

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 Temperaturschichtung 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 gefügekundlichen und elektrischen Größen	743	II, F3, d
EICHMEIER, J.: Ionenbahnen in einem platten- und zylinderförmigen Aspirationskondensator 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 $F_m(\mathbf{k}) \Delta\mathbf{k} = \sum \frac{1}{2} \langle a_\mu a_{\bar{\mu}} \rangle$, 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

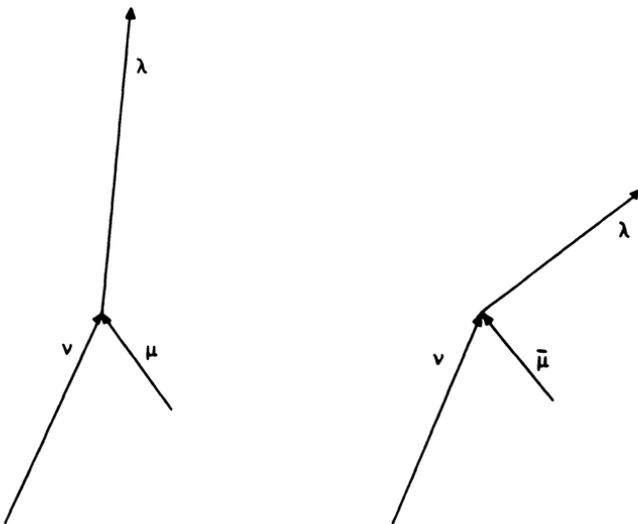


Fig. 1: Lowest order transfer diagrams for acoustic scattering. ν and λ represent acoustic phonons, μ and $\bar{\mu}$ the scattering phonon or antiphonon (surface wave, internal gravity wave, or waveguide inhomogeneity).

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

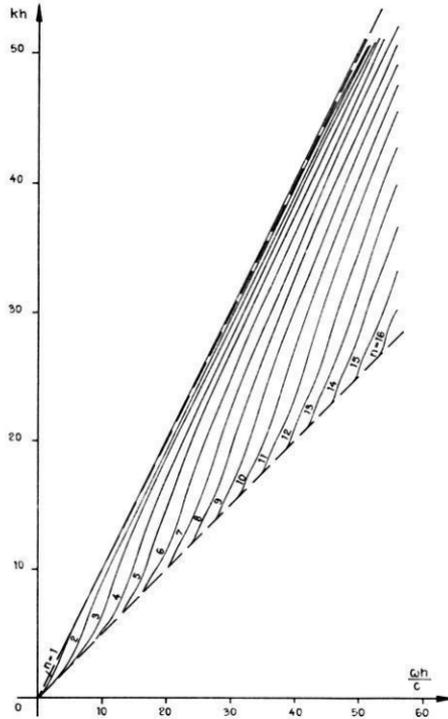


Fig. 2: Dispersion curves for fluid/solid two-layer model. For better comparison with figs. 5 to 10 and 12 the axes have been interchanged with respect to the usual representation.

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, $k \gtrsim 2 \hat{k}$).

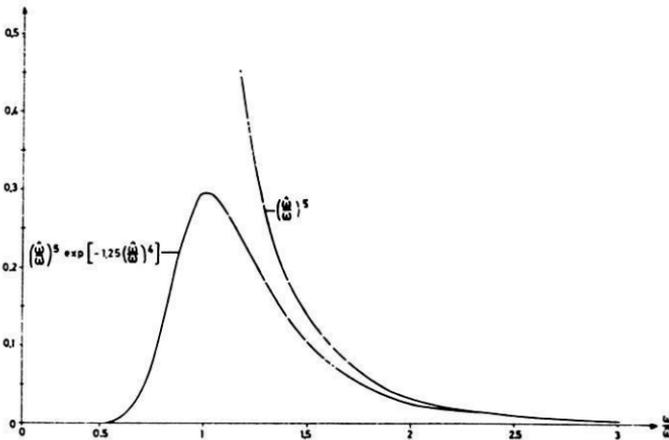


Fig. 3: PIERSON-MOSKOWITZ spectrum

$$E_{pm} = 0.0156 \cdot \frac{U^5}{g^3} \left(\frac{\hat{\omega}}{\omega}\right)^5 e^{-1.25 \left(\frac{\hat{\omega}}{\omega}\right)^4}, \quad \hat{\omega} = 0.877 \cdot \frac{g}{U}$$

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_w/h ; thus the numerical coefficients $\tilde{\gamma}_v = \gamma_v h/v_w$ 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 $\omega_w h/c$ (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 $\hat{\omega}/\omega_w$. 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 $|\omega_\mu/\omega_w| \ll 1$ 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

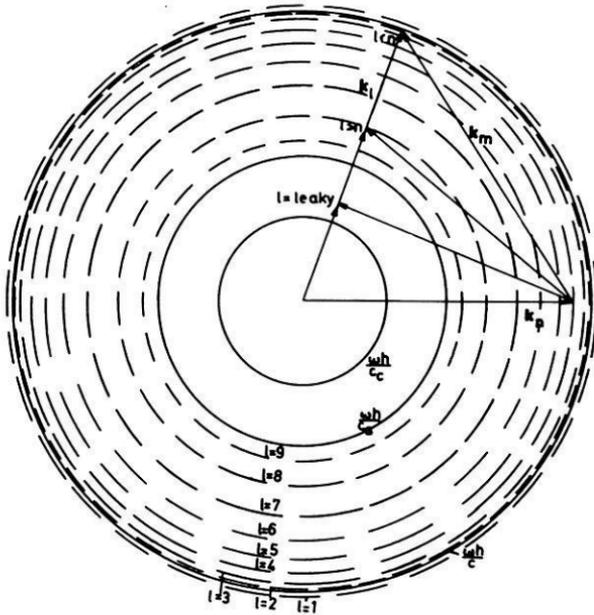


Fig. 4: Polar diagram of the primary acoustic mode k_n , scattering gravity-wave component k_m and scattered acoustic mode k_l for interaction.

$$k_l = k_n + k_m, \omega_l = \omega_n + \omega_m \approx \omega_n = \omega \text{ for } \omega h/c = 30 \text{ (constructed from fig. 1).}$$

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

$$\beta_{nl}^{\min} \text{ and } \beta_{nl}^{\max}.$$

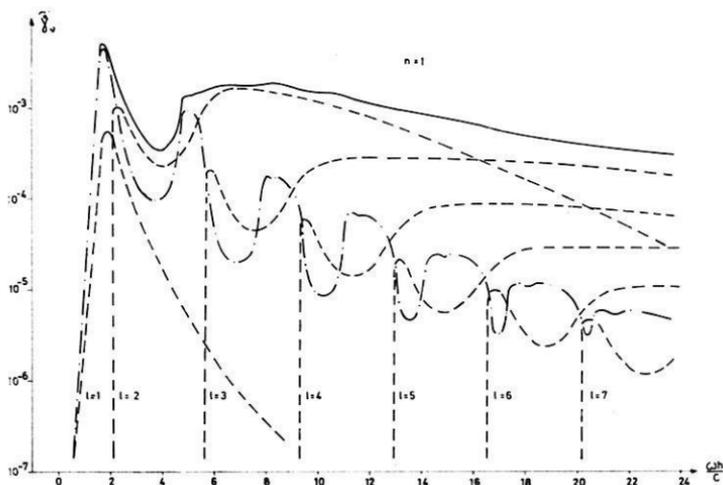


Fig. 5: Saturation damping factors $\tilde{\gamma}_v$ ($\beta = 1$), in units of inverse water depth for trapped-trapped and trapped-leaking interactions, wind parallel (or antiparallel) to the primary mode k_n , $n = 1$.

$$\text{---} \tilde{\gamma}_{v\lambda}^{II} \quad \text{- - -} \tilde{\gamma}_v^{II} \quad \text{—} \tilde{\gamma}_v = \sum_l \tilde{\gamma}_{v\lambda}^{II} + \tilde{\gamma}_v^{II}$$

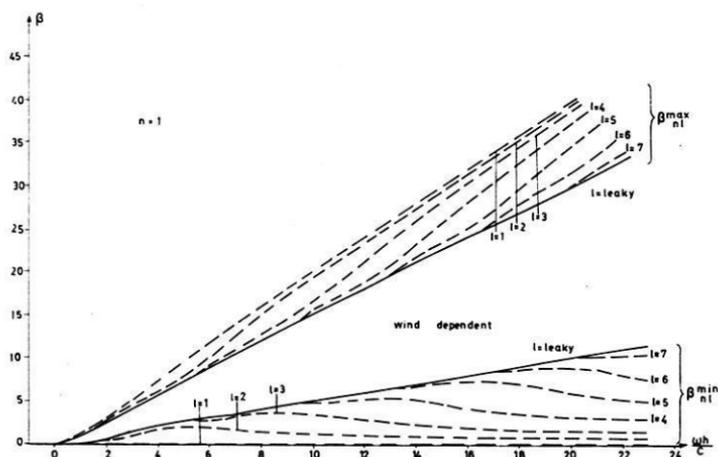


Fig. 6: Regions of wind dependence for trapped-trapped and trapped-leaking interactions, $n = 1$.

The attenuation is essentially zero for $\beta > \beta_{nl}^{\max}$ and reaches an asymptotic saturated value for $\beta < \beta_{nl}^{\min}$ (cf. fig. 5).

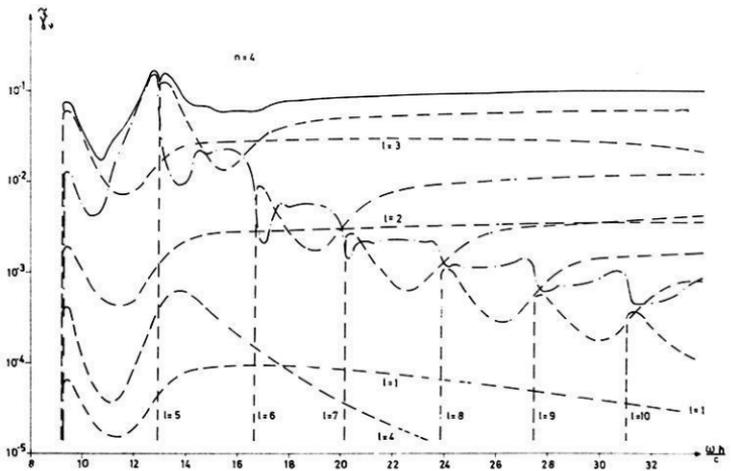


Fig. 7: Same as fig. 5, with $n = 4$.

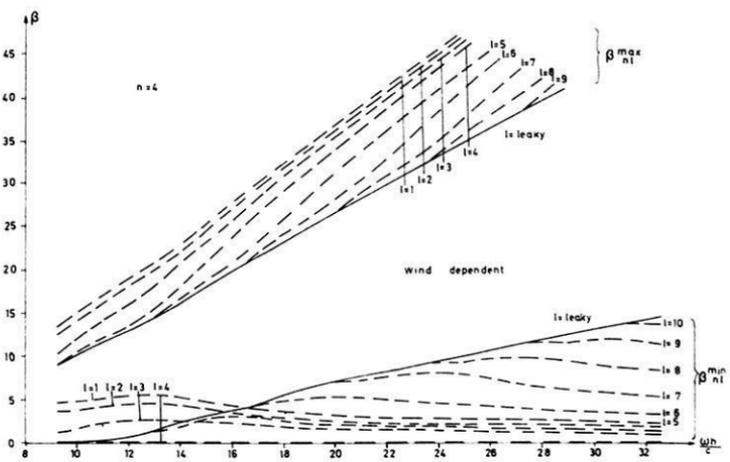


Fig. 8: Same as fig. 6, with $n = 4$ (cf. fig. 7).

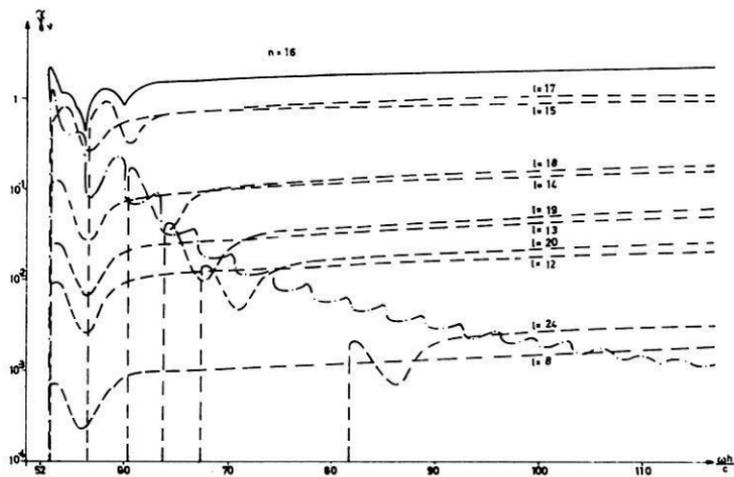


Fig. 9: Same as fig. 5, with $n = 16$.

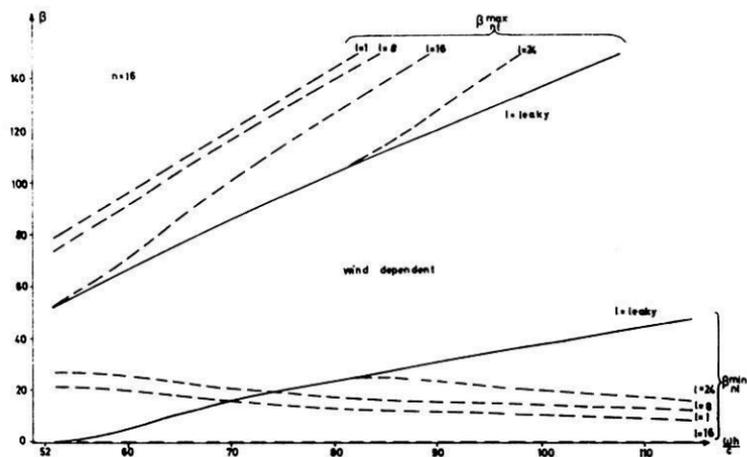


Fig. 10: Same as fig. 6, with $n = 16$ (cf. fig. 9).

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"*

$$U^{\text{pass}} = U_1^{\text{pass}} = 0.877 \cdot \sqrt{\frac{gh}{2k_1 h}} \approx 0.877 \sqrt{\frac{gh}{2\frac{\omega h}{c}}}$$

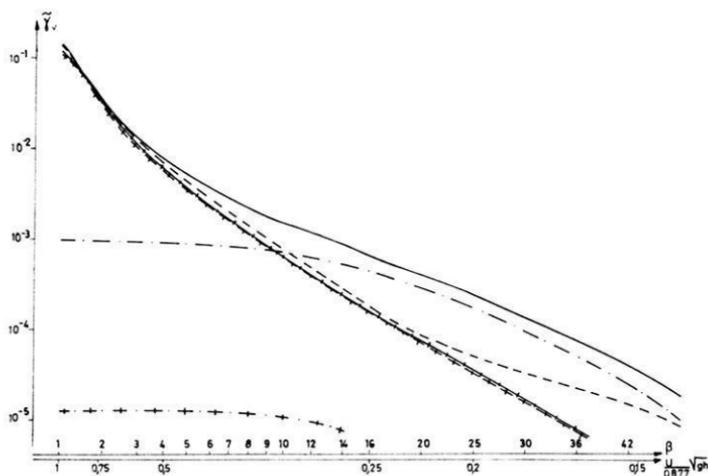


Fig. 11: Damping factors $\tilde{\gamma}_v$ in units of inverse water depth for trapped-trapped and trapped-leaking interactions in dependence of the wind parameter β for propagation parallel (or antiparallel) and perpendicular to the wind, $n = 4$, $\omega h/c = 30$.

parallel	perpendicular	
-----	+ + + +	$\sum_l \tilde{\gamma}_{v\lambda}^{ll}$
- . - . - .	+ . + . +	$\tilde{\gamma}_v^{ll}$
—————	— + — + — +	$\tilde{\gamma}_v = \sum_l \tilde{\gamma}_{v\lambda}^{ll} + \tilde{\gamma}_v^{ll}$

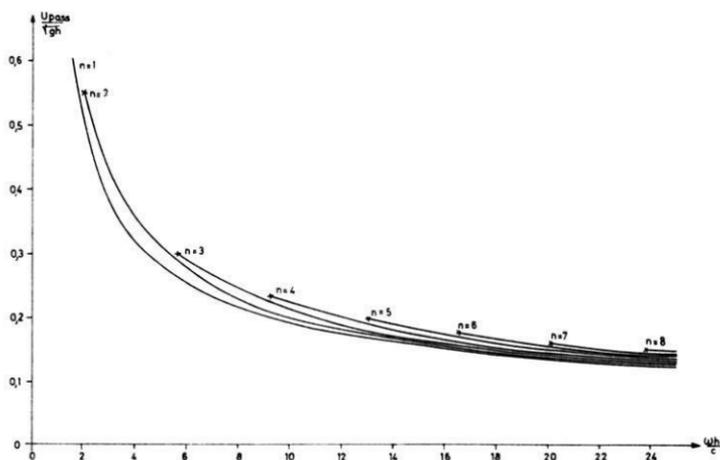


Fig. 12: Wind velocity U_n^{DABS} as a function of frequency. For wind velocity less U_n^{DABS} the mode n propagates nearly undamped.

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-

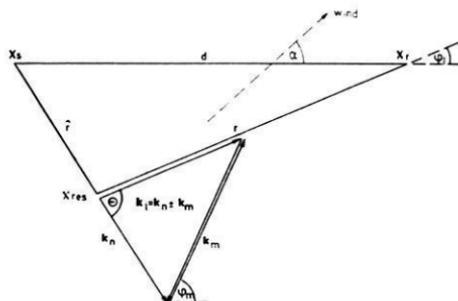


Fig. 13: Scattering path for interaction $\nu \pm \mu \rightarrow \lambda$. For given φ_l , k_l scattering occurs at only one resonance point x_{res} .

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

$$\delta\omega_\mu(\varphi_l) = \frac{\int_0^\infty \tilde{F}_l(\omega_\lambda, \varphi_l) \omega_\mu d\omega_\lambda}{\int_0^\infty \tilde{F}_l(\omega_\lambda, \varphi_l) d\omega_\lambda}$$

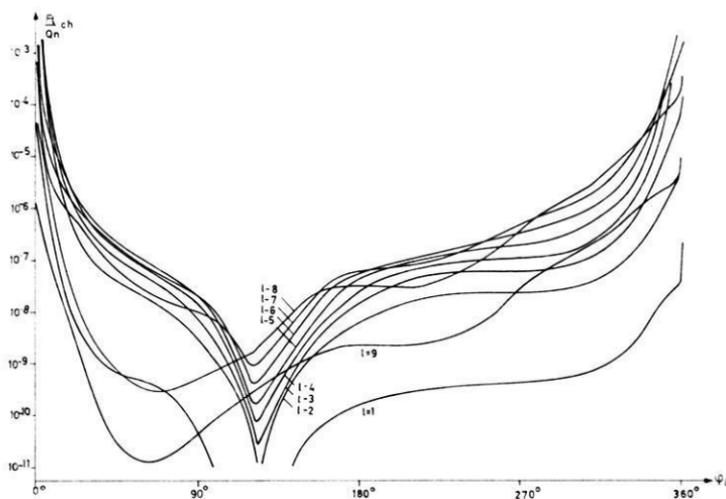


Fig. 14: Scattered energy of modes l from a primary mode $n = 4$, $\omega h/c = 30$.
 The scattering surface wave spectrum is saturated, $\beta = 1$.
 Source-receiver distance $d = 100 \cdot h$; mean surface-wave direction, $\lambda = 45^\circ$.

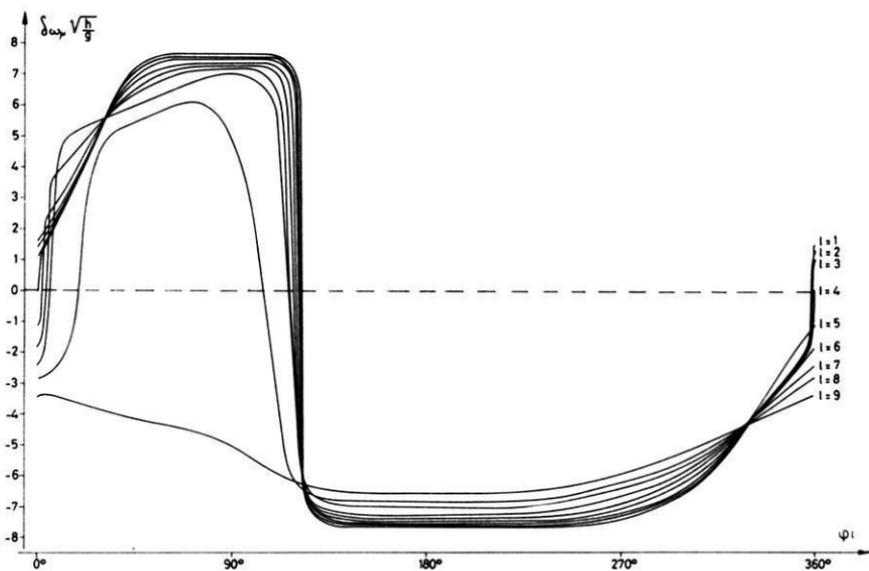


Fig. 15: Mean Doppler shift of the scattered energy per unit angle,
 same parameters as in fig. 14.

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 modenummer, 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

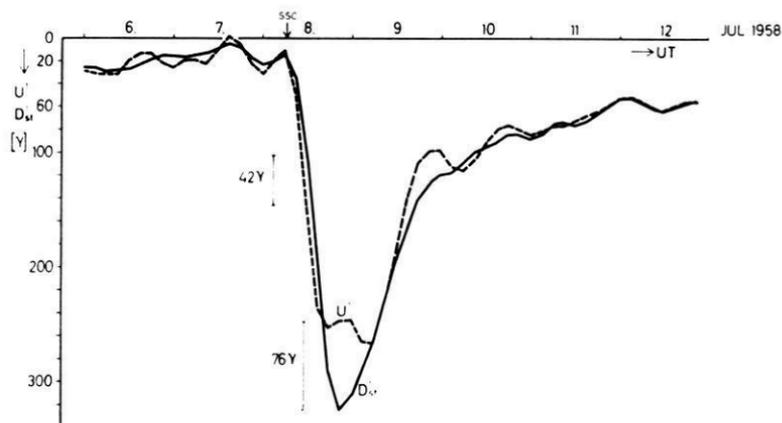


Abb. 1: Die angeglichenen Ringstromindizes U^1 und D_{st}^1 für den starken magnetischen Sturm vom 8. Juli 1958.

The comparable ring-current indices U^1 and D_{st}^1 for the great magnetic storm beginning July 8, 1958.

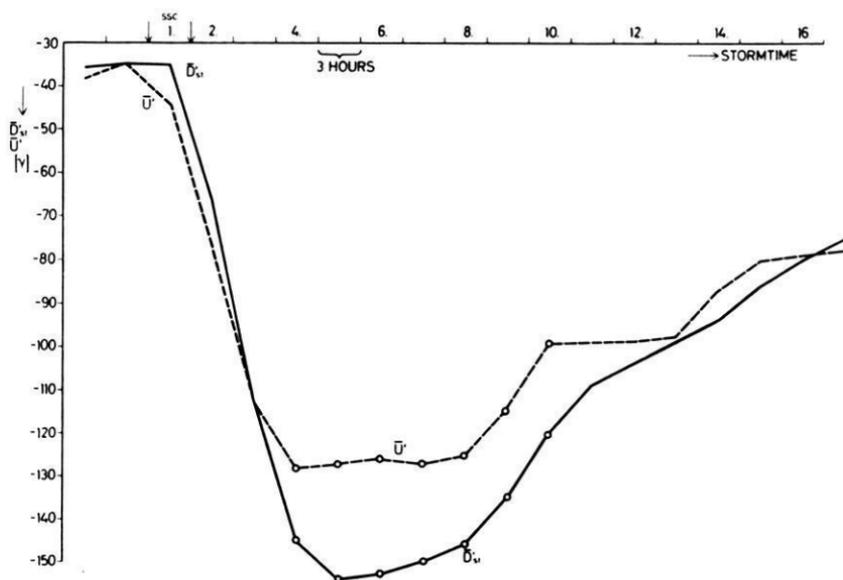


Abb. 2: Der mittlere Verlauf von O' und D_{st}^1 während starker magnetischer Stürme (gemittelt aus 16 Stürmen im IGJ).

The average development of O' and D_{st}^1 during great magnetic storms (averaged from 16 storms of the IGJ).

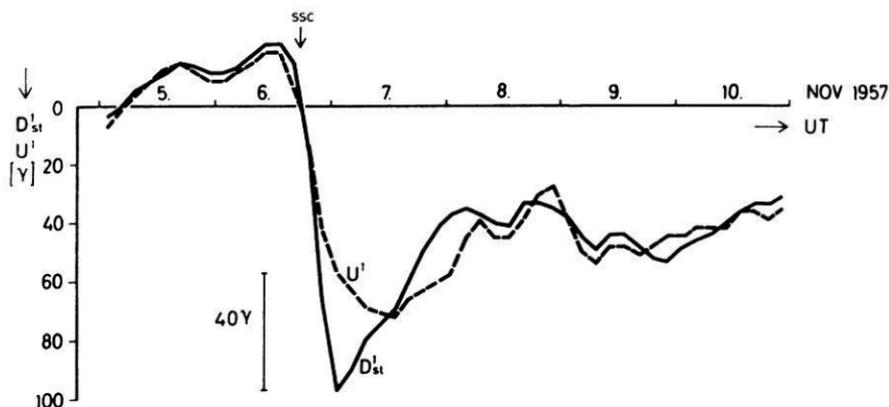


Abb. 3: Die angeglichenen Ringstromindizes U^1 und D_{st}^1 für den mittleren magnetischen Sturm vom 6. November 1957.

The comparable ring-current indices U^1 and D_{st}^1 for the moderate magnetic storm beginning November 6, 1957.

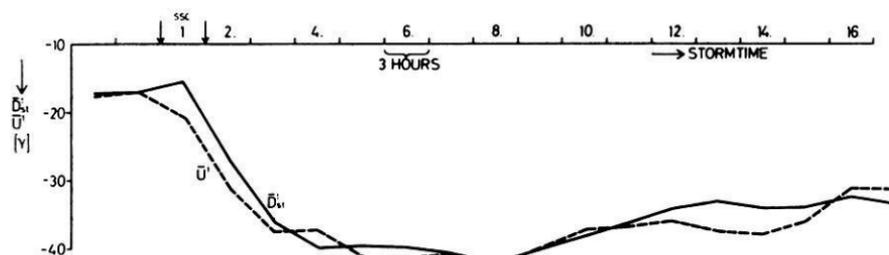


Abb. 4: Der mittlere Verlauf von U^1 und D_{st}^1 während schwacher magnetischer Stürme (gemittelt aus 14 Stürmen im IGJ).

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 [1969 b]. 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

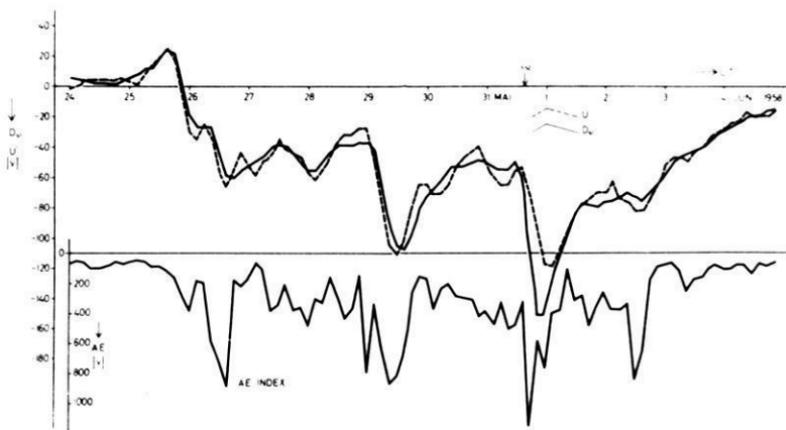


Abb. 5: Die Indizes U^1 und D_{st}^1 (oben) und der Elektrojet-Index AE (unten) für den Zeitraum vom 24. Mai bis 4. Juni 1958.

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 industriefernen 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 industriefernen 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 Brückenvermittlung 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

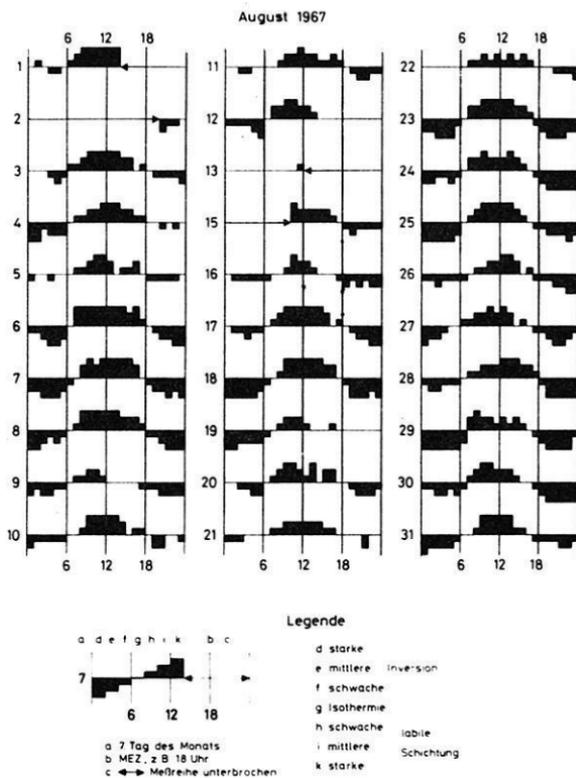


Abb. 1: Graphische Charakterisierung der Tagesvariationen der Temperaturschichtung in der Atmosphäre.

Graphical representation of the diurnal variations of thermal stratification in the atmosphere.

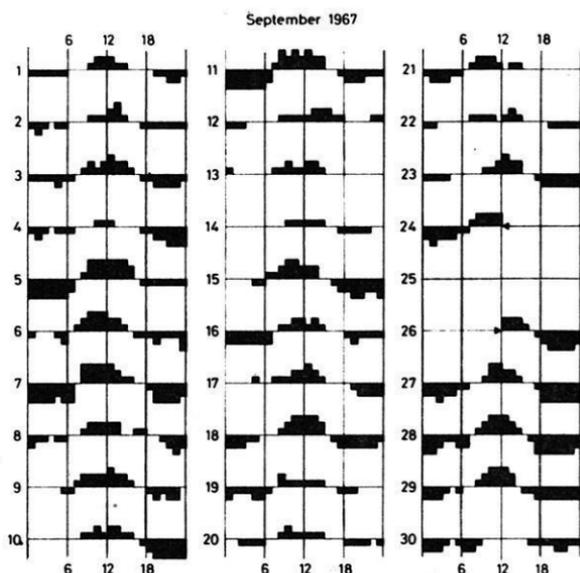


Abb. 2: Graphische Charakterisierung der Tagesvariationen der Temperaturschichtung in der Atmosphäre.

Graphical representation of the diurnal variations of thermal stratification in the atmosphere.

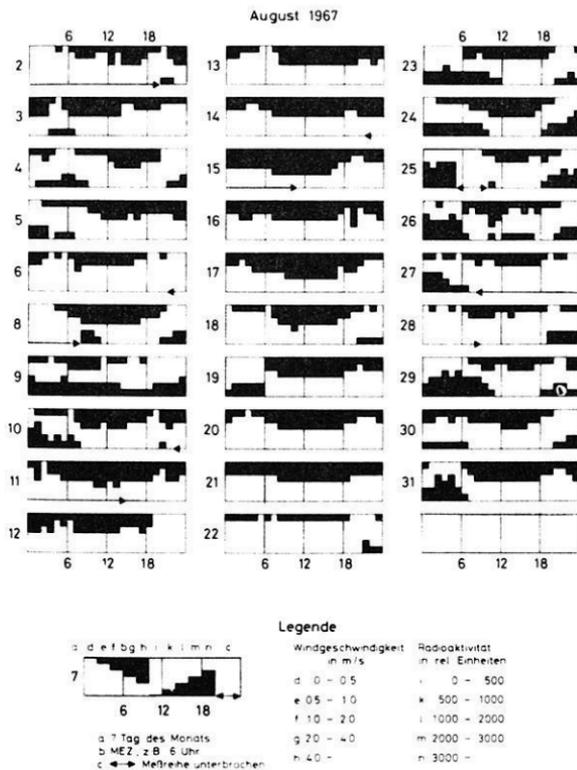


Abb. 3: Graphische Charakterisierung der Tagesvariationen von Windgeschwindigkeit und Konzentration der natürlichen radioaktiven Substanzen in der Atmosphäre.

Graphical representation of the diurnal variations of wind velocity as of the concentration of natural radioactive substances in the atmosphere.

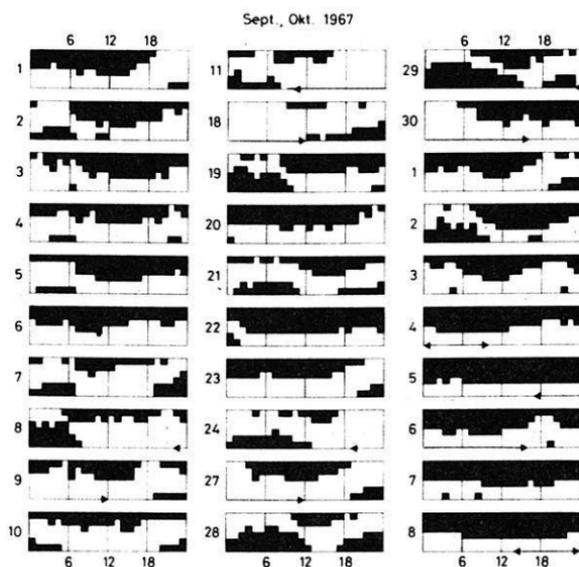


Abb. 4: Graphische Charakterisierung der Tagesvariationen von Windgeschwindigkeit und Konzentration der natürlichen radioaktiven Substanzen in der Atmosphäre.

Graphical representation of the diurnal variations of wind velocity as well as of the concentration of natural radioactive substances in the atmosphere.

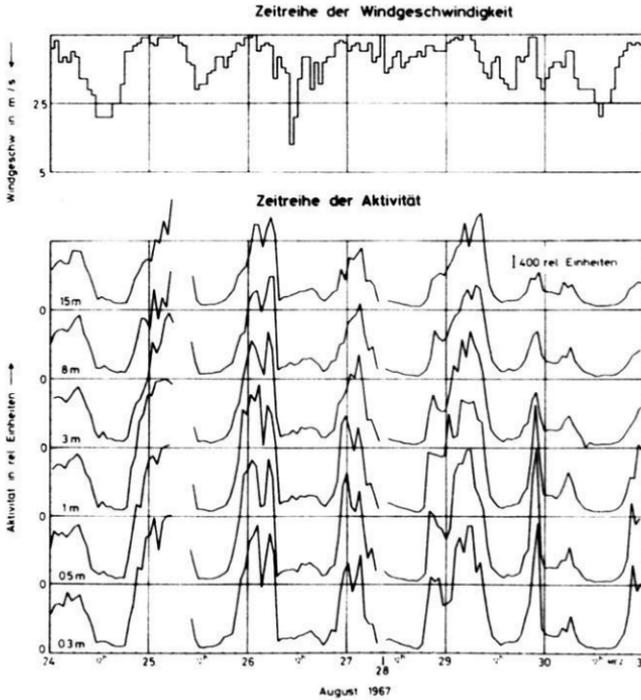


Abb. 5: Zeitreihe der Windgeschwindigkeit und der natürlichen Radioaktivität der Luft.

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.

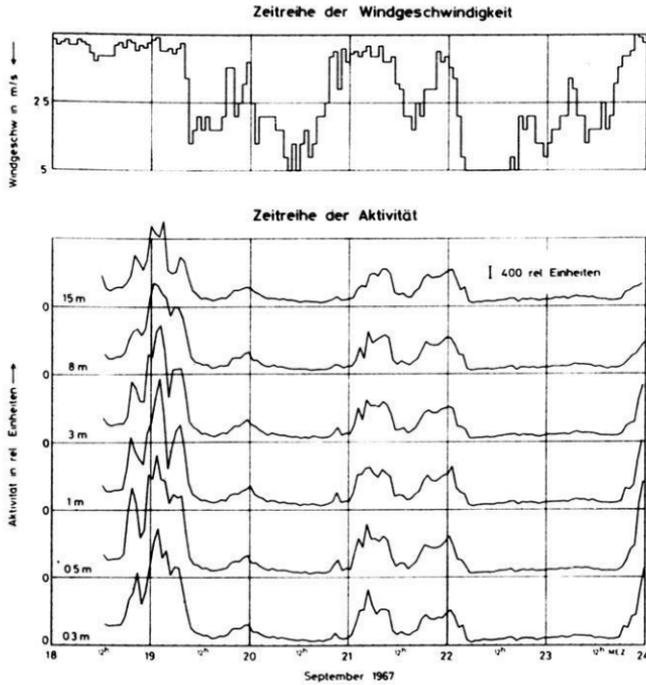


Abb. 6: Zeitreihe der Windgeschwindigkeit und der natürlichen Radioaktivität der Luft.

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 Konzentrationsverringern 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,

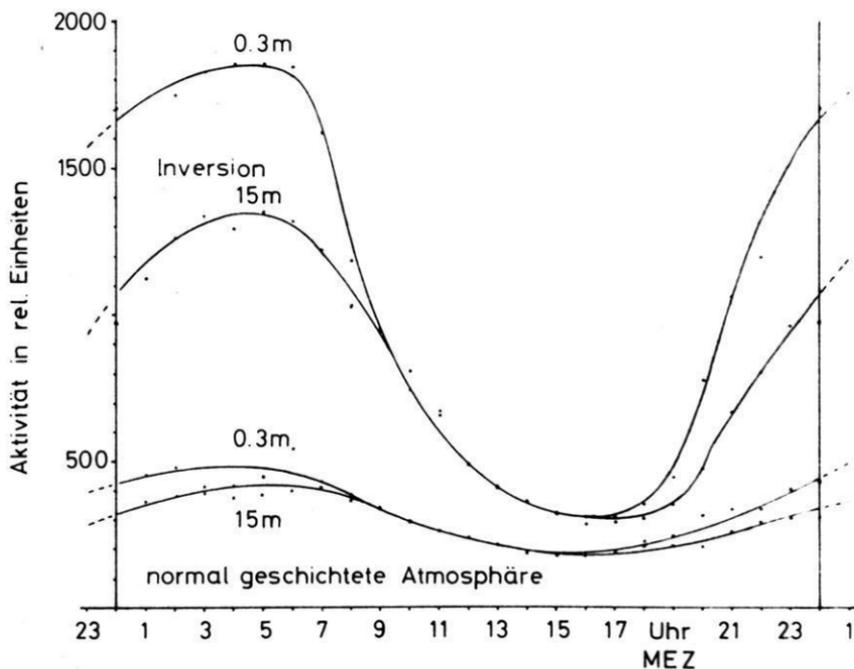


Abb. 7: Gemittelter Tagesgang der natürlichen Aktivität der Luft für eine normal geschichtete und eine stabile Atmosphäre.

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

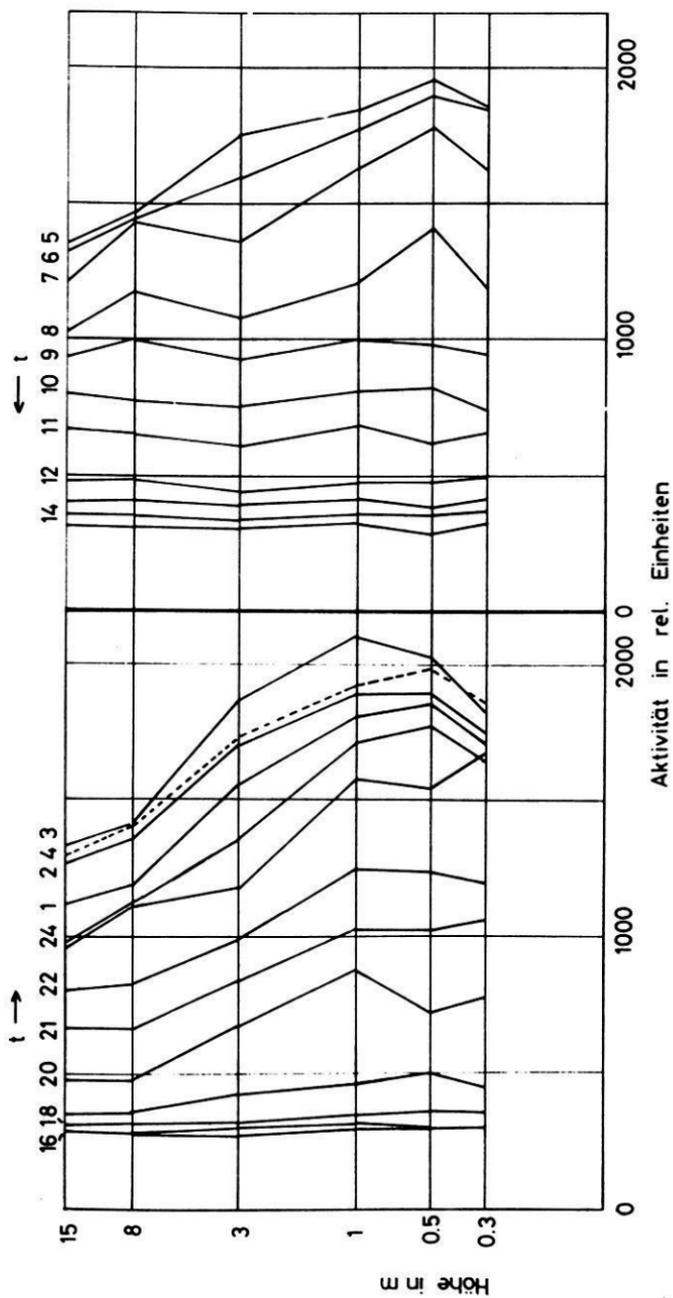


Abb. 8: Gemittelte Höhenprofile der natürlichen Radioaktivität der Luft für stabile Wetterlagen. Der Parameter ist die Tageszeit.
 Mean altitude profiles of the natural radioactivity of the air for a stable atmosphere. The pertaining parameter is the time.

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 Dynamoproblem 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 v ergibt sich aus der Bedingung

$$ds \times v = 0, \quad (3.12)$$

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.

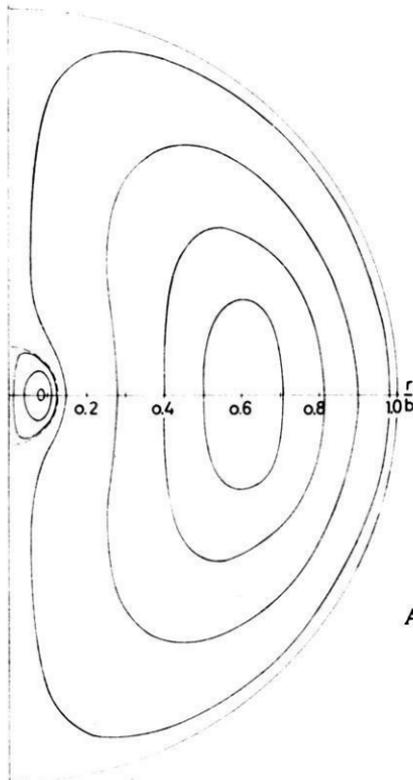
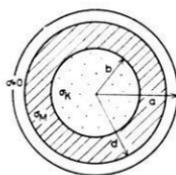


Abb. 1: Feldlinien der Geschwindigkeit v in einem Meridianquerschnitt des Erdkerns.

Field lines of the velocity 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

$$\zeta(z_0) = \zeta(z_1), \quad (4.19)$$

$$z \frac{d\zeta}{dz} \Big|_{z=z_0} = z \frac{d\zeta}{dz} \Big|_{z=z_1}. \quad (4.20)$$

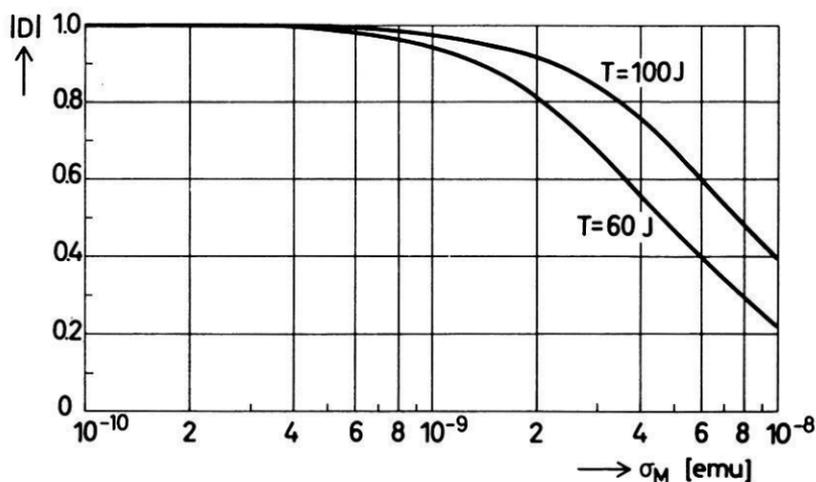


Abb. 3: Betrag des Dämpfungsverhältnisses D für die Schwingungsdauern $T = 60$ Jahre und $T = 100$ Jahre.

Magnitude of the attenuation ratio D for the periods $T = 60$ years and $T = 100$ years.

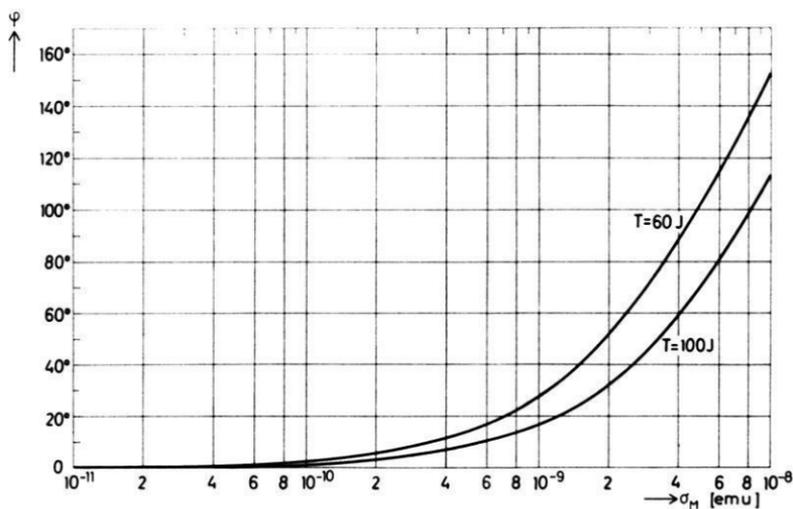


Abb. 4: Phasendifferenz φ zwischen den Radialkomponenten von \mathbf{h}_2 bei $r = b$ und $r = d$.

Phase difference φ between the radial components of \mathbf{h}_2 at $r = b$ and $r = d$.

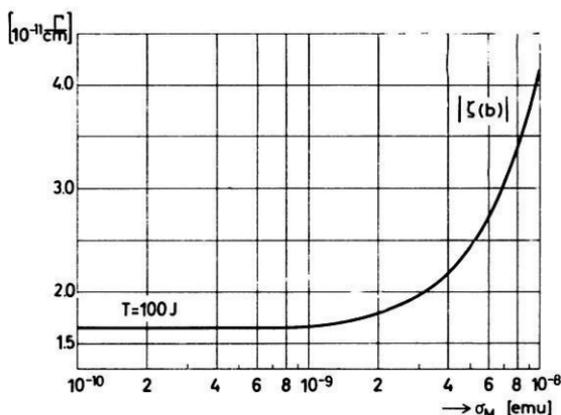


Abb. 5: Betrag der Funktion $\zeta(b)$ für die Schwingungsdauer $T = 100$ Jahre.

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

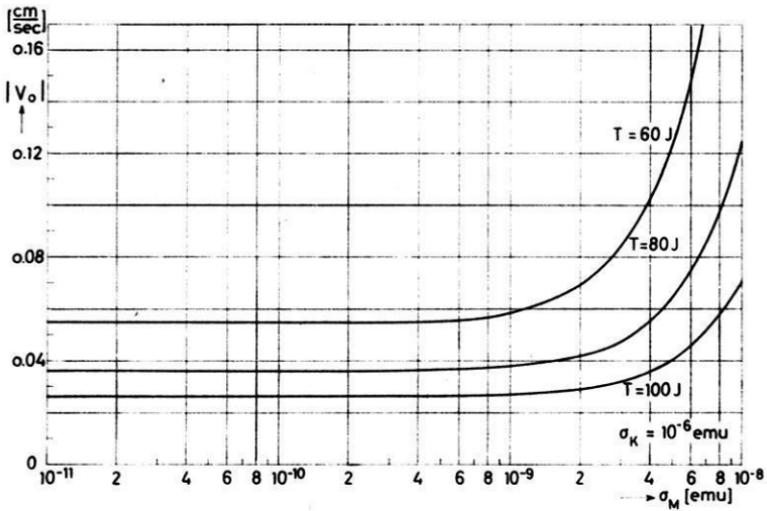


Abb. 6: Betrag der maximalen Radialkomponente v_0 der Geschwindigkeit v für verschiedene Schwingungsdauern T .

Magnitude of the maximum value v_0 of the radial component of the velocity v for several periods T .

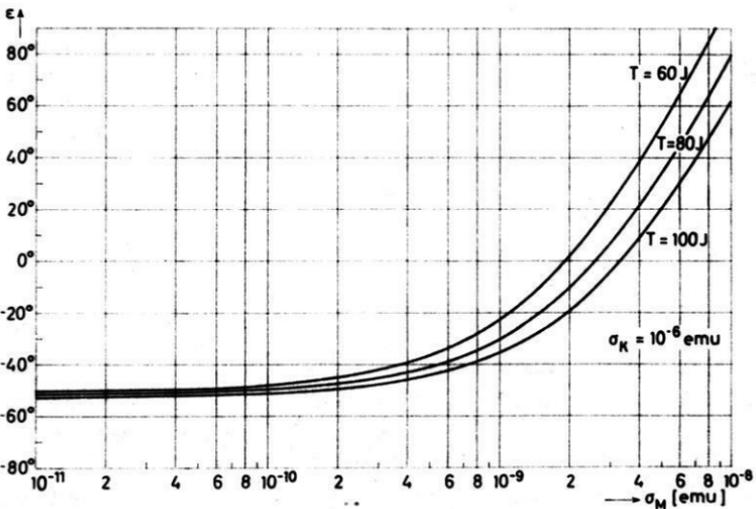


Abb. 7: Phasendifferenz ϵ zwischen v_0 und dem Quadrupolfeld h_2 an der Erdoberfläche.

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 unbekanntes 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

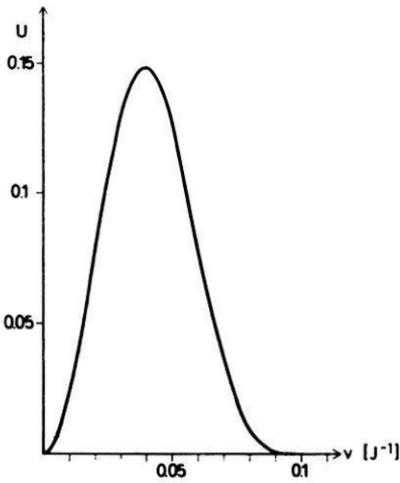


Abb. 8: Übertragungsfunktion des Filters $\Sigma^2\Delta$ für $\Delta t = 5$ Jahre.

Response function of the filter $\Sigma^2\Delta$ for $\Delta t = 5$ years.

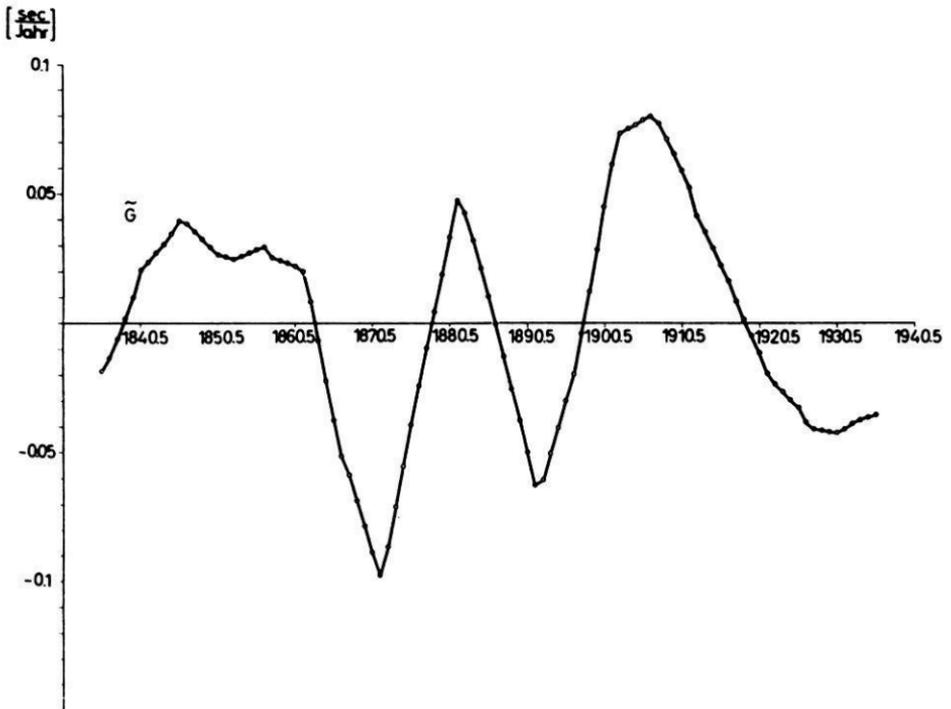


Abb. 9: Das Ergebnis \tilde{G} der mit $\Sigma^2\Delta$ gefilterten Zeitreihe G .

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, SMYLYE 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

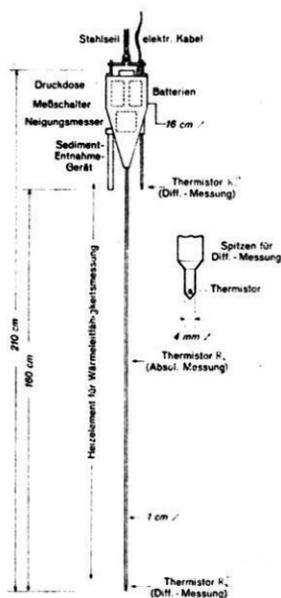


Abb. 1: Schematische Darstellung der Binnenseesonde.

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.

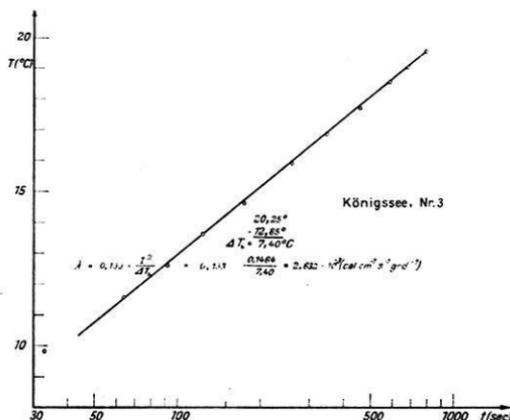


Abb. 2: Beispiel für eine Messung zur Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit in situ.

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-

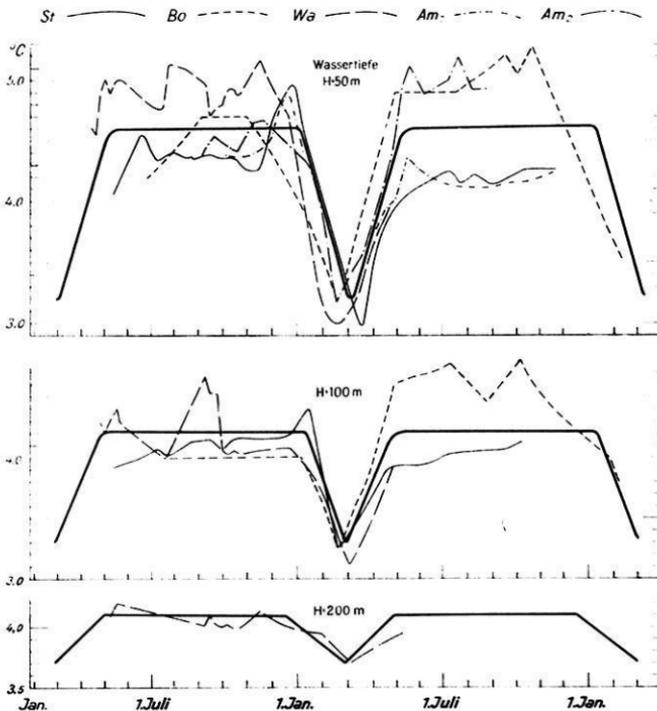


Abb. 3: Temperaturvariationen in Binnenseen in verschiedenen Wassertiefen H . Die stark ausgezogenen Linien sind durch visuelle Mittelung der Meßkurven gewonnen. St = Starnberger See, Wa = Walchensee, Bo = Bodensee, Am = Ammersee.

Variation of temperature in lakes with different water depths H . The thick lines are the visual means of the curves representing measured values.

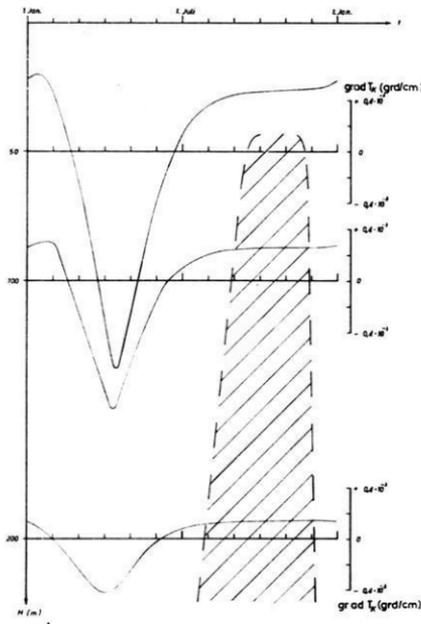


Abb. 4: Variationen der Korrekturgröße $\text{grad } T_k$ für die Tiefen $z_1 = 1,9 \text{ m}$, $z_2 = 3,5 \text{ m}$ in verschiedenen Wassertiefen H . In dem schraffierten Zeitintervall beträgt die Unsicherheit der Korrektur weniger als 20% des ungestörten Temperaturgradienten.

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

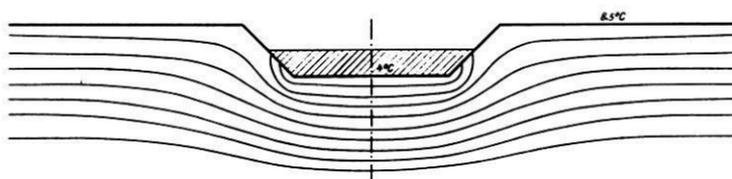


Abb. 5: Flächen gleicher Temperatur in einem schematischen Profil eines Sees.

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.

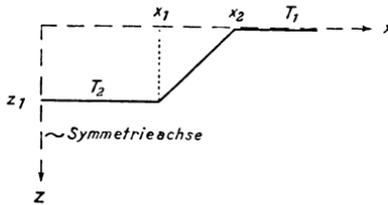


Abb. 6: Zur Berechnung des Temperaturfeldes in der Umgebung eines Sees.

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.

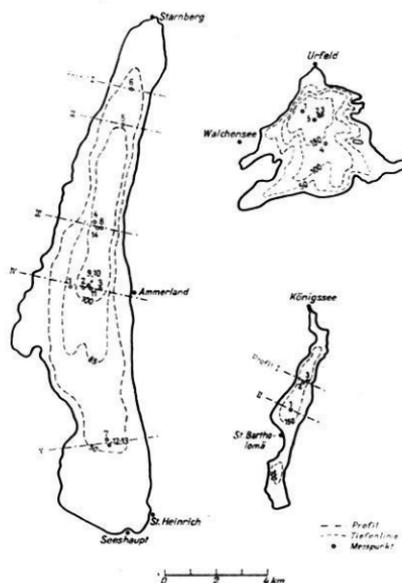


Abb. 7: Meßpunkte im Starnberger See, Walchensee und Königssee sowie Lage der für die topographische Korrektur benutzten Profile (die relative Lage der Seen entspricht nicht der Natur).

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., and 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., and R. HÄNEL: Temperaturmessungen im Oberrheintal. Bericht d. Nieders. Landesamtes f. Bodenforschung, Hannover, 1967
- KÖNIGSBERGER, J., and 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.

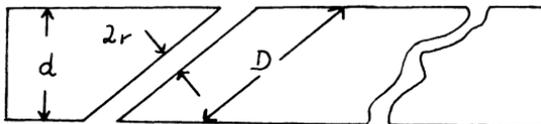


Abb. 1: Querschnitt einer Gesteinsscheibe.

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, PITZER 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.

$$z = \int dz = \int \frac{v_z(r)}{v_r(r)} dr. \quad (3b)$$

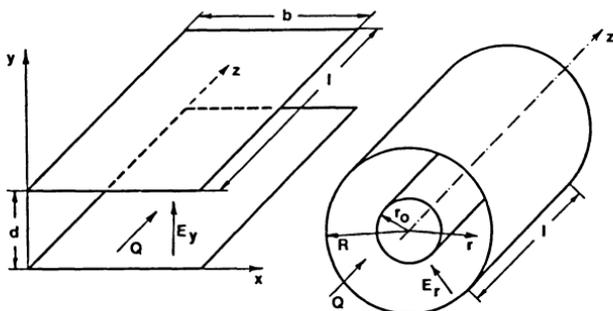


Abb. 1: Elektrodenanordnung eines platten- bzw. zylinderförmigen Aspirationskondensators für atmosphärische Ionen.

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-

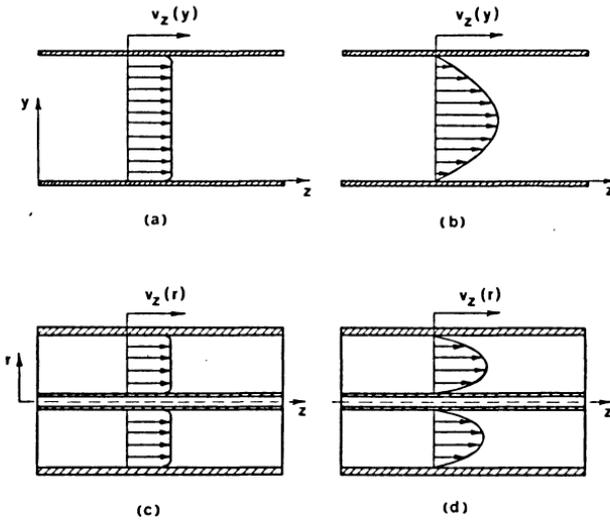


Abb. 2: Ebenes und parabolisches Geschwindigkeitsprofil der laminaren Luftströmung in einem Aspirationskondensator mit Platten- (a, b) bzw. Zylinderelektroden (c, d).

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]:

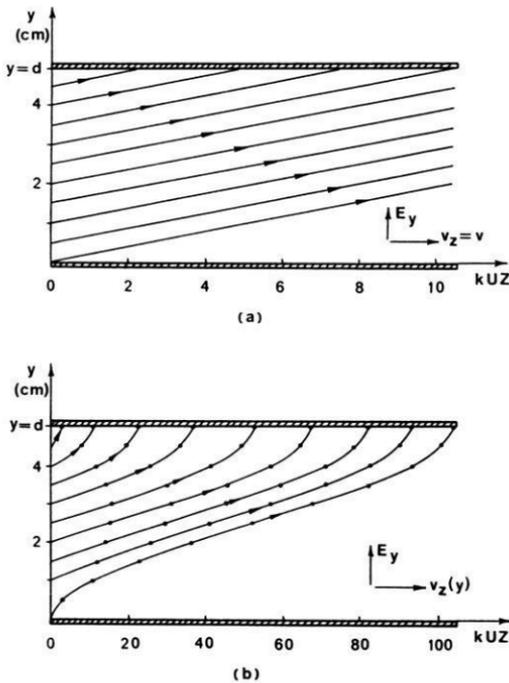


Abb. 3: Verlauf der Ionenbahnen in einem plattenförmigen Aspirationskondensator für verschiedene Eintrittsstellen y_0

- 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:

$$z = \frac{1}{2\eta} \frac{dp}{dz} \frac{d}{kU} \left[\frac{d}{2} (y^2 - y_0^2) - \frac{1}{3} (y^3 - y_0^3) \right]. \quad (9)$$

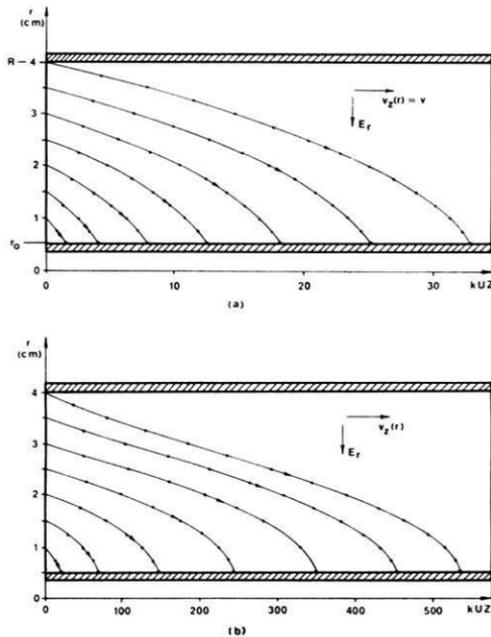


Abb. 4: Verlauf der Ionenbahnen in einem zylinderförmigen Aspirationskondensator für verschiedene Eintrittsradien r_e

- 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

$$V(\omega) = \frac{S'(\omega)}{S(\omega)} = \frac{-\omega^2 + 2i\omega\omega_0\lambda + \omega^2_0}{-\omega^2 + 2i\omega\omega'_0\lambda' + \omega'^2_0} \tag{3}$$

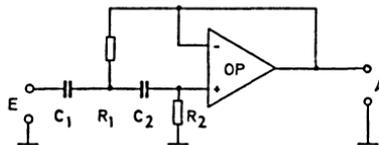


Abb. 1: Seismometer - Ersatzschaltung. — Seismometer simulating circuit.

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.

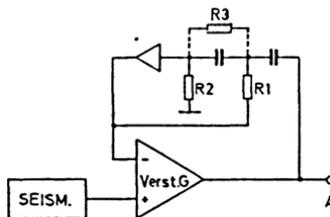


Abb. 2: Prinzipschaltbild des Entzerrers. — Block diagram of the inverse filtering circuit.

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 Telemetriestrecke 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,

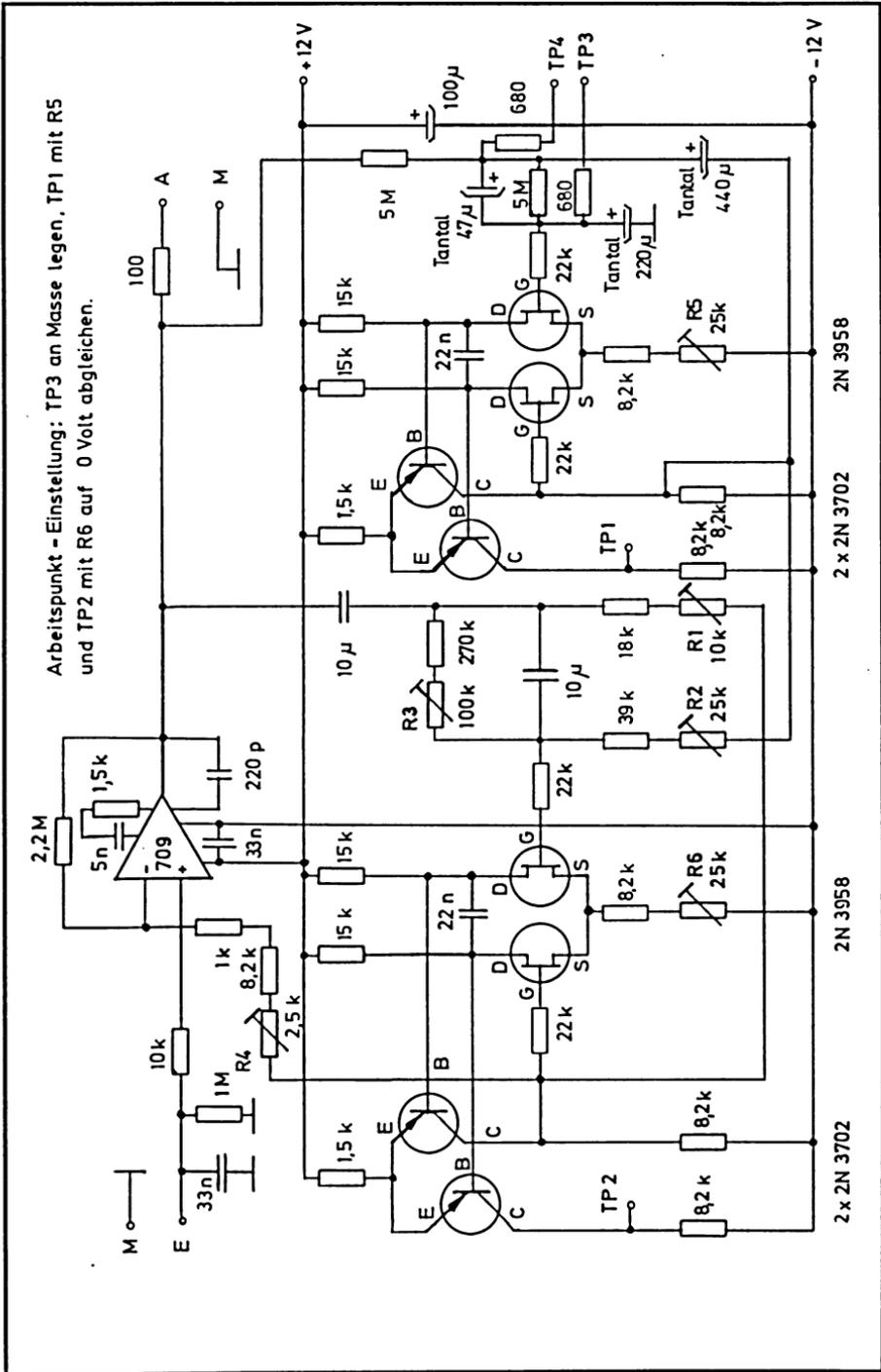


Abb. 3: Vollständiger Schaltplan des Entzerrers. — Detailed diagram of the inverse filtering circuit.

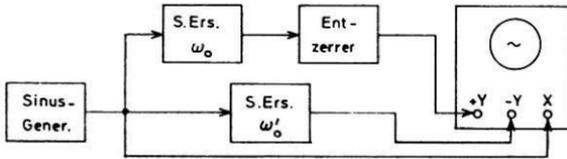


Abb. 4: Abgleich und Prüfung. — Adjusting and testing.

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

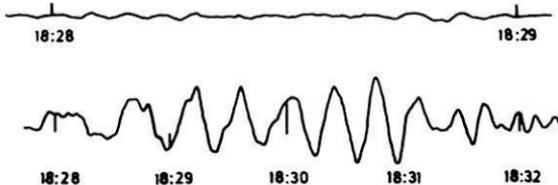


Abb. 5: Ausschnitt aus dem Seismogramm des Nordatlantik-Bebens vom 24. Sept. 1969, 18:03 GMT;

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

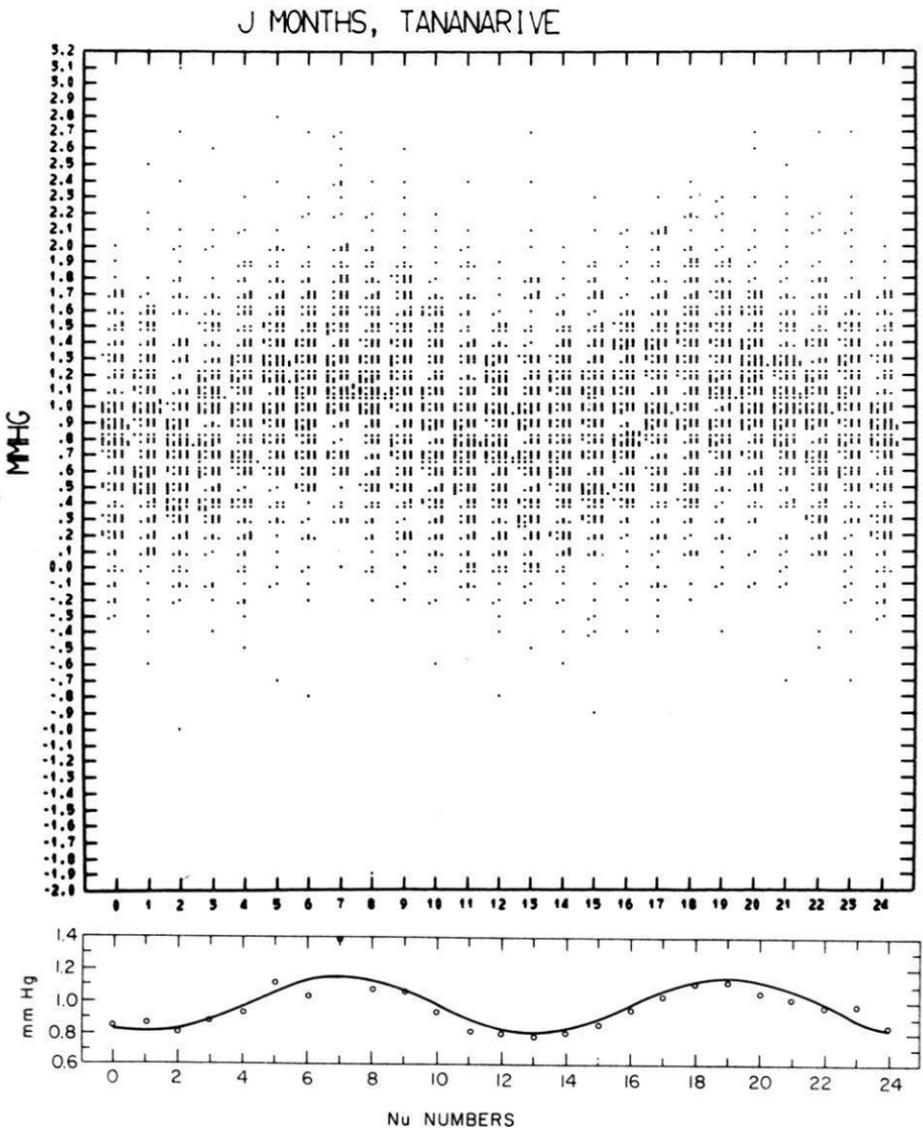


Fig. 1: The lunar barometric tide at Tananarive shown by the semimonthly variation of s (Abscissae: Nu numbers, Ordinates in mm Hg).

- 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

$$61 \mu\text{b} \sin (30 \tau + 91^\circ)$$

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*. Geoelectrical 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 (kernelfunction) 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.—

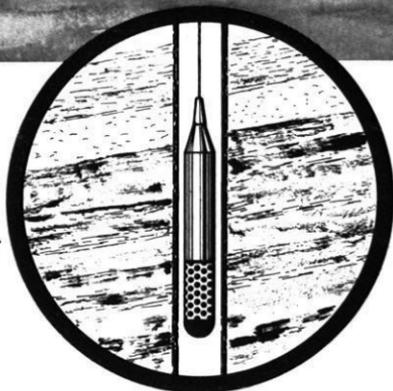
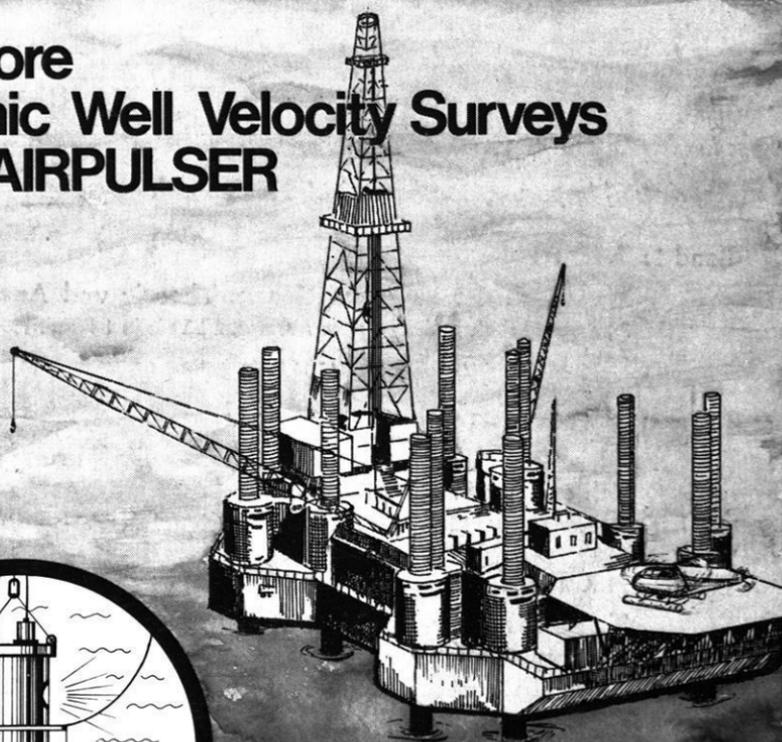
Band 7: A. CLEBSCH u. P. GORDAN

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, ANNEROSE, 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
 RECKHEIMER, H., PROF. DR., 624 KJENIGSTEIN/TAUNUS, HAUS HÄRDTRERG
 REPKTOLD, A., DIPL. GEOPHYS., 8034 MÜNCHEN-UNTERPFÄFFENHOFEN, KOLBSTR. 14
 RIRL, KL., DR., LOWELL RESEARCH INSTITUTE, LOWELL (MASS.) U.S.A.
 RIRETT, H., 8 MÜNCHEN 21, VELDENERSTR. 28
 V. RLOH, J., DIPL. ING., 33 BRAUNSCHWEIG, SIELKAMP 21
 RLOHM, 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
 RRAEKKEN, H. DR., JOBYEGT, 3 A. TRONDHEIM/NORWEGEN
 RRAM, K., 8962 PERONTEN-HEITLERN
 RRANDT, FRED. H., 479 PADERBORN, IM SAITFELDE 57
 BRASS, G., 3 HANNOVER-BUCHHOLZ, POSTFACH 54
 RREYER, FP., DR. ING., 3 HANNOVER-DOEHREN, KETTLERWEG 5
 PROCKS, K., PROF. DR., 2057 WENTORF 9FZ, HAMBURG, HILLENWEG 17
 PROSSE, P. DR., 31 CELLE, ZUGBRUECKENSTR. 79
 BRUECKLE, EWALD, DIPL. ING. DR., TICHTELGASSE 27, A 1120 WIEN/ OESTERREICH
 RUCHHOLTZ, H., DR., 3015 WENNIGSEN AM DEISTER, BLANKWEIDE 1
 RUCHHOLTZ, RUDOLF, CH-3053 MÜNCHENRUOCHX/SCHWEIZ
 RUMILLER, R., DIPL. GEOPHYS., 8 MÜNCHEN 9, STERZINGERSTR. 2
 RUNGENSTOCK, H., DIPL. PHYS., 3 HANNOVER-BUCHHOLZ, POSTFACH 54
 RURKARD, O., PROF. DR., INST. F. METEOROLOGIE U. GEOPHYSIK, UNIVERSITÄT
 HALHAERTHGASSE 1, A 2010 GRAZ/ OESTERREICH
 RIRKHARDT, H., INST. F. GEOPHYSIK, 3392 CLAUSTHAL-ZELLERFELD, ADOLF-ROEMER-STR. 2A
 RUTTKAMP, S., DIPL. GEOPHYS., 3392 CLAUSTHAL-ZELLERFELD, BERLINERSTR. 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., HAYDERABAD 7 (A.P.)/INDIEN
 CHRISTMANN, W., DR., 507 BERG.-GLADBACH-PAFFRATH, ROTDORNBUSCH 44

CLOSS, H. PROF. DR., 3 HANNOVER-RUCHMOLZ, POSTFACH 54
 CZAPSKI, U. PROF. DR., 23 CROW RIDGE ROAD, VOOHPHEESVILLE, N.Y. 12186, USA.
 DAMMANN, W. PROF. DR., 3 HANNOVER-HEFRENHAUSEN, HEFRENHAFUSERSTR. 2
 DAVID, E. DR., 7851 HAFGELBERG/LOERPACH, IN DEN BERGEN 20
 DEIST, H. J., DIPL. GEOPHYS., 43 ESSEN-HEISINGEN, LINHOFFERBERG 8
 DEMNATI, AHMED, 24, RUE 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, A., 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
 FHRISMAN, W., DIPL. GEOPHYS., PNEUSSAG A. G., 4BT. GEOPHYSIK
 3 HANNOVER, LEHMNIZ UFER 9
 FINGTIEHER, G. DR., 68 MANNHEIM-LINDENHOF, TORWIESENSTR. 19
 FISELE, ROSE, DR., 7 STUTTGART-Vaihingen, ACKERMANNSTR. 52
 FL-KARAMANLI, M., DR., MINING DEPT. FACULTY OF ENG.
 ASSINT-UNIVERSITY, ASSINT/EGYPT, V. A. R.
 ENDRUEIT, JUTTA, DIPL. GEOPHYS., 2 NONNERSTEDT 3, OTTMUTHFWEG 23
 ERGIN, K., PROF. DR., TECHNIK UNIVERSITTE MARDEN, 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, PODBIELSKISTR. 62
 FLFISCHER, 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
 FRIEDELSEN, C. H., DR., 2 HAMBURG 24, FCKHOFFSTR. 12
 FREYSTAETTER, STEFAN, DIPL. GEOPHYS., 463 HOCHUM, WASSERSTR. 472
 FRIEDRICH, W., PROF. DR., OBERWEG, RAUAT A. D., 54 KOBLENZ, BRENTANOSTR. 80
 FRIEDRICH, WALTER, 34 GOETTINGEN, WFISSDONWEG 13
 FRITSCH, J., DR., 3 HANNOVER-HUCHMOLZ, 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
 FROMM, K., DR., 75 KARLSRUHE-WEST, HERTZSTR. 16
 GAILIS, T., DIPL. GEOPHYS., 2 HAMBURG 1, STEINSTR. 7
 GANGL, G. DR., PUTZENDOLLERG, 28/73, A-1232 WIEN/OESTERREICH
 GARBER, R., DR., 3 HANNOVER, GEIHELSTR. 107
 GASSMANN, F., PROF. DR., PESTALUZZISTR. 30, CH-8032 ZUERICH (SCHWEIZ)
 GERBRAND, H., 8 MUENCHEN 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 VAK., 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
HAFFMANN, H., 31 CEILE, SPOERCHENSTR. 49
HAMM, 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/HELGITEN
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 ALTENGLAN, 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-EMS-LAND, REPLINER STR. 463
HILDERRAND, G., 3167 BURGDORF, AM DORNBUSCH 8
HILLERBRAND, 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 FREIUNG/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
HOFLE, D., DIPL. GEOPHYS., 23 KIEL, HAMMSSTR. 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
HOPPE, 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

HUELSEMAN, J., DR., U.S. NAVAL OCEANOGRAPHIC OFFICE
NAE.L.RLDDG. 327, SAN DIEGO/CALIF. 92152 USA.
JACOR, K.L.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 58
KOHLEN, HEINZ, DR., 4401 NIENBERGE UEBER MUENSTER, 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 MUENSTER, STEINFURTERSTR. 107
KUHLEBRODT, E., PROF., DR., 2 HAMBURG 20, HAYNSTR. 19
KULHANEK, O., ING., GEOFYZIKALNI USTAV CSAV., SPORILOV, ROENI 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
LAUEPMANN, R., 3 HANNOVER, GOETHFSTRASSE 19
LEDERER, R., DIPL., GEOPHYS., 2392 FLUECKSBURG, 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. 1202-727 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
 MATTFERN, G., DR., 6241 FELDBERG/TAUNUS, TAUNUS OBSERVATORIUM
 MAUREP, HARTMUT, 73 RAUNSCHEWIG, MENDELSSOHNSTRASSE 1
 MAUVF, 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-NFST, HERTZSTR. 16
 MUELLER, G., DR., 4442 BENNHEIM/I/HS. C. OFILMANN BERGGHAU 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-BUCHHOLZ, POSTFACH 54
 PLESINGER, A., ING., GEOFIZIKALNI 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, HUBENAUER 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, HUSTADTTRING 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 GROSSRUHROWEDEL, AN DER BUHLE 5 A
 RIFS, H., 3011 GEHDDEN, 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 GRENENROICH, 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/DAFENMARK
 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
 SCHÖNER, 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 KÖLN, 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-KIRCHRODE, 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,KL.-P., DR., 7144 ASPERG, BERLINERSTR. 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 KETTINGEN, 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., EDELHOFGASSE 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 BRAUNSCHWEIG, SAARHOFCKENERSTR. 125
 STROBACH,KL., PROF. DR., INSTITUT FUER GEOPHYSIK DER UNIVERSITAET STUTTGART,
 7 STUTTGART 1, RICHARD-WAGNER-STRASSE 44
 STROWALD,J., DIPL. GEOPHYS., 2 HAMBURG 54, VIZELINSTR. 27
 TARYC-HORNUCH,A., PROF. DR., GEOLOG. U. GEOPHYS. FORSCHUNGLABORATORIEN
 DER UNGARISCHEN AKADEMIE D. WISS., POSTFACH 94 SOPRON/UNGARN
 TEGMEYER,R., 3004 ISERNHAGEN, AM BRAMMUSCH 8
 THEILE,R., DIPL. PHYS., 33 BRAUNSCHWEIG, 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 MÜNSTER/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., SEISMIS 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, SUDETENSTR. 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 MÜNSTER/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/STEIERNMARK
 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/OBB.
 WIERCZEYKO,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 KJEL-METTENHOF,KOPENHAGENER ALLEE 34
 ZIMMERMANN,J., 24 LUFHECK, RATZBURGER ALLEE 49 D
 WILCKENS,FR.,REFG.DR.,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.TOENIS, 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 KJEL, HOLTENAUER STRASSE 112 T
 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
 MAASSGERT, 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-LEF, 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. PIETER 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, STEINSTRASSE 5
 PRAKLA, GESELLSCHAFT FUER PRAKTISCHE LAGERSTAETTEN-
 FORSCHUNG, GMBH, 3 HANNOVER, HAARSTR. 5
 PREUSSAG AKTIENGESELLSCHAFT, Z.HO. DR. KLAUS WEGGEN, 3 HANNOVER, POSTFACH 4829
 SCHLUMBERGER VERFAHREN, ZWEIGNIEDERLASSUNG HANNOVER
 3 HANNOVER, OSTERSTRASSE 27
 SEISMOS GMBH., 3 HANNOVER 1, WILH. BUSCHSTR. 4
 WINTERSHALL A.G., 35 KASSEL, FRIEDR.-FERTSTR. 160

INSTITUTE

- DEUTSCHE METEOROLOGISCHE GESELLSCHAFT, ZWEIGWEIN FRANKFURT,
605 OFFENBACH/MAIN, FRANKFURTERSTR. 135
- DEUTSCHES HYDROGRAPHISCHES INSTITUT, 2 HAMBURG 40, 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.-PALAEOANTOLOGISCHES 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 SPAUNSCHEWIG, 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, HERRENHAUSERSTR. 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, LORNSENSTR. 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