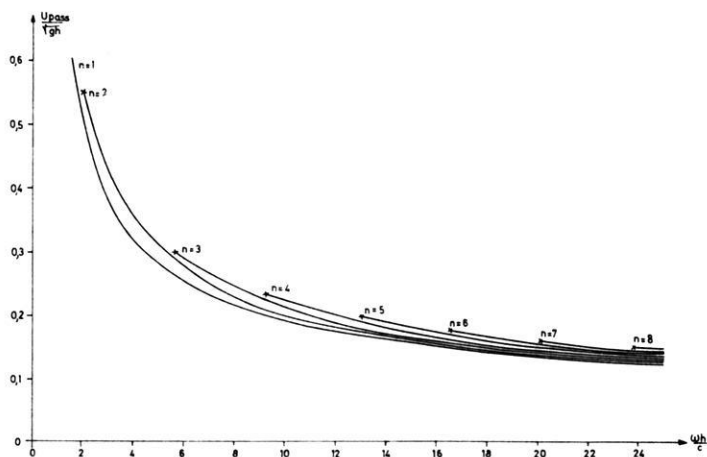


Fig. 12: Wind velocity U_n^{DABSS} as a function of frequency. For wind velocity less U_n^{DABSS} the mode n propagates nearly undamped.

Table 1: e -folding attenuation distances in meters.

		$h = 20$ m			$h = 50$ m			
$\omega/2\pi$ [Cps]	U [m/sec]	$n = 1$	$n = 4$	$n = 16$	U [m/sec]	$n = 1$	$n = 4$	$n = 16$
20	8.2 (U^{pass})	7.0_{10^4}			6.8 (U^{pass})	$>_{10^7}$		
	9.5	1.9_{10^4}			11.0	6.5_{10^5}		
	11.0	7.2_{10^3}			15.0	2.1_{10^5}		
	12.3 ($\beta = 1$)	3.8_{10^3}			19.5 ($\beta = 1$)	1.4_{10^5}		
100	3.0 (U^{pass})	$>_{10^7}$			3.0 (U^{pass})	$>_{10^7}$	3.5_{10^6}	
	6.0	1.4_{10^5}			8.0	2.2_{10^6}	1.0_{10^4}	
	9.0	3.7_{10^4}			13.5	3.9_{10^5}	1.1_{10^3}	
	12.3 ($\beta = 1$)	1.2_{10^4}			19.5 ($\beta = 1$)	1.3_{10^5}	4.8_{10^2}	
500	1.3 (U^{pass})	$>_{10^7}$	5.8_{10^6}		1.3 (U^{pass})	$>_{10^7}$	$>_{10^7}$	4.5_{10^6}
	5.0	9.2_{10^6}	6.2_{10^3}		7.5	$>_{10^7}$	3.0_{10^4}	6.6_{10^2}
	8.5	1.7_{10^6}	1.0_{10^3}		13.5	$>_{10^7}$	4.7_{10^3}	5.1_{10^1}
	12.3 ($\beta = 1$)	5.8_{10^5}	2.0_{10^2}		19.5 ($\beta = 1$)	$>_{10^7}$	1.4_{10^3}	3.1_{10^1}
		$h = 100$ m			$h = 500$ m			
$\omega/2\pi$ [Cps]	U [m/sec]	$n = 1$	$n = 4$	$n = 16$	U [m/sec]	$n = 1$	$n = 4$	$n = 16$
20	6.7 (U^{pass})	$>_{10^7}$			6.7 (U^{pass})	$>_{10^7}$	$>_{10^7}$	
	13.5	7.2_{10^5}			18.0	$>_{10^7}$	5.1_{10^4}	
	20.0	1.9_{10^5}			30.0	1.9_{10^6}	5.4_{10^3}	
	27.5 ($\beta = 1$)	5.9_{10^4}			43.5 ($\beta = 1$)	6.6_{10^5}	2.4_{10^3}	
100	3.0 (U^{pass})	$>_{10^7}$	$>_{10^7}$		3.0 (U^{pass})	$>_{10^7}$	$>_{10^7}$	$>_{10^7}$
	11.0	$>_{10^7}$	3.1_{10^4}		16.5	$>_{10^7}$	1.5_{10^5}	3.3_{10^3}
	19.0	8.6_{10^6}	5.1_{10^3}		30.0	$>_{10^7}$	2.3_{10^4}	2.6_{10^2}
	27.5 ($\beta = 1$)	2.9_{10^6}	1.0_{10^3}		43.5 ($\beta = 1$)	$>_{10^7}$	7.2_{10^3}	1.6_{10^2}
500	1.3 (U^{pass})	$>_{10^7}$	$>_{10^7}$	$>_{10^7}$	1.3 (U^{pass})	$>_{10^7}$	$>_{10^7}$	$>_{10^7}$
	10.0	$>_{10^7}$	$\approx 10^5$	$\approx 10^3$	15.0	$>_{10^7}$	$\approx 5_{10^5}$	$\approx 2_{10^4}$
	18.5	$>_{10^7}$	$\approx 10^4$	$\approx 3_{10^2}$	29.0	$>_{10^7}$	$\approx 7_{10^4}$	$\approx 2_{10^3}$
	27.5 ($\beta = 1$)	$>_{10^7}$	$\approx 4_{10^3}$	$\approx 5_{10^1}$	43.5 ($\beta = 1$)	$>_{10^7}$	$\approx 3_{10^4}$	$\approx 4_{10^2}$

Typical numerical values U^{pass} and e -folding decay distances for $U \geq U^{\text{pass}}$ are given in table 1. The corresponding attenuation distances for point-source fields consisting of a superposition of normal modes are given in ESSEN [1970].

For a given mode, the attenuation distance *increases* with increasing frequency. This is due partly to the fact that the trapped modes approach grazing incidence at large frequency: the number of ray reflections from the scattering surface for a given propagation distance becomes very small. Also, the fact that the wavenumber $k_n \rightarrow \infty$ as $\omega_v \rightarrow \infty$ implies that the area of the k_l wavenumber plane corresponding to interactions $k_n + k_m = k_l$ with finite $k_m = 0$ (\hat{k}) approaches zero for $\omega_v \rightarrow \infty$.

For a given frequency, the attenuation distance decreases with mode number. In the case of a point source located at a given depth in the wave guide, the proportion of energy in higher modes increases with frequency. Thus the frequency dependence of the net attenuation for a point source is given roughly by the diagonal in table 1. For intermediate distances, the modenummer dependence dominates: the half-value attenuation distance decreases with increasing frequency [ESSEN, 1970]. For large distances, the lowest modes dominate, so that the asymptotic differential decay distance increases with frequency.

4. The scattered field

In contrast to the primary wave field, the integration of the transport equations for the scattered field represents a complex radiative transfer problem. In general, the energy transferred between different scattered modes λ and λ' through processes $\lambda + \mu \rightarrow \lambda'$ is comparable with the energy gained from the primary mode ν through the process $\nu + \mu \rightarrow \lambda$. Thus all scattered modes are coupled, and the complete scattered field is described by an infinite set of nonlinear transport equations.

The solution is usually constructed iteratively, using single-, double- and higher-multiple scattering approximations. In the single-scattering approximation, only the scattering processes involving the primary mode are retained in the source function (equation (8)). Subsequent approximations are based on the full source functions, which are evaluated using the spectra determined from the previous iteration. The expansion is valid for distances not too far from the source, for which the scattered energy density is small compared with the energy density of the primary mode.

We consider in this section only the single-scattering approximation. The primary mode n is assumed to be generated by an isotropic, monochromatic point source of frequency ω_s at $\mathbf{x} = \mathbf{x}_s$ (fig. 13). The transport equation of the spectrum F_ν is then given by

$$v_\nu \frac{\partial}{\partial x_i} F_\nu = \frac{Q_\nu}{2\pi k} \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_s) \delta(k - k_n) - \gamma_\nu F_\nu \quad (13)$$

where Q_ν is the total energy input into the mode ν and k_n is the wavenumber of the mode ν corresponding to ω_s , $\omega_\nu(k_n) = \omega_s$.

The solution to (13) is

$$F_v(\mathbf{x}) = \frac{Q_v}{2\pi v_v \hat{r}} \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_n) e^{-\frac{\gamma v \hat{r}}{v v}} \quad (14)$$

where

$$\hat{r} = |\mathbf{x} - \mathbf{x}_s|$$

$$\mathbf{k}_n = \frac{\mathbf{x} - \mathbf{x}_n}{\hat{r}} \cdot \mathbf{k}_n$$

For a given primary field ν and scattering fields μ , the source term S_λ in the single-scattering equation (9) can be evaluated and the scattered field λ determined by integration along the wave-group trajectories,

$$F_\lambda = F_l(\mathbf{x}_r, \mathbf{k}_l) = \frac{1}{v_l} \int_{-\infty}^0 S_\lambda(\mathbf{x}) ds$$

where

$$\mathbf{x} = \mathbf{x}_r + \frac{\mathbf{k}_l}{k_l} s \quad (15)$$

Substituting expression (10) for S_λ and transforming to spectral densities $\tilde{F}(\omega, \varphi)$ with respect to frequency ω and propagation direction φ

$$\tilde{F}(\omega, \varphi) d\omega d\varphi = F(\mathbf{k}) d\mathbf{k}, \text{ or } \tilde{F}(\omega, \varphi) = \frac{k}{v} F(\mathbf{k})$$

equation (15) becomes

$$\tilde{F}_l(\omega_\lambda, \varphi_l) = \left\{ \frac{Q_v}{2\pi} T_{\lambda\nu\mu} \frac{\omega_\lambda}{v_\lambda^2 v_\nu k_\nu \omega_\nu \omega_\mu \sin^2 \Theta} \tilde{F}_m(\omega_m, \varphi_m) e^{-\left(\frac{\gamma v \hat{r}}{v v} + \frac{\gamma \lambda \hat{r}}{v \lambda}\right)} \right\}_{\text{resonance}} \quad (16)$$

where "resonance" refers to the particular position along the ray for which the resonant scattering conditions $\mathbf{k}_l = \mathbf{k}_n \pm \mathbf{k}_m$, $\omega_\lambda = \omega_\nu \pm \omega_\mu$ are satisfied. For fixed source and receiver positions $\mathbf{x}_s, \mathbf{x}_r$, and given frequency ω_λ and direction φ_l of the scattered mode, the resonance conditions can be satisfied at only one position \mathbf{x}_{res} (fig. 13). The scattered energy is proportional to the scattering spectrum at \mathbf{x}_{res} at the wavenumber \mathbf{k}_m . The resonance position \mathbf{x}_{res} and wavenumber \mathbf{k}_m can be constructed from the wavenumber scattering condition, noting that the moduli of the wavenumbers are determined by the frequencies. In principal, measurement of the two-dimensional scattered spectrum $\tilde{F}_l(\omega, \varphi)$ uniquely determines the two-dimensional spectrum $\tilde{F}_m(\omega, \varphi)$ of a homogeneous scattering field m .

The exponential factors in the solution (16) represent the scattering loss of the primary field (equation 14) along the path from x_s to x_{res} and the scattering loss of the field I along the path from x_{res} to x_r . Strictly, the energy loss due to trapped-trapped scattering should not be included in the single-scattering approximation. The corresponding exponential terms evolve automatically in the form of a TAYLOR series in successive, higher-scattering iterations. Accordingly, only the trapped-leaking inter-

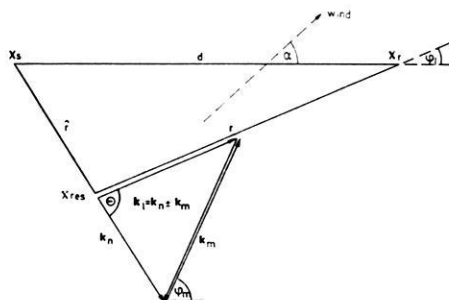


Fig. 13: Scattering path for interaction $\nu \pm \mu \rightarrow \lambda$. For given φ_l , k_l scattering occurs at only one resonance point x_{res} .

actions have been considered in the evaluation of the damping coefficients. In regions for which the single-scattering solution is a good approximation, the scattering losses are negligible. However, it is convenient to include the damping factors to remove singularities which would otherwise occur in the single-scattering solution (16) at $\theta = 0$ and π (the single-scattering approximation is poor for $\theta = 0$ and π).

As example, fig. 14 shows the computed total scattered energy per unit angle

$$F_l(\varphi_l) = \int_0^\infty \tilde{F}_l(\omega_\lambda, \varphi_l) d\omega_\lambda$$

for the case of scattering by a surface-wave spectrum (11). The wave-guide model is the same as in the previous section. The wind parameter $\beta = 1$ corresponds to maximum scattering by a saturated surface wave spectrum. The source-receiver line was taken at an angle of 45° to the mean surface-wave direction to illustrate the directional asymmetry of the scattered field. Fig. 15 shows a similar asymmetry of the mean Doppler shift

$$\delta\omega_\mu(\varphi_l) = \frac{\int_0^\infty \tilde{F}_l(\omega_\lambda, \varphi_l) \omega_\mu d\omega_\lambda}{\int_0^\infty \tilde{F}_l(\omega_\lambda, \varphi_l) d\omega_\lambda}$$

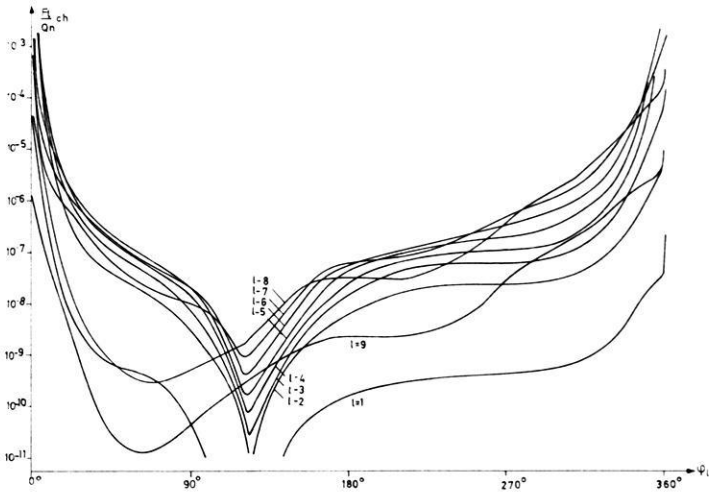


Fig. 14: Scattered energy of modes l from a primary mode $n = 4$, $\omega h/c = 30$.
 The scattering surface wave spectrum is saturated, $\beta = 1$.
 Source-receiver distance $d = 100 \cdot h$; mean surface-wave direction, $\lambda = 45^\circ$.

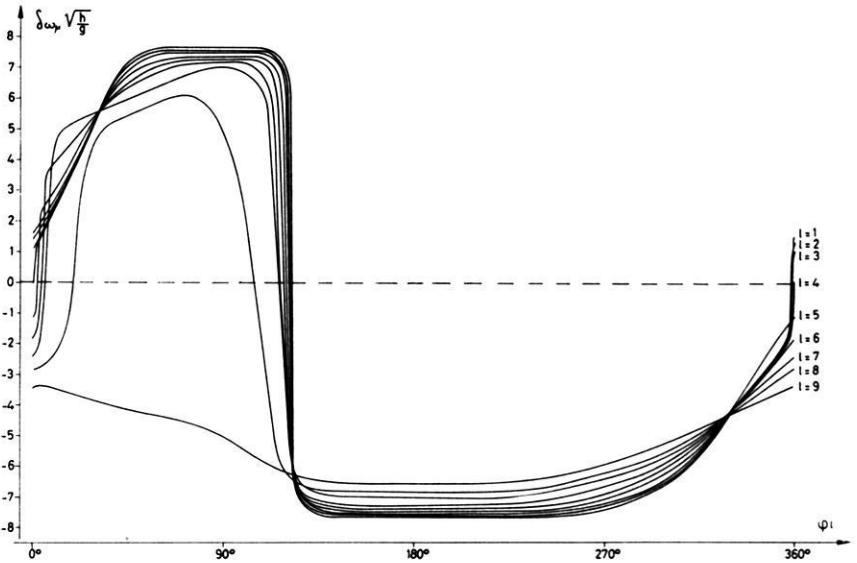


Fig. 15: Mean Doppler shift of the scattered energy per unit angle,
 same parameters as in fig. 14.

Table 2: Total scattered energy densities of mode l .

l	E_l/E_n for $n = 4, \omega h/c = 30$					
	$\alpha = 0^\circ$ $d/h = 5$	$\alpha = 0^\circ$ $d/h = 20$	$\alpha = 0^\circ$ $d/h = 100$	$\alpha = 0^\circ$ $d/h = 500$	$\alpha = 45^\circ$ $d/h = 100$	$\alpha = 90^\circ$ $d/h = 100$
1	1.1 ₁₀ -4	4.5 ₁₀ -4	2.3 ₁₀ -3	1.5 ₁₀ -2	1.2 ₁₀ -3	4.3 ₁₀ -4
2	1.2 ₁₀ -2	4.7 ₁₀ -2	2.4 ₁₀ -1	1.5	1.2 ₁₀ -1	4.3 ₁₀ -2
3	1.1 ₁₀ -1	4.3 ₁₀ -1	2.2	1.3 ₁₀ 1	1.0	4.4 ₁₀ -1
4	1.4 ₁₀ -4	1.6 ₁₀ -4	2.7 ₁₀ -4	6.7 ₁₀ -4	1.1	4.6
5	2.1 ₁₀ -1	8.2 ₁₀ -1	3.9	1.4 ₁₀ 1	2.0	7.7 ₁₀ -1
6	3.3 ₁₀ -2	1.3 ₁₀ -1	5.3 ₁₀ -1	1.3	3.7 ₁₀ -1	1.5 ₁₀ -1
7	1.0 ₁₀ -2	3.6 ₁₀ -2	1.1 ₁₀ -1	1.5 ₁₀ -1	1.1 ₁₀ -1	4.7 ₁₀ -2
8	3.5 ₁₀ -3	9.0 ₁₀ -3	1.3 ₁₀ -2	1.8 ₁₀ -2	2.6 ₁₀ -2	1.3 ₁₀ -2
9	1.4 ₁₀ -4	2.9 ₁₀ -4	3.9 ₁₀ -4	7.7 ₁₀ -4	7.2 ₁₀ -4	2.5 ₁₀ -4

The total scattered energies $E_l = \iint \tilde{F}_l(\omega_\lambda, \varphi_l) d\omega_\lambda d\varphi_l$ for three angles $\alpha = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ between the source-receiver line and the mean wave direction are shown in table 2.

5. Conclusions

Scattering by surface gravity waves leads to a strong attenuation of acoustic modes. For fixed frequency, the attenuation increases with modenumber, for fixed mode-number, it decreases with increasing frequency.

All modes propagate virtually undamped for wind velocities smaller than a critical velocity U^{pass} . With increasing wind speed, the attenuation reaches a (frequency and mode-number dependent) maximum asymptotic value determined by the wind-independent ω^{-5} equilibrium gravity-wave spectrum.

In the case of a CW-source, the directional and frequency analysis of the scattered field yields information on the two-dimensional spectrum of the scattering field. Together with attenuation measurements, this provides an additional experimental check on the scattering theory. A similar analysis can be carried through in terms of the time delays for pulsed sinusoids, rather than the Doppler shifts of a CW-source.

The computed attenuation factors due to gravity-wave scattering are in order-of-magnitude agreement with measurements (e.g. [TOLSTOY and CLAY, 1966]). Observed Doppler shifts of the scattered field also suggest gravity-waves as a principal source of scattering [SCRIMGER, 1961, NICHOLS, 1967, URICK, 1968]. However, a quantitative comparison of theory with existing acoustic attenuation or scattering measurements is not possible on account of inadequate surface-wave information. Simultaneous measurements of the signal attenuation, the spectra of the surface waves and the scattered field characteristics are necessary to fully understand the observed attenuation processes.

References

- DORRESTEIN, R.: Simplified method of determining refraction coefficients for sea waves, *Journ. Geophys. Res.*, 65, 637—642, 1960.
- ESSEN, H.-H.: Streuung niederfrequenter akustischer Eigenschwingungen im ozeanischen Wellenleiter. Berechnung der Übertragungsgrößen für Streuung an Oberflächenschwewellen und Anwendung der Ergebnisse auf eine Punktquelle, wird veröffentlicht in den Hamburger Gophysikalischen Einzelschriften, 1970.
- EWING, W. M., W. S. JARDETZKY, and F. PRESS: *Elastic waves in layered media*, McGraw-Hill, 1957.
- FORTUIN, L.: A survey of literature on reflection and scattering of sound waves at the sea surface, Saclant ASW Research Centre, La Spezia (Italy) Technical Report No. 138, 1969.
- HASSELMANN, K.: Feynman diagrams and interaction rules of wave-wave scattering processes, *Rev. Geophys.*, 4, 1—32, 1966.
- : Nonlinear interactions treated by the methods of theoretical physics, *Proc. Roy. Soc. A.*, 299, 77—100, 1967.
- : Weak-interaction theory of ocean waves, *Basic Developments in Fluid Dynamics*, 2, 117—182, 1968.
- NICHOLS, R. H., and H. J. YOUNG, *Fluctuations in low-frequency acoustic propagation in the ocean*, *Journ. Acoust. Soc. Am.*, 43, 716—722, 1967.
- PEIERLS, R. E.: Zur kinetischen Theorie der Wärmeleitungen in Kristallen, *Ann. d. Phys.*, 3, 1055—1101, 1929.
- PIERSON, W. J., and L. MOSKOWITZ: A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory of S. A. Kitaigorodskii, *Journ. Geophys. Res.*, 69, 5181 to 5190, 1964.
- SCRIMGER, J. A.: Signal amplitude and phase fluctuations induced by surface waves in ducted sound propagation, *Journ. Acoust. Soc. Am.*, 33, 239—247, 1961.
- TOLSTOY, I., and C. S. CLAY: *Ocean Acoustics*, McGraw-Hill, 124—134, 1966.
- URICK, R. J., G. R. LUND, and D. L. BRADLEY: Observations of fluctuation of transmitted sound in shallow water, *Journ. Acoust. Soc. Am.*, 45, 683—690, 1969.
- WRIGHT, J. W.: A new model for sea clutter, *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, AP-16, No. 2, 217—223, 1968.

Ringstromindizes und asymmetrischer Ringstrom

Ring-Current Indices and the Asymmetric Ring Current

Von H. SCHREIBER, Göttingen¹⁾

Eingegangen am 8. Juli 1970

Zusammenfassung: Systematische Unterschiede zwischen den Ringstromindizes U nach KERTZ und D_{st} nach SUGIURA werden anhand der Daten aus dem IGJ untersucht. Signifikante Differenzen zeigen sich besonders während der Hauptphase starker magnetischer Stürme. Dabei ist $|U|$ (ermittelt aus Stationen um lokal Mitternacht) geringer als $|D_{st}|$ (ermittelt aus acht Stationen auf einem ganzen Breitenkreis). Dieser Unterschied wird auf die Asymmetrie des magnetosphärischen Ringstroms zurückgeführt, der um lokal Mitternacht offenbar ein geringeres Ringstromfeld erzeugt als im Mittel über einen Breitenkreis. Bei schwachen Stürmen wird der Unterschied zwischen D_{st} und U verwischt. Es wird ferner gezeigt, daß die Differenzen zwischen U und D_{st} nur während der Hauptphase magnetischer Stürme mit der durch den AE -Index gemessenen Stärke der polaren Elektrojets korreliert sind. Deshalb hängt die Asymmetrie des Ringstrommagnetfeldes nicht immer mit dem polaren Elektrojet zusammen und wird auch nicht nur von dessen Rückströmen durch die Ionosphäre verursacht.

Summary: Systematic differences between the ring-current indices U after KERTZ and D_{st} after SUGIURA are investigated using data from the IGY. Significant differences were found during the main phase of great magnetic storms: the indices $|U|$ (computed from the data of stations in the midnight region) are less than $|D_{st}|$ (computed from the average data of eight stations uniformly distributed in length). This difference is attributed to the asymmetry of the magnetospheric ring current obviously generating a field, which is smaller near local midnight than in the average over a circle of latitude. During weak storms the difference between U and D_{st} disappears. Furthermore it is shown that the differences between U and D_{st} are correlated to the intensity of the polar electrojet (measured by the AE index) only during the main phase of magnetic storms. Therefore it is concluded that the asymmetric ring-current field is not always connected with the polar electrojets and is not due to return currents of these electrojets in the ionosphere.

1. Einleitung

Als Maßzahl für die Stärke des in der Magnetosphäre westwärts fließenden Ringstroms, der insbesondere während magnetischer Stürme die Depression der Horizontalkomponente H des Erdmagnetfeldes verursacht, wurde von KERTZ [1958] das dreistündliche U -Maß entwickelt. Diese U -Indizes liegen auch für das Internationale Geophysikalische Jahr (IGJ) vor. Ein stündliches Maß für das Ringstromfeld in Äquator-

¹⁾ Dr. Hermann SCHREIBER, Institut für Geophysik der Universität 34 Göttingen, Herzberger Landstraße 180.

nähe wurde von SUGIURA [1964] unter der Bezeichnung D_{st} eingeführt und für das IGJ nachträglich berechnet.

Ein wesentlicher Unterschied zwischen diesen beiden Maßzahlen liegt in der Art der Eliminierung des Sq -Ganges: Bei der Berechnung der Werte U werden nur Registrierungen solcher äquatornahen Stationen einer ganzen Stationskette herangezogen, für die ungefähr Mitternacht Lokalzeit ist, da angenommen wird, daß der Sq -Gang gegen Mitternacht vernachlässigbar ist. Dagegen beruht jeder Wert D_{st} auf den stündlichen Werten von H an acht in der Länge etwa gleichmäßig verteilt liegenden äquatornahen Stationen. Nachdem für jede Station der Sq -Gang berechnet und abgezogen worden ist, wird D_{st} durch Mittelung der stündlichen Werte dieser acht Stationen gewonnen. Einzelheiten über die Herleitung von U und D_{st} findet man bei SIEBERT [1970]. Der Unterschied zwischen D_{st} und U liegt also im wesentlichen darin, daß die U -Indizes ein Maß für das Ringstromfeld auf der sonnenabgewandten Seite der Erde ist, während D_{st} das über einen Breitenkreis (nämlich den Äquator) gemittelte Ringstromfeld wiedergibt. Nun weiß man, daß das Ringstrommagnetfeld und auch der Ringstrom selbst insbesondere während magnetischer Stürme zeitweise stark asymmetrisch ist in bezug auf die Dipolachse des Erdmagnetfeldes [AKASOFU, CHAPMAN 1964; CHUMMINGS 1966; AKASOFU, MENG 1969a]. Wenn also infolge der Asymmetrie das Ringstrommagnetfeld um lokal Mitternacht einen systematisch anderen Wert hat als im Mittel über einen Breitenkreis, sollte das zu einem Unterschied zwischen D_{st} und U führen. Im folgenden wird diese Frage durch Vergleich von D_{st} - und U -Werten aus dem IGJ untersucht.

2. Vergleich zwischen D_{st} - und U -Indizes

D_{st} und U lassen sich nicht direkt vergleichen, da D_{st} stündliche und U dreistündliche Werte sind. Für einen direkten Vergleich werden die D_{st} -Werte zu dreistündlichen Werten zusammengefaßt und dann (wie es bei der Berechnung der U -Werte geschieht) jeweils drei dieser Dreistundenwerte gleitend gemittelt, wobei der Zentralwert doppelt bewichtet wird. Die U -Indizes werden mit -3 multipliziert, um für sie die Einheit γ der D_{st} -Werte zu erhalten. Die so umgerechneten Indizes werden mit D'_{st} und U' bezeichnet.

Zunächst wird das unterschiedliche Niveau der Indizes D'_{st} und U' untersucht; dazu werden die Tagesmittel dieser Indizes für die $5 \cdot 18 = 90$ ruhigen Tage des IGJ verglichen: Die mittlere Differenz dieser Tagesmittel beträgt $(1,4 \pm 1,3) \gamma$; die maximale Differenz beträgt $22,4 \gamma$ am 23. Juli 1958. Ferner weisen die Differenzen einen bestimmten Gang auf und bleiben etwa innerhalb einiger Monate bis auf wenige γ konstant; z. B. betragen die fünf Differenzen an den ruhigen Tagen 2., 6., 15., 16., 23. Juli 1958 $14,1 \gamma$, $16,1 \gamma$, $17,5 \gamma$, $22,3 \gamma$, $22,4 \gamma$. Beim Vergleich der Indizes D'_{st} und U' während eines kurzen Zeitraumes (etwa während eines magnetischen Sturmes) wird deshalb der Niveauunterschied so ausgeglichen, daß am Tage vor Beginn des Sturmes und am Tage nach dem Sturm die Differenz zwischen den U' und D'_{st} am geringsten ist. Die so angeglichenen Indizes werden mit D^1_{st} und U^1 bezeichnet.

Es werden zunächst die Indizes während starker Stürme verglichen: Ein Beispiel zeigt Abb. 1 mit dem Sturm, der am 8. Juli 1958 begann. Die Niveauangleichung für diesen Zeitraum betrug 16γ , so daß $U^1 = U' - 16 \gamma$ beträgt. Man sieht vor dem Sturm und am Ende guten Gleichlauf der Indizes jedoch während der maximalen H -Depression einen starken Unterschied in der Weise, daß D_{st}^1 ein bis zu 76γ stärkeres Ringstrommagnetfeld mißt als U^1 . Beim Beginn der Hauptphase während des steilen Abfalls der H -Komponente mißt dagegen U^1 ein stärkeres Ringstrommagnetfeld als D_{st}^1 . Den erstgenannten Unterschied findet man bei allen starken magnetischen Stürmen. Für 16 starke Stürme des IGJ, die eine maximale H -Depression von mehr als 100γ hatten ($D_{st \max} > 100 \gamma$), wurden D_{st}' und U' für die ersten beiden Tage bestimmt und in jeweils 16 Zeilen so angeordnet, daß die Dreistunden-Intervalle, in die der ssc fiel, untereinander stehen. Es wurden dann die Spaltenmittel \bar{D}_{st}' und \bar{U}' gebildet. In Abb. 2 ist der so erhaltene mittlere zeitliche Verlauf der 16 Stürme in \bar{D}_{st}' und \bar{U}' dargestellt. In diesem Fall ist keine Niveaueinstellung der Mittelwerte erforderlich, wie man am Gleichlauf vor dem Sturm und am Ende des zweiten Sturmtages erkennt. Dagegen besteht im Maximum der Hauptphase eine signifikante Differenz zwischen \bar{U}' und \bar{D}_{st}' von annähernd 30γ . Ferner wird angedeutet, daß zu Beginn der Hauptphase das mit D_{st}' erfaßte Ringstromfeld etwas kleiner ist als das nach U' .

Die Signifikanz der mittleren Differenz von \bar{D}_{st}' und \bar{U}' wird mit Hilfe des t -Testes für die sieben größten Differenzen während der Hauptphase (in Abb. 2 die mit kleinen Kreisen umgebenen Punkte) ausgeführt. Zu den sieben Zeitpunkten (9, 12, 15 ... 27 Stunden nach den ssc) werden für jeden der 16 Stürme die Differenzen d_t zwischen \bar{D}_{st}' und \bar{U}' , deren jeweiliger Mittelwert \bar{d} und die mittlere quadratische Abweichung bestimmt. Ein signifikanter Unterschied zur Nullhypothese (daß nämlich der Unterschied rein zufällig wäre) liegt mit einer Irrtumswahrscheinlichkeit α vor, wenn \bar{d} größer als eine durch die t -Verteilung gegebene Grenze ist. Die Rechnung ergibt für die sieben Zeitpunkte α -Werte zwischen 0,1 % und 0,27 %. Die geringeren Werte \bar{D}_{st}' beim ssc und zu Beginn der Hauptphase sind dagegen nicht signifikant; es ergab sich ein entsprechender α -Wert von etwa 10 %.

Die gleichen Untersuchungen wurden auch für schwächere Stürme des IGJ durchgeführt. Abb. 3 zeigt am Beispiel des Sturmes vom 6. November 1957 während der maximalen H -Depression die gleichen Differenzen zwischen D_{st}^1 und U^1 wie bei starken Stürmen. Bei noch schwächeren Stürmen verschwindet dagegen der Unterschied, so daß im Mittel über 14 schwache Stürme des IGJ keine signifikante Differenz zwischen \bar{D}_{st}^1 und \bar{U}^1 gefunden wurde (Abb. 4).

3. Diskussion

Folgende Schlüsse können nun aus den Ergebnissen gezogen werden:

a) Während des Maximums starker magnetischer Stürme ist das Ringstromfeld an der Erdoberfläche im Mittel über einen Breitenkreis (den Äquator) stärker als um lokal Mitternacht. Der relative Unterschied beträgt im Mittel etwa 20 %. Die einfachste

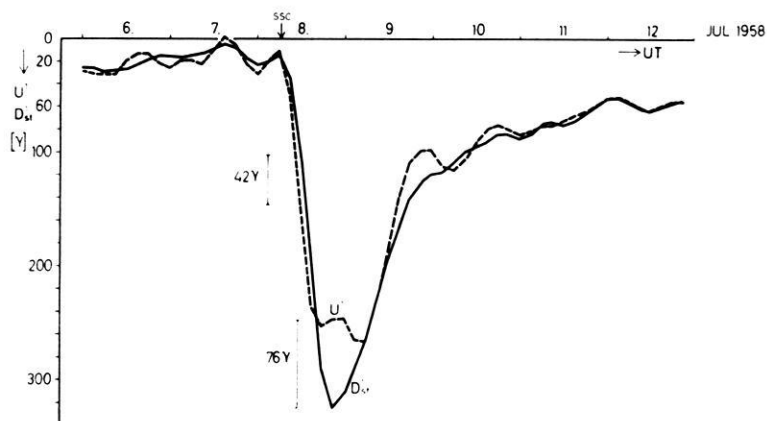


Abb. 1: Die angeglichenen Ringstromindizes U^1 und D_{st}^1 für den starken magnetischen Sturm vom 8. Juli 1958.

The comparable ring-current indices U^1 and D_{st}^1 for the great magnetic storm beginning July 8, 1958.

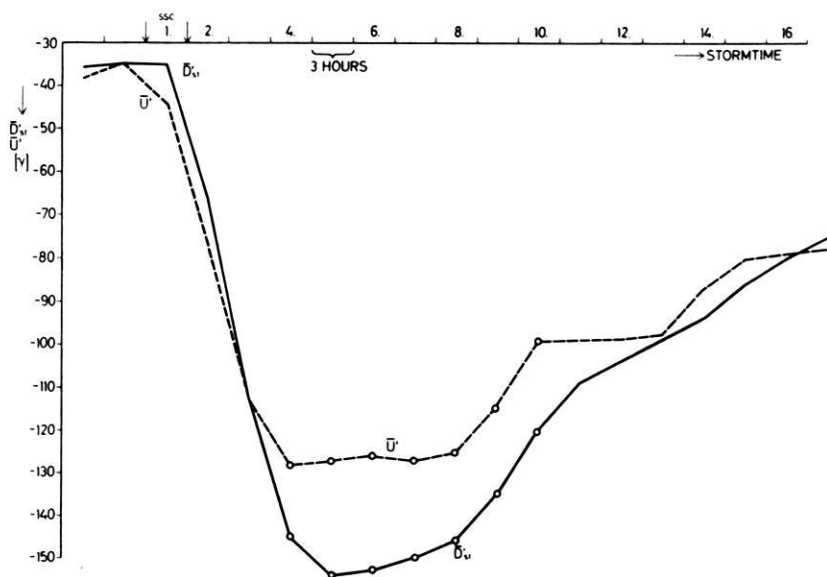


Abb. 2: Der mittlere Verlauf von O' und D_{st}^1 während starker magnetischer Stürme (gemittelt aus 16 Stürmen im IGJ).

The average development of O' and D_{st}^1 during great magnetic storms (averaged from 16 storms of the IGJ).

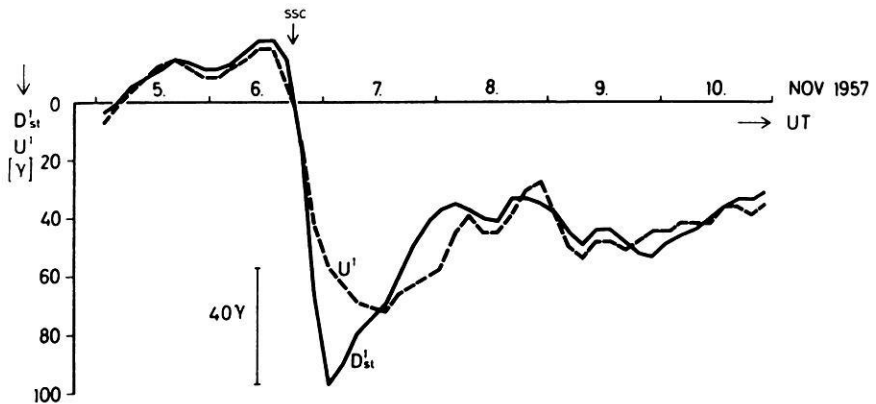


Abb. 3: Die angeglichenen Ringstromindizes U^1 und D_{st}^1 für den mittleren magnetischen Sturm vom 6. November 1957.

The comparable ring-current indices U^1 and D_{st}^1 for the moderate magnetic storm beginning November 6, 1957.

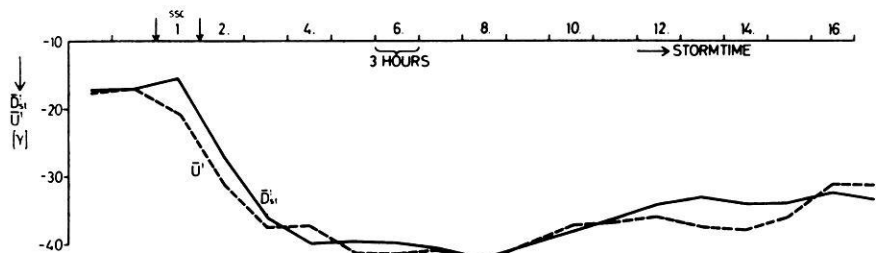


Abb. 4: Der mittlere Verlauf von U^1 und D_{st}^1 während schwacher magnetischer Stürme (gemittelt aus 14 Stürmen im IGJ).

The average development of U^1 and D_{st}^1 during weak magnetic storms (averaged from 14 storms of the IGJ).

Erklärung für diese Asymmetrie bietet das Stromsystem eines magnetosphärischen Teilsturms nach AKASOFU, MENG [1969b]. Danach fließt ein Westwärtsstrom auf der Tagseite in der Magnetosphäre, fließt im Morgensektor entlang den Magnetfeldlinien in die Ionosphäre der Polarlichtzone, dort im Mitternachtssektor weiter westwärts und im Abendsektor wieder entlang den Feldlinien in die Magnetosphäre. Zu Beginn der Hauptphase ist möglicherweise das Ringstromfeld um Mitternacht (dargestellt durch U^1) stärker als im Mittel (dargestellt durch D_{st}^1). Dieser Schluß ist jedoch nicht zwingend, da die Einteilung in Dreistundenintervalle zu grob ist, um den Beginn der

Hauptphase genau genug erfassen zu können. Die vorausgehende Anfangsphase, die durch eine Erhöhung der H -Komponente am Äquator gekennzeichnet ist, tritt nämlich in D_{st}^1 stärker hervor als in U ; das heißt: die Anfangsphase ist auf der Tagseite ausgeprägter als um lokal Mitternacht. Nach AKASOFU et al. [1964] und CHUMMINGS [1966] beginnt die Hauptphase zuerst im Abendsektor (2100 LT); deshalb könnte U' den Beginn der Hauptphase stärker anzeigen als D_{st}^1 . Das von der geographischen Länge abhängige Maximum der H -Depression wandert [AKASOFU et al. 1969a, CHUMMINGS 1966] im Verlauf der Hauptphase nach Westen, das heißt, es wandert mehr und mehr auf die Tagseite; deshalb wird einige Stunden nach Beginn der Hauptphase D_{st}^1 stärker angewachsen sein als U' .

b) Der asymmetrische Anteil des Ringstrommagnetfeldes, der hier durch die Differenz von D_{st}^1 und U' gemessen wird, verschwindet schneller als der symmetrische. Bei starken Stürmen ist die Asymmetrie im Mittel schon etwa 36 Stunden nach Sturmbeginn verschwunden.

c) Je schwächer die magnetischen Stürme sind, um so geringer wird auch der relative Unterschied zwischen D_{st}^1 und U' während der Hauptphase. Der Grund dafür mag darin liegen, daß [AKASOFU et al. 1969a] bei schwachen Stürmen die maximale H -Depression zu späteren Ortszeiten auftritt (2000–2100 LT) als bei starken Stürmen (1600–2000 LT), und deshalb bei schwachen Stürmen D_{st}^1 und U' die Hauptphase offenbar in gleicher Weise messen.

d) Es taucht die Frage auf, ob die Differenz zwischen D_{st}^1 und U' nicht durch äquatoriale Rückströme der polaren Elektrojets in der Ionosphäre bewirkt werden

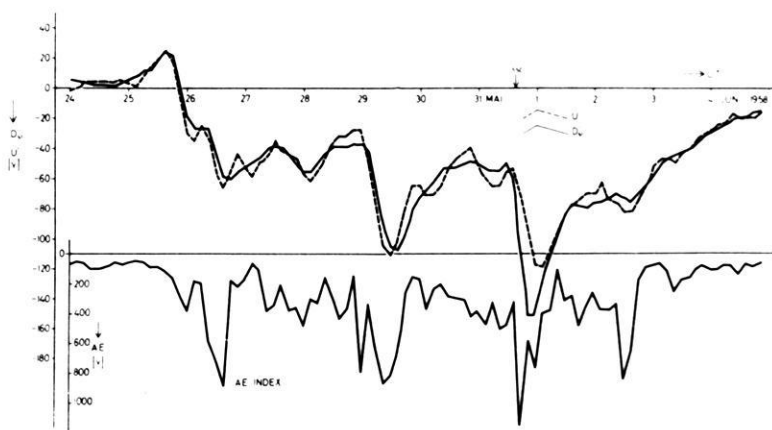


Abb. 5: Die Indizes U^1 und D_{st}^1 (oben) und der Elektrojet-Index AE (unten) für den Zeitraum vom 24. Mai bis 4. Juni 1958.

The indices U^1 and D_{st}^1 together with the auroral electrojet index AE during the time from May 24 to June 4, 1958.

kann. Zur Untersuchung dieser Frage wurde der Zeitraum vom 24. Mai bis 4. Juni 1958 mit großer Elektrojet-Aktivität genauer betrachtet. Es wurden D'_{st} und U' bestimmt und die Niveaueinstellung so vorgenommen, daß sich am 24. Mai sowie 3. und 4. Juni beste Übereinstimmung zwischen D'_{st} und U' ergab. Dazu wurde $U^1 = U' - 10 \gamma$ gebildet. In Abb. 5 sind D_{st}^1 und U^1 aufgetragen. Man erkennt guten Gleichlauf der Kurven bis auf die Zeit der Hauptphase des magnetischen Sturmes vom 31. Mai. Ferner ist in Abb. 5 der Elektrojet-Index AE [DAVIES, SUGIURA 1966] eingezeichnet. Zu Zeiten starker Elektrojet-Aktivität am 26., 28., 29. Mai sowie am 2. Juni ist keine besondere Differenz zwischen U^1 und D_{st}^1 festzustellen, wohl aber in der Hauptphase des magnetischen Sturmes am 31. Mai und 1. Juni. Das bedeutet aber, daß die Differenz zwischen D_{st}^1 und U^1 nicht durch die polaren Elektrojets verursacht wird. Damit wird das Ergebnis von MENG, AKASOFU [1967] bekräftigt, daß die Asymmetrie des Ringstrommagnetfeldes nicht durch die ionosphärischen Rückströme der Polarlichtzonenströme entsteht. Ferner wird aber auch angedeutet, daß der polare Elektrojet nicht immer mit der durch D'_{st} und U' festzustellenden Asymmetrie des Ringstromes zusammenhängt.

Eine weiter ins Detail gehende Untersuchung über Differenzen zwischen D_{st} und U erscheint nicht sinnvoll, da Einzelheiten und besondere Effekte bei magnetischen Stürmen durch die grobe Zeitauflösung der dreistündlichen U -Werte verwischt werden.

Herrn Prof. M. SIEBERT und Herrn Dr. H. VOELKER danke ich für Anregungen und Diskussionen.

Literatur

- AKASOFU, S.-I., und S. CHAPMAN: On the asymmetric development of magnetic storm fields in low and middle latitudes. *Planetary Space Sci.* 12, 607—626, 1964
- AKASOFU, S.-I., und C.-I. MENG: Non uniform growth of the ring current belt. *Planet. Space Sci.* 17, 707—714, 1969 a
- : A study of polar magnetic substorms. *J. Geophys. Res.* 74, 293—313, 1969 b
- CHUMMINGS, W. D.: Asymmetric ring currents and the low latitude disturbance daily variation. *J. Geophys. Res.* 71, 4495—4503, 1966
- DAVIES, T. N., und M. SUGIURA: Auroral electrojet activity index AE and its universal time variations. *J. Geophys. Res.* 21, 785—801, 1966
- KERTZ, W.: Ring-current variations during the IGY. *Annals of the IGY XXXV*, 49—61, 1964
- : Ein neues Maß für die Feldstärke des erdmagnetischen äquatorialen Ringstromes. *Abhandl. d. Akad. Wiss. Göttingen, Math. Phys. Kl. Beitrag zum Intern. Geophysikal. Jahr*, Heft 2, 1958
- MENG, C. I., und S.-I. AKASOFU: The geomagnetic storm of April 17—18. 1965, *J. Geophys. Res.* 72, 4905—4916, 1967
- SIEBERT, M.: Maßzahlen der erdmagnetischen Aktivität. *Handbuch der Physik* 49/3, 1970
- SUGIURA, M.: Hourly values of equatorial D_{st} for the IGY. *Annals of the IGY, XXXV*, 9—45, 1964

Natürliche Radioaktivität der Luft in Abhängigkeit von der Temperaturschichtung und der Windgeschwindigkeit

Dependence of Natural Radioactivity of the Air on Thermal Stratification and Wind Velocity

Von K. TRIPPLER, Hannover¹⁾

Eingegangen am 2. April 1970

Zusammenfassung: Auf einem industriiefernen Gelände wurde das Verhalten der natürlichen radioaktiven Substanzen der Luft in Abhängigkeit von den Temperaturen und Windgeschwindigkeiten in Höhen zwischen 0—15 m bestimmt. Übersichtsdarstellungen der Messungen für eine Zeit von 2 Monaten zeigen, daß Radioaktivität und Windgeschwindigkeit negativ korreliert sind. Aus den mittleren Tagesgängen der Radioaktivität für normal geschichtete und stabile Atmosphäre wird ein Aktivitätsverhältnis von 1:10 abgelesen. Gemittelte Aktivitätshöhenprofile für verschiedene Tageszeiten bei stabiler Atmosphäre ergeben einen Aufschluß über den Tagesgang der atmosphärischen Turbulenz.

Summary: Measurements of natural radioactivity in the air, temperatures and wind velocities between 0 and 15 meters height were taken in the countryside far away from any industry. Survey figures for measurements covering a two-month period point to a negative correlation of radioactivity and wind velocity. From the graphic representations of the mean diurnal variations of radioactivity such as applying to a normal and a stable atmosphere a ratio of activity of 1:10 can be determined. Mean altitude profiles of radioactivity for different times of day such as occurring in a stable atmosphere give an idea of the time variance of the atmospheric turbulence.

Auf einem industriiefernen Gelände in Börßum, 30 km südlich von Braunschweig gelegen, wurden vom August bis zum Oktober 1967 an einem Gittermast von 15 m Höhe in 6 Niveaus die Konzentration der radioaktiven Substanzen und die Lufttemperatur gemessen. Mit einem Windwegschreiber wurde die Windgeschwindigkeit in 2 m Höhe registriert.

Ohne ein Anreicherungsverfahren kann die Konzentration der radioaktiven Substanzen in der Atmosphäre nur sehr ungenau gemessen werden, da sie zu gering ist [HEYE 1963].

¹⁾ Dr. Klaus TRIPPLER, Dipl.-Phys., Bundesanstalt für Bodenforschung, Hannover.

Nach BAUST [1967] lagern sich die radioaktiven Folgeprodukte der aus dem Erdboden diffundierenden Radonisotope schnell an Aerosolteilchen an. Damit ist es möglich, aus 3 m³ Luft die Aerosolteilchen auf einem Faserfilter (Abscheidegrad etwa 80%) mit Hilfe eines Gebläses aufzusammeln. Anschließend wird dieser im allgemeinen unsichtbare Staubfleck unter ein Geiger-Müller-Endfensterzählrohr gelegt. Die vom Zählrohr beobachteten β -Zerfälle des Isotopengemisches von Pb-214, Bi-214, Pb-212, Bi-212 und Tl-208 (Anteile von langlebigen β -aktiven Substanzen konnten auf einer Abklingkurve nicht festgestellt werden) werden nach einer achtfachen Impulsuntersetzung (relative Einheiten) auf einen druckenden Zähler gegeben. Eine Schaltautomatik stellte nach jeweils 10 Minuten eine neue Luftansaughöhe ein und sorgte für den Transport des bestaubten Filterstückes unter das Zählrohr.

Die Lufttemperaturdifferenzen wurden in den verschiedenen Höhen mit Aspirations-Widerstandsthermometern, die an Meßbrücken angeschlossen waren, gemessen. Die Brückenverstimmung wurde mit Hilfe eines Mehrpunktkompensationsdruckers analog registriert.

Graphische Darstellung der Tagesvariationen der Temperaturschichtung und der Konzentration der natürlichen radioaktiven Substanzen in der Atmosphäre

Eine Übersicht des Meßmaterials für die gesamte Meßzeit ist in den Abbildungen 1 bis 4 (s. S. 690 bis 691) gegeben. Aus den Legenden ist die Abgrenzung der Charaktergrößen zu entnehmen. Zum Verständnis dieser Darstellungen muß noch folgendes gesagt werden:

1. Die Temperatur- und Aktivitätscharakterwerte sind aus den Messungen in 3 m Höhe über dem Erdboden abgeleitet worden, um diese Daten mit der Windgeschwindigkeit, in 2 m Höhe gemessen, vergleichen zu können.
2. Die Temperaturcharakterwerte wurden aus den analogen Aufzeichnungen der Temperaturdifferenzen geschätzt; sie sind ein Maß für das Temperaturgefälle in der Atmosphäre.

Mit Hilfe dieser Charakterwerte soll das Verhalten der Atmosphäre an vier herausgegriffenen Beispielen erläutert werden:

In der Nacht vom 7. zum 8. September 1967 stellt sich nach zweistündiger adiabatischer Schichtung eine kräftige Temperaturinversion ein, die jedoch nur bis 24 Uhr anhält. Danach bleibt die Atmosphäre bis 6 Uhr schwach stabil. Erst gegen 9 Uhr setzt sich ein stärkerer Turbulenzgrad durch.

Die Windgeschwindigkeiten waren am 7. 9. nicht sehr groß. Sie gehen in der Nacht auf den Wert Null zurück, um erst in den Morgenstunden des 8. 9. wieder größer zu werden. Die Aktivität steigt am 7. 9. gegen 19 Uhr stark an und erreicht vor Mitternacht ihr Maximum. Obgleich in den ersten Stunden des folgenden Tages die Stabilität der Atmosphäre nachläßt, bleibt die Konzentration der radioaktiven Substanzen

unverändert hoch. Erst der auffrischende Wind sorgt für eine Verteilung des radioaktiven Staubes. Zwei Stunden nachdem der Wind stärker wurde, ist die Konzentration der Aktivität auf den Charakterwert Null abgesunken.

Betrachtet man die Temperaturcharakterwerte der Nacht vom 17. 8. zum 18. 8. 1967, so findet man eine ausgeprägte Inversion. Obgleich die Windgeschwindigkeit in der Nacht von $v > 4$ m/s auf Werte zwischen $0,5 < v \leq 1,0$ fällt, wurde keine Konzentrationszunahme der radioaktiven Stoffe gemessen. Diese geringe Windgeschwindigkeit genügt, um den Aufbau hoher Aktivitätskonzentrationen zu verhindern.

Im Gegensatz dazu wird die Nacht vom 24. zum 25. August herausgegriffen. Der Zustand der Atmosphäre ähnelt dem vorhergehenden Beispiel. Nur sinkt in diesem Zeitintervall die Windgeschwindigkeit unter 0,5 m/s und die Konzentration der β -Aktivität steigt auf den größtmöglichen Charakterwert an.

Als letztes Beispiel sei der 8. und 9. August 1967 genannt. Am 8. 8. ist es sehr windig. Am Abend wird es windstill. Die Aktivität baut sich erwartungsgemäß bei einer Inversion auf. Die Stabilität der Atmosphäre läßt zwar am 9. 8. nach und der Wind nimmt zu, jedoch bleibt die Aktivität den ganzen Tag über recht hoch. Dieses Verhalten ist an Hand der drei gemessenen Parameter in einer Meßhöhe von 15 m nicht zu deuten.

Erst die Beurteilung der Atmosphäre aus den Temperaturprofilen der Flugwetterwarte in Hannover-Langenhagen (Ballonaufstiege) weist auf eine Erklärung.

In den Nächten vom 17. zum 18. 8., 24. zum 25. 8. und 8. zum 9. 8. 1967 hatte sich eine starke Bodeninversion ausgebildet, die ungefähr 300 m hoch war. An den folgenden Tagen des 18. 8. und 25. 8. 1967 hatte sich die Inversion aufgelöst. Der Himmel zeigte eine leichte Schönwetterbewölkung.

Anders war das Wetter am 9. 8. 1967. An diesem Tage hatte sich nach dem Temperaturhöhenprofil die Bodeninversion aufgelöst, in 500 m jedoch begann eine Temperaturinversion, die sich über eine Dicke von 200 m erstreckte. Bei vollkommener Bewölkung regnete es.

Durch diese Inversion ist wahrscheinlich der Transport der Aktivität über größere Höhen unterbunden. Eine relativ hohe Aktivitätskonzentration bei vorhandenem Wind ist daher in Bodennähe denkbar.

Die negative Korrelation von Windgeschwindigkeit und Konzentration der natürlichen radioaktiven Substanzen ist auch in den beiden Abbildungen 5 und 6 (s. S. 692 bis 693) deutlich zu sehen. In dem oberen Teil der Darstellung ist die Windgeschwindigkeit positiv nach unten aufgetragen, darunter sind Zeitreihen der Aktivitäten in den als Parameter angegebenen 6 Meßhöhen aufgetragen.

In diesen beiden Abbildungen sind mehr oder weniger starke Tagesgänge der Aktivität zu beobachten, die entgegengesetzt zu den Windgeschwindigkeiten verlaufen. Selbst kurzfristige Schwankungen der Windgeschwindigkeit finden ihr Gegenstück in

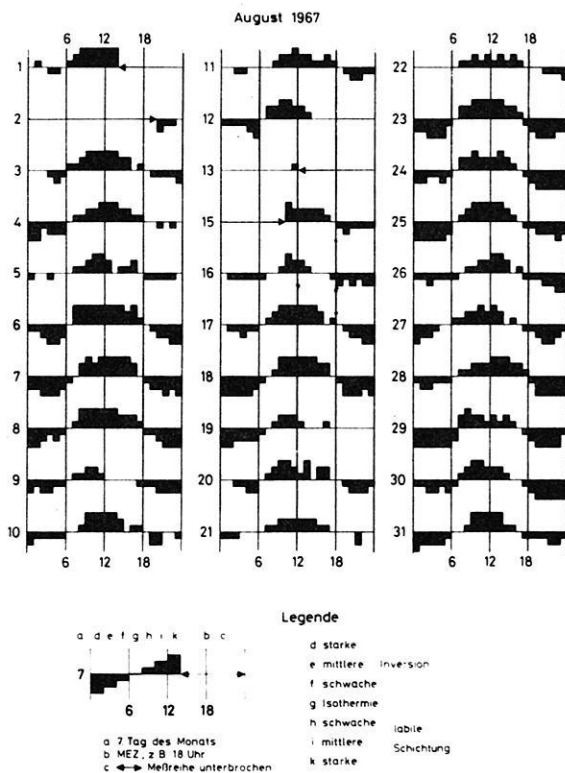


Abb. 1: Graphische Charakterisierung der Tagesvariationen der Temperaturschichtung in der Atmosphäre.

Graphical representation of the diurnal variations of thermal stratification in the atmosphere.

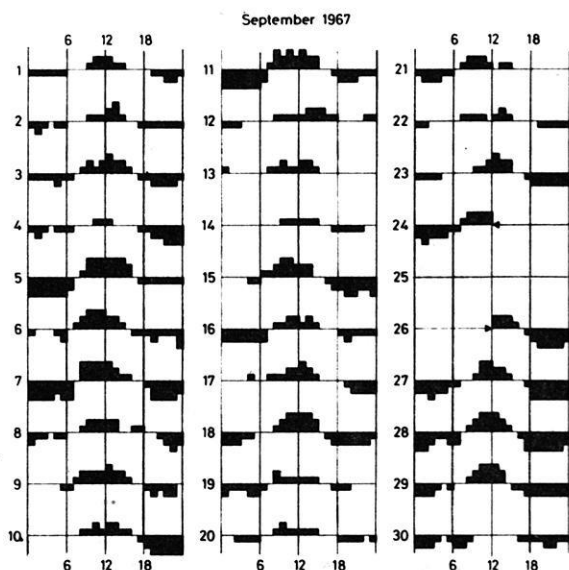


Abb. 2: Graphische Charakterisierung der Tagesvariationen der Temperaturschichtung in der Atmosphäre.

Graphical representation of the diurnal variations of thermal stratification in the atmosphere.

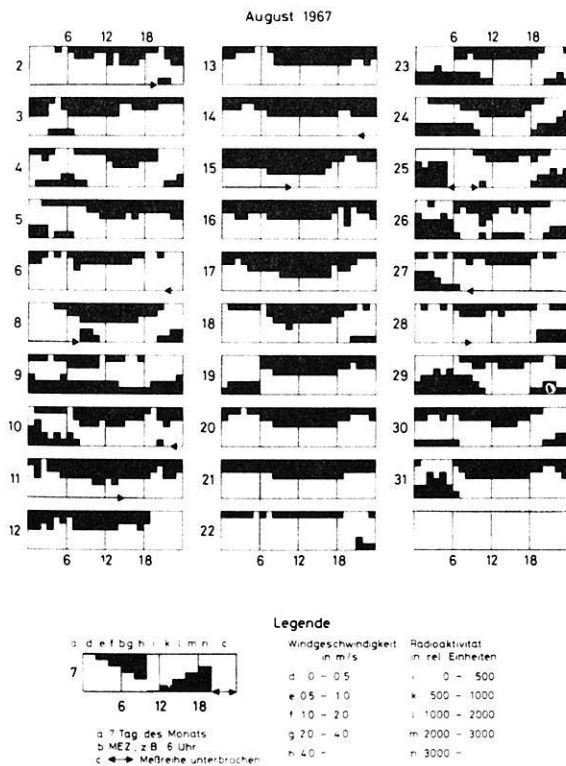


Abb. 3: Graphische Charakterisierung der Tagesvariationen von Windgeschwindigkeit und Konzentration der natürlichen radioaktiven Substanzen in der Atmosphäre.

Graphical representation of the diurnal variations of wind velocity as of the concentration of natural radioactive substances in the atmosphere.

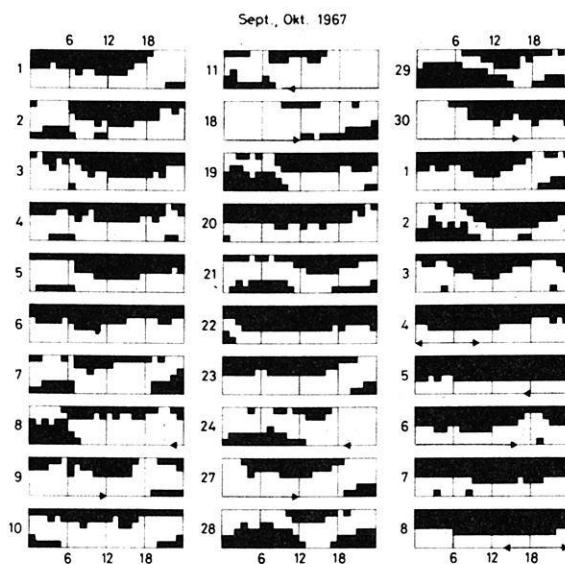


Abb. 4: Graphische Charakterisierung der Tagesvariationen von Windgeschwindigkeit und Konzentration der natürlichen radioaktiven Substanzen in der Atmosphäre.

Graphical representation of the diurnal variations of wind velocity as well as of the concentration of natural radioactive substances in the atmosphere.

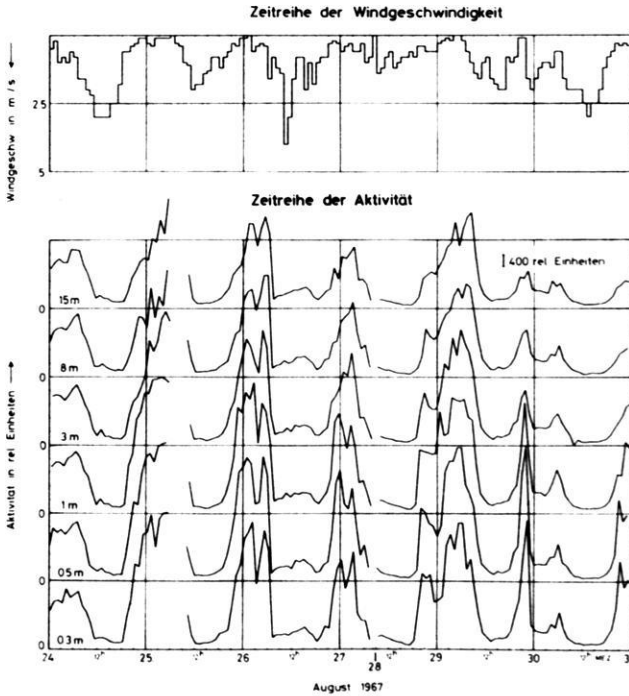


Abb. 5: Zeitreihe der Windgeschwindigkeit und der natürlichen Radioaktivität der Luft.

Time series of wind velocity and of natural radioactivity.

den Aktivitätsmessungen. Besonders interessant ist die Spitze am 29. 8. 1967 gegen 20 Uhr. Zu dieser Zeit nimmt die Windgeschwindigkeit von 1 m/s auf 0,1 m/s ab. Sofort baut sich ein Aktivitätsmaximum auf. Gegen 22 Uhr nimmt die Windstärke auf 2 m/s zu, sogleich wird auch die Aktivitätsspitze abgebaut. Beachtenswert ist das Kleinerwerden dieser Spitze mit zunehmender Höhe. In den Morgenstunden derselben Nacht flaut der Wind unter 1 m/s ab. Ein Nebenmaximum baut sich nochmals auf; es ist bei weitem nicht so kräftig wie das vorhergehende.

Aus diesen Beispielen — weitere lassen sich in den Abbildungen finden — erkennt man, daß eine Aktivitätsüberhöhung von zehn- bis zwanzigfachem Tageswert in der Nacht nur dann eintreten kann, wenn die Windgeschwindigkeit unter 0,5 m/s absinkt. Ist die Windgeschwindigkeit in der Nacht größer als 1 m/s, so läßt sich kaum ein Tagesgang feststellen.

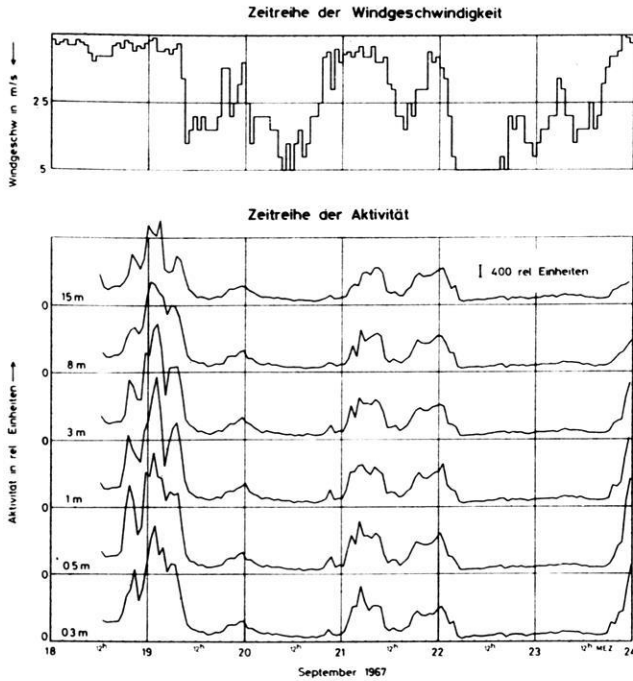


Abb. 6: Zeitreihe der Windgeschwindigkeit und der natürlichen Radioaktivität der Luft.

Time series of wind velocity and of natural radioactivity.

Mittlerer Tagesgang und Höhenprofile der β -Aktivität

Nach der Übersichtsdarstellung des Meßmaterials in den Abbildungen 1 bis 4 wurden die Aktivitätsdaten für Nächte mit starken Inversionen und für solche mit normalgeschichteter Atmosphäre herausortiert. Das Ergebnis sind die mittleren Tagesgänge für diese beiden Wetterlagen der β -Aktivität in 0,3 m und 15 m Höhe (Abb. 7) und die gemittelten Höhenprofile für stabile Wetterlagen (Abb. 8).

Das turbulente Verhalten der Atmosphäre wird durch das vertikale Konzentrationsgefälle der β -Aktivität wiedergegeben (Abb. 7). In der Nacht bei geringem Austausch steigt die Konzentration des aktiven Materials in der Nähe der Radonquelle stärker an als in größeren Höhen. Wächst die Turbulenz zur Zeit des Sonnenaufganges, so werden die Substanzen über größere Höhen verteilt, was gleichbedeutend mit einer Konzentrationsverringernug in Bodennähe ist. Gegen 9 Uhr findet man bei einem relativ hohen Aktivitätswert eine Gleichverteilung des aktiven Materials über den Höhenbereich von 15 m. Gegen 17 Uhr wird die Atmosphäre wieder stabiler,

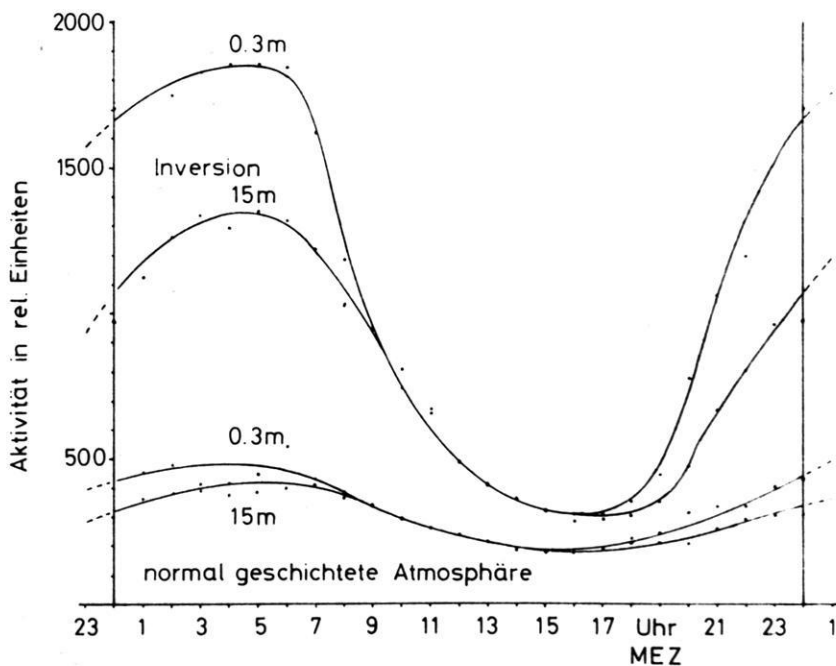


Abb. 7: Gemittelter Tagesgang der natürlichen Aktivität der Luft für eine normal geschichtete und eine stabile Atmosphäre.

Mean diurnal variation of the natural radioactivity of the air for a normal and a stable atmosphere.

Die gleiche Tendenz sieht man in dem Tagesgang der Aktivitäten bei normalgeschichteter Atmosphäre, jedoch sind die Maximalwerte weitaus geringer als bei Inversionslagen.

Die Aktivitätsprofile (Abb. 8) verdeutlichen nochmals das Verhalten der Atmosphäre. In dieser Abbildung ist die Tageszeit der Parameter.

Betrachten wir den linken Teil der Darstellung, so kann man den Stau der aus dem Boden kommenden Edelgase in der sich beruhigenden Atmosphäre dadurch erkennen, daß die Konzentration der β -aktiven Substanzen stark zunimmt. Um 3 Uhr in der Nacht wird das ausgeprägteste Aktivitätshöhenprofil gemessen. Das Aktivitätsmaximum in etwa 1 m Höhe ist durch das gestörte Gleichgewicht der Radonisotope zu seinen Folgeprodukten zu erklären. Ferner kommt hinzu, daß der Erdboden eine Senke für den mit radioaktiven Substanzen beladenen Staub darstellt.

Die rechte Seite verdeutlicht in den Aktivitätshöhenprofilen das morgendliche Anwachsen der Turbulenz.

JACOBI und ANDRÉ [1963] haben die Gleichungen der Scheindiffusion für radioaktive Substanzen in der Atmosphäre numerisch unter Vorgabe variabler Profile des

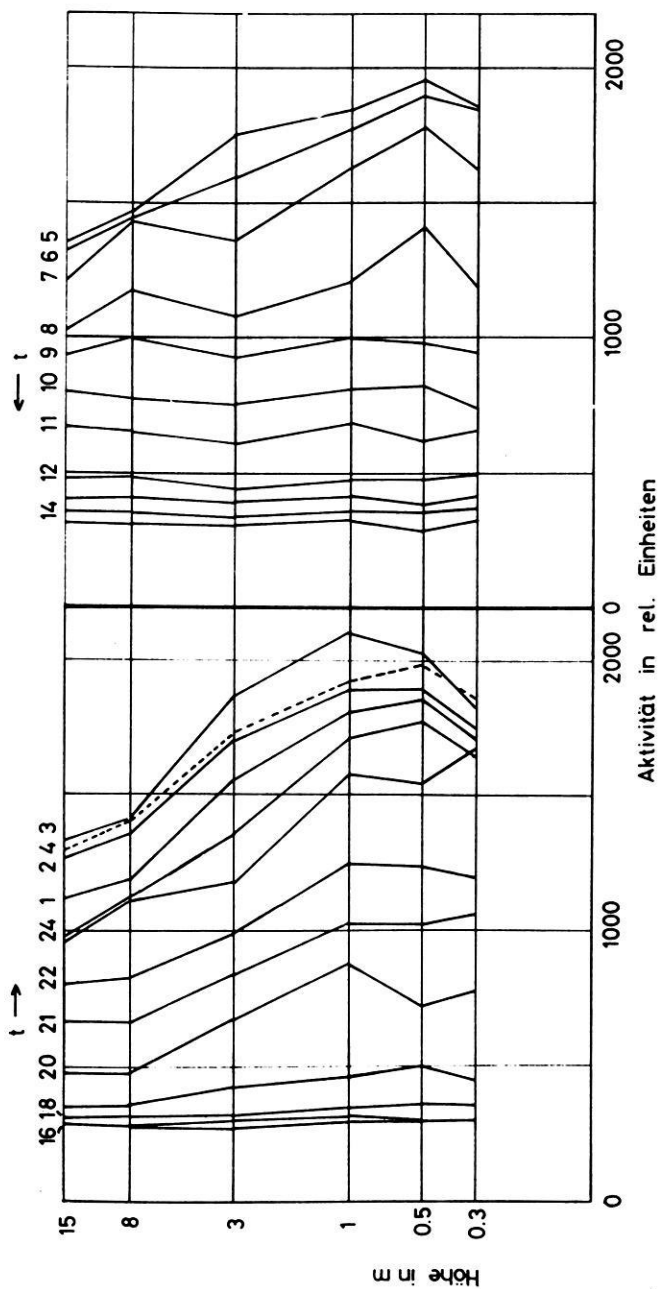


Abb. 8: Gemittelte Höhenprofile der natürlichen Radioaktivität der Luft für stabile Wetterlagen. Der Parameter ist die Tageszeit. Mean altitude profiles of the natural radioactivity of the air for a stable atmosphere. The pertaining parameter is the time.

Scheindiffusionskoeffizienten für stationäre Fälle gelöst. Das Ergebnis sind Modellhöhenprofile radioaktiver Substanzen in der Atmosphäre. Ein Vergleich des gemessenen Aktivitätshöhenprofils von 3 Uhr nachts mit den Modellkurven ergibt einen Wert für den Scheindiffusionskoeffizienten in 1 m Höhe, der etwas kleiner als $10 \text{ cm}^2/\text{s}$ ist.

Da die Aktivitätshöhenprofile für Tageszeiten nicht struktuiert sind (man müßte über größere Höhen messen), kann kein Vergleich mit den Modellrechnungen von JACOBI und ANDRÉ erfolgen, da sich den örtlich beobachteten Daten großräumige Störungen [TRIPPLER 1966] überlagern.

Literatur

- BAUST, E.: Die Anlagerung von radioaktiven Atomen und Ionen an Aerosolteilchen. Z. Phys. 199, 187—206, 1967.
- HEYE, D.: Entwicklung einer transportablen Apparatur zur Messung der β -Aktivität der Luft und erste Messungen. Techn. Univ. Braunschweig, Inst. Geophys. Meteorol., Diplomarbeit 1963
- JACOBI, und K. ANDRÉ: The vertical distribution of Radon-222, Radon-220 and their decay products in the atmosphere. J. Geophys. Res. 68, 3799—3814, 1963
- TRIPPLER, K.: Bericht über Untersuchungen zur β -Aktivität der bodennahen Atmosphäre. Z. Geophys. 32, 102—112, 1966

Eine säkulare Schwingung des erdmagnetischen Quadrupolfeldes als Ursache einer Änderung der Erdrotation

A Secular Oscillation of the Earth's Magnetic Quadrupole Field Causing a Change of the Earth's Rotation

VON H. WILHELM, Göttingen¹⁾

Eingegangen am 8. Juli 1970

Zusammenfassung: Für einen zonalen Anteil des erdmagnetischen Quadrupolfeldes, der eine Schwingung mit einer Periode von 100 Jahren ausführt, wird ein erzeugendes Geschwindigkeitsfeld im Erdkern berechnet und die Abhängigkeit der Dämpfung des Feldes von der elektrischen Leitfähigkeit des Erdmantels untersucht. Unter der Voraussetzung, daß es ein stationäres magnetisches T_1^0 -Feld im Erdkern und im unteren Erdmantel gibt, wird das Drehmoment berechnet, das der mit dem T_1^0 -Feld verbundene elektrische Strom in diesem zonalen Quadrupolfeld auf den elektrisch leitenden Erdmantel ausübt. Dabei wird die elektromagnetische Kopplung zwischen Erdkern und Erdmantel anhand eines Modells berücksichtigt, das auch eine einfache Deutung für die Westdrift des erdmagnetischen Feldes gibt. Durch eine harmonische Analyse des Ganges der Erde wird die Größe der 100jährigen Periode in der Änderung der Rotationsgeschwindigkeit des Erdmantels bestimmt. Durch Vergleich mit dem theoretisch berechneten Wert erhält man eine Aussage über die elektrische Leitfähigkeit im unteren Erdmantel und über die Größe des T_1^0 -Feldes am Rand des Erdkerns.

Summary: For a zonal part of the earth's magnetic quadrupole field, which is varying with a period of 100 years, the inducing velocity field in the earth's core is calculated, and the attenuation of the field depending on the electrical conductivity of the earth's mantle is studied. When a stationary magnetic T_1^0 -field is assumed in the earth's core and lower mantle, the torque can be calculated, which is caused by the Lorentz-force of the electric current related to the T_1^0 -field and acting on the electrically conducting mantle in the zonal quadrupole field. The electromagnetic core-mantle coupling is taken into consideration by a model giving also a simple formal explanation of the westdrift of the earth's magnetic field. The resulting period of 100 years in the earth's rotation is determined by harmonically analysing the time derivative of the change of the length of the day. By comparison with the calculated value of the model under consideration the electrical conductivity of the lower mantle and the intensity of the T_1^0 -field at the core-mantle boundary can be estimated.

¹⁾ Dr. HELMUT WILHELM, Institut für Geophysik der Universität Göttingen, 34 Göttingen, Herzberger Landstraße 180.

1. Einleitung

Eine Analyse der zeitlichen Änderung des erdmagnetischen Quadrupolfeldes in den Jahren von 1835 bis 1965 hat ergeben, daß darin ein zonaler Anteil enthalten ist, der gedeutet werden kann durch eine von NAGATA und RIKITAKE [1963] berechnete Eigenschwingung des Erdkerns [WILHELM 1969]. Es sei a der Erdradius und θ die geographische Poldistanz, dann läßt sich das Potential dieses Quadrupolfeldes annähernd beschreiben durch den Realanteil von

$$V_2 = e^{i\omega t} g_2^0 a P_2(\cos \theta) \quad (1.1)$$

mit
$$g_2^0 = 10^{-3} \Gamma, \quad (1.2)$$

$$\omega = \frac{2\pi}{T}, \quad (1.3)$$

$$T = 100 \text{ Jahre}, \quad (1.4)$$

$$t = 0 \text{ zur Epoche } 1925.5. \quad (1.5)$$

Es ist bekannt, daß das zeitlich variable Erdmagnetfeld Kräfte auf den elektrisch leitenden Erdmantel ausübt, die zu irregulären Änderungen der Tageslänge führen können [VESTINE 1953]. In der vorliegenden Arbeit wird der Zusammenhang zwischen einer Änderung des Magnetfeldes und der Erdrotation für den speziellen Fall des erwähnten Anteils des Quadrupolfeldes untersucht. Er ist aus drei Gründen dafür besonders geeignet: 1. Periodisch variierende Vorgänge lassen sich in der Theorie leichter behandeln als aperiodische. 2. Die Periode von 100 Jahren gestattet es, sich auf die erst seit 1830 existierenden systematischen und genaueren Messungen des Erdmagnetfeldes und der Änderungen der Tageslänge zu beschränken. 3. Wegen der Kleinheit des betrachteten Anteils im Vergleich zum gesamten Quadrupolfeld und zum Dipolfeld kann man den Erzeugungsprozeß dieses Anteils unabhängig vom Dynamo- problem des erdmagnetischen Hauptfeldes behandeln.

Eine wichtige Rolle bei der Betrachtung der durch die Änderung des Erdmagnetfeldes verursachten Schwankungen der Erdrotation spielt die elektromagnetische Kopplung zwischen Erdkern und Erdmantel. In dieser Arbeit wird die Kopplung durch ein einfaches im Anhang beschriebenes Modell berücksichtigt.

Die Arbeit gliedert sich in zwei Hauptteile: In den Abschnitten 2, 3 und 4 werden die Erzeugung und der Verlauf des Quadrupolfeldes mit dem Potential (1.1) im Erdinnern untersucht. Die Abschnitte 5 und 6 behandeln den Zusammenhang zwischen dem betrachteten Quadrupolfeld und der Erdrotation unter der Voraussetzung, daß es im Erdkern und im unteren Erdmantel ein stationäres toroidales Magnetfeld einfachster Struktur gibt. Daran schließt sich in Abschnitt 7 eine kurze Diskussion der in Tab. 2 dargestellten Ergebnisse an.

2. Aufstellung und Lösung der Ausgangsgleichung für den Bereich des Erdkerns

Die Erzeugung und Aufrechterhaltung des erdmagnetischen Hauptfeldes und die Erscheinungen der Säkularvariation können vermutlich bald durch einen im Erdkern stattfindenden Dynamoprozeß beschrieben werden. Bei einer vollständigen Behandlung dieses Problems sind bei vorgegebener Zustandsgleichung die Bewegungsgleichung und die Grundgleichungen für elektromagnetische Felder in langsam bewegten Medien mit dazugehörigen Randbedingungen zu lösen. Da Geschwindigkeiten und Magnetfelder in der Bewegungsgleichung in nichtlinearer Form auftreten, bereitet die Lösung dieses Problems erhebliche Schwierigkeiten.

Für die Behandlung des interessierenden Quadrupolfeldes soll angenommen werden, daß ein Dynamo existiert, dessen Geschwindigkeitsfeld durch V_D und dessen Magnetfeld durch H_D beschrieben werden. Der Geschwindigkeit V_D sei eine periodisch veränderliche Geschwindigkeit v überlagert, durch die ein Magnetfeld h erzeugt wird. Es sei

$$|h| \ll |H_D|, \quad (2.1)$$

also etwa

$$\left| \frac{h}{H_D} \right| \approx 10^{-2} \dots 10^{-3}. \quad (2.2)$$

Mit

$$H = H_D + h \quad (2.3)$$

und

$$V = V_D + v \quad (2.4)$$

erhält man unter der Voraussetzung, daß die elektrische Leitfähigkeit σ_K im Erdkern konstant ist, aus den Gleichungen des elektromagnetischen Feldes in langsam bewegten Medien die Grundgleichung

$$\frac{\partial H}{\partial t} - (4\pi\sigma_K)^{-1} \Delta H = \text{rot}(V \times H) \quad (2.5)$$

im elektromagnetischen Maßsystem [RIKITAKE 1966]. Dabei wird der Verschiebungsstrom vernachlässigt, und die Permeabilität wird gleich 1 gesetzt.

Die Felder des Dynamoprozesses erfüllen nach Voraussetzung die Gleichung

$$\frac{\partial H_D}{\partial t} - (4\pi\sigma_K)^{-1} \Delta H_D = \text{rot}(V_D \times H_D). \quad (2.6)$$

Durch Einsetzen von (2.3) und (2.4) in (2.5) erhält man mit Berücksichtigung von (2.6)

$$\frac{\partial h}{\partial t} - (4\pi\sigma_K)^{-1} \Delta h = \text{rot}(v \times H_D) + \text{rot}(V_D \times h) + \text{rot}(v \times h). \quad (2.7)$$

Wegen (2.1) kann der letzte Summand auf der rechten Seite von (2.7) gegen den ersten vernachlässigt werden. Der zweite Summand muß gesondert abgeschätzt werden. Um die Größenordnung der Geschwindigkeit V_D feststellen zu können, braucht man in (2.6) nur das zweite Glied auf der linken Seite zu berücksichtigen. Mit einer typischen Länge von $3,5 \cdot 10^8$ cm (Kernradius) und der Leitfähigkeit

$$\sigma_K = 10^{-6} \text{ emu} \quad (2.8)$$

folgt

$$|V_D| \approx 2,3 \cdot 10^{-4} \frac{\text{cm}}{\text{sec}}. \quad (2.9)$$

Andererseits genügt es, bei einer Schwingungsdauer von 100 Jahren in Gleichung (2.7) nur das erste Glied auf der linken Seite bei der Abschätzung zu berücksichtigen.

Man erhält dann

$$\frac{2\pi \cdot 3,5 \cdot 10^8}{3,15 \cdot 10^9} |\mathbf{h}| = |\mathbf{v}| |\mathbf{H}_D| + |V_D| |\mathbf{h}|. \quad (2.10)$$

Aus (2.9) und (2.2) ergibt sich als Abschätzung

$$|\mathbf{v}| \gtrsim |V_D|. \quad (2.11)$$

Wegen (2.1) kann daher auch der zweite Summand auf der rechten Seite der Gleichung (2.7) gegen den ersten vernachlässigt werden, und man erhält die Gleichung

$$\frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t} - (4\pi\sigma_K)^{-1} \Delta \mathbf{h} = \text{rot}(\mathbf{v} \times \mathbf{H}_D). \quad (2.12)$$

Alle divergenzfreien Felder lassen sich eindeutig nach poloidalen und toroidalen Vektorfeldern entwickeln. Es wird angenommen, daß \mathbf{v} quellenfrei und ein sich harmonisch änderndes S_1^0 -Feld ist. In der allgemein üblichen Schreibweise für poloidale und toroidale Vektorfelder hat \mathbf{v} die Form [RIKITAKE 1966]

$$\mathbf{v} = e^{i\omega t} \cdot \begin{cases} -2\eta(r) \cos \theta \\ \left(r \frac{d\eta}{dr} + 2\eta(r) \right) \sin \theta \\ 0. \end{cases} \quad (2.13)$$

In (2.12) ist \mathbf{h} eine Summe von Feldern entsprechend den in \mathbf{H}_D vorhandenen poloidalen und toroidalen Magnetfeldern. Von dieser Gesamtheit interessiert nur ein S_2^0 -Feld, das mit dem in (1.1) angegebenen Potential in Beziehung gebracht werden kann.

Eine Untersuchung der rechten Seite von (2.12) ergibt, daß der Ausdruck $\text{rot}(\mathbf{v} \times \mathbf{H}_D)$ ein toroidales Feld ist, wenn \mathbf{H}_D ein toroidales Feld ist. Ein poloidales Feld wird durch \mathbf{v} höchstens bei Vorhandensein von poloidalen Anteilen in \mathbf{H}_D erzeugt. Der größte poloidale Anteil in \mathbf{H}_D dürfte das S_1^0 -Feld sein. Dieses bildet an der Erdoberfläche das Dipolfeld. Da über den Verlauf dieses Feldes im Erdkern nichts bekannt ist, wird angenommen, daß es sich um ein konstantes Feld \mathbf{H}_0 handelt — eine Annahme, die an der Kerngrenze sicherlich nicht erfüllt ist:

$$\mathbf{H}_0 = 2F \cdot \begin{cases} \cos \theta \\ -\sin \theta \\ 0. \end{cases} \quad (2.14)$$

Mit (2.14) ergibt sich als Ausgangsgleichung für die Behandlung des gesuchten S_2^0 -Feldes \mathbf{h}_2 :

$$\frac{\partial \mathbf{h}_2}{\partial t} - (4\pi\sigma_K)^{-1} \Delta \mathbf{h}_2 = \text{rot}(\mathbf{v} \times \mathbf{H}_0). \quad (2.15)$$

Dabei gilt für \mathbf{h}_2 der Ansatz:

$$\mathbf{h}_2 = e^{i\omega t} \cdot \begin{cases} 6\xi(r) r P_2(\cos \theta) \\ \left(r \frac{d\xi}{dr} + 3\xi(r) \right) r \frac{dP_2}{d\theta} \\ 0. \end{cases} \quad (2.16)$$

Setzt man

$$\kappa^2 = 4\pi\sigma_K \omega, \quad (2.17)$$

so ergibt sich aus der Radialkomponente von (2.15) mit

$$z = \kappa r e^{3\pi i/4} \quad (2.18)$$

die Gleichung

$$z^2 \frac{d^2 \xi}{dz^2} + 6z \frac{d\xi}{dz} + z^2 \xi(z) = \frac{8}{3} \pi \sigma_K F z \frac{d\eta}{dz}. \quad (2.19)$$

Das Fundamentalsystem dieser Differentialgleichung ist gegeben durch

$$\xi_1(z) = z^{-2} j_2(z) \quad (2.20a)$$

und

$$\xi_2(z) = z^{-2} y_2(z). \quad (2.20b)$$

Dabei sind $j_2(z)$ und $y_2(z)$ sphärische Besselfunktionen 1. und 2. Art.

Um eine spezielle Lösung der inhomogenen Gleichung (2.19) finden zu können, muß man Angaben über die Funktion $\eta(r)$ machen, die die Abhängigkeit der Geschwindigkeit \mathbf{v} vom Radius r beschreibt. Es wird angenommen, daß $\eta(r)$ analytisch ist und sich durch ein Polynom 3. Grades in r bzw. in z darstellen läßt. Dann gilt der Ansatz

$$\frac{8}{3} \pi \sigma_K F z \frac{d\eta}{dz} = \sum_{n=1}^3 a_n z^n e^{-3\pi n/4}, \quad (2.21)$$

und als spezielle Lösung der inhomogenen Gleichung ergibt sich

$$\xi_3(z) = (6ia_3 - a_1)(24z^{-5} + 4z^{-3} + z^{-1})e^{i\pi/4} + za_3e^{-i\pi/4} + ia_2. \quad (2.22)$$

Die allgemeine Lösung von (2.19) ist daher gegeben durch

$$\begin{aligned} \zeta(z) = & e^{i\pi/4} \{ z^{-2} (Aj_2(z) - By_2(z)) \\ & + (6ia_3 - a_1)(24z^{-5} + 4z^{-3} + z^{-1}) - ia_3z + a_2e^{i\pi/4} \}. \end{aligned} \quad (2.23)$$

In dieser Lösung sind 5 freie Konstanten, nämlich A , B , a_1 , a_2 und a_3 enthalten. Eine Bestimmungsgleichung ergibt sich aus der Forderung, daß $\xi(z)$ in $z = 0$ stetig sein muß. Durch Potenzreihenentwicklung von $\xi(z)$ um $z = 0$ folgt daraus die Bedingung

$$B + 8(6ia_3 - a_1) = 0. \quad (2.24)$$

Die übrigen Konstanten sind ebenfalls durch Randbedingungen festgelegt.

3. Das Geschwindigkeitsfeld im Erdkern

Die Funktion $\eta(r)$ beschreibt die radiale Abhängigkeit der Geschwindigkeit \mathbf{v} . Es ist $\mathbf{v} = 0$ an der Kerngrenze $r = b$, da dort die Radialkomponente von \mathbf{v} und die Radialkomponente von $\text{rot}(\mathbf{v} \times \mathbf{H}_0)$ aus Stetigkeitsgründen verschwinden müssen. Da $\eta(r)$ nach Voraussetzung ein Polynom 3. Grades in r ist, hat diese Funktion die Form

$$\eta(r) = p(r-b)^2(r-c) \quad (3.1)$$

mit den noch unbestimmten Konstanten p und c .

Die maximale radiale Geschwindigkeit tritt entweder bei $r = 0$ auf oder dort, wo $d\eta/dr$ verschwindet. Es ist

$$\frac{d\eta}{dr} = 0 \text{ für } r = \begin{cases} b \\ \frac{2c+b}{3} = \tilde{c}. \end{cases} \quad (3.2)$$

Die maximale radiale Geschwindigkeit v_0 ist deshalb entweder gegeben durch

$$\eta(0) = -pb^2c, \quad (3.3)$$

oder durch

$$\eta(\tilde{c}) = \frac{4}{27}pb^3\left(1 - \frac{c}{b}\right)^3. \quad (3.4)$$

Untersucht man die Abhängigkeit dieser beiden Funktionen vom Verhältnis c/b in $0 \leq c/b \leq 1$, so zeigt sich, daß v_0 innerhalb dieses Argumentbereichs um eine Zehnerpotenz variieren kann. Um die erzeugende Geschwindigkeit möglichst klein zu halten, wird die Konstante c so bestimmt, daß v_0 dicht an der unteren Grenze seines möglichen Wertbereichs liegt. Das ist der Fall für

$$\frac{c}{b} = \frac{1}{8}. \quad (3.5)$$

Dann ist

$$|\eta(0)| > |\eta(\tilde{c})| \quad (3.6)$$

und

$$v_0 = -2\eta(0). \quad (3.7)$$

Damit wird

$$p = \frac{v_0}{2b^2c}. \quad (3.8)$$

Es lassen sich nun die Konstanten a_1 , a_2 und a_3 in (2.23) bestimmen:

Aus (2.18) und (2.21) erhält man

$$a_3 = \frac{8\pi\sigma_K F v_0}{3\left(\frac{\tilde{c}}{b} - \frac{1}{3}\right)(\kappa b)^3} \quad (3.9)$$

$$a_2 = -(\tilde{c} + b)\kappa a_3 \quad (3.10)$$

$$a_1 = \tilde{c}b\kappa^2 a_3. \quad (3.11)$$

Wenn a_3 gegeben ist, so sind v_0 , a_2 und a_1 nach den Gleichungen (3.9, 10, 11) und B nach (2.24) bekannt. Die beiden noch frei bleibenden Konstanten A und a_3 werden aus den Übergangsbedingungen für h_2 an der Kerngrenze bestimmt.

Die Gleichung der Feldlinien des Geschwindigkeitsfeldes \mathfrak{v} ergibt sich aus der Bedingung

$$ds \times \mathfrak{v} = 0, \quad (3.12)$$

wobei ds ein infinitesimaler Tangentenvektor an die Feldlinien ist. Daraus erhält man die Gleichung

$$\sin \theta = \frac{r_0}{r} \frac{r_0 - b}{r - b} \left(\frac{r_0 - c}{r - c} \right)^{1/2} \quad (3.13)$$

Für die Bedingung (3.5) zeigt Abb. 1 den Verlauf einiger Feldlinien in einem Meridianquerschnitt des Erdkerns. Ihre Richtung innerhalb des gestrichelten Halbkreises ist entgegengesetzt zu derjenigen außerhalb dieses Halbkreises.

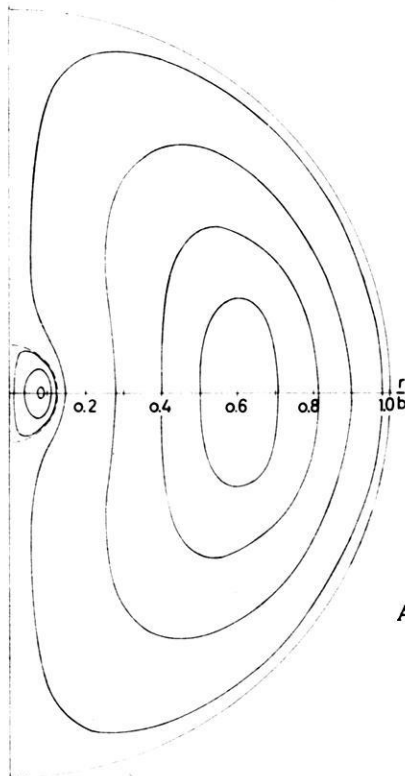
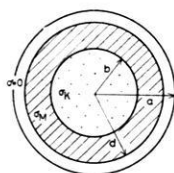


Abb. 1: Feldlinien der Geschwindigkeit \mathfrak{v} in einem Meridianquerschnitt des Erdkerns.

Field lines of the velocity \mathfrak{v} in a meridional section of the earth's core.

4. Behandlung der Ausgangsgleichung für den Bereich des Erdmantels

Der Erdmantel wird als starrer, kugelschalenförmig aufgebauter Körper betrachtet. Er bestehe aus einer inneren Schale zwischen den Grenzen $r = b$ und $r = d$ und einer äußeren Schale zwischen den Grenzen $r = d$ und $r = a$. Der untere Erdmantel besitze eine konstante elektrische Leitfähigkeit σ_M , während der obere Erdmantel ein elektrischer Isolator sei. Der Einfluß der teilweise gutleitenden oberen Kruste und der Ozeane wird vernachlässigt. Abb. 2 zeigt das bei den Rechnungen benutzte Leitfähigkeitsmodell.



- $a = 6370$ km Erdradius
- $d = 5470$ km äußere Grenze des unteren Mantels
- $b = 3470$ km Kerngrenze
- σ_K = elektrische Leitfähigkeit im Kern
- σ_M = elektrische Leitfähigkeit im unteren Mantel

Abb. 2: Theoretisches Leitfähigkeitsmodell der Erde.

Theoretical model for the distribution of the electrical conductivity in the earth.

Das Feld h_2 erfüllt im unteren Erdmantel die Diffusionsgleichung

$$4\pi\sigma_M \frac{\partial h_2}{\partial t} - \Delta h_2 = 0. \quad (4.1)$$

Mit dem Ansatz

$$h_2 = e^{i\omega t} \cdot \begin{cases} 6\zeta(r) r P_2(\cos\theta) \\ \left(r \frac{d\zeta}{dr} + 3\zeta(r)\right) r \frac{dP_2}{d\theta} \\ 0 \end{cases} \quad (4.2)$$

und der Transformation (2.18), in der x durch

$$\tilde{x} = \sqrt{4\pi\sigma_M\omega} \quad (4.3)$$

ersetzt wird, erhält man für $\zeta(z)$ die Differentialgleichung

$$z^2 \frac{d^2\zeta}{dz^2} + 6z \frac{d\zeta}{dz} + z^2\zeta(z) = 0. \quad (4.4)$$

Sie hat die allgemeine Lösung

$$\zeta(z) = e^{\pi i/4} z^{-2} (A' j_2(z) - B' y_2(z)). \quad (4.5)$$

Darin sind A' und B' freie Konstante. Es gilt

$$\frac{d\zeta}{dz} = e^{i\pi/4} z^{-2} \{ -5 z^{-1} (A' j_2(z) - B' y_2(z)) + A' j_1(z) - B' y_1(z) \}. \quad (4.6)$$

Im nichtleitenden oberen Mantel ist h_2 das Feld eines zonalen Quadrupols

$$h_2 = -\text{grad } V_2, \quad (4.7)$$

wobei V_2 durch (1.1) bis (1.5) definiert ist.

Daher gilt in $d \leq r \leq a$

$$h_2 = e^{i\omega t} \cdot \begin{cases} 3 g_2^0 \left(\frac{a}{r}\right)^4 P_2(\cos \theta) \\ -g_2^0 \left(\frac{a}{r}\right)^4 \frac{dP_2}{d\theta} \\ 0. \end{cases} \quad (4.8)$$

Wegen der Stetigkeit von h_2 bei $r = d$ ist

$$\zeta(d) = \frac{1}{2} g_2^0 a^4 d^{-5} \quad (4.9)$$

und

$$\left(r \frac{d\zeta}{dr} + 5 \zeta(r) \right)_{r=d} = 0. \quad (4.10)$$

Es sei

$$z = z_2 \quad \text{für} \quad r = d. \quad (4.11)$$

Dann ergibt sich aus (4.10) unter Benutzung von (4.5) und (4.6) die Bedingung

$$\frac{A'}{B'} = \frac{y_1(z_2)}{j_1(z_2)}. \quad (4.12)$$

Durch Vergleich von (4.9) und (4.5) erhält man mit (4.12) und einer Rekursionsformel für Besselfunktionen die Beziehung

$$A' = -\frac{i}{2} g_2^0 a^4 \tilde{\kappa}^5 z_2^{-1} y_1(z_2). \quad (4.13)$$

Die beiden Gleichungen (4.12) und (4.13) sind die Bestimmungsgleichungen für die Konstanten A' und B' .

Bei der Diffusion des Feldes h_2 durch den elektrisch leitenden unteren Erdmantel tritt eine Dämpfung auf. Ein Maß für ihre Größe ist das Verhältnis der Radialkomponenten von h_2 an den Grenzen $r = b$ und $r = d$. Wäre der untere Erdmantel ein Isolator, so wäre dieses Verhältnis gegeben durch den Ausdruck $(b/d)^4$. Diese normale Abhängigkeit des Quadrupolfeldes von der Entfernung wird im Dämpfungsverhältnis berücksichtigt, indem man das Verhältnis der Radialkomponenten bei $r = d$ und $r = b$ mit dem Faktor $(d/b)^4$ multipliziert.

Es sei

$$z = z_1 \quad \text{für} \quad r = b. \quad (4.14)$$

Dann ist das Dämpfungsverhältnis D gegeben durch

$$D = \frac{\zeta(z_2)}{\zeta(z_1)} \left(\frac{z_2}{z_1} \right)^5. \quad (4.15)$$

Setzt man

$$D = |D| e^{-i\varphi}, \quad (4.16)$$

so ergeben sich bei Benutzung der Angaben in Abb. 2 für $|D|$ die in Abb. 3 und für die Phase φ die in Abb. 4 dargestellten Werte in Abhängigkeit von der Leitfähigkeit σ_M für die Schwingungsdauern $T = 60$ Jahre und $T = 100$ Jahre [WILHELM 1968].

Aus dem Dämpfungsverhältnis D folgt aus (4.15) mit (4.9) und (4.16) für die Radialfunktion $\zeta(r)$ an der Kerngrenze $r = b$

$$\zeta(b) = \frac{1}{2} g_2^0 a^4 b^{-5} |D|^{-1} e^{i\varphi}. \quad (4.17)$$

Abb. 5 stellt den Betrag von $\zeta(b)$ in Abhängigkeit von σ_M für die Schwingungsdauer von 100 Jahren dar. Die Phase von $\zeta(b)$ gegenüber dem Quadrupolfeld (4.8) an der Erdoberfläche ist φ .

An der Kerngrenze $r = b$ muß h_2 stetig sein. Mit

$$z_0 = \kappa b e^{3\pi i/4} \quad (4.18)$$

gelten die Übergangsbedingungen

$$\zeta(z_0) = \zeta(z_1), \quad (4.19)$$

$$z \frac{d\zeta}{dz} \Big|_{z=z_0} = z \frac{d\zeta}{dz} \Big|_{z=z_1}. \quad (4.20)$$

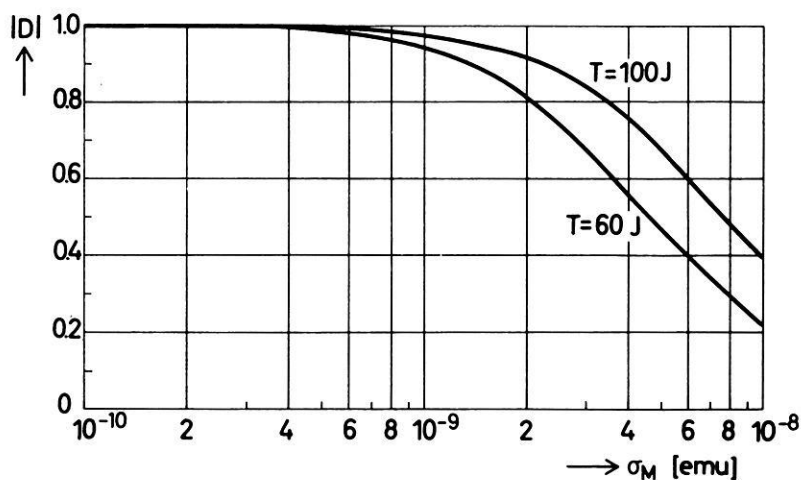


Abb. 3: Betrag des Dämpfungsverhältnisses D für die Schwingungsdauern $T = 60$ Jahre und $T = 100$ Jahre.

Magnitude of the attenuation ratio D for the periods $T = 60$ years and $T = 100$ years.

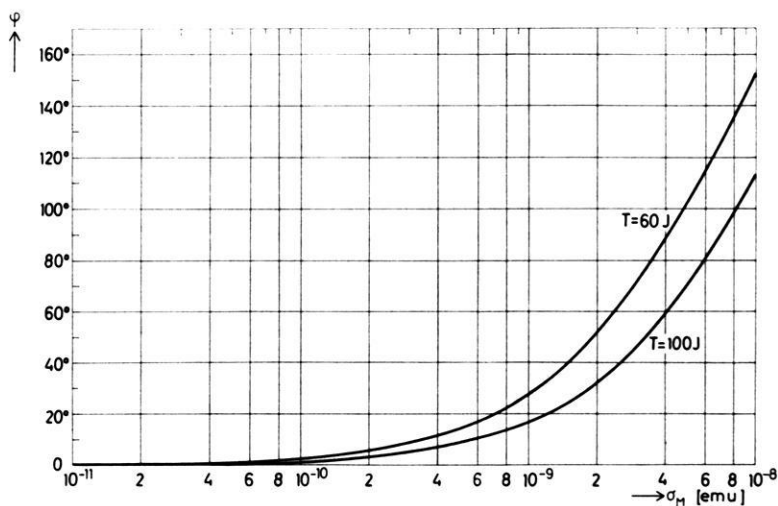


Abb. 4: Phasendifferenz φ zwischen den Radialkomponenten von \mathbf{h}_2 bei $r = b$ und $r = d$.

Phase difference φ between the radial components of \mathbf{h}_2 at $r = b$ and $r = d$.

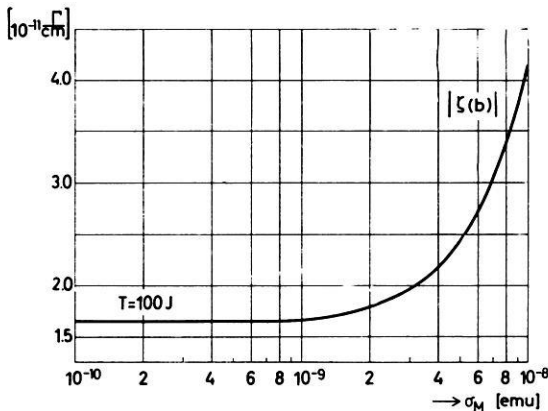


Abb. 5: Betrag der Funktion $\zeta(b)$ für die Schwingungsdauer $T = 100$ Jahre.

Magnitude of the function $\zeta(b)$ for the period $T = 100$ years.

Statt (4.20) benutzt man besser die aus (4.19) und (4.20) folgende Beziehung

$$z \frac{d\xi}{dz} + 5 \xi(z) \Big|_{z=z_0} = z \frac{d\zeta}{dz} + 5 \zeta(z) \Big|_{z=z_1} \quad (4.21)$$

Aus (4.19) und (4.21) ergeben sich zwei Gleichungen, aus denen die Konstanten A und a_3 berechnet werden können. Damit ist der Verlauf des Feldes h_2 eindeutig bestimmt.

Man kann nun die durch (3.7) definierte maximale Radialkomponente v_0 der das Feld h_2 erzeugenden Geschwindigkeit v berechnen, wenn man für F in (2.14) einen plausiblen Wert einsetzt:

$$F = -2 \Gamma. \quad (4.22)$$

Durch

$$v_0 = |v_0| e^{i\varepsilon} \quad (4.23)$$

werden der Betrag von v_0 und die Phase gegenüber dem Quadrupolfeld (4.8) gegeben, und mit (3.9) erhält man aus der Konstanten a_3 für $|v_0|$ den in Abb. 6 und für ε den in Abb. 7 dargestellten Verlauf in Abhängigkeit von σ_M für die Schwingungsdauern 60, 80 und 100 Jahre.

Wie man durch Vergleich der Abb. 6 und 3 feststellt, wächst beim Übergang zu kleineren Schwingungsdauern die Geschwindigkeit, die zur Erzeugung des vorgegebenen Feldes (4.7) benötigt wird, stärker als die Dämpfung. Daher läßt der Abbruch eines Spektrums erdmagnetischer Variationen bei kurzen Schwingungsdauern

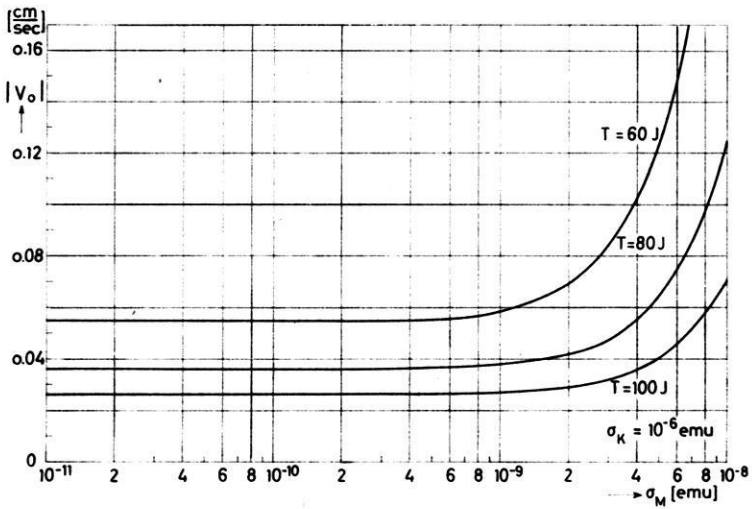


Abb. 6: Betrag der maximalen Radialkomponente v_0 der Geschwindigkeit v für verschiedene Schwingungsdauern T .

Magnitude of the maximum value v_0 of the radial component of the velocity v for several periods T .

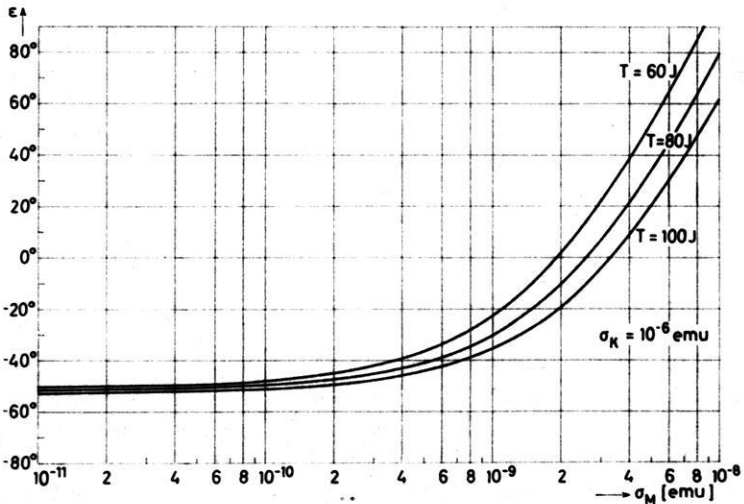


Abb. 7: Phasendifferenz ϵ zwischen v_0 und dem Quadrupolfeld h_2 an der Erdoberfläche.

Phase difference ϵ between v_0 and the quadrupole field h_2 at the earth's surface.

nicht eindeutig einen Rückschluß auf die elektrische Leitfähigkeit des Erdmantels zu; denn dieser Abbruch kann auch dadurch bedingt sein, daß die im Erdkern auftretenden Geschwindigkeiten nicht groß genug sind, um an der Erdoberfläche noch meßbare Magnetfelder kürzerer Schwingungsdauer zu erzeugen.

5. Drehmomente und Gang der Erde

In jedem Punkt des elektrisch leitenden unteren Erdmantels existiert eine Kraftdichte

$$\mathbf{P} = \mathbf{j} \times \mathbf{H}. \quad (5.1)$$

Auf den Erdmantel wirkt daher ein Drehmoment

$$\mathbf{N} = \int_{V_M} \mathbf{r} \times (\mathbf{j} \times \mathbf{H}) dV. \quad (5.2)$$

Die Komponente des Drehmomentes bezüglich der als Symmetrieachse angenommenen Rotationsachse ist

$$N_z = \int_{V_M} r \sin \theta (\mathbf{j} \times \mathbf{H})_\phi dV. \quad (5.3)$$

ROCHESTER [1962] hat gezeigt, daß sich dieses Volumintegral in ein Oberflächenintegral über die Grenzfläche des Erdkerns verwandeln läßt. Unter der Voraussetzung, daß außerhalb des leitenden Mantels die Materie nichtleitend ist und das Magnetfeld dort mindestens wie r^{-3} mit der Entfernung abnimmt, erhält er für das Drehmoment (5.2)

$$\mathbf{N} = -\frac{1}{4\pi} \oint_{F_K} (\mathbf{r} \times \mathbf{H}) H_r dF. \quad (5.4)$$

Das Drehmoment um die z-Achse wird

$$N_z = -\frac{1}{4\pi} \oint_{F_K} r \sin \theta H_\phi H_r dF. \quad (5.5)$$

Die Felder \mathbf{H} und \mathbf{j} setzen sich aus einzelnen Anteilen unterschiedlicher Struktur und Zeitabhängigkeit zusammen. Sie erzeugen eine Summe von verschiedenen zeitlich veränderlichen Drehmomenten, die sich auf die Rotationsgeschwindigkeit des Erdmantels und damit auf die Tageslänge auswirken.

Ersetzt man in (5.5) H_r durch die Radialkomponente des Feldes (4.2) an der Kerngrenze, also durch

$$h_{2r} = e^{i\omega t} 6 b \zeta(b) P_2(\cos \theta), \quad (5.6)$$

so ergibt sich mit

$$dF = b^2 \sin \theta d\theta d\varphi \quad (5.7)$$

$$N_{zq} = -3 b^4 (2\pi)^{-1} \zeta(b) e^{i\omega t} \int_0^{2\pi} \int_0^\pi H_\varphi P_2(\cos \theta) \sin^2 \theta d\theta d\varphi. \quad (5.8)$$

Wenn in diesem Ausdruck das Integral nicht verschwindet und sich H_φ stationär verhält, wirkt also ein Drehmoment N_{zq} auf den Mantel, das sich zeitlich wie das Quadrupolfeld mit einer Schwingungsdauer von 100 Jahren ändert. Wegen der Orthogonalitätseigenschaften der Kugelflächenfunktionen kann das Integral in (5.8) nur einen von Null verschiedenen Wert haben, wenn H_φ die φ -Komponente eines toroidalen T_1^0 -Feldes oder T_3^0 -Feldes ist.

Sei H_φ die φ -Komponente eines stationären T_1^0 -Feldes:

$$H_\varphi = f(r) \sin \theta = -f(r) \frac{dP_1}{d\theta}, \quad (5.9)$$

dann ist das resultierende Drehmoment um die z-Achse nach (5.8)

$$N_{zq} = 0,8 b^4 \zeta(b) f(b) e^{i\omega t}. \quad (5.10)$$

Ist H_φ durch ein T_3^0 -Feld gegeben, d. h.

$$H_\varphi = \tilde{f}(r) \frac{dP_3}{d\theta}, \quad (5.11)$$

so gilt

$$N_{zq} = 2,057 b^4 \zeta(b) \tilde{f}(b) e^{i\omega t}. \quad (5.12)$$

Im folgenden wird angenommen, daß es im Erdkern ein stationäres toroidales magnetisches T_1^0 -Feld H_1 gibt. Es hat die Struktur

$$H_1 = \begin{cases} 0 \\ 0 \\ f(r) \sin \theta \end{cases} \quad (5.13)$$

und soll an der Kerngrenze nach Westen gerichtet sein:

$$f(b) < 0. \quad (5.14)$$

Das in (5.10) berechnete Drehmoment N_{zq} ruft eine Änderung der Winkelgeschwindigkeit Ω_M des Erdmantels hervor. Bei Berücksichtigung der elektromagnetischen Kopplung zwischen Erdkern und Erdmantel ergibt sich mit einer einfachen Modellrechnung der in (A 19) und (A 23) im Anhang dargestellte Zusammenhang zwischen der Rotationsgeschwindigkeit Ω_M des Erdmantels und dem wirkenden Drehmoment N_M . Andererseits besteht zwischen der Winkelgeschwindigkeit Ω_M und dem Gang G der Erde nach JUNG [1966] die Beziehung

$$\Omega_M = \omega_0 (q - G). \quad (5.15)$$

Dabei ist $\omega_0 = 7,292115144 \cdot 10^{-5}$ rad/sec die Rotationsgeschwindigkeit der Erde für 1900, Jan. 0,5, und q eine Konstante. Durch Vergleich der zeitabhängigen Anteile von (5.15) und (A 23) ergibt sich

$$G = -\frac{N_M \tau}{\omega_0 \Theta_M (1 + i\omega\tau)}. \quad (5.16)$$

$\Theta_M = 7,2 \cdot 10^{44}$ g cm² ist das Trägheitsmoment des Erdmantels. Die Beziehung (5.16) ist unabhängig von den Anfangsbedingungen für die Winkelgeschwindigkeit des Mantels und des Kerns. Für die Zeitkonstante τ der Kopplung zwischen Erdkern und Erdmantel wird ein Wert von 10 Jahren angenommen, der nach den Arbeiten von ROCHESTER [1960] und RODEN [1963] plausibel erscheint:

$$\tau = 10 \text{ Jahre}. \quad (5.17)$$

Setzt man ω nach (1.3) und (1.4) und N_M nach (5.10) in (5.16) ein, so ergibt sich mit (5.14) und

$$\zeta(b) = |\zeta(b)| e^{i\varphi} \quad (5.18)$$

für die 100jährige Schwingung im Gang der Erde

$$G_0 = \frac{0,8 b^4 |\zeta(b)| |f(b)| \tau}{\omega_0 \Theta_M \sqrt{1 + (\omega\tau)^2}} e^{i(\omega\tau + \varphi - \psi)} \quad (5.19)$$

mit

$$\text{tg } \psi = \omega\tau. \quad (5.20)$$

Aus (5.17) folgt

$$\omega\tau = 0,628. \quad (5.21)$$

Damit ergibt sich

$$\psi = 32,1^\circ. \quad (5.22)$$

Kennt man den zeitlichen Verlauf von G_0 , so kann man φ und damit nach Abb. 4 die elektrische Leitfähigkeit σ_M des unteren Erdmantels bestimmen. Aus σ_M folgt nach Abb. 5 eine Aussage über $|\zeta(b)|$, und damit kann aus $|G_0|$ die Feldstärke $f(b)$ des toroidalen T_1^0 -Feldes an der Kerngrenze bestimmt werden, dessen Existenz vorausgesetzt worden ist.

6. Harmonische Analyse des Ganges der Erde

Die Ausgangsdaten für die Analyse des Ganges der Erde findet man bei BROUWER [1952a] in Tabelle VIIIa in der 11. Spalte unter der Bezeichnung $d/dt (\Delta t_Q)$. Es sind ausgeglichene jährliche Werte von 1820.5 bis 1950.5. Um Amplitude und Phase der darin vermuteten 100jährigen Schwingung zu finden, werden die Werte zunächst einer phasentreuen numerischen Filterung unterworfen und dann harmonisch analysiert. Dann wird der Einfluß der Filterung auf die Amplitude nachträglich berücksichtigt. Es ist der Zweck der numerischen Filterung, einen linearen Trend im Gang der Erde zu eliminieren, da dieser das Ergebnis der harmonischen Analyse verfälscht.

Die einfachste Filtermethode zur Eliminierung eines unbekanntenen linearen Trends aus einer äquidistanten Zeitreihe ist die Anwendung eines Filters Δ mit dem Koeffizientenschema $(-0,25; 0,5; -0,25)$. Die Übertragungsfunktion dieses Filters ist $\sin^2 \pi \nu \Delta t$, wobei Δt der Punktabstand ist. Es wird außerdem zweimal ein Glättungsfilter Σ angewendet, das einen linearen Gang erhält und das Koeffizientenschema $(0,25; 0,5; 0,25)$ besitzt. Die Übertragungsfunktion U des kombinierten Filters $\Sigma^2 \Delta$ ist $U(\Delta t) = \cos^4 \pi \nu \Delta t \cdot \sin^2 \pi \nu \Delta t$ und hat ihr Maximum bei einer Periode von 25 Jahren, wenn $\Delta t = 5$ Jahre gewählt wird. Sie ist in Abb. 8 dargestellt. Wollte man ein Filter anwenden, dessen Maximum bei $T = 100$ Jahren liegt, so brauchte man eine wesentlich längere Zeitreihe. Das Ergebnis \tilde{G} der mit $\Sigma^2 \Delta$ gefilterten Zeitreihe G zeigt Abb. 9.

Die harmonische Analyse der gefilterten Zeitreihe wurde mit einem Punktabstand $\Delta t = 1$ Jahr für den Zeitraum 1835.5 bis 1935.5 durchgeführt. In Tab. 1 (s. S. 716) sind die Resultate bis zu einer Periode von 10 Jahren angegeben. Die letzte Spalte enthält die Amplituden der Grundschwingung und der Oberschwingungen in der ursprünglichen Zeitreihe. Sie ergeben sich, wenn man die aus der harmonischen Analyse errechneten Amplituden dividiert durch den Wert der Übertragungsfunktion des Filters $\Sigma^2 \Delta$ für die entsprechende Frequenz. Für die Schwingungsdauern $T = 11,1$ Jahre und $T = 10$ Jahre ist die Inversion nicht mehr stabil.

Das Ergebnis der harmonischen Analyse wird dadurch verfälscht, daß das berechnete Spektrum der gefilterten Zeitreihe diskret und harmonisch ist, während in Wirklichkeit ein kontinuierliches Spektrum auftritt. Der Einfluß der anharmonischen Frequenzen auf die Amplitude und Phase der Grundschwingung läßt sich abschätzen aus den Amplituden, die die harmonische Analyse für die höheren Harmonischen liefert. Betrachtet man als einfachstes statistisches Modell dazu ein weißes Rauschen, das oberhalb einer bestimmten Frequenz abbricht, so kann man das Mittel der Amplituden der

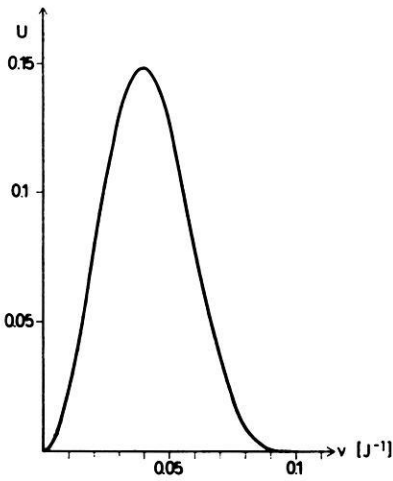


Abb. 8: Übertragungsfunktion des Filters $\Sigma^2\Delta$ für $\Delta t = 5$ Jahre.

Response function of the filter $\Sigma^2\Delta$ for $\Delta t = 5$ years.

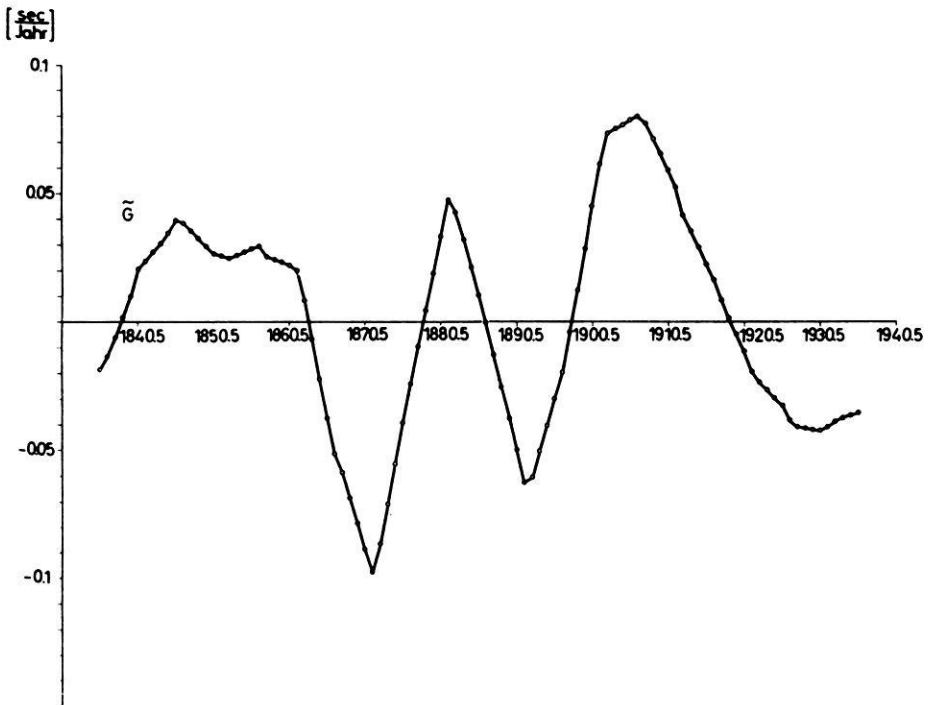


Abb. 9: Das Ergebnis \tilde{G} der mit $\Sigma^2\Delta$ gefilterten Zeitreihe G .

Time series \tilde{G} resulting from the application of the filter $\Sigma^2\Delta$ to the time series G .

Tabelle 1: Ergebnis der harmonischen Analyse von G für die Schwingungsdauern $T=100$ Jahre bis $T=10$ Jahre.

Result of the harmonic analysis of G for the periods $T=100$ years to $T=10$ years.

$T = \frac{1}{\nu}$ [J]	U	$ \tilde{G} \left[10^{-2} \frac{\text{sec}}{\text{J}} \right]$	α	$ G \left[\frac{\text{sec}}{\text{J}} \right]$
100	0,0233	1,47	68,8°	0,63
50	0,0781	3,69	234,1°	0,47
33,3	0,1299	2,77	243,4°	0,21
25	0,1480	2,53	48,4°	0,17
20	0,1250	2,31	240,5°	0,18
16,6	0,0781	0,582	96,2°	0,07
14,3	0,0343	0,0354	233,5°	0,01
12,5	0,0083	0,0710	231,8°	0,09
11,1	0,0006	0,0292	-75,6°	0,50
10	0	0,0377	-73,5°	∞

höheren Harmonischen als ein Maß für die konstante spektrale Intensität dieses Rauschens ansehen und daraus einen Fehler der Amplitude und der Phase der Grundschwingung berechnen.

Bei der Mittelung bleibt die erste Oberschwingung unberücksichtigt, da sie neben der 100jährigen Periode besonders hervortritt und eine entsprechende Schwingung von BARTA [1962] auch in der Säkularvariation gefunden worden ist. Man kann vermuten, daß hier ebenfalls ein Zusammenhang über Lorentzkräfte und die elektromagnetische Kopplung von Mantel und Kern besteht.

Aus den Oberschwingungen ergibt sich ein Fehler der Amplitude von

$$\Delta G_0 = 0,10 \text{ sec/Jahr} . \quad (6.1)$$

Dem entspricht ein Fehler in der Phase von

$$\Delta \psi = 9,1^\circ . \quad (6.2)$$

Bezüglich der Zeit t , die bei der Darstellung der Schwingung des zonalen Quadrupolfeldes verwendet wird, hat G_0 nach (1.5) und Tab. 1 die Form

$$G_0(t) = 0,63 \cos(\omega t + 32,8^\circ) \text{ sec/Jahr} . \quad (6.3)$$

Daraus ergibt sich durch Vergleich mit der Phase von (5.19)

$$\varphi = 64,9^\circ . \quad (6.4)$$

Tabelle 2: Ergebnisse des Vergleichs der theoretisch berechneten und der empirisch bestimmten Werte von G_0 .Results obtained by comparing the theoretically calculated and the analysed values of G_0 .

$ G_0 \left[\frac{\text{sec}}{\text{J}} \right]$	φ	σ_M [emu]	$ \zeta(b) \left[\frac{\Gamma}{\text{cm}} \right]$	$ f(b) $ [Γ]
0,53	55,8°	$3,7 \cdot 10^{-9}$	$2,1 \cdot 10^{-11}$	13,6
0,63	64,9°	$4,5 \cdot 10^{-9}$	$2,3 \cdot 10^{-11}$	14,7
0,73	74,0°	$5,3 \cdot 10^{-9}$	$2,5 \cdot 10^{-11}$	15,7

Aus den durch die harmonische Analyse gefundenen Werten von $|G_0|$ und von φ lassen sich nun die Leitfähigkeit σ_M nach Abb. 5, der Betrag der Radialfunktion $\zeta(r)$ des Quadrupolfeldes an der Kerngrenze $r = b$ nach Abb. 4 und die Feldstärke $f(b)$ des toroidalen T_1^0 -Feldes an der Kerngrenze aus (5.19) bestimmen. Innerhalb der Fehlergrenzen von $|G_0|$ und von φ erhält man die in Tab. 2 zusammengefaßten Werte.

Es wird i. a. angenommen, daß die elektrische Leitfähigkeit im unteren Erdmantel 10^{-9} bis $2 \cdot 10^{-9}$ emu beträgt [RODEN 1963, SMYLLIE 1965, CURRIE 1967, 1968, PRICE 1970]. Die hier sich ergebenden Leitfähigkeiten sind größer, sie liegen aber durchaus im Bereich möglicher Abweichungen von den Standardwerten. So braucht ROCHESTER [1960] eine Leitfähigkeit $\sigma_M = 2,5 \cdot 10^{-9}$ emu, um eine Kopplungskonstante $\tau = 10$ Jahre zu erhalten; und ECKHARDT, LARNER und MADDEN [1963] haben ein modifiziertes McDONALDSches Leitfähigkeitsprofil mit $\sigma_M = 5 \cdot 10^{-9}$ emu angegeben, das mit ihren Ergebnissen aus der Untersuchung langperiodischer magnetischer Fluktuationen noch in Übereinstimmung gebracht werden kann. CURRIE [1968] findet $\sigma_M = 2 \cdot 10^{-9}$ emu mit einer möglichen Abweichung um den Faktor 2.

Die Feldstärke des toroidalen T_1^0 -Feldes, dessen Existenz vorausgesetzt wurde, um die Wirkung der Änderung des zonalen Quadrupolfeldes auf die Erdrotation zu erklären, beträgt an der Kerngrenze nach Tab. 2 etwa das 3- bis 4fache der Feldstärke des Dipolfeldes. Inwieweit diese Aussage den Realitäten entspricht, kann nur aus einer Dynamtheorie geschlossen werden.

7. Diskussion der Ergebnisse

Die in Tab. 2 zusammengefaßten Ergebnisse sind noch mit einem Fehler behaftet, der durch die Ungenauigkeit entsteht, mit der die in der Einleitung beschriebene Schwingung des Quadrupolfeldes bekannt ist. Wegen der Kürze der Zeitreihe ist ein Fehler von 50% in der Amplitude dieser Schwingung nicht ausgeschlossen, und ebenso ist die Phase nicht genau bestimmbar. Daher können die in Tab. 2 angegebenen Leitfähigkeiten und Feldstärken des toroidalen T_1^0 -Feldes nur Anhaltspunkte für den ungefähren Wert dieser Größen geben. Bei Berücksichtigung dieser Tatsache stehen die hier gefundenen Werte für die Leitfähigkeit nach Tab. 2 nicht im Widerspruch zu den

von SMYLYE [1965] und CURRIE [1968] berechneten Werten. Wenn man außerdem bedenkt, welche einschränkenden Voraussetzungen bei der modellmäßigen Behandlung dieser Vorgänge gemacht worden sind, so kann das Ergebnis durchaus als Hinweis dafür angesehen werden, daß der in dieser Arbeit dargestellte Zusammenhang zwischen der zeitlichen Änderung des betrachteten Anteils des Quadrupolfeldes und der entsprechenden Änderung der Erdrotation tatsächlich existiert.

Herrn Prof. SIEBERT danke ich für die Anregung und Förderung dieser Arbeit, die im wesentlichen auf einer am Institut für Geophysik der Universität Göttingen angefertigten Dissertation beruht.

Anhang

Modellmäßige Behandlung der elektromagnetischen Kopplung zwischen Erdkern und Erdmantel

Erdkern und Erdmantel seien eine starre Kugel bzw. Kugelschale, die um eine gemeinsame Achse rotieren können. Zwischen Kern und Mantel bestehe eine Kopplung derart, daß das rücktreibende Drehmoment proportional zur Differenz der Winkelgeschwindigkeiten ist, wie es bei der elektromagnetischen Kopplung der Fall ist. Ein auf den Mantel wirkendes Drehmoment wird kompensiert durch ein entgegengesetzt gleich großes Drehmoment, das auf den Kern wirkt, da die Summe der auf die gesamte Erde wirkenden Drehmomente verschwindet.

Dann lauten die Bewegungsgleichungen

$$N_M = \Theta_M \frac{d\Omega_M}{dt} + R(\Omega_M - \Omega_K) \quad (\text{A1})$$

$$N_K = -N_M = \Theta_K \frac{d\Omega_K}{dt} + R(\Omega_K - \Omega_M). \quad (\text{A2})$$

Die Indizes K und M beziehen sich auf den Kern bzw. auf den Mantel. R ist eine Konstante, die die Stärke der Kopplung, also des rücktreibenden Drehmomentes bestimmt. Durch Addition der beiden Gleichungen (A 1) und (A 2) erhält man

$$0 = \Theta_M \frac{d\Omega_M}{dt} + \Theta_K \frac{d\Omega_K}{dt}. \quad (\text{A3})$$

Daher ist ein Integral der Bewegungsgleichungen

$$\Theta_M \Omega_M + \Theta_K \Omega_K = C = \text{const.} \quad (\text{A4})$$

Zur Zeit

$$t=0 \text{ sei } \Omega_M = \Omega_K = \Omega_0. \quad (\text{A5})$$

Daraus folgt

$$C = \Omega_0 (\Theta_M + \Theta_K), \quad (\text{A6})$$

$$\Omega_K = \Omega_0 + \frac{\Theta_M}{\Theta_K} (\Omega_0 - \Omega_M) \quad (\text{A7})$$

und

$$N_M = \Theta_M \left\{ \frac{d\Omega_M}{dt} + R (\Theta_M^{-1} + \Theta_K^{-1}) (\Omega_M - \Omega_0) \right\}. \quad (\text{A8})$$

Es werden nun Spezialfälle von Drehmomenten betrachtet:

1. Zur Zeit $t < 0$ sei $N_M = 0$, und für $t \geq 0$ wirke das konstante Drehmoment N :

$$N_M = N. \quad (\text{A9})$$

Setzt man

$$\tau = [R (\Theta_M^{-1} + \Theta_K^{-1})]^{-1}, \quad (\text{A10})$$

so ergibt sich als Lösung

$$\Omega_M - \Omega_0 = \frac{N\tau}{\Theta_M} (1 - e^{-t/\tau}) \quad (\text{A11})$$

und

$$\Omega_K - \Omega_0 = -\frac{N\tau}{\Theta_K} (1 - e^{-t/\tau}). \quad (\text{A12})$$

Die Winkelgeschwindigkeit des Mantels Ω_M nähert sich asymptotisch dem Wert $\Omega_M + N\tau/\Theta_M$, während Ω_K in gleicher Weise dem Wert $\Omega_0 - N\tau/\Theta_K$ zustrebt. Der Mantel rotiert unter der Wirkung des konstanten Drehmomentes $N > 0$ und des durch die elektromagnetische Kopplung bedingten rücktreibenden Drehmomentes für $t \gg \tau$ um den Betrag $\Omega_M - \Omega_K = N\tau (\Theta_M^{-1} + \Theta_K^{-1}) = N/R$ schneller als der Erdkern. Die Konstante τ gibt an, nach welcher Zeit sich die Winkelgeschwindigkeit des Mantels dem neuen Grenzwert $\Omega_0 + N\tau/\Theta_M$ bis auf e^{-1} genähert hat.

Daraus läßt sich eine einfache Interpretation der Westdrift des erdmagnetischen Feldes finden: Das erdmagnetische Dipolfeld übt ein Drehmoment auf den Erdmantel aus, wenn ein beim Dynamoprozeß auftretendes T_2^0 -Feld an der Kerngrenze nicht verschwindet, sondern in den elektrisch leitenden Mantel hinausgreift. Das Dipolfeld im Mantel ist gegeben durch

$$H_{DP} = g_1^0 \left(\frac{a}{r} \right)^3 \begin{cases} 2 \cos \theta \\ \sin \theta \\ 0, \end{cases} \quad (\text{A13})$$

während für das T_2^0 -Feld gilt

$$H_{T20} = \begin{cases} 0 \\ 0 \\ -\frac{T_2(r) dP_2}{r d\theta} \end{cases} \quad (\text{A14})$$

Für das auf den Erdmantel wirkende Drehmoment folgt aus (5.5), wenn man für H_r die r -Komponente von H_{DP} und für H_φ die φ -Komponenten des T_2^0 -Feldes einsetzt

$$N_z = -3 T_2(b) b^{-1} g_1^0 a^3 \int_0^\pi \cos^2 \theta \sin^3 \theta d\theta. \quad (\text{A15})$$

Die Ausführung der Integration ergibt

$$N_z = -\frac{8}{15} M a^3 g_1^0 \quad (\text{A16})$$

mit

$$M = \frac{3 T_2(b)}{2 b}. \quad (\text{A17})$$

ROCHESTER hat M abgeschätzt zu $M \approx 0,1 \Gamma$. Setzt man $g_1^0 = -0,305 \Gamma$ und $a = 6,37 \cdot 10^8$ cm ein, so ergibt sich

$$N_z = 4,21 \cdot 10^{24} \text{ dyn cm}. \quad (\text{A18})$$

Durch die Wirkung des Drehmomentes N_z rotiert der Erdmantel schneller als der Erdkern, so daß eine Westdrift des aus dem Kern stammenden Magnetfeldes resultiert. Aus der Größe der Drift kann man Rückschlüsse auf τ ziehen [ROCHESTER 1960, RODEN 1963].

2. Es wirke ein sich periodisch änderndes Drehmoment

$$N_M = N e^{i(\omega t + \varphi)} \quad (\text{A19})$$

auf den Erdmantel. Dann ergibt sich die Lösung

$$\Omega_M - \Omega_0 = \frac{N\tau}{\Theta_M} \left(\frac{e^{i(\omega t + \varphi)}}{1 + i\omega\tau} - e^{-t/\tau} \right) \quad (\text{A20})$$

oder

$$\Omega_M - \Omega_0 = \frac{N\tau}{\Theta_M} \left(\frac{e^{i(\omega t + \varphi - \psi)}}{\sqrt{1 + (\omega\tau)^2}} - e^{-t/\tau} \right) \quad (\text{A21})$$

mit

$$\text{tg } \psi = \omega\tau. \quad (\text{A22})$$

Für $t \gg \tau$ rotiert der Mantel mit der Geschwindigkeit

$$\Omega_M = \Omega_0 + \frac{N\tau e^{i(\omega t + \varphi)}}{\Theta_M 1 + i\omega\tau} \quad (\text{A23})$$

und der Kern mit der Geschwindigkeit

$$\Omega_K = \Omega_0 - \frac{N\tau e^{i(\omega t + \varphi)}}{\Theta_K 1 + i\omega\tau}. \quad (\text{A24})$$

Die Winkelgeschwindigkeit Ω_M besitzt eine konstante Phasenverschiebung ψ gegen das wirkende Drehmoment N_M . Der Fall 1 ergibt sich als Grenzfall für $\omega = 0$. Aus (A 23) folgt, daß auch bei verschwindender Kopplung von Mantel und Kern ($\tau \rightarrow \infty$) durch variierende Lorentzkräfte Änderungen der Rotationsgeschwindigkeit des Erdmantels erzeugt werden können.

Literatur

- BARTA, G.: Der Zusammenhang der Exzentrizität des erdmagnetischen Feldes mit der Dreiaxigkeit der Erde. Abhandl. Geom. Inst. Potsdam 29, 12—21, 1962
- BROUWER, D.: A study of the changes in the rate of rotation of the earth. Astron. J. 57, 125—146, 1952a
- : A new discussion of the changes in the earth's rate of rotation. Proc. Nat. Acad. Sci. 38, 1—12, 1952b
- CURRIE, R. G.: Magnetic shielding properties of the earth's mantle. J. Geophys. Res. 72, 2623—2633, 1967
- : Geomagnetic spectrum of internal origin and lower mantle conductivity. J. Geophys. Res. 73, 2779—2786, 1968
- ECKHARDT, D. H., K. LARNER, und T. MADDEN: Long period magnetic fluctuations and mantle conductivity estimates. J. Geophys. Res. 68, 6279—6285, 1963
- JONES, H. S.: The rotation of the earth, and the secular accelerations of the sun, moon and planets. Monthly Notices Roy. Astron. Soc. 99, 541—558, 1939

- JUNG, K.: Zur Änderung der Rotationsgeschwindigkeit der Erde. *Z. Vermessungswesen* 91, 349—358, 1966
- MUNK, W. H., und G. J. F. McDONALD: *The rotation of the earth*. Cambridge, University Press, 1960.
- NAGATA, T., und T. RIKITAKE: The northward shifting of the geomagnetic dipole and stability of the axial magnetic quadrupole of the earth. *J. Geomagn. Geoelectr.* 14, 213—220, 1963
- PRICE, A. T.: The electrical conductivity of the earth. *Quart. J. Roy. Astron. Soc.* 11, 23—42, 1970
- RIKITAKE, T.: *Electromagnetism and the Earth's Interior*. Development in Solid Earth Physics, 2, Am. Elsevier Publ. Comp., Amsterdam, 1966
- ROCHESTER, G. M.: Geomagnetic westward drift and irregularities in the earth's rotation. *Phil. Trans. Roy. Soc. London A* 252, 531—555, 1960
- : Geomagnetic core-mantle coupling. *J. Geophys. Res.* 67, 4833—4836, 1962
- RODEN, B. R.: Electromagnetic core-mantle coupling. *Geophys. J.* 7, 361—374, 1963
- SMYLIE, D. E.: Magnetic diffusion in a spherically symmetric conducting mantle. *Geophys. J.* 9, 169—184, 1965
- VESTINE, E. H.: On variations of the geomagnetic field, fluid motions, and the rate of the earth's rotation. *J. Geophys. Res.* 58, 127—145, 1953
- WILHELM, H.: *Zeitliche Änderungen des erdmagnetischen Quadrupolfeldes und daraus folgende mögliche Einflüsse auf die Erdrotation*. Dissertation D7, Göttingen, 1968
- : Das zeitliche Verhalten des erdmagnetischen Quadrupolfeldes von 1835—1965. *Z. Geophys.* 35, 517—527, 1969

Eine neue Methode zur Bestimmung der terrestrischen Wärmestromdichte in Binnenseen

A New Method for the Determination of the Heat Flow in Lakes

Von R. HÄNEL, Hannover¹⁾

Eingegangen am 18. Oktober 1969

(in geänderter Fassung am 30. Juni 1970)

Zusammenfassung: Die Dichte des terrestrischen Wärmestromes kann aus Messungen in den Lockersedimenten am Boden von Binnenseen ermittelt werden, wenn die Meßstelle in mindestens 50 m Wassertiefe liegt und wenn man die Messungen im Herbst durchführt. Diese Bedingungen ergeben sich aus einer Betrachtung der raumzeitlichen Temperaturverteilung im Wasser von Binnenseen. An den Ergebnissen ist im wesentlichen noch eine Korrektur anzubringen wegen der durch den See hervorgerufenen Störung des Temperaturfeldes im Boden. Der Gesamtfehler der Methode wird auf $\pm 20\%$ oder kleiner geschätzt.

Um diese Möglichkeit auszunutzen, wurde eine Sonde gebaut, mit der folgende Größen gemessen werden können:

1. Die Temperaturdifferenz in Seeböden zwischen ca. 1,9 und 3,5 m Tiefe mit einem Fehler kleiner als $\pm 0,002$ grad.
2. Die Bodentemperatur mit dem Fehler $\pm 0,05$ grad.
3. Die Wärmeleitfähigkeit des Seesediments mit dem geschätzten Fehler $\pm 5\%$.
4. Die Neigung der Sonde auf $\pm 1^\circ$ und die Wassertiefe auf ± 2 m genau.

Die Sonde wiegt 25 kg.

Die Überprüfung der Methode in drei Seen am nördlichen Alpenrand ergab für die Wärmestromdichte durchaus plausible Werte um $2 \mu\text{cal}/\text{cm}^2\text{s}$.

Summary: The terrestrial heat flow can be determined from measurements in the unconsolidated sediments at the bottom of lakes, if the measuring point is covered by at least 50 m of water and if the measurements are carried out in autumn. These conditions follow from a consideration of the temperature variation in space and time occurring in the water of lakes. The results of such measurements are still to be corrected for the disturbance of the terrestrial temperature field caused by the lake itself. The error of the final result is estimated to be appr. $\pm 20\%$ or less.

In order to use this opportunity a probe was constructed which allows to measure the following quantities:

1. The temperature difference in lake bottoms in a depth between about 1,9 and 3,5 m, with an error smaller than $\pm 0,002$ degree.
2. The soil temperature with the error $\pm 0,05$ degree.
3. The heat conductivity of the lakes sediments with the estimated error $\pm 5\%$.
4. The inclination of the probe to ± 1 degree, and the water depth with an accuracy of ± 2 m.

The weight of the probe is 25 kg.

A check of the method in three different lakes at the northern border of the Alps yielded for the heat flow the plausible values of about $2 \mu\text{cal}/\text{cm}^2\text{s}$.

¹⁾ Dr. R. HÄNEL, Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung, 3 Hannover-Buchholz, Stilleweg 2.

1. Einleitung

Die Dichte des terrestrischen Wärmestromes ist die Wärmemenge, die pro Zeiteinheit und pro Flächeneinheit aus dem tiefen Untergrund zur Erdoberfläche strömt. Sie wird gewöhnlich ermittelt als Produkt aus dem Gradienten des Temperaturfeldes im Gebirge und der Wärmeleitfähigkeit des Gesteins, gemessen im Bereich des Temperaturgradienten.

Am Boden tiefer Ozeane sind solche Messungen prinzipiell einfach, weil hier das Temperaturfeld über sehr lange Zeiten konstant bleibt. Die günstigsten Voraussetzungen sind der Grund dafür, daß es gegenwärtig sehr viel mehr Wärmestromdichtewerte aus Tiefseeböden gibt als von Kontinenten.

Auf den Kontinenten bereitet nämlich die Bestimmung des ungestörten Temperaturgradienten Schwierigkeiten, da in der Nähe der Erdoberfläche die jahreszeitlichen Temperaturschwankungen der Luft das Temperaturfeld bis in 30 m Tiefe beeinflussen. Man ist daher auf Messungen in Bohrungen, Tunnelbauten oder Bergwerken angewiesen. Oft ist das Temperaturfeld sogar noch in über 100 m Tiefe durch Grundwasserbewegungen gestört. Hinderlich ist ferner, daß Bohrungen allein für Temperaturmessungen zu teuer sind.

Zwar wurden auch geothermische Untersuchungen in den Böden von Binnenseen bekannt; diese stellen aber nur eine gelegentliche Anwendung der für Messungen in tiefen Ozeanen entwickelten Methoden und Geräte dar [DIMENT and WERRE 1965, LUBIMOV and SHELYAGIN 1966, STEINHART and HART 1965].

Im folgenden wird über spezielle Untersuchungen zur Bestimmung der terrestrischen Wärmestromdichte in Binnenseen berichtet, die geeignet sind, das Netz der Meßpunkte auf den Kontinenten zu verdichten. Eine ausführliche Beschreibung der Methode kann der Arbeit von HÄNEL [1968] entnommen werden.

2. Die Binnenseesonde

Da auf Binnenseen oft nur kleine Boote zur Verfügung stehen, müssen die Sonde und die dazugehörigen Meßapparaturen leicht und handlich sein. Unter diesem Gesichtspunkt wurde die in Abb. 1 gezeigte Sonde gebaut. Sie wiegt 25 kg und die gesamte Meßeinrichtung 200 kg. Die Meßeinrichtung besteht im wesentlichen aus der Sonde, dem elektrischen selbsttragenden Kabel mit Motorwinde, dem Meßkasten mit den elektrischen Schaltungen, einem 12-V-Akkumulator, einer Stoppuhr und einer Boje.

Aus Versuchen im Seeburger See bei Göttingen und im Starnberger See geht hervor, daß diese Sonde, wenn sie 5 m über Grund von ihrem Halteseil gelöst wird und „frei“ fallen kann, mit ihrer Spitze ca. 3,5 m tief in die Seeablagerungen eindringt. Da erfahrungsgemäß in natürlichen, tiefen Seen die Ausbildung der Sedimente ähnlich ist, ist auch in anderen Seen eine Eindringtiefe von ca. 3,5 m zu erwarten.

Zwecks Bestimmung der Sondenposition wird im Sondenkopf die Wassertiefe mit einer Druckdose und die Neigung gegen das Lot mit einem Neigungsmesser gemessen.

Die Eindringtiefe in den Seeboden wird kontrolliert durch zwei parallele Stäbe, die dem Sondenkopf aufgesetzt sind. Den Glühbirnen des einen Stabes stehen Fotozellen des anderen Stabes gegenüber; das zwischen die Stäbe eindringende Material löscht eine entsprechende Anzahl dieser Lichtstrecken.

Mit der Sonde werden folgende Messungen ausgeführt:

2.1 Temperaturmessung

Die Temperatur wird mit einem Thermistor gemessen, der in der Mitte des Sondenstabes eingebaut ist. Als Meßschaltung dient die WHEATSTONESche Brücke, die mit Hilfe eines Potentiometers abgeglichen wird. Die gesamte Meßanordnung wurde mit einem geeichten Quecksilberthermometer kalibriert. Dabei ist zu beachten, daß einerseits die gewünschte Meßgenauigkeit durch eine Mindestspannung U_{\min} garantiert wird und andererseits der Leistungsabfall im Thermistor so klein bleibt, daß die gewünschte Meßgenauigkeit nicht durch Selbstaufheizung infolge Überschreitung einer maximalen Spannung U_{\max} gefährdet wird. Mithin gilt für die anzulegende Brückenspannung U

$$\frac{4 \delta U}{\beta \delta T} \leq U \leq 2 \sqrt{N R_x \delta T} . \quad (1)$$

Dabei bedeuten:

δU [V]	Anzeigempfindlichkeit des Brückenvoltmeters,
β [%/grad]	Temperaturkoeffizient des Thermistors,
δT [grad]	gewünschte Meßgenauigkeit,
N [Watt/grad]	Leistung, bei der sich ein Thermistor in 25 grad warmer Luft um 1 grad aufheizt (Firmenangabe),
R_x [Ω]	Thermistorwiderstand.

Die Meßgenauigkeit der gewählten Schaltung beträgt $\pm 0,05$ grad.

Die links stehende Minimalspannung ergibt sich aus den für eine halbsymmetrische Brücke geltenden Gesetzen. Die rechts angeschriebene Maximalspannung folgt fast unmittelbar aus der Bedeutung der Größe N . Wichtig ist, daß die Maximalspannung tatsächlich größer als die Minimalspannung ist.

2.2 Temperaturdifferenzmessung

Zur Bestimmung des Temperaturgradienten wird die Temperaturdifferenz über eine Distanz von ca. 160 cm gemessen. Als Meßelemente dienen zwei Thermistoren $R_x^{(1)}$ und $R_x^{(2)}$, die je in einem Brückenweig liegen. Ein an den Thermistoren auftretender Temperaturunterschied wird durch Kompensation der Brücke gemessen.

Im Bereich der angestrebten Genauigkeit von $\pm 0,002$ grad sind identische Thermistoren weder bezüglich des Widerstandes noch des Temperaturkoeffizienten erhältlich. Die Kalibrierung dieser Meßanordnung mußte daher so vorgenommen werden, daß

aus entsprechenden Meßreihen durch eine Ausgleichsrechnung mit Hilfe der Methode der kleinsten Quadrate eine bestmögliche Kurvenschar ermittelt wurde.

Sowohl bei der Temperaturmessung als auch bei der Temperaturdifferenzmessung werden künstlich gealterte Thermistoren von $100\text{ k}\Omega$ verwendet.

2.3 Wärmeleitfähigkeitsmessung in situ

Die Theorie der Wärmeleitfähigkeitsmessung in situ wird unter anderem von BUETTNER [1955] und LEE [1965] ausführlich beschrieben. Mit großem Erfolg wird das Prinzip der Nadelsonde angewendet. Darunter ist eine unendlich lange linienförmige oder zylinderförmige Wärmequelle zu verstehen. Die Bedingung der unendlich langen

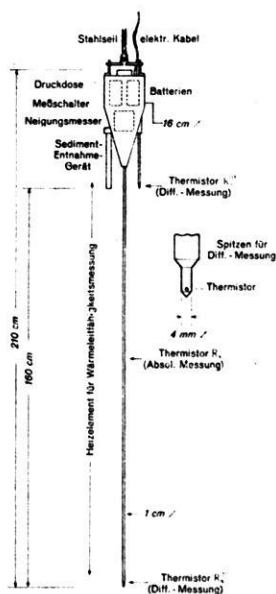


Abb. 1: Schematische Darstellung der Binnenseesonde.

Schematic representation of the lake probe.

Wärmequelle wird erfüllt, wenn der Durchmesser der Wärmequelle kleiner als $1/30$ der Länge ist [BLACKWELL 1956], und wenn der zeitliche Verlauf der Temperatur, aus dem dann die Wärmeleitfähigkeit des Sediments bestimmt wird, in der Mitte der Nadelsonde gemessen wird.

Die Gerätekonstante des als Zylinderquelle verwendeten Sondenstabes (Abb. 1) wurde nach einem Verfahren von BUETTNER errechnet. Die so erhaltene Berechnungsformel für die Wärmeleitfähigkeit wurde anschließend durch Eichmessungen in Paraffin überprüft. Die Wärmeleitfähigkeit des verwendeten Paraffins war zu diesem Zweck

mit einer von CREUTZBURG [1964] beschriebenen Apparatur gemessen worden. Der Vergleich ergab einen Unterschied von 6%, der vermutlich auf zu starke Vereinfachungen bei der Berechnung nach BUETTNER beruht.

In der Praxis muß etwa 10 Minuten lang geheizt werden. Man liest in regelmäßigen Zeitabständen die Temperatur ab und trägt sie in linearem Maßstab über einer logarithmischen Zeitskala auf. Die aufeinanderfolgenden Punkte liegen nach einer kurzen Einlaufzeit auf einer Geraden. Man entnimmt über einer Dekade der Zeitskala die Temperaturdifferenz ΔT_λ und erhält daraus die Wärmeleitfähigkeit

$$\lambda = 0,133 \frac{I^2}{\Delta T_\lambda} \text{ (cal/cm s grad)}, \quad (2)$$

wobei I der Heizstrom in Ampere ist. In dem Faktor 0,133 sind die Gerätekonstante und der Widerstand des Heizdrahtes enthalten. Der Fehler dieses Verfahrens beträgt ca. $\pm 5\%$. Ein Beispiel für eine solche Messung ist in Abb. 2 dargestellt. Man sieht, daß in der Tat die Temperaturdifferenz praktisch proportional zum Logarithmus der Zeit verläuft.

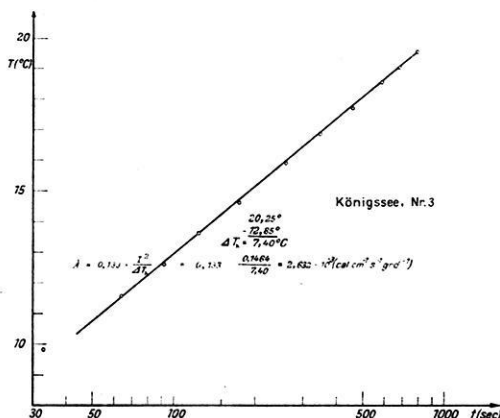


Abb. 2: Beispiel für eine Messung zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit in situ.

Example for a measurement for the determination of the conductivity in situ.

3. Korrekturen für die Auswertung der Meßergebnisse

3.1 Wassertemperaturgangkorrektur

Bei geothermischen Messungen in Binnenseen muß der für die terrestrische Wärmestromdichte repräsentative Temperaturgradient unter einer Wasserbedeckung bestimmt werden, die so gering ist, daß sich der jahreszeitliche Temperaturgang der Luft noch auf das Temperaturfeld im Seeboden auswirken kann.

Um diese Auswirkung abschätzen zu können, wurde ausgegangen von dem Temperaturverlauf in 50 m, 100 m und 200 m Wassertiefe. Entsprechende Beobachtungswerte wurden den Arbeiten von BURZ [1951], FOREL [1893], KÜHL [1928] und WACHTER [1959] entnommen und zum Teil durch geringfügige Interpolation entsprechend den angegebenen Temperaturtabellen vervollständigt (Abb. 3). Durch visuelle Mittelung wurden die stark ausgezogenen Temperaturkurven gewonnen und in eine endliche trigonometrische Reihe bis zur 11. Ordnung entwickelt. Das hierdurch im Untergrund verursachte zeitabhängige Temperaturfeld kann daraus bei Annahme reiner Wärmeleitung berechnet werden [CARSLAW und JAEGER 1959].

Die hier allein interessierende Temperaturdifferenz zwischen den Tiefen $z_2 = 3,5$ m und $z_1 = 1,9$ m, die von den Temperaturmeßstellen der Sonde normalerweise eingenommen werden, geteilt durch deren Abstand 1,6 m ist als Korrektur der Gradientenmessung ($\text{grad } T_k$) für verschiedene Wassertiefen H in Abb. 4 dargestellt. Der schraf-

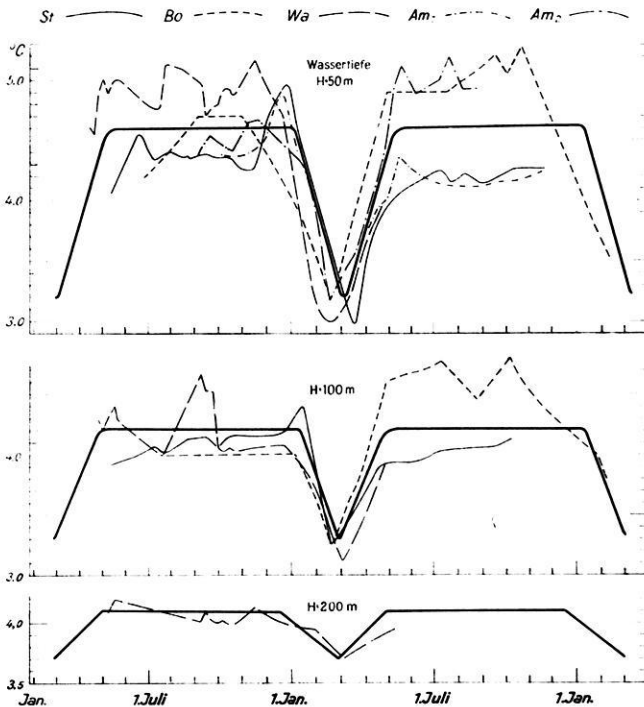


Abb. 3: Temperaturvariationen in Binnenseen in verschiedenen Wassertiefen H . Die stark ausgezogenen Linien sind durch visuelle Mittelung der Meßkurven gewonnen. St = Starnberger See, Wa = Walchensee, Bo = Bodensee, Am = Ammersee.

Variation of temperature in lakes with different water depths H . The thick lines are the visual means of the curves representing measured values.

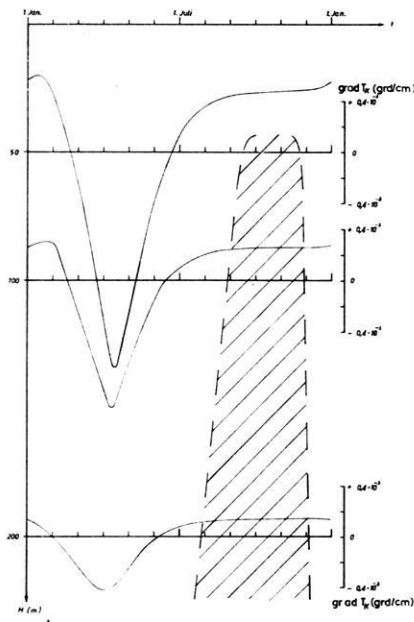


Abb. 4: Variationen der Korrekturgröße $\text{grad } T_k$ für die Tiefen $z_1 = 1,9 \text{ m}$, $z_2 = 3,5 \text{ m}$ in verschiedenen Wassertiefen H . In dem schraffierten Zeitintervall beträgt die Unsicherheit der Korrektur weniger als 20% des ungestörten Temperaturgradienten.

Variation of $\text{grad } T_k$ for the depths $z_1 = 1,9 \text{ m}$, $z_2 = 3,5 \text{ m}$ in different water depths H . In the hatched time interval inaccuracy of the correction is less than 20% of the normal temperature gradient.

fierte Zeitbereich im Herbst eignet sich offenbar am besten für die Messungen; zu anderen Jahreszeiten kann die Korrektur $\text{grad } T_k$ nur dann berechnet werden, wenn der Temperaturgang des Wassers über der Meßstelle bekannt ist, da bereits eine geringe Verschiebung des tatsächlichen Temperaturverlaufs (s. Abb. 3) einen großen Einfluß auf $\text{grad } T_k$ ausübt. In Wassertiefen kleiner als 50 m können Werte für $\text{grad } T_k$ nur mit Hilfe von fortlaufenden Temperaturregistrierungen in Meßpunktnähe erhalten werden. Bei Wassertiefen zwischen 50 m und 100 m müssen gegebenenfalls die Wasserzu- und -abflüsse sowie die Störungen im See beachtet werden.

Der Fehler, der durch die von der visuell gemittelten Kurve abweichenden Temperaturen entsteht und durch die schwankende Eindringtiefe der Sonde, wird für 50 m Wassertiefe auf ca. 20% geschätzt. Er wird mit zunehmender Tiefe kleiner.

3.2 Topographiekorrektur

In Abb. 5 ist der Einfluß eines Sees auf den Verlauf der Geoisothermen schematisch dargestellt. Man sieht, daß die Geoisothermen unterhalb des Seebodens gedrängt

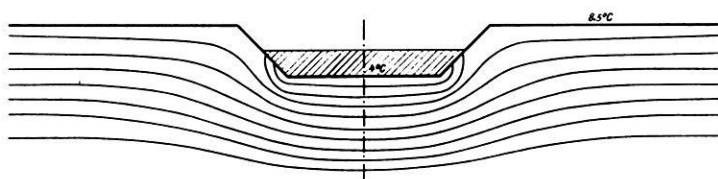


Abb. 5: Flächen gleicher Temperatur in einem schematischen Profil eines Sees.

Planes of equal temperature in a schematic profile of a lake.

werden. Ein im Sediment gemessener Temperaturgradient wird also stets größer sein als ein im ungestörten, ebenen Gelände gemessener Gradient. Die Störung wird um so größer, je tiefer und schmaler der See ist.

Für die topographischen Korrekturen wurde die Form der Seen durch entsprechende längssymmetrische oder rotationssymmetrische Formen angenähert und nur Punkte nahe der Seemitte betrachtet.

Das stationäre Temperaturfeld unter und neben einem See genügt der LAPLACESchen Gleichung. Im Falle eines achsialsymmetrischen Sees hat man:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0 \quad (3)$$

Bei rotationssymmetrischen Formen gilt:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial r^2} + \frac{\partial T}{r \partial r} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = 0 \quad (4)$$

Darin bedeuten:

T Temperatur,

x horizontale Koordinate, senkrecht zur Symmetrieachse,

z Vertikalkoordinate,

r Radialkoordinate.

Die Randbedingungen zu (3) lauten folgendermaßen (Bezeichnungen siehe Abb. 6):

$$\left. \begin{array}{l} \text{In der Fläche} \quad x \geq x_2, z = 0 \\ \text{ist} \quad T = T_1 \quad (= \text{mittlere Jahrestemperatur an der Erdoberfläche}). \\ \text{In} \quad x \leq x_1, z = z_1 \\ \text{ist} \quad T = T_2 \quad (= \text{mittlere Jahrestemperatur am Boden des Sees}). \\ \text{In} \quad x_1 \leq x \leq x_2, z = -z_1(x - x_2)/(x_2 - x_1) \\ \text{ist} \quad T_2 \leq T \leq T = T_1, \end{array} \right\} (5)$$

wobei T entsprechend den Temperaturbedingungen des zu untersuchenden Sees gewählt wird.

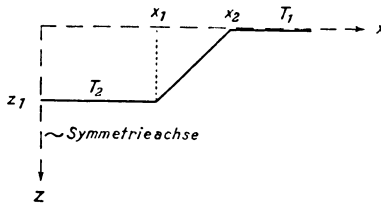


Abb. 6: Zur Berechnung des Temperaturfeldes in der Umgebung eines Sees.

Determination of the temperature field in the neighbourhood of a lake.

In der Symmetrieebene $x = 0$ gilt überall:

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0.$$

Mit wachsendem Abstand von der Störung (See) nähert sich die Temperatur ihrem ungestörten Wert:

für $\sqrt{x^2 + z^2} \rightarrow \infty$

wird $T = T_1 + g \cdot z,$

wobei g der ungestörte Temperaturgradient ist. Für den rotationssymmetrischen Fall wird in die Randbedingungen und in die Symmetriebedingungen statt x die Größe r eingesetzt.

Zur numerischen Lösung dieses Problems wurde ein Verfahren von COLLATZ [1955] in der Form benutzt, wie es auch MUNDY [1964] auf Probleme der Wärmeleitung angewandt hat. Dabei werden die Temperaturen in den Eckpunkten eines Quadratnetzes (Zähler $i \parallel x, j \parallel y$) iterativ so bestimmt, daß sie den jeweils gegebenen Differentialgleichungen angenähert genügen. Zu diesem Zweck werden, ausgehend vom Wert $T_{i,j}$ in (i, j) , die Werte in den benachbarten Gitterpunkten als TAYLOR-Entwicklung dargestellt. Es ist nämlich:

$$\left. \begin{aligned} T_{i+k,j} &= T_{i,j} + khT'_{i,j} + \frac{(kh)^2}{2!} T''_{i,j} + \frac{(kh)^3}{3!} T'''_{i,j} + \frac{(kh)^4}{4!} T^{(4)}_{i,j} + D_{i,j}^{(5)} \\ T_{i,j+l} &= T_{i,j} + lhT^{(')}_{i,j} + \frac{(lh)^2}{2!} T^{(')}_{i,j} + \frac{(lh)^3}{3!} T^{(')}_{i,j} + \frac{(lh)^4}{4!} T^{(')}_{i,j} + E_{i,j}^{(5)} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

kh und lh sind die mit den Koordinaten x bzw. y kommensurablen Abstände des Aufpunktes von den jeweils betrachteten Nachbarpunkten. Die Unbekannten sind hier die 1. bis 4. Ableitungen der Funktion T nach x und y , gekennzeichnet durch hochgesetzte Striche bzw. Striche in Klammern, insgesamt also 8 Unbekannte. Man stellt

nun diese Gleichungen für die 8 in der Umgebung von i, j liegenden Maschenpunkte auf, und zwar für $k = -2, -1, 1, 2, l = 0$ und $l = -2, -1, 1, 2, k = 0$ und erhält so ein inhomogenes Gleichungssystem, aus dem man insbesondere die in Gleichung (6) vorkommenden 2. Ableitungen bestimmen kann.

Auf diese Weise erhält man je einen Ausdruck für $\partial^2 T / \partial x^2$ und $\partial^2 T / \partial y^2$, in Form einer bewichteten Summe der Werte $T_{i+k, j}$ bzw. $T_{i, j+l}$ im Intervall:

$$-2 \leq k \leq +2, \quad l = 0$$

$$-2 \leq l \leq +2, \quad k = 0.$$

Diese Ausdrücke in die Potentialgleichung (4) eingesetzt führen zu:

$$T_{i, j} = \frac{1}{60} (-T_{i-2, j} + 16 T_{i-1, j} + 16 T_{i+1, j} - T_{i+2, j} - T_{i, j-2} + 16 T_{i, j-1} \\ + 16 T_{i, j+1} - T_{i, j+2} + \bar{D}_{i, j}^{(5)}).$$

Da das Restglied in der weiteren Rechnung nicht mitgeführt werden soll, wird anstelle von $T_{i, j}$ die Näherungsfunktion $V_{i, j}$ verwendet und man erhält:

$$V_{i, j} = \frac{1}{60} (16(V_{i\pm 1} + V_{i, j\pm 1}) - V_{i\pm 2} - V_{i, j\pm 2}) \quad (7)$$

Hierin ist $V_{i\pm 1, j} = V_{i+1, j} + V_{i-1, j}$ usw.

Voraussetzung dafür ist, daß das Restglied vernachlässigt werden kann, ist offenbar, daß die Maschenweite h klein genug gewählt wird.

Zur Bestimmung der Näherungswerte $V_{i, j}$ unmittelbar unterhalb des Seebodens und der Erdoberfläche wird eine einseitig unsymmetrische Umgebung von i, j in Betracht gezogen:

$$-2 \leq k \leq +2, \quad l = 0$$

$$-1 \leq l \leq +3, \quad k = 0.$$

Analog zu den Ausführungen oben erhält man:

$$V_{i, j} = \frac{1}{50} (-V_{i-2, j} + 16 V_{i-1, j} + 16 V_{i+1, j} - V_{i+2, j} + 11 V_{i, j-1} + 6 V_{i, j+1} \\ + 4 V_{i, j+2} - V_{i, j+3}). \quad (8)$$

Für die Eckpunkte ist eine zweiseitig unsymmetrische Umgebung zu verwenden. Mit:

$$-1 \leq k \leq +3, \quad l=0$$

erhält man:

$$-1 \leq l \leq +3, \quad k=0$$

$$V_{i,j} = \frac{1}{40} (11 V_{i-1,j} + 6 V_{i+1,j} + 4 V_{i+2,j} - V_{i+3,j} + 11 V_{i,j-1} + 6 V_{i,j+1} + 4 V_{i,j+2} - V_{i,j+3}). \quad (9)$$

Ähnlich findet man mit Hilfe der Gleichung (4) für die rotationssymmetrischen Seen:

$$V_{i,j} = \frac{1}{60} \left[- \left(1 - \frac{1}{r_0} \right) V_{i-2,j} + 16 \left(1 - \frac{1}{2r_0} \right) V_{i-1,j} + 16 \left(1 + \frac{1}{2r_0} \right) V_{i+1,j} - \left(1 + \frac{1}{r_0} \right) V_{i+2,j} - V_{i,j-2} + 16 V_{i,j-1} + 16 V_{i,j+1} - V_{i,j+2} \right] \quad (10)$$

für die einseitig unsymmetrische Umgebung:

$$V_{i,j} = \frac{1}{50} \left[- \left(1 - \frac{1}{r_0} \right) V_{i-2,j} + 16 \left(1 - \frac{1}{2r_0} \right) V_{i-1,j} + 16 \left(1 + \frac{1}{2r_0} \right) V_{i+1,j} - \left(1 + \frac{1}{r_0} \right) V_{i+2,j} + 11 V_{i,j-1} + 6 V_{i,j+1} + 4 V_{i,j+2} - V_{i,j+3} \right] \quad (11)$$

und für die zweiseitig unsymmetrische Umgebung:

$$V_{i,j} = \frac{1}{40 \left(1 + \frac{1}{4r_0} \right)} \left[11 \left(1 - \frac{3}{11r_0} \right) V_{i-1,j} + 6 \left(1 + \frac{3}{r_0} \right) V_{i+1,j} + 4 \left(1 - \frac{3}{2r_0} \right) V_{i+2,j} - \left(1 - \frac{1}{r_0} \right) V_{i+3,j} + 11 V_{i,j-1} + 6 V_{i,j+1} + 4 V_{i,j+2} - V_{i,j+3} \right]. \quad \dots (12)$$

Bei der praktischen Berechnung werden in die Gitterpunkte an der Erdoberfläche außerhalb des Sees die Jahresdurchschnittswerte eingetragen (Lufttemperatur aus dem Klimaatlas + 1 grd; KÖNIGSBERGER und MÜHLFELD [1911]). Am Seeboden wird zwischen dem gemessenen Wert und dem Seeufer gemäß (5) interpoliert. Nun setzt man

in dem Vertikalprofil, das am weitesten vom See entfernt liegt¹⁾, zunächst den normalen Temperaturgradienten (in Mitteleuropa z. B. 3 grd/100 m) an; in die übrigen Gitterpunkte trägt man geschätzte Temperaturwerte ein. Diese Werte justiert man nun mit Hilfe der Gleichungen (7), (8), (9) bzw. (10), (11), (12), wobei die Randwerte an der Oberfläche einschließlich Seeboden und in dem am weitesten entfernten Randprofil fest bleiben. Man erhält so im Meßpunkt, der gewöhnlich in der Mitte des Sees liegt, einen gerechneten Temperaturgradienten.

Für den Vergleich dieses gerechneten Temperaturgradienten mit dem im Seesediment gemessenen wird vorausgesetzt, daß der Wärmestrom unter dem Seeboden quellenfrei ist. Da im Modell die Wärmeleitfähigkeit $6 \cdot 10^{-3}$ cal/cm s grd (empirischer Mittelwert der Krustengesteine) angesetzt wird, während im Seesediment in der Umgebung der Sonde Werte um $2 \cdot 10^{-3}$ — $3 \cdot 10^{-3}$ cal/cm s grd gemessen werden, ist der gerechnete Gradient mit dem Verhältnis dieser beiden Werte zu multiplizieren, um mit dem gemessenen vergleichbar zu sein.

Durch passende Variation des Temperaturgradienten in dem Randprofil wird die im allgemeinen zunächst vorhandene Differenz zwischen dem gerechneten und dem gemessenen (und wegen der Zeitvariationen korrigierten) Gradienten im Meßpunkt iterativ auf einen Wert kleiner als 0,1 grd/100 m gebracht.

Der entsprechende, im letzten Rechengang angesetzte Gradient im Randprofil ist das gesuchte Ergebnis für die Korrekturrechnung.

Der Fehler dieses Verfahrens wird auf $\pm 5\%$ geschätzt.

3.3 Weitere Korrekturbetrachtungen

a) Sedimentationskorrektur: Zur Bestimmung der Sedimentationskorrektur geben von HERZEN and UYEDA [1963] eine Berechnungsformel an, die im wesentlichen die Sedimentationsgeschwindigkeit im Meßpunkt als bekannt voraussetzt. Sie wird in den vermessenen Seen auf 0,5 mm/Jahr geschätzt, woraus man eine Korrektur von +2% errechnet. Dieser Wert wurde bei allen Messungen berücksichtigt.

b) Migration des Wassers: Hierzu werden Korrekturverfahren von LEE [1965] angegeben. Unter plausiblen Annahmen errechnet man einen Einfluß von $< 0,1\%$, der offenbar vernachlässigt werden kann.

c) Wärmeerzeugung durch Zersetzung von tierischen und pflanzlichen Stoffen: Die Umsetzung der organischen Bestandteile erfolgt zum größten Teil im Kontakt mit sauerstoffreichem Wasser in den ersten 1—3 Jahren nach der Sedimentation. Darunter folgt die anaerobe Zone, in der nur noch geringe Umsetzungen stattfinden. Man kann abschätzen, daß der Einfluß der organischen Zersetzung auf die zu bestimmende Wärmestromdichte sicher weniger als 1% ausmacht.

¹⁾ Dieses Randprofil soll für die numerische Rechnung die ungestörten Verhältnisse unendlich großer Entfernung repräsentieren. Sein Abstand ist durch Probieren zu ermitteln.

4. Wärmestromdichtemessungen in Binnenseen

Es wird hier über Messungen im Starnberger See, Walchensee und Königssee berichtet. Aus Abb. 7 ist die Lage der Meßpunkte zu ersehen. Am häufigsten wurde im Starnberger See gemessen. Das Gerät wurde hier erprobt und die Methode überprüft.

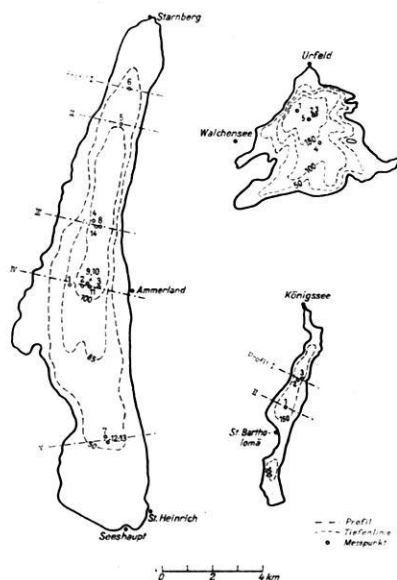


Abb. 7: Meßpunkte im Starnberger See, Walchensee und Königssee sowie Lage der für die topographische Korrektur benutzten Profile (die relative Lage der Seen entspricht nicht der Natur).

Measurements in the Starnberger See, Walchensee and Königssee and profiles of topographic correction (the relative position of the lakes is not real).

4.1 Die topographische Korrektur

Zur Berechnung der topographischen Korrektur wurden der Starnberger See und der Königssee durch längssymmetrische Formen angenähert. Die repräsentativen Profile verlaufen senkrecht zur Längsachse durch die Meßpunkte. Beim Starnberger See wurden diese Profile sowohl durch ein einfaches als auch durch ein stufenförmiges Modell angenähert. Da aber der Unterschied in der Korrekturgröße nur ca. 2% beträgt, wird nachfolgend nur das einfache Modell studiert.

Der Walchensee wurde durch eine rotationssymmetrische Form angenähert, wobei die mittlere Reliefhöhe bis 3 km vom Seeufer bestimmt wurde.

4.2 Diskussion der Meßwerte

In den Tabellen 1—3 sind die Meß- und Auswertergebnisse zusammengefaßt. Dabei haben die Spalten nacheinander folgende Bedeutung:

Meßpunktbezeichnung entsprechend der Abb. 7, Datum, Meßtiefe, Temperatur, gemessen in der Mitte des Sondenstabes, Neigung der Sonde, Wärmeleitfähigkeit des Sediments, gemessener Temperaturgradient grad T auf 1 cm bezogen, Wassertemperaturgangkorrektur grad T_k . In Spalte 9 ist der Temperaturgradient grad T_{stat} (= grad T + grad T_k + Sedimentationskorrektur + Neigungskorrektur) eingetragen. In Klammern wird angegeben, wieviel Prozent grad T_{stat} gemäß der topographischen Korrektur beträgt. Die Spalte 10 gibt den mit allen Korrekturen versehenen Temperaturgradienten grad ${}_k T$ wieder und Spalte 11 die dazugehörige Wärmestromdichte.

Das Mittel aller Werte in den einzelnen Seen beträgt:

Sarnberger See	$q = 2,08 \mu\text{cal/cm}^2\text{s}$
Walchensee	$q = 1,81 \mu\text{cal/cm}^2\text{s}$
Königssee	$q = 1,82 \mu\text{cal/cm}^2\text{s}$

Im Sarnberger See und Walchensee verursacht die Topographie des Seegrundes und die Umgebung der Seen eine Erhöhung der Wärmestromdichte um den Faktor 1,15—1,4 (siehe Tabelle 1—3). Im Königssee dagegen verursachen die hoch aufragenden Berge in der Umgebung des Sees eine Erhöhung der Wärmestromdichte um den Faktor 2,5. An diesem Beispiel wird die Notwendigkeit der topographischen Korrektur für Seen im Gebirge besonders deutlich.

Da im Sarnberger See mehrere Messungen erfolgten, können die Werte nach verschiedenen Gesichtspunkten zusammengefaßt werden, wobei der mittlere Fehler aus den Abweichungen der Einzelwerte vom Mittelwert der bekannten Beziehung berechnet wurde:

Meßpunkte 2—14	$q = (2,08 \pm 0,08) \mu\text{cal/cm}^2\text{s}$
1966	$q = (2,18 \pm 0,11) \mu\text{cal/cm}^2\text{s}$
1967	$q = (1,96 \pm 0,11) \mu\text{cal/cm}^2\text{s}$
Nord (Punkte 5, 6)	$q = 2,37 \mu\text{cal/cm}^2\text{s}$
Mitte (2—4, 8—11, 14)	$q = (2,06 \pm 0,05) \mu\text{cal/cm}^2\text{s}$
Süd (Punkte 7, 12, 13)	$q = 1,95 \mu\text{cal/cm}^2\text{s}$
Wassertiefe $H < 100$ m (Punkte 6, 7, 12, 13)	$q = (2,10 \pm 0,30) \mu\text{cal/cm}^2\text{s}$
Wassertiefe $H \geq 100$ m (Punkte 2—5, 8—11, 14)	$q = (2,07 \pm 0,05) \mu\text{cal/cm}^2\text{s}$

Man erkennt, daß die mittleren Fehler der Mittelwerte stets kleiner als 20% sind. Der systematische Fehler aus dem Jahresgang der Lufttemperatur kann erst nach Messungen über mehrere Jahre ermittelt werden. Er deutet sich aber bereits in den Unterschieden der Ergebnisse von 1966 und 1967 an.

Tabelle 1: Starnberger See

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Lfd. Nr.	Datum	Tiefe (m)	absolute Temperatur (°C)	Neigung (Grad)	Neigung $\lambda \cdot 10^3$ (cal/cm s grad)	$\text{grad } T \cdot 10^3$ (grad/cm)	$\text{grad } T_k \cdot 10^3$ (grad/cm)	$\text{grad } T_{\text{stat}} \cdot 10^3$ (grad/cm) einschließlich ΔT_k , Neigungs- und Sedimentationskorrektur	$\text{grad}_k T \cdot 10^3$ (grad/cm)	$q = \lambda \cdot \text{grad}_k T$ ($\mu\text{cal/cm}^2\text{s}$)
1	15. 9. 66	88	4,25	16	2,77	0,4309	—*	1,1344 (120%)	0,9453	1,93
2	27. 9. 66	107	4,15	18	2,04	0,8200	0,255	1,0686 (122%)	0,8759	1,98
3	28. 9. 66	104	4,15	16	2,26	0,7668	0,255	1,0800 (124%)	0,8710	1,97
4	29. 9. 66	115	4,15	36	2,26	0,6781	0,225	1,2456 (125%)	0,9965	2,15
5	30. 9. 66	100	4,25	8	2,16	0,9569	0,260	1,0362 (120%)	0,8635	2,59
6	30. 9. 66	76	4,30	4	3,00	0,7100	0,310	0,9685 (115%)	0,8422	2,56
7	1. 10. 66	60	4,40	5	3,04	0,5748	0,380	1,2154 (126%)	0,9646	2,11
8	12. 11. 66	115	4,15	5	2,19	0,9674	0,225	1,2467 (121%)	1,0303	2,22
9	27. 4. 67	108	4,02	3	2,16	1,9450	— 0,740	1,3513 (121%)	1,1168	2,30
10	28. 4. 67	110	4,01	2	2,06	2,0350	— 0,740	1,1530 (120%)	0,9608	1,87
11	8. 8. 67	116	4,05	2	1,95	0,9386	0,195	0,9258 (115%)	0,8050	1,66
12	9. 8. 67	57	4,22	4	2,07	0,5240	0,390	1,0198 (115%)	0,8868	1,62
13	9. 8. 67	57	4,26	4	1,82	0,6160	0,390	1,3827 (126%)	1,0974	2,06
14	9. 8. 67	117	3,96	2	1,88	1,1686	0,190			

*) Gradientenmessungen gestört

Tabelle 2: Walchensee

1	5. 11. 66	193	4,00	—	1,87	1,2020	0,145	1,3710 (138%)	0,9935	1,86
2	8. 11. 66	192	4,00	1	2,26	0,8212	0,145	0,9826 (134%)	0,7333	1,66
3	8. 11. 66	193	4,00	1	2,14	0,8100	0,145	0,9712 (134%)	0,7248	1,55
4	8. 11. 66	145	4,03	1	3,15	0,7675	0,180	0,9629 (127%)	0,7582	2,39
5	8. 11. 66	193	4,00	5	2,25	0,7650	0,145	0,9287 (131%)	0,7098	1,60

Tabelle 3: Königssee

1	10. 11. 66	177	4,80	2	2,71	1,2080	0,155	1,3879 (225%)	0,6168	1,67
2	10. 11. 66	188	4,80	1	2,60	1,6890	0,145	1,8678 (250%)	0,7471	1,94
3	10. 11. 66	188	4,80	2	2,63	1,7070	0,145	1,8872 (267%)	0,7068	1,86

4.3 Vergleich mit anderen Wärmestromdichten

In Abb. 8 sind in einer Karte die bisher gemessenen Wärmestromdichten eingetragen. Im einzelnen sind die Ergebnisse den Arbeiten folgender Autoren entnommen: CLARK [1961], CREUTZBURG [1964], HÄNEL [1966a, 1966b], HÜCKEL und KAPPELMEYER [1966], KAPPELMEYER [1966], KAPPELMEYER und HÄNEL [1967].



Abb. 8: Dichte des terrestrischen Wärmestromes in der Bundesrepublik Deutschland, Österreich und in der Schweiz.

- | | |
|--------------------|-------------------|
| ● Bergwerksmessung | ○ Bohrlochmessung |
| ♣ Tunnelmessung | + Seemessung |

Heat flow in Federal Republic of Germany, Austria and Switzerland.

- | | |
|----------------------|--------------------------|
| ● mine measurement | ○ drill hole measurement |
| ♣ tunnel measurement | + lake measurement |

Aufgrund der relativ wenigen Werte für dieses große Gebiet ist eine eindeutige Zunahme oder Abnahme der Wärmestromdichten in einer bestimmten Richtung nicht zu erkennen. Dabei muß beachtet werden, daß die hohen Werte in Salzdiapiren gemessen sind und die Verhältnisse ihrer Umgebung nicht repräsentieren. Die einzige deutlich ausgebildete Anomalie deutet sich in dem Wert $2,9 \mu\text{cal}/\text{cm}^2\text{s}$ bei Landau an. Die Binnenseewerte fügen sich gut in die bereits vorhandenen Werte im Bereich der Voralpen und Alpen ein.

Bemerkenswert ist, daß die Werte im Gebiet Starnberger See—Walchensee eine systematische Abnahme nach Süden anzuzeigen scheinen.

In 10—15 km Entfernung vom Königssee liegt ein Wert aus dem Salzbergwerk Berchtesgaden mit $0,8 \mu\text{cal}/\text{cm}^2\text{s}$ vor. Dieser Wert ist wesentlich kleiner als die im Königssee gemessene Wärmestromdichte. Wahrscheinlich ist der niedrige Wert durch das Alter und die damit verbundene starke Auskühlung des Bergwerks bedingt.

Danksagung

Zahlreiche Hinweise und fruchtbare Anregungen erhielt ich von Herrn Prof. Dr.-Ing. O. ROSENBACH, Herrn Dr. O. KAPPELMEYER, Herrn Prof. Dr. A. HAHN, Herrn Dr. E. MUNDRY und Herrn Dr. I. WENDT. Ihnen möchte ich hierfür danken. Schließlich sei noch auf die Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft hingewiesen, die durch die Bewilligung der erforderlichen Mittel die Untersuchungen ermöglichte. Die umfangreichen Korrekturrechnungen wurden im Deutschen Rechenzentrum in Darmstadt durchgeführt.

Literatur

- BLACKWELL, J. H.: The axial-flow error in the thermal-conductivity probe. *Can. J. Phys.* 34, 412—416, 1956
- BUETTNER, K.: Evaluation of soil heat conductivity with cylindrical test bodies. *Trans. Am. Geophys. Union* 36 (5), 831—837, 1955
- BURZ, J.: Der Wärmehaushalt des Ammersees. Naturschutzbund in Bayern e.V., München 1951
- CARSLAW, H. S., and J. C. JAEGER: *Conduction of heat in solids*. Clarendon Press, Oxford, 2. Aufl., 1959
- CLARK, S. P.: Heat flow in the Austrian Alps. *Geophys. J.* 6, 54—63, 1961
- COLLATZ, L.: *Numerische Behandlung von Differentialgleichungen*. 2. Aufl., Berlin/Göttingen/Heidelberg 1955
- CREUTZBURG, H.: Untersuchungen über den Wärmestrom der Erde in Westdeutschland. *Kali und Steinsalz*, 73—108, 1964
- DIMENT, W. H., and R. W. WERRE: Heat flux through the bottom of meromictic lake. *Trans. Am. Geophys. Union* 46 (7), 175—176, 1965

- FOREL, F. A.: Temperaturverhältnisse des Bodensees. Schriften d. Ver. f. Geschichte d. Bodensees, Lindau, 22, 1—25, 1893
- HÄNEL, R.: Temperaturmessungen im Bohrloch Singen. Bericht d. Nieders. Landesamtes f. Bodenforschung, Hannover, 1966a
- : Temperaturmessungen im Bohrloch Donaustetten (Ulm). Bericht d. Nieders. Landesamtes f. Bodenforschung, Hannover, 1966b
- : Untersuchungen zur Bestimmung der terrestrischen Wärmestromdichte in Binnenseen. Dissertation Clausthal, 1968
- HERZEN, R. P. VON, and S. UYEDA: Heat flow through the Eastern Pacific Floor. *J. Geophys. Res.* 68, 4230—4240, 1963
- HÜCKEL, B., und O. KAPPELMEYER: Geothermische Untersuchungen im Saarkarbon. *Z. deut. geol. Ges.* 117, 280—311, 1966
- KAPPELMEYER, O.: Bericht über die Bestimmung der ursprünglichen Gebirgstemperatur im Salzbergwerk Berchtesgaden. Bericht d. Nieders. Landesamtes f. Bodenforschung, Hannover, 1966
- KAPPELMEYER, O., und R. HÄNEL: Temperaturmessungen im Oberrheintal. Bericht d. Nieders. Landesamtes f. Bodenforschung, Hannover, 1967
- KÖNIGSBERGER, J., und MÜHLFELD, M.: Über Messungen der geothermischen Tiefenstufe, deren Technik und Verwertung zur geologischen Prognose und über neue Messungen in Mexiko. *Neues Jb. f. Mineral., Stuttgart, Beil.-Bd.* 31, 1911
- KÜHL, F.: Untersuchungen über Temperaturverhältnisse und Sichtigkeit im Walchensee und Kochelsee in den Jahren 1921—1923. *Arch. Hydrobiol., Suppl.* 6, Tab. 1, 57—95, 1928
- LEE, H. K.: Terrestrial heat flow. *Geoph. Monogr. No. 8, Am. Geoph. Union Publ.* 1288, Washington, 1965
- LUBIMOVA, E. A., and V. A. SHELYAGIN: Heat flow through the bottom of lake Baykal. *Doklady (USSR), Earth Science, Transl. by Am. Geol. Inst., Washington, Vol.* 171, 25—28, 1966
- MUNDRY, E.: Zur Berechnung der Gebirgstemperatur bei der Grubenbewetterung mit Anwendung zur Vorausbestimmung von Bohrlochtemperaturen. Dissertation Clausthal, 1964
- STEINHART, J. S.: A study of heat flow and thermal properties in Seneca Lake, New York. *Trans. Am. Geophys. Union* 46 (1), 175—176, 1965
- STEINHART, J. S., and S. R. HART: Terrestrial heat flow-measurements in lake bottoms. *Sci. Washington, Vol.* 149, No. 3691, 1499—1501, 1965
- WACHTER, H.: Würm- und Ammersee: Ein hydrographischer Vergleich. *Gewässer u. Abwässer* 6, 1—51, 1959

Versuch einer Einteilung von Gesteinen nach gefügekundlichen und elektrischen Größen

Rock Classification on the Basis of Fabric and Electric Parameters

Von W. BITTERLICH und H. WÖBKING, Innsbruck¹⁾

Eingegangen am 29. August 1969

Zusammenfassung: Es wird ein Einteilungsprinzip für Gesteine beschrieben, das auf gefügekundlichen und elektrischen Gesteinsparametern basiert. Ein einfaches Modell für das Porengefüge einer Gesteinsscheibe wird gewählt, um durch Leitfähigkeits(σ_G)-, Permeabilitäts(k)- und Porositäts(Φ)-Messungen zu einer Klassifizierung zu gelangen. Als Kriterium für die Einteilung dienen die Funktionen $\sigma_G = \sigma_G(\Phi)$, $k = k(\Phi)$ und $\sigma_G = \sigma_G(k)$.

Summary: A principle of rock classification is described on the basis of fabric and electric parameters of rock. A simple model is chosen for the pore structure of a rock disk in order to reach classification by measuring conductivity (σ_G), permeability (k), and porosity (Φ). The relations $\sigma_G = \sigma_G(\Phi)$, $k = k(\Phi)$ and $\sigma_G = \sigma_G(k)$ are taken as the criterion of classification.

1. Einleitung

Im Rahmen des VLF-Projektes Innsbruck haben die Verfasser [BITTERLICH 1967, WÖBKING 1968] eine Anzahl verschiedener Gesteine, die in Form dünner Scheiben vorlagen, auf ihre elektrischen Eigenschaften hin untersucht. Es wurde der Frequenzgang der Dielektrizitätskonstante und der elektrischen Leitfähigkeit gemessen, und zwar mit Hilfe einer Kapazitäts-Verlustfaktor-Brücke für den Frequenzbereich von 30 Hz bis 300 kHz. Da die Geometrie der Gesteine und der Elektroden bekannt war, konnten die Leitfähigkeiten der Gesteinsproben sehr genau (Fehler maximal $\pm 4\%$) bestimmt werden. Bei diesen Versuchen wurde der Wassergehalt der Gesteine variiert — es wurde aber zur Sättigung bei allen Proben dasselbe Wasser (mit gleichen elektrischen Eigenschaften) verwendet.

Bei diesen Messungen fiel auf, daß einige Proben im gesättigten Zustand eine Leitfähigkeit zeigten, die invers zur Porosität war. Angeregt durch diese Erscheinung soll nun untersucht werden, ob derartige Ergebnisse theoretisch zu deuten sind. Bei den diesbezüglichen Betrachtungen fällt automatisch ein Einteilungsmodus an, der auf gefügekundlichen und elektrischen Parametern basiert.

Es wird nicht eine Einteilung angegeben werden, die mit petrographischen oder mineralogischen Aspekten korreliert; es wird vielmehr untersucht werden, inwieweit man aufgrund der elektrischen Leitfähigkeit, der Permeabilität und der Porosität Einteilungsprinzipien für Gesteine aufstellen kann.

¹⁾ Univ.-Doz. Dr. WOLFRAM BITTERLICH, Innsbruck, Kaiser-Franz-Josef-Str. 5.
Dr. HANS WÖBKING, Montanwerke Brixlegg/Tirol.

Es wurde bewußt auf die Einführung weiterer Gesteinsparameter, die für die elektrische Leitfähigkeit und die Permeabilität relevant sein mögen — wie mittlere Kapillarität, Kapillarremanenz, Korngröße, innere Porenoberfläche etc. — verzichtet. Alle diese Größen sind in den Mittelwerten r , T und n implizit enthalten.

Um die Mittelwerte eliminieren zu können, war es notwendig, ein relativ primitives Modell zu benutzen und eine Klassifizierung in nur drei Gruppen vorzunehmen.

Zu den Mittelwertbildungen sei gesagt, daß für die charakteristischen Größen der Porenkanälchen das arithmetische Mittel benutzt wird, um anstelle der elektrischen bzw. der hydraulischen Tortuosität die „geometrische“ Tortuosität verwenden zu können.

1. Theoretische Betrachtungen

1.1 Der Einteilungsmodus

Vorbemerkung: Die in diesem Aufsatz verwendeten Größen weichen etwas von denen, die üblicherweise benutzt werden, ab. Der Grund dafür ist darin zu suchen, daß hier nicht zwischen einer „elektrischen“ und einer „hydraulischen“ Tortuosität — siehe z. B. SCHOPPER [1966] — unterschieden werden soll. Statt dieser beiden Größen wird T , die geometrische Tortuosität, eingeführt.

Da die Aussagen über gefügekundliche Größen durch Messungen an runden Gesteinsscheiben erfolgen soll, wird mit A die Deckfläche (Grundfläche) und mit d die Dicke der Scheiben bezeichnet.

Um möglichst einfache Zusammenhänge zu bekommen, sollen sich die folgenden Betrachtungen auf ein idealisiertes Gestein beziehen. Idealisiert bedeutet in diesem Fall:

- Die Porosität wird von durchgehenden Porenkanälchen hervorgerufen.
- Die Porenkanälchen bilden kein kommunizierendes System miteinander.
- Die Poren werden als nicht gekrümmte, relativ zu einer planen Oberfläche geneigte Kanälchen betrachtet.
- Der Querschnitt der Poren sei kreisförmig und über die gesamte Länge eines Kanälchens konstant. Siehe hierzu Abb. 1.

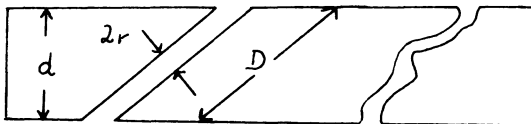


Abb. 1: Querschnitt einer Gesteinsscheibe.

Cross section through a disk of rock.

Rechts: „normales“ Porenkanälchen.

Right: "normal" pore channel.

Links: idealisiertes Porenkanälchen.

Left: idealized pore channel.

Das Volumen eines i -ten Porenkanälchens mit dem Radius r_i und der wahren Länge D_i ist

$$V_i = \pi r_i^2 D_i. \quad (1)$$

Wenn N solcher Kanälchen vorhanden sind, ist das gesamte Porenvolumen V_P

$$V_P = i \sum \pi r_i^2 D_i. \quad (2)$$

Für die nachfolgende Betrachtung ist es zweckmäßig, eine Mittelwertbildung durchzuführen, nämlich

$$\frac{i \sum \pi r_i^2 D_i}{N} = \pi r^2 D, \quad (3)$$

d. h., man definiert mit (3) zur Vereinfachung ein „Einheitsporenkanälchen“ mit dem Radius r und der Länge D , das an die Stelle der wahren Kanälchen treten soll. Das Porenvolumen nimmt nun die Form

$$V_P = i \sum \pi r_i^2 D_i = N \pi r^2 D \quad (4)$$

an. Führt man weiterhin die Porendichte $n = N/A$ und die geometrische Tortuosität $T = D/d$ ein, so gilt für die Porosität

$$\Phi = \frac{V_P}{V_{\text{gesamt}}} = \frac{N \pi r^2 D}{A \cdot d} = n \pi r^2 \cdot T. \quad (5)$$

Die Porosität ist also eine Funktion der Porendichte n , des Radius r und der Tortuosität T .

Es sollen nun drei Grenzfälle für die Porosität $\Phi(n, r, T)$ definiert werden und zwar derart, daß für eine Gesteinsart zwei der variablen Größen als konstant betrachtet werden. Somit ergibt sich folgende Einteilung:

a) n -Typ mit $r = \text{const.}$ und $T = \text{const.}$

$$\Phi = \Phi(n) = (\pi r^2 T) \cdot n = C' n \quad (6)$$

$$n = \frac{\Phi}{\pi r^2 T} \quad (7)$$

b) t -Typ mit $r = \text{const.}$ und $n = \text{const.}$

$$\Phi = \Phi(T) = (\pi r^2 n) T = C'' \cdot T \quad (8)$$

$$T = \frac{\Phi}{\pi r^2 n} \quad (9)$$

c) r -Typ mit $n = \text{const.}$ und $T = \text{const.}$

$$\Phi = \Phi(r) = (\pi n T) r^2 = C''' \cdot r^2 \quad (10)$$

$$r^2 = \frac{\Phi}{\pi n T} \quad (11)$$

(Es ist selbstverständlich möglich, noch weitere Typen zu definieren, indem man nur eine Variable als konstant betrachtet. Die theoretischen Betrachtungen werden dann aber sehr unübersichtlich und führen zu Ergebnissen, die im Experiment nur sehr schwer nachzuprüfen sind. Aus diesem Grunde wird obige Einteilung in drei Typen beibehalten.)

Es soll nun versucht werden, Zusammenhänge zwischen Gesteinsgrößen zu finden, die eine Typisierung nach den oben erwähnten drei Klassen zulassen und die im Experiment leicht nachzuprüfen sind.

Nach Ansicht der Verfasser sind Porosität, Gesteinsleitfähigkeit und Permeabilität (Durchlässigkeit) Größen, die sich mit einem vertretbaren Aufwand an Geräten messen lassen, die andererseits auch recht anschauliche Begriffe darstellen.

Da die Porosität eine dominierende Rolle für die Leitfähigkeit gesättigter Gesteine und für deren Permeabilität zu spielen scheint, soll der Zusammenhang dieser Größen für die drei erwähnten Typen von Gesteinen unter den genannten vereinfachenden Voraussetzungen theoretisch abgehandelt und gegebenenfalls als Kriterium zur Einteilung unbekannter Gesteine benutzt werden.

1.2 Die Gesteinsleitfähigkeit als Funktion der Porosität (bei Sättigung)

Hier soll nur der Fall betrachtet werden, daß die elektrische Leitfähigkeit eines flüssigkeitsgesättigten Gesteins allein durch die Flüssigkeit (Porenwasser) hervorgerufen wird, d. h., man vernachlässigt die Leitfähigkeit des reinen (trockenen) Gesteins. Diese Vernachlässigung ist sicherlich zulässig, wenn die betrachteten Proben kein gut leitendes Material (Erz) enthalten. In den erwähnten Fällen lag die Leitfähigkeit des trockenen Gesteins bei ca. $10^{-10} \text{ S cm}^{-1}$, die des Porenwassers bei etwa $10^{-4} \text{ S cm}^{-1}$. Bedenken mögen sich gegen die relativ niedere Leitfähigkeit des Porenwassers richten, da die folgenden Betrachtungen vorwiegend für höhere σ_w gelten. Da aber die beschriebenen Messungen u. U. am Anstehenden oder in Bohrlöchern ausgeführt werden müssen, erschien die Verwendung von Wasser mittlerer Leitfähigkeit gerechtfertigt.

Das zur Tränkung der Gesteinsscheiben benützte Wasser habe die Leitfähigkeit σ_w . Die Leitfähigkeit des mit Wasser gesättigten Gesteins sei σ_G . Dann gelten folgende Beziehungen:

Der Leitwert G_i , hervorgerufen durch ein „mittleres“ Porenkanälchen mit dem Radius r und der Länge D , ist gegeben durch

$$G_i = \sigma_w \cdot \frac{\pi r^2}{D}, \quad (12)$$

bei N Porenkanälchen gilt für die gesamte Leitfähigkeit G :

$$G = i \sum G_i = \sigma_w \cdot \frac{N \pi r^2}{D}. \quad (13)$$

Für eine scheibenförmige Probe mit der Kontaktfläche A [cm²] und der Dicke d [cm] wird folgender Leitwert definiert:

$$G = \sigma_G \cdot \frac{A}{d} \quad (14)$$

Der Vergleich von (13) und (14) liefert

$$\sigma_G \cdot \frac{A}{d} = \sigma_w \cdot \frac{N \pi r^2}{D},$$

mit $T = D/d$ und $n = N/A$ ergibt sich

$$\sigma_G = \sigma_w \cdot \frac{N \pi r^2 d}{A \cdot D} = \sigma_w \cdot n \cdot \pi r^2 \cdot T^{-1}. \quad (15)$$

Die Gesteinsleitfähigkeit ist somit eine Funktion von r , T und n . Die Leitfähigkeit σ_w des Porenwassers soll als konstant angenommen werden.

Führt man auch hier die Typisierung wie im Abschnitt 1.1 ein, so erhält man:

a) n -Typ

$$\sigma_G = \sigma_G(n) = (\sigma_w \cdot \pi r^2 T^{-1}) n \quad (16)$$

mit Gleichung (7):

$$\sigma_G = \frac{\sigma_w}{T^2} \cdot \Phi = c' \cdot \Phi. \quad (17)$$

Die Gesteinsleitfähigkeit ist bei konstantem T und r der Porosität Φ proportional.

b) r -Typ

$$\sigma_G = \sigma_G(T) = (\sigma_w \cdot n \pi r^2) \cdot T^{-1} \quad (18)$$

mit (9) erhält man:

$$\sigma_G = \sigma_w \cdot n^2 \pi^2 r^4 \Phi^{-1} = c'' \cdot \Phi^{-1}. \quad (19)$$

In diesem Fall ist die Gesteinsleitfähigkeit (bei konstantem n und r) dem Kehrwert der Porosität proportional.

c) r -Typ

$$\sigma_G = \sigma_G(r) = (\sigma_w n \pi T^{-1}) r^2. \quad (20)$$

Setzt man Gleichung (11) ein, so ergibt sich:

$$\sigma_G = \frac{\sigma_w}{T^2} \Phi = c''' \Phi, \quad (21)$$

d. h. eine Proportionalität zwischen der Gesteinsleitfähigkeit und der Porosität.

Man erkennt, daß sich ein Gestein vom t -Typ durch den Zusammenhang $\sigma_G \sim \Phi^{-1}$ von den Gesteinen des r - und n -Typs mit $\sigma_G \sim \Phi$ unterscheiden würde. Weiterhin wird deutlich, daß sich aufgrund von Leitfähigkeitsmessungen die n - und r -Typen nicht trennen lassen. Die (geo)physikalische Erklärung für das letzte Ergebnis ist darin zu suchen, daß es für die Gesteinsleitfähigkeit gleichgültig ist, ob eine bestimmte Porosität durch viele kleine oder wenige große Poren hervorgerufen wird.

Man hat somit nach weiteren Beziehungen zu suchen, um auch ein r -Gestein von einem n -Gestein trennen zu können. Hierzu bietet sich die Untersuchung der Permeabilität k in ihrer Abhängigkeit von der Porosität an.

1.3 Die Permeabilität als Funktion der Porosität

Bei laminarer Strömung einer Flüssigkeit durch die Porenkanälchen einer Gesteinscheibe mit der Oberfläche A [cm²] und der Dicke d [cm] gilt das d-Arcy'sche Gesetz [ENGELHARDT, PITTER 1951]

$$Q = k \cdot \frac{\Delta p}{d} \cdot \frac{A}{\eta}, \quad (22)$$

wobei k die Permeabilität, $\Delta p/d$ der Druckgradient, η die Zähigkeit und Q die Durchflußmenge/sec darstellen.

Die Bedingungen für laminaren Fluß sind von PRANDTL [1944] und CORRENS [1941] angegeben.

Die Durchflußmenge/sec Q_i durch ein i -tes Porenkanälchen mit dem Radius r , der Länge D , bei einem Druckgradienten $\Delta p/D$ und einer Zähigkeit η der Flüssigkeit ist nach HAGEN/POISEUILLE

$$Q_i = \frac{\Delta p \cdot \pi r^4}{8 \eta d}. \quad (23)$$

Für N Porenkanälchen gilt:

$$Q = i \sum Q_i = \frac{N \cdot \pi r^4 \Delta p}{8 \eta D}. \quad (24)$$

Vergleicht man Gleichung (22) mit (24), so erhält man für die Permeabilität (bis auf einen Dimensionsfaktor)

$$k = \frac{n\pi r^4}{8T} = 0,392 \cdot n r^4 \cdot T^{-1}, \quad (25)$$

k ist eine Funktion von r , n und T .

Betrachtung der Permeabilität unter Beachtung der oben eingeführten Gesteinstypen ergibt:

a) n -Typ

$$k = k(n) = \left(\frac{\pi}{8} r^4 \cdot T^{-1} \right) n \quad (26)$$

mit Gleichung (7) erhält man

$$k = \frac{r^2}{8T^2} \Phi = c^* \Phi. \quad (27)$$

Die Permeabilität ist für den Fall des konstanten Radius und einer konstanten Tortuosität proportional zur Porosität.

b) t -Typ

$$k = k(T) = \left(\frac{\pi}{8} r^4 n \right) \cdot T^{-1}. \quad (28)$$

Unter Verwendung von Gleichung (9) ergibt sich

$$k = \frac{n^2 \pi^2 r^6}{8} \cdot \Phi^{-1} = c^{**} \cdot \Phi^{-1}, \quad (29)$$

d. h. die Permeabilität ist bei konstantem r und n proportional zum reziproken Wert von Φ .

c) r -Typ

$$k = k(r) = \left(\frac{\pi}{8} n \cdot T^{-1} \right) r^4. \quad (30)$$

Mit (11) erhält man

$$k = \frac{1}{8T^3 n \pi} \cdot \Phi^2 = c^{***} \Phi^2. \quad (31)$$

Bei konstantem n und T ist die Permeabilität proportional zum Quadrat der Porosität.

Die Permeabilität in ihrer Abhängigkeit von der Porosität bietet somit eine Möglichkeit zur Einteilung eines Gesteins in eine der drei Gruppen.

1.4 Zusammenhang zwischen Leitfähigkeit und Permeabilität.

Berechnung der konstanten Gesteinsparameter

Man kann nun noch einen Schritt weitergehen und für jeden der drei Typen einen Zusammenhang zwischen der Gesteinsleitfähigkeit und der Permeabilität aufsuchen. Man erhält nach leichter Umrechnung folgende Ergebnisse:

a) *n*-Typ

Unter Verwendung der Formeln (16) und (26) ergibt sich

b) *t*-Typ $\sigma_G \sim k$

Die Kombination der Gleichungen (18) und (28) ergibt:

c) *r*-Typ $\sigma_G \sim k$

Gleichung (20) und (30) ergeben:

$$\sigma_G \sim k^{0.5}.$$

Hier läßt sich der *r*-Typ klar von den beiden anderen Typen unterscheiden.

Weiterhin bietet sich die Möglichkeit, aus den Proportionalitätsfaktoren die konstanten Gesteinsparameter zu berechnen.

a) *n*-Typ

$$T = \sqrt{\frac{\sigma_w}{c'}} \quad (32)$$

$$r = \sqrt{\frac{8 \sigma_w c^*}{c'}} \quad (33)$$

b) *t*-Typ

$$r = \sqrt{\frac{8 \sigma_w c^{**}}{c''}} \quad (34)$$

$$n = \frac{c''}{8 \pi \sigma_w c^{**}} \sqrt{\frac{c'''}{\sigma_w}} \quad (35)$$

c) *r*-Typ

$$T = \sqrt{\frac{\sigma_w}{c'''}} \quad (36)$$

$$n = \frac{1}{8 \pi c^{***}} \sqrt{\left(\frac{c'''}{\sigma_w}\right)^3} \quad (37)$$

In der folgenden Tabelle sollen kurz die wichtigsten theoretischen Ergebnisse zusammengestellt werden.

Tabelle 1: Charakterisierung der Gesteinstypen.

<i>n</i> -Typ	<i>t</i> -Typ	<i>r</i> -Typ
$r, T = \text{const.}$	$n, r = \text{const.}$	$n, T = \text{const.}$
$\Phi \sim n$	$\Phi \sim T$	$\Phi \sim r^2$
$\sigma_G \sim \Phi$	$\sigma_G \sim \Phi^{-1}$	$\sigma_G \sim \Phi$
$k \sim \Phi$	$k \sim \Phi^{-1}$	$k \sim \Phi^2$
$\sigma_G \sim k$	$\sigma_G \sim k$	$\sigma_G \sim k^{0.5}$

2. Experimentelle Ergebnisse

Mit der schon erwähnten Kapazitäts-Verlustfaktor-Brücke wurde für Sandsteine, Dolomit und Siderit die Leitfähigkeit als Funktion der Frequenz gemessen. Es zeigte sich bei 100%iger Wassersättigung ein leichter Frequenzgang der Gesteine. Zum Vergleich wurden die Werte bei 10 kHz ausgewählt, da bei dieser Frequenz Elektrodeneffekte ausgeschaltet werden konnten. Die Porosität Φ und die Durchlässigkeit k wurden mit der von den Verfassern [BITTERLICH 1967, WÖBKING 1968] angegebenen Apparatur ermittelt, die der von DÜRBAUM [1961] angegebenen Meßeinrichtung entsprach. Die Meßfehler von Φ liegen bei maximal $\pm 7\%$, der maximale Fehler von k beträgt $\pm 8\%$.

Da von den Gesteinen nur wenige Proben vorlagen, können die experimentellen Ergebnisse allenfalls Hinweise auf die geschilderte Typisierung geben. Um die Gültigkeit eines solchen Einteilungsprinzips exakt nachzuweisen, bedürfte es eines sehr umfangreichen Untersuchungsmaterials.

Für Siderite (Fundort Siegerland) wurde folgender Zusammenhang zwischen Leitfähigkeit und Porosität gemessen: $\sigma_G \sim \Phi^{0,9}$. Hier wäre u. U. eine Zuordnung zum n - oder r -Typ möglich.

Für Dolomite aus dem Schwespatbergbau Großkogel Reith bei Brixlegg erhält man folgende Ergebnisse:

$$\text{roter Dolomit: } \sigma_G \sim \Phi^{1,6}$$

$$\text{weißer Dolomit: } \sigma_G \sim \Phi^{1,8}$$

$$\text{gelber Dolomit: } \sigma_G \sim \Phi^{1,4}$$

Eine Zuteilung zu den drei Typen ist hier kaum möglich. Am ehesten käme eine Zugehörigkeit zum n - oder r -Typ in Frage. Allerdings muß erwähnt werden, daß diese Dolomitproben sehr viele Spalt- und Haarrisse aufweisen, wodurch wahrscheinlich die Meßergebnisse verfälscht werden.

Für hellen Dolomit des Bergbaues Falkenstein/Schwarz in Tirol ergab sich: $\sigma_G \sim \Phi^{-0,8}$. Hier könnte man von einem t -Gestein sprechen.

Sandsteine aus St. Odile/Vogesen ergaben: $\sigma_G \sim \Phi$. Es liegt ein n - oder r -Gestein vor.

An Sandsteinen aus Herrenalb/Schwarzwald konnte die Leitfähigkeit als Funktion der Permeabilität bestimmt werden: $\sigma_G \sim k^{0,3}$; man könnte von einem r -Typ sprechen.

Für Sandsteine aus Galzein/Tirol wurde gefunden: $\sigma_G \sim \Phi^{-1,4}$, was etwa einer Zuordnung zum t -Typ entspräche.

Vergleicht man die theoretischen Forderungen mit den experimentell erhaltenen Ergebnissen, so zeigt sich, daß in einigen Fällen die Theorie recht gut durch die Experimente bestätigt wird, in anderen Fällen, z. B. bei den Dolomitproben, liefert die Theorie allenfalls eine qualitative Deutung. Die Abweichung von Theorie und Experiment wird darauf zurückzuführen sein, daß ein Gestein mit der eingangs erwähnten Idealisierung seines Gefüges in der Natur nicht oder nur selten vorkommt.

Schlußfolgerungen

Die theoretischen Forderungen konnten durch die experimentellen Ergebnisse nur zum geringen Teil verifiziert werden. In bezug auf die Übereinstimmung von Experiment und Theorie sind zwei Hauptprobleme zu diskutieren.

1. Das den Betrachtungen zugrunde gelegte sehr einfache Modell wird kaum das Porengefüge eines natürlichen Gesteins auch nur näherungsweise richtig wiedergeben. Andererseits sollte die Einteilung der Gesteine nur über die Messung der elektrischen Leitfähigkeit, der Permeabilität und der Porosität erfolgen, wodurch die Verwendung eines derart einfachen Gesteinsmodells notwendig wurde.
2. Die Anzahl der Messungen ist sehr gering, so daß eine Entscheidung zu Gunsten oder Ungunsten des Gesteinsmodells und des Einteilungsprinzips nicht getroffen werden kann.

Vielleicht wird es sich als günstiger erweisen, jeweils zwei der Größen n , T und r zu variieren; dann aber ist es notwendig, einen weiteren Gesteinsparameter, der abhängig ist von n , T und r — vielleicht eine kapillare Größe oder die innere Porenfläche — meßtechnisch und theoretisch zu erfassen.

Anmerkung

Die in diesem Aufsatz beschriebenen Forschungsarbeiten wurden z. T. von der Regierung der Vereinigten Staaten von Amerika und vom Fond zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung, Österreich, unterstützt.

This research has been sponsored in part by the United States Government under US-Contract No. F61052-69-C-0007.

Literatur

- BITTERLICH, W.: Jahresbericht 1967 des VLF-Forschungsprojektes. Contract 61(052)–902
- CORRENS, C. W.: Die Messung der Durchlässigkeit der Gesteine. Öl und Kohle 41, 1247 bis 1253, 1942
- DÜRBAUM, H. J.: Porosität und Durchlässigkeit von Gesteinen. In: Lehrbuch der angewandten Geologie, 1. Band, von A. BENTZ, Stuttgart 1961
- ENGELHARDT, W. v., und H. PITZER: Über die Zusammenhänge zwischen Porosität, Permeabilität und Korngrößen bei Sanden und Sandsteinen. Heidelberger Beiträge zur Mineralogie und Petrographie 2, 477–491, 1951
- PRANDTL, L.: Führer durch die Strömungslehre. Braunschweig 1944
- SCHOPPER, J. R.: A Theoretical Investigation on the Formation Factor/Permeability/Porosity Relationship Using a Network Model. Geophysical Prospecting 24, 301–341, 1966
- WÖBKING, H.: Über den Frequenzgang der Dielektrizitätskonstante und der elektrischen Leitfähigkeit bei Gesteinen und über die Bedeutung der elektrischen Gesteinsparameter für die Bestimmung gefügekundlicher Größen. Dissertation Innsbruck 1968

Ionenbahnen in einem platten- und zylinderförmigen Aspirationskondensator bei ebenem bzw. parabolischem Luftgeschwindigkeitsprofil

Ion Paths in Plane and Cylindrical Aspiration Condensers with Plane or Parabolic Air Stream Velocity Profile

Von J. EICHMEIER, München¹⁾

Eingegangen am 6. Juni 1970

Zusammenfassung: Bei der Strömung ionenhaltiger Luft durch einen an Spannung liegenden Aspirationskondensator wird das am Kondensatoreingang ebene Luftströmungsprofil in Strömungsrichtung parabolisch verformt. Für die beiden Grenzfälle des genau ebenen und parabolischen Strömungsprofils werden unter der Annahme laminarer Strömung die Ionenbahnen berechnet und der Bahnverlauf aufgezeichnet. Im Fall des ebenen Strömungsprofils ergeben sich beim Plattenkondensator als Ionenbahnen geneigte Geraden und beim Zylinderkondensator parabelähnliche Bahnkurven. Im Fall des parabolischen Strömungsprofils erhält man für beide Kondensatortypen zum Teil s-förmig verlaufende Bahnkurven. Durch eine passend gewählte Normierung der Rechenergebnisse wird die zeichnerische Darstellung der Ionenbahnen von Kondensatorspannung, Ionenbeweglichkeit, Strömungsdruckabfall und Luftreibungskoeffizienten unabhängig.

Summary: The velocity profile of an air stream flowing through a charged aspiration condenser varies downstream from an exactly plane to an exactly parabolic shape. For these two cases the ion paths are calculated and plotted assuming laminar flow. For a plane velocity profile the ion paths are inclined straight lines in the plate condenser and similar to parabolas in the cylindrical condenser. For a parabolic velocity profile partly s-shaped ion paths are obtained in both condensers. If the equations resulting from the calculations are suitably standardized, the drawings of the ion paths become independent from condenser voltage, ion mobility, drop of air pressure and viscosity of the air.

Einleitung

Zur Messung von Beweglichkeit und Konzentration der in atmosphärischer Luft durch die natürlichen Ionisatoren gebildeten Ladungsträger (atmosphärische Ionen genannt) sowie zur Messung der Luftleitfähigkeit dient die Aspirationsmethode [EBERT 1901, GERDIEN 1903, ISRAËL 1957]. Sie besteht darin, daß die ionenhaltige

¹⁾ Priv.-Doz. Dr.-Ing. JOSEPH EICHMEIER, Institut für Technische Elektronik, Technische Universität München, 8 München 2, Arcisstr. 21.

atmosphärische Luft laminar und mit konstanter Geschwindigkeit durch einen platten- oder zylinderförmigen „Aspirationskondensator“ gesaugt und im elektrischen Kondensatorfeld teilweise entionisiert wird. Die theoretischen Grundlagen solcher Aspirationskondensatoren wurden bereits in zwei früheren Arbeiten [EICHMEIER 1968, 1969] ausführlich diskutiert, ohne daß dabei auf den Verlauf der Ionenbahnen im Kondensator näher eingegangen wurde. Dieser Bahnverlauf wird im folgenden für einen Platten- und Zylinderkondensator unter der Annahme laminarer Luftströmung mit ebenem bzw. parabolischem Geschwindigkeitsprofil berechnet und graphisch dargestellt.

2. Allgemeine Ionenbahngleichung

Die atmosphärischen Ladungsträger, die mit dem Luftstrom in den Aspirationskondensator gelangen, beschreiben zwischen der Eintrittsstelle und der Meßelektrode Bahnen, die durch zwei Geschwindigkeitskomponenten bestimmt werden (vgl. Abb. 1): eine y -Komponente $v_y(z)$ bzw. eine radiale Komponente $v_r(r)$, die vom elektrischen Kondensatorfeld herrühren, und eine axiale $v_z(y)$ bzw. $v_z(r)$, die der Luftstrom hervorruft. Sind diese beiden Geschwindigkeitskomponenten

$$v_y(z) = \frac{\partial y}{\partial t} \quad \text{und} \quad v_z(y) = \frac{\partial z}{\partial t} \quad (1a)$$

bzw.

$$v_r(r) = \frac{\partial r}{\partial t} \quad \text{und} \quad v_z(r) = \frac{\partial z}{\partial t} \quad (1b)$$

jeweils bekannt, so erhält man die Gleichung der Ionenbahnen aus den Beziehungen:

$$\frac{\partial z / \partial t}{\partial y / \partial t} = \frac{dz}{dy} = \frac{v_z(y)}{v_y(z)} \quad (2a)$$

bzw.

$$\frac{\partial z / \partial t}{\partial r / \partial t} = \frac{dz}{dr} = \frac{v_z(r)}{v_r(r)} \quad (2b)$$

durch Integration:

$$z = \int dz = \int \frac{v_z(y)}{v_y(z)} dy \quad (3a)$$

bzw.

$$z = \int dz = \int \frac{v_z(r)}{v_r(r)} dr. \quad (3b)$$

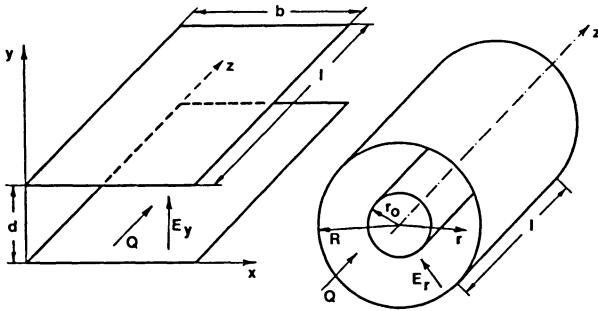


Abb. 1: Elektrodenanordnung eines platten- bzw. zylinderförmigen Aspirationskondensators für atmosphärische Ionen.

Q = Luftstromrichtung, E_y , E_r = elektrische Feldstärke.

Electrodes of a plane and cylindrical aspiration condenser for atmospheric ions.

Q = air stream, E_y , E_r = electrical field strength.

Die Geschwindigkeitskomponente $v_y(z)$ bzw. $v_r(r)$ ist die Driftgeschwindigkeit der Ionen im elektrischen Feld des Aspirationskondensators. Sie ergibt sich aus dem Produkt der Ionenbeweglichkeit k und der elektrischen Feldstärke E :

$$v_y(z) = kE_y = k \frac{U}{d} \quad (4a)$$

bzw.

$$v_r(r) = -kE_r = -\frac{kU}{r \ln \frac{R}{r_0}} \quad (4b)$$

(U = Kondensatorspannung, d = Plattenabstand; R , r_0 = Elektrodenradien des Zylinderkondensators, r = Abstand von der Achse des Zylinderkondensators; das Minuszeichen in Gl. (4b) rührt davon her, daß hier die Geschwindigkeitskomponente $v_r(r)$ und der Radiusvektor r entgegengesetzte Richtung haben).

Die Geschwindigkeitskomponente $v_z(y)$ bzw. $v_z(r)$ hängt von der Art und vom Geschwindigkeitsprofil der axialen Luftströmung im Aspirationskondensator ab. Bei laminarer Luftströmung (mit achsenparallelen Stromfäden) ist die Strömungsgeschwindigkeit am Kondensatoreingang über die ganze Eintrittsöffnung konstant (ebenes Strömungsprofil). Beim Weiterwandern mit der Strömung wird das ebene Strömungsprofil infolge der Reibung der einzelnen Luftschichten aneinander und an den Rohrwänden zu einem Paraboloid verformt (vgl. Abb. 2). Bis zur vollständigen Ausbildung dieses parabolischen Strömungsprofils muß die Strömung eine bestimmte „Anlauf-

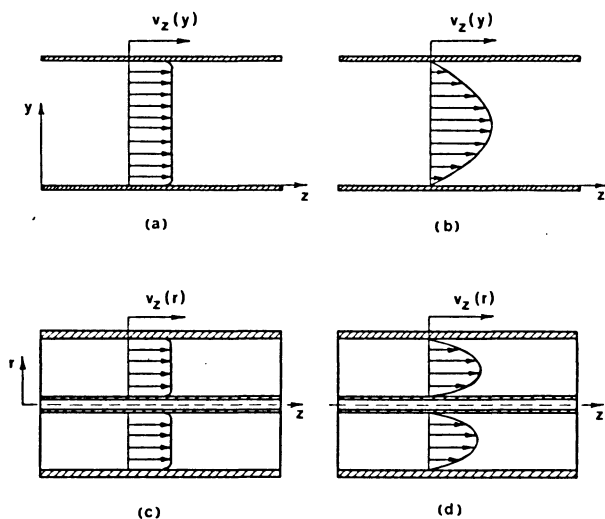


Abb. 2: Ebenes und parabolisches Geschwindigkeitsprofil der laminaren Luftströmung in einem Aspirationskondensator mit Platten- (a, b) bzw. Zylinderelektroden (c, d).

Plane and parabolic velocity profile of the laminar air stream in an aspiration condenser with plane (a, b) and cylindrical electrodes (c, d).

länge“ l_a zurücklegen, die im Falle eines Rohrs mit dem Radius R nach Messungen von NIKURADSE (vgl. SCHLICHTING [1958] und SCHMEER [1966]):

$$l_a \approx 0,12 \cdot R_e \cdot R \quad (5)$$

beträgt¹⁾. Diese Gleichung gilt auch für Zylinderkondensatoren mit großem Verhältnis R/r_0 . R_e bedeutet darin die REYNOLDSsche Zahl, die nach SCHLICHTING [1958] und SCHMEER [1966] aus der Beziehung

$$R_e = \frac{2 v_m (R - r_0)}{\nu} = \frac{2 Q}{\pi (R + r_0) \nu} \quad (6)$$

berechnet werden kann¹⁾. (v_m = mittlere Strömungsgeschwindigkeit [in cm/sec], Q = Luftfördermenge [in cm³/sec], ν = kinematische Zähigkeit = 0,15 cm²/sec für Luft von 20°C und 760 Torr).

¹⁾ Nach HÜTTE [1955] (vgl. auch HOEGL [1963]) ist dagegen $l_a = 0,058 \cdot R_e \cdot R$, wobei

$$R_e = \frac{v_m (R - r_0)}{2 \nu} = \frac{Q}{2 \pi (R + r_0) \nu}$$

beträgt.

Bei den üblichen Aspirationskondensatoren mit Zylinderelektroden und einem Außenradius $R = 5$ cm beträgt die REYNOLDSSche Zahl für eine Luftfördermenge von 1...20 m³/h nach Gl. (6) größenordnungsmäßig $Re = 170...3500$. Mit $R = 5$ cm wird daher die erforderliche Anlaufstrecke nach Gl. (5) je nach Luftfördermenge $l_a \approx 1...20$ m. Daraus folgt, daß die Luftströmung nur in relativ kurzen (Kondensatorlänge $l \ll l_a$) und weiten ($R \approx 5$ cm) Aspirationskondensatoren ihr ebenes Strömungsprofil beibehält. In allen anderen Fällen, wo l etwa die gleiche Größenordnung wie l_a hat, wird das Strömungsprofil vom Kondensatoreingang bis zum Ausgang stetig verformt, bis es im Grenzfall parabolisch verläuft. Eine genaue Berechnung der Ionenbahnen ist in diesen Fällen auch unter der Annahme laminarer Strömung nicht möglich. Um trotzdem eine Vorstellung vom Verlauf der Ionenbahnen in einem platten- und zylinderförmigen Aspirationskondensator zu erhalten, sollen die Ionenbahnen jeweils für die beiden Grenzfälle, nämlich für eine laminare Luftströmung mit ebenem bzw. parabolischem Geschwindigkeitsprofil berechnet und aufgezeichnet werden.

3. Ionenbahnen in einem Plattenkondensator bei laminarer Luftströmung

a) Ebenes Geschwindigkeitsprofil

In diesem Fall (vgl. Abb. 2 a) ist in Gl. (3a) $v_z(y) = \text{const} = v$. Mit Gl. (4a) erhält man dann aus Gl. (3a) durch Integration die Bahngleichung $z(y)$ der Ionen [ISRAËL 1957]:

$$z = \frac{vd}{kU}(y - y_0) \quad (7)$$

(v = Luftgeschwindigkeit, k = Ionenbeweglichkeit, U, d = Spannung bzw. Abstand zwischen den Kondensatorplatten, y_0 = Ioneneintrittsstelle).

Nach Gl. (7) sind die Bahnen für Ionen einer bestimmten Beweglichkeit k parallel, zu den Kondensatorplatten geneigte Geraden. Setzt man in Gl. (7) $z/v = Z$ (Z ist dabei eine normierte Größe) und stellt die Funktion $y = f(kUZ)$ für den gegebenen Kondensator graphisch dar, so erhält man für verschiedene Eintrittsstellen y_0 die Ionenbahnen der Abb. 3a. Diese Darstellung gilt für beliebige Luftgeschwindigkeiten, Ionenbeweglichkeiten und Kondensatorspannungen. Eine Änderung der Ionenbeweglichkeit oder der Kondensatorspannung hat lediglich eine Änderung des Abszissenmaßstabs zur Folge.

b) Parabolisches Geschwindigkeitsprofil

Am Ende der Anlaufstrecke nimmt die laminare Strömung in einem Plattenkondensator ein Geschwindigkeitsprofil nach Abb. 2b entsprechend folgender Gleichung an [BERKER 1963, SZABO 1963]:

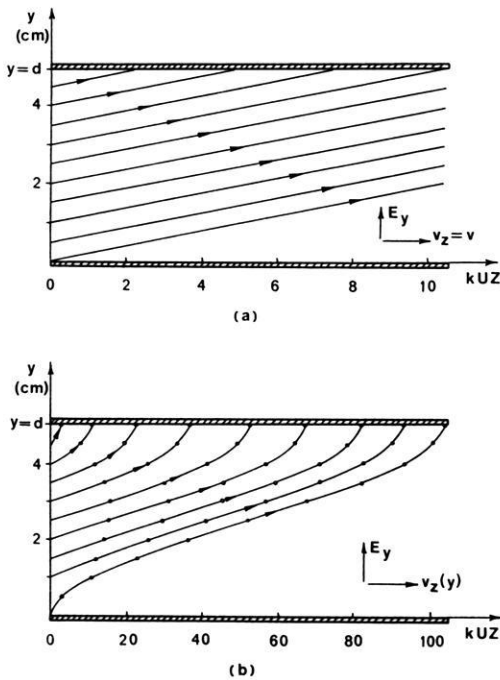


Abb. 3: Verlauf der Ionenbahnen in einem plattenförmigen Aspirationskondensator für verschiedene Eintrittsstellen y_0

- a) bei laminarer Luftströmung mit ebenem Geschwindigkeitsprofil,
 b) bei laminarer Luftströmung mit parabolischem Geschwindigkeitsprofil.

Ion paths in a plane aspiration condenser for different points of entrance, y_0 , and
 a) laminar air stream with plane velocity profile,
 b) laminar air stream with parabolic velocity profile.

$$v_z(y) = \frac{1}{2\eta} \frac{dp}{dz} (yd - y^2) \quad (8)$$

(η = Koeffizient der inneren Luftreibung, dp/dz = konstanter axialer Druckabfall im Kondensator).

Setzt man die Gln. (8) und (4a) in Gl. (3a) ein und integriert, so ergibt sich mit der Randbedingung $y = y_0$ für $z = 0$ die Gleichung der Ionenbahnen für eine laminare Luftströmung mit parabolischem Geschwindigkeitsprofil:

$$z = \frac{1}{2\eta} \frac{dp}{dz} \frac{d}{kU} \left[\frac{d}{2} (y^2 - y_0^2) - \frac{1}{3} (y^3 - y_0^3) \right]. \quad (9)$$

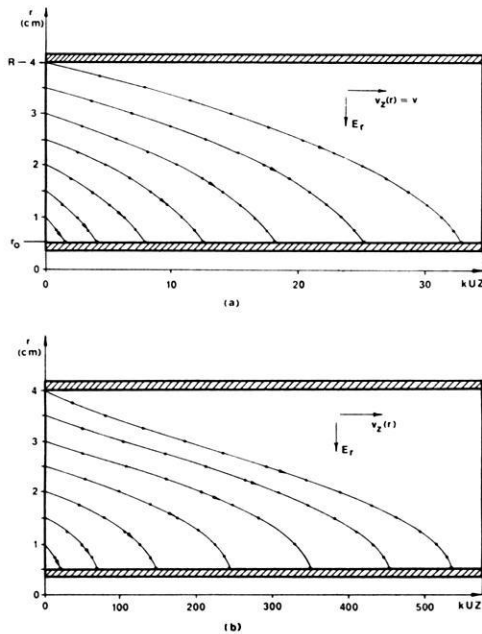


Abb. 4: Verlauf der Ionenbahnen in einem zylinderförmigen Aspirationskondensator für verschiedene Eintrittsradien r_e

- bei laminarer Luftströmung mit ebenem Geschwindigkeitsprofil,
- bei laminarer Luftströmung mit parabolischem Geschwindigkeitsprofil.

Ion paths in a cylindrical aspiration condenser for different radii of entrance, r_e , and

- laminar air stream with plane velocity profile,
- laminar air stream with parabolic velocity profile.

Ersetzt man in Gl. (9) die z -Koordinate durch die normierte Größe $Z = 2 \eta z / (dp/dz)$ und stellt die Funktion $y = f(kUZ)$ für den gegebenen Kondensator graphisch dar, so erhält man für verschiedene Ioneneintrittsstellen y_0 die Ionenbahnen der Abb. 3b. Diese Darstellung gilt ähnlich wie Abb. 3a für beliebige Lufttreibungskoeffizienten, Druckabfälle, Kondensatorspannungen und Ionenbeweglichkeiten. Eine Änderung der Ionenbeweglichkeit oder der Kondensatorspannung hat wie in Abb. 3a nur eine entsprechende Änderung des Abszissenmaßstabs zur Folge.

4. Ionenbahnen in einem Zylinderkondensator bei laminarer Luftströmung

a) Ebenes Geschwindigkeitsprofil

Für diesen Fall (vgl. Abb. 2c) ist in Gl. (3b) $v_z(r) = \text{const} = v$ zu setzen. Mit Gl. (4b) ergibt sich dann aus Gl. (3b) durch Integration die Bahngleichung $z(r)$ der

Ionen (vgl. SIKSNA [1952]):

$$z = \frac{v}{2kU} (r_e^2 - r^2) \ln \frac{R}{r_0} \quad (10)$$

($v = Q/\pi (R^2 - r_0^2)$ = Luftströmungsgeschwindigkeit, k = Ionenbeweglichkeit, U = Kondensatorspannung, R , r_0 = Radius der Außen- bzw. Innenelektrode, r_e = Abstand der Ioneneintrittsstelle von der Kondensatorachse).

Auch hier kann man ähnlich wie beim Plattenkondensator $2z/v = Z$ setzen. Stellt man die Funktion $y = f(kUZ)$ für einen bestimmten Kondensator graphisch dar, so erhält man für verschiedene Eintrittsradien r_e die Ionenbahnen der Abb. 4a.

b) Parabolisches Geschwindigkeitsprofil

Für das Geschwindigkeitsprofil, das sich am Ende der Anlaufstrecke in einem Zylinderkondensator einstellt (vgl. Abb. 2d) gilt die Gleichung [BERKER 1963]:

$$v_z(r) = \frac{1}{4\eta} \frac{dp}{dz} \left[r_0^2 - r^2 + (R^2 - r_0^2) \frac{\ln(r_0/r)}{\ln(r_0/R)} \right] \quad (11)$$

(η = Koeffizient der inneren Luftreibung, dp/dz = axialer Druckabfall im Kondensator).

Gl. (11) und Gl. (4b) in Gl. (3b) eingesetzt, ergibt nach Integration mit der Randbedingung $r = r_e$ für $z = 0$ die Gleichung der Ionenbahnen für verschiedene Eintrittsradien r_e :

$$z = \frac{1}{16\eta} \frac{dp}{dz} \frac{\ln(R/r_0)}{kU} \left[(r^2 - r_e^2)(r^2 + r_e^2 - 2R^2) + \frac{2(R^2 - r_0^2)}{\ln(R/r_0)} \left(r^2 \ln \frac{R}{r} - r_e^2 \ln \frac{R}{r_e} \right) \right] \quad \dots (12)$$

(R , r_0 = Radius des Außen- bzw. Innenzylinders, r_e = Abstand der Ioneneintrittsstelle von der Kondensatorachse).

Führt man in Gl. (12) die normierte Größe $Z = 16 \eta z / (dp/dz)$ ein, so ergibt die Darstellung der Funktion $r = f(kUZ)$ für verschiedene Eintrittsradien r_e die Ionenbahnen der Abb. 4b. Auch diese und die Bahnen der Abb. 4a gelten für beliebige Luftreibungskoeffizienten, Druckabfälle, Kondensatorspannungen und Ionenbeweglichkeiten. Änderungen dieser Größen haben nur eine entsprechende Änderung des Abszissenmaßstabes zur Folge.

Wie ein Vergleich der Abb. 3a und 3b bzw. 4a und 4b zeigt, treten die durch das Strömungsprofil verursachten Änderungen der Ionenbahnen besonders in Elektrodennähe in Erscheinung. Bei parabolischem Geschwindigkeitsprofil ergibt sich im Platten-

und Zylinderkondensator für einen Teil der Ionenbahnen ein s-förmiger Verlauf. Da sich das Geschwindigkeitsprofil längs der Kondensatorachse innerhalb der betrachteten Grenzen im allgemeinen stetig ändert, weichen die wirklichen Ionenbahnen etwas von den berechneten ab. Für die Anwendung von Aspirationskondensatoren bei Beweglichkeits- und Konzentrationsmessungen atmosphärischer Ionen sind diese Abweichungen aber unwesentlich, da die das Meßergebnis beeinflussende Grenzbeweglichkeit eines Aspirationskondensators vom Strömungsprofil und damit auch vom Verlauf der Ionenbahnen unabhängig ist (vgl. ISRAËL [1957], HOEGL [1962]).

5. Dimensionierungsformeln für platten- bzw. zylinderförmige Aspirationskondensatoren

In Tab. 1 sind die wichtigsten Formeln zusammengestellt, die für die Dimensionierung eines platten- bzw. zylinderförmigen Aspirationskondensators wesentlich sind.

Tabelle 1 siehe nächste Seite!

Literatur

- BERKER, R.: Intégration des équations du mouvement d'un fluide visqueux incompressible. In: Handb. d. Physik, Bd. VIII/2 (Strömungsmechanik II). Hrsg. v. S. Flügge, Berlin/Göttingen/Heidelberg: Springer 1963, S. 1—384
- EBERT, H.: Aspirationsapparat zur Bestimmung des Ionengehalts der Atmosphäre. Phys. Zeitschr. 2, 662—664, 1901
- EICHMEIER, J.: Die theoretischen Grundlagen und das Auflösungsvermögen von Aspirations-Beweglichkeitsspektrographen für atmosphärische Ionen. Z. Geophys. 34, 69—86, 1968
- EICHMEIER, J.: Grenzbeweglichkeiten und Auflösungsvermögen eines Ionenbeweglichkeitsspektrometers mit plattenförmigem Aspirationskondensator. Z. Geophys. 35, 413—417, 1969
- GERDIEN, H.: Die absolute Messung der elektrischen Leitfähigkeit und der spezifischen Ionen-geschwindigkeit in der Atmosphäre. Phys. Zeitschr. 4, 632—635, 1903
- HOEGL, A.: Messung von Konzentration und Beweglichkeit atmosphärischer Ionen. Z. angew. Phys. 16, 252—258, 1963
- : Zur integralen und differentiellen Konzentrationsbestimmung atmosphärischer Ionen. Dissertation, TH München 1962
- HÜTTE, I.: 28. Aufl. Abschnitt 5, 1955
- ISRAËL, H.: Atmosphärische Elektrizität, Teil I. Leipzig: Akad. Verlagsges. 1957, S. 106ff.
- SCHLICHTING, H.: Grenzschicht-Theorie. 3. Aufl., Karlsruhe 1958
- SCHMEER, H.: Untersuchung über die Meßbarkeit der elektrischen Leitfähigkeit und der Dichte der Kleinionen in der Atmosphäre. Arch. Tech. Mess. V 656—6, 31—36 u. 55—56, 1966
- SIXSNA, R.: Mobility spectra of ions formed in a room by negative corona discharge. Arkiv f. Fysik 5, 545—564, 1952.
- SZABO, I.: Einführung in die Technische Mechanik, 6. Aufl., Berlin/Göttingen/Heidelberg: Springer 1963

Tabelle 1: Formeln für die Dimensionierung von platten- bzw. zylinderförmigen Aspirationskondensatoren zur Messung der atmosphärischen Ionenkonzentration.

	Plattenkondensator	Zylinderkondensator
Feldstärke	$E_y = \frac{U}{d} = \text{const}$	$E_r(r) = \frac{U}{r \ln \frac{R}{r_0}} = \frac{r_0}{r} E_{\text{max}}$
Geschwindigkeitsprofil	$v_z(y) = \frac{1}{2\eta} \frac{dp}{dz} \cdot (y d - y^2)$	$v_z(r) = \frac{1}{4\eta} \frac{dp}{dz} \left[r_0^2 - r^2 + (R^2 - r_0^2) \frac{\ln \frac{r_0}{r}}{\ln \frac{R}{r_0}} \right]$
Luftfördermenge	$Q = b \int_0^d v_z(y) dy$ $= \frac{1}{12\eta} \frac{dp}{dz} b d^3$	$Q = 2\pi \int_{r_0}^R v_z(r) r dr = \frac{\pi}{4\eta} \frac{dp}{dz} \left[R^4 - r_0^4 + (R^2 - r_0^2) \left(1 + \frac{1}{2 \ln \frac{R}{r_0}} \right) \right]$
Reynoldszahl	$Re = \frac{Q}{2bv}$	$Re = \frac{2Q}{\pi(R+r_0)v}$
Ionenbahn	$z = \frac{1}{kE_y} \int v_z(y) dy$	$z = \frac{1}{r_0 k E_{\text{max}}} \int v_z(r) r dr$
Grenzbeweglichkeit	$k_g = \frac{Q}{E_y l b} = \frac{Q}{E_0 F_0}$	$k_g = \frac{Q}{E_{\text{max}} \cdot 2\pi r_0 l} = \frac{Q}{E_0 F_0}$
Ionenstrom ($k > k_g$)	$I_0 = enQ$	$I_0 = enQ$
Ionenkonzentration ($k > k_g$)	$n = \frac{U_m}{eQR_m}$	$n = \frac{U_m}{eQR_m}$

Bezeichnungen: U [V] = Kondensatorsaugspannung, d, b, l, R, r_0 [cm] = Kondensatorabmessungen, η [g/sec cm] = Koeffizient der inneren Luftreibung, dp/dz [dyn/cm³] = axialer Druckabfall im Kondensator, Q [cm³/sec] = Luftfördermenge, v [cm²/sec] = kinematische Zähigkeit der durchströmenden Luft, k [cm²/Vsec] = Ionenbeweglichkeit, E_0 [V/cm] = Feldstärke an der MeBelektrode, F_0 [cm²] = Oberfläche der MeBelektrode, e [As] = Elementarladung, n [1/cm³] = Ionenkonzentration, U_m [V] = Spannungsabfall am Meßwiderstand R_m .

Ein einfacher elektronischer Entzerrer für Seismometer¹⁾

A Simple Inverse Filtering Circuit for Seismometers¹⁾

Von E. WIELANDT, Karlsruhe²⁾

Eingegangen am 12. Februar 1970

Zusammenfassung: Mit elektronischen Schaltkreisen läßt sich der Frequenzgang eines Seismometers in gewissen Grenzen korrigieren. Die Schaltung eines mit Halbleitern bestückten Entzerrers wird angegeben, der für wartungsfreien Dauerbetrieb geeignet ist. Die Grenzen der Entzerrung werden aufgezeigt.

Summary: The response of a seismometer may be corrected by electronic inverse filters. A filter circuit using semiconductors is described which will operate over indefinite time without service. The limits of inverse filtering are pointed out.

Der Gedanke, den Frequenzgang von Seismometern durch eine elektronische Schaltung zu korrigieren, ist nicht neu (z. B. WEBER 1961). Wenn trotzdem gelegentlich die Entzerrung als ungelöstes Problem betrachtet wird, so sind daran technische Schwierigkeiten schuld, die mit der Verwendung von Elektronenröhren verbunden waren. Heute erlaubt die moderne Halbleitertechnik die Realisierung leistungsfähiger und problemloser Entzerrer. Die vorliegende Arbeit beschreibt Aufbau und Abgleich eines Entzerrers, der die Eigenperiode eines 2-sec-Seismometers scheinbar auf 30 sec verlängert.

1. Wirkungsweise des Entzerrers

Das Ausgangssignal eines elektrodynamischen Seismometers verschwindet bei tiefen Frequenzen mit dem Quadrat der Frequenz, bezogen auf gleichbleibende Schwinggeschwindigkeit. Dieser Abfall bleibt grundsätzlich auch bei noch so hoher Nachverstärkung bestehen. Deshalb läßt sich der Frequenzgang des Seismometers niemals bis zur Frequenz Null herab entzerren; es kann sich nur darum handeln, die untere Grenzfrequenz herabzudrücken. Hierfür gibt es, sowohl schaltungstechnisch wie von der resultierenden Übertragungsfunktion her, mehrere Möglichkeiten [O'BRIEN 1965; HOSKEN 1965; RUSSEL, MELDRUM und JENSEN 1968; PLEŠINGER 1968]. Die einfachste Methode ist es, den Frequenzgang eines tiefer abgestimmten Seismometers nachzubilden; die Gesamtcharakteristik ist dann auch ohne Formelrechnung überschaubar.

¹⁾ Veröffentlichung Nr. 59 aus dem Geophysikalischen Institut der Universität Karlsruhe.

²⁾ E. WIELANDT, Geophysikalisches Institut der Universität Karlsruhe, 75 Karlsruhe, Hertzstraße 16.

Der Vorgang der Entzerrung läßt sich am leichtesten mit Hilfe der komplexen Wechselstromrechnung darstellen. $\omega = 2\pi f$ bedeute stets die Kreisfrequenz, auch wenn nur von Frequenz die Rede ist. Sei ω_0 die Eigenfrequenz des vorhandenen Seismometers und λ der eingestellte Dämpfungsfaktor ($\lambda = 1$ bedeute kritische Dämpfung). C sei die elektrodynamische Spulenkonstante. Das Seismometer hat dann als Geschwindigkeitsmesser die Charakteristik

$$S(\omega) = \frac{C\omega^2}{-\omega^2 + 2i\omega\omega_0\lambda + \omega_0^2} \tag{1}$$

Durch Nachschalten des Entzerrers soll ein System mit niedrigerer Eigenfrequenz ω'_0 und vielleicht auch anderer Dämpfung λ' entstehen:

$$S'(\omega) = \frac{C\omega^2}{-\omega^2 + 2i\omega\omega'_0\lambda' + \omega'^2_0} \tag{2}$$

Dazu muß der Entzerrer die Übertragungsfunktion

$$V(\omega) = \frac{S'(\omega)}{S(\omega)} = \frac{-\omega^2 + 2i\omega\omega_0\lambda + \omega^2_0}{-\omega^2 + 2i\omega\omega'_0\lambda' + \omega'^2_0} \tag{3}$$

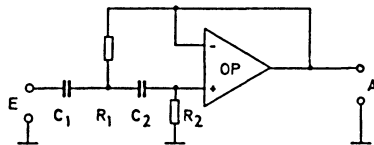


Abb. 1: Seismometer - Ersatzschaltung. — Seismometer simulating circuit.

OP ist ein Operationsverstärker, also ein Gleichspannungs-Differenzverstärker sehr hoher Verstärkung. Für Versuche eignet sich der integrierte Typ $\mu A 741$. Die Übertragungsfunktion der Schaltung ist

$$\frac{U_A}{U_E} = \omega^2 \left/ \left(\omega^2 - i\omega \frac{C_1 + C_2}{C_1 C_2 R_2} - \frac{1}{C_1 R_1 C_2 R_2} \right) \right.$$

Durch Koeffizientenvergleich mit (1) lassen sich die Bauteile berechnen.

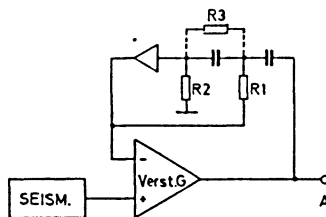


Abb. 2: Prinzipschaltbild des Entzerrers. — Block diagram of the inverse filtering circuit.

aufweisen. Nach HOSKEN [1965] erreicht man dies wie folgt: Zunächst wird eine elektrische Ersatzschaltung des Seismometers hergestellt, also ein elektrisches Netzwerk, dessen Übertragungsfunktion durch Formel (1) gegeben ist. Wegen der niedrigen Frequenz kommt nur eine aktive Schaltung in Frage (Abb. 1). Diese wird im Gegenkopplungsweig eines Operationsverstärkers angebracht (Abb. 2). Im Idealfall unendlich hoher Verstärkung wäre die Gesamtschaltung ein inverses Filter zum Seismometer. Bei endlicher Verstärkung G erscheint die Eigenfrequenz um den Faktor $\sqrt{G+1}$ herabgesetzt. Gleichzeitig verringert sich scheinbar die Dämpfung. Man fügt deshalb in die Ersatzschaltung den „Dämpfungswiderstand“ R_3 ein (Abb. 2). Die Teile können so bemessen werden, daß der Entzerrer in einem sehr weiten Frequenzbereich nach Betrag und Phase den durch (3) geforderten Frequenzgang annimmt. Damit ist die Aufgabe grundsätzlich gelöst.

2. Elektronisches Rauschen

Bei der Konstruktion eines Entzerrers müssen zwei Störgrößen sorgfältig beachtet werden: elektronisches Rauschen und Temperaturdrift. Nach (3) hat der Entzerrer bei sehr tiefen Frequenzen die Verstärkung ω_0^2/ω'^2 , hier z. B. 225fach. Um diesen Faktor wird nicht nur das Nutzsignal, sondern auch Rauschen und Drift des vorgeschalteten Geophonverstärkers angehoben. Dies setzt der Verkleinerung von ω_0' eine Grenze: sie liegt dort, wo das bei tiefen Frequenzen rasch schwächer werdende Nutzsignal unter das Verstärkerrauschen absinkt. Voraussetzung für eine wirksame Entzerrung ist daher ein bei tiefen Frequenzen besonders rauscharmer Vorverstärker. Über das tieffrequente Rauschen machen die Hersteller meist keine Angaben. Erreichbar sind mit handelsüblichen Transistoren Eingangsräuschsignale um $0,1 \mu V_{\text{eff}}$ im Periodenbereich 10...1000 sec. Für ein gegebenes Seismometer läßt sich das Rauschsignal in eine äquivalente Bodenbewegung umrechnen, die dann die sinnvolle Vergrößerung begrenzt. Kritisch ist immer die tiefste noch zu übertragende Frequenz. Als Beispiel sei für zwei gebräuchliche Seismometertypen die Grenzvergrößerung genannt:

1000fache Vergrößerung bei 30 sec mit einem 2-sec-Seismometer (Geotech S 13, 1,5-k Ω -Spule); äquivalente Bodenunruhe etwa $\pm 0,5 \mu$;

3000fache Vergrößerung bei 100 sec mit einem 30-sec-Seismometer (Sprengnether 201, 100-k Ω -Spule); äquivalente Bodenunruhe etwa $\pm 0,15 \mu$.

Bei dieser Vergrößerung entsteht in der Registrierung durch das elektronische Rauschen eine Unruhe von $\pm 0,5$ mm, die erfahrungsgemäß noch nicht stört, da sehr tiefe Frequenzen vorherrschen und der Spitzenwert selten angenommen wird.

Eine wesentliche Steigerung der Empfindlichkeit (um den Faktor 10...30) ist mit photoelektrischen Verstärkern möglich [PLEŠINGER 1968]. Bei Perioden oberhalb etwa 10 sec bringt auch der Einsatz von Wegaufnehmern Empfindlichkeitsvorteile. Für Breitbandssysteme ist allerdings wegproportionale Registrierung im allgemeinen nicht vorteilhaft, da bei höheren Frequenzen die Amplituden zu klein werden.

3. Temperaturstabilität

Im Gegensatz zum Rauschen läßt sich der Einfluß der Temperaturdrift verhältnismäßig leicht ausschalten. Die in der Eingangsstufe der meisten Geophonverstärker verwendeten Doppeltransistoren bringen eine Temperaturdrift von $2...5 \mu\text{V}/^\circ\text{C}$ am Eingang. Ein einfacher Thermostat, in dem man am besten den ganzen Verstärker unterbringt, setzt die gesamte Drift bereits auf $\pm 1 \mu\text{V}$ herab. Die alterungsbedingte Restdrift macht allerdings trotzdem noch gelegentliches Nachstellen erforderlich. Beim hier beschriebenen Entzerrer wurde das Problem noch einfacher gelöst: Eine zusätzliche Gegenkopplung über einen Tiefpaß sehr niedriger Grenzfrequenz (etwa $0,0005 \text{ Hz}$) läßt die Verstärkung des Entzerrers bei Frequenzen unterhalb $0,005 \text{ Hz}$ wieder abfallen bis auf den Wert 1 bei Gleichspannung. Damit entfallen alle durch die Verstärkerdrift entstehenden Schwierigkeiten. Dafür muß man auch bei höheren Frequenzen eine unbedeutende Abweichung des Frequenzgangs von Formel (3) in Kauf nehmen. Der so ergänzte Entzerrer arbeitet ohne Nachstellen über unbegrenzte Zeit. Er kann sogar an den Ausgang einer Telemetristrecke angeschlossen werden, so daß für das entzerrte Signal kein zusätzlicher Übertragungskanal erforderlich wird. Bei Magnetbandaufzeichnung empfiehlt es sich allerdings, das Signal vor der Aufnahme zu entzerren.

4. Elektrische Daten des Entzerrers nach Bild 3

Stromversorgung	$\pm 12 \text{ V}/8 \text{ mA}$
Mechanische Eigenperiode des Seismometers	2 sec
Scheinbare Eigenperiode nach Entzerrung	30 sec
Verstärkung bei Gleichspannung	1
im Bereich $0,005 \text{ Hz}...0,03 \text{ Hz}$ max	225
bei hohen Frequenzen ($> 1 \text{ Hz}$)	1
Amplitudenfehler $0,01 \text{ Hz}...100 \text{ Hz}$	$< 1\%$
Phasenfehler $0,03 \text{ Hz}...100 \text{ Hz}$	$< 0,6^\circ$
Aussteuerbarkeit am Ausgang	$\pm 10 \text{ V}$
Eigenrauschen am Ausgang $0-1000 \text{ Hz}$	$\pm 2,5 \text{ mV}$
Dynamikumfang	72 dB

5. Abgleich

(Bezeichnung der Abgleich- und Meßpunkte nach Abb. 3)

Zum Abgleich des Entzerrers benötigt man elektrische Ersatzschaltungen für das vorhandene und das gewünschte Seismometer, etwa nach Abb. 1. Außerdem wird ein Sinusgenerator ($1 V_{\text{eff}}$ bei $0,01...100 \text{ Hz}$) und ein Speicheroszillograf oder XY-Schreiber mit Differenzeingang 10 mV/cm gebraucht. Die Geräte werden nach Abb. 4 zusammengeschaltet. Bei dieser Anordnung wird nicht das entzerrte Signal selbst,

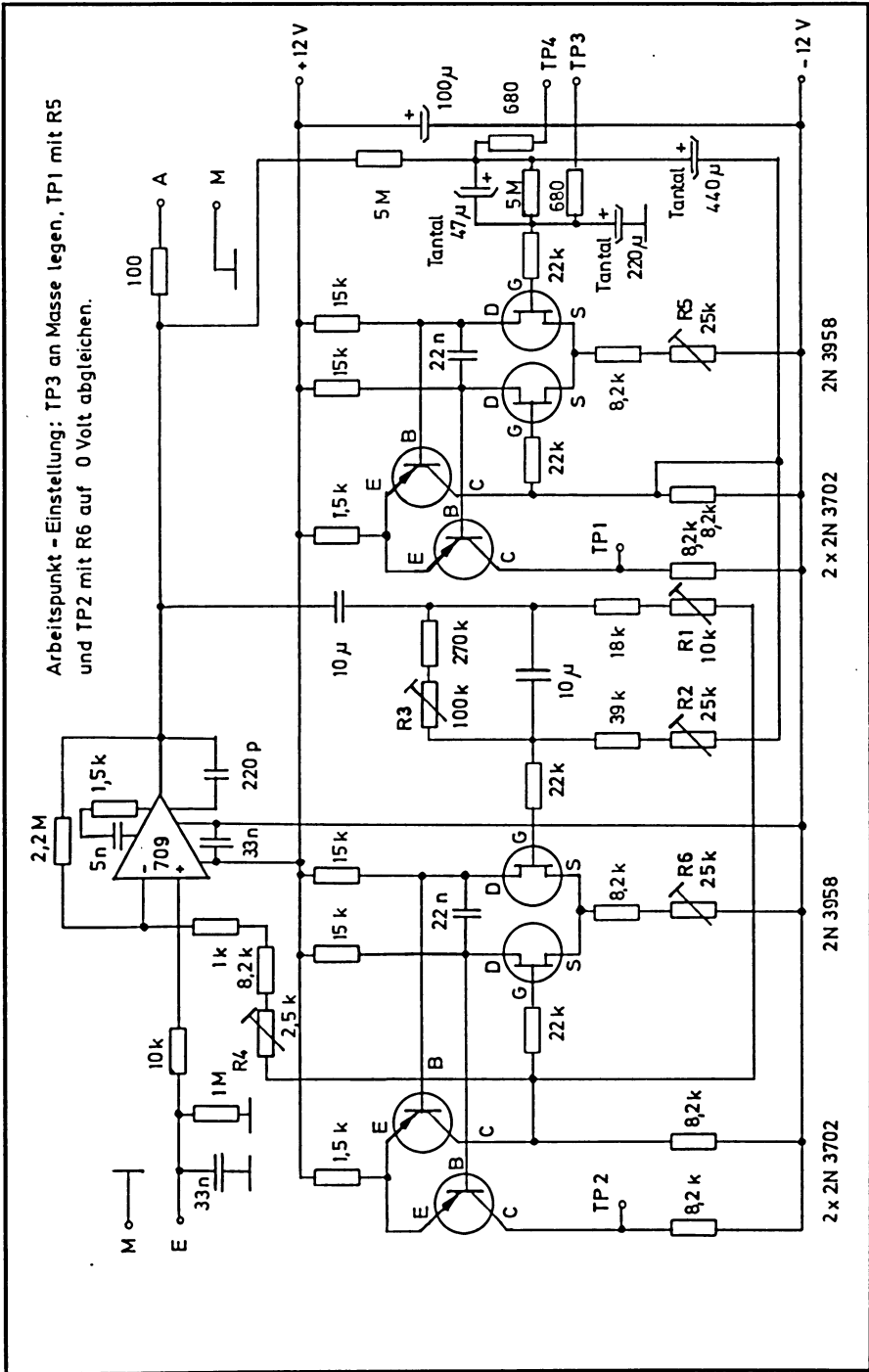


Abb. 3: Vollständiger Schaltplan des Entzerrers. — Detailed diagram of the inverse filtering circuit.

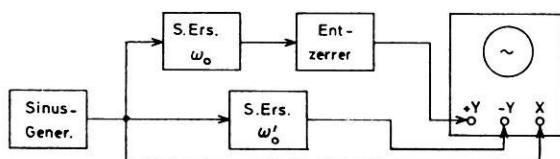


Abb. 4: Abgleich und Prüfung. — Adjusting and testing.

sondern seine Abweichung vom „Sollwert“, nämlich dem Ausgangssignal des langperiodischen Seismometers, angezeigt. Aus der auf dem Bildschirm erscheinenden Ellipse lassen sich in bekannter Weise Amplitude und Phase des Fehlersignals, bezogen auf das Eingangssignal, ablesen. Die Regler R 1...R 4 müssen so eingestellt werden, daß der Fehler über den ganzen Frequenzbereich möglichst klein wird. Es hat sich bewährt, R 1 und R 2 bei der mechanischen, R 3 und R 4 bei der scheinbaren Eigenfrequenz abzugleichen. Der Abgleich muß mehrfach wiederholt werden, da sich die Regler gegenseitig beeinflussen.

Nach dem Einschalten und nach Störungen braucht der Entzerrer längere Zeit, um einzuschwingen. Es sollte daher eine Schnellstart-Taste vorgesehen werden, die TP 3 und TP 4 mit dem Ausgang verbindet; dadurch wird der Einschwingvorgang auf Sekunden verkürzt.

6. Ergebnisse

Der Entzerrer erwies sich als besonders geeignet, um ohne zusätzliche Seismometer neben der kurzperiodischen Routineregistrierung auch eine langperiodische zu gewinnen. S-Einsätze und Oberflächenwellen, die in der kurzperiodischen Registrierung nur schwer oder gar nicht erkennbar sind, fallen auf der entzerrten Spur sofort ins

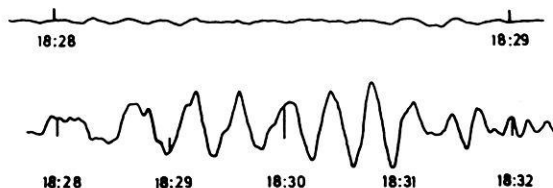


Abb. 5: Ausschnitt aus dem Seismogramm des Nordatlantik-Bebens vom 24. Sept. 1969, 18:03 GMT;

obere Spur: 2-sec-Seismometer, Originalvergrößerung 40000 bei 1 Hz;

untere Spur: dasselbe Signal nach Entzerrung, Originalvergrößerung 20000 bei 1 Hz.

Seismogram section;

upper trace: 2 sec seismometer, orig. magnif. 40000 at 1 cps;

lower trace: the same signal after inverse filtering, orig. magnif. 20000 at 1 cps.

Auge. Ein Beispiel gibt Abb. 5. Der Entzerrer arbeitet seit fast zwei Jahren störungsfrei. Allgemein ist elektronische Entzerrung immer dann vorteilhaft, wenn es nicht auf extreme Vergrößerung, sondern auf Stabilität und Betriebssicherheit ankommt. Es ist dann möglich, ohne Verlust an Information die mechanische Eigenperiode des Seismometers so zu wählen, daß keine Stabilitätsprobleme mehr auftreten. Die elektrischen Daten des Entzerrers sind auch bei einfachstem Aufbau wesentlich stabiler als die mechanischen des Seismometers.

Literatur

- HOSKEN, J. W. J.: Simulators of Galvanometers and Geophones. *Geophys. Prospecting* 13, 362—386, 1965
- O'BRIEN, P. N. S.: Geophone Distortion of Seismic Pulses and its compensation. *Geophys. Prospecting* 13, 283—305, 1965
- PLEŠINGER, A.: Entwurf von photoelektrischen Rückkopplungsverstärkern mit vorgeschriebenen Übertragungseigenschaften. *Studia geoph. et geod.* 12, 50—55, 1968
- RUSSELL, R. D., R. D. MELDRUM, and O. G. JENSEN: The Maxwell Bridge as a Circuit Element in Electromagnetic Feedback Seismographs. *Bull. Seism. Soc. Am.* 58, 5, 1621—1630, 1968
- WEBER, M.: Ein exakter Seismograph. *Geofisica pura e applicata* 48, 35—39, 1961.

Briefe an den Herausgeber

A Direct Demonstration of the Lunar Barometric Tide

By B. HAURWITZ¹⁾ and ANN D. COWLEY¹⁾

Eingegangen am 13. August 1970

Summary: The three daily pressure observations at 0700, 1300, and 1800 hr. at Tananarive, Madagascar during the months May through August for the 31 years 1924 to 1954 are combined in the form

$$p(7) + p(18) - 2p(13)$$

and plotted in 24 groups according to the lunar phase number Nu . The resulting figure (1a) shows, despite the large scatter for each group, clearly a half-monthly wave which results from the lunar semidiurnal barometric oscillation.

Zusammenfassung: Die drei täglichen Barometerablesungen um 0700, 1300 und 1800 hr. in Tananarive, Madagaskar während der Monate Mai bis August in den 31 Jahren 1924 bis 1954 werden zusammengefaßt in dem Ausdruck

$$p(7) + p(18) - 2p(13)$$

und für die 24 Mondphasenzahlen aufgezeichnet (Abb. 1a). Es zeigt sich trotz der großen Streuung deutlich eine halbmonatliche Welle, welche eine Folge der halbtägigen lunaren Luftdruckschwankung ist.

Compared to the irregular barometric changes the amplitude of the lunar semidiurnal pressure variation is very small so that the analysis of a long series of data is required for its determination. Therefore it is of interest to show that one may obtain a strong indication of the existence of the lunar semidiurnal pressure oscillation merely by plotting suitably chosen data in an appropriate manner.

We have used for this purpose the pressure observations made at Tananarive (18.9°S, 47.5°E, altitude 1400 m) on Madagascar during the four months May through August (called the J season) from 1924 through 1954 at 0700, 1300, and 1800 hr. The

¹⁾ National Center for Atmospheric Research, Boulder, Colorado. The National Center for Atmospheric Research is sponsored by the National Science Foundation.

three daily observations at Tananarive are combined for each day into the sum of the pressure differences,

$$s = p(7) - p(13) + p(18) - p(13).$$

Since the observations have been made at the same solar hours they fall on different lunar hours on each day of the synodic month. Therefore s should show, because of the lunar semidiurnal oscillation, a semimonthly variation if the lunar tidal effect can make itself felt above the background meteorological noise, consisting of the irregular pressure variations. Every day of each synodic month is characterized by the lunar number Nu [CHAPMAN and LINDZEN 1970], an integer measuring the phase of the moon, increasing from 0 at new moon, through 6, 12, 18 for first quarter, full moon, last quarter to 24 (or 0) at the next new moon.

Figure 1a shows for each Nu group the various values of s during the 31 J seasons at Tananarive. Although the s values for each Nu group scatter considerably one recognizes that the center of gravity of the s values for each Nu group has two maxima and two minima during the month, strongly suggesting the presence of a semidiurnal lunar oscillation in the data. A similar example of the lunar tidal variation in geomagnetic data had earlier been given by BARTELS [1963].

To determine the lunar tide directly from these data one may compute the mean values \bar{s} of s for each group of lunar phase numbers Nu . These means, the number n of data in each group, and the standard deviation σ of the s for each group are shown in Table 1. The units of \bar{s} and σ are mm of mercury. The mean values \bar{s} in this table show the semimonthly variation due to the semidiurnal lunar pressure oscillation expected in view of Figure 1a. Attention should be called to the large standard deviations for Nu equal to 6 and 7. These large values are caused by three exceptionally high values of s which are either erroneous or caused by large pressure disturbances passing over Tananarive. In either case such conspicuously high values would be

Table 1: The semimonthly lunar pressure wave

Nu	\bar{s}	n	σ	Nu	\bar{s}	n	σ
0	.84	160	.60	12	.81	160	.47
1	.87	164	.54	13	.79	155	.58
2	.82	156	.64	14	.81	155	.48
3	.89	155	.49	15	.87	162	.54
4	.95	162	.54	16	.96	154	.46
5	1.12	156	.51	17	1.04	160	.56
6	1.04	159	1.00	18	1.12	160	.55
7	1.39	159	1.52	19	1.13	156	.52
8	1.08	155	.55	20	1.06	162	.75
9	1.07	166	.55	21	1.03	155	.48
10	.94	154	.55	22	.97	164	.53
11	.82	160	.52	23	.98	157	.54

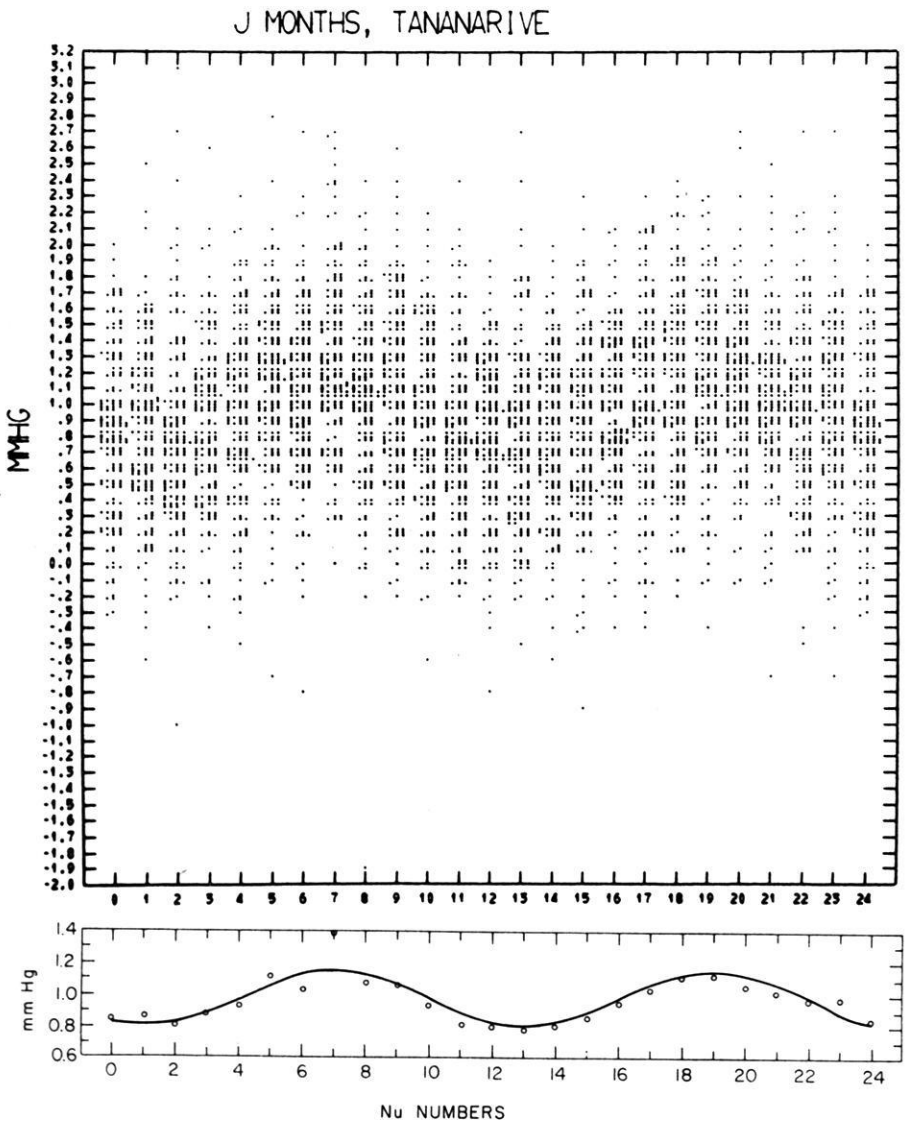


Fig. 1: The lunar barometric tide at Tananarive shown by the semimonthly variation of s (Abscissae: Nu numbers, Ordinates in mm Hg).

- a) above: The points represent the individual s values for each lunar phase group.
- b) below: Circles represent \bar{s} , the mean values of s , for each Nu group. The curve is the semimonthly period of \bar{s} computed by harmonic analysis.

rejected when the lunar tide is computed. But we have purposely not omitted any data here in order to show that the lunar barometric tide can be recognized without any manipulation of the data.

The semimonthly variation of the mean pressure differences, \bar{s} , shown in Table 1 can be represented by

$$- \cdot 15 \cos 30\nu - \cdot 09 \sin 30\nu = \cdot 176 \sin (30\nu + 239^\circ) \quad [\text{mm Hg}],$$

where ν is written for the lunar phase integer Nu . This semimonthly wave together with the values of \bar{s} of Table 1 (circles) is plotted in Fig. 1 b.

From this semimonthly variation of \bar{s} the amplitude and phase constant of the lunar semidiurnal barometric tide can be estimated in the following manner. The two observations at 0700 and 1300 hr. are six (solar) hours apart, very nearly half the lunar tidal period. Therefore twice during each synodic month the pressure difference $p(7) - p(13)$, averaged for each Nu group, will be very nearly equal to the difference maximum minus minimum of the lunar semidiurnal barometric oscillation, and twice during that period it will be equal to the difference minimum minus maximum, provided that pressure variations not due to the moon's tidal force have been eliminated by the grouping and averaging, as is suggested by Fig. 1 b. Thus, the second harmonic of the average difference $p(7) - p(13)$ gives approximately twice the amplitude of the lunar semidiurnal oscillation. If the other pressure difference making up s were $p(19) - p(25)$, the latter being the pressure at 0100 hr. of the next day, the same reasoning would apply as to $p(7) - p(13)$ and the semimonthly amplitude of \bar{s} would be about four times the semidiurnal amplitude. Since no observations are available for these times, the pressures at 1800 hr., close to 1900 hr., and at 1300 hr., nearly a full lunar semidiurnal period before 0100 hr., had to be used. Consequently the lunar semidiurnal period is slightly larger than one fourth of the semimonthly amplitude.

To estimate the phase constant of the lunar semidiurnal oscillation we note that the maximum of \bar{s} occurs approximately at Nu equal to 7 and 19. Thus $p(7) - p(13)$ and the approximately equivalent $p(18) - p(13)$ are largest shortly after the first and last quarter of the moon. Hence, say at first quarter, the pressure maximum occurs shortly after sunrise, the minimum shortly after noon. The moon at first quarter is nearly in lower transit (lunar midnight) at sunrise and six hours from upper transit (lunar noon) at solar noon. It follows that the two lunar daily tidal pressure maxima occur very nearly at the meridian passages of the moon, according to the above expression for the semimonthly variation of \bar{s} .

BARTELS [1938] has given the exact procedure to convert the semimonthly wave into the lunar semidiurnal oscillation (see also HAURWITZ, COWLEY [1967]). The following expression is thus found for the lunar barometric tide

$$61 \mu b \sin (30 \tau + 91^\circ)$$

where the amplitude is now expressed in microbars, and where τ represents mean lunar time. This determination bears out the above qualitative deductions and agrees

well with the more accurate one made earlier [HAURWITZ, COWLEY 1967] from much more data, namely

$$58.0 \mu\text{b} \sin(30 \tau + 89.4^\circ) \pm 2.4 \mu\text{b}.$$

The present determination has certainly a probable-error circle whose radius is substantially larger than $2.4 \mu\text{b}$ so that the two results differ by less than the sum of the radii of the probable error circles.

References

- BARTELS, J.: Berechnung der atmosphärischen Gezeiten aus Terminablesungen am Barometer. *Gerlands Beitr. Geophys.* 54, 56–75, 1938
- : Statistische Hintergründe für geophysikalische Synchronisierungsversuche und Kritik an behaupteten Mond-Einflüssen auf die erdmagnetische Aktivität. *Nachr. Ak. Wiss. Göttingen, II. Math.-Phys. Kl. Jahrg.* 1963, No. 23, 333–356
- CHAPMAN, S., and R. S. LINDZEN: Atmospheric Tides. *Space Sci. Rev.* 10, 3–188, 1969 (Also published as book by D. Reidel Publish. Co., Dordrecht-Holland 1970)
- HAURWITZ, B., and A. D. COWLEY: New determinations of the lunar barometric tide. *Beitr. Phys. Atm.* 40, 243–261, 1967

Buchbesprechungen

M.-L. HEITMANN, D. RICHTER und D. SCHUMANN: *Der Wärme- und Wasserhaushalt des Stechlin- und Nehmitzsees*. Abh. Meteorolog. Dienst DDR, Nr. 96, 12 (1969) Berlin.

Die Monatswerte der Wärmehaushaltskomponenten einer Wasseroberfläche werden ohne Berücksichtigung der Wärmeumsätze durch Advektion, Niederschlag, Grundwasser u. a. m. für die Jahre 1958 bis 1963 auf dem Stechlin- und Nehmitzsee gemessen. Umgerechnete Werte der Globalstrahlung von Potsdam ergänzen jene, die zur Strahlungsbilanz fehlen (1955—1963). Es ergeben sich folgende Werte: kurzwellige bzw. langwellige Strahlungsbilanz $216 \text{ cal cm}^{-2}\text{d}^{-1}$ bzw. $-99 \text{ cal cm}^{-2}\text{d}^{-1}$, Strom fühlbare bzw. latente Wärme $-19 \text{ cal cm}^{-2}\text{d}^{-1}$ bzw. $-98 \text{ cal cm}^{-2}\text{d}^{-1}$. Ein weiterer Abschnitt behandelt den Wärmeumsatz im See mit eingehender Beschreibung der Temperaturverhältnisse.

Beim Wasserhaushalt werden die Halbjahres- und Jahreswerte betrachtet, wobei das Einzugsgebiet berücksichtigt wird. Als Normalwerte dienen die Mittelwerte aus den Jahren 1901 bis 1950. Die Ergebnisse sind in zahlreichen Tabellen aufgeführt, so daß jene gut zu einer weiteren Bearbeitung herangezogen werden können. WALK

G. HENTSCHEL: *Bioklimatische Arbeits- und Bewertungsunterlagen für die klimatherapeutische Praxis*. Abh. Meteorol. Dienst DDR, Nr. 92, 12 (1969) Berlin.

Für die klimatherapeutische Praxis spielt der Licht-Wärme-Komplex eine wichtige Rolle. Die Arbeit stellt ein graphisches Hilfsmittel zur bioklimatischen Beurteilung eines Ortes dar, bei dem einfach zu messende Größen (Sonnenhöhe, Lufttemperatur, Windgeschwindigkeit) vorliegen.

Zuerst wird der Zusammenhang zwischen der Tagessumme bzw. Stundensumme von 13 bis 14 Uhr der Globalstrahlung mit der Lufttemperatur um 14 Uhr für jeden Monat aufgezeigt. Eine Tabelle stellt die statistische Verteilung der Kombination von Globalstrahlung (Tagessumme) und Lufttemperatur dar, wobei sowohl die Tagessumme der Globalstrahlung als auch die Lufttemperatur in drei Klassen eingeteilt ist. Die Daten stammen vom Observatorium Dresden-Walmsdorf und zwar von 1946 bis 1960.

Als Maß für das Wärmeempfinden des Menschen benützt der Verfasser die Temperatur eines Frigorigraphen, die aus Lufttemperatur, Strahlung und Windgeschwindigkeit berechnet wird. Dabei produziert der haufarbene Empfänger eigene Wärme. Das geschieht für drei verschiedene Fälle der Globalstrahlung und für zwei Windgeschwindigkeiten. Hier kommen noch zum vorherigen Datenmaterial die Strahlungsmessungen von Potsdam (1947 bis 1963).

Die Häufigkeitsverteilung von 0—10% und 90%—100% Sonnenschein pro Stunde für Berlin-Buch (1951—1962) ergänzt die Diagrammreihe.

Damit gelingt es mit Hilfe von Diagrammen, die Übertemperatur des Frigorigraphen zu bestimmen und eine erste bioklimatische Beurteilung eines Ortes zu geben. WALK

GERHARD DIETZE: *Intensität und Polarisation des Zenitlichtes im Laufe der Dämmerung*. Abh. Meteorol. Dienst DDR, Nr. 84, 11, Akademie-Verlag Berlin, 1968.

Es wird die Intensität und Polarisation des Himmelslichtes im Zenit im Verlauf der Dämmerung berechnet. Dabei werden Streuung und Absorption berücksichtigt. Der durch Refraktion hervorgerufene Divergenz-Effekt wird mit in das Modell aufgenommen. Er bewirkt, daß übereinanderliegende Strahlen divergieren, nebeneinanderliegende konvergieren. Hierzu kommt als besondere Erscheinung die Absorption durch Ozon.

Das so gewonnene Modell wird numerisch auf vier verschiedene Atmosphären angewandt und, soweit möglich, Meßwerte eingesetzt.

Die Atmosphären sind:

- a) Reine Rayleigh-Atmosphäre (nur Streuung).
- b) Rayleigh-Atmosphäre mit Berücksichtigung des Ozons, das als absorbierendes Medium auf die Schichten von 20–35 km verteilt wird.
- c) Trübe Atmosphäre mit Berücksichtigung der Rayleigh-Atmosphäre, des Ozons und zusätzlich mit Aerosol. Das Aerosol wird so verteilt, daß der Trübungsfaktor in den unteren 2 km $T_u = 8$, zwischen 2 und 12 km $T_v = 3$ und über 12 km $T_w = 1,1$ beträgt.
- d) Staubschicht-Atmosphäre. Hierbei ruft zusätzlicher Staub aus dem Weltraum zwischen 80 und 120 km eine homogene Trübung mit $T = 50$ hervor. CZERWINSKI

M. GROSSER: *Entdeckung des Planeten Neptun*. Suhrkamp Verlag Frankfurt a. M. 1970. Preis DM 10,—.

Das hier zur Besprechung vorliegende Buch ist als Band sechs der Reihe „suhrkamp wissen“ erschienen.

Das Buch bietet einen breiten Querschnitt aus dem Leben und Wirken einiger bekannter Astronomen und Naturwissenschaftler wie Gauß, Leverrier, Galle oder Herschel, um nur einige zu nennen. In acht Kapiteln baut der Verfasser die Entwicklung der Planetenastronomie logisch vom Wissen eines Kopernikus, den Entdeckungen Galileis und Newtons, über die Entdeckung des Planeten Uranus durch Herschel, bis hin zu dem wohl größten Triumph der schöpferischen Astronomie und Mathematik des 19. Jahrhunderts, der errechneten Position des Planeten Neptun, auf.

Damit verbunden behandelt Grosser auch eine der größten Auseinandersetzungen in der Astronomie, und zwar die Tatsache, daß Neptun von zwei Wissenschaftlern gleichzeitig und unabhängig voneinander berechnet worden war.

Dabei wirkt dieses Buch, das eher Geschichte als Naturwissenschaft vermitteln will (obwohl von einem Naturwissenschaftler geschrieben), keineswegs „verstaubt“ oder langweilig, ganz im Gegenteil, zum großen Teil liest es sich wie ein spannender Kriminalroman. Dabei muß auch dem Übersetzer, J. P. KAUFMANN, gedankt werden, der es in vorzüglicher Weise verstanden hat, dieses Buch aus dem Amerikanischen ins Deutsche zu übertragen. H. HAUG

O. KOEFOED: *The Application of the Kernel Function in Interpreting Geoelectrical Resistivity Measurements*. Geoexploration Monographs, Series 1 — No. 2. Verlag Gebrüder Bornträger, Berlin, Stuttgart 1968. 111 Seiten, 47 Abb., 9 Tafeln 17×24 cm, Preis DM 36,—.

Das Buch stellt einen Schritt auf dem Weg dar, aus den bei geoelektrischen Widerstandsmessungen ermittelten scheinbaren Widerstandskurven (Sondierungskurven) unmittelbar und ohne den Umweg über die Modellkurvenberechnung die wahren spezifischen Bodenwiderstände in einem horizontal geschichteten Medium als Funktion der Tiefe abzuleiten. Bekanntlich kann aber diese Zuordnung nicht eindeutig vorgenommen werden. In eindeutiger Weise

ist jedoch aus den Sondierungskurven die 1933 von SLICHTER in die geoelektrischen Meßverfahren eingeführte und nur von den Schichtparametern abhängende Kernfunktion (kernel-function) zu bestimmen. Ein wesentlicher Teil des Buches widmet sich nun dieser Bestimmung der Kernfunktion aus Sondierungskurven. Die Ableitungen beziehen sich auf Meßanordnungen nach Schlumberger, jedoch wird gezeigt, daß auch mit Wenner-Messungen aufgenommenen Sondierungskurven nach den beschriebenen Verfahren ohne große Fehler verarbeitet werden können. Mit Hilfe der neun dem Buch beigefügten Kurventafeln und einer Zerlegung der Sondierungskurven in einzelne Abschnitte können durch Kurvenvergleiche die zu den Sondierungskurven gehörenden Kernfunktionen auch in der Praxis einfach und häufig mit ausreichender Genauigkeit angegeben werden. Anschließend werden aus den Kernfunktionen dann mit den bei geoelektrischen Verfahren üblichen Voraussetzungen die wahren Widerstandsverteilungen bzw. die Schichtmöglichkeit berechnet.

Die Kapiteleinteilung in dem Buch ist so gewählt, daß der an den theoretischen Zusammenhängen nicht so sehr interessierte Praktiker das Buch ohne weiteres als Auswertungsanleitung verwenden kann. Dazu hilft auch die große Zahl sehr klar beschriebener Beispiele von Dreischichtfällen.

In zwei Abschlußkapiteln werden noch Methoden zur Bestimmung des Einflusses einer Deckschicht mit geringer Leitfähigkeit und das entsprechende inverse Problem, die Wahrnehmbarkeit bestimmter Zwischenschichten, angeben.

R. SCHICK

A. E. SCHEIDEGGER: *Theoretical Geomorphology*. Springer-Verlag, 2. Auflage 1970.

Dieses Buch, dessen 1. Auflage 1961 erschien, bietet nach dem Willen des Verfassers, zusammen mit seinen ebenfalls im Springer-Verlag erschienenen *Principles of Geodynamics* (1. Aufl. 1958, 2. Aufl. 1963), eine Darstellung der „Theoretischen Geologie“. Dabei behandelt die Geodynamik die endogenen und die Geomorphologie die exogenen Vorgänge. In beiden Büchern werden in den einleitenden Kapiteln kursorisch die geologischen Beobachtungstatsachen sowie die Grundlagen der mathematisch-physikalischen Behandlung geschildert. Dann folgt die Lösung einer Fülle von Einzelproblemen, von denen viele auf Originalarbeiten des Verfassers zurückgehen.

In der Theoretischen Geomorphologie werden folgende Kapitel behandelt: Mechanik der Hangbildung, Theorie der Flußätigkeit, Abflußbecken und Bildung großflächiger Landschaften, Theorie der Wirkung des Wassers im Meer und in Flußmündungen, Eis- und Schnee-Effekte, Theorie der Winderosion und der Windablagerungen, einige Besonderheiten: Hoodos, Geysire und Karstgebiete. Das theoretische Rüstzeug basiert zum Teil auf einfachen geometrischen, mechanischen oder hydrodynamischen Gesetzen. Gelegentlich werden aber auch ganz moderne physikalische Entwicklungen herangezogen, so im Kapitel über die Abflußbecken, die in der statistischen Mechanik entwickelte Theorie der Graphen.

Wer studiert bei uns „Theoretische Geologie“? Durchschnittlichen Geologiestudenten dürfte sich der Inhalt der SCHEIDEGGERSCHEN Bücher schwerlich voll erschließen, wenn sie nicht während ihres Studiums ganz andere Dinge treiben, als es ihnen Studien- und Prüfungsordnungen nahelegen. Studenten der Geophysik bringen bessere Voraussetzungen mit, aber an fast allen Geophysik-Instituten der Bundesrepublik beschäftigt man sich mit anderen Dingen. Die Bücher von SCHEIDEGGER sind ein gelungener Versuch, eine Lücke in den Geowissenschaften zu schließen. Deshalb sollten alle angesprochenen Disziplinen von ihnen Kenntnis nehmen.

W. KERTZ

Thesaurus Mathematicae

Neudrucke wichtiger mathematischer Werke

Reprints of important mathematical works

Band 1: E. HEINE

Handbuch der Kugelfunctionen. Theorie und Anwendungen.
2., umgearbeitete und erweiterte Auflage. 2 Bände in 1 Band. 1878–1881. Neu-
druck 1961. XVI, 484 und XII, 380 Seiten. Gr.-8°. Leinen DM 78.—

Band 2: H. MINKOWSKI

Diophantische Approximationen. Eine Einführung in die
Zahlentheorie.
1907. Neudruck 1961. 235 Seiten. Gr.-8°. Leinen DM 27.—

Band 3: M. CHASLES

Traité des sections coniques faisant suite au traité
de géométrie supérieure.
Teil 1 (alles Erschienene). Mit 5 Tafeln. 1865. Neudruck 1962. XII, 368 Seiten.
Gr.-8°. Leinen DM 56.—

Band 4: K. WEIERSTRASS

**Formeln und Lehrsätze zum Gebrauche der elliptischen
Functionen.**
Herausgegeben von H. A. Schwarz. 2. Ausgabe 1893. Neudruck 1962. XII,
96 Seiten. Gr.-8°. Leinen DM 22.—

Band 5: C. F. GAUSS

Abhandlungen zur Methode der kleinsten Quadrate.
VIII, 208 Seiten. 1887. Neudruck 1964. Gr.-8°. Leinen DM 26.—

Band 6: H. HASSE

Vorlesungen über Klassenkörpertheorie.
1967. VI, 275 Seiten. Gr.-8°. Leinen DM 90.—

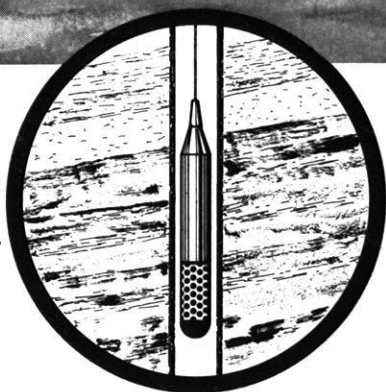
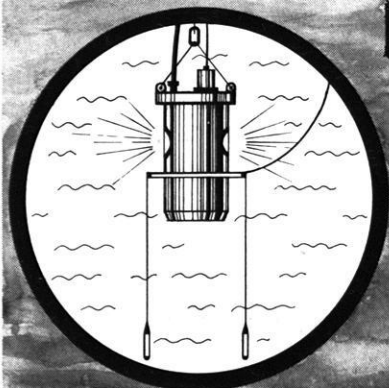
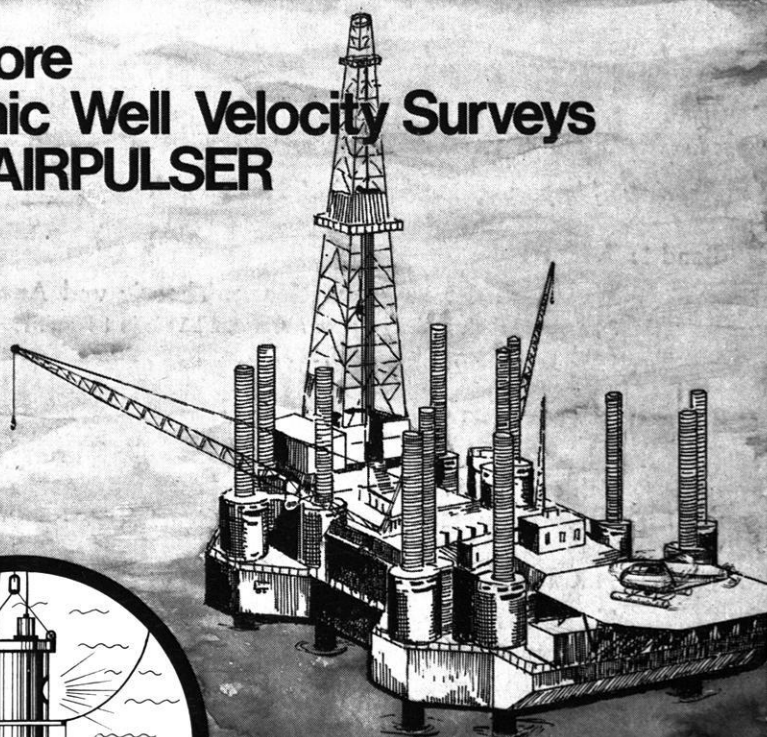
Band 7: A. CLEBSCH u. P. GORDAN

Theorie der Abelschen Functionen.
1866. Neudruck 1967. XIV, 333 Seiten. Gr.-8°. Leinen DM 48.—



Physica-Verlag • Würzburg-Wien

Offshore Seismic Well Velocity Surveys with AIRPULSER



Two-detector-well-geophone
Pressure and velocity receiver
Tool Diameter 3 3/4" and 2"

**PRAKLA GMBH · 3000 HANNOVER 1 · P. O. BOX: 4767
PHONE: 80721 · TELEX: 922847 · CABLE: PRAKLA
GERMANY**

Amsterdam · Ankara · Brisbane · Djakarta · Kuala-Belait · Madrid
Milan · Rio de Janeiro · Tehran · Tripoli · Vienna



DEUTSCHE GEOPHYSIKALISCHE GESELLSCHAFT

28. JANUAR 1971

PERSONLICHE MITGLIEDER

AMEELY,L.DR., 3 HANNOVER, HAARSTR. 5
 AMELUNG,U.DR., 3141 RIETLINGEN,SCHARNERECKENSTR.
 ANGENHEISTER,G.PROF.DR., INSTITUT FÜR ANGEWANDTE GEOPHYSIK
 8 MÜNCHEN 2, RICHARD-WAGNER-STR. 10
 ANSORGE,J., DIPL.PHYS., 75 KARLSRUHE, HERTZSTR. 16
 ANSORGE,K.,DIPL.ING., 207 AHNENBURG/HOLST., HAGENER ALLEE 39 A
 APIC,K.,DR., MANOLYALY SOK.7/3, KALAMIS-ISTANBUL
 ARNDT,P., 3001 AMTIEN, TEICHSTR. 460
 RADTIG,R.,DIPL.ING., 3 HANNOVER, HAARSTR. 5
 RAULF,H.,PROF.DR., 463 BOCHUM, AM WALDSCHLÖESCHEN 13
 RAHM,G.DR., 5 KOFIN-LINDENTHAL,ECKERSTR. 16
 RAHMANN,ANNERROSE,DIPL.GEOPHYS., 3 HANNOVER, SPIELHAGENSTR. 13
 REHLF,A.,DR., 2 HAMBURG 13, HINDFESTR. 22
 REHNKE,CL.,DIPL.GEOPHYS., 3 HANNOVER-BUCHHOLZ, POSTFACH 54
 REHRENS,J.,PROF.DR., 3392 CLAUSTHAL-ZELLERFELD, ROBERT-KOCH-STRASSE 6
 RENKENDORFF,R.DR., 2 HAMBURG 22, EILENAU 98 II
 RECKHEMER,H.,PROF.DR., 624 KUENIGSTEIN/TAUNUS, HAUS HARDTBERG
 REPKTOLD,A.,DIPL.GEOPHYS., 8034 MÜNCHEN-UNTERPFÄFFENHOFEN, KULBSTR. 14
 RIRL,KL.,DR., LOWELL RESEARCH INSTITUTE, LOWELL(MASS.) U.S.A.
 RIRETT,H., 8 MÜNCHEN 21, VELDENERSTR. 28
 V.ROHM,J.,DIPL.ING., 33 BRAUNSCHWEIG, SIELKAMP 21
 ROHM,E.-K., DIPL.ING., 3 HANNOVER-BUCHHOLZ, HANUNSTR. 20 A
 ROCHMANN,H.-G.,DR., 3 HANNOVER, GROSSE DUEWELSTR. 41
 ROIF,D.,DIPL.ING., 3 HANNOVER, HAARSTR. 5
 RONJER,CL.-P., 75 KARLSRUHE-WEST, HERTZSTR. 16
 RORTFELD,R.DR., 3 HANNOVER, HAARSTR. 5
 ROSSOLASCO,M.,PROF., CASELLA POSTALE 3145, GENOVA/ITALIEN
 ROSUM,W.,DR., 3006 BURGWEDEL, EICHENWEG 30
 BRAEKKEN,H.DR., JOBYEGT, 3 A, TRONDHEIM/NORWEGEN
 RRAM,K., 8962 PERONTEN-HEITLERN
 RRANDT, FRED H., 479 RADEFORNN, IM SAITFELDE 57
 BRASS,G., 3 HANNOVER-BUCHHOLZ, POSTFACH 54
 BRFYER,FP.,DR.ING., 3 HANNOVER-DOEHREN, KETTLERWEG 5
 BROCKS,K.,PROF.DR., 2057 WENTORF 9FZ,HAMBURG, HILLEWEG 17
 BROSE,P.DR., 31 CELLE, ZUGBRUECKENSTR. 79
 BRUECKLEWALD,DIPL.ING.DR., TICHTELGASSE 27, A 1120 WIEN/ OESTERREICH
 RUCHHOLTZ,H.,DR., 3015 WENNIGSEN AM DEISTER,BLANKWEIDE 1
 RUCHHOLTZ, RUDOLF, CH-3053 MÜNCHENRUCHE/SCHWEIZ
 RUMILLER,R.,DIPL.GEOPHYS., 8 MÜNCHEN 9, STERZINGERSTR. 2
 RINGENSTOCK,H.,DIPL.PHYS., 3 HANNOVER-BUCHHOLZ, POSTFACH 54
 RUKARD,O.,PROF.DR., INST.F.METEOROLOGIE U.GEOPHYSIK D.UNIVERSITAET
 HALHAERTHGASSE 1, A 8010 GRAZ/ OESTERREICH
 RIRKHARDT,H.,INST.F.GEOPHYSIK,3392 CLAUSTHAL-ZELLERFELD,ADOLF-ROEMER-STR.2A
 RUTTKUS,S., DIPL.GEOPHYS., 3392 CLAUSTHAL-ZELLERFELD,RERLINERSTR.105
 CAGNIARD,LOUIS,PROF.DR., 397 RUE DE VAUGIRARD, 75 PARIS 15
 CASTEN,U.,DIPL.GEOPHYS.,LABORATORIET FOR ANVENDT GEOPHYSIK,GEOLOGISK INSTITUT
 AARHUS UNIVERSITET, CARL FLOHSGADE 28, AARHUS C/ DANEMARK
 CETE,A.,DR., FAIK BEY SOK.10,MALTEPE-KARTAL, ISTANBUL/TUERKEI
 CHOWDHURY,ROY,DR., N.G.R.I.,HAYDERAHAD 7 (A.P.)/INDIEN
 CHRISTMANN,W.,DR., 507 BERG.-GLADRACH-PAFFRATH, ROTDORNBUSCH 44

CLOSS, H., PROF., DR., 3 HANNOVER-RUCHWOLZ, POSTFACH 54
 CZAPSKI, U., PROF., DR., 23 CROW RIDGE ROAD, VOOHPHEESVILLE, N.Y. 12186, USA.
 DAMMANN, V., PROF., DR., 3 HANNOVER-HEFRENHAUSEN, HEFRENHAUFUSERSTR. 2
 DAVID, E., DR., 7851 MAFGELBERG/LOEPFACH, IN DEN BERGEN 20
 DEIST, H. J., DIPL., GEOPHYS., 43 ESSEN-HEISINGEN, LINHOFFERBERG 8
 DEMNATI, AHMED, 28, KUF MOULOJYA, KABAT/MAROC
 DEPPERMANN, K., DR., 3001 NEUWARMHUFCHEN, WALDSTR. 23
 DIEMINGER, W., PROF., DR., MAX-PLANCK-INSTITUT FUER AERONOMIE,
 3411 LINDAU UEBER NORTHEIM
 DIETRICH, G., PROF., DR., INST. F. MEERESKUNDE, 23 KIEL, NIEMANNSWEG 11
 DOHR, G., DR., 3 HANNOVER, POSTKAMP 16
 DRESEN, L., DR., 463 HOCHUM, MUSCHEYSTR./POSTFACH 2148
 DUDA, S. J., DR., F. D. ASSOCIATE PROFESSOR, SAINT LOUIS UNIDERSITY, DEPT. OF EARTH
 ATMOSPHERIC SCIENCES, 3507 LACLEDE AVE, SAINT LOUIS, MO. 63156, USA.
 DUERHAUM, H.-J., DR., 3001 NEUWARMHUFCHEN, WALDSTR. 8
 DUERSCHNER, HOPST, DR., 3 HANNOVER, KONTUMSTR. 1
 DIMSKY, V., DIPL., GEOPHYS., 7271 HERNECK/CALW, OBERES SCHLOSS
 FRERHARD, H.-J., DIPL.-ING., 28 BREMEN-SCHWACHHAUSEN, GEORG-GROENING-STR. 52 I
 FREL, A., DR., 5 KOFLIN-SFERBERG, RALSAMINENWEG 25
 ENFLMANN, H., DR., 3 HANNOVER, HAARSTR. 5
 FHMERT, A., PROF., DR., MAX-PLANCK INST. F. STRATOSPHERENPHYSIK,
 3411 LINDAU /NORTHEIM
 FHRISMANN, W., DIPL., GEOPHYS., PNEUSSAG A. G., 4BT., GEOPHYSIK
 3 HANNOVER, LEHMNIZ UFER 9
 FINGTIEHER, G., DR., 68 MANNHEIM-LINDENHOF, TORWIESENSTR. 19
 FISEL, ROSE, DR., 7 STUTTGART-VAININGEN, ACKERMANNSTR. 52
 FL-KARAMANLI, M., DR., MINING DEPT. FACULTY OF ENG.
 ASSINT-UNIVERSITY, ASSINT/EGYPT, V. A. R.
 ENDRIWEIT, JUTTA, DIPL., GEOPHYS., 2 NONNERSTEDT 3, OTTMUTHFWEG 23
 ERGIN, K., PROF., DR., TECHNIK UNIVERSITTE MAFEN, FAKULTESI, ISTANBUL/TUERKEI
 FROEFT, E. A., DIPL., BERGTNG, C/O MR. J. A. WALLISCH, 312 GRAND NATIONAL BUILDINGS,
 50 RISSIK STREET, JOHANNESBURG/SUEDAFRIKA
 EYFRIG, R., DR., 61 DARMSTADT 2, PUPINWEG 11
 FENGLER, CLAUD., DR., 2 HAMBURG-FU., ALSTERKRUUGCHAUSSÉE 429
 FIEDLER, G., DR., OBSERVATORIO CAGIGAL, INSTITUTO SFISMOLOGICO,
 APARTADO NR. 1955, CARACAS/ VENZUELA
 FIELTIZ, KL., DIPL., PHYS., 3342 CLAUSTHAL-ZELLERFELD, ADOLF-POEMER-STR. 2 A
 FISCHER, G., PROF., DR., 2085 QUICKHORN, VON-LILIENCRONSTR. 9
 FISCHER, W., DIPL., GEOPHYS., 31 CELLE-KLEINHELFEN, LEREPSTR. 28
 FLASCHE, A., DIPL., GEOPHYS., 4111 WARNER AVE. A-6, HYATTSVILLE MD. 20784, U.S.A.
 FLATHE, H., DR., 3 HANNOVER, PODWIELSKISTR. 62
 FLETSCHER, U., DR., 2024 PELLINGEN R., HAMBURG, ERNST-HEHRENS-STR. 12
 FLOHN, H., PROF., DR., 53 ROMM, AUF DEM HUGEL 20
 FOERTSCH, O., PROF., DR., 808 FUERSTENFELDDRUCK, THEODOR-HEUSS-STR. 16
 FORTAK, H., PROF., DR., 1 WELIN 42, ANKOGELSWEG 14
 FRIELESEREN, C. H., DR., 2 HAMBURG 24, FCKHOFFSTR. 12
 FREYSTAETTER, STEFAN, DIPL., GEOPHYS., 463 HOCHUM, WASSERSTR. 472
 FRIEDRICH, W., PROF., DR., OBERWEG, RAURAT A. D., 54 KOBLENZ, BRENTANOSTR. 80
 FRIEDRICH, WALTER, 34 GOETTINGEN, WFISSDONNWEG 13
 FRITSCH, J., DR., 3 HANNOVER-HUCHWOLZ, POSTFACH 54
 FRITSCH, V., PROF., DIPL.-ING., DR., SEIDENGASSE 25, A-1071 WIEN VII
 FROELICH, H., DR., 75 KARLSRUHE-WEST, HERTZSTR. 16
 FROMM, G., DIPL., GEOPHYS., 6535 GAU-ALGESHEIM, ERNST-LUDWIGSTR. 42
 FROMM, K., DIPL., GEOPHYSIKER, 3352 FINNECK, SOPHIESTR. 5
 FUCHS, K., DR., 75 KARLSRUHE-WEST, HERTZSTR. 16
 GAILIS, T., DIPL., GEOPHYS., 2 HAMBURG 1, STEINSTR. 7
 GANGL, G., DR., PUTZFENDLERG. 28/73, A-1232 WIEN/OESTERREICH
 GARBEP, R., DR., 3 HANNOVER, GEIHELSTR. 107
 GASSMANN, F., PROF., DR., PESTALUZZISTR. 30, CH-8032 ZUERICH (SCHWEIZ)
 GERBRAND, H., 8 MUENFCHEN 22, HERZOG-RUDOLF-STR. 2

GEES, P.-H., DR., 3 HANNOVER-KLEEFFELD, KIRCHROEDERSTR. 67 A
 GEORGI, H.-W., DR., 6375 OBERSTEDTEN/TAUNUS, BUCHENWEG 8
 GERGAWI, A., DR., HELWAN OBSERVATORY, HELWAN VAR., AEGYPTEN
 GIESE, P., PROF. DR., 1 BERLIN 33, EHRFENBERGSTR. 16 A
 GIESEL, W., DR., 3001 THOMSENSTR. 179
 GLITSCH, R., E., DR., 21, AVF EIFFEL, 92 SEVRES/FRANCE
 GOSE, WULF, ACHIM, DR., LUNAP SCIENCE INSTITUTE, 3303 NASA RD. 1
 HOUSTON, TEXAS, 77059, U.S.A.
 GRAF, A., PROF. DR., 8032 LOCHAM, LIERIGSTR. 4
 GRAFAREND, E., DR., 53 RUSCHHOFFEN, WALDSTR. H. DR. DUSFING
 GREINWALD, SIEGFRIED, 4 MÜNCHEN 13, LERCHENAUERSTR. 20
 GUETTER, HOLGER, 22 KIEL-WIK, WIESENWEG 13
 GUHA, S., DR., 37 GARIA PARK, P.O. GARIA, DT. 24 PARGANAS, W. BENGAL/INDIEN
 GUHA, S. K., DR., CENTRAL WATER AND POWER RESEARCH STATION, POONA 4/ INDIEN
 GUTDOLTSCH, R., PROF. DR., 2 NORDERSTADT 1, AM FORSTTEICH 33
 HAACK, V., 4 MÜNCHEN 4, LEONHARDSTR. 16/0
 HARICH, W., OBERREGIERUNGSRAT, 2 HAMBURG-RISSSEN, PARSIFALWEG 20
 HAENEL, R., 3 HANNOVER-RUCHHÖLZ, HAMSUNSTR. 20 A
 HAFMANN, H., 31 CEILE, SPOERCHENSTR. 49
 HAHN, A., PROF. DR., 3012 LANGENHAGEN, FASANENWEG 14
 HANSEN, W., PROF. DR., INST. F. MEERESKUNDE, 2 HAMBURG 13, HEIMHUEDERSTR. 71
 HARDTWIG, F., PROF. DR., 4 MÜNCHEN 13, FRIEDWICHSTR. 17
 HASSE, L., PROF. DR., 2 HAMBURG 64, OP DE SOLT 1 A
 HASSELMANN, KL., PROF. DR., 2 HAMBURG 13, SCHLUETERSTR. 22
 HAUBOLD, W., DR., 678 RAD HAMBURG, FRIESENSTR. 2 A
 HAURWITZ, R., PROF. DR., NATIONAL CENTER FOR ATMOSPHERIC RESEARCH,
 BOULDER, COLORADO 80302, U.S.A.
 HEEP, JOACHIM, 44 MÜNSTER, HUEFFERSTR. 34
 HEIMAUER, F., DR., 3401 RORTINGEN/GOETTINGEN, AM MENZELBERG 21
 HEISIG, J., 7601 GOTTENHEIM, MAIENSTR. 10
 HELBIG, K., DR., RESEARCH DIRECTOR GEOPHYSICS,
 31 PRES. J. F. KENNEDY LAAN, GENT/BELGIEN
 ANSCHRIFT AM 1. MAI 1971
 HELBIG, K., DR., DEUTSCHE TEXACO AG, HAUPTLABORATORIUM AUG. 3101 WIETZ
 VON HELMS, H., DR., 4131 HERRNIED (OBERBAVERN), SEESHAUPTSTR. 53 1/2
 HENKE, K. F., DR. ING., 7 STUTTGART-VATHINGEN, ROBERT-LEICHT-STR. 209
 HERRMANN, A., DR., 3 HANNOVER-RUCHHÖLZ, WESTPHALWEG 2
 HERTZBERG, H., VER. ING., 6749 ALTFNGLAN, NEUWIESENSTR. 22
 HESS, CHRISTINE, GERMAN GEOLOGICAL MISSION C/O GERMAN EMBASSY,
 64, PETCHABURI ROAD, BANGKOK/ THAILAND
 HEYE, D., DR., 3 HANNOVER, HAMSUNSTR. 20
 HEYMER, D., DIPL. ING., 4459 EMLICHHEIM-EMSLAND, REPLINER STR. 463
 HILDERRAND, G., 3167 BURGDORF, AM DORNBUSCH 8
 HILLERBAND, O., DIPL. PHYS., 34 GOETTINGEN, HERZBERGER LANDSTRASSE 180
 HILLER, W., PROF. DR., 7 STUTTGART 1, RICHARD-WAGNER-STR. 44
 HINZ, E., DIPL. GEOPHYS., 3 HANNOVER-RUCHHÖLZ, POSTFACH 54
 HINZ, K., DR., 3 HANNOVER-RUCHHÖLZ, POSTFACH 54
 HINZPETER, H., PROF. DR., 78 FREIBURG/BREISGAU, BRUCKNERSTR. 5
 HIRSCHLEHER, H.-H., DIPL. GEOPHYS., 2091 ASHAUSEN, KOENIGSBERGER STR. 2
 HIRSCHLEHER, U., DR., 3011 HANNOVER-LAATZEN, IM LANGEN FELD 6
 HIRTH, W., DR., 53 BONN-RAD GODESBERG, GRABENSTR. 89
 HOCHSTEIN, H., DR., DEPT. OF SCIENTIFIC AND INDUSTRIAL RES., GEOPHYSICS DIVISION
 PO BOX 8005, WELLINGTON/ NEW ZEALAND
 HOFFRE, D., DIPL. GEOPHYS., 23 KIEL, HAHMSSTR. 90
 HOFFPOEGGE, CHR., DR., 33 BRAUNSBERG, MOLTKESTR. 11
 HOLLAFENDER, F., DIPL. GEOPHYS., 2 HAMBURG 36, JUNGFERNSTIEG 3A
 HOMILIUS, J., DR., 3 HANNOVER-RUCHHÖLZ, POSTFACH 54
 HOPPF, W., DIPL. GEOPHYS., 3 HANNOVER, HOLTEISTR. 1
 HORN, W., LTD. DIREKTOR UND PROF., 2 HAMBURG 6, FELIX DAMNSTR. 2
 HORNEMANN, U., DR., 7654 WEIL/RHEIN, MITTLERE STR. 42

HUELSEMANN, J., DR., U.S. NAVAL OCEANOGRAPHIC OFFICE
NAE.L.RLDDG. 327, SAN DIEGO/CALIF. 92152 USA.
JACOR, KL. H., DR., LAMONT GEOLOGICAL OBS. OF COLUMBIA UNIVERSITY
PALISADES, N.Y. 10964, U.S.A.
JACOBY, H.-D., 1 BERLIN 19, NEIDENBURGERALLEE 47
JACORY, W., DR., DOMINION OBSERVATORY, SEISMOLOGY DIVISION, OTTAWA 3 /CANADA
JAESCHKE, R., DR., FSTFC, SPACE SCIENCE DEPT.,
DOMEINWEG, NOODWIJK/HOLLAND
JOSEPH, J., DR., VILLA FENNY/CABRE, 06 ROQUEBRUNE/CAP MARTIN (A.-M.)
JUNG, K., PROF., DR., 23 KIEL, HREMERSTR. 19 II
KALLE, K., PROF., DR., 3119 BFVENSFN, LYKA WEG 12
KAMINSKI, W., DIPL., GEOPHYS., 2091 ASHAUSEN, NEISSFSTR. 26
KAPPELMEYER, O., DR., 3 HANNOVER-BUCHHOLZ, POSTFACH 54
KATZLER, H., 23 KIEL 1, SYLTER BOGFN 60
KEIL, K., DR., 605 OFFENRACH/MAIN, SCHOPENHAUERSTR. 24
KFLCH, H.-J., DR., 445 LINGEN/EMS, FALKENSTR. 8 A
KELLER, F. H., 3392 CLAUSTHAL-ZELLERFELD, ADOLF-ROEMER-STR. 2 A
KERTZ, W., PROF., DR., INST. F. GEOPHYS. U. METEOROLOGIE,
33 BRAUNSCHWEIG, MENDELSSOHNSTRASSE 1
KEUNFCKE, K.-H., DIPL., PHYS., 23 KIEL, LORSENSTR. 7
KIND, R., DR., NATIONAL CENTER FOR EARTHQUAKE RESEARCH
345 MIDDLEFIELD ROAD, MENLO PARK, CALIFORNIA 94025
KLEINSCHMIDT, E., PROF., DR., 34 GOETTINGEN, GOERDELERWEG 2 A
KLUSMANN, J., DR., 21 HAMBURG 90, FFLDNERSTR. 8
KNEUPER, G., DR., 46 SAARBRUECKEN, TRIFERSTR. 4
KOCH, E., CARL HLOCHSGASSE 28, ARHUS C/ DAENEMARK
KOEHLER, R., DR., 3 HANNOVER, HAARSTRASSE 5
KOLLER, W., DR., 3 HANNOVER, GARKENBURGSTR. 2
KOFNIG, M., DIPL., ING., 2 HAMBURG 13, BINDERSTR. 22
KOFRLINGS, H., DIPL., GEOPHYS., 505 PORZ-WAHNHEIDE, ARTILLERIESTRASSE 88
KOHLEN, HEINZ, DR., 4401 NIENBERGE UEBER MÜNSTER, ROEHLER STRASSE 13
KOOPMANN, G., DR., 2 HAMBURG 70, LYDIASTR. 2
KOPIFTZ, J., DR., 452 EPLANGEN, SEISMOLOGISCHES OBSERVATORIUM
FORSCHUNGSKOLLEGIUM, PHYSIK D. EPDKOERPER S. V., NAEGELSBACHSTR. 54
KRAUS, W., PROF., DR., 2301 PUSSEF, DORFSTR. 82
KREMSER, G., DR., MAX-PLANCK-INSTITUT FUER AERONOMIE, 3411 LINDAU/HARZ
KREY, TH., DR., 3 HANNOVER, WILH. RUSCHSTR. 4
KUEPPERS, F., DIPL., PHYS., INSTITUT FUER GEOPHYSIK DER UNIVERSITAET,
44 MÜNSTER, STEINFURTERSTR. 107
KUHLEBRODT, E., PROF., DR., 2 HAMBURG 20, HAYNSTR. 19
KULHANEK, O., ING., GEOFYZIKALNI USTAV CSAV, SPORILOV, ROČNI II, PRAG 4, CSSR
KUTSCHER, F., DR., 62 WIEBRADEN, REGERSTR. 25
LANGF-HESSE, G., DR., 3411 LINDAU/HARZ NR. 333
LAURSCHER, H. P., PROF., DR., RERNOULLTSTR. 32, BASEL/SCHWEIZ
LAUCHE, H., DIPL., PHYS., MAX-PLANCK-INST. F. AERONOMIE, 3411 LINDAU/HARZ
LAUDAM, JOACHIM, 1 BERLIN 19, HAESFLEPSTR. 27
LAUFMANN, R., 3 HANNOVER, GOETHFSTRASSE 19
LEDERER, R., DIPL., GEOPHYS., 2392 FLUFCKSBURG, KURLANDSTR. 18
LEHMANN, H.-J., DIPL., GEOPHYS., 3011 AHEFM, IM GROSSEN HUECHENFELD 17
LEHMANN, INGE, DR., KASTFLSVEJ 26, KOPENHAGEN/DAENEMARK
LICHTE, H., PROF., DR., 75 KARLSRUHE, AUGUST-HEBEL-STR. 34
LIERSCHER, H.-J., DR., 5414 VALLENDAR, THEODOR-HEUSS-STR. 36
LINSSE, H., DR., NO. 1207-727 SIXTH AVE. S. W.
(EXECUTIVE PLACE), CALGARY, ALBERTA/CANADA
LOTZE, W., DR., RUA IGUATU, 14 AP. 401, RIO DE JANEIRO ZC-82/PBRASILIIEN
MAASS, H.-W., DR., 3011 GEHRDEN/HANN., HISMARCKSTR. 16
MAGHT, H. G., DR., 505 PORZ-EIL, REZ. KOELN, WUPPERTALERSTR. 10
MAELZER, H., DR., 75 KARLSRUHE, GABELSBERGERSTR. 17
MAEUSSNEST, O., DR., 7 STUTTGART 75, TUTTLINGERSTR. 9
MAGAARD, L., DR., 2108 PREETZ, STETTINERSTR. 9

MAKRIS, J., DR., 2 HAMBURG 56, GUDRUNSTR. 115
 MARSCH, BRUNO, 4 DUESSELDORF 1, GRUNERSTR. 9
 MATTERN, G., DR., 6241 FELDBERG/TAUNUS, TAUNUS OBSERVATORIUM
 MAUREP, HARTMUT, 33 BRAUNSCHWIG, MENDELSSOHNSTRASSE 1
 MAUVE, K., DR., 1 REFLIN 10, ERNST-REUTER-PLATZ 7
 MEINCKE, J., INSTITUT FUER MEERESKUNDE, 23 KIEL, NIEMANNSWEG 11
 WEISSNER, P., PROF., DR., 2525 CORREA RD., UNIVERSITY OF HAWAII
 INSTITUTE OF GEOPHYSICS, HONOLULU/ HAWAII 96822
 MENZEL, H., PROF., DR., 2 NORDERSTEDT 1, AM HOCHSITZ 4
 MEYER, J., DR., 1 REFLIN 33, PODBIELSKIALLEE 62
 MEYER, O., DR., 2 HAMBURG 21, KARLSTR. 32
 MODEL, F., DR., 2 HAMBURG-BLANKENESE, KRONPRINZENSTR. 26
 MOELLER, F., PROF., DR., METEOROL. INST., 8 MUENCHEN 13, AMALIENSTR. 52
 MORELLI, C., PROF., DR., OSSERVATORIO GEOFISICO, VIALE GASSI 4, TRIEST/ITALIEN
 MOTT-SMITH, L. W., MANDREL IND., INC., P.O. BOX 36306, HOUSTON, TEXAS 77036, USA.
 MUEHLEISEN, P., PROF., DR., 7981 WEISSENAU B., RAVENSHURG, RASTHALDE
 MUELLER, E., DR., 1 BERLIN 49, DINNEN DAHLSTR. 6
 MUELLER, G., DR., GEOPHYSIK. INST. DER UNIVERSITAET,
 75 KARLSRUHE-VEST, HERTZSTR. 16
 MUELLER, G., DR., 4442 BENTHEIM/I/HS. C. OFILMANN BERGHAU GMBH.
 MUELLER, H. G., PROF., DR., 8031 HECHENDORF/PILSENSEE, RAINWEG 10
 MUELLER, J., DIPL. GEOPHYS., 8 MUENCHEN 23, GERMANIASTR. 15/III
 MUELLER, ST., PROF., DR., 75 KARLSRUHE, BRUEGERSTR. 15 A
 MUEHCH, J., DR., 34 GOETTINGEN, NIKOLAUSHERGROEWEG 55
 MUNKELT, K., DR., 2 HAMBURG 39, HEINRICHSTR. 53
 NAEGELE, E., DR., 7 STUTTGART 1, JOHANNESSTR. 3 A
 NAUTSCH, H., LTD. REG. DIR., DR., 5402 TREIS-KARDEN, MOSELSTR. 203
 NEUBAUER, F. M., DR., 33 BRAUNSCHWIG, MENDELSSOHNSTR. 1
 NEUMAYER, W., DIPL. GEOPHYS., 2380 SCHLESWIG, HARALDSECK 17
 NEUMANN, G., PROF., DR., NEW YORK UNIVERSITY, COLLEGE OF ENGINEERING,
 UNIVERSITY HEIGHTS, NEW YORK 53, N.Y., USA.
 NEUMANN, H., DR., 2 HAMBURG 66, MUEHLENBROOK 23
 NUSSER, F., PROF., DR., INST. F. GEOGRAPHIE U. WIRTSCHAFTSGEOGRAPHIE
 2 HAMBURG 13, MOORFIDENSTRASSE 9
 OHLENDORF, H., 23 KIEL, EICHENDORFFSTR. 18
 OSTMEIER, R. J., GEOPHYSIKER, 8905 MERING B., AUGSRURG, HANS SACHS-WEG 6
 PAETZOLD, H. K., PROF., DR., INSTITUT FUER GEOPHYSIK U. METEOROLOGIE
 5 KOELN-LINDENTHAL, ALBERTUS-MAGNUS-PLATZ
 PALME, W., DR., 31 CELLE, IM WERDER 2 A
 PAUL, R., DR., 7447 BADENWEILER, BEETHOVENSTR. 4
 PAULSEN, W., DR., 2 HAMBURG 39, CARL-COHNSTR. 64
 PETERSEN, N., DR., 92 ROSENHEIM/INN, KOSSACKER 7
 PIEST, J., DR., OZEANOGRAPHISCHE FORSCHUNGSANSTALT DER
 BUNDESWEHR, 23 KIEL, LORNSENSTR. 7
 PISTOR, P., 6901 ST. ILGEN, WALLAECKERWEG
 PLAIMANN, S., DIPL. GEOPHYS., 3 HANNOVER-RUCHHOLZ, POSTFACH 54
 PLESINGER, A., ING., GEOZYKALNI USTAV CSAV., SPORILOV, BOCNI II, PRAG 4/CSSR
 POGADE, G., DR., 2 HAMBURG 55, STRANDWEG 7
 POHL, J., 8 MUENCHEN 13, HILTENSBERGERSTR. 3
 POTT, G., DIPL. PHYS., OZEANOGR. FORSCHUNGSANST. D. BUNDESWEHR,
 23 KIEL, LORNSENSTR. 7
 POTTHAST, W., 505 PORZ-GRENGEL, EICHENDORFFSTR. 9
 PRAHA, GERTRUD, DR., 2 HAMBURG-VOLKSDORF, HIRTENKAMP 16
 PROEHL, CLAUDIUS, DR., GEOPHYSIKALISCHES INSTITUT DER UNIVERSITAET,
 75 KARLSRUHE-W., HERTZSTRASSE 16
 PUCHER, RUDOLF, DR., 3014 MISHURG, LEIPZIGERSTR. 12
 PUFHRIINGER, A., DR., ZENTRALANSTALT FUER METEOROLOGIE UND GEODYNAMIK,
 HOHE WART 38, A 1190 WIEN/OESTERRICH
 POURZAL, FIROUZ, 34 GOETTINGEN, FULDAWEG 18
 QUERFURTH, HORST, DIPL. GEOPHYS., 415 KREFFELD, UERDINGER STR. 128

RAHMAN, A. DR., M. SC., DR., GEOLOGY DEPT., UNIVERSITY OF THE PANJAB,
 LAHORE/PAKISTAN
 RAMMNER, P. J., GEOPHYSIKALISCHE HOCHUNTERSUCHUNGEN
 7423 BONNDORF/SCHWARZWALD, HUBENAUERNER WEG 14
 RAMSAVER, K., PROF. DR.-ING., 7 STUTTGART 1, POSTFACH 560
 RAO, S. H., M. SC., DR., DEPT. OF GEOLOGY AND GEOPHYSICS
 INDIAN INST. OF TECHNOLOGY, KHARAGPUR/WEST BENGAL, INDIEN
 RASCHKE, E., DR., 443 HOCHUM, HUSTADTRING 75
 RAWER, K., PROF. DR., 7801 HUGSTETTEN/FREIBURG, HERRENSTR. 43
 REFAI, E., DR., FACULTY OF SCIENCE, GEOL. DEPT., CAIRO/EGYPT
 REICH, H., PROF. DR., 34 GOETTINGEN, SCHLOEZERWEG 11
 REPSOLD, HANS, 3006 GROSSRUHROWFELD, AN DER RUHLE 5 A
 RIFS, H., 3011 GEHRODEN, REDDERSEERSTR. 2
 RODEWALD, M., DR., 2 HAMBURG-WANDSBEK, RANTZAUSTR. 78
 ROESER, H.-A., 3 HANNOVER-RUCHHOLZ, POSTFACH 54
 ROEWER, P., DIPL. GEOPHYS., 1 BERLIN 33, POEBBIELSKIALLEE 58
 ROLL, H. U., PROF. DR., PRASIDENT DES DEUTSCHEN HYDROGRAPHISCHEN INSTITUTS,
 2 HAMBURG 67, POEGENFELD 34
 ROSE, H., PROF. DR., 2 HAMBURG 39, GELLEPTSTR. 21
 ROSENACH, O., PROF. DR., INSTITUT FUER GEOPHYSIK DER T. U.,
 3392 CLAUSTHAL-ZELLERFELD, ADOLF-ROEMER-STR. 2 A
 ROSENFELD, J., DR., 44 MÜNSTER, PFERDEGASSE 3
 ROSENHAGEN, J., DR., 2 NORDERSTEDT 3, POSTFACH 267
 ROSSACH, A., DR., 2 MÜNCHEN 712, APPENZELER-STR., 117
 RUCK, KL., W., DIPL. GEOLOGE, 233 ECKERNFÖRDE, LORENZ-VON-STEIN-RING 44
 RUDLOFF, W., DR., 215 BUXTEHUDE, VASSMEYSTR. 16
 RUDNITZKI, B., DR., 6048 GRENENBROICH, PARKSTR. 4
 RIJHMKORF, H. A., DR., 3 HANNOVER, HALLENSTR. 1
 METALLURGICAL ENGINEERING, MINNEAPOLIS, MINN., 55455, U.S.A.
 RUMMEL, F., DR., INST. FUER GEOPHYSIK, 463 HOCHUM-OBIERENBURG, POSTFACH 2148
 RUTHE, K., STUDIENRAT, 3388 MAD HARZBURG, HERZOG-WILHELM-STR. 87
 SATO, YASUO, PROF. DR., EARTHQUAKE RESEARCH INST. TOKYO UNIVERSITY, TOKYO/JAPAN
 SAXOV, S., PROF. DR., ELMEVEJE NO. 11, SKANDERBORG/DAENEMARK
 SCHAAF, H., DR., ASKANIA-WERKE, 1 BERLIN-MARIENDORF, GROSSHEFRENSTR. 2-10
 SCHEIDEGGER, A. F., PROF. DR., SCHOENENBERG STR. 88, CH-4820 WAEDENSWILL/SCHWEIZ
 SCHELIGA, G., 8 MÜNCHEN 8, HOFANGERSTR. 75
 SCHENK, E., DR., 63 GIESSEN, PROFESSORENWEG 6
 SCHEURE, H.-G., DR., 446 GELSENKIRCHEN-BUER, GLADRECKERSTR. 29
 SCHICK, R., DR., 7 STUTTGART-0, RICHARD-WAGNER-STR. 44
 SCHIEL, G., DR., 305 WUNSTORF, HASENPHAL 44
 SCHIRMER, FL., DIPL. PHYS., 2 HAMBURG 13, BINDERSTR. 22
 SCHLUSSENER, A., PROF. DR., 3 HANNOVER 1, LUDWIG BRUNS STR. 17
 SCHMEDES, E., 47 HAMM/WESTF., STARENSCHLEIFE 88
 SCHMIDT, E., DR., 4011 FGMATING, AM FELD 19
 SCHMOLL, J., 3 HANNOVER, LUDWIG BARNAY-STR. 9
 SCHMUCKER, U., DR., 34 GOETTINGEN, HERZBERGER LANDSTR. 42
 SCHNEIDER, G., DR., 7 STUTTGART-0, RICHARD-WAGNER-STR. 44
 SCHNER, MANFRED, 8 MÜNCHEN 13, ARCISSTR. 36/I
 SCHOPPER, J., DR., 3392 CLAUSTHAL-ZELLERFELD, AM SILBERSEGGEN 12
 SCHREIBER, HERMANN, DIPL. PHYS. DR., 34 GOETTINGEN, HERZBERGER LANDSTRASSE 180
 SCHROEDER, G., PROF. DR. ING., 54 KOELENZ, TANNENWEG 4
 SCHROEDER, W., 282 BREMEN-ROENNERECK, HECHTELSTR. 8
 SCHUCH, M. JUN., DR., 8092 HAAG/ORN., GARELSBERGERSTR. 14
 SCHUETTE, K. G., DIPL. GEOPHYS., 1 BERLIN 33, POEBBIELSKIALLEE 58
 SCHULT, A., DR., 4037 PLANEGG, THUERPHIMSTR. 3 A
 SCHULZ, G., DR., 5309 RHEINRACH, ZUM RURGACKER 30
 SCHULZ, R., DR., INSTITUTO DE GEOLOGIA, CASILLA 1020, VALDIVIA/CHILE
 SCHULZE, G.-A., DR., 3 HANNOVER-KIRCHROOF, PIRMASENSERSTR. 1
 SCHULZE, R., PROF. DR., 2 HAMBURG 13, MOORWEIDENSTR. 14
 SDOORRA, H., DR., 2021 ABBENHOLSTEIN, HAUPTSTRASSE 23

SEIDL,G.,DR., 463 HOCHIM, MARGARETENSTR., 4
 SEIDL,D., GEOPHYSIK, INST. D. UNIVERSITAET, 75 KARLSRUHE-W., HERTZSTR. 16
 SENGEL, K.L., P., DR., 7144 ASPERG, BEHLINERSTR., 42
 SIERFERT, J., DIPL. PHYS., 2 HAMBURG 13, KINDESTR., 22
 SIERFERT, M., PROF. DR., 34 GOETTINGEN, HEKZHEWGER LANDSTR., 180
 SIEDLER, G., PROF. DR., 23 KIEL-WIK, STEFANEKER WEG 54
 SIEMANN, H., DR., 7758 MEERSBURG, HANS-DIETER-STR., 25
 SJEMENS, G., DR.-ING., 1 BERLIN 46, NICOLAISTR., 36
 SINGLER, A., DR., 8 MUENCHEN 90, KASPAR SPAFTSTR., 20
 SOFFEL, H., DR., 8 MUENCHEN 42, LIMMENSTERSTR., 4
 SUESSTRUNK, A., F., DIPL. PHYS., 2 KUETSTR., 13, 54 BADEN/AG (SCHWEIZ)
 SUHR, G., DR., 3 HANNOVER, HAARSTRASSE 5
 STEIN, A., DR., 3 HANNOVER-RUCHHOLZ, POSTFACH 54
 STEINBECK, J., DR., INST. F. GEOPHYSIK, 7 STUTTGART 1, RICHARD-WAGNER-STR. 44
 STEINFERT, H., DR., 23 KIEL, FREILIGPATHSTR. 13
 STEINHAUSER, P., DR., ENELHOFGASSE 4/14, A-1180 WIEN/ OESTERREICH
 STEMLER, W., DR., 35 KASSEL, KAINHUNNENWEG 14
 STEPPES, O., PROF., 2 HAMBURG 50, POLANDSWOORT 34
 STEVFLING, E., DIPL. PHYS., 34 GOETTINGEN, HEKZHEWGERLANDSTR. 180
 STILKE, G., PROF. DR., 2 HAMBURG 23, BLUMENAU 99 A
 STORK, B., 33 RAUNSCHEWIG, SAARHOFCKENERSTR. 125
 STROBACH, K.L., PROF. DR., INSTITUT FUER GEOPHYSIK DER UNIVERSITAET STUTTGART,
 7 STUTTGART 1, RICHARD-WAGNER-STRASSE 44
 STROWALD, J., DIPL. GEOPHYS., 2 HAMBURG 54, VIZELINSTR. 27
 TACY-HORNUCH, A., PROF. DR., GEODAET. U. GEOPHYS. FORSCHUNGLABORATORIEN
 DER UNGARISCHEN AKADEMIE D. WISS., POSTFACH 94 SOPRON/UNGARN
 TEGMEYER, R., 3004 ISERNHAGEN, AM BRAMHUSCH 8
 THEILE, R., DIPL. PHYS., 33 RAUNSCHEWIG, HEINRICHSTR. 41
 THEILEN, FR., 2300 ALTENHOLZ, TILSITER WEG 2 A
 THEIS, H., DR., 2 HAMBURG 6A, FRETTCHENWEG 12
 TIEDFMANN, H., P., 23 KIEL, WINTERREKER WEG 32
 THOMAS, J., DIPL. GEOPHYS., 72 TUTTLINGEN, BRUDERHOFSTR. 42
 THRAM, P., PROF. DR., LEITER DES SEEWETTERAMTES
 2 HAMBURG 4, HERNHARD-NOCHT-STRASSE 76
 THYSEN, F., DR., 44 MUENSTER/WESTF., STEINFURTER STR. 107
 THYSEN-BORNEMISZA, ST. DR., THE MAYFLOWER
 15 CENTRAL PARK WEST, NEW YORK, N.Y. 10023 U.S.A.
 TIEDFMANN, H., P., DR., 23 KIEL, WINTERREKER WEG 32
 TOMCZAK, G., DR., 2 HAMBURG 71, WIEFHOFESTIEG 35 A
 TOPFRCZER, M., PROF. DR., ZENTRALANSTALT FUER METEOROLOGIE UND GEODYNAMIK,
 HOHE WART 38, A-1190 WIEN/OESTERREICH
 TRAPP, F., DR., ZENTRALANST. F. METEOROLOGIE U. GEODYNAMIK,
 HOHE WART 38, A-1190 WIEN/OESTERREICH
 TRAPP, G., PROF. DR., C/O MR. WIPLEY (DIPLOMATIC POUCH) UNESCO
 PLACE DE FONTENOY, PARIS-7ME/FRANCE
 TRAPP, H., J., DR., SEISMOS GMBH., 3 HANNOVER, WILHELM-RUSCH-STR. 4
 TREYDE, U., DIPL. GEOPHYS., 2 NORDERSTEDT 1, FORSTWEG 20
 TROFSTER, M., DR., 8 MUENCHEN 4, ROTTALSTR. 9
 TUCHFL, G., DIPL. ING., 3 HANNOVER-KIRCHRODE, SUOETENSTR. 2
 TURKOWSKI, CL., DR., DPT. OF EARTH SCIENCES, WASHINGTON UNIVERSITY,
 ST. LOUIS/ MISSOURI 63130/USA
 UECHTRITZ, E., DIPL. ING., 31 CELLE, SCHUBERTSTR. 18
 UHLEMANN, R., DIPL. GEOPHYS., 179 MESSKIPCH, GRABENRACHSTR. 5
 UHLIG, G., DIPL. GEOPHYS., 42 ALSINGERWIES POST ROSENHEIM/RUCHENWEG 2 A
 ULRICH, H., J., 3 HANNOVER-GW. RUCHHOLZ, KIRCHWEG 37
 UNTIEDT, J., PROF. DR., INST. F. FEINE U. ANGEW. GEOPHYSIK,
 44 MUENSTER/WESTF., STEINFURTERSTR. 107
 VAGT, FRANZISKA, DR., 2 HAMBURG 20, ALSTERKRUGCHAUSSEE 276
 VANEK, J., DR., SPOJILOV ROZNI II, 1401, PRAHA 4/CSSR
 VFFS, R., DR., 3392 CLAUSTHAL-ZELLERFELD, ADOLF-ROEMER-STRASSE 2 A

VETTERLEIN, P., DR., 3 HANNOVER, HAARSTR. 5
VOELKER, H., DR., 34 GOETTINGEN, HERZBERGER LANDSTR. 180
VOGEL, A., DR., DOZENT, UNIVERSITY OF UPPSALA, GEOPHYSICAL LABORATORY,
BOX 556, S-751 122 UPPSALA 1/SCHWEDEN
VOLLAND, H., PROF., DR., STERNWART, 53 BONN, POPPELSDOFFER ALLEE 49
VOPPEL, D., DIPL., GEOPHYS., OBSERVATORIUM WINGST, 2171 HOEFTGRUBE/NIEDEPELBE
WACHHOLZ, H., DR., 3 HANNOVER, HAARSTRASSE 5
WALDEN, H., PROF., DR., 2 HAMBURG 4, BRENNHARD-NOCHT-STR. 78
WEBER, F., PROF., DR., MONTANISTISCHE HOCHSCHULE,
ANZENGRUBERGASSE 14, A-4700 LEONEN/STEIERMARKE
WEDFEL, D., DR., 2605 BRINKUM, DRESDNERSTR. 1-3
WEHERRINK, F., DIPL., GEOPHYS., 2443 DINKLAGE, IN DER WIEK
WEIGEL, W., DIPL., GEOPHYS., 2 HAMBURG 13, BINDERSTR. 22
WERNER, FR., DR., 6104 JUGENHEIM, PAUERWEG 38
WESTERHAUSEN, H., DR., 43 ESSEN, ROSASTR. 2
WEYL, F., 53 BONN/RHEIN, POSTFACH 3068
WICHMANN, H., DR., 2 HAMBURG 20, ENZIANSTR. 18
WIENERT, K., DR., FODMAGNETISCHES OBSERVATORIUM, 808 FUERSTENFELDRUCK/OBER.
WIERCZYKO, E., DR., 3 HANNOVER-LINDEN, AM SAUERWINKEL 1
WIEMANN, ECKHARD, 2 HAMBURG 55, SUELLDORFER LANDSTR. 88
WILKE, H., -D., ASHDOWN HOUSE, 305 MEMORIAL DRIVE, CAMBRIDGE, MASS. 02139 USA.
WILKE, KLAUS, 47 HAMM/ESTF., LIPPESTR. 30
WISSMANN, GERD, 23 KIEL-MITTENHOF, KOPENHAGENER ALLEE 34
ZIMMERMANN, J., 24 LUFWICK, RATZEBURGER ALLEE 49 D
WILCKENS, FR., PRF., DR., 53 BONN, GLATZERSTR. 3/1
WILHELM, H., DR., 34 GOETTINGEN, HERZBERGER LANDSTR. 180
WOHLFENBERG, J., DR., UNIVERSITY COLLEGE NAIROBI,
P.O. BOX 30197, NAIROBI/KENYA (EAST AFRICA)
WOLFF, W., PROF., DR., 4154 ST. LOENIS, TANNENSTR. 4
WUEST, G., PROF., DR., 8520 EPLANGEN, RATHSBERGERSTR. 63
YARAMANCI, A., DR., -ING., INSTITUT FUER GEOPHYSIK,
UNIVERSITAEI ISTANBUL, ISTANBUL/TUERKEI
ZANDIJAPOUR, AHMAD, TEHRAN/IRAN, P.O. BOX 16 28
ZECH, G., DR., 8 MIENCHEN 90, LANGBIERGENERSTR. 17
ZETTEL, W., DR., -ING., 3 HANNOVER, HAARSTR. 5
ZSCHAU, JOCHEN, 23 KIEL, HOLTENAUER STRASSE 112 I
ZUERNE, V., DR., 34 GOETTINGEN, HERZBERGER LANDSTRASSE 180
ZWIEHLER, G., DR., -ING., PRESIDENT A.D., 2 HAMBURG 52, PLATENSTR. 1

STUDENTISCHE MITGLIEDER

RARTELS, HANS-WULF, 34 GOETTINGEN, BRENTANOWEG 4
 REBLO, MARTIN, 8 MUENCHEN 81, BONSFELSSTR. 16
 REFFNOJI, F., 2 HAMBURG 13, RIFHERSTR. 1
 RJOEFNSSON, AXEL, 34 GOETTINGEN, GOERLITZERSTR. 71
 ROL, H., 2 HAMBURG 39, ALSTERDOWERSTR. 20 BEI STAMER
 RORM, G., DIPL.GEOPHYS., 23 KIEL, INST.F.GEOPHYSIK, NEUE UNIVERSITAET
 ROCKAMP, OLAF, 34 GOETTINGEN, LOT7ESTRASSE 13
 RFTF, ALPAN, DR., FAIK PEY SOK, 10, MALTPE-KARTAL, ISTANBUL/TUERKEI
 DEGUTSCH, M., 44 MUENSTER-COERDE, EIBINGERSTRASSE 65
 DUMA, G., MARIENGASSE 4/17, A-1170 WIEN/OESTERREICH
 FL-ABADY, M., 23 KIEL, HINDENBURGHUEFER 76, HAUS WEITCLUR
 ERNSTSON, KORD, INST.F.GEOPHYSIK, 23 KIEL, NEUE UNIVERSITAET, HAUS B 2
 FISCHER, PETER, 3392 CIAUSTHAL-ZELLERFELD, ERZSTR. 47
 GERTIG, H., 2 HAMBURG 22, GRAUMANNSWEG 20
 GRUPPE, KURT, 8 MUENCHEN 2, AMALIESTR. 19 REI GENTZ
 HADJERI, H., 21 HAMBURG-HARBURG, AN DER SCHIESSBAHN 30 F
 HEPF, J., 44 MUENSTER, HUEFFERSTR. 34
 HIFFEN, JOERN H., 34 GOETTINGEN, HERZBERGERLANDSTR. 180
 HUNSCHE, U., 33 BRAUNSCHWEIG, DRESDFNSTR. 24
 JANLF, PETER, 2204 GLUECKSTADT, STADTSTR. 74
 KARDVAN, PETER, DAMJANTICH U. 42, III. EM. 7, BUDAPEST VII/UNGARN
 KIESSLING, WERNER, 8 MUENCHEN 23, WILLI-GWAF-STR. 17
 MAASS, GERT, 2 HAMBURG 50, BAHRENFELDER STEINDAMM 49
 MALAVIYA, HARI N., 1 BERLIN 37, BREITNACHERSTR. 28 R, PETERS
 MILLER, HEINZ, 8 MUENCHEN 8, MARIA-THERESIA-STR. 10
 NADJAFI, A. RAHMAN, 2 HAMBURG 57, ELRGAUSTR. 33
 OSTERODE, WOLF, 2301 KIEL-WIK, TONDEKNERSTR. 19
 PAPE, ECKHARD, 7 STUTTGART-W., LEUSCHNERSTR. 53 III
 PETERS, KURT, 8 MUENCHEN 19, BURGHAEISENERSTR. 2
 RAHAL, M., DIPL.GEOPHYS., 2 HAMBURG 39, SIERICHSTR. 20 I
 REHN, HEINZ-WERNER, 33 BRAUNSCHWEIG, MENDELSSOHNSTRASSE 1
 REITMAYR, GERNOT, 8 MUENCHEN 13, AGNESSTRASSE 31/462
 RUDLOFF, RAINER, 215 RIJTFHUDE, JAHNSTR. 14
 RIESERBIETER, W., 33 BRAUNSCHWEIG, BEETHOVENSTR. 24
 SCHMALFELDT, B., DIPL.PHYS., 2057 REINBECK, SCHOENNINGSTEDTERSTR. 60
 SCHMFLING, B. D., INST.F.MFT.U.GEOPHYSIK D.FREIEN UNIVERSITAET
 1 BERLIN 33, PODIIFLSKIALLE 62
 SCHOENHARTING, GUENTER, 8 MUENCHEN 23, HOERWALDSTR. 17
 SCHULZ, GUENTER, 2 HAMBURG 34, KROENGBLOECKE 21 B
 SCHWEITZER, CHR., 1 BERLIN 37, TUERKSTFINWEG 34
 SNOEK, M., 2 HAMBURG-RIANKENESE, ELTERSTRASSE 1
 STAHLSCHMIDT, KL., DIPL.GEOPHYS., 5635 HOCHDAHL-MILLRATH, ULMENWEG 2
 STROWALD, J., DIPL.GEOPHYS., 209 WINSFN/LUHE, LUENERGERSTR. 9
 STUKENBROEKER, RERTHOLD, 23 KIEL 17, OLDESTR. 30
 THOMSEN, PETER, 23 KIEL, LESSINGPLATZ 6
 VOIGT, G.-H., 33 BRAUNSCHWEIG, BERNERSTR., 8
 WANGEMANN, EICKE-KRAFT, 2 HAMBURG 20, ABENDROTHSWEG 57
 WEISE, CHRISTIAN, 8 MUENCHEN 13, ADLFLIEDSTR. 3
 WIEHLE, HARTMUT, 44 MUENSTER, WARENDORFER STRASSE 138
 ZIMMERMANN, JUERGEN, 24 LUEBECK, RATZEBURGER ALLEE 49 D

FIRMEN

COMPAGNIE GENERALE DE GEOPHYSIQUE, MEUR KUNETZ, 50, RUE FABERT, PARIS 7
CONTINENTAL ELEKTROINDUSTRIE A.G., ASKANIA-WERKE
1 BERLIN 42, GROSSHEFENSTR. 2-10
J.F. DE REGT SPECIJAAL CA-LE, ADMIRAAL HELFERICHWEG 2,
CAPELLE AAN DE IJESSEL, HOLLAND
C. DEILMANN-BERGHAIJ GMBH., 4442 HENTHEIM, POSTFACH 75
DEUTSCHE TEXACO AKTIENGESELLSCHAFT, 2 HAMBURG 13, MITTELWEG 180
GEWERKSCHAFT BRIGITTA, 3 HANNOVER 1, KOLBERGSTR. 14
GEWERKSCHAFT ELWEPATH, 3 HANNOVER 1, HINDENBURGSTR. 29
GEWERKSCHAFT EXPLORATION, 4 DUESSELDORF, STEINSTR. 20
GISFWSKI, ROBERT, 232 PLOFN/HOLSTEIN, POSTFACH 30
GOETTKER ERBEN FLACHROHRUNGEN GMBH., 3101 WATHLINGEN KRS. CELLE
INTERNATIONAL GEOPHYSICAL SUPPLY AGENCIES C.V. DR. PETER C. DE BRUYN,
44, LAAN VAN LEEUWESTEIJN, VOORBURG-DEN HAAG/HOLLAND
KALI UND SALZ GMBH. HAUPTVERWALTUNG, 35 KASSEL 1, POSTFACH 407
MORIL OIL A.G., 2 HAMBURG 1, STEINWASSE 5
PRAKLA, GESELLSCHAFT FÜR PRAKTISCHE LAGERSTAETTEN-
FORSCHUNG, GMBH, 3 HANNOVER, HAARSTR. 5
PREUSSAG AKTIENGESELLSCHAFT, Z. HO. DR. KLAUS WEGGEN, 3 HANNOVER, POSTFACH 4829
SCHLIMBERGER VERFAHREN, ZWEIGNIEDERLASSUNG HANNOVER
3 HANNOVER, OSTERSTRASSE 27
SEISMOS GMBH., 3 HANNOVER 1, WILH. BUSCHSTR. 4
WINTERSHALL A.G., 35 KASSEL, FRIEDR.-BERTSTR. 160

INSTITUTE

- DEUTSCHE METEOROLOGISCHE GESELLSCHAFT, ZWEIGWEIN FRANKFURT,
 605 OFFENBACH/MAIN, FRANKFURTERSTR. 135
 DEUTSCHES HYDROGRAPHISCHES INSTITUT, 2 HAMBURG 4, BERNH.-NOCHTSTR. 78
 GEODÄTISCHES INST. D. RHEIN.-WESTF. TECHNISCHEN HOCHSCHULE,
 51 AACHEN, TEMPLERGGÄREN 55
 GEOL. INST. D. RHEIN.-WESTF. TECHNISCHEN HOCHSCHULE,
 51 AACHEN, WUFILNERSTR. 2
 GEOLOGISCHES INSTITUT DER UNIVERSITÄT, 852 ERLANGEN, SCHLOSSGARTEN 5
 GEOL. INST. D. UNIVERSITÄT, ABT. F. ERDREIFENGELOGIE,
 5 KOELN/RHEIN, ZUELPICHERSTR. 47
 GEOLOGISCHES LANDESAMT NORDRHEIN-WESTFALEN, 415 KREFELD, WESTWALL 124
 GEOL.-PALAEONTOLOGISCHES INSTITUT DER UNIVERSITÄT,
 355 MARBURG/LAHN, DEUTSCHHAUSSTR. 10
 GEOPHYSIKALISCHES INSTITUT DER TECHNISCHEN HOCHSCHULE,
 75 KARLSRUHE-WEST, HERTZSTRASSE 16
 GEOPHYSIKALISCHES OBSERVATORIUM, 808 FUERSTENFELDHRUCK, LUDWIGSHOEHE 8
 INSTITUT FUER ANGEWANDTE GEOPHYSIK DER UNIVERSITÄT,
 8 MUENCHEN 2, RICHARD-WAGNER-STR. 10
 INSTITUT FUER GEOPHYSIK UND METEOROLOGIE DER TECHNISCHEN
 UNIVERSITÄT, 23 BRÄUNSCHWEIG, MENDELSSOHNSTR. 1
 INSTITUT FUER GEOPHYSIK DER T.U., 3392 CLAUSTHAL-ZELLERFELD
 ADOLF ROEMERSTR. 2 A
 INSTITUT FUER GEOPHYSIK, 34 GOETTINGEN, HERZBERGER LANDSTR. 180
 INSTITUT FUER GEOPHYSIK DER UNIVERSITÄT,
 23 KIEL, NEUE UNIVERSITÄT, HAUS H 2
 INSTITUT FUER GEOPHYSIK DER UNIVERSITÄT STUTTGART,
 7 STUTTGART, RICHARD-WAGNER-STR. 44
 INSTITUT F. GEOPHYSIK, SCHWINGUNGS-U. SCHALLTECHNIK D. WESTF.
 BERGGEWERKSCHAFTSKASSE, 463 HOCHUM, HERNENSTR. 45
 INSTITUT FUER METEOROLOGIE DER UNIVERSITÄT, 23 KIEL, HOHENBERGSTR. 2
 INSTITUT FUER METEOROLOGIE, JOHANNES GUTENBERG-UNIVERSITÄT,
 65 MAINZ, POSTFACH 3980
 INSTITUT FUER METEOROLOGIE UND GEOPHYSIK DER FRIEDEN UNIVERSITÄT BERLIN
 1 BERLIN 33, PODBIELSKIALLEE 62
 INSTITUT FUER METEOROLOGIE UND KLIMATOLOGIE DER TECHNISCHEN HOCHSCHULE,
 3 HANNOVER-HERRENHAUSEN, HERRENHAUSENERSTR. 2
 INSTITUT FUER IONOSPHEREN-PHYSIK, MAX-PLANCK-INSTITUT FUER AERONOMIE,
 3411 LINDAU UEBER NORTHEIM
 INSTITUT FUER DIE PHYSIK DES ERDKREISLAUFES,
 2 HAMBURG 13, RINDERSTR. 22
 INSTITUT FUER REINE UND ANGEWANDTE GEOPHYSIK, 44 MUENSTER, STEINFURTERSTR. 10
 INSTITUT FUER THEORETISCHE GEODÄSIE, 3 HANNOVER, NIENBURGERSTR. 6
 IONOSPHERENINSTITUT, 7814 HREISACH/RHEIN
 METEOROLOGISCHES INSTITUT DER UNIVERSITÄT HAMBURG,
 2 HAMBURG 13, VON-MELLE-PARK 6
 METEOROLOGISCHES INSTITUT DER UNIVERSITÄT, 75 KARLSRUHE 1, KAISERSTR. 12
 METEOROLOGISCHES INSTITUT DER UNIVERSITÄT MUENCHEN,
 8 MUENCHEN 13, AMALIESTR. 52
 NIEDERSÄCHSISCHES LANDESAMT, 3 HANNOVER-BUCHHOLZ, POSTFACH 54
 OZEANOGRAPHISCHE FORSCHUNGSANSTALT DER BUNDESWEHR, 23 KIEL, LORSENSTR. 7
 UNIVERSITÄTSBIBLIOTHEK, 69 HEIDELBERG
 UNIVERSITÄTSMITTELSTADT FUER METEOROLOGIE UND GEOPHYSIK,
 6 FRANKFURT/MAIN, FELDBERGSTR. 47

VON FOLGENDEN MITGLIEDERN FEHLT UNS DIE GEGENWAERTIG GUELTIGE ANSCHRIFT.

BISHERIGE ANSCHRIFT

BAUER, A. PROF. DR. C. F. G. P. A. A. FACF 22 QUAI CARNOT. 92 SAINT CLOUD/FRANCE

VOSS, J. 23 KIFL. GRIEDELPLATZ 5