

Derst

IZ 22174 F

Februar

Zeitschrift für Geophysik

Band 38

1972

Heft 6

Inhaltsverzeichnis

Übersichtsartikel: RASCHKE, E.: Die Strahlungsbilanz des Systems Erde-Atmosphäre – neuere Ergebnisse von Satellitenmessungen 967

HARJES, H.-P.: Seismic Waves in Inhomogeneous Media 1001

HAENEL, R.: Heat Flow Measurements in the Red Sea and the Gulf of Aden 1035

Briefe an den Herausgeber:

WINTERER, G. und E. JÜNGER: Messung der Horizontalkomponente der elektrostatischen Feldstärke in der niederen Atmosphäre 1049

HEYE, D. Ein Meßverfahren zur paläomagnetischen Untersuchung von Lockersedimenten im Gelände 1055

THYSSEN-BORNEMISZA, S.: Possible Improvement of Seismic Signal to Noise Ratio by Vertical Gravity Gradients 1059



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 — W. Kertz, Braunschweig — Th. Krey, Hannover — E. A. Lauter, Kühlungsborn — H. Menzel, Hamburg — O. Meyer, Hamburg — F. Möller, München — St. Müller, Zürich — 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 Maschinschrift mit handschriftlich eingetragenen Formeln druckfertig einzureichen und gesondert eine „Anweisung für den Setzer“ beizufügen, aus der zu ersehen ist, wie kursiver, gesperrter oder fetter Satz und griechische, gotische oder einander ähnliche Typen und Zeichen kenntlich gemacht sind (z. B. durch farbige Unterstreichung). Die Vorlagen für die Abbildungen sollen reproduktionsfertig (Tuschzeichnung) möglichst im Maßstab 2:1 eingesandt werden.

Die Zitate sollen entsprechend folgendem Beispiel angefertigt werden:

Im Text: Bei der ersten Zitierung [JUNG, MENZEL und ROSENBAACH 1965], bei jeder folgenden Zitierung [JUNG et al. 1965]
Im Literaturverzeichnis: JUNG, K., H. MENZEL und O. ROSENBAACH: Gravimetremessungen 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.
Tel. (0411) 441972977

Postscheckkonto: Hamburg 55983
Bank: Neue Sparcasse, Hamburg 24/11528

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

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

Bezugspreis je Band (6 Hefte) 112,— DM, Einzelheft je nach Umfang. Abonnements verlängern sich jeweils um einen Band, falls keine ausdrückliche Abbestellung zum Jahresende vorliegt.

Der Mitgliedsbeitrag schließt den Bezug der Zeitschrift ein.

Gedruckt mit Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft.

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

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

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1972

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 38

1972



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 1972

NAMENSVERZEICHNIS

Babuška, V.	461	Harth, W.	153, 815	Pruchniewicz, P. G.	145
Beblo, M.	133	Heye, D.	937, 1055	Pšenčík, I.	565
Behle, A.	45, 221	Jensen, P. A.	851	Raschke, E.	967
Behrens, J.	1, 481, 579, 627, 659	Jensen, V. N.	851	Reitmayr, G.	103
Beránek, B.	415	Jünger, E.	1049	Richards, P. G.	517
Böhm, J.	291	Kapustian, N. K.	369	Rinnert, K.	719
Borm, G.	791	Kind, E. G.	749	Rosenbach, O.	45, 221
Bortfeld, R.	481	Klostermeyer, J.	881	Ruprechtová, L.	447
Bosum, W.	749	Koch, K. R.	75	Saeger, K. H.	851
Brocks, K.	675	Köhler, K.	481	Schlegel, K.	953
Caner, B.	121	Kohnen, H.	925	Schmidt, G.	891
Červený, V.	469, 499, 565, 617	Korth, A.	851	Schödel, J. P.	169
Choudhury, M. A.	447	Kosminskeya, I. P.	369	Schröder, W.	179
Christoskov, L.	429	Kozák, J.	595, 617	Shamina, O. G.	579, 609
Davydova, N. I.	369	Kramm, R.	953	Siebels, J.	627
Dohr, G.	193	Kremser, G.	851	Steinhauser, P.	221
Dragert, H.	121	Levshenko, V. T.	455	Stüdemann, W.	863
Dudek, A.	415	Losecke, W.	959	Taagholt, J.	851
Ehrismann, W.	45, 221	Mäussnest, O.	767	Thyssen-Bornemisza, S.	1059
Eichmeier, J.	915	Makris, J.	45, 221	Tiefenau, H.	145
Engelhard, L.	185	Menzel, H.	45, 221	Töpfer, K. D.	773
Ernstson, K.	183, 949	Meyer, H.	937	Tregub, F. S.	407
Fabian, P.	145	Michota, G. G.	369	Vaněk, J.	355
Galkin, I. N.	455	Morelli, C.	45	Vích, R.	543
Giese, P.	395	Moritz, J.	701	Voigt, G.-H.	319
Gommlich, G.	481, 659	Münch, J. W.	169	Waniek, L.	1, 579, 647
Grafarend, E.	243	Myachkin, V. I.	455	Weidelt, P.	257
Haak, V.	85	Nedoma, J.	529	Weiss, W.	953
Hänel, R.	1035	Nikolayev, A. V.	455	Winterer, G.	1049
Harjes, H.-P.	1001	Novotný, O.	555	Zahradník, J.	499
		Pěč, K.	555		
		Plešinger, A.	543		

SACHVERZEICHNIS

I. Physik der festen Erde

J. Behrens und *L. Waniek* (Übersichtsartikel): Modellseismik. 1

A. Behle, W. Ehrismann, J. Makris, H. Menzel, C. Morelli und *O. Rosenbach*: Gravimetrische Untersuchungen in den Ostalpen I (Meßgebiet Mittenwald – Innsbruck – Verona). 45

K. R. Koch: Geophysical Interpretation of Density Anomalies of the Earth Computed from Satellite Observations and Gravity Measurements. 75

A. Behle, W. Ehrismann, J. Makris, H. Menzel, O. Rosenbach und *P. Steinhäuser*: Gravimetrische Untersuchungen in den Ostalpen II (Meßgebiet Salzburg – Kärnten – Tirol). 221

E. Grafarend: Isotropietests von Lotabweichungsverteilungen in Westdeutschland II. 243

J. Vaněk, Seismological Evidence on Discontinuities in the Mantle (Invited Paper). 355

N. I. Davydova, I. P. Kosminskaya, N. K. Kapustian and *G. G. Michota*: Models of the Earth's Crust and M-Boundary. 369

P. Giese: The Special Structure of the P_{MP} Traveltime Curve. 395

F. S. Tregub: Relation between P-Wave Amplitudes and Discontinuities in the Earth's Crust. 407

B. Beránek and *A. Dudek*: The Results of Deep Seismic Sounding in Czechoslovakia. 415

L. Christoskov: On the Amplitude Curves of Body Waves for Short Epicentral Distances and Their Oscillatory Character. 429

L. Ruprechtová: Recent Interpretation of the Core Discontinuities. 441

M. A. Choudhury: P-Wave Attenuation in the Mantle. 447

I. N. Galkin, V. T. Levshenko, V. I. Myachkin and *A. V. Nikolayev*: Inhomogeneity of the Earth with Respect to Physical Processes of Earthquakes. 455

V. Babuška: Anisotropy in the Upper Mantle Rocks. 461

V. Červený: Theory of Elastic Wave Propagation in Inhomogeneous Media (Invited Paper). 469

J. Behrens, R. Bortfeld, G. Gommlich and *K. Köhler*: Interpretation of Discontinuities by Seismic Imaging. 481

V. Červený and *J. Zahradník*: Amplitude-Distance Curves of Seismic Body Waves in the Neighbourhood of Critical Points and Caustics – A Comparison. 499

P. G. Richards: Seismic Waves Reflected from Velocity Gradient Anomalies within the Earth's Upper Mantle. 517

J. Nedoma: Investigation of Linear Harmonic Field of SH-Waves in a Stratified Inhomogeneous Medium Using the Finite Difference Method. 529

A. Plešinger and *R. Vich*: On the Identification of Seismometric Systems and

the Correction of Recorded Signals for Identified Transfer Functions. 543

K. Pěš and O. Novotný: The Influence of the Low Velocity Zone on Phase Velocities and Amplitudes of Love Waves. 555

V. Červený and I. Pšenčík: Rays and Travel-Time Curves in Inhomogeneous Anisotropic Media. 565

J. Behrens, O. G. Shamina and L. Waniek: Interpretation of Discontinuities by Seismic Modelling Methods (Invited Paper). 579

J. Kozák: Contemporary Possibilities of the Schlieren Method in the Study of Seismic Boundary Phenomena. 595

O. G. Shamina: Model Investigations of Inclusions in Medium. 609

V. Červený and J. Kozák: Experimental Evidence and Investigation of Pseudospherical Waves. 617

J. Behrens and J. Siebels: Model Investigations on Low Velocity Layers. 627

L. Waniek: Model Studies of Wave Propagation in Low Velocity Layers with Sharp Boundaries. 647

J. Behrens and G. Gommlich: Model Investigations with Respect to the Interpretation of Complicated Seismic Discontinuities. 659

H.-P. Harjes: Seismic Waves in Inhomogeneous Media. 1001

R. Hänel: Heat Flow Measurements in the Red Sea and the Gulf of Aden. 1035

II. Gesteinsphysik

K. D. Töpfer: Zur Berechnung des spez. Widerstandes von reinen unverfestigten Sanden. 773

III. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde

V. Haak: Magnetotellurik: Bestimmung der Übertragungsfunktionen in Gebieten mit lateraler Änderung der elektrischen Leitfähigkeit. 85

G. Reitmayr: Die bevorzugten Polarisationsrichtungen des natürlichen erd-elektrischen Feldes im Gebiet des Oberrhein-Grabens. 103

K. Ernstson: Bemerkungen zum Artikel von L. Engelhard über geoelektrische und magnetische Messungen im Nördlinger Ries (Z. Geophys. 37 (4), 667, 1971) (Brief an den Herausgeber). 183

L. Engelhard: Zur Kritik von K. Ernstson an dem Artikel von L. Engelhard über geoelektrische und magnetische Messungen im Nördlinger Ries (Z. Geophys. 37 (4), 667, 1971) (Brief an den Herausgeber). 185

P. Weidelt: The Inverse Problem of Geomagnetic Induction. 257

W. Bosum und E. G. Kind: Die magnetische Anomalie von SOEST. 749

O. Mäussnest: Magnetische Feldmessungen in der Hegau-Vulkanprovinz (SW-Deutschland). 767

G. Borm: Zur Theorie eines Netzwerkmodells für geoelektrische Analogmessungen. 791

K. Ernstson: Geoelektrische Messungen im Nördlinger Ries (Briefe an den Herausgeber). 949

IV. Physik der Atmosphäre

H. Tiefenau, P. G. Pruchniewicz and P. Fabian: Meridional Distribution of Tropospheric Ozone from Measurements Aboard Commercial Airliners. 145

K. Brocks (Übersichtsartikel): Wechselwirkung Ozean-Atmosphäre. 675

J. Eichmeier: Vergleich der Beweglichkeitsspektren von „natürlichen“ Luftionen und der verwendeten Meßverfahren. 915

E. Raschke: (Übersichtsartikel): Die Strahlungsbilanz des Systems Erde – Atmosphäre – neuere Ergebnisse von Satellitenmessungen. 967

V. Extraterrestrische Physik

W. Harth: Die Beschreibung von VLF-Atmospherics-Parametern mit dem Wait-und-Walters-Modell. 153

J. P. Schödel und *J. W. Münch:* Methode zur Untersuchung der spektralen Frequenzverteilung von Schwerewellen in der Ionosphäre. 169

W. Schröder: Untersuchungen zur Tunguska-Katastrophe und den hochatmosphärischen Erhellungen vom 30. Juni 1908 (Briefe an den Herausgeber). 179

J. Böhm: Measurements of MeV-Electrons during the Recovery-Phase of a Polar Magnetic Substorm on March 6, 1970. 291

G.-H. Voigt: A Three Dimensional, Analytical Magnetospheric Model with Defined Magnetopause. 319

J. Moritz: Energetic Protons at Low Equatorial Altitudes. 701

K. Rinnert: Untersuchungen der unteren Ionosphäre mit Hilfe der Längswellenausbreitung über große Entfernungen. 719

W. Harth: (Übersichtsartikel): VLF-Atmospherics – Ihre Messung und ihre Interpretation. 815

G. Kremser, A. Korth, K. H. Saeger, P. A. Jensen, V. N. Jensen und *J. Taagholt:* On the Longitudinal Extension of Electron Precipitation During Magnetospheric Substorms. 851

W. Stüdemann: Untersuchung der Richtungsverteilung energiereicher Elektronen und Protonen im Morgensektor der Polarlichtzone während erhöhten Teilcheneinfalles. 863

J. Klostermeyer: Influence of Viscosity, Thermal Conduction, and Ion Drag on the Propagation of Atmospheric Gravity Waves in the Thermosphere. 881

Schmidt G.: Determination of the Height of Ionospheric Irregularities with the Holographic Method. 891

R. Kramm, K. Schlegel und *W. Weiss:* Partial Reflection Measurements with FM-CW – A Preliminary Investigation (Briefe an den Herausgeber) 953

VI. Glaziologie

H. Kohnen: Über die Beziehung zwischen seismischen Geschwindigkeiten und der Dichte in Firn und Eis. 925

VII. Angewandte Geophysik

G. Dohr (Übersichtsartikel): Reflexionsseismische Tiefensondierung. 193

W. Losecke: Über die Bestimmung von Salzstockgrenzflächen mit Hilfe der Magnetotellurik (Briefe an den Herausgeber). 959

VIII. Instrumentelles

B. Caner und *H. Dragert:* Instrumentation for Wide-Frequency-Band (0.01 to 100 Millihertz) Geomagnetic Induction Work. 121

M. Beblo: Ein transportabler, netzunabhängiger Elektrograph für Dauerregistrierungen des induzierten ertelektrischen Feldes. 133

D. Heye und *H. Meyer:* Ein Meßverfahren zur paläomagnetischen Messung an Tiefseesedimentkernen an Bord eines Schiffes. 937

G. Winterer und *E. Jünger*: Messung der Horizontalkomponente der elektrostatischen Feldstärke in der niederen Atmosphäre (Briefe an den Herausgeber). 1049

D. Heye: Ein Meßverfahren zur paläomagnetischen Untersuchung von Lockersedimenten im Gelände (Briefe an den Herausgeber). 1055

S. Thyssen-Bornemisza: Possible Improvement of Seismic Signal to Noise Ratio by Vertical Gravity Gradients (Briefe an den Herausgeber). 1059

IX. Sonstiges

In memoriam Karl Jung (*O. Rosenbach*). 347

In memoriam Karl Brocks (*G. Dietrich*). 811

X. Buchbesprechungen

Bild der Wissenschaft: Die Architektur der Erde (H. Mayer). 189

W. Kertz: Einführung in die Geophysik I (H. Mayer). 189

W. Kertz: Einführung in die Geophysik II (H. Mayer). 190

P. Moore: Den Sternen auf der Spur (O. Walk). 190

Space Research XI: Proceedings of the thirteenth plenary Meeting of COSPAR (H. Mayer). 191

H.-G. Stock: Mehrjährige Untersuchungen über den Witterungseinfluß auf die Ertragsbildung von Rotklee und Luzerne (N. Czerwinski). 191

Van Zuidam: Orbital Photography As Applied to Natural Resources Survey (O. Walk). 192

Physics and Chemistry in Space. Vol. 1 (B. Theile). 351

Physics and Chemistry in Space. Vol. 2 (B. Theile). 351

R. Schulze: Strahlenklima der Erde (L. Hasse). 352

G. Skovli (ed.): The Polar Ionosphere and Magnetospheric Processes (H. Maurer). 352

M. P. Gwinner: Geologie der Alpen (K. Strobach). 963

B. R. Doe: Lead Isotopes (I. Wendt). 965

Die Strahlungsbilanz des Systems Erde-Atmosphäre — neuere Ergebnisse von Satellitenmessungen¹⁾

The Radiation Balance of the Earth-Atmosphere System — Recent Results from Satellite Measurements

E. RASCHKE, Bochum²⁾

Eingegangen am 27. September 1972

1. Einleitende Bemerkungen

Als Strahlungsbilanz des Systems Erde-Atmosphäre wird der Energieaustausch zwischen dem Planeten Erde und dem Weltraum durch Einnahme solarer elektromagnetischer Strahlung und Abgabe terrestrischer Wärmestrahlung bezeichnet. Gegenüber diesen beiden Energieströmen, deren Flußdichte im globalen Jahresmittel etwa $0,34 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ beträgt, sind die zusätzlichen Energiezufuhren durch solare Partikelstrahlung oder elektromagnetische Strahlung anderer extraterrestrischer Quellen wie auch die Energiezufuhr durch den ständigen Wärmestrom aus dem Erdinnern um mehrere Größenordnungen kleiner und daher vernachlässigbar in Betrachtungen des gesamten Strahlungshaushaltes.

Beide Strahlungsströme transportieren nahezu ihre gesamte Energie innerhalb der Wellenlängenbereiche zwischen $0,2–3,5 \mu\text{m}$ bzw. $4–100 \mu\text{m}$. Strahlung dieser Wellenlängen wechselwirkt fast nur mit den Bestandteilen der Troposphäre und unteren Stratosphäre wie auch mit dem Erdboden; daher beziehen sich diese Untersuchungen nur auf den Energiehaushalt der unteren Atmosphäre und der Erde.

Diesem Strahlungsaustausch mit dem Weltraum wird allgemein die Rolle einer Antriebsfunktion der gesamten Zirkulation in der Erdatmosphäre und in den Ozeanen zugeschrieben, denn unser Planet ähnelt einer riesigen Wärmekraftmaschine. Er wird infolge seiner Kugelgestalt und seiner Rotations- und Reflexionseigenschaften in äquatornahen Gebieten wesentlich stärker aufgeheizt als über beiden Polarkappen. Diese unterschiedliche Energiezufuhr wird durch Wärmeausstrahlung nicht ausgeglichen. Dadurch entsteht zwangsläufig ein Gefälle verfügbarer potentieller Energie, das die Zirkulation der mobilen Komponenten über eine Vielfalt komplexer Austauschprozesse anregt und aufrechterhält [LORENZ, 1967]. Die geographische Lage

¹⁾ Vom Vorstand der D.G.G. erbetener Übersichtsartikel.

²⁾ Bereich Extraterrestrische Physik, Ruhr-Universität, 463 Bochum.

von Überschuß- und Defizitgebieten über der gesamten Erdkugel wie auch die Größe, Richtung und jahreszeitliche Veränderlichkeit des Energiegefälles zwischen ihnen steuern also das gesamte Zirkulationsgeschehen. Es wird daher erwartet, daß eine sehr genaue Erfassung der Strahlungsbilanz und ihrer Komponenten in verschiedener räumlicher und zeitlicher Auflösung über der Erde eine tiefere Einsicht in das Zirkulationsgeschehen und die dabei umgesetzten Energiemengen gestattet. Zum anderen können anhand dieser quantitativen Angaben genaue Kontrollen des Energiehaushaltes numerischer Zirkulationsmodelle an deren Obergrenze durchgeführt werden.

Ehe die ersten Satellitenmessungen möglich waren, wurde die Strahlungsbilanz des Systems Erde-Atmosphäre aus klimatologischen Daten mittels enorm vereinfachter Rechenverfahren des Strahlungstransportes in der Atmosphäre berechnet. Unter diesen Arbeiten können die umfangreichen Rechnungen von SIMPSON [1929], der auch jahreszeitliche Weltkarten berechnete, wie auch die späteren Untersuchungen von BAUR und PHILIPPS [1937], HOUGHTON [1954], LONDON [1957], BUDYKO [1963], VINNIKOV [1965] und KATAYAMA [1967] hervorgehoben werden. Von ihnen kennt man das polwärts gerichtete Energiegefälle, das dominierend das allgemeine Zirkulationsgeschehen antreibt. Für das Jahresmittel errechnete man eine Erdalbedo von 33–37%, wozu auch die höchst originellen Messungen des Erdscheines auf der Mondoberfläche verwendet wurden, die DANJON [1936] über mehrere Jahre hinweg durchgeführt hatte. Die gesamte Wärmestrahlung ergab zwangsläufig wegen des im Jahresmittel anzunehmenden Strahlungsgleichgewichtes zwischen der Erde und dem Weltraum eine Strahlungstemperatur von etwa 250 K.

Von den später möglichen meteorologischen Satellitenmessungen, deren Geschichte und Probleme ausführlich von MÖLLER und RASCHKE [1969] und SHENK und SALOMONSON [1970] geschildert worden sind, erwartete man eine höhere Genauigkeit wie auch eine bessere räumliche und zeitliche Auflösung der Strahlungshaushaltsgrößen.

Es werden in diesem Aufsatz vorwiegend nur Ergebnisse über den Strahlungshaushalt im Jahresmittel besprochen. Sie beruhen auf mehrjährigen Messungen verschiedener amerikanischer Satelliten mit Halbkugel- und Plattenempfängern, über die VONDER HAAR und SUOMI [1971] zusammenfassend berichtet haben und auf Strahldichtemessungen des Satelliten Nimbus 3 während vier aufeinanderfolgender Jahreszeiten 1969 und 1970 [RASCHKE, VONDER HAAR, BANDEEN, PASTERNAK, 1972a, b]. Bei der Auswahl von Kartendarstellungen wurden diejenigen mit Ergebnissen der Messungen des Satelliten Nimbus 3 bevorzugt, denn für deren Beurteilung sind in der Literatur die umfangreichsten Angaben zu finden.

2. Einige Begriffe

In nahezu allen Untersuchungen der Strahlungsbilanz wird der Energietransport pro Zeiteinheit durch Strahlung auf horizontale Flächenelemente auf der Oberfläche einer Erdkugel mit dem Radius von 6371 km bezogen. Ausgenommen sind davon

die Auswertungen von Strahlungsflußdichtemessungen verschiedener amerikanischer Satelliten, bei denen man sich auf ein Referenzniveau von 30 km Höhe über dieser Kugel bezieht [SUOMI, HANSON, VONDER HAAR, 1967]. Es werden also alle Strahlungsbilanzgrößen in Werten der Strahlungsflußdichte M angegeben, die gleich der Summe aller aus dem Halbraum über dem Flächenelement einfallenden oder ausgehenden Strahldichten $L(\vartheta, \varphi)$ ist.

$$M = \int_0^{2\pi} \int_0^{\pi/2} L(\vartheta, \varphi) \cos \vartheta \sin \vartheta \, d\vartheta \, d\varphi \quad (1)$$

ϑ und φ bezeichnen den Zenit- oder Polar- bzw. den Azimutwinkel des betrachteten Strahles.

Die Strahlungsbilanz Q des Systems Erde-Atmosphäre (an einem bestimmten Flächenelement oder im globalen Mittel) ist gleich der Differenz zwischen den Strahlungsflußdichten der vom System absorbierten solaren (M_a) und emittierten terrestrischen Strahlung (M_e).

$$Q = M_a - M_e = M_s - M_r - M_e = M_s(1 - A) - M_e \quad (2)$$

M_s und M_r sind die Strahlungsflußdichten der einfallenden und reflektierten solaren Strahlung; mit dem Buchstaben A wird die Albedo des Systems bezeichnet. Um für alle Gebiete der Erde vergleichbare Angaben zu erhalten, sollten alle diese Größen (wegen der zeitlichen Variabilität der Strahlungseigenschaften des Systems wie auch der Einstrahlung) auf ein bestimmtes Zeitintervall bezogen werden.

Die formale Trennung zwischen dem Energietransport durch solare und terrestrische Strahlung (Gl. [2]) ist meßtechnisch möglich, solange man den gesamten Energietransport durch beide Strahlungsströme betrachtet. Innerhalb des Spektralbereiches zwischen $0,2 \mu\text{m}$ und $3,5 \mu\text{m}$ des extraterrestrischen solaren Spektrums sind etwa 98,5% der gesamten Energie solarer Strahlung enthalten. Die terrestrische Wärmestrahlung transportiert etwa 98% ihrer Energie dagegen im Spektralbereich zwischen 4 und $100 \mu\text{m}$. Dementsprechend müssen auch die Empfindlichkeitsbereiche aller Radiometer eingerichtet werden.

In dieser Arbeit werden alle Strahlungsflußdichten in der Einheit $\text{cal cm}^{-2} \text{min}^{-1}$ angegeben, da diese bislang in der meteorologischen Literatur vorwiegend benutzt wurde.

3. Die Solarkonstante

Alle bisherigen Strahlungsbilanzuntersuchungen mit Satellitenmessungen beruhen nur auf Messungen der von der Erde in den Weltraum abgegebenen Strahlung, d. h.,

für jedes Gebiet der Erde muß die Einstrahlung M_s über diesem mittels der Solarkonstante und den Ephemeriden der Sonne über diesem berechnet werden. Deshalb soll an dieser Stelle auch eine kurze Übersicht über neuere Ergebnisse über die Solarkonstante gegeben werden.

Die Energieabgabe der Sonne durch elektromagnetische Strahlung, die hauptsächlich in den Schichten der Photosphäre stattfindet, ist offensichtlich nahezu konstant. Daher genügt für alle Betrachtungen des gesamten Energiehaushaltes die Kenntnis der Solarkonstante, d. i. die im Abstand von 1 Astronomischen Einheit ein Flächenelement pro Zeiteinheit durchdringende Strahlungsenergie. Ihre Größe wurde von LABS und NECKEL [1971] zu $S_0 = 1,95 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ ($= 1360 \text{ W m}^{-2}$) durch Kombination von Satelliten-, Flugzeug-, Ballon- und Bodenmessungen verschiedener Arbeitsgruppen abgeschätzt. Der systematische Fehler wird von diesen Autoren mit $\pm 1\%$ (d. i. $\pm 0,02 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ oder $13,6 \text{ W m}^{-2}$) angegeben und mit der derzeit möglichen Meßgenauigkeit wie auch Fehlern in der Berücksichtigung der atmosphärischen Extinktion begründet. Der Fehler der spektralen Strahlungsflußdichten bei Wellenlängen von mehr als $0,3 \mu\text{m}$ beträgt $\pm 2\%$ und vermutlich mehr als $\pm 5\%$ im kurzwelligen Ende des Spektrums.

THEKAEKARA und DRUMMOND [1971] leiteten aus nahezu dem gleichen Meßmaterial (ohne die oben erwähnten Bodenbeobachtungen) einen nur wenig geringeren Wert von $S_0 = 1,94 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$ ($\pm 1,6\%$) für die Solarkonstante ab.

Beide Werte sind um $2,5\%$ bzw. 3% geringer als der bislang als gesichert angesehene Wert von $2,0 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$, den JOHNSON [1954] aus den bekannten Messungen der Smithsonian Institution unter Verwendung verschiedener Raketenmessungen der Strahlung bei Wellenlängen von weniger als $0,5 \mu\text{m}$ berechnete. Die Werte der Solarkonstante verschiedener früherer Arbeiten [z. T. zusammengestellt bei DRUMMOND, 1971] schwanken zwischen $1,90$ und $2,03 \text{ cal cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$. Diese Schwankungsbreite des gesamten Energieausstoßes der Sonne durch elektromagnetische Strahlung kann durch Meß- und Auswertefehler vorgetäuscht worden sein.

Andererseits berichteten KONDRATIEV und NIKOLSKY [1970] anhand mehrerer Ballonmessungen in etwa $30-32 \text{ km}$ Höhe über einen systematischen und signifikanten Anstieg von S_0 um etwa $2-2,5\%$ mit zunehmender Sonnenfleckenrelativzahl R bis zu Werten von R um 100 ; bei höherem R nimmt S_0 wieder ab. Einen ähnlichen „Gang“ von S_0 fanden auch BOSSOLASCO et al. [1965] aus den Daten verschiedener Observatorien. Demgegenüber konnten LABS und NECKEL [1971] keinen systematischen Zusammenhang zwischen der beobachteten Helligkeit des Uranus und R finden, so daß eine endgültige Schlußfolgerung über die Größe und das Zeitspektrum der auf einer Vielfalt von turbulenten Vorgängen in der Sonnenmaterie [GIBSON, 1972] beruhenden Variationen des gesamten Energieausstoßes der Sonne noch nicht möglich ist.

Sollten solche Variationen mit einer Amplitude von etwa 2% von S_0 tatsächlich vorhanden sein, dann müßten sie auch mit kontinuierlichen Satellitenmessungen

hoher relativer Präzision zu erfassen sein. Bislang ist aber noch kein solches Gerät zu diesem Zweck entwickelt worden.

Die bekannten starken und ständig beobachteten Schwankungen der Ausstrahlung im nahen Ultraviolett beherrschen den Energiehaushalt in der Thermosphäre und Mesosphäre. Sie spielen jedoch keine Rolle für den gesamten Energiehaushalt unseres Planeten, dessen Umsatz zu 99% in allen Schichten unterhalb eines Niveaus von etwa 50 km erfolgt, wengleich in einer Vielzahl von statistischen Untersuchungen auf eine mögliche Wechselwirkung zwischen diesen Schwankungen im UV und der Zirkulation in der unteren Atmosphäre hingewiesen wird.

4. Das Meßmaterial

Das gesamte bislang vorhandene Meßmaterial wurde mit Radiometern verschiedener geometrischer Konfiguration gewonnen: (1) selbstintegrierende Halbkugel- oder Plattenempfänger und (2) räumlich hochauflösende Filtrerradiometer. Erstere haben die Strahlungsflußdichte direkt am Ort des Satelliten empfangen, während die letzteren nur die in eine bestimmte Richtung von der Erde ausgehende Strahlendichte $L(\vartheta, \varphi)$ gemessen haben. Diese beiden Instrumententypen wurden in nur wenigen Satelliten gleichzeitig geflogen. Dabei fiel unglücklicherweise meist eines davon aus, so daß kein direkter Vergleich zwischen beiden möglich war. Ferner wurden für einen Vergleich keine Messungen von zwei verschiedenen Satelliten aus gleichzeitig unternommen, noch ermöglichten gleichzeitige Messungen mehrerer Satelliten in zeitlich gegeneinander versetzten Umlaufbahnen eine genaue Erfassung des Tagesganges der Ausstrahlung über jedem Gebiet.

In der schon vor dem Start des ersten meteorologischen Satelliten (Explorer 7: Nov. 1959) einsetzenden Flut von begründeten wie auch spekulativen Vorschlägen für erdbezogene Satellitenbeobachtungen sind auch solche zur Messung der Strahlungsbilanzkomponenten zu finden. Von diesen führte unumstritten V. SUOMI's [1958] konkreter Experimentvorschlag zu den ersten Messungen des amerikanischen Satelliten Explorer 7 im November 1959 [WEINSTEIN und SUOMI, 1961]. Dieses Experiment bestand aus mehreren verschiedenfarbigen Halbkugelempfängern, die zur Abschirmung der Eigenstrahlung des Satelliten gegen diesen thermisch isoliert auf Spiegelflächen montiert waren. Spätere amerikanische Satelliten der TIROS- und ESSA-Serien trugen nur noch schwarz- (für die solare *und* terrestrische Strahlung) und weißgefärbte (nur für terrestrische Strahlung) Halbkugel- und Plattenempfänger. Diese Geräte wurden von SUOMI und seinen Mitarbeitern entwickelt [HOUSE, 1965; NELSON und PARENT, 1967]. Ihr Meßprinzip ist einfach. Die einfallende Strahlungsmenge verursacht eine ihr proportionale Erwärmung, aus der die Strahlungsflußdichten am Ort des Satelliten bei genauer Kenntnis des Absorptionsvermögens der Empfänger auch der des Wärmeleitvermögens und der (nicht zu vernachlässigenden) thermischen Kopplung mit anderen Teilen des Satelliten berechnet werden können. Details der Aus-

wertungstechniken wurden für die Halbkugelempfänger von BIGNELL [1961] und SUOMI, HANSON und VONDER HAAR [1967] und für die Plattenempfänger von HOUSE [1968] und McDONALD [1970] beschrieben.

Die bislang für Strahlungsbilanzbestimmungen von amerikanischen Satelliten aus durchgeführten Strahldichtemessungen reflektierter solarer und emittierter terrestrischer Strahlung erfolgten sämtlich mit dem gleichen Radiometertyp, einem Fünfkanal-Radiometer. Dieses mit einfachen Bolometern ausgerüstete Gerät wurde im November 1960 erstmals im Satelliten TIROS II [HANEL und WARK, 1961] geflogen. Der Gesichtsfeldwinkel betrug etwa 5° , so daß aus 750 km Höhe eine Auflösung von optimal 70 km pro Meßpunkt erzielt werden konnte. Die Abtastung der überflogenen Gebiete erfolgte nur unter Ausnutzung des Satellitenspins um eine raumfeste Achse und gestattete deswegen keine lückenlosen Beobachtungen. Solche Messungen der Satelliten TIROS II, III, IV und VII wurden in voneinander unabhängigen Studien von BANDEEN, HALEV und STRANGE [1965], RASOOL und PRABHAKARA [1965] und WINSTON und TAYLOR [1967] bearbeitet. Ausfälle in der Datenabfrage, die nichtpolaren Umlaufbahnen dieser Satelliten wie auch Empfindlichkeitsänderungen der Radiometerkanäle selbst beeinträchtigen entschieden den Wert dieses Materials.

Spätere Versionen des Fünfkanal-Radiometers, die in den sonnensynchronen, polar umlaufenden Satelliten Nimbus 2 und Nimbus 3 zum Einsatz kamen, hatten wesentlich empfindlichere und stabilere Empfänger, wodurch der Öffnungswinkel auf weniger als 2° verringert und der dynamische Bereich der Geräte erhöht werden konnte. Sie tasteten über einen Drehspiegel die Erdoberfläche direkt unterhalb des ständig zum Erdmittelpunkt hin orientierten Satelliten senkrecht zu dessen Bahnebene ab. Diese Technik, die polare Umlaufbahn wie auch die Höhe dieser Satelliten (ca. 1100 km) und verbesserte bordseitige Datenspeicherung ermöglichten täglich volle Oberdeckung der Erde.

Jedes der bisher benutzten Fünfkanal-Radiometer enthielt einen Kanal, dessen spektrale Empfindlichkeit den gesamten Spektralbereich reflektierter solarer bzw. emittierter terrestrischer Strahlung nahezu vollkommen umfaßte. Das Radiometer in Nimbus 3 hatte leider keinen Kanal für die gesamte Wärmestrahlung. Dafür empfing es diese innerhalb von vier jeweils ziemlich engen Spektralbereichen, deren mittlere Wellenlängen bei etwa $6,7 \mu\text{m}$, $11 \mu\text{m}$, $15 \mu\text{m}$ und $21,5 \mu\text{m}$ lagen, so daß die Ausstrahlung der Erde im gesamten Infraroten aus diesen vier gleichzeitigen Einzelmessungen über ein geeignetes Korrelationschema berechnet werden mußte [RASCHKE et al. 1972a].

Die Kontrolle eventueller Empfindlichkeitsänderungen der selbstintegrierenden Radiometer erfolgte an denjenigen Stellen eines Umlaufes um die Erde, wo diese Radiometer nur von der einfallenden solaren Strahlung beleuchtet wurden. Die beiden Nimbus-Geräte tasteten im Infraroten Gehäuseteile ab, deren Temperatur mit Thermistoren ständig gemessen wurde. Die Eichung ihres Kanales für solare Strahlung sah eine Einblendung direkter Sonnenstrahlung vor. Diese Methode versagte aber, so daß die Stabilität der Empfindlichkeit nur anhand von Messungen über

Gebieten von nahezu unveränderlichem Reflexionsvermögen (Sandgebiete der Nordafrikanischen und Arabischen Wüsten) getestet werden konnte.

In ihrer Studie der Strahlungsbilanz im Jahresmittel benutzten RASCHKE et al. [1972a, b] nur diejenigen Strahldichtemessungen, die der Satellit Nimbus 3 täglich und nahezu lückenlos über der Erde während der folgenden Perioden aufgenommen hat: 16. April–15. August 1969, 3.–17. Oktober 1969 und 21. Januar–3. Februar 1970. Die zeitlichen Lücken zwischen diesen 3 Perioden wie auch der Ausfall späterer Messungen wurden durch den Ausfall eines Magnetbandgerätes an Bord des Satelliten erzwungen. Kleine räumliche Datenlücken entstanden während der Meßperioden vor allem während der letzten Periode über Kanada, dem westlichen Pazifik und entlang der Westküsten von Europa und Afrika durch Schwierigkeiten in der Abfrage der Daten einiger bestimmter Umläufe.

Dieses Datenkollektiv enthält Messungen von wenigstens einem halbmonatlichen Intervall innerhalb jeder Jahreszeit, so daß durch Interpolation eine Jahresbilanz

Tabelle 1: Satellitenmessungen zur Strahlungsbilanzstudie von VONDER HAAR und SUOMI (1971)

Table 1: Satellite measurements for radiation balance studies by VONDER HAAR and SUOMI (1971)

Satellit	Bedeckung	Zeitraum	Synod. Periode	Messung	Ebenfalls bearbeitet von
TIROS 4*	50°N–50°S (Lücken)	März–Mai 1962	60 Tage	Strahlungs- flußdichte Strahldichte	RASOOL und PRABHAKARA (1965) BANDEEN, HALEV, STRANGE (1965)
TIROS 7*	60°N–60°S (gr. Lücken)	Juni 63 bis Juni 64	75 Tage	Strahldichte	WINSTON und TAYLOR (1967)
		Juni 63 bis Sept. 63	75 Tage	Strahlungs- flußdichte	–
verschiedene experimentelle Satelliten*	85°N–85°S (Lücken?)	Juni 64 bis Nov. 65	sonnen- synchr. 9/21 Uhr LT	Strahlungs- flußdichte	–
Nimbus 2	90°N–90°S (Lücken)	16. Mai bis 29. Juli 1966	sonnen- synchr. (12/24 Uhr LT)	Strahldichte	RASCHKE und BANDEEN (1970)
ESSA 3	90°N–90°S (Lücken)	Nov. 66 bis Jan. 1967	sonnen- synchr.	Strahlungs- flußdichte	–

?: Genauere Angaben über die zeitliche und räumliche Anordnung sind nicht veröffentlicht

* nach VONDER HAAR (1969)

abgeschätzt werden kann. Es wurde aber mit einem gut geeichten und stabilen Instrument gewonnen, dessen Messungen infolge der Umlaufeigenschaften des Satelliten mit einem übersichtlichen Schema bezüglich des Tagesganges der Ausstrahlung über jedem Gebiet korrigiert werden konnten.

VONDER HAAR und SUOMI [1971] verwendeten in ihren Arbeiten Daten von Halbkugel- und Plattenempfängern, die auf verschiedenen Satelliten montiert waren (Tabelle 1). Einige dieser Satelliten (TIROS IV, TIROS VII) gestatteten eine globale Bedeckung wegen der Neigung ihrer Umlaufbahnebene gegenüber der Äquatorebene bestimmt nicht, noch ermöglichten sie über den überflogenen Gebieten lückenfreie Messungen der von der Erde ausgehenden Strahlung wegen der raumfesten Orientierung der Satellitenspinachse. Von anderen experimentellen Satelliten, deren Daten VON DER HAAR [1968] erwähnt, fehlen vollkommen alle Angaben über zeitliche und räumliche Datenlücken. Die ebenfalls verwendeten Strahldichtemessungen des Satelliten Nimbus 2 wurden von RASCHKE und BANDEEN [1970] ausgewertet, während über die ESSA 3-Daten ebenfalls keine genaueren Angaben vorliegen.

Insgesamt sind beide Datenkollektive keineswegs genügend umfangreich für Untersuchungen der jährlichen, globalen Strahlungsbilanz, um die daraus abgeleiteten Ergebnisse als repräsentativ und gesichert betrachten zu können. Jedoch gibt es derzeit noch keine besseren Meßserien.

Über Strahlungshaushaltsmessungen von den sowjetischen Satelliten KOSMOS 144, METEOR 1 und METEOR 2 aus haben BOLDYREV und VETLOV [1970] berichtet. Das Gerät war ein Zwei-Kanal-Radiometer, das ebenfalls die Erde unter dem Satelliten senkrecht zur Bahnebene abtastete. Schwierigkeiten in der Datenspeicherung verhinderten komplette Überdeckung der Erde, so daß über weiten Gebieten des Atlantik und des westlichen Pazifik keine Ergebnisse vorliegen. Einzelne Messungen mit diesem Gerät und mit nahezu halbräumlichen Empfängern in anderen KOSMOS-Satelliten haben GAYEVSKY, KRASSILSHCHIKOV und RUDNEVA [1969] beschrieben.

5. Zur Berechnung von Tagesmitteln der Strahlungsflußdichte

Alle Satellitenmessungen mußten bei der Berechnung von 24-Stundenmitteln der Strahlungsflußdichte mit geeigneten Mitteln korrigiert werden bezüglich der spektral begrenzten und nicht gleichmäßigen Empfängerempfindlichkeit wie auch des Tagesganges der Ausstrahlung über dem beobachteten Gebiet. Letzterer wird primär verursacht durch den Tagesgang der Temperatur (terrestrische Wärmestrahlung), der Bewölkung (beide Strahlungsströme) und auch des Zenitwinkels der Sonne (reflektierte solare Strahlung).

Die mit Halbkugel- und Plattenempfänger gemessenen Daten wurden von VONDER HAAR [1968] nach der Umrechnung in Strahlungsflußdichten nur über Gebiete von etwa $1500 \times 1500 \text{ km}^2$ Ausdehnung und über Vierteljahresperioden gemittelt. Diese Periodenlänge entspricht etwa dem 1,5fachen der synodischen Periode der Satelliten TIROS 4 und 7, bedeckt aber eine ganze Jahreszeit. Andere Korrekturen unter

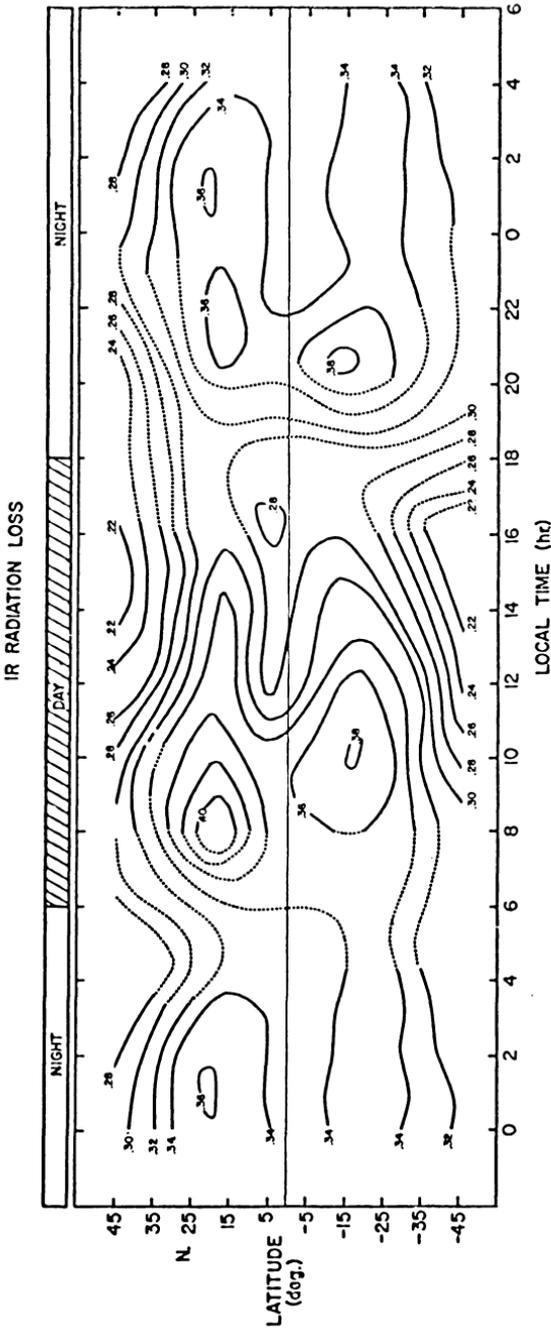


Abb. 5.1: Tagesgang der Wärmeausstrahlung; statistisch ermittelt aus Strahlungsflußdichtemessungen von verschiedenen Satelliten (VONDER HAAR, 1972).

Diurnal variation of outgoing thermal radiation, determined statistically from measurements of the radiative flux density from several satellites (VONDER HAAR, 1972)

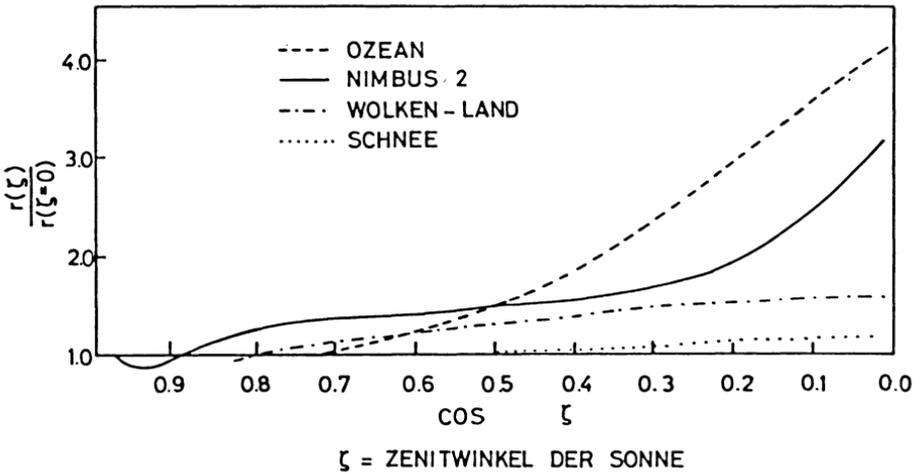


Abb. 5.2: Änderung des Grades der gerichteten Reflexion $r(\zeta)$ (directional reflectance) mit dem Zenitwinkel ζ der Sonne (nach RASCHKE et al., 1972a)

Change of the directional reflectance, $r(\zeta)$, with the zenith angle ζ of the sun (after RASCHKE et al., 1972a)

Berücksichtigung der oben aufgeführten Tagesgänge erfolgten nicht, wenn auch versucht wurde, solche statistisch im Meßmaterial zu finden [VONDER HAAR, 1972]. Die Abb. 5.1 zeigt diese in Abhängigkeit von der Ortszeit und der geographischen Breite.

Die Strahldichtmessungen beider Nimbus-Satelliten erfuhren dagegen Korrekturen, die neben der erwähnten spektral begrenzten Empfängerempfindlichkeit und dem Tagesgang vor allem die Abhängigkeit der Messungen von der durchstrahlten Luftmasse (Zenitwinkel) und bei der reflektierten Strahlung noch deren Abhängigkeit vom Azimutwinkel bezüglich der Sonne wie auch dem Zenitwinkel der Sonne berücksichtigten. Für letztere wurden empirische Rechenmodelle aus einer Vielzahl von Ballon-, Flugzeug-, Satelliten- und Bodenmessungen zusammengestellt [RASCHKE et al., 1972a]. Korrekturen der Strahlungsflußdichte reflektierter Strahlung bezüglich des Tagesganges der Bewölkung und atmosphärischen Trübung waren nicht möglich. Dafür wurde aber berücksichtigt, daß der Grad der gerichteten Reflexion (directional reflectance), d. h. das Verhältnis zwischen den Strahlungsflüssen reflektierter und einfallender Strahlung, mit zunehmendem Einfallswinkel zunimmt. Diese Zunahme ist um so stärker, je geringer das Reflexionsvermögen der Erdoberfläche ist. Dies läßt sich anhand von Vielfachstreurechnungen mit realistischen Atmosphärenmodellen zeigen. Deswegen wurden bei diesem Schritt zwischen wolkenfreien Ozeangebieten (stärkere Zunahme), Wolken- und Landgebieten und Schnee- und Eisflächen unterschieden. Die Abb. 5.2 zeigt die zu diesem Zweck abgeleiteten Modellkurven.

Bei der Auswertung der Nimbus 2-Messungen konnte wegen mangelnder Daten noch nicht diese Unterscheidung getroffen werden. Die Annahme isotroper Reflexion (d. h. Lambert-Reflexion) vereinfacht zwar die Rechnung; sie ergibt aber zu geringe Werte der Albedo [BANDEEN et al., 1965]. RUFF, KOFFLER, FRITZ, WINSTON und RAO [1968] fanden anhand einer statistischen Untersuchung von Messungen des Satelliten TIROS IV über dichten Wolkenfeldern, daß durch diese Vereinfachung die Ergebnisse nur um „wenige Prozent“ verfälscht würden. Aber in diesem speziellen Falle ist auch das Reflexionsvermögen wesentlich geringer vom Einstrahlungswinkel abhängig als über wolkenfreien Gebieten (Abb. 5.2). Man kann mit einiger Sicherheit annehmen, daß etwa nur 40% oder weniger der Erdoberfläche mit dichten Wolken bedeckt sind.

Bei der Berechnung der Wärmestrahlung wurden jeweils halbmonatliche Mittel der über jedem Gebiet aus Tag- und Nachtmessungen berechneten Strahlungsflußdichten unter Berücksichtigung anteilmäßiger Länge der Tageslicht- bzw. Nachtperiode gemittelt. Da Nimbus 3 sich in einer sonnensynchronen Umlaufbahn befand, deren Knoten bei etwa 11.30 und 23.30 Uhr lokaler Ortszeit lagen, wurde so der Tagesgang der Temperatur allerdings nur angenähert erfaßt. Bekanntlich liegen die Temperaturmaxima und -minima im Mittel etwa 1 Stunde nach lokalem Mittag bzw. kurz vor Sonnenaufgang.

Differenzen zwischen Jahresmitteln der Tag- und Nachtwerte sind in der Abb. 5.3 wiedergegeben. Ihre geographische Verteilung zeigt deutlich die durch Ein- und Ausstrahlung verursachte Aufheizung bzw. Abkühlung der Kontinente. Dort sind die Differenzen meist sehr groß und positiv, sofern der eventuelle Tagesgang der Bewölkung (Konvektion!) nicht diese Tageswelle maskiert oder im Vorzeichen umkehrt. Über den meisten Ozeangebieten sind diese Differenzen vernachlässigbar klein, so daß Lücken langzeitlicher Mittel von Tagmessungen durch Nachtmessungen ohne einen großen Fehler zu verursachen aufgefüllt werden können; und umgekehrt. Andererseits ist aus Radarbeobachtungen ein signifikanter Tagesgang der Bewölkung über dem äquatornahen Atlantik bereits belegt [BREUER et al., 1972], der sich auch in der Ausstrahlung widerspiegeln müßte. Darüber werden zweifellos die zeitlich eng aufeinanderfolgenden Infrarotphotographien der geplanten erdstationären Satelliten eine bessere Auskunft vermitteln können.

Diese detaillierten Umrechnungen der Strahldichtemessungen von Nimbus 3 enthalten implizit die Annahme, daß das während eines Meßvorganges beobachtete Gebiet nahezu homogen ist. Ferner darf kein Tagesgang der Bewölkung vorhanden sein, der stärker ist als etwaige Bewölkungsänderungen durch wandernde Störungen, die durch Mittelung über halbmonatliche Perioden einigermaßen erfaßt werden. Die engen Öffnungswinkel der Nimbus-Radiometer erlauben die erstere Annahme; darüber hinaus bieten sie eine Auflösung einzelner interessanter Gebiete.

Demgegenüber reicht das Blickfeld von Halbkugel- und Plattengeräten aus Höhen um 1100 km über Gebiete von mehr als 6000 km Durchmesser, d. h., die Sahara oder beide Polargebiete werden nur mit wenigen Bildpunkten direkt erfaßt. Die Abb. 5.4 zeigt, daß bei isotroper Ausstrahlung etwa 80% der gesamten Strahlung in der

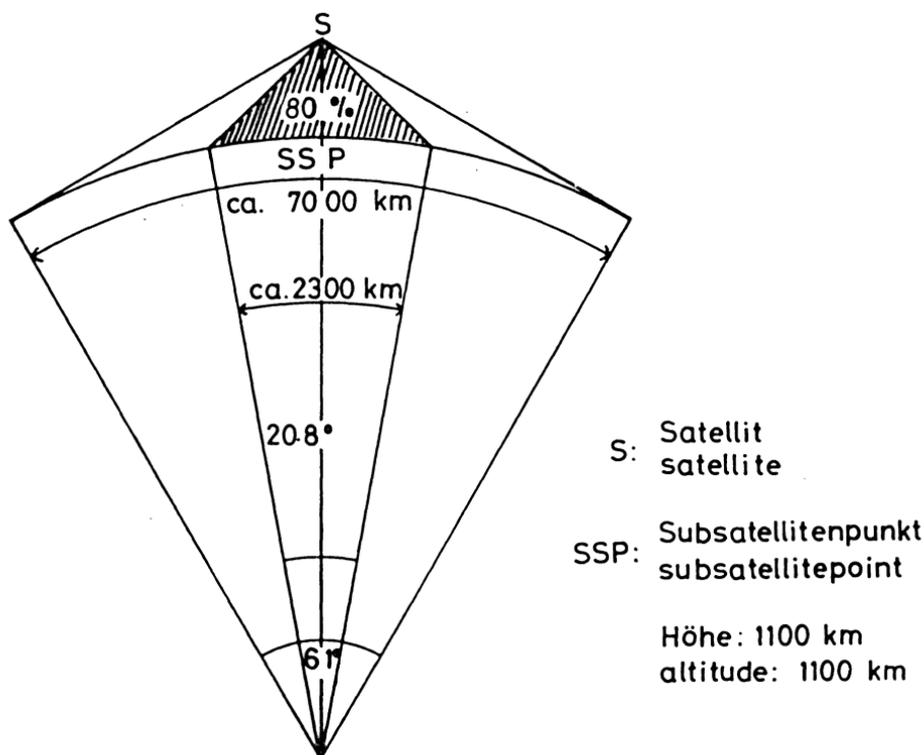


Abb. 5.4: Blickfeld eines Plattenempfängers in 1100 km Höhe für 80% und 100% der ihn erreichenden Strahlung bei isotrop emittierender Erdoberfläche

Field of view of a flat-plate radiometer in an altitude of 1100 km for 80% and 100%, respectively, of the radiation emerging from an isotropically emitting earth

gleichen Höhe von einem Gebiet von etwa 2300 km Durchmesser empfangen werden.

Für alle Resultate kann wegen der vielen notwendigen Umrechnungen kein vernünftig begründeter Fehler angegeben werden. Die Messungen der Satelliten Nimbus 2 und Nimbus 3 haben eine Genauigkeit von $\pm 2\%$, so daß die Bearbeiter der Daten einen mittleren Fehler von $\pm 4-5\%$ der Ergebnisse annehmen. Ein direkter Vergleich zwischen diesen Ergebnissen und etwa gleichzeitigen Ballon- oder Flugzeugmessungen ist leider wegen der verschiedenen Blickfelder sehr schwierig durchzuführen. Nur zufälligerweise konnten Werte der Wärmestrahlung, die aus Nimbus 2-Messungen der Monate Mai, Juni und Juli 1966 über der Antarktis berechnet wurden, mit gleichzeitigen Radiometersondenaufstiegen verglichen werden. Die gegenseitige Abweichung betrug nur $\pm 2\%$ ohne systematische Unterschiede [KUHNE, 1968]. Ähnliche Vergleiche über den Gebieten der größten Energieumsetzungen, nämlich über den Tropen und Subtropen, fehlen leider vollkommen.

6. Globale und zonale Mittel

Alle Satellitenmessungen, die VONDER HAAR und SUOMI [1971] zusammenfaßten, wie auch diejenigen von Nimbus 2 [RASCHKE und BANDEEN, 1970] und Nimbus 3 [RASCHKE et al., 1972a, b] ergaben, daß unsere Erde nach außen hin über den Tropen und Subtropen — und damit auch im globalen Mittel — *dunkler* und *wärmer* ist als *alle* früheren (bis 1967) Abschätzungen aus Klimadaten vermuten ließen. Nach den letzteren sollte im Jahresmittel die planetare Albedo 33–37% betragen und die Ausstrahlung einer Strahlungstemperatur von 250–251 K entsprechen.

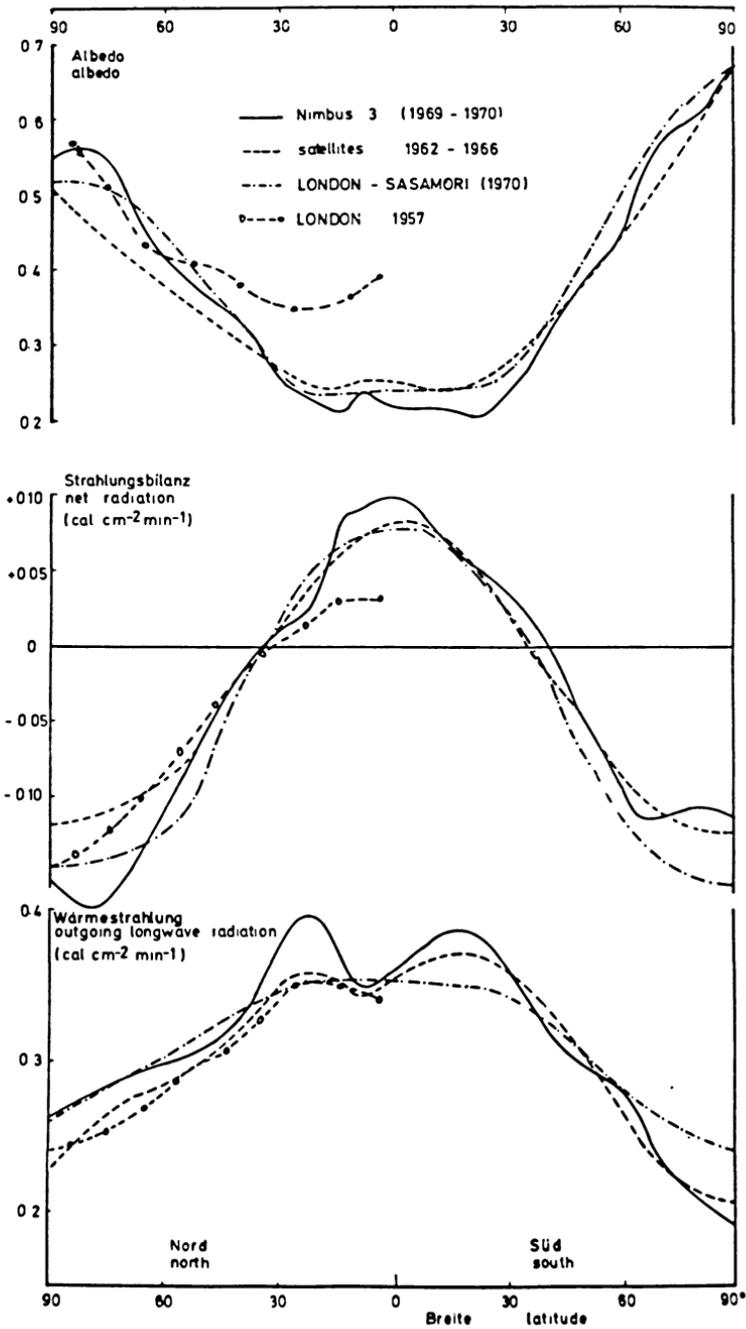
Durch Interpolation von zonalen wie auch globalen Mitteln aller Ergebnisse von Nimbus 3 ergaben sich eine Albedo von 28,4% und eine Ausstrahlung von 0,345 cal cm⁻² min⁻¹, die einer Strahlungstemperatur von 255 K entspricht. Diese beiden voneinander unabhängig berechneten Werte ergaben zusammen mit der für die Solar-konstante $S_0 = 1,95$ cal cm⁻² min⁻¹ berechneten Einstrahlung einen rechnerischen Überschuß von 0,004 cal cm⁻² min⁻¹, der innerhalb der Fehlergrenze liegt. Die anderen Satellitenmessungen, zusammengefaßt von VON DER HAAR und SUOMI [1971], resultierten in einer Albedo von 30% und einer Ausstrahlung von 0,34 cal cm⁻² min⁻¹ (254 K). Der Strahlungsüberschuß betrug bei gleichem S_0 ebenfalls nur 0,005 cal cm⁻² min⁻¹.

Dieser Unterschied zwischen den Ergebnissen aus Satellitenmessungen und aus Berechnungen mit Klimadaten kann mit den durchaus begründeten Annahmen erklärt werden, daß in letzteren weite Datenlücken (z. B. über allen äquatornahen Ozeanen) und eine leichte Überschätzung der Bewölkung die Ergebnisse beeinflusst haben. Der in der Abb. 6.1 durchgeführte Vergleich von zonalen Mitteln zeigt, daß in den Rechnungen von LONDON [1957] insbesondere die Albedo über den äquatornahen Gebieten zwischen 0 und 40°N als zu hoch berechnet wurde. Vermutlich wurden dabei die Reflexionseigenschaften von Wolken überschätzt, denn LONDON und SASAMORI [1970] erhielten später mit den gleichen Klimadaten für die Nordhalbkugel und neueren Daten für die Südhalbkugel, aber mit geänderten Rechenmodellen des Strahlungstransportes, bessere Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus Satellitenmessungen.

Abb. 6.1: Zonale Jahresmittel der Albedo, Wärmestrahlung und Strahlungsbilanz des Systems Erde-Atmosphäre

- Nimbus 3 (1.–15. Mai, 16.–31. Juli, 3.–17. Okt. 1969; 21. Jan.–3. Februar 1970), nach RASCHKE et al., (1972b)
- - - - Satelliten 1962–1966, nach VON DER HAAR und SUOMI (1971)
- o - - - o berechnet von LONDON (1957)
- - - - berechnet von LONDON und SASAMORI (1970)

Zonal averages of the albedo, thermal radiation and radiation balance of the earth-atmosphere system



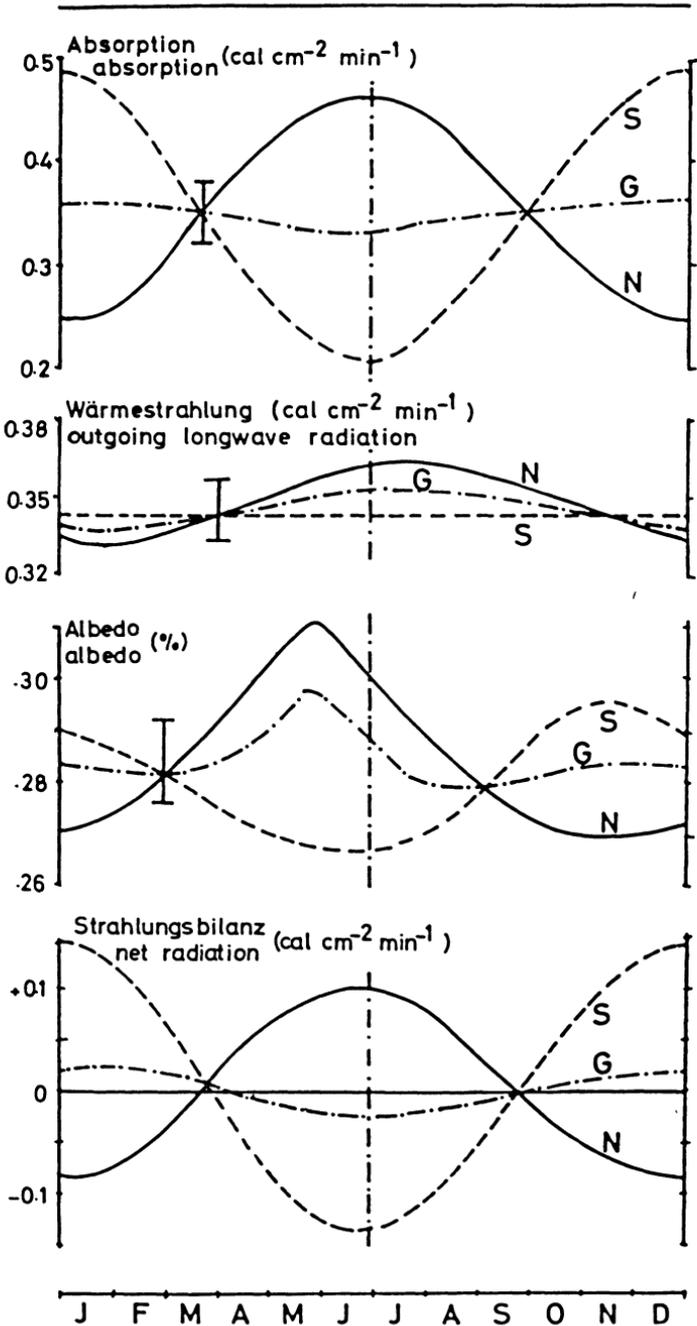


Tabelle 2: Strahlungsbilanz des Systems Erde-Atmosphäre (nach VONDER HAAR, 1972), alle Werte in $\text{cal cm}^{-2} \text{min}^{-1}$ Table 2: Radiation balance of the earth-atmosphere system (after VONDER HAAR, 1972), all values in $\text{cal cm}^{-2} \text{min}^{-1}$

	Jahresmittel	Jahreszeitenmittel			
		DJF	MAM	JJA	SON
Global	+0,007	+ .02 ± .02	+ .01 ± .03	.0 ± .03	+ .01 ± .02
Nord-	0	- .09 ± .03	+ .05 ± .03	+ .10 ± .03	- .04 ± .02
Südhalbkugel	0	+ .11 ± .02	- .03 ± .02	- .09 ± .02	+ .06 ± .02

Dieser Unterschied der neuen aus Satellitenmessungen berechneten Werte der globalen Strahlungsbilanz zu früheren muß in Untersuchungen des gesamten Energie-transportes im System wie auch für die Zirkulationsmodelle berücksichtigt werden, denn die neuen Resultate deuten an, daß im globalen Mittel zusätzlich etwa 7–8% der früher angenommenen Energie zur Aufrechterhaltung der Zirkulation verfügbar sind.

Die Satellitenergebnisse lassen zudem vermuten, daß unsere Erde sich während der einzelnen Jahreszeiten keineswegs im Strahlungsgleichgewicht mit dem Weltraum befindet. Der Jahresgang der globalen Mittel der Strahlungsbilanz beider Untersuchungen (Tabelle 2 und Abb. 6.2) folgt der durch die elliptische Form der Erdbahn verursachten Änderung der Einstrahlung; die Halbkugelmittel werden dominiert durch die mit der Sonnendeklination verbundenen Änderung der Energiezufuhr durch solare Strahlung.

Die höhere zeitliche Auflösung der Daten von Nimbus 3 ermöglicht überdies, eine geringfügige Phasenverschiebung der Ausstrahlung der Nordhalbkugel um etwa $\frac{1}{2}$ –1 Monat gegenüber der Einstrahlung aufzulösen, die offensichtlich durch die etwas verzögerte Erwärmung der Kontinente verursacht wird und auch in vielen Meßreihen der Temperatur und Strahlungsbilanz am Boden zu beobachten ist. Die

Abb. 6.2: Jahresgang von globalen und hemisphärischen Mitteln der Strahlungsbilanz des Systems Erde-Atmosphäre und deren Komponenten, ermittelt aus halbmonatlichen Mittelwerten, die um weniger als 1% um diese Kurven streuen. Die Fehlerbereiche I entsprechen einem systematischen Fehler von $\pm 4\%$

Annual variation of global and hemispherical averages of the radiation balance of the earth-atmosphere system and its components, determined from semi-monthly averages, which scatter less than 1% around these curves

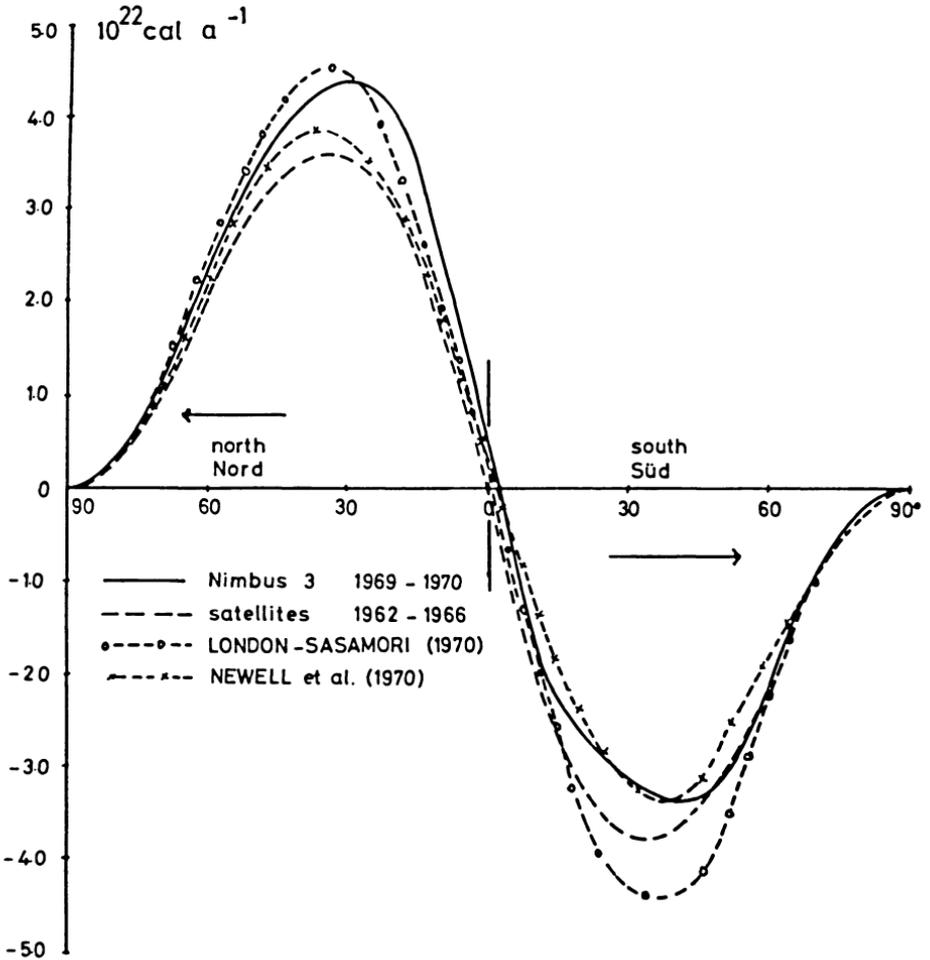


Abb. 6.3: Zum Ausgleich des Strahlungsungleichgewichtes notwendiger polwärtsgerichteter Energietransport

- Nimbus 3 (alle Ergebnisse, zonal interpol.)
- - - Satelliten 1962-1966 (nach VON DER HAAR, 1968)

Meridional transport of energy

Wärmeabgabe der vorwiegend von Ozeangebieten bedeckten Südhalbkugel zeigt dagegen keinen erkennbaren Jahresgang; offensichtlich kompensieren die Wirkung der jahreszeitlichen Temperatur-, Bewölkungs- und Eisbedeckungsänderungen einander vollkommen. Merkwürdigerweise erhielt SIMPSON [1929] in seinen vergleichsweise einfachen Rechnungen einen ähnlichen Jahresgang der globalen Ausstrahlung und Strahlungsbilanz, wenngleich „seine Erde“ wesentlich weniger Strahlung absorbiert (57%) und emittiert.

Widersprüchliche Aussagen ergaben beide Untersuchungen der Strahlungsbilanz im Jahresmittel über beiden Halbkugeln und den für den Ausgleich des Energie-defizits über beiden Polarkappen notwendigen polwärts gerichteten Energietransport. VONDER HAAR und SUOMI [1971] ermittelten über beiden Halbkugeln gleiche Albedo und Ausstrahlung. Der berechnete notwendige polwärtsgerichtete Energietransport (Abb. 6.3) ist nach ihren Ergebnissen nahezu gleich in allen Breiten, wie auch LONDON und SASAMORI [1970] fanden. Die Nimbus 3-Messungen ergaben dagegen für die Nord- und Südhalbkugel etwa gleiche Ausstrahlung, aber verschiedene Werte der Albedo von 28,8% bzw. 28,0%. Da über der Nordhalbkugel die Einstrahlung wegen der elliptischen Form der Erdbahn im Jahresmittel um 3% geringer ist, hat diese dann ein geringes Strahlungsdefizit, während die Südhalbkugel einen Energieüberschuß gleicher Größe aufweist. Der notwendige Energietransport durch den Äquator wurde durch Mittelung über die zonalen Mittel *aller* Ergebnisse von Nimbus 3 zu $4 \cdot 10^{21} \text{ cal a}^{-1}$ ermittelt. Ferner ist der polwärts gerichtete Transport im Norden größer als im Süden, wie ebenfalls NEWELL, VINCENT, DOPPLICK, FERRUZZA und KIDSON [1970] anhand einer Zusammenfassung von verschiedenen Ergebnissen fanden.

Diese Asymmetrie des durch jeden Breitengürtel polwärts gerichteten Energietransportes findet vorläufig keine Bestätigung in parallelen Untersuchungen des tatsächlichen Energietransportes durch die Atmosphäre und die Meeresströmungen. Daher kann man nur spekulieren, daß sie entweder durch die Messungen und Rechenverfahren vorgetäuscht oder innerhalb der Meßperiode tatsächlich oder zufällig bzw. ständig vorhanden ist. Andererseits unterscheiden sich beide Halbkugeln grundsätzlich in ihrer Land-See-Bedeckung wie auch in der Beschaffenheit der Polargebiete. Diese Unterschiede sollten sich zweifellos auch in den notwendigen Energietransporten zeigen. Darauf hat auch FLOHN [1967] hingewiesen.

Für die Atmosphäre allein fand OORT [1971] einen nordwärts gerichteten Energietransport von ebenfalls etwa $4 \cdot 10^{21} \text{ cal a}^{-1}$ durch den Äquator, allerdings fehlten ihm bei diesen genauen Berechnungen alle Daten über der Südhalbkugel südlich 10°S . Dieser Transport kulminiert bei etwa 50°N (Abb. 6.4), dem Gürtel größter zyklonischer Aktivität. Die Differenz zwischen dem durch das Strahlungsgleichgewicht erzwungenen und dem in der Atmosphäre erfolgenden polwärts gerichteten Energietransport entspricht demjenigen durch alle Meeresströmungen. Dieser kulminiert bereits bei einer geographischen Breite von $25\text{--}30^\circ\text{N}$ und ist aber in fast allen Breiten etwa doppelt so groß als der Energietransport, den SELLERS [1965] berechnete.

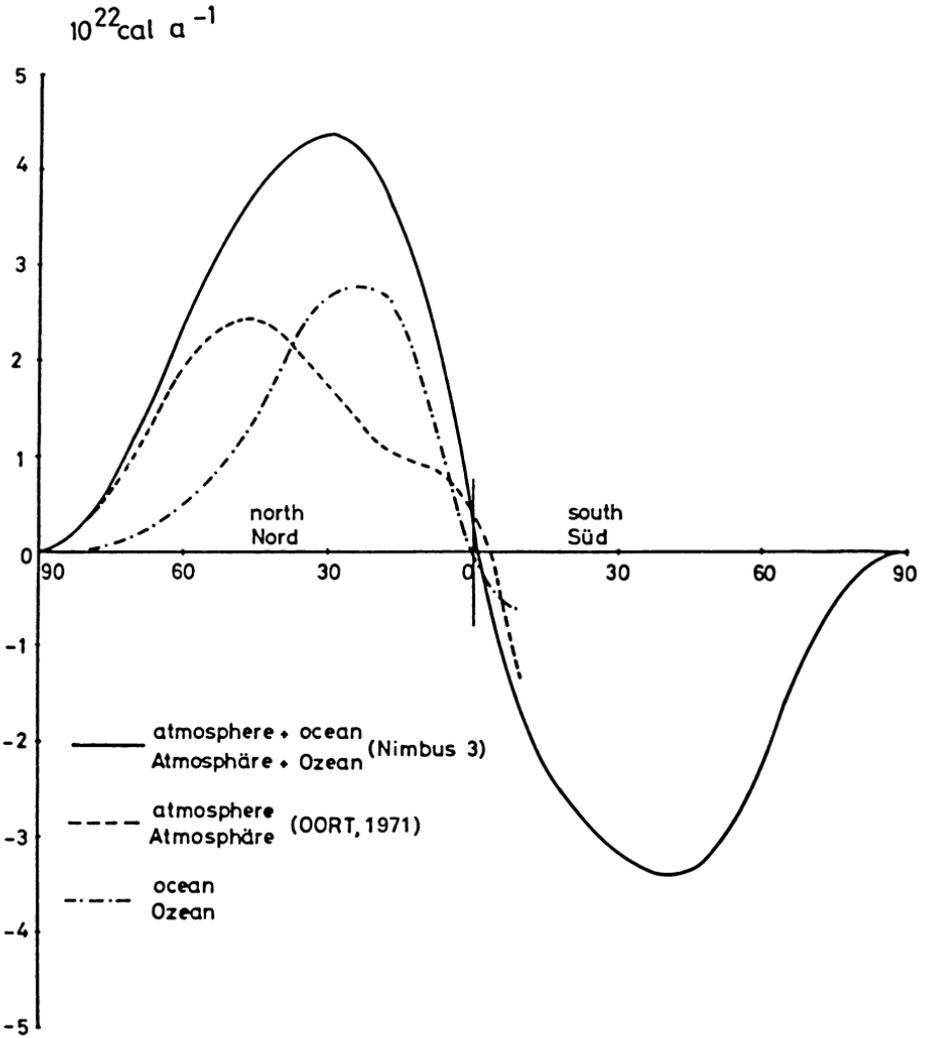


Abb. 6.4: Polwärtsgerichteter Energietransport im System Erde-Atmosphäre (siehe Abb. 6.3: Nimbus 3), in der Atmosphäre (nach OORT, 1971) und in den Ozeanen (als Differenz zwischen den beiden Vorausgegangenen berechnet)

Meridional transport of energy in the earth-atmosphere system (Fig. 6.3: Nimbus 3), in the atmosphere (OORT, 1971) and in the oceans (difference between both)

7. Weltkarten der Jahresbilanz

Bislang veröffentlichten VONDER HAAR und SUOMI [1971] Weltkarten von Jahresmittelwerten, die nur auf den älteren (1962–1966) Satellitenmessungen mit Halbkugel- und Plattenempfängern beruhen. Sie wurden anschließend von WINSTON [1972] kritisch diskutiert. Neuere Messungen, wie diejenigen von ESSA 3 und weiteren ESSA-Satelliten fanden darin keine Berücksichtigung. Jahreszeitliche Karten des gleichen Datenmaterials wurden bereits von VONDER HAAR [1968] besprochen.

Ebenfalls können auch die von RASCHKE et al. [1972a] zu einer Jahresbilanz zusammengefaßten Ergebnisse von Nimbus 3-Messungen nicht repräsentativ für ein langjähriges Jahresmittel sein, denn diese Autoren konnten ihre Berechnungen von Jahresmittelkarten nur auf die Messungen von Nimbus 3 während vier Halbmonatsperioden (1.–15. Mai, 16.–31. Juli, 3.–17. Oktober 1969; 21. Januar–3. Februar 1970) stützen. Dabei nahmen sie an, daß die während dieser Perioden gemessene Albedo und Wärmestrahlung über jedem Gebiet jeweils für die entsprechende gesamte Jahreszeit gültig sind. Dieser Mangel an Daten wird durch das Detail der möglichen Darstellung ausgeglichen. Eine Berücksichtigung der anderen Nimbus 3-Messungen während 6 weiterer Halbmonatsperioden wurde als nicht sehr sinnvoll betrachtet, da diese nur während zweier Jahreszeiten gewonnen worden sind.

In diesem Aufsatz sollen aus beiden Untersuchungen nur die Karten der Strahlungsbilanz des Systems Erde-Atmosphäre miteinander verglichen werden. Sie sind in den Abb. 7.1 und 7.2 wiedergegeben. Beide zeigen, was bereits aus den früheren Abschätzungen bekannt war, Energieüberschuß über nahezu allen Gebieten zwischen etwa 40°N und 40°S (vgl. dazu Abb. 6.1). Gebiete höchsten Energieüberschusses sind dabei die äquatornahen Ozeane und Zentralafrika. Die heißen und hellen Wüstengebiete Nordafrikas und Arabiens sind in der Abb. 7.2, aber nicht in Abb. 7.1 als Defizitgebiete aufgelöst.

Dieses Energiedefizit wurde auch während aller Halbmonatsperioden von vorhandenen Nimbus 2- [RASCHKE und BANDEEN, 1970] und Nimbus 3-Messungen wie auch in den Berechnungen von BUDYKO [1963] gefunden. Daher erscheint es zumindest qualitativ gesichert. In der Abb. 7.1 sind diese und andere durch die Kontinente verursachten zusätzlichen zonalen Energiegradienten, die in irgendeiner Weise die Zirkulation ausgleichen werden müssen, nicht zu erkennen.

Beide Karten unterscheiden sich auch wesentlich in den Werten des Strahlungsdefizits über beiden Polarkappen. Nach den Nimbus 3-Messungen ist das Defizit über dem Nordpol wegen dessen höherer Ausstrahlung (Abb. 6.1 und 7.3) größer als über der Antarktis. Letztere hat zwar eine geringfügig höhere Albedo (Abb. 7.4), die aber durch eine etwas höhere Einstrahlung kompensiert wird, so daß beide Gebiete etwa den gleichen Betrag solarer Strahlung absorbieren (Abb. 7.5).

Viele der in der Abb. 7.2 erkennbaren Details lassen sich unter Zuhilfenahme der zugehörigen Werte der Albedo (Abb. 7.3) und Wärmestrahlung (Abb. 7.4) mit bekannten klimatologischen Tatsachen erklären, wenn sie auch durch wenige Messungen

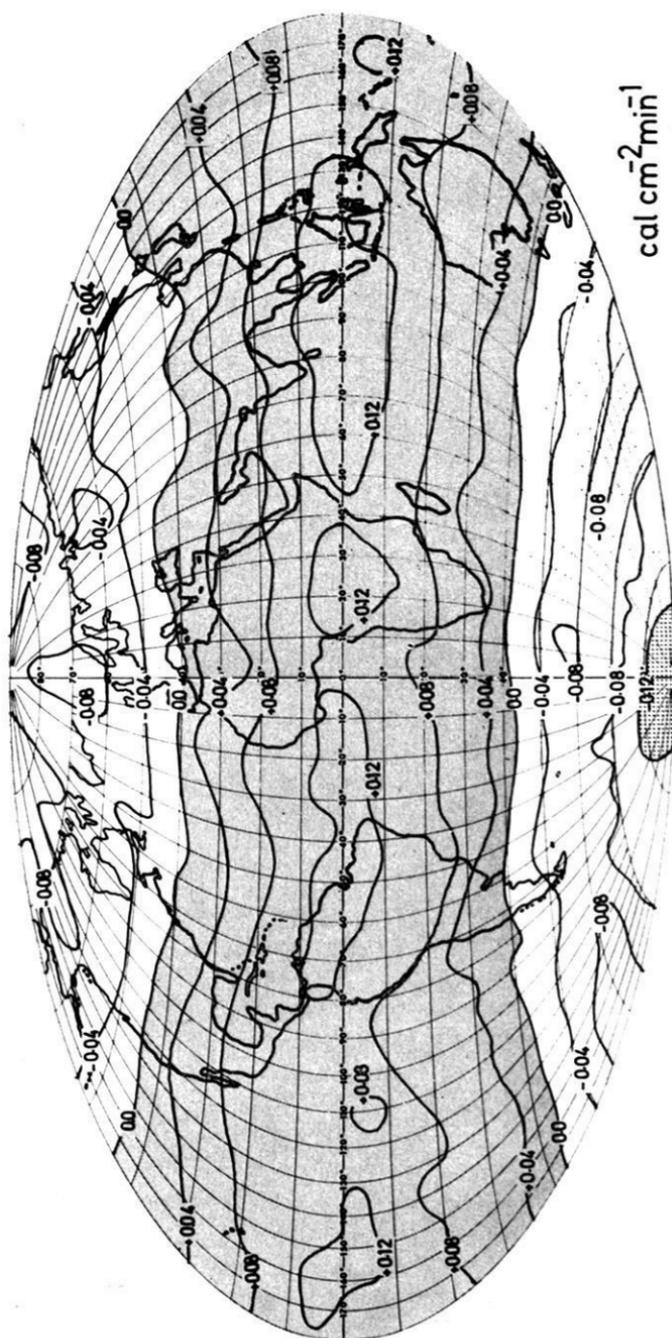


Abb. 7.1: Jahresmittel der Strahlungsbilanz des Systems Erde-Atmosphäre, berechnet aus Satellitenmessungen (1962–66) mit Halbkugel- und Plattenempfängern (umgezeichnet nach VONDER HAAR und SUOMI, 1971)
 Annual averages of the radiation balance of the earth-atmosphere system, determined from satellite measurements (1962–66) with hemispherical and flat-plate radiometers (after VONDER HAAR and SUOMI, 1971)

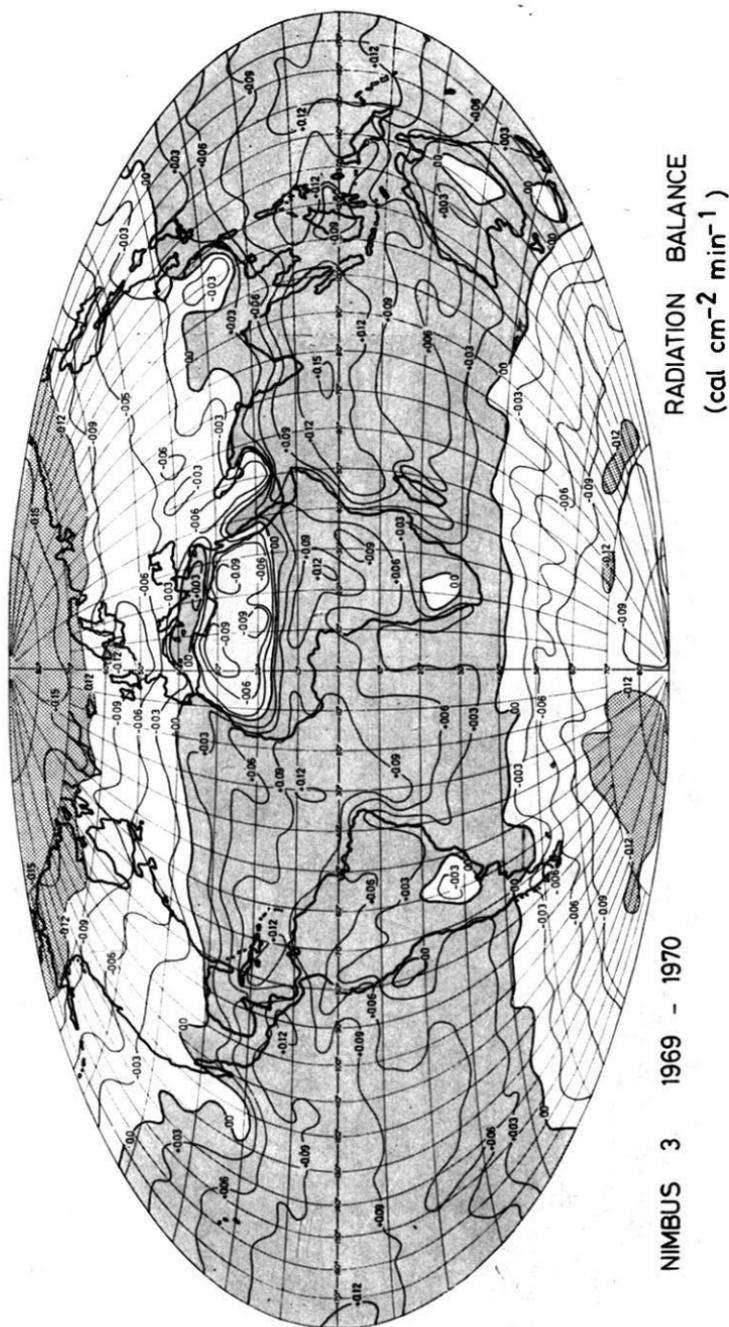
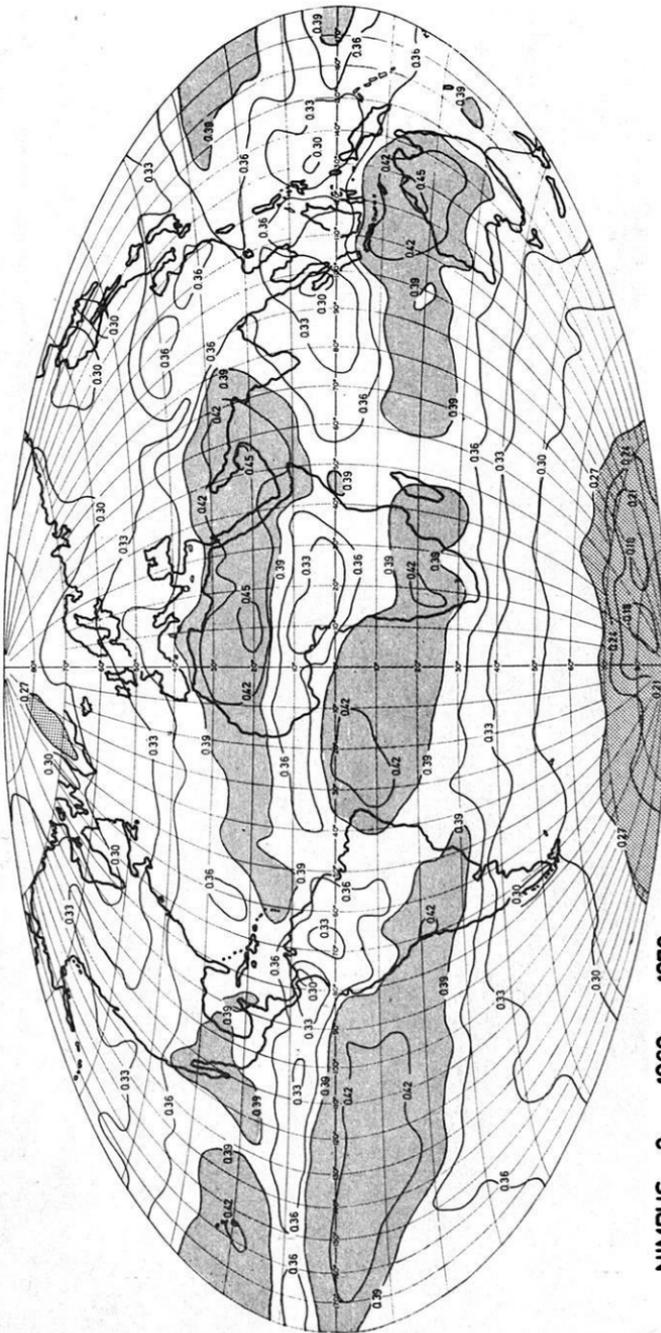


Abb. 7.2: Jahresmittel der Strahlungsbilanz des Systems Erde-Atmosphäre, berechnet aus Strahllichtmessungen des Satelliten Nimbus 3 während der Perioden 1. - 15. Mai, 16. - 31. Juli, 3. - 17. Oktober 1969; 21. Jan. - 3. Februar 1970 (RASCHKE et al., 1972b).

Annual averages of the radiation balance of the earth-atmosphere system, determined from radiance measurements from Nimbus 3 during the periods 1 - 15 May, 16 - 31 July, 3 - 17 October 1969; 21 Jan. - 3 February 1970 (RASCHKE et al., 1972b).



NIMBUS 3 1969 - 1970

OUTGOING THERMAL RADIATION
(cal cm⁻² min⁻¹)

Abb. 7.3: Jahresmittel der Wärmestrahlung des Systems Erde-Atmosphäre (weitere Legende wie Abb. 7.2)

Annual averages of the thermal radiation (further legend as in Fig. 7.2)

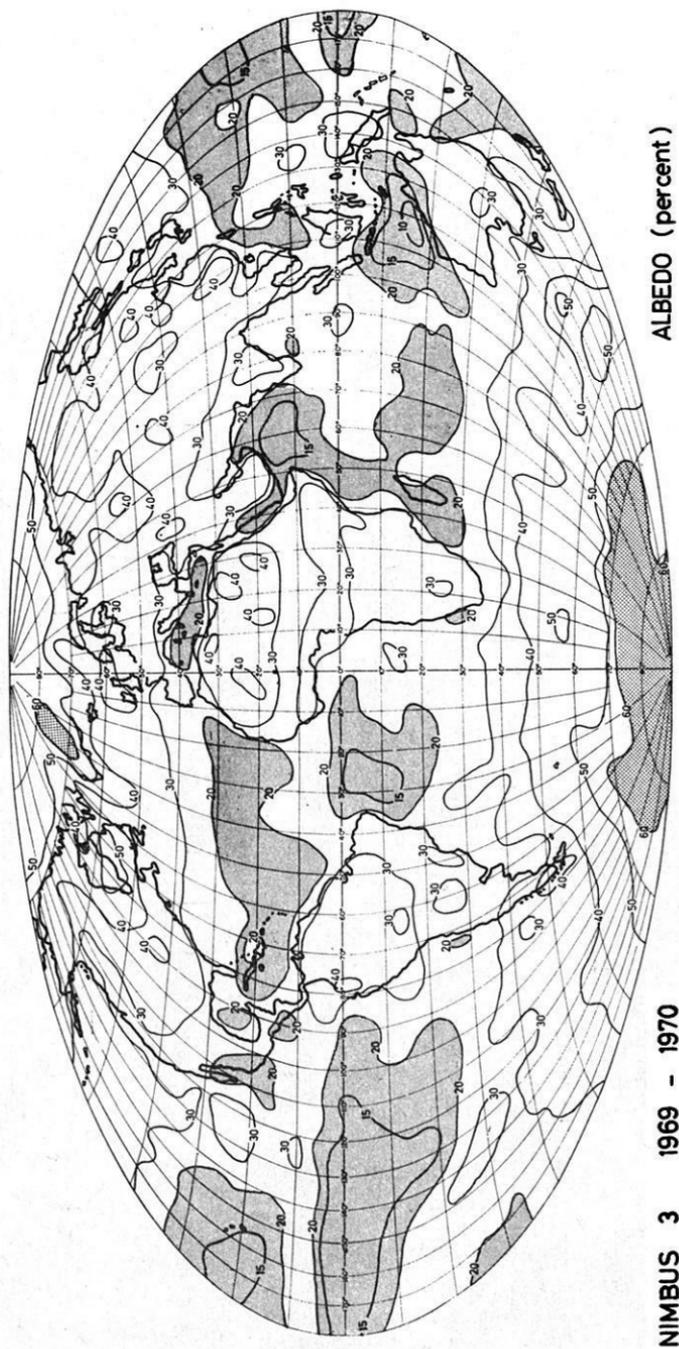
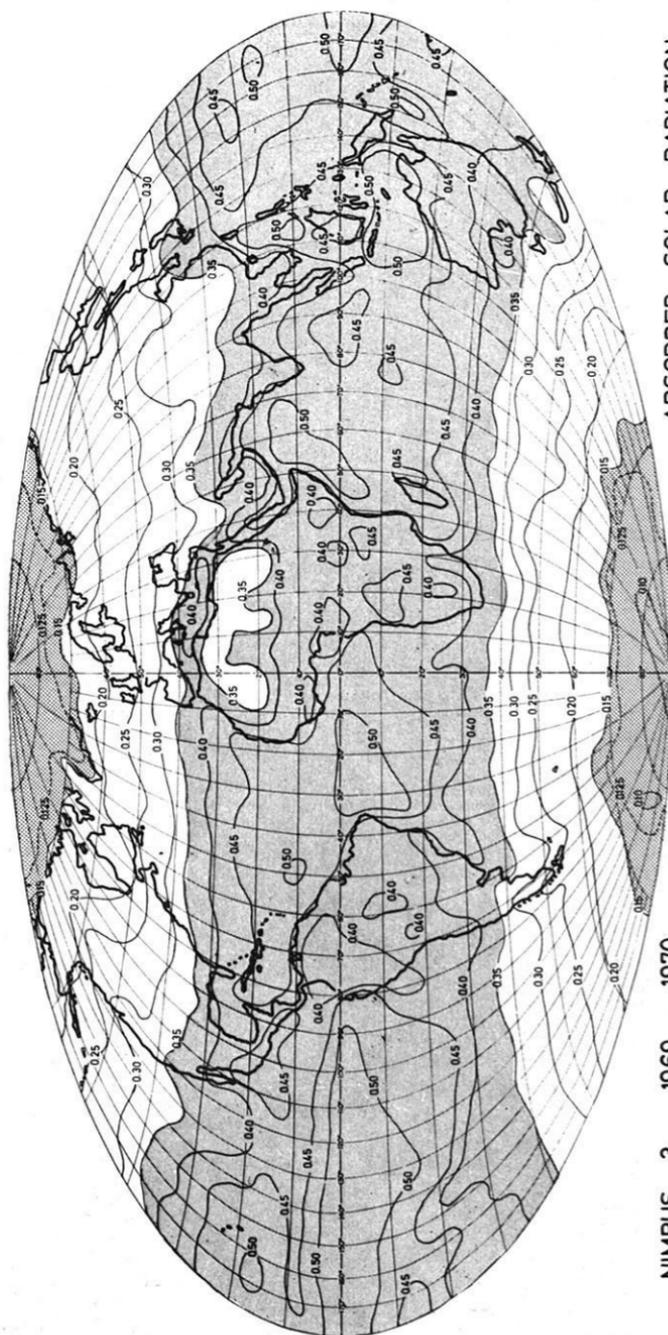


Abb. 7.4: Jahresmittel der Albedo des Systems Erde-Atmosphäre (weitere Legende wie Abb. 7.2)

Annual averages of the albedo (further legend as in Fig. 7.2)



NIMBUS 3 1969 - 1970

ABSORBED SOLAR RADIATION
(cal cm⁻² min⁻¹)

Abb. 7.5: Jahresmittel der Absorption solarer Strahlung im System Erde-Atmosphäre
(weitere Legende wie Abb. 7.2)

Annual averages of the absorbed solar radiation (further legend as in Fig. 7.2)

ungenügend belegt sind. Es sollten allerdings in allen 4 Karten (Abb. 7.2–7.5) wesentlich glattere Strukturen zu erwarten sein, wenn für deren Konstruktion lückenlose Daten eines kompletten Jahresablaufes verwendet werden könnten.

Eine eingehendere Beschreibung und Diskussion von in den Karten erkennbaren Details fällt aus dem Rahmen dieses Aufsatzes.

8. Einfluß der Bewölkung auf die Strahlungsbilanz

Die Karten der Albedo (Abb. 7.3) und der Wärmestrahlung (Abb. 7.4) zeigen deutlich die bekannte Tatsache, daß Wolken infolge ihres hohen Reflexionsvermögens und ihrer eigenen Emission den Strahlungshaushalt des Systems Erde-Atmosphäre dominierend beeinflussen. Z. B. erkennt man die Wolkenfelder der ITCZ an der gegenüber der Umgebung hohen Albedo von zum Teil mehr als 30% (über Zentralafrika). Zudem emittieren diese hochgelegenen und daher sehr kalten Wolkenoberflächen wesentlich weniger Strahlung in den Weltraum als die benachbarten wolkenarmen Subtropengürtel. Auch die hohe Albedo von mehr als 30% in mittleren Breiten beider Halbkugeln ist durch deren Bewölkung verursacht. Eine nähere Betrachtung der durch Bewölkung verursachten Änderungen des Strahlungshaushaltes am Oberrand der Atmosphäre scheint daher angebracht. Es sind hier zwei Beispiele besprochen.

Der Einfluß der Bewölkung auf die Erdalbedo läßt sich bequem durch eine systematische Suche nach Messungen bei wolkenfreiem Himmel über jedem Gebiet abschätzen. Dabei kann man in erster Näherung annehmen, daß Wolken über fast allen Oberflächen eine Erhöhung der Albedo des Systems Erde-Atmosphäre bewirken. Über den Eisflächen von Grönland erkennt man vorhandene Bewölkung dagegen als dunklere Gebiete. Eine solche Weltkarte der geringsten täglichen Albedowerte innerhalb jedes Gitterfeldes während aller 4 Halbmonatsperioden ist in der Abb. 8.1 wiedergegeben.

Diese Darstellung hebt deutlich die Kontinente mit einer Albedo von mehr als 15–20% hervor, während über den ohnehin nur gering bewölkten Ozeangebieten die Albedo 7–8% beträgt. Über den letzteren Gebieten wird die einfallende Strahlung vorwiegend durch Rückstreuung in der unbewölkten Atmosphäre in den Weltraum reflektiert, denn die Albedo an der Wasseroberfläche beträgt bei wolkenlosem Himmel und tiefstehender Sonne selten mehr als 5% [PAYNE, 1972]. Über vielen Gebieten konnte allerdings innerhalb dieser 4 Perioden (~ 60 Tage) kein vollkommen wolkenfreier Tag erfaßt werden, weswegen deren geringste Albedo 10% und mehr beträgt. Diese Auslese ergibt natürlich kein Jahresmittel der Position der Polareisgrenzen.

Kartendarstellungen dieser Art sollten geeignet sein zur Berechnung der Albedo der Erdoberfläche selbst, sofern die atmosphärische Wechselwirkung in Rechenmodellen berücksichtigt werden kann. Auf der anderen Seite ermöglichen sie auch, im

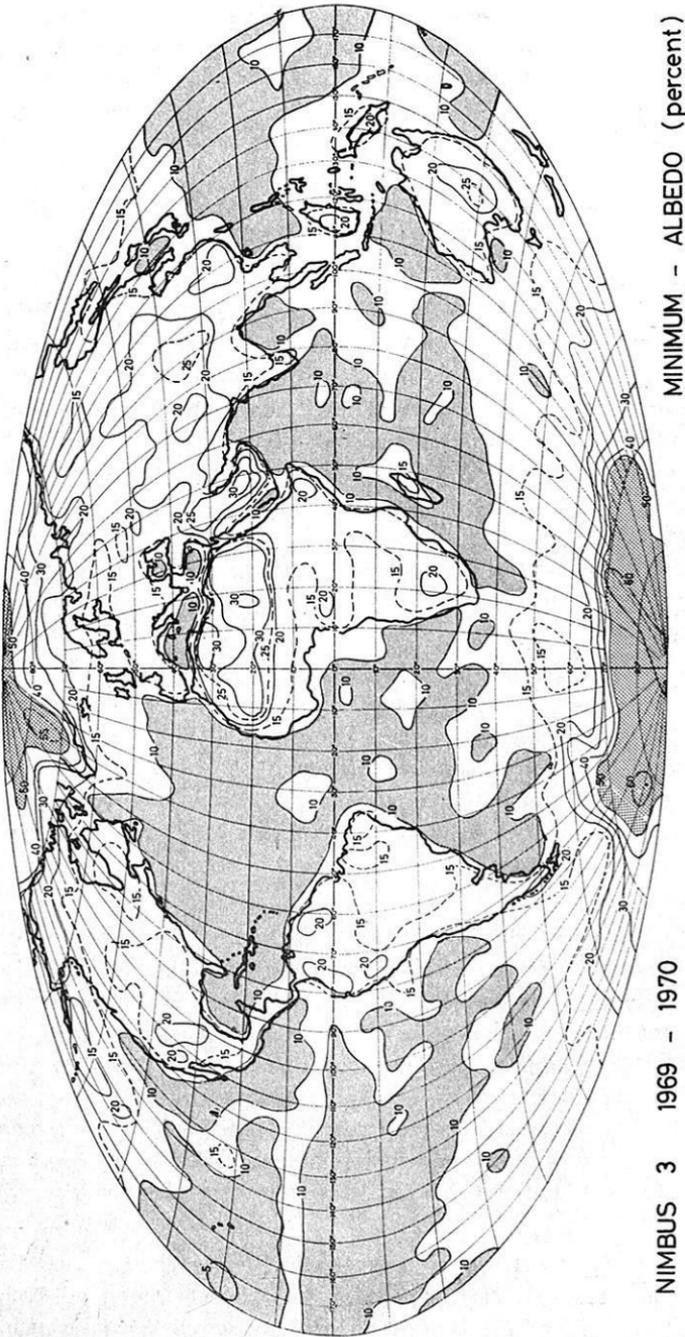


Abb. 8.1: Geringste Werte der Albedo innerhalb eines jeden Gitterfeldes (weitere Legende wie Abb. 7.2)

Smallest values of the albedo within each grid field (further legend as in Fig. 7.2)

Vergleich mit Karten der tatsächlichen Albedo (z. B. Abb. 7.3) über jedem Gebiet deutlich die Wirkung von Wolken auf den gesamten Strahlungshaushalt abzuschätzen.

Der globale Mittelwert der in der Abb. 8.1 dargestellten Minimum-Albedo beträgt etwa 16%, wenn die dort noch über den Ozeanen erkennbaren Wolkenfelder durch wolkenfreie Gebiete ersetzt werden. Das sind etwa nur 56% der aus den Nimbus 3-Messungen berechneten Erdalbedo von 28,4%; d. h., fast die Hälfte der gesamten Albedo unseres Planeten wird durch Bewölkung verursacht. Es müßten daher unbeabsichtigte Änderungen des Betrages der vorhandenen Bewölkung bzw. der von deren Reflexionseigenschaften durch Naturkatastrophen oder menschliche Aktivitäten deutliche Niederschlag im Strahlungshaushalt unseres Planeten zu finden und auch mit geeigneten Methoden beobachtbar sein. Die obigen Zahlenangaben gestatten überdies abzuschätzen, daß nur ein Drittel der Erde von einer dichten Wolkendecke bedeckt wäre, wenn deren Albedo 50% betrüge.

Die durch tägliche Bewölkungsänderungen verursachten Variationen der Albedo sind in der Abb. 8.2 anhand einer Weltkarte der relativen Dispersion der Albedo wiedergegeben. Diese ist über den Meeren und dunkleren Kontinenten hoch wegen des großen Unterschiedes zwischen dem Reflexionsvermögen von Wolken und des (wolkenfreien) Untergrundes. Jedoch erkennt man auch Gebiete besonders hoher Dispersion von fast mehr als 40%, die auf heftigen Bewölkungsänderungen infolge des dort ablaufenden Zirkulationsgeschehens beruhen. Andererseits treten die bekannten permanenten Wolkenfelder über den Mischungsgebieten verschieden temperierter Wasser- und Luftmassen wegen deren geringer Veränderlichkeit in dieser Darstellung nicht besonders hervor. Über den Wüsten Arabiens und Nordafrikas ist die relative Dispersion der Albedo nicht nur wegen der hohen Albedo (> 30%) dieser Gebiete, sondern auch wegen der dort zu beobachtenden geringen und meist nicht sehr dichten Bewölkung sehr niedrig.

9. Schlußbemerkung

Die aus den Satellitenmessungen berechneten Werte der Strahlungsbilanz deuten übereinstimmend an, daß unser Planet etwas dunkler und wärmer ist als frühere Abschätzungen mit Klimadaten vermuten ließen. Insbesondere über den Tropen und Subtropen, den hauptsächlichlichen Energiequellen für die atmosphärische Zirkulation, wird wesentlich mehr Strahlung absorbiert und in andere Energieformen umgewandelt. Diese Ergebnisse scheinen auch, wie andere in den Karten wiedergegebene Details, soweit gesichert, daß sie in Energiehaushaltsbetrachtungen der realen Atmosphäre wie auch derjenigen von numerischen Zirkulationsmodellen berücksichtigt werden sollten.

Jedoch befriedigen sie keinesfalls wegen des mehrfach erwähnten Datenmangels. Zusätzlich fehlen noch genauere Messungen der bei verschiedenen Zenit- und Azimutwinkeln die Atmosphäre verlassenden Strahlung, als auch solche, die den Tagesgang

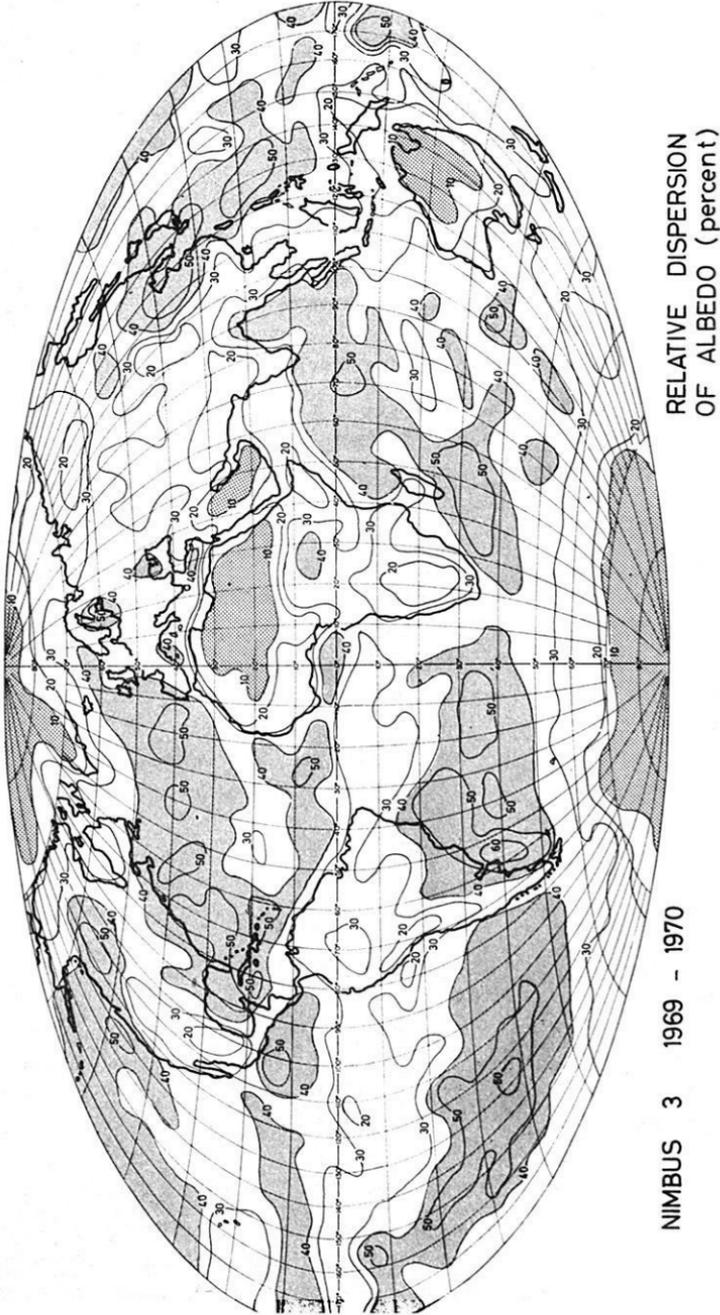


Abb. 8.2: Relative Dispersion der Tagesmittel der Albedo (weitere Legende wie Abb. 7.2)
Relative dispersion of the daily averages of the albedo (further legend as in Fig. 7.2)

der Ausstrahlung über jedem Gebiet genau erfassen. Ferner beruhen alle Untersuchungen auf der Annahme konstanter solarer Einstrahlung.

Diese noch vorhandenen Unsicherheiten könnten allerdings technologisch befriedigend beseitigt werden, wenn eine kleine Flotte von vielleicht 3–4 Satelliten in verschieden orientierten Umläufen zur Verfügung steht, was jedoch einen erheblichen finanziellen Aufwand erfordert. Einen ersten Schritt in dieser Richtung bedeutet ein in den USA vorbereitetes Experiment mit etwa 8 Radiometern, die die Erde von einem polarumlaufenden Satelliten der Nimbusserie aus parallel zur Bahn abtasten und damit repräsentativere Modelle zur Berücksichtigung der Winkelabhängigkeit der Ausstrahlung liefern sollen. Dieses Experiment soll auch in mehreren Spektralbereichen die solare extraterrestrische Strahlung messen, so daß eine bessere Vorstellung über die Variabilität des solaren Energieangebots entwickelt werden kann.

Fortführende Arbeiten müssen auf komplette und kontinuierliche Messungen aller Komponenten der Strahlungsbilanz einschließlich der Solarkonstante hinzielen, da nur diese lokale, regionale wie vielleicht auch globale Klimaänderungen verschiedener Ursache gesichert zu beobachten und zu deuten gestattet.

Literatur

- BANDEEN, W. R., M. HALEV und STRANGE, I.: A Radiation Climatology in the Visible and Infrared from the TIROS Meteorological Satellites. National Aeronautics and Space Administration, Wash., D. C., NASA Technical Note D-2534, 30 pp., 1965
- BAUR, F., und H. PHILIPPS: Der Wärmehaushalt der Lufthülle der Nordhalbkugel in Januar und Juli zur Zeit der Äquinoktien und Solstitien. *Gerlands Beitr. Geophys.*, 45, 82–132, 1937
- BIGNELL, K. J.: Heat-Balance Measurements from an Earth-Satellite: An Analysis of Some Possibilities. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 87, 231–344, 1961
- BOLDYREV, V. G., und I. P. VETLOV: Die flächenhafte und zeitliche Veränderlichkeit der ausgehenden Strahlung (in Russ.). *Meteor. i. Gidrol.*, 10, 23–32, 1970
- BOSSOLASCO, M., G. CICONI, I. DAGNINO, A. ELENA und G. FLOCCINI: Solar Constant and Sunspots. *Pure Appl. Geophys.*, 62, 207–214, 1965
- BREUER, H., K. FRAEDRICH, I. MUSTER, E. RUPRECHT und K. SCHEIDTMANN: Radarindex und Schauersysteme in den Tropen: ein Vergleich zwischen Kontinent und Ozean. *Klimat. Forsch., Festschrift für H. Flohn, Bonner Meteor. Abh.*, 17, 1972 (im Druck)
- BUDYKO, M. I.: Atlas of the Heat Balance of the Earth. Moscow, 69 pp., 1963
- DANJON, A.: Nouvelles recherches sur la photométrie de la lumière cendrée et l'albedo de la terre. *Ann. Obs. Strasbourg*, 3, 139–180, 1936
- DRUMMOND, A. J.: Recent Measurements of the Solar Radiation Incident on the Atmosphere. *Space Research XI*, 681–693, Akad. Verl. Berlin, 1971

- FLOHN, H.: Bemerkungen zur Asymmetrie der atmosphärischen Zirkulation. *Ann. Meteorol., N. F.*, 3, 76–80, 1967
- GAYEVSKY, V. L., L. B. KRASSILSHCHIKOV und L. B. RUDNOVA: The working principle of satellite actinometric instruments and the analysis of their operation in outer space. *Actinom. and Atm. Optics*, Moskau, 6–16, 1969
- GIBSON, E. G.: Description of Solar Structure and Processes. *Rev. Geophys. Space Phys.*, 10, 395–461, 1972
- HANEL, R. A., und WARK, D. Q.: TIROS II Radiation Experiment and Its Physical Significance. *J. Opt. Soc. Am.*, 51, 1394–1399, 1961
- HOUGHTON, H. G.: On the Annual Heat Balance of the Northern Hemisphere. *J. Meteorol.*, 11, 3–9, 1954
- HOUSE, F. B.: The Radiation Balance of the Earth from a Satellite. Ph. D. Thesis, Univ. of Wisconsin, 1965
- HOUSE, F. B.: The Reduction, Analysis and Interpretation of Radiant Flux Measurements from ESSA Weather Satellites. Fin. Report Contract E-108-67(N), GCA Corp., Bedford, Mass., 35 pp., 1968
- KATAYAMA, A.: On the Radiation Budget of the Troposphere over the Northern Hemisphere (II). Hemispheric Distribution. *J. Meteorol. Soc., Japan*, Series II, 45, 1–25, 1967
- KONDRATIEV, K. Ya., und G. A. NIKOLSKY: Solar Radiation and Solar Activity. *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.*, 96, 509–522, 1970
- KUHN, P. M.: Nimbus 2 and Balloon Infrared Radiation Analyses over the Antarctic. *J. Atmospheric. Sci.*, 25, 908–911, 1968
- LABS, D., und H. NECKEL: The Solar Constant (A Compilation of Recent Measurements). *Solar Physics*, 19, 3–15, 1971
- LONDON, J.: A Study of the Atmospheric Heat Balance. Final Rept., Contract AF 19 (122) to 165, New York Univ. 99 pp., 1957
- LONDON, J., und T. SASAMORI: Radiative Energy Budget of the Atmosphere. *Space Research XI*, 639–649, Akademie Verlag Berlin, 1971
- LORENZ, E. N.: The Nature and Theory of the General Circulation of the Atmosphere. *World Meteor. Organisation*, Rept. 218. TP. 115, 161 pp., 1967
- MCDONALD, T. H.: Data Reduction Processes for Spinning Flat-Plate Satellite-Borne Radiometers. ESSA Techn. Report NESC 52, Washington D. C., 37 pp., 1970
- MÖLLER, F., und E. RASCHKE: Problems of Meteorological Observations from Satellites. *Space Sci. Rev.*, 9, 90–148, 1969
- NELSON, D. F., und PARENT, R.: The Prototype Flat-Plate Radiometers for the ESSA III Satellite. Annual Rept. 1966, WBG-27, Dept. of Meteor., Univ. of Wisconsin, 119–129, 1967

- NEWELL, R. E., D. G. VINCENT, T. G. DOPPLICK, D. FERRUZZA und J. W. KIDSON: The Energy Balance of the Global Atmosphere. *Proceed. of Conf. on Global Circul. of the Atmosph.*, London, Roy. Meteor. Soc., 42-90, 1970
- OORT, A.: The observed annual cycle in the meridional transport of atmospheric energy. *J. Atmospheric Sci.*, 28, 325-339, 1971
- PAYNE, R. E.: Albedo of the Sea Surface. *J. Atmos. Sci.*, 29, 959-970, 1972
- RASCHKE, E., und W. R. BANDEEN: The Radiation Balance of the Planet Earth from Radiation Measurements of the Satellite Nimbus 2. *J. Appl. Meteorol.*, 9, 215-238, 1970
- RASCHKE, E., T. H. VONDER HAAR, W. R. BANDEEN und M. PASTERNAK: The Radiation Balance of the Earth-Atmosphere System from Nimbus 3 Radiation Measurements (16 April 1969 - 3 February 1970) *Nation. Aeron. Space Administr., Technical Note D-im Druck*, 1972 a und *Monthly Wea. Rev. (im Druck)*
- RASCHKE, E., T. H. VONDER HAAR, W. R. BANDEEN und M. PASTERNAK: The Annual Radiation Balance of the Earth-Atmosphere System During 1969-1970 from Nimbus 3 Measurements, *J. Atmospheric Sci.*, - im Druck, 1972b
- RASOOL, S. I., und C. PRABHAKARA: Radiation Studies from Meteorological Satellites. *N. Y. Un., Dept. of Meteor., Geophys. Sci. Lab. Rept. 65-7*, 31 pp., 1965
- RUFF, I., R. KOFFLER, S. FRITZ, J. S. WINSTON und P. K. RAO: Angular Distribution of Solar Radiation Reflected from Clouds as Determined from TIROS 4 Radiometer Measurements. *J. Atmospheric Sci.*, 25, 323-332, 1968
- SHENK, W. E., und SALOMONSON, V. V.: Visible and Infrared Imagery from Meteorological Satellites. *Appl. Optics*, 9, 1747-1760, 1970
- SIMPSON, G. C.: The Distribution of Terrestrial Radiation. *Mem. Roy. Meteorol. Soc.*, 3, 53-78, 1929
- SUOMI, V. E., K. J. HANSON und T. H. VONDER HAAR: The Theoretical Basis for Low-Resolution Radiometer Measurements from a Satellite. *Annual Report - 1966, WBG-27*, Dept. of Meteor., Univ. of Wisconsin, 79-100, 1967
- SUOMI, V. E.: The Radiation Balance of the Earth from a Satellite. *Ann. Intern. Geophys. Yr.*, 6, 331-340, 1958
- THEKAEKARA, M. P., und A. DRUMMOND: Standard Values for the Solar Constant and its Spectral Components. *Nature Phys. Sci.*, 229, 6-9, 1971
- VINNIKOV, K. Ya.: Albedo of the Earth-Atmosphere System and the Outgoing Shortwave Radiation Field. *Trans. Main Geophys. Observ.*, 170, 207-213
- VONDER HAAR, T. H., und V. E. SUOMI: Measurements of the Earth's Radiation Budget from Satellites During a Five-Year Period. Part I: Extended Time and Space Means. *J. Atmospheric Sci.*, 28, 305-314, 1971
- VONDER HAAR, T. H.: Natural Variation of the Radiation Budget of the Earth-Atmosphere System as Measured from Satellites. *Proc. Conf. Atmos. Radiation, Fort Collins; AMS Boston, Mass.*, 1972

- VONDER HAAR, T.H.: Variations of the Earth's Radiation Budget. Ph. D. Thesis, Dept. of Meteor., Univ. of Wisc., 114 pp., 1968
- WEINSTEIN, M., und V. SUOMI: Analysis of Satellite Infrared Radiation Measurements on a Synoptic Scale. Monthly Weath. Rev., 89, 419–428, 1961
- WINSTON, J. S., und TAYLOR, V. R.: Atlas of World Maps of Long-Wave Radiation and Albedo. ESSA Technical Report NESC 43, 32 pp., 1967
- WINSTON, J. S.: Comments on „Measurements of the Earth's Radiation Budget...“. J. Atmospheric Sci., 29, 598–601, 1972

Seismic Waves in Inhomogeneous Media

H.-P. HARJES, Hannover¹⁾

Eingegangen am 15. November 1972

Summary: The reflectivity of inhomogeneous media with arbitrary depth-dependence of the elastic moduli and density is studied. An integral representation of the wave equation is derived and a numerical solution is given. By this formulation it is possible to determine separately the influence of density, compressibility, and frequency on the reflection of plane waves. The method is applied to laminated inhomogeneities and to gradient zones.

Zusammenfassung: Es wird das Reflexionsvermögen von inhomogenen Medien mit beliebiger Tiefenabhängigkeit der elastischen Parameter und der Dichte untersucht. Dazu wird eine Integralformulierung der Wellengleichung angegeben und mit einem numerischen Verfahren gelöst. Dadurch ist es möglich, den Einfluß der Kompressibilität, der Dichte und der Frequenz auf die Reflexion ebener Wellen getrennt zu bestimmen. Das Verfahren wird am Beispiel lamellenartiger Inhomogenitäten und an Gradientenschichten demonstriert.

Introduction

In the present paper, a method is to be developed for the representation of elastic waves in inhomogeneous media and applied to the solution of geophysical problems in seismology and seismic exploration.

Essentially three ways have previously been proposed for the treatment of these questions:

1. The inhomogeneous medium is split up by a closest possible subdivision into homogeneous regions. As is known, the motion in these regions satisfies a homogeneous wave equation, the solution of which has long been known in principle [EWING et al., 1957].

The numerical evaluation is possible immediately on largescale computers with a matrix method developed by THOMSON and HASKELL [THOMSON 1950; HASKELL 1953; FUCHS 1968].

Although this procedure appears to be successful in practice, it nevertheless is subject to some reservations from the viewpoint of physical theory. The only constant appearing in the homogeneous wave equation is the wave number. The wave motion thus is described by the velocity alone, while this in turn depends only on the elastic constants and the density of the medium. On the other hand,

¹⁾ H.-P. HARJES, Bundesanstalt für Bodenforschung, 3 Hannover, Stilleweg 2

the inhomogeneous medium is naturally dispersive and the phase velocity of the wave propagating in it also depends on the derivatives of the material properties and of the frequency, as will be discussed in detail (Ch. II).

2. The second known method attempts the direct solution of the wave equation of the inhomogeneous continuum [MENZEL, ROSENBAACH 1958; SCHOLTE 1961; DATTA 1967].

The analytic solution is restricted in that the differential equation can be solved only for a very few partitions of the material properties, while the numerical solution requires long computer times for realistic models.

3. Finally, the integral formulation of the equation of motion has long been known [DEHOOP 1958; HERRERA 1964; KNOPOFF, MAL 1965]. Although this representation is particularly elegant, it seldom can be utilized. The kernel function occurring in the integral equation (also called Green's function) can be written down explicitly only in a few cases.

Accordingly, we will refer in the present paper to this latter formulation which will serve as a starting point for an approximation procedure. For this purpose, the integral kernel of the full solution of the inhomogeneous medium is expanded according to the integral kernel of a suitably chooseable homogeneous problem which is more easily stated. The resulting series expansion of the solution is known as the BORN-NEUMANN series from scattering problems of quantum theory [ROMAN 1965]. It has the advantage of an immediately obvious physical interpretation and is convergent for the functions occurring in seismology.

If we limit ourselves to fluid media, i.e. first set aside the problem of the coupling between longitudinal and transverse waves, the solution can be given with arbitrary accuracy by means of a numerical procedure developed in the following.

Furthermore, this representation allows a very simple system-theoretical interpretation since the GREEN'S function in many cases considered is identical with a transfer function [HARJES 1969]. In particular, when statistical partitions of the material properties are considered, the two theories can be successfully combined.

I. Integral formulation of the basic equations of an elastic inhomogeneous continuum

The behavior of an elastic continuum is described by its equation of motion

$$\sum_{j=1}^3 \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} = \rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} \quad i = 1, 2, 3. \quad (1.1)$$

where u_i are the components of the displacement vector, ρ is the density of the continuum and the generalized HOOKE'S law is fulfilled for the stresses τ_{ij} :

$$\tau_{ij} = \sum_{p,q=1}^3 c_{ij,pq} \frac{\partial u_p}{\partial x_q} \quad (1.2)$$

For an isotropic elastic continuum, the elasticity tensor c reduces to two parameters, the so-called Lamé moduli of elasticity μ and λ .

The following form then results for the components of the elasticity tensor

$$c_{ij, pq} = \lambda \delta_{ij} \delta_{pq} + \mu (\delta_{ip} \delta_{jq} + \delta_{jp} \delta_{iq}) \quad (1.3)$$

and the stress tensor reads

$$\tau_{ij} = \lambda \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} + \mu \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \quad k=1, 2, 3. \quad (1.4)$$

We will consider an inhomogeneous continuum, but constant in time, since we want to describe seismic waves whose travel time is vanishingly small in comparison with the times in which the structure of the system in which they propagate, namely the earth, varies.

The elastic parameters and the density thus are position-dependent, i.e.

$$\lambda = \lambda(\vec{x}) \quad \mu = \mu(\vec{x}) \quad \rho = \rho(\vec{x}) \quad (1.5)$$

By insertion of (1.5) in (1.1) we obtain the wave equation of an inhomogeneous medium for the displacement vector \vec{u}

$$(\lambda + \mu) \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}) + \mu \nabla^2 \vec{u} + \vec{\nabla} \lambda (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}) + \vec{\nabla} \mu \times (\vec{\nabla} \times \vec{u}) + 2 (\vec{\nabla} \mu \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} - \rho \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = 0 \quad (1.6)$$

The differential equation (1.6) is to be solved for prescribed boundary conditions and initial conditions.

We first free ourselves from the time dependence of (1.6) by means of a Fourier transformation

$$\vec{U}(\vec{x}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{u}(\vec{x}, t) e^{i\omega t} dt \quad (1.7)$$

The time-dependent solution can be derived from $\vec{U}(\vec{x}, \omega)$ by means of an inverse Fourier transformation

$$\vec{u}(\vec{x}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \vec{U}(\vec{x}, \omega) e^{-i\omega t} d\omega$$

Inserted into (1.6) the formula (1.7) yields the following equation:

$$(\lambda + \mu) \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{U}) + \mu \nabla^2 \vec{U} + \vec{\nabla} \lambda (\vec{\nabla} \cdot \vec{U}) + \vec{\nabla} \mu \times (\vec{\nabla} \times \vec{U}) + 2 (\vec{\nabla} \mu \cdot \vec{\nabla}) \vec{U} + \rho \omega^2 \vec{U} = 0 \quad (1.8)$$

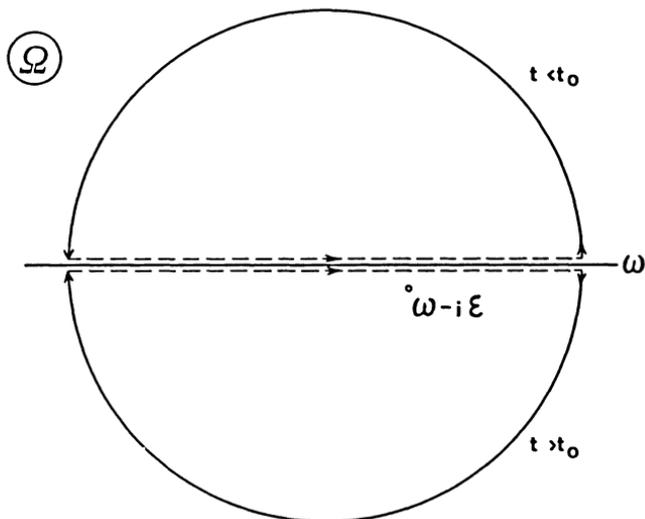


Fig. 1: Path of integration in complex Ω -plane

The boundary conditions here are taken over from (1.6). Furthermore, the following conditions are assumed as initial conditions:

$$\lim_{t \rightarrow \pm \infty} \vec{u} = \lim_{t \rightarrow \pm \infty} \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = 0$$

These requirements are fulfilled by every physical system, thus also by that described by (1.6), although no dissipative terms are taken into consideration formally there (see the remarks on “causality requirement”, esp. Fig. 1).

It is very difficult to find a solution of (1.8) for two reasons. First, (1.8) is a vector equation whose separation according to the individual components of the displacement vector can be accomplished only for particular coordinate systems. Secondly, even with a suitable choice of coordinates, there are only a few partitions of the elastic parameters λ , μ and of the density ρ which permit an analytic solution. On the other hand, the problem is much simplified in the case of a homogeneous medium where the parameters occurring in (1.8) are constant. We obtain from (1.8):

$$\frac{\lambda_0 + \mu_0}{\rho_0} \bar{\nabla}(\bar{\nabla} \cdot \vec{U}_0) + \frac{\mu_0}{\rho_0} \nabla^2 \vec{U}_0 + \omega^2 \vec{U}_0 = 0 \quad (1.9)$$

where $\vec{U}_0(\vec{x}, \omega)$ represents the homogeneous solution with the constants λ_0, μ_0, ρ_0 . This can be abbreviated by using the differential operator L_0 :

$$L_0 \vec{U}_0 = 0 \quad (1.10)$$

Of course, it is always possible formally to split off a portion (1.10) from the general equation (1.6).

The actual physical situation makes such a procedure understandable. The earth, the medium in which the seismic waves propagate, always has regions with more or less homogeneous material properties either on which inhomogeneities are superimposed or between which layers occur, such as perhaps the weathering layer at the earth's surface or the so-called transition zone between the earth's crust and the earth's mantle, in which the material properties vary appreciably in the region of seismic wavelengths.

Accordingly, we make the following assumption for the elastic parameters and the density:

$$\lambda(\vec{x}) = \lambda_0 + \lambda_1(\vec{x}) \quad \mu(\vec{x}) = \mu_0 + \mu_1(\vec{x}) \quad \rho(\vec{x}) = \rho_0 + \rho_1(\vec{x}) \quad (1.11)$$

With this assumption, Eq. (1.8) can be split up into a portion L_0 which describes the homogeneous medium, and a portion L_1 which gives the influence of the inhomogeneities.

$$L \vec{U} = (L_0 + L_1) \vec{U} = 0 \quad (1.12)$$

The differential operator L_0 is given by (1.9), whereas L_1 has the following form:

$$\begin{aligned} L_1 \vec{U} = & \frac{\lambda_1 + \mu_1}{\rho_0} \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{U}) + \frac{\mu_1}{\rho_0} \nabla^2 \vec{U} + \omega^2 \frac{\rho_1}{\rho_0} \vec{U} + \\ & + \frac{1}{\rho_0} \{ \vec{\nabla} \lambda_1 (\vec{\nabla} \cdot \vec{U}) + \vec{\nabla} \mu_1 \times (\vec{\nabla} \times \vec{U}) + 2(\vec{\nabla} \mu_1 \cdot \vec{\nabla}) \vec{U} \} \end{aligned} \quad (1.13)$$

If we think of the portion $\vec{q} = L_1 \cdot \vec{U}$ as a source term, we obtain for (1.12)

$$L_0 \vec{U} = -\vec{q} \quad (1.14)$$

but since the solution of this equation with vanishing righthand side is just the solution of the wave equation for a homogeneous medium, the general solution can be given as an integral equation with the aid of the Green's function G_0 of the homogeneous medium. The latter is defined by the following equation:

$$L_0 G_0(\vec{x}, \vec{x}_0, \omega) = -I \delta(\vec{x} - \vec{x}_0) \tag{1.15}$$

where I is the unit tensor, δ is the Dirac δ -functional. With $G_0(\vec{x}, \vec{x}_0, \omega)$, the solution of (1.14) reads

$$\vec{U}_b(\vec{x}, \omega) = \int G_0(\vec{x}, \vec{x}, \omega) \vec{q}(\vec{x}_0, \omega) d\vec{x}_0 \tag{1.16}$$

We have assumed in this treatment that Eq. (1.8) satisfies homogeneous boundary conditions since we are interested here primarily in the treatment of the inhomogeneities brought about by the material properties.

Since the differential equations occurring here and their boundary conditions are linear, the solution of the inhomogeneous equation with inhomogeneous boundary conditions is the superposition of the solution of the inhomogeneous equation with homogeneous boundary conditions \vec{U}_b and the solution of the homogeneous equation with inhomogeneous boundary conditions \vec{U}_i . The latter is assumed known for the boundary conditions occurring in seismology.

Accordingly, the general solution \vec{U} reads

$$\vec{U}(\vec{x}, \omega) = \vec{U}_b(\vec{x}, \omega) + \vec{U}_i(\vec{x}, \omega) \tag{1.17}$$

Noting the integration rule for the δ functional [GELFAND, SHILOV 1960]

$$\int \vec{f}(\vec{x}) I \delta(\vec{x} - \vec{x}_0) d\vec{x} = \vec{f}(\vec{x}_0) \tag{1.18}$$

it can be immediately shown by insertion that (1.16) is a solution of (1.8) or (1.12). We obtain

$$\begin{aligned} L_0(\vec{x}) \vec{U}_b(\vec{x}) &= \int L_0(\vec{x}) G_0(\vec{x}, \vec{x}_0) q(\vec{x}_0) d\vec{x}_0 \\ &= \int L_0(\vec{x}) G_0(\vec{x}, \vec{x}_0) L_1(\vec{x}_0) \vec{U}_b(\vec{x}_0) d\vec{x}_0 \\ &= - \int I \delta(\vec{x} - \vec{x}_0) L_1(\vec{x}_0) U_b(\vec{x}_0) d\vec{x}_0 = -L_1(\vec{x}) \vec{U}_b(\vec{x}) \end{aligned} \tag{1.19}$$

The GREEN'S function G_0 is a solution of Eq. (1.12) with a point source term; it therefore is also physically plausible that the general solution (1.16) can be represented as a superposition of this solution with an arbitrarily spatially distributed source.

The integral equation (1.16) allows the following interpretation: since the elastic homogeneous continuum is a passive linear system described by (1.9) or (1.10), we can think for the GREEN'S function G_0 as the reaction of this system to a Dirac

impulse. The integral equation (1.16) represents a cause-effect relation between the inhomogeneity $\vec{q}(\vec{x}, \omega)$ and the displacement $\vec{U}_b(\vec{x}, \omega)$; in this sense, the GREEN'S function G_0 is the system transfer function.

Of course, the integral equation (1.16) is in no way an explicit solution of our problem which is to describe the wave motion in the inhomogeneous medium, since the sought displacement vector $\vec{U}_b(\vec{x}, \omega)$ occurs in the inhomogeneity $\vec{q}(\vec{x}, \omega)$. On the other hand, the equation (1.16) offers itself as a starting point for an approximate solution for $\vec{U}_b(\vec{x}, \omega)$. For that purpose, we replace $\vec{U}_b(\vec{x}, \omega)$ on the right-hand side by a zeroth approximation which is given most simply by the solution of the homogeneous equation (1.10).

From (1.16), we then obtain as a first approximation

$$\vec{U}^{(1)}(\vec{x}) = \int G_0(\vec{x}, \vec{x}_0) L_1(\vec{x}_0) U^{(0)}(\vec{x}_0) d\vec{x}_0 \quad (1.20)$$

Inserting $\vec{U}^{(1)}$ in the right-hand side of (1.16), we obtain the second approximation

$$\begin{aligned} \vec{U}^{(2)}(\vec{x}) &= \int G_0(\vec{x}, \vec{x}_0) L_1(\vec{x}_0) \vec{U}_1(\vec{x}_0) d\vec{x}_0 \\ &= \iint G_0(\vec{x}, \vec{x}_0) L_1(\vec{x}_0) G_0(\vec{x}_0, \vec{x}'_0) L_1(\vec{x}'_0) \vec{U}^{(0)}(\vec{x}'_0) d\vec{x}_0 d\vec{x}'_0 \end{aligned} \quad (1.21)$$

The complete solution \vec{U} is now obtained as a series

$$\vec{U} = \vec{U}^{(0)} + \vec{U}^{(1)} + \vec{U}^{(2)} + \dots \quad (1.22)$$

We denote (1.22) as the BORN or NEUMANN series since it was first set up by NEUMANN for the solution of Fredholm's integral equations and was then applied by BORN [BORN 1926] for the treatment of scattering problems in atomic physics. The first approximation of this series is known as the BORN approximation. The following condition must hold for the convergence of the series (1.22) [MICHLIN 1962]

$$K = G_0 L_1 \in L^2 \quad (1.23)$$

i.e. the integral kernel K must belong to the class of squareintegrable functions in the Lesbesgue sense. For functions occurring in seismology which we will treat in the following, this condition is always fulfilled.

Furthermore, the physical significance of the individual terms is evident. Whereas the zeroth approximation represents the unperturbed wave motion in the homogeneous medium, $\vec{U}^{(1)}$ signifies the scattering of this wave at the inhomogeneities of the medium at position \vec{x}_0 ; $\vec{U}^{(2)}$ then signifies a double scattering at the position \vec{x}_0 and at the position \vec{x}'_0 ; the higher approximations represent corresponding multiple scatterings.

After we have found the solution of the time-independent Eq. (1.8) with (1.22) there results from it the solution of the basic dynamic equation of the inhomogeneous continuum by a FOURIER transformation. According to (1.7) we obtain $\tilde{U}(\vec{x}, \omega)$ from

$$\tilde{u}(\vec{x}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{U}(\vec{x}, \omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (1.24)$$

from which there results for the series (1.22)

$$\tilde{u}(\vec{x}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \{ \tilde{U}^{(0)}(\vec{x}, \omega) + \tilde{U}^{(1)}(\vec{x}, \omega) + \dots \} e^{-i\omega t} d\omega \quad (1.25)$$

The behaviour of the GREEN'S function $G_0(\vec{x}, \vec{x}_0, \omega)$ must be considered in evaluating this integral.

The time-dependent GREEN'S function $g_0(\vec{x}, t, \vec{x}_0, t_0)$ is the solution of the wave equation with point source.

It is defined by

$$\left(L_0 - \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) g_0(\vec{x}, t, \vec{x}_0, t_0) = -I \delta(\vec{x} - \vec{x}_0) \delta(t - t_0) \quad (1.26)$$

On account of the integral representation of the δ -functional

$$\delta(t - t_0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\omega(t-t_0)} d\omega \quad (1.27)$$

$g_0(\vec{x}, t, \vec{x}_0, t_0)$ can also be derived by a Fourier transformation from the time-independent GREEN'S function G_0 (1.15):

$$g_0(\vec{x}, t, \vec{x}_0, t_0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} G_0(\vec{x}, \vec{x}_0, \omega) e^{-i\omega(t-t_0)} d\omega \quad (1.28)$$

Since we are considering a nondissipative system, the GREEN'S function $G_0(\vec{x}, \vec{x}_0, \omega)$ has poles on the real ω -axis. [MORSE, FESHBACH 1953.] Since however, G_0 is to describe a physical system, we assume a weakly dissipative part; i.e. we associate a small imaginary part with the poles of G_0 . We obtain the integration path in the complex Ω -plane from the causality requirement on the Green's function g_0 (see Fig. 1).

This requirement means that g_0 as an "impulse response function" can transmit an effect to the time t only after an impulse has acted on the system at time t_0 ; i.e. a time ordering

$$t > t_0 \quad \text{must always be fulfilled in (1.28).}$$

Thereby we have described the motion in an inhomogeneous elastic continuum in terms of the multiple scattering of a wave which satisfies a homogeneous wave equation.

In the following chapters, this method will be applied. For that purpose, the special form of the BORN series (1.22) will first be indicated and subsequently the numerical performance of the calculation will be discussed.

II. Acoustic waves in inhomogeneous media

In the actual performance of the method demonstrated in Chapter I, two difficulties must be overcome, which can be treated separately:

Firstly, Eq. (1.8) is generally not separable according to the components of the displacement vector \vec{U} ; i.e. the splitting of the vector field \vec{U} into a rotational-free and a divergence-free portion yields a system of coupled differential equations. In an inhomogeneous medium, there thus are no pure longitudinal (p -) or transverse (s -) waves as in a homogeneous medium, but rather the two portions interact with each other.

The second difficulty involves the demonstration of a procedure which enables the BORN series (1.22) and its FOURIER transformation (1.25) to be solved with an arbitrary form of the scattering operator L_1 .

We will eliminate the first difficulty by limiting ourselves to continua in which there occur no shear forces, thus also no s -waves. In place of (1.6), we then obtain a scalar equation for acoustic waves.

This so-called "acoustic approximation" is given by linearizing the equation of motion and the equation of continuity. The acoustic wave is described by the variation of pressure $\delta p(x, t)$ according to the following equation

$$\vec{\nabla} \cdot \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} \delta p - \kappa \frac{\partial^2}{\partial t^2} \delta p = 0 \quad (2.1)$$

As in Chapter I, we free ourselves from the time dependence by means of a FOURIER transformation

$$\delta p(\vec{x}, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} P(\vec{x}, \omega) e^{-i\omega t} d\omega \quad (2.2)$$

The differential equation for pressure waves in inhomogeneous media then reads

$$\nabla^2 P - \frac{1}{\varrho} \bar{\nabla} \varrho \cdot \bar{\nabla} P + \kappa \varrho \omega^2 P = 0 \quad (2.3)$$

For a homogeneous medium, there immediately results from this the usual wave equation in FOURIER space

$$L_0 P = \left(\nabla^2 + \frac{\omega^2}{c_0^2} \right) P = 0 \quad (2.4)$$

The phase velocity c_0 is defined by

$$c_0 = \frac{1}{\sqrt{\kappa_0 \varrho_0}} \quad (2.5)$$

With the assumption

$$\kappa(\vec{x}) = \kappa_0 + \kappa_1(\vec{x}) \quad \varrho(\vec{x}) = \varrho_0 + \varrho_1(\vec{x}) \quad (2.6)$$

we can split up the homogeneous portion L_0 (2.4). This splitting (2.6) does not signify a linearization of the inhomogeneity. Rather, this procedure can be performed for arbitrary inhomogeneities.

Eq. (2.3) can be transformed to

$$L_0 P = -L_1 P \quad (2.7)$$

where L_1 describes the influence for the inhomogeneities

$$L_1 = -\frac{1}{\varrho} \bar{\nabla} \varrho_1 \cdot \bar{\nabla} + \frac{\omega^2}{c_0^2} \left(\frac{\kappa_1}{\kappa_0} + \frac{\varrho_1}{\varrho_0} + \frac{\kappa_1 \varrho_1}{\kappa_0 \varrho_0} \right) \quad (2.8)$$

Of course, this form of L_1 is not very suitable for the further development since the Nabla operator is contained in L_1 so that the convergence criterion (1.23) for the BORN series (1.22) is not applicable. Therefore, we will transform the starting equation (2.3) so that L_1 becomes a pure product operator.

For this purpose, we substitute in (2.3)

$$\tilde{p} = \frac{P}{\sqrt{\varrho^*}} \quad (2.9)$$

where ϱ^* signifies a density normalized to the homogeneous medium:

$$\varrho^* = \frac{\varrho}{\varrho_0} \quad (2.10)$$

By substituting (2.9) in (2.3), we obtain the following equation:

$$\nabla^2 \tilde{p} + \left(\kappa \varrho \omega^2 + \frac{1}{2} \frac{1}{\varrho} \nabla^2 \varrho - 3 \left(\frac{\bar{\nabla} \varrho}{2 \varrho} \right)^2 \right) \tilde{p} = 0 \quad (2.11)$$

The ansatz (2.6) for the parameters of Eq. (2.11) yields

$$(L_0 + L_1) \tilde{p} = 0 \quad (2.12)$$

Where L_0 is given by (2.4) and the operator L_1

$$L_1 = \frac{\omega^2}{c_0^2} \left(\frac{\varrho_1}{\varrho_0} + \frac{\kappa_1}{\kappa_0} + \frac{\varrho_1 \kappa_1}{\varrho_0 \kappa_0} \right) - 3 \left(\frac{\bar{\nabla} \varrho_1}{2 \varrho} \right)^2 + \frac{1}{2 \varrho} \nabla^2 \varrho_1 \quad (2.13)$$

is now a simple product operator so that

$$K = G_0 L_1 \in L^2$$

applies for the integral kernel of the BORN series. The convergence of the BORN series is thereby assured. Eq. (2.11) offers the possibility of introducing a "phase velocity" c in analogy to the wave equation in the homogeneous medium:

$$\left(\nabla^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \right) \tilde{p} = 0 \quad (2.14)$$

We obtain for c^2 from (2.11):

$$\frac{1}{c^2} = \kappa \varrho + \frac{1}{\omega^2} \left(\frac{1}{2 \varrho} \nabla^2 \varrho - 3 \left(\frac{\bar{\nabla} \varrho}{2 \varrho} \right)^2 \right) \quad (2.15)$$

From (2.15), we see that this "phase velocity" depends not only on the distribution of the compressibility κ and density ϱ , but also on their first and second derivatives and also on the frequency. A relation analogous to that of the homogeneous medium arises only for large frequencies or constant density. In the following, Eq. (2.12) with the inhomogeneity (2.13) is to be solved for various inhomogeneous models with the method developed in Chapter I.

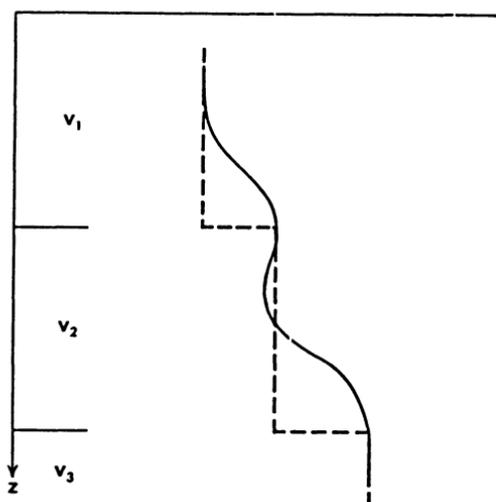


Fig. 2: Layer-model as a first approximation of an inhomogeneous medium

III. The integral representation for a layer-model

In the context of this paper, a stratified model has the physical significance of a first approximation which is split up according to the formula (1.11) or (2.6). If the depth distribution of the continuum parameters has, for example, the form of the Fig. 2, we can calculate in first approximation with a homogeneous three-layer model.

Beginning with this approximation, our procedure then allows us to indicate the contribution of the deviations, i.e. of the actual inhomogeneous behavior to arbitrary accuracy. In this connection, we will also consider the influence of inhomogeneous boundary conditions on the integral representation. The solution (1.16) of Eq. (1.14) is thus extended by a term which gives the influence of the boundary conditions. In this section, we derive its special form for the scalar wave equation (2.12).

This can be written as

$$\left(\nabla^2 + \left(\frac{\omega}{c_0} \right)^2 \right) \tilde{p}(\vec{x}) = -L_1(\vec{x}) \tilde{p}(\vec{x}) \quad (3.1)$$

The GREEN'S function G_0 is the solution of the equation

$$\left(\nabla^2 + \left(\frac{\omega}{c_0} \right)^2 \right) G_0(\vec{x}, \vec{x}_0) = -\delta(\vec{x} - \vec{x}_0) \quad (3.2)$$

If we multiply (3.1) with G_0 and (3.2) with \tilde{p} and subtract the two equations from each other, we obtain by interchanging \tilde{x} and \tilde{x}_0 ;

$$G_0(\tilde{x}_0, \tilde{x}) \nabla_{\tilde{x}_0}^2 \tilde{p}(\tilde{x}_0) - \tilde{p}(\tilde{x}_0) \nabla_{\tilde{x}_0}^2 G_0(\tilde{x}_0, \tilde{x}) = \tilde{p}(\tilde{x}_0) \delta(\tilde{x}_0 - \tilde{x}) - G_0(\tilde{x}, \tilde{x}_0) L_1(\tilde{x}_0) \tilde{p}(\tilde{x}_0)$$

By integrating over the source volume dV_0 and utilizing Gauss's law, we obtain

$$\begin{aligned} \tilde{p}(\tilde{x}) = & \int_{V_0} G_0(\tilde{x}, \tilde{x}_0) L_1(\tilde{x}_0) \tilde{p}(\tilde{x}_0) d\tilde{x}_0 + \\ & + \int_R \{G_0(\tilde{x}, \tilde{x}_0) \bar{\nabla}_{\tilde{x}_0} \tilde{p}(\tilde{x}_0) - \tilde{p}(\tilde{x}_0) \bar{\nabla}_{\tilde{x}_0} G_0(\tilde{x}, \tilde{x}_0)\} \tilde{n} dR \end{aligned} \quad (3.3)$$

where \tilde{x}_0 is a point within the volume V_0 . The surface integral gives the contribution of the boundaries; \tilde{n} is the normal vector directed outward from R .

The integral representation (3.3) will now be extended to the case where several volumes V_i are adjacent, in which various Green's functions G_0^i and inhomogeneities L_1^i are defined.

For each volume V_i , we have an equation of the form (3.3) with

$$\int_{V_i} G_0^i L_1^i \tilde{p}^i d\tilde{x}_0 + \int_{R_i} \{G_0^i \bar{\nabla}_{\tilde{x}_0} \tilde{p}^i - \tilde{p}^i \bar{\nabla}_{\tilde{x}_0} G_0^i\} \tilde{n} dR = \begin{cases} \tilde{p}^i & \tilde{x} \in V_i \\ 0 & \tilde{x} \notin V_i \end{cases} \quad (3.4)$$

When the observation point \tilde{x} lies in the k th layer and the source point \tilde{x}_0 in i th, then the GREEN's function G_0^i satisfies the equation

$$\begin{aligned} \left(\nabla^2 + \left(\frac{\omega}{c_i}\right)^2\right) G_i^i &= -\delta(\tilde{x} - \tilde{x}_0) & i = k \\ \left(\nabla^2 + \left(\frac{\omega}{c_i}\right)^2\right) G_a^i &= 0 & i \neq k \\ & & i = 1, \dots, N \\ & & k = 1, \dots, N \end{aligned} \quad (3.5)$$

i.e. the lower index of the GREEN's function indicates whether the observation point \tilde{x} is an internal or external point of the source volume V_0 .

The contribution of the boundary terms between the individual layers is obtained from the continuity requirements which the GREEN's function G_0 and the pressure \tilde{p} must fulfill. Corresponding to (2.6), we will subdivide the entire region V into n layers in which we split off the special L_0 ; i.e. for the density ρ and the compressibility

κ , we make the assumption

$$\begin{aligned}\varrho(z) &= \varrho_0^i + \varrho_1^i(z) \\ \kappa(z) &= \kappa_0^i + \kappa_1^i(z)\end{aligned}\quad (3.6)$$

We thereby obtain the following integral representation of the \tilde{p} -wave (3.4):

$$\tilde{p}(\tilde{x}) = \sum_{i=1}^n \left(\int_{V_i} G_0^i L_1^i p \, dV_i \right) + \int_{R_i} \left(G_0^i (1 - [\varrho_0^i]^{1/2}) \vec{\nabla}_{\tilde{x}_0} \tilde{p} - \tilde{p} \left(1 - \frac{1}{[\varrho_0^i]^{1/2}} \right) \vec{\nabla}_{\tilde{x}_0} G_0^i \right) \tilde{n} \, dR_i \quad (3.7)$$

When the source point \tilde{x}_0 and the receiving point \tilde{x} lie in the same layer, (3.5) gives for the GREEN'S function G_0^i :

$$G_0^i \equiv G_i^i \quad [\varrho_0^i] \equiv \frac{\varrho_0^i}{\varrho_0^{i+1}} \quad (3.8)$$

In the other case, we obtain

$$G_0^i = G_a^i \quad [\varrho_0^i] = \frac{\varrho_0^{i+1}}{\varrho_0^i}$$

$[\varrho_0^i]$ here describes the discontinuities of density in the homogeneous model.

IV. Reflections at inhomogeneous lamellas

As a first example, we will consider thin inhomogeneous layers which can occur in water as a result of periodic velocity fluctuations, but are also conjectured to occur in the deep earth crust as so-called "lamella layers". [MEISSNER 1967]

For these inhomogeneous insertions in an otherwise homogeneous continuum, the same operator L_0 can be split off over the entire z -region. We will assume that the homogeneous region is described by the parameters κ_0 , ϱ_0 . For the homogeneous region the wave equation reads

$$L_0 p = \left(\frac{d^2}{dz^2} + \frac{\omega_0^2}{c_0^2} \right) p = 0 \quad (4.1)$$

Since the operator L_0 is to be valid in the entire z -region, all boundary terms in (3.7) naturally vanish except for the contribution at infinity. If we choose an incoming wave from $z = -\infty$, then the remaining surface integral in (3.7) yields

$$p^{(0)} = e^{i \frac{\omega_0}{c_0} z} \quad (4.2)$$

Here, we set the wave amplitude arbitrarily:

$$A(\omega_0) = 1 \quad (4.3)$$

An arbitrary frequency dependence of a specific signal can be taken into consideration without difficulty. With (4.2), the integral representation of the wave (3.7) reads in this case

$$p(z) = p^{(0)}(z) + \int_{-\infty}^{\infty} G_0(z_0, z) L_1(z_0) p(z_0) dz_0 \quad (4.4)$$

The GREEN'S function G_0 is a solution of the following equation:

$$\left(\frac{d^2}{dz^2} + \frac{\omega_0^2}{c_0^2} \right) G_0 = -\delta(z - z_0) \quad (4.5)$$

The solution is well-known; it reads

$$G_0 = \frac{ic_0}{2\omega_0} e^{i\frac{\omega_0}{c_0}|z-z_0|} \quad (4.6)$$

i.e. the GREEN'S function G_0 describes outgoing waves from the scattering center z_0 toward $z \rightarrow \pm \infty$

By inserting the GREEN'S function (4.6) in (4.4), we obtain

$$p = e^{i\frac{\omega_0}{c_0}z} + \frac{ic_0}{2\omega_0} \left(\int_{-\infty}^z e^{i\frac{\omega_0}{c_0}(z-z_0)} L_1 p dz_0 + \int_z^{\infty} e^{i\frac{\omega_0}{c_0}(z_0-z)} L_1 p dz_0 \right) \quad (4.7)$$

From (4.7), there results in the limiting case $z \rightarrow \infty$

$$\lim_{z \rightarrow \infty} p = T e^{i\frac{\omega_0}{c_0}z} \quad (4.8)$$

With the transmission coefficient T

$$T = 1 + \frac{ic_0}{2\omega_0} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i\frac{\omega_0}{c_0}z_0} L_1 p dz_0 \quad (4.9)$$

and, in the limiting case $z \rightarrow -\infty$

$$\lim_{z \rightarrow -\infty} p = e^{i\frac{\omega_0}{c_0}z} + R e^{-i\frac{\omega_0}{c_0}z}. \quad (4.10)$$

with the reflection coefficient R

$$R = \frac{ic_0}{2\omega_0} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\frac{\omega_0}{c_0}z_0} L_1 p \, dz_0 \quad (4.11)$$

where, according to energy conservation

$$|R|^2 + |T|^2 = 1 \quad (4.12)$$

In BORN approximation, i.e. when the homogeneous solution is inserted in (4.7) on the right-hand side for p , we obtain for the reflectivity $|R|^2$

$$|R|^2 = \frac{c_0}{2\omega_0} \left(\int_{-\infty}^{\infty} L_1 \, dz_0 \right)^2 \quad (4.13)$$

In this approximation, the reflectivity of the inhomogeneous medium is given by the square of the inhomogeneities integrated over the entire space.

However, if we want to indicate the solution of the integral equation (4.4) in arbitrary approximation, we must solve (4.7) iteratively. The experimental situation in seismics requires that, above all, the reflection coefficient R of an inhomogeneous zone ($z_1 \leq z_0 \leq z_2$) must be calculated. For that purpose, we insert the approximation of the BORN series in the equation (4.11).

We thus obtain

$$p^{(n)} = e^{i\frac{\omega_0}{c_0}z} + \frac{ic_0}{2\omega_0} \left(\int_{z_1}^z e^{i\frac{\omega_0}{c_0}(z-z_0)} L_1 p^{(n-1)} \, dz_0 + \int_z^{z_2} e^{i\frac{\omega_0}{c_0}(z_0-z)} L_1 p^{(n-1)} \, dz_0 \right) \quad (4.14)$$

$-\infty < z < \infty$

$$R^{(n)}(z=\zeta) = \frac{ic_0}{2\omega_0} \int_{z_1}^{z_2} e^{i\frac{\omega_0}{c_0}z_0} L_1 p^{(n)} \, dz_0 \quad \zeta < z_0 \quad (4.15)$$

A recursion procedure is available for the numerical solution of the system of equations (4.14), (4.15). This is demonstrated in another paper in more detail [HARJES 1971].

The physical interpretation of the individual approximations of (4.14) is evident. While $p^{(0)}$ represents the incoming wave, $p^{(1)}$ describes the splitting of this wave into a reflected and a transmitted wave, $p^{(2)}$ then again splits up these two waves, etc. (Fig. 3).

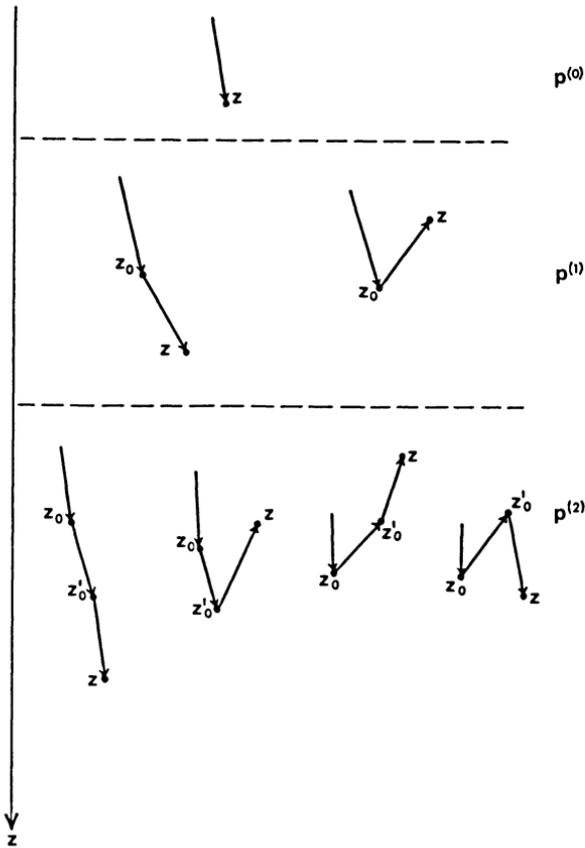


Fig. 3: Scattering terms in (4.14) up to second order

IVa. Laminated inhomogeneities

In accordance with FUCHS [1968], we designate a thin layer of high velocity between half-spaces with lower velocity as a "lamella".

We will investigate how various forms of inhomogeneous lamellas influence the reflection coefficient (Fig. 4–6).

For that purpose, we must now determine the operator L_1 . For comparison with experimental data, it is important to find a form L_1 which encompasses the largest possible number of models. This form should be expressed by a formula that, on one hand, reproduces the characteristic features of each model (here, e.g. the lamella)

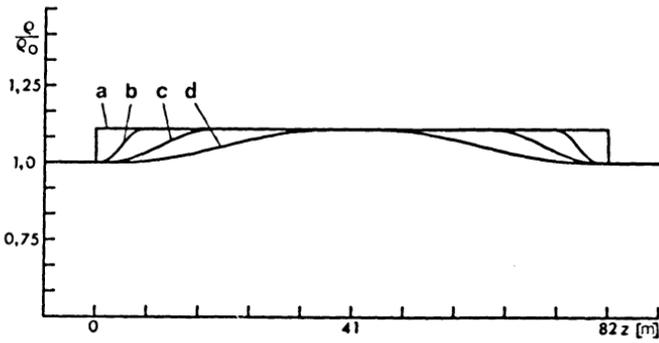


Fig. 4: Density as a function of depth for different laminated structures

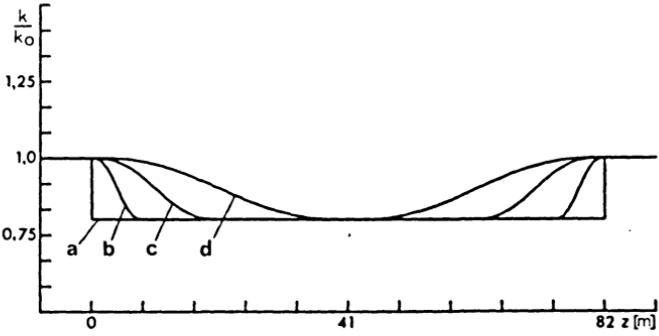


Fig. 5: Compressibility as a function of depth

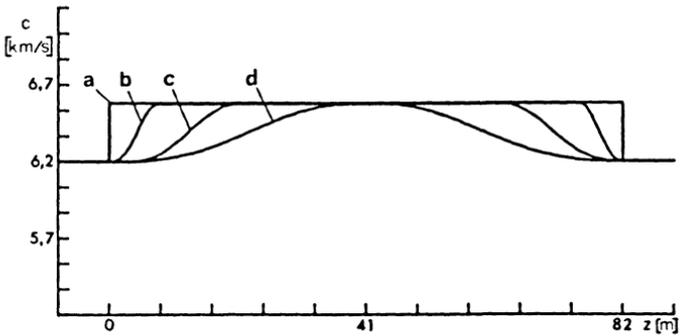


Fig. 6: Phase velocity in lamellas with the parameters indicated in Fig. 4 and Fig. 5

and, on the other hand, still possesses a large flexibility within this frame. From among a number of tested formulas, we have determined that a power series formula for κ and ρ best fulfills these conditions while also considering the special requirements of numerical application.

In particular, we choose the following parameters for our example:

The velocity of the p -waves in both homogeneous half-spaces is

$$c_0 = 6.2 \text{ km/s} \quad (4.17)$$

The lamella has a thickness

$$h = 82 \text{ m} \quad (4.18)$$

Its density ρ and compressibility κ has as extremal deviations from the half-space:

$$\rho_1/\rho_0 = 0.11 \quad \kappa_1/\kappa_0 = -0.2 \quad (4.19)$$

From this there results a p -wave velocity

$$c_1 = 6.58 \text{ km/s} \quad (4.20)$$

(Refer again to Chapter II for the restricted definition of this concept for an inhomogeneous layer.) In comparison to the homogeneous lamella a, we consider three inhomogeneous lamellas with different gradients (see Fig. 4–6)

$$\begin{aligned} z_{\max} &= z_1 + h/10 & \text{b} \\ z_{\max} &= z_1 + 3 h/10 & \text{c} \\ z_{\max} &= z_1 + 5 h/10 & \text{d} \end{aligned} \quad (4.21)$$

Fig. 7 shows the transfer function of this lamella (more precisely, the reflectivity as a function of frequency) for normally incident waves.

In comparison to the homogeneous lamella a with its sharp $\lambda/4$ -maximum at a frequency of 20 Hz, the inhomogeneous lamellas exhibit a frequency behavior which depends strongly on the side-slope.

Since the mean thickness of the lamella is smaller, the maximum is shifted to higher frequencies and it becomes substantially broader and flatter.

The reflectivity of the homogeneous lamella attains a maximum amplitude 2 in comparison with a common discontinuity on account of the constructive inter-

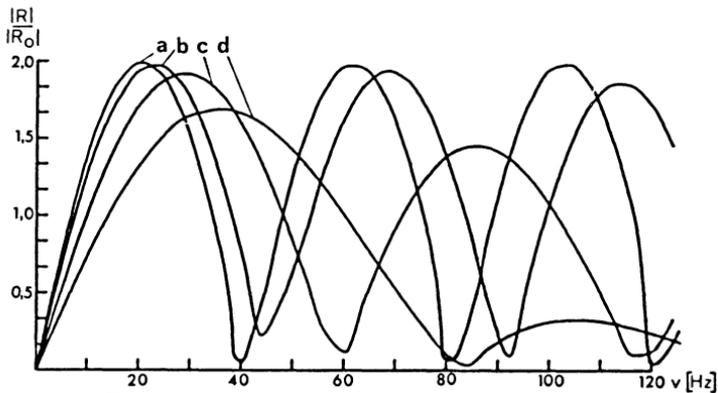


Fig. 7: Transfer function of the lamellas (a) – (d)

ference at 20 Hz. In contrast, this ratio amounts to only 1.67 for the lamella d. Moreover, the periodicity of the spectrum completely disappears; only a weak broad secondary maximum remains for the lamella d; i.e. practically no more multiples occur with this lamella structure.

These distinctions are also exhibited very clearly in the time domain. Fig. 8 shows the impulse response function, which is the FOURIER transformation of the transfer function of Fig. 7. Whereas clear onsets are obtained for the homogeneous lamella, the onsets for the inhomogeneous lamellas with flatter rise become more and more weak. For the lamella d, the maximum amplitude of the reflected wave has decreased by half in comparison to the homogeneous lamella.

V. Reflections at gradient layers

In general, the continuum parameters κ and ϱ do not fluctuate about a constant value as in the previously treated example; rather, in realistic earth models, for example, they are increasing functions of depth. In this case, our procedure can be most simply demonstrated if we presuppose a monotonic non-decreasing behavior. For this purpose, κ and ϱ should increase from values κ_0^1 and ϱ_0^1 to values κ_0^2 and ϱ_0^2 in a finite depth $h(z_1 \leq z \leq z_2)$ (Fig. 9). In the literature [FUCHS 1968, BORTFELD 1960, MENZEL, ROSENBAACH 1958] this zone is frequently called a "gradient layer", which, e.g. should model the uppermost region of the earth's crust.

It is reasonable to describe this example in first approximation by a simple two-layer model in which the layer boundary lies at z_2 . Starting from this approximation, we will determine the exact solution for the reflectivity of gradient layers using the integral representation (3.7) derived in Chapter III.

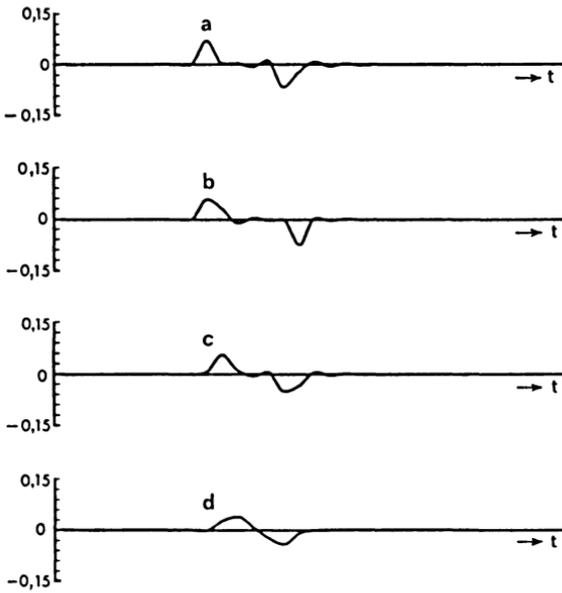


Fig. 8: Response function of the lamellas (a) – (d)

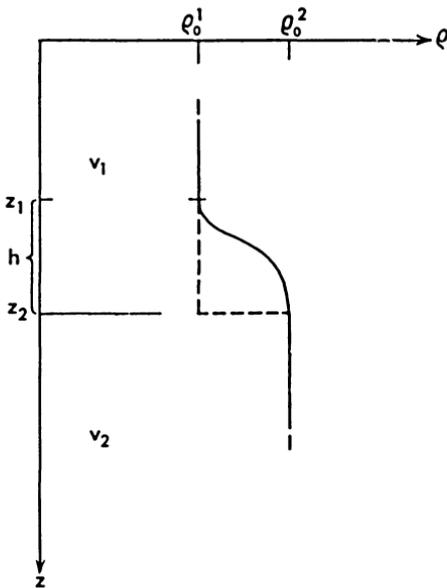


Fig. 9: Model of a gradient layer

We first calculate the GREEN's function of the two-layer model.

This satisfies the following system of equations

$$L_0^1 p = \left(\frac{d^2}{dz^2} + \frac{\omega_1^2}{c_1^2} \right) p = 0 \quad z \in V_1 \quad (5.1)$$

$$L_0^2 p = \left(\frac{d^2}{dz^2} + \frac{\omega_2^2}{c_2^2} \right) p = 0 \quad z \in V_2 \quad (5.2)$$

If we consider the inhomogeneity in V_1 , then there results the following system of equations for the GREEN's function:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d^2 G_i^1}{dz_0^2} + \frac{\omega_1^2}{c_1^2} G_i^1 = -\delta(z - z_0) \quad -\infty < z_0 \leq z_2 \\ \frac{d^2 G_a^1}{dz_0^2} + \frac{\omega_2^2}{c_2^2} G_a^1 = 0 \quad z_2 \leq z_0 < \infty \end{aligned} \right\} z \in V_1 \quad (5.3)$$

$$(5.4)$$

For the GREEN's function, we make the assumption

$$G_i^1 = \frac{ic_1}{2\omega_1} e^{i\frac{\omega_1}{c_1}|z-z_0|} + a_1 e^{i\frac{\omega_1}{c_1}z_0} + a_2 e^{-i\frac{\omega_1}{c_1}z_0} \quad (5.5)$$

$$G_a^1 = b_1 e^{i\frac{\omega_2}{c_2}z_0} + b_2 e^{-i\frac{\omega_2}{c_2}z_0} \quad (5.6)$$

The "radiation condition", which corresponds to the causality requirements in the time domain (see Chapter I), requires in this case that there be no incoming waves from infinity. (The inhomogeneity is limited to a finite region.) From this, we obtain

$$a_1 = b_2 = 0 \quad (5.7)$$

The two remaining coefficients follow with the aid of the continuity conditions.

According to them, we have at the layer boundary $z_0 = z_2$

$$\left. \begin{aligned} \sqrt{\varrho_0^1} G_i^1 &= \sqrt{\varrho_0^2} G_a^1 \\ \frac{1}{\sqrt{\varrho_0^1}} \frac{dG_i^1}{dz_0} &= \frac{1}{\sqrt{\varrho_0^2}} \frac{dG_a^1}{dz_0} \end{aligned} \right\} z_0 = z_2 \quad z \in V_1 \quad (5.8)$$

$$(5.9)$$

By inserting (5.5) and (5.6) in (5.8) and (5.9), we obtain for the GREEN'S function

$$G_i^1 = \frac{ic_1}{2\omega_1} \left(e^{i\frac{\omega_1}{c_1}|z-z_0|} + \text{Ref} e^{i\frac{\omega_1}{c_1}2z_2} e^{-i\frac{\omega_1}{c_1}(z+z_0)} \right) \quad \begin{array}{l} z \in V_1 \\ z_0 \in V_1 \end{array} \quad (5.10)$$

$$G_a^1 = \frac{ic_1}{2\omega_1} [\varrho_0^1]^{1/2} \text{Trans} e^{i\left\{ \left(\frac{\omega_1}{c_1} - \frac{\omega_2}{c_2} \right) z_2 - \frac{\omega_1}{c_1} z + \frac{\omega_2}{c_2} z_0 \right\}} \quad \begin{array}{l} z \in V_1 \\ z_0 \in V_2 \end{array} \quad (5.11)$$

Here, the constants Ref and Trans signify the usual reflection and transmission coefficients for plane waves at a first-order discontinuity. We obtain for Ref

$$\text{Ref} = \frac{\varrho_0^2 c_2 - \varrho_0^1 c_1}{\varrho_0^2 c_2 + \varrho_0^1 c_1} \quad (5.12)$$

For Trans there follows

$$\text{Trans} = \frac{2\varrho_0^2 c_2}{\varrho_0^2 c_2 + \varrho_0^1 c_1} \quad (5.13)$$

Furthermore, $[\varrho_0^1]$ according to (3.8) indicates the density jump at the point z_2

$$[\varrho_0^1] = \frac{\varrho_0^1}{\varrho_0^2} \quad (5.14)$$

In comparison to the GREEN'S function of the infinitely extended homogeneous continuum (4.6), the GREEN'S function of the two-layer model additionally describes the influence of the discontinuity. The reflection term in (5.10) can be represented as a scattering at a virtual image point z^* (see Fig. 10).

If the inhomogeneity is located in the region V_2 (Fig. 9), considerations analogous to (5.3)–(5.9) lead to corresponding equations. With the GREEN'S function (5.10), (5.11) we now can apply the integral representation (3.7) to the two-layer model.

If the observation point z lies in the first layer ($z \in V_1$), then we obtain

$$p = \int_{z_1}^z G_i^1(z > z_0) L_1 p dz_0 + \int_z^{z_2} G_i^1(z_0 > z) L_1 p dz_0 + \left(G_i^1 \frac{dp}{dz_0} - p \frac{dG_i^1}{dz_0} \right)_{z_0=-\infty}^{z_0=z_2} + \left(G_a^1 \frac{dp}{dz_0} - p \frac{dG_a^1}{dz_0} \right)_{z_0=z_2}^{z_0=\infty} \quad (5.15)$$

$$z \in V_1$$

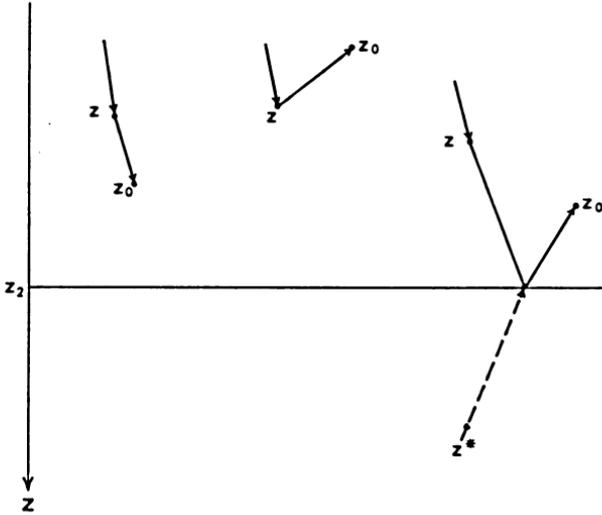


Fig. 10: Contributions to the Green's function G_i^1 (5.10)

We can calculate the contribution of the boundary term at infinity since we assume that the inhomogeneity is limited to a finite region. Therefore, for $z_0 \rightarrow \infty$ and $z_0 \rightarrow -\infty$, the asymptotic solution reads, if we presuppose an incoming wave from $z_0 = -\infty$ (see [4.2]);

$$p(z_0 \rightarrow -\infty) = e^{i \frac{\omega_1}{c_1} z_0} + R e^{-i \frac{\omega_1}{c_1} z_0} \tag{5.16}$$

$$p(z_0 \rightarrow \infty) = D e^{i \frac{\omega_2}{c_2} z_0} \tag{5.17}$$

If we insert these expressions in the corresponding boundary terms in (5.15), then we obtain

$$\left(G_i^1 \frac{dp}{dz_0} - p \frac{dG_i^1}{dz_0} \right)_{z_0 = -\infty} = e^{i \frac{\omega_1}{c_1} z} + \text{Ref} e^{i \frac{\omega_1}{c_1} (2z_2 - z)} \tag{5.18}$$

$$\left(G_a^1 \frac{dp}{dz_0} - p \frac{dG_a^1}{dz_0} \right)_{z_0 = \infty} = 0 \tag{5.19}$$

where Ref signifies the reflection coefficient indicated in equation (5.12). It is not surprising that the contribution of the boundary term at infinity represents just the solution of the homogeneous system of equations (5.1), (5.2) for the region V_1 . The contribution of the boundary term at the layer boundary z_2 can be further sim-

plified. From general considerations we deduce the continuity of p and dp/dz_0 ; furthermore, the continuity conditions (5.8), (5.9) apply for the GREEN'S function.

From this it follows

$$\begin{aligned} & \left(G_i^1 \frac{dp}{dz_0} - p \frac{dG_i^1}{dz_0} \right)_{z_0=z_2} + \left(G_a^1 \frac{dp}{dz_0} - p \frac{dG_a^1}{dz_0} \right)_{z_0=z_2} = \\ & \left(G_i^1 \frac{dp}{dz_0} (1 - [\varrho_0^1]^{1/2}) - \frac{dG_i^1}{dz_0} p \left(1 - \frac{1}{[\varrho_0^1]^{1/2}} \right) \right)_{z_0=z_2} \end{aligned} \quad (5.20)$$

If we insert (5.18) to (5.20) in (5.15), a system of equations can be given by means of which the reflectivity of a gradient layer can be calculated to arbitrary accuracy.

We obtain as the n th approximation:

$$\begin{aligned} p^{(n)} = & e^{i \frac{\omega_1}{c_1} z} + \text{Ref} e^{i \frac{\omega_1}{c_1} (2z_2 - z)} + \int_{z_1}^z G_i^1 (z > z_0) L_1 p^{(n-1)} dz_0 + \\ & + \int_z^{z_2} G_i^1 (z_0 > z) L_1 p^{(n-1)} dz_0 + \\ & + \left(G_i^1 \frac{dp^{(n-1)}}{dz_0} (1 - [\varrho_0^1]^{1/2}) - \frac{dG_i^1}{dz_0} p^{(n-1)} \left(1 - \frac{1}{[\varrho_0^1]^{1/2}} \right) \right)_{z_0=z_2} \end{aligned} \quad (5.21)$$

$z \in V_1$

$$\begin{aligned} R^{(n)}(z = \zeta) = & \text{Ref} \cdot e^{i \frac{\omega_1}{c_1} 2z_1} + \int_{z_1}^{z_2} G_i^1 (z_0 > z) L_1 p^{(n)} dz_0 + \\ & + \left(G_i^1 (z = \zeta) \frac{dp^{(n)}}{dz_0} (1 - [\varrho_0^1]^{1/2}) - \frac{dG_i^1 (z = \zeta)}{dz_0} p^{(n)} \left(1 - \frac{1}{[\varrho_0^1]^{1/2}} \right) \right)_{z_0=z_2} \end{aligned} \quad (5.22)$$

$\zeta < z_1$

(For the numerical solution of this system of equations see HARJES 1971.)

Va. Gradient layers between homogeneous half-spaces with constant phase velocity

As a first example, we will calculate a model for reflections at sea sediments in which we assume a velocity increase of 1.5 km/s in water to 3 km/s in the basement. This assumption is possible according to previous refraction seismics results. The depth dependence of the continuum parameters κ and ϱ is pretty much unexplained. We will investigate four different models (see Fig. 11—Fig. 13) and their influence on the reflectivity.

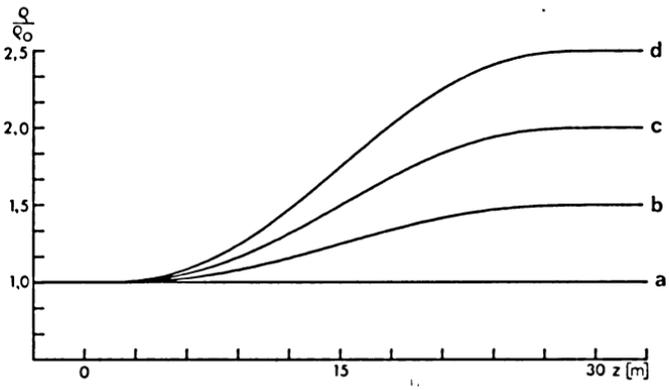


Fig. 11: Density as a function of depth for gradient layers

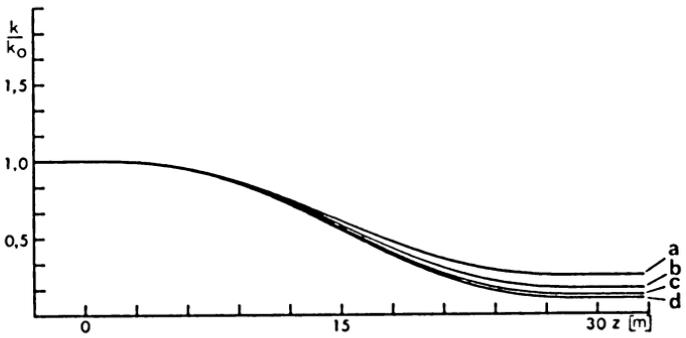


Fig. 12: Compressibility as a function of depth for gradient layers

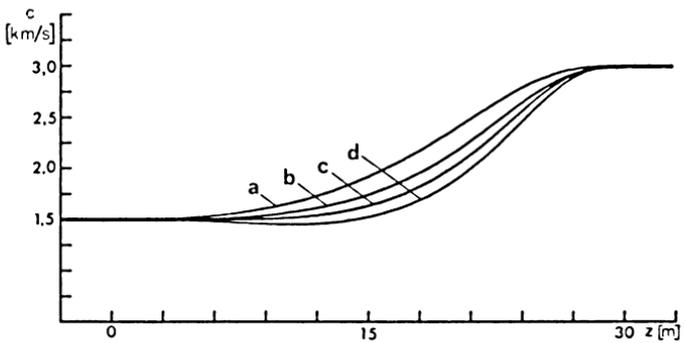


Fig. 13: Phase velocity in the gradient layers (a) - (d)

In particular, the density ρ is to remain constant in case a, while in the cases b–d it increases to the values $\rho/\rho_0^1=1.5, 2.0, 2.5$ (see Fig. 11). Correspondingly, the compressibility for the cases a–d falls to $\kappa/\kappa_0^1=0.25, 0.167, 0.125, 0.1$ (see Fig. 12). We assume $h=30$ m as the sediment thickness. The behavior of the associated phase velocity in the gradient layers a–d is plotted in Fig. 13. In case d, which probably comes closest to reality, we obtain a weak velocity decrease in the uppermost sediment region.

Fig. 14 shows the transfer functions for these four models for normally incident waves. The differences are only slight; in each case, the gradient layer reflects only low frequencies and, above a frequency of 100 Hz, the reflecting power has decreased to under 1/10 of the reflecting power R_0 of the corresponding discontinuity. The slope of the low-pass depends on the behavior of the continuum parameters: the larger its gradient, the steeper is the decrease of the transfer function.

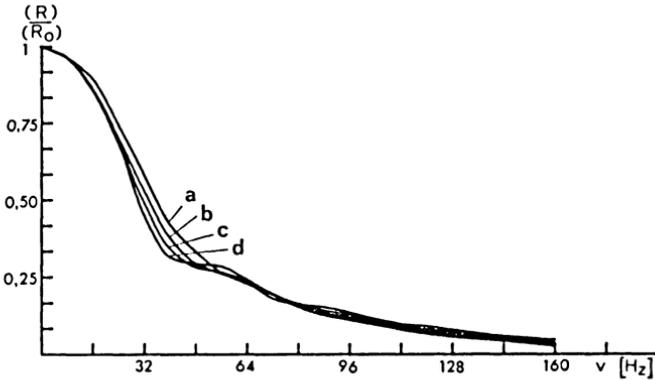


Fig. 14: Transfer function of the gradient layers of Fig. 11 – Fig. 13

Whereas the transfer function decreases monotonically in cases a–c, it exhibits a weak intermediate maximum in case d. The explanation for this lies in the velocity inversion as will be seen in more detail in Chapter V.b.

For high frequencies, all four transfer functions practically converge.

The impulse response functions of these four gradient layers are also not very different (see Fig. 15). A characteristic feature is the weak onset which is conditioned by the low-pass filtering. The amplitudes increase with increasing density contrast which is explained by the correspondingly larger value of the usual reflection coefficients (5.12). For these, we obtain in the four examples:

$$R_{ef}=0.33, 0.5, 0.6, 0.67$$

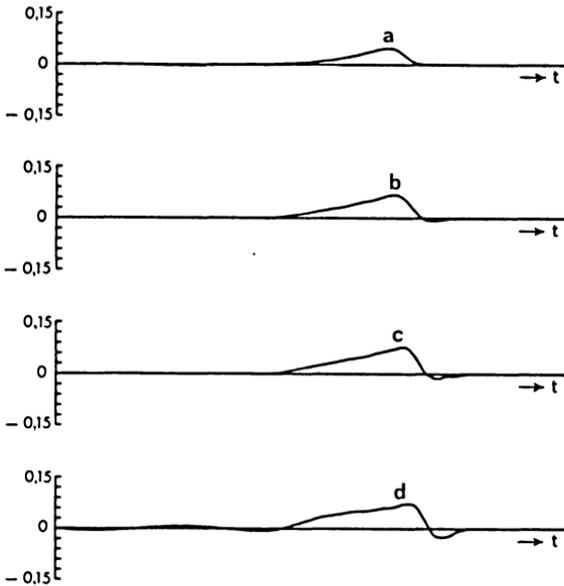


Fig. 15: Response function of gradient layers of Fig. 11 – Fig. 13

Vb. Gradient layers between half-spaces with constant wave impedance

Usual reflection seismics is determined by the behavior of the wave impedance $Z = \rho c$ as is also known from (5.12). We now want to investigate whether a distinction between gradient layers having the same wave impedance is possible with our model. For that purpose, we choose the same value for the ordinary reflection coefficient in three models, namely

$$\text{Ref} = 0.333.$$

Very different ρ and κ values can be indicated for this. If we take for the density increase the values

$$\rho/\rho_0^1 = 1, 1.6, 2.0$$

then there results for κ a decrease to the values

$$\kappa/\kappa_0^1 = 0.25, 0.4, 0.5$$

The behavior of the wave impedance Z is plotted in Fig. 18.

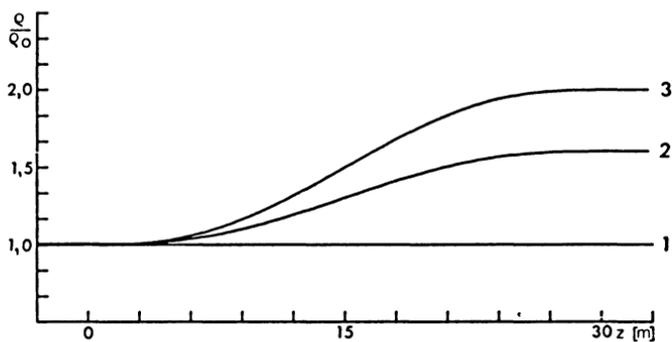


Fig. 16: Density

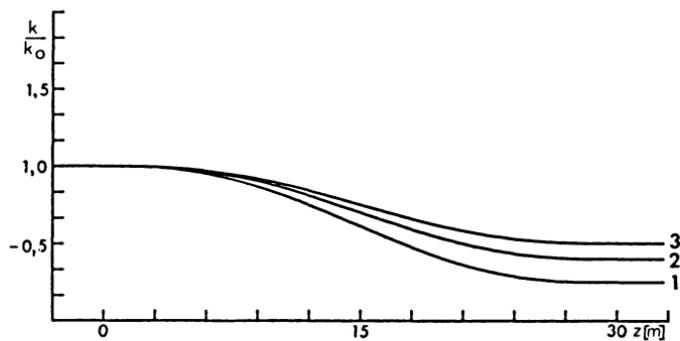
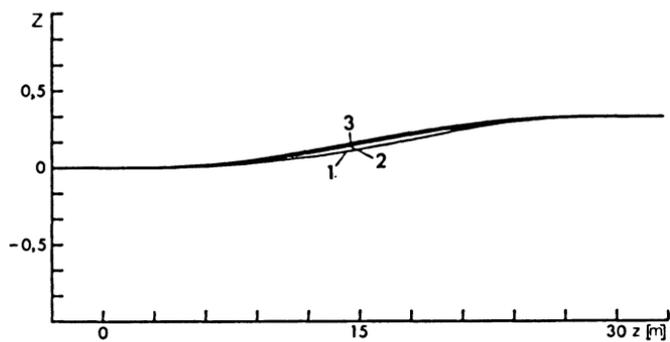


Fig. 17: Compressibility

Fig. 18: Impedance $Z = \rho c$

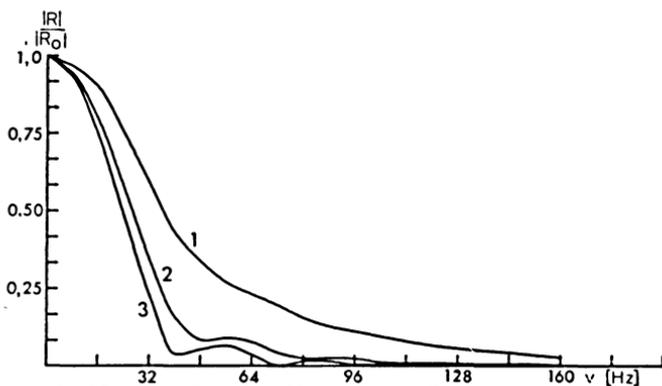


Fig. 19: Transfer function of the gradient layers with parameters from Fig. 16 – Fig. 18

The transfer functions of these three gradient layers are clearly distinguishable (Fig. 19). In case 1, we obtain the monotonic behavior known from Fig. 14. With increasing density gradients and a decreasing compressibility gradient, the low-pass filtering increases considerably. Whereas in case 1 a decrease to half the usual reflection coefficient is observed at 30 Hz, in case 3 the reflecting power for this frequency has already fallen to 1/10. Furthermore, the secondary maximum at about 50 Hz is more and more clearly formed. This effect is explained by the velocity behavior. More strongly than in the case d of Chapter V.a, there is a velocity decrease in the upper sediment for cases 2 and 3 since the density gradient is larger than the compressibility gradient. This “velocity channel” causes an increase of the transfer function due to the $\lambda/4$ -interference. This was already seen substantially more clearly in the treatment of lamella layers (see Chapter IV).

The impulse response functions of the three models show the different low-pass action (see Fig. 20). In case 1, we can still recognize a weak onset; the other two cases can actually no longer be designated as onsets.

Vc. Angular dependence of the reflectivity of a gradient layer

Our formalism allows to introduce the angular dependence of the reflectivity in a very simple way. (HARJES 1971.)

We choose as parameter the ratio of the layer thickness to the wavelength of the incident wave.

The angular dependence increases with increasing layer thickness. Naturally, for small layer thicknesses, the behavior approaches more and more that of a corresponding discontinuity (see Fig. 21).

If the gradient layer is larger than the wavelength of the incident wave, then the reflectivity is insignificant for small angles of incidence.

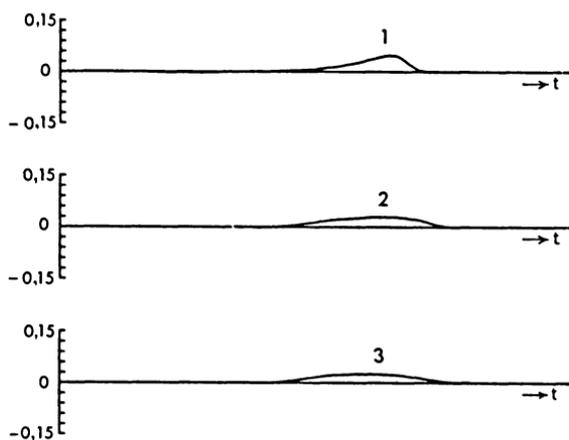


Fig. 20: Response function of the gradient layers of Fig. 16 – Fig. 18

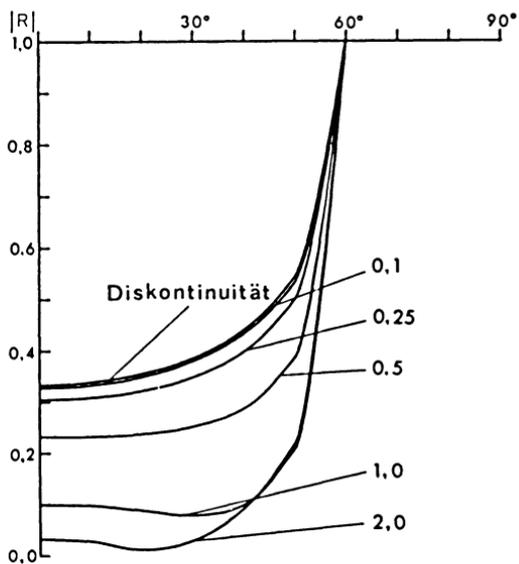


Fig. 21: Angular dependence of the reflectivity of gradient layers with different thicknesses

This behavior corresponds to the results for normally incident waves (see V.a, V.b). We can also interpret the parameter h/λ_0 as a dimensionless frequency; at constant layer thickness h , the frequency of the incident waves increases with increasing parameter. With this consideration, Fig. 21 confirms the known low-pass action of the gradient layer from Fig. 14 and Fig. 19.

Acknowledgments

I am indebted to Prof. W. KERTZ, Geophysical Institute, University of Braunschweig, for many stimulating discussions. I also thank the Geological Survey of the Federal Republic of Germany, esp. Prof. H. CLOSS, for the permission to publish this paper.

References

- BEREZIN, I. S., and N. P. ZHIDHOV: *Computing Methods*, New York, 1965
- BORN, M.: *Zs. f. Phys.*, 38, 803–827, 1926
- BORTFELD, R.: *Geophys. Prosp.*, 8, (2), 178–217, 1960
- BREKHOVSKIKH, L. M.: *Waves in Layered Media*, New York, 1960
- COOLEY, J. W., and J. W. TUKEY: *Comput. Math.*, 19, 297–301, 1965
- DATTA, B. K.: *Z. Geophys.*, 33, 80–93, 1967
- DE HOOP, A. T.: sc. D. thesis, Delft, 1958
- EWING, M., W. JARDETZKY and F. PRESS: *Elastic Waves in Layered Media*, New York, 1957
- FUCHS, K.: *Z. Geophys.*, 34, 398–413, 1968
- GELFAND, I. M., and G. E. SCHILOW: *Verallgemeinerte Funktionen (Generalized Functions)*, Berlin, 1960
- HARJES, H. P.: *Einführung in die Theorie und Anwendung digitaler Filter*. GAMMA 4, Institut f. Geophys., Universität Braunschweig, 1969
- HARJES, H. P.: *Seismische Wellen in inhomogenen Medien*. Diss. Braunschweig, 1971
- HASKELL, N. A.: *Bull. Seism. Soc. Amer.*, 43, 17–34, 1953
- HAWGOOD, J.: *Numerical Methods in Algol*, New York, 1965
- HERRERA, I.: *Bull. Seism. Soc. Amer.*, 54, 1087–1096, 1964
- JAMES, M. L., G. M. SMITH and J. C. WOLFORD: *Applied Numerical Methods*, Scranton, Pennsylv., 1967

- KNOPOFF, K., and A. K. MAL: Bull. Seism. Soc. Amer., 55, S. 319, 1965
- MEISSNER, R.: Gerl. Beitr. Geophys., 76, 211–254, 1967
- MENZEL, M., and O. ROSENBAACH: Geophys. Prosp., 6, 408–432, 1958
- MICHLIN, S. G.: *Vorlesungen über lineare Integralgleichungen* (Lectures on Linear Equations), Berlin, 1962
- MORSE, P. M., and H. FESHBACH: *Methods of Theoretical Physics*, New York, 1953
- ROMAN, P.: *Advanced Quantum Theory*, Reading, Mass., 1965
- SCHOLTE, J. G. J.: Geophys. Prosp., 9, 86–115, 1961
- SHANNON, C. E.: Proc. IRE, 37, 10–21, 1949
- THOMSON, W. T.: J. Appl. Phys., 21, 89–93, 1950

Heat Flow Measurements in the Red Sea and the Gulf of Aden

R. HAENEL, Hannover¹⁾

Eingegangen am 20. Oktober 1972

Abstract: During the VALDIVIA-expedition in 1971 30 new heat flow values were determined in the Red Sea and the Gulf of Aden. Two provinces with recent sea-floor-spreading are delimited and an area with brine influx is indicated at 20° N. If the material below the sea-floor-spreading provinces has been uplifted, the beginning of the last uplift was 0.3–8 mill. years ago. The calculated temperatures show that for gabbro, wet, the material in the region of sea-floor-spreading under the Gulf of Aden can be molten at about 10 km depth and under the Red Sea at about 12 km depth.

Zusammenfassung: Während der VALDIVIA-Expedition im Jahre 1971 in das Rote Meer und den Golf von Aden wurden 30 neue Wärmestromdichtewerte gewonnen. Auf Grund der Ergebnisse lassen sich zwei Gebiete mit rezentem sea-floor-spreading abgrenzen. Außerdem deutet sich bei ca. 20° N ein Gebiet mit Laugenzufluß an. Falls im Bereich der sea-floor-spreading Gebiete im tieferen Untergrund Materialanhebungen angenommen werden, kann man abschätzen, daß der letzte Anstieg seit 0,3–8 Mill. Jahren erfolgt. Die berechneten Temperaturen weisen darauf hin, daß für Gabbro (feucht) der Übergang zur Schmelze im Bereich des sea-floor-spreading-Gebietes im Golf von Aden in ca. 10 km Tiefe und im Roten Meer in ca. 12 km Tiefe möglich ist.

1. Introduction

On the expedition with the German research vessel VALDIVIA in the central and southern Red Sea and in the Gulf of Aden heat flow measurements were made to support the geological-geophysical investigations. The aim was to examine whether there were anomalous heat flow values similar to those observed at Atlantis II-Deep in which we have hot brines. Moreover the heat flow values provide indications of the type of crust, sea-floor-spreading and subsurface temperature. The heat flow measurements were made with the German deep sea probe, described by HAENEL [1972].

2. Measurements

2.1. Thermal conductivity

Fig. 1 shows the results of the thermal conductivity measurements in situ and aboard at the sediment core over distances of 10–20 cm. Both results are in a good agreement

¹⁾ Dr. R. HAENEL, Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung, 3 Hannover 23, Alfred-Bentz-Haus, Postfach 2301 53

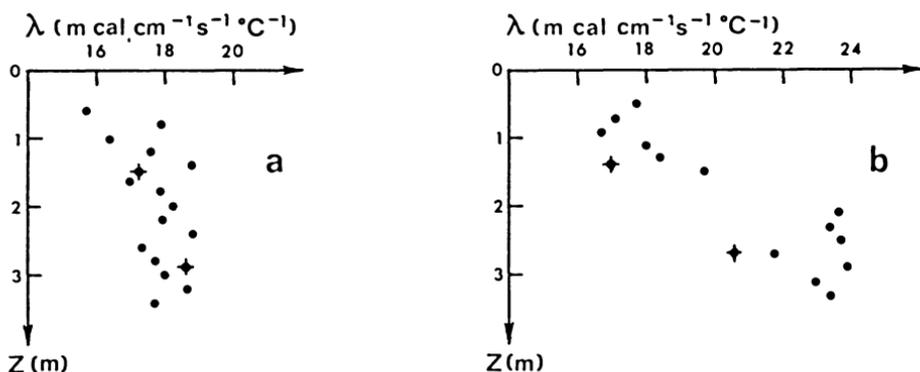


Fig. 1: Thermal conductivity measured at sediment cores (·) and in situ (+) from the same place; λ =thermal conductivity, z =depth. The cases a)–small dependency of λ on z and b)–high dependency occur with almost equal frequencies

(fig. 1a). Few aboard-measurements yielded higher values than the in situ-measurements (fig. 1b). It may be that during the driving of the deep sea probe into sediment, the transport and the storage the sediment is somewhat condensed causing an increase of the heat conductivity.

Fig. 1 also shows the increase of the thermal conductivity with the depth (decrease of water content). The deviation from a straight line is less than 10% of all measurements. The value at the center of the straight line was taken for the heat flow calculation.

Regarding the considerable increase of thermal conductivity with depth which was observed in about 50% of cases (fig. 1b is representative for those cases) it is evident that errors would occur if the temperature gradient and the heat conductivity were not measured at precisely the same spot.

2.2. Heat flow and corrections

For many stations in the Red Sea and the Gulf of Aden the temperature values as a function of depth below sea bottom approaches a straight line or a slightly bended line. By multiplying the gradient of this straight line or the mean of the bended line and the respective thermal conductivity value together we get the heat flow at that point. The results are compiled in table I.

All heat flow measurements in the Red Sea were executed at water depths of more than 400 m. The effect of the annual temperature wave can be neglected in this depth [GRASSHOFF, 1969; SIEDLER, 1968]. The temperature conditions in the Gulf of Aden are not known. Generally the temperature in the ocean is approximately constant at depths of more than 2000 m. The measurements Nos. 23–24 and 28–30 were carried out in depths of less than 2000 m. Therefore these values are used with reserve.

In the Red Sea the mean sedimentation rate is about $2 \cdot 10^{-3} \text{ cm yr}^{-1}$ [GRASSHOFF, 1969]. The calculated influence on the temperature gradient [VON HERZEN & UYEDA,

Table I: Heat flow values of the VALDIVIA-expedition 1971 in the Red Sea and the Gulf of Aden

No.	Point	Longitude E	Latitude N	Depth (m)	Thermal conductivity λ (10^{-3} cal/cm sec deg)	grad T (10^{-4} deg/cm)	Incination of probe (degree)	Topographic Correction (%)	Heat flow $q = \lambda \cdot \text{grad } T$ ($\mu\text{cal/cm}^2 \text{ sec}$)
Red Sea									
1	129	39°40' 65	17°49' 55	447	2.07	9.70	2	-	2.02
2	133	39°56' 50	17°58' 35	1284	2.13	8.80	3	-	1.88
3	139	39°52' 90	18° 8' 00	1394	2.05	10.37	2	-	2.12
4	142	38°43' 60	19°37' 30	2867	1.79	12.82	1	?	2.30
5	144	39°29' 50	18°41' 65	1672	2.01	7.39	3	-11	1.33
6	146	39°26' 28	18°57' 00	1661	1.99	4.75	1	-8	0.88
7	148	39°36' 90	18°34' 00	1652	2.02	9.05	1	-	1.83
8	154	40° 5' 70	17°44' 60	1498	2.02	8.58	0	+4	1.80
9	158	40°11' 75	17°48' 63	1480	2.02	6.20	0	+5	1.32
10	161	40°27' 35	17°37' 40	1381	1.84	12.12	2	-9	2.05
11	163	41°44' 90	15°29' 00	748	1.90	19.60	0	-	3.73
12	165	41°54' 70	15°35' 70	1008	1.79	20.60	0	?	3.70
13	175	42°12' 20	14°51' 30	854	1.78	20.65	3	-	3.69
14	176	41°55' 20	15°18' 85	1160	1.77	26.05	6	-	4.62
15	179	41°24' 50	16°25' 80	771	2.11	25.15	0	-7	4.90
16	183	40°31' 50	16°54' 60	1204	1.72	15.45	42	-	3.58
17	185	40°41' 00	17°19' 00	1227	1.90	19.00	2	?	3.61
18	187	39°11' 00	17°33' 00	415	2.33	8.09	3	-	1.88
19	193	40°50' 00	16°43' 30	1517	1.92	2.64	0	+21	0.62
20	201	41° 5' 95	16°38' 70	1805	1.90	20.40	0	-4	3.72
21	204	40°55' 75	16°22' 80	953	2.00	13.60	0	-	2.72
22	211	41°47' 30	15°45' 25	1280	1.82	7.12	0	+3	1.34
Gulf of Aden									
23	213	44°30' 90	11°19' 10	953	2.10	8.50	1	-	1.79
24	214	44°48' 40	11° 1' 00	1357	1.88	15.65	4	-	2.94
25	269	49° 8' 30	12°46' 40	2635	1.97	21.70	-	-	4.27
26	273	47°52' 00	12°20' 50	2296	2.10	4.81	-	-	1.01
27	287	46°31' 80	12°11' 60	2300	2.00	33.10	-	-	6.62
28	290	45°44' 80	11°58' 40	1562	1.90	13.10	-	-	2.49
29	295	42°38' 55	11°31' 60	206	1.66	6.66	-	-	1.11
30	308	44°28' 80	12° 1' 60	1491	1.65	27.50	-	-	4.55

1963] is less than 1% and therefore neglected. For the Gulf of Aden there is no exact information about the sedimentation rate, but according to plausible assumptions it can be neglected.

The topographic effect of the Red Sea trench structure was estimated. An exact calculation was not possible because the method described by HAENEL [1970] which was developed for lakes uses a numerical approximation of temperature values on a square grid. The grid spacing is limited by the necessity of representing the deformed near-surface temperature field in sufficient detail; if, on the other hand, the number of grid points is too large the mathematical procedure becomes instable. The correction is approximately 5% or less and is positive for all measurements. Therefore the correction is not added to the heat flow.

The local topographic effect is also calculated using the method from HAENEL [1970] and marked in table I.

Table II: Heat flow values in the Red Sea and the Gulf of Aden after different authors [LEE & UYEDA, 1965; ERICHSON & SIMMONS, 1969; GIRDLER, 1970]

No.	Point	Longitude E	Latitude N	Depth (m)	Heat flow q ($\mu\text{cal}/\text{cm}^2 \text{ sec}$)
31	424	47° 7'	12°27'	1820	5.98
32	425	48°16'	12°57'	2205	3.62
33	426	49°15'	13°17'	2425	3.22
34	427	49°38'	12°54'	2200	2.47
35	428	50°33'	12°25'	2420	3.09
36	612	47°50'	11°39'	1900	3.85
37	613	47° 2'	12°29'	2197	6.15
38	614	46°36'	12°56'	1600	3.25
39	615	41°31'	15°58'	1735	4.18
40	616	39°47'	18°24'	1480	1.06
41	153	38°41'	19°43'	2704	8.0
42	154	38°59'	19°34'	1276	2.5
43	155	38°54'	19°23'	2027	1.5
44	167	37°20'	25°20'	826	4.2
45	24	36°10'	25°24'	2205	> 2.29
46	5234	37°55'	20°27'	870	3.2
47	111	41°13'	16°13'	941	4.30
48	112	40°28'	16°20'	1223	2.16
49	114	35°29'	25°28'	1335	6.37
50	61	38°05'	21°22'	2000	> 79
51	D ¹ / _a	37°38'	18°49'	shelf	3.02
52	M 1	42°22'	17°13'	shelf	2.67
53	A 1	40° 1'	16°21'	shelf	2.91
54	Dh 1	40°37'	15°43'	shelf	3.35 (4.03)
55	S 1	40°10'	15°23'	shelf	2.99

SCLATER, JONES & MILLER [1970] have calculated the deviation of the temperature gradient (and the heat flow) from the undisturbed value which would be caused by sediments deposited in troughs in the basement. The deviations may exceed 50%, but, on the average, amount to $\pm 20\%$. Investigations of this problem were not possible (by for instance air-gun) and so one must expect deviations of the results of the order of $\pm 20\%$ from the case of a homogeneous subsurface with plane surface. In table II the published heat flow values are shown. Local topographic corrections were in part unnecessary, in part impossible, because the coordinates were not given with sufficient accuracy.

3. Interpretation of the heat flow

3.1. Distribution

The locations of the heat flow measurements are given in fig. 2, with the exception of nos. 44, 45 and 49 in the northern Red Sea. Along profiles AB and CD those values lying fairly close have been projected perpendiculary onto the profiles and are shown in fig. 3 and fig. 4.

We see serious deviations at the points nos. 19, 22 and 26 which can not be explained by defective equipment. The reason for these deviations may be the effect of the sediment basin as discussed in subsection 2.2 or an influx of somewhat cooler water into the near surface sediments.

In the lower part of fig. 3 the sea bottom and the seismic results from GIRDLER [1969] (see also fig. 2) are also given. There are some further seismic profiles, but they are too far away from profiles AB and CD. The assumed connection between the seismic horizons is drawn with broken lines.

Mean heat flow values together with standard deviations obtained from different combinations are given below (number of single values in parantheses):

Gulf of Aden and Red Sea (53)	3.00 ± 1.46
Gulf of Aden (16)	3.53 ± 1.68
Red Sea, all values (37)	2.77 ± 1.17
Red Sea, profile AB (30)	2.61 ± 1.19
Red Sea, profile AB-north, between points 46 and 9 in fig. 3 (13)	1.83 ± 0.63
Red Sea, profile AB-south, between points 10 and 13 in fig. 3 (14)	3.34 ± 1.23

The high values of the Atlantis II-Deep and the value no. 41 are omitted.

We see from these means that the Red Sea (and also the Gulf of Aden) has no uniform heat flow, a fact indicating different thermic histories.

It is remarkable that with the rise of the high velocity layers the heat flow increases and vice versa. Assuming that tectonic active provinces are also zones of high heat flow

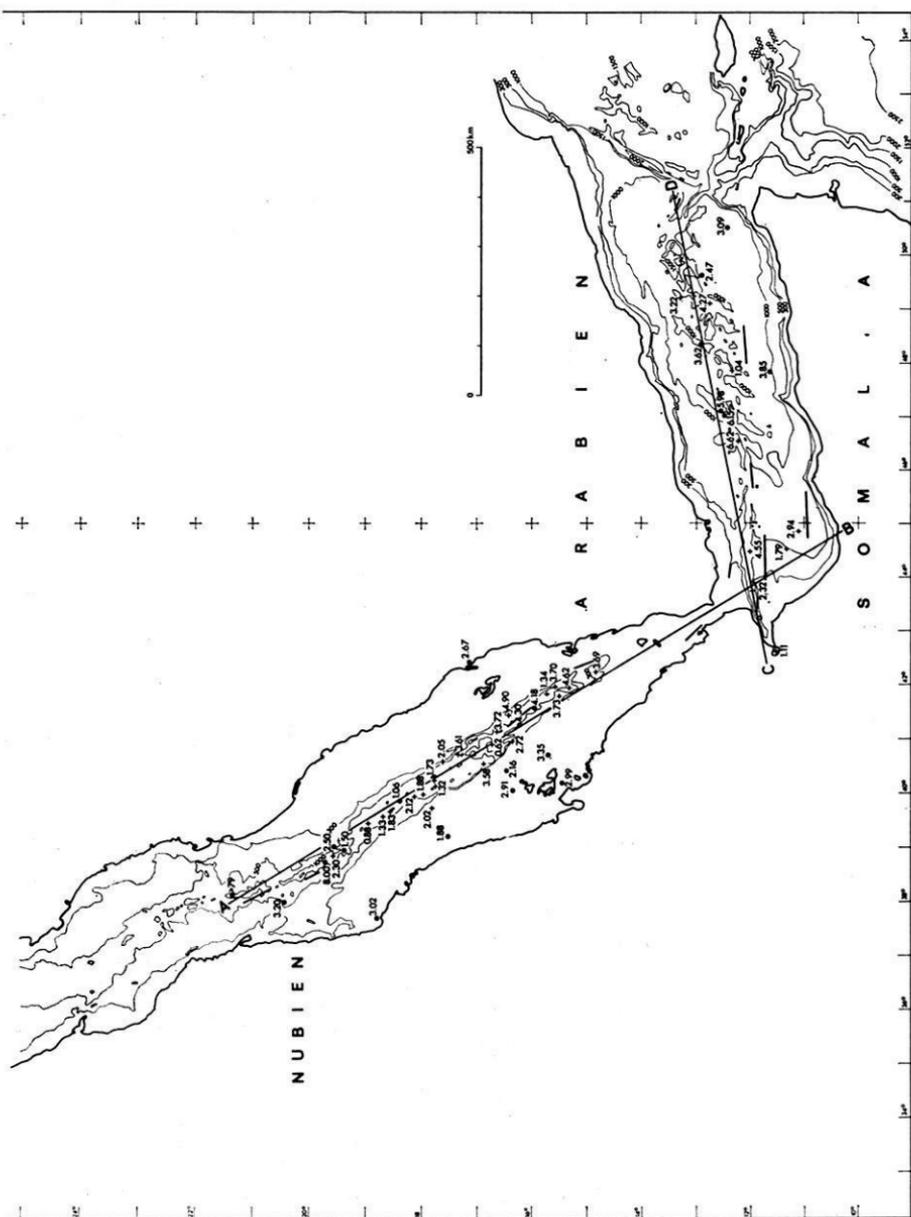


Fig. 2: Location of heat flow measurements with results in $\mu\text{cal cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ (+ own measured values, • values by other authors). Short heavy lines indicate seismic profiles. Sections AB and CD are shown in Figs. 4 and 5

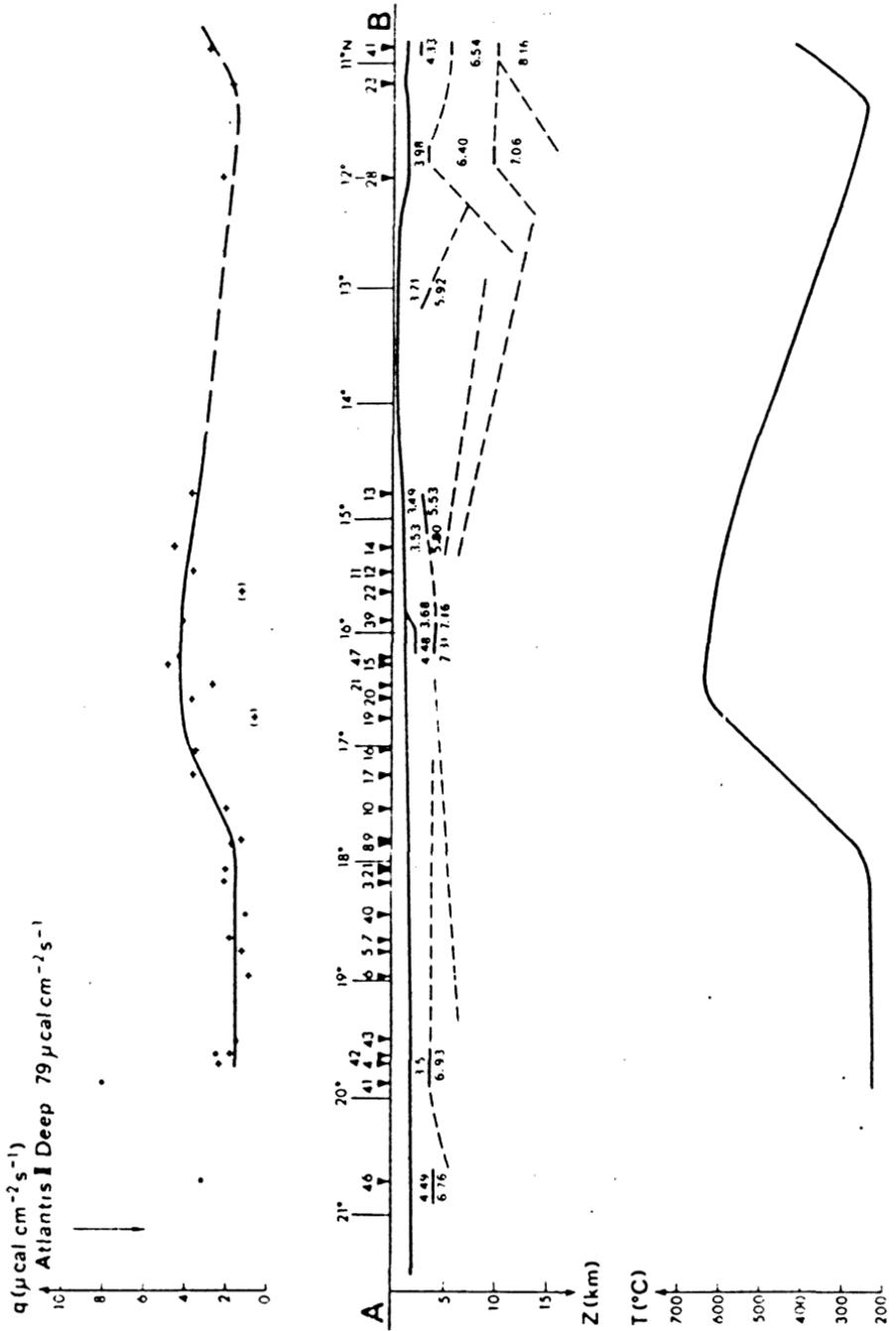


Fig. 3: Section AB of Fig. 3 showing heat flow values (top), seismic results (center) and temperature values at 10 km depth, extrapolated from temperature and heat flow values at the sea floor (+ own measured values, • values by other authors)

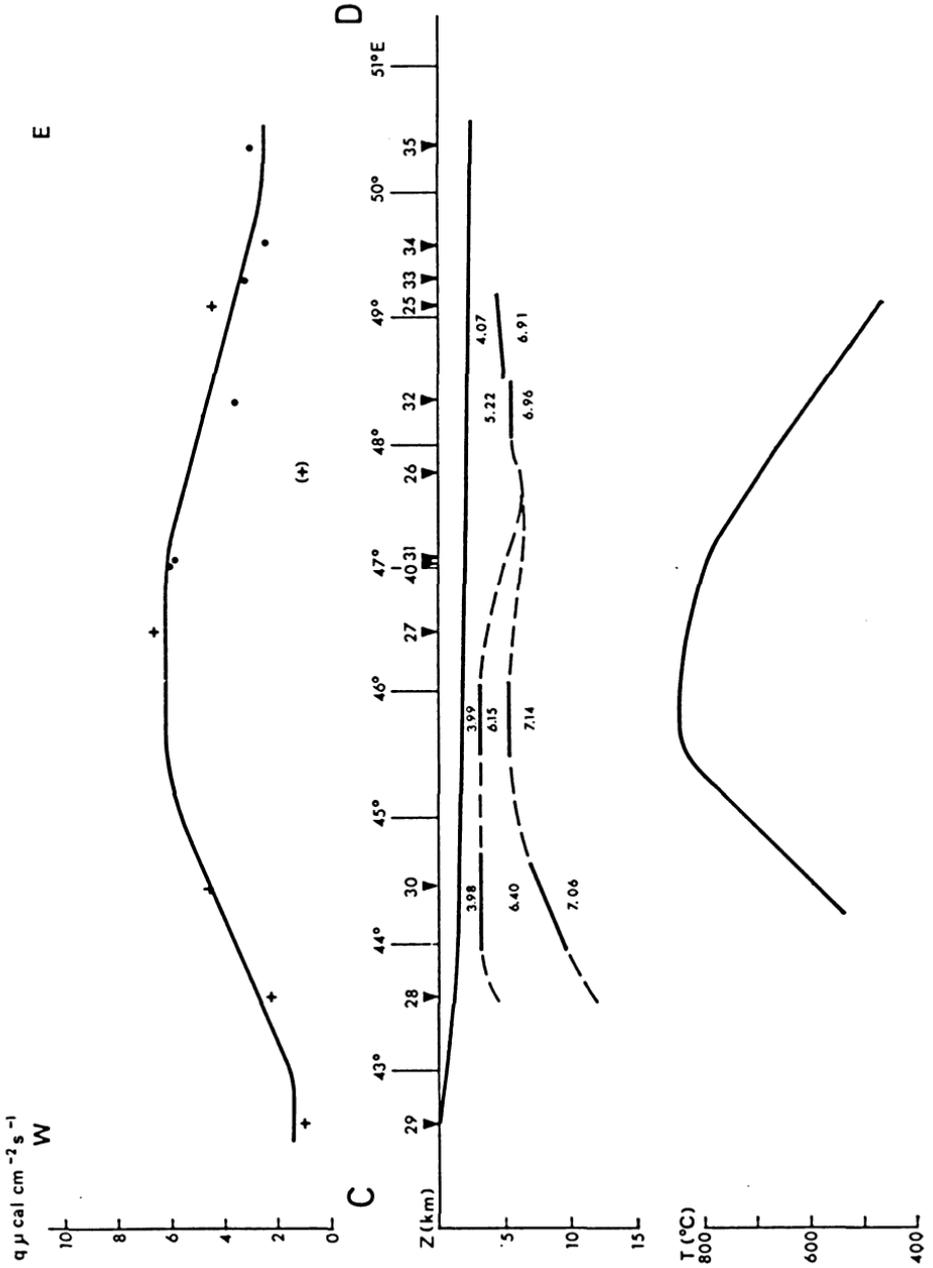


Fig. 4: Section CD of Fig. 3 showing heat flow values (top), seismic results (center) and temperature values at 10 km depth, extrapolated from temperature and heat flow values at the sea floor (+ own measured values, • values by other authors)

and of a high position of high velocity layers, this information allows a good delimitation of the provinces with recent sea-floor-spreading.

In the area around point no. 41 where $8 \mu\text{cal cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ was determined a small closed pool with cold brine was found. The heat flow in this pool is $2.3 \mu\text{cal cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$ (no. 4). This result and the existence of further similar small pools can be interpreted by the assumption that the source of these brine occurrences is situated in the region of point no. 41.

3.2. Uplift time and temperature field

The history of the Red Sea and the Gulf of Aden is characterized by several active phases during which movements including an uplift of lower crustal layers are supposed to have taken place. By considering this uplift we shall now try to estimate the duration of the last phase which is thought to be active up to now.

BIRCH [1950] gives a formula by which the influence of the uplift erosion and topography on the heat flow can be estimated. If the influence of erosion and topography is neglected, we get for the uplift:

$$T_0 - T = \frac{2 \cdot z \cdot \text{grad } T_0 \cdot L}{(\pi \cdot \kappa \cdot t)^{1/2}} \quad (1)$$

and for the temperature gradient by differentiation:

$$\frac{\partial T}{\partial z} = \text{grad } T_k = - \frac{2 \cdot \text{grad } T_0 \cdot L}{(\pi \cdot \kappa \cdot t)^{1/2}} \quad (2)$$

where:

T = measured temperature

T_0 = mean annual temperature at the surface (of the solid earth)

z = depth

L = uplift

κ = thermal diffusivity

t = time

grad T_0 = temperature gradient of the medium in which the uplifted matter enters

grad T_k = amount of correction

For the calculation of t , the time elapsed since the beginning of the uplift, we have by rearranging equation (2):

$$t = \frac{4 \cdot (\text{grad } T_0)^2 \cdot L^2}{\pi \cdot \kappa \cdot (\text{grad } T_k)^2} \quad (3)$$

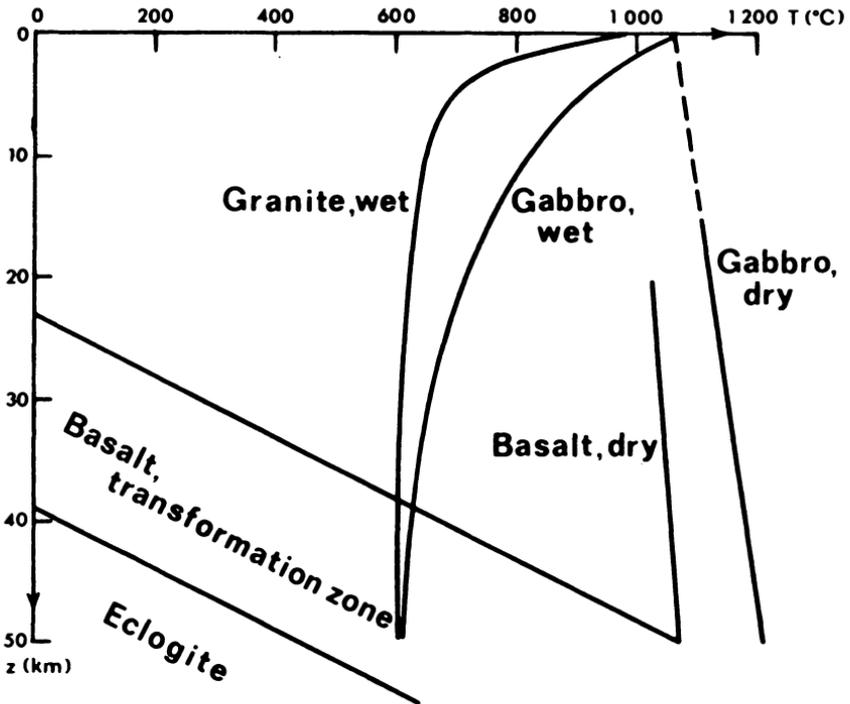


Fig. 5: Phase relations for granite, basalt and gabbro with respect to temperature and pressure (depth) (From [WYLLIE, 1971; YODER & TILLEY, 1962])

For the estimation of $\text{grad } T_0$, L , κ , $\text{grad } T_k$ and λ (thermal conductivity) we must make assumptions:

An idea of the amount of uplift can be obtained from a comparison of the depth to the top of the layer with a seismic velocity of about 7 km sec^{-1} at different sections along the profiles in figs. 4 and 5. Along profile AB (fig. 3) we find between 12° N and 20° N a depth difference of 6 km and in profile CD between 44° E and 49° E a depth difference of at least 5, probably more than 6 km. The depth difference of these layers between continental and oceanic crust is generally about 10 km. So we insert in our formula (3) $L_{\min} = 6 \text{ km}$ and $L_{\max} = 10 \text{ km}$, as minimal and maximal value for the uplift, respectively.

For an estimate of $\text{grad } T_k$ we take as thermal conductivity $\lambda = 6 \cdot 10^{-3} \text{ cal cm}^{-1}\text{s}^{-1} \text{ deg}^{-1}$ in the absence of accurate values. From fig. 3 in the region 16° N we get $q = 4,5 \mu\text{cal cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, which yields the gradient:

$$\text{grad } T = \frac{q}{\lambda} = \frac{4,5 \cdot 10^{-6}}{6 \cdot 10^{-3}} = 7,5 \cdot 10^{-4} \text{ deg cm}^{-1}.$$

Before the uplift the undisturbed gradient is assumed to be $\text{grad } T_0 = 3 \cdot 10^{-4} \text{ deg cm}^{-1}$ and we have

$$\text{grad } T_k = \text{grad } T - \text{grad } T_0 = 4,5 \cdot 10^{-4} \text{ deg cm}^{-1},$$

and for the Gulf of Aden

$$\text{grad } T_k = 7 \cdot 10^{-4} \text{ deg cm}^{-1}.$$

For the thermal diffusivity, a value of $\kappa = 1 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$ is generally assumed. Then we have

Red Sea,	$L_{\min} = 6 \text{ km}$	$t_{\min} = 0.65 \text{ mill. years}$
Red Sea,	$L_{\max} = 10 \text{ km}$	$t_{\max} = 8.0 \text{ mill. years}$
Gulf of Aden,	$L_{\min} = 6 \text{ km}$	$t_{\min} = 0.27 \text{ mill. years}$
Gulf of Aden,	$L_{\max} = 10 \text{ km}$	$t_{\max} = 5.2 \text{ mill. years.}$

GIRDLER [1969] and BUREK [1969] give dates according to which the last phase began about 3 mio. years ago and the last but one about 8 mio. years ago. This is in agreement with t_{\max} . But we see that t_{\min} is also possible.

We have seismic results only about up to 10 km depth. Therefore we calculate the temperature at 10 km depth with the following assumptions:

	velocity $V \text{ (km s}^{-1}\text{)}$	density $\text{(g cm}^{-3}\text{)}$	heat production $H \text{ (} \cdot 10^{-12} \text{ cal cm}^{-3} \text{ s}^{-1}\text{)}$
sediment	3.5–5.2	2.3	0.15
acid material	5.2–6.6	2.6	0.66
basic material	6.6–7.3	3.0	0.14

and with the formula for stationary one-dimensional heat flow:

$$T = T_0 + \frac{q \cdot z}{\lambda} - \frac{H \cdot z^2}{2 \cdot \lambda} \quad (4)$$

where:

- T_0 = mean annual temperature at the surface
- q = measured heat flow at $z=0$
- λ = thermal conductivity
- H = heat production
- z = depth

For λ we have again $6 \cdot 10^{-3} \text{ cal cm}^{-1}\text{s}^{-1}\text{deg}^{-1}$, $T_0=20^\circ \text{ C}$ and q we get from the middle graph in figs. 3 and 4. Because formula (4) is valid only for a layer with a constant heat production we must calculate the temperature in layers; for the first layer we begin with the heat flow q at $z=0$. The results are shown in the lower part of figs. 3 and 4. In the region of high heat flow we find on profile AB at 10 km depth a temperature of about 650° C and on profile CD of about 850° C .

In fig. 5 we have a melting diagram, and the comparison with the extreme temperature results shows that with the assumptions given above the basic material at 10 km depth under the Red Sea is not molten, but that under the Gulf of Aden this is possible. If we calculate at which depth the melting begins under the Red Sea for gabbro, wet, a value of about 12 km is found.

The Bundesministerium für Bildung und Wissenschaft is thanked for the financial support which made it possible to carry out these heat flow measurements. The author wishes also to express his thanks to Prof. Dr. A. HAHN and to the engineer Mr. Koss for his cooperation in the measurements.

Reference

- BIRCH, F.: Flow heat in the front range, Colorado. — *Bull. Geol. Soc. Am.* 61, 567–630, 1950.
- BULLARD, E. C.: The flow of heat through the floor of the Atlantic Ocean. — *Proc. Roy. Soc., A*, 222, 408–429, 1954
- BUREK, P. J.: Structural effects of sea-floor spreading in the Gulf of Aden and the Red Sea on the Arabian Shield. — Hot brines and recent heavy metal deposits in the Red Sea, ed. DEGENS, E.T. and ROSS, D.A. — Springer Verlag, 59–70, 1969
- ERICKSON, A. J., and G. SIMMONS: Thermal measurements in the Red Sea hot brine pools. — In: Hot brines and recent heavy metal deposits in the Red Sea, ed. DEGENS, E.T., and ROSS, D.A. — Springer Verlag, 114–121, 1969
- GIRDLER, R. W.: The Red Sea — A geophysical background. — In hot brines and recent heavy metal deposits in the Red Sea, ed. DEGENS, E.T., and ROSS, D.A. — Springer Verlag, 38–58, 1969
- : A review of Red Sea heat flow. — A discussion on the structure and evolution of the Red Sea and the nature of the Red Sea, Gulf of Aden and Ethiopia rift junction, ed. FALCON, N., London, 191–203, 1970
- GRASSHOFF, K.: Zur Chemie des Roten Meeres und des Inneren Golfs von Aden. — *Meteor Forschungsergebnisse*, Reihe A, Nr. 6, 1–74, Berlin, 1969
- HAENEL, R.: A new method for the determination of the heat flow in lakes. — *Z. Geophys.* 36, 725–742, 1970
- : Heat flow measurements in the Ionien Sea with a new heat flow probe. — *Meteor Forschungsergebnisse*, Reihe C: Geologie u. Geophysik, Nr. 11, 105–108, Berlin, 1972

- HERZEN, VON, R. P., A. E. MAXWELL and J. M. SNODGRAS: 78. measurement of heat flow through the ocean floor. — *Temperature—Its Measurements and Control in Sci. and Ind.*, ed. HERZFELD, C. M., Washington, 3, 1, 769–777, 1962
- and UYEDA, S.: Heat flow through the Eastern Pacific floor. — *J. Geoph. Res.* 68, 4234 to 4240, 1963
- LEE, H. K., and S. UYEDA: Review of heat flow data. — In: *Terrestrial Heat Flow Geophys. Monogr.* 8, ed. LEE, W. H., No. 188, 87–190, 1965
- PHILLIPS, J. O., J. WOODRIDE and C. O. BOWIN: Magnetic and gravity anomalies in the central Red Sea. — *Hot brines and recent heavy metal deposits in the Red Sea*, ed. DEGENS, E.T., and ROSS, D.A. — Springer Verlag, 98–113, 1969
- SCLATER, J. G., E. J. JONES and I. P. MILLER: The relationship of heat flow, bottom topography and basement relief in Peake and Freen deeps, northeast Atlantic. — *Tectonophysics*, Vol. 10, No. 1–3, Special Issue—Geothermal Problems, 283–300, 1970
- SIEDLER, G.: General circulation of water masses in the Red Sea. — *Hot brines and recent heavy metal deposits in the Red Sea*, ed. DEGENS, E.T., and ROSS, D.A. — Springer Verlag, 131–137, 1969
- WYLLIE, P. J.: Experimental limits for melting in the earth's crust and upper mantle. — In: *The structure and physical properties of the earth's crust*, ed. HEACOCK, J. G. — *Geophys. Monogr. Ser. Am. Geophys. Un.* No. 14, 279–301, 1971
- YODER, Jr., H. S., and C. E. TILLEY: Origin of basalt magmas: an experiment study of natural and synthetic rock systems. — *Journ. of Petrology* 3, 342–532, 1962

Briefe an den Herausgeber

Messung der Horizontalkomponente der elektro- statischen Feldstärke in der niederen Atmosphäre

Measurement of the Horizontal Component of the Electrostatic Field in the Lower Atmosphere

G. WINTERER / E. JÜNGER, Ispra¹⁾

Eingegangen am 16. Oktober 1972

Zusammenfassung: Zur Messung der Horizontalkomponente des elektro-statischen Feldes in der bodennahen Atmosphäre wurde eine Sonde mit rotierendem Dipol gebaut.

Messungen mit dieser Sonde deuten auf eine tägliche Drift der Horizontalkomponente von etwa $12^\circ/\text{h}$ entgegen dem Uhrzeigersinn hin.

Abstract: A rotating dipol-probe has been built for the measurement of the horizontal component of the electrostatic field in the lower atmosphere.

The results of the measurements indicate a daily drift of the horizontal component in the order of 12° per hour in the CCW sense.

Im Rahmen von orientierenden Versuchen wurde im Gemeinsamen Forschungszentrum der Europäischen Atomgemeinschaft in Ispra eine bodenständige, transportable Sonde zur Messung des elektro-statischen Feldes in der bodennahen Schicht der Atmosphäre gebaut.

Sie sollte darüber Aufschluß geben, ob und wie die Messung der horizontalen Feldstärkekomponente möglich ist.

Als Meßvorrichtung wurde eine um eine vertikale Achse rotierende Dipolanordnung gewählt, deren Pole sich bei Existenz einer Feldkomponente in der Rotations-ebene des Dipols periodisch umladen müssen. In einem vergleichsweise großräumigen Feld ist ein sinusförmiger Verlauf der Dipolspannung zu erwarten.

Das Schaltbild der Sonde ist in Abb. 1 wiedergegeben. Zwei gegengekoppelte parametrische Elektrometerverstärker messen getrennt die beiden Dipolspannungen gegen Erde und geben sie an einen Differenzverstärker mit hoher Gleichtaktunterdrückung zur Bildung der horizontalen Dipolspannung, die der horizontalen Feldkomponente proportional ist, und an einen Summierverstärker, dessen Ausgangsspannung ein Maß für die Vertikalkomponente ist. Diese Spannungen werden durch Schleifringe

¹⁾ Dipl.-Ing. G. WINTERER, E. JÜNGER, C. C. R. Euratom, Ispra (Varese), Italien

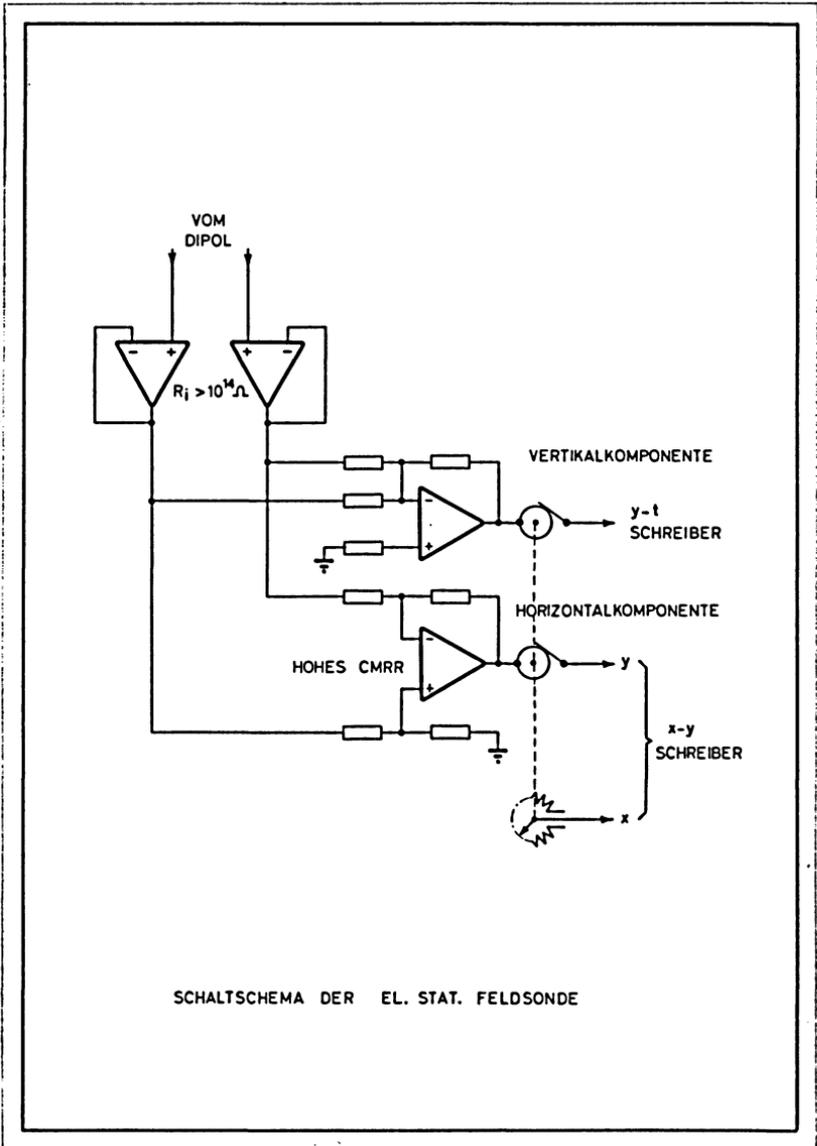


Abb. 1: Schaltbild der Sonde
Circuitry of the probe

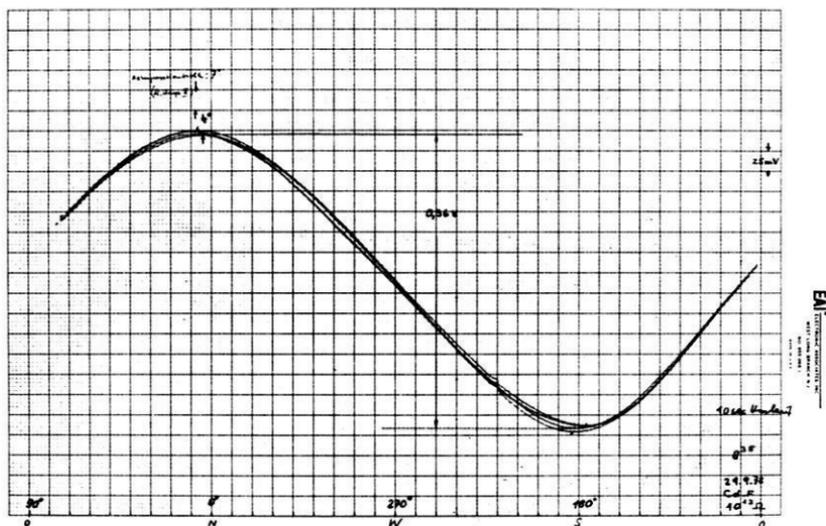


Abb. 2: Dipolspannung in Abhängigkeit vom Drehwinkel

Probe voltage as a function of angle of rotation

ausgekoppelt und über ein 25 m langes Kabel zusammen mit einem Winkelreferenzsignal dem Steuergerät zugeführt.

Die horizontale Komponente der Feldstärke wird mittels X-Y-Schreiber über dem Dipol-Drehwinkel der geographisch orientierten Sonden aufgetragen.

Aus mehrmonatigen Messungen ergibt sich folgendes Bild:

1. Die Horizontalspannung des Dipols über dem Drehwinkel verläuft fast rein sinusförmig. Abb. 2.
2. Trägt man seine Maximalspannungen und die ihnen zugehörigen Drehwinkel in einem Polardiagramm auf, Abb. 3, erhält man eine im Sinn O → N → W → O drehende, sich öffnende Kurve.
3. In ihrer zeitlichen Abfolge aufgetragen, ergibt sich eine mittlere Winkelgeschwindigkeit von 12°/h. Abb. 4.

Dieser Befund wurde durch alle Messungen im Zeitraum von 11 Monaten bestätigt. Eine befriedigende Erklärung der Effekte 2. und 3. steht noch aus.

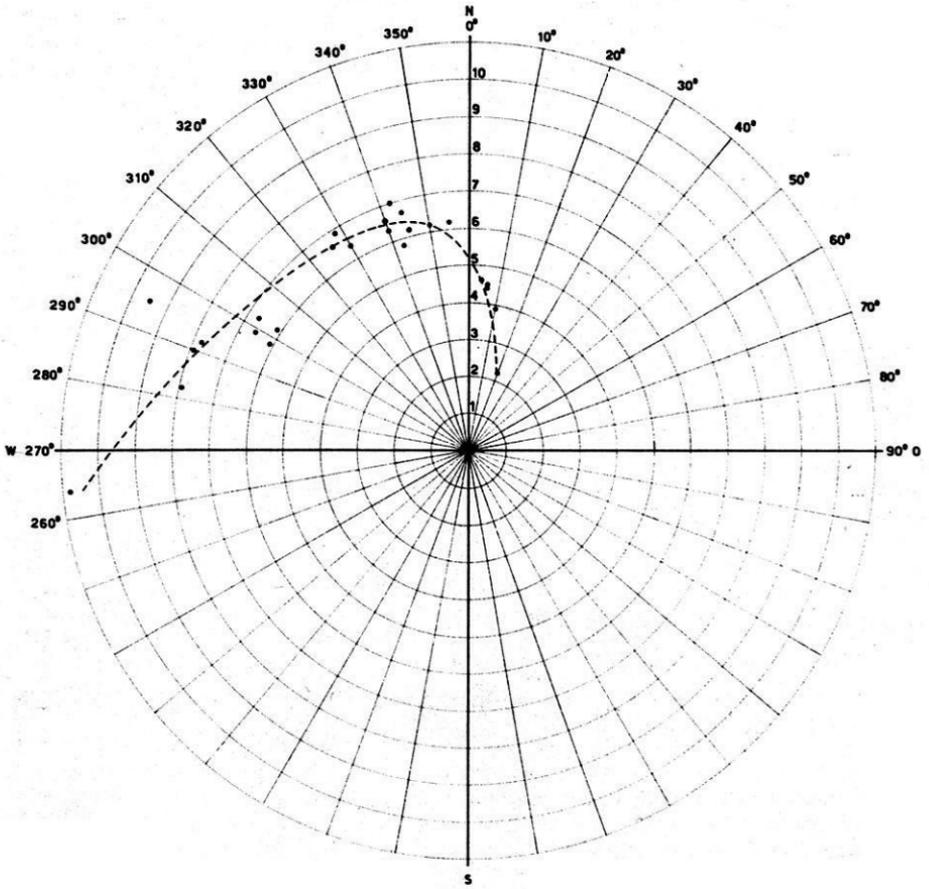


Abb. 3: Polardiagramm der Maxima der Dipolspannung
 Polar diagram of the maxima of the probe voltage

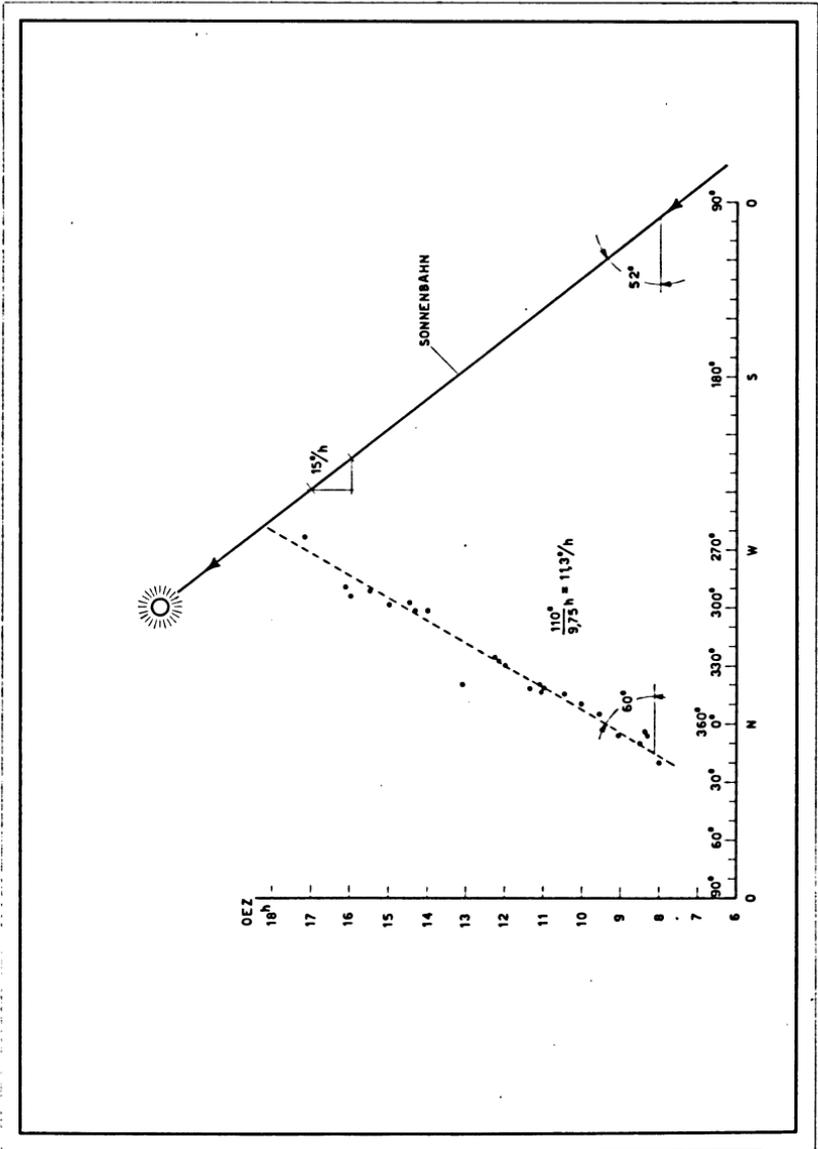


Abb. 4: Winkelgeschwindigkeit der Horizontal Komponente des elektrostatischen Feldes

Angular velocity of the horizontal component of the electrostatic field

Briefe an den Herausgeber

Ein Meßverfahren zur paläomagnetischen Untersuchung von Lockersedimenten im Gelände

A Method for Paleomagnetic Investigations of Unconsolidated Sediments in the Field

D. HEYE, Hannover¹⁾

Eingegangen am 13. September 1972

Nachdem in den letzten Jahren paläomagnetische Untersuchungen an Tiefseesedimenten erfolgreich zur indirekten Altersbestimmung dieser Sedimente benutzt wurden, versucht man seit einiger Zeit, dieses Verfahren auch an kontinentalen Lockersedimenten anzuwenden [J. KUKLA 1970, N. NITSUMA 1970]. Bei diesen Untersuchungen werden Proben im Gelände entnommen und später im Labor untersucht. Gegenüber dieser Praxis bietet es gewisse Vorteile, wenn man eine Methode anwendet, bei der die Messungen mit einer transportablen Apparatur gleich im Gelände durchgeführt werden können. Man hat dann die Möglichkeit, bei auftretenden Unklarheiten Doppelproben zu untersuchen, oder die Probenabstände bei Profilmessungen nach den jeweiligen Ergebnissen einzurichten. Um dieses Ziel zu erreichen, wurde ein Verfahren, das ursprünglich für Untersuchungen von Tiefseekernen auf dem Schiff entwickelt wurde [D. HEYE und H. MEYER 1972], entsprechend umgestaltet.

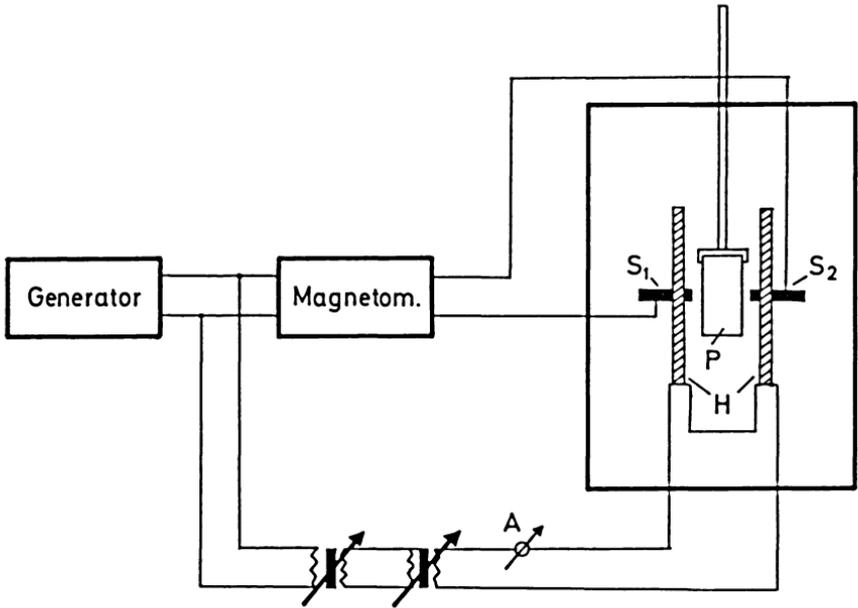
Probennahme

Die Proben werden in Stechzylindern aus Kunststoff (10cm Länge und 6cm Durchmesser) orientiert entnommen und an den Enden mit Kappen verschlossen. Bei schon weiter verfestigten Sedimenten können auch Handstücke entnommen werden.

Meßtechnik

Die Messungen werden mit einer transportablen Meßgerätschaft durchgeführt, die in einem Kleinbus installiert ist. Ein Stromaggregat mit Benzinmotor erzeugt die notwendige Energie von ~ 750 Watt (220 Volt und 50 Hz). Die Proben werden in einer magnetischen Abschirmung (Abschirmfaktor ~ 1700) mit einem Saturationskern-

¹⁾ Dr. D. HEYE, Bundesanstalt für Bodenforschung, 3 Hannover-Buchholz, Stilleweg 2



Schema der paläomagnetischen Messungen im Gelände an der Probe P zwischen den Sonden S₁ und S₂ und dem Helmholtzspulensystem H

Schema of the paleomagnetic measurement of the sample P, the sensors S₁ and S₂ and the coil-system H

magnetometer gemessen. Bei den Zylinderproben wird durch Drehen der Probe zwischen den Meßsonden Betrag und Richtung des Feldes der radialen Komponente der Magnetisierung, d. h. der Deklination, gemessen. Aus der Richtung läßt sich entscheiden, ob die Probe normal oder umgekehrt magnetisiert ist. Bei der gewählten Probenlänge von 10 cm erreicht die radiale Feldstärke in der Probenmitte bei homogen magnetisierten Proben bereits die Sättigung. Von der Intensität kann auf die Magnetisierung der Probe geschlossen werden, wenn man die Gleichungen für einen unendlich langen, homogen in radialer Richtung magnetisierten Zylinder zugrunde legt. Nähere Einzelheiten über das Meßprinzip und die eindeutige Interpretierbarkeit der Ergebnisse findet man in der erwähnten Arbeit über Messungen an Tiefseekernen [D. HEYE und H. MEYER 1972].

Bei Handstücken wurde jeweils nur das Vorzeichen der Magnetisierung durch kurzes „Einschieben“ der Probe in den Meßbereich zwischen den Sonden bestimmt. Damit ist es möglich, bei Handstücken sowohl das Vorzeichen der Deklination als auch der Inklination zu messen, was natürlich auch bei Zylinderproben für die Inklination anwendbar ist.

Innerhalb der Abschirmung befindet sich ein Helmholtzspulensystem, mit dem die Proben im Wechselfeld in Stufen von 50 und 100 Oersted abmagnetisiert wurden. Nur in Ausnahmefällen wurde eine Abmagnetisierung bis 150 oder 200 Oersted durchgeführt. Der Wechselstrom zur Erzeugung des Magnetfeldes wird dabei durch zwei hintereinander geschaltete Regeltrafos langsam auf den Sollwert hochgeregelt und dann langsam wieder abgeschwächt. Zylinderproben werden während dieses Regelvorganges ständig gedreht, um Aufmagnetisierungen durch das Restfeld im Innern der Abschirmung ($\sim 17 \gamma$) mit Sicherheit zu vermeiden. Dabei handelte es sich um eine reine Vorsichtsmaßnahme, die bei Handstücken nicht eingehalten werden konnte. Bei den bisher untersuchten Handstücken konnte jedoch in keinem Falle eine Aufmagnetisierung festgestellt werden.

Das Verfahren konnte bisher 3 bis 4 Wochen im Gelände erprobt werden, und zwar in Südtalien in Zusammenarbeit mit Professor GÖRLER, Berlin, und in der Umgebung Kölns in Zusammenarbeit mit Professor BRUNNACKER und Dr. BOINIGK aus Köln. Über die bei diesen Einsätzen gewonnenen Ergebnisse wird an anderer Stelle berichtet, aber für das Meßverfahren läßt sich feststellen, daß sich sowohl die Meßtechnik als auch das Konzept der sofortigen Messungen im Gelände bewährt hat. Aufgrund der schnell verfügbaren Ergebnisse konnten die Arbeiten effektiv gestaltet werden. Bisher wurden etwa 400 Proben gemessen und abmagnetisiert, und für einige Tage konnte dabei ein mittlerer Probendurchsatz von 45 Proben erreicht werden.

Literatur

- HEYE, D., und MEYER, H.: Ein Meßverfahren zur paläomagnetischen Messung von Tiefseesedimentkernen an Bord eines Schiffes. *Z. Geophysik* 38, 937–947, 1972
- KUKLA, J.: Correlations between loesses and deep-sea sediments. *Geologiska Föreningen* 92, 2, 148–180, 1970
- NITSUMA, N.: Some geomagnetic stratigraphical problems in Japan and Italy. *Journ. Mar. Geol.* 6, 2, 99–112, 1970

Briefe an den Herausgeber

Possible Improvement of Seismic Signal to Noise Ratio by Vertical Gravity Gradients

S. THYSSEN-BORNEMISZA, New York¹⁾

Eingegangen am 23. Juni 1972,
in überarbeiteter Form am 21. August 1972

Efficient application of surface energy sources for seismic exploration requires special techniques to obtain acceptable ratios of signal to noise [KREY, 1969; SERIFF and KIM 1970] but other approaches in using for instance the three-dimensional seismic method [WALTON 1972] are also depending on the same ratio of parameters. In many cases the main contribution to noise originates from microseismic effects of surface waves. In theoretically homogeneous areas the surface wave amplitude decreases exponentially with depth but in reality bulk density variation may cause strong and unpredictable noise effects [WATKINS et al. 1972].

It is suggested here to reduce or even to avoid the mentioned signal distortion assumed to originate in the so-called weathered zone and its uppermost layers. This could be achieved by localizing such anomalous density features or density contrasts by the recently discussed vertical gravity gradient measuring technique [THYSSEN-BORNEMISZA et al. 1972; THYSSEN-BORNEMISZA and JACOBY 1971], and then avoiding such localities for geophone placement including vibratory source placement. The vertical gradients could within a few minutes detect local density contrasts down to about 30 meter below ground surface; thus strong gradients by far exceeding the "normal" value would indicate shallow density features which are not suitable for placing wave detectors or wave generators.

Vertical gravity gradients and the corresponding density contrasts may fluctuate considerable over relatively short lateral distances ranging from 5 to about 50 meters wherefore the previously planned or surveyed positions for seismographs and wave generators need not be changed systematically. Large areal vertical gradient surveys have shown unpredictable anomalous gradients exceeding ± 10 microgal/meter corresponding to vertical or lateral density contrasts exceeding ~ 3 gr/ccm. About 15% of all vertical gradients observed have provided such unpredictable density anomalies in relatively flat terrain.

¹⁾ Dr. STEPHEN THYSSEN-BORNEMISZA, Independent Geoscientist, 15 Central Park West, Mayflower Hotel, New York, N. Y. 10023 USA

Figure 1 presents a picture of the equipment to conveniently and rapidly detect anomalous vertical gravity gradients. For the here wanted purpose gradient measurements need not be very accurate since only maximum effects from shallow density variation could have relative importance in seismic exploration. Of course, only practical experience can confirm the value of the here proposed integration of complementary geophysical techniques.

It is well known that vertical gradients of gravity can be computed from regular gravity data [AGARWAL and LAL 1972] but unpredictable large surface density anomalies could adversely affect free-air correction using the "normal" vertical gradient value [THYSSEN-BORNEMISZA et al. 1972]. There are other approaches for detecting local shallow anomalies in density by using the average horizontal gravity gradient [THYSSEN-BORNEMISZA 1965] or triple-track gravity profiling to compute vertical derivatives [THYSSEN-BORNEMISZA 1966]. However, the most reliable and simple method is the here proposed direct approach with modern vertical gradient measuring equipment similar to figure 1.

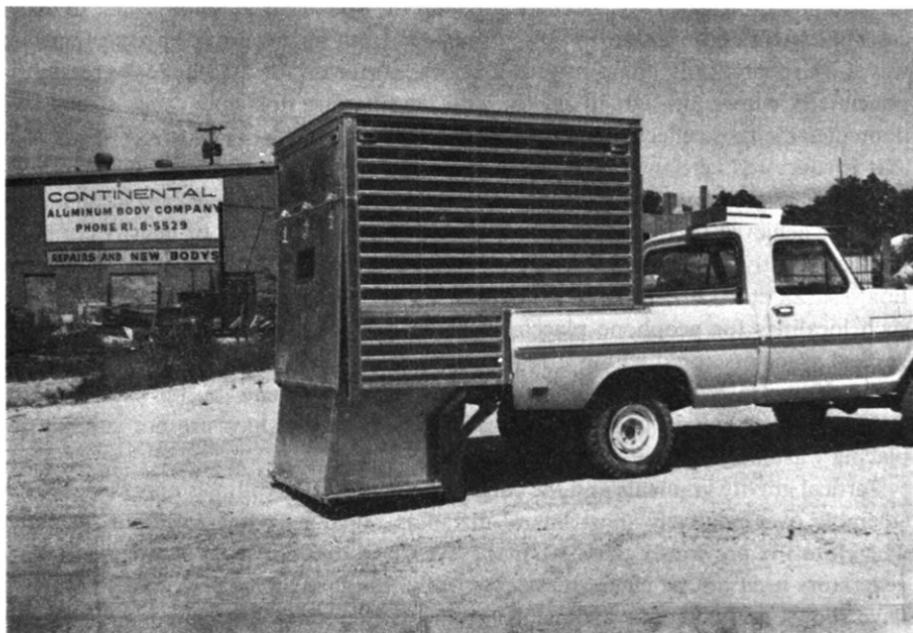


Fig. 1: Hydraulically operated, automated equipment to measure vertical gravity gradients with the LaCoste & Romberg microgal meter at two levels 1.5 meter apart; up-and-down reading takes about three minutes time; protective box-like arrangement is mounted on a pick-up truck.

(Picture by courtesy of Hunt Oil Co. Dallas, Texas)

Some Conclusions

In special cases of seismic prospecting where wavelength is short enough possible distorting effects from surface density variation could be avoided by the here proposed vertical gradient technique. Vertical variation of surface density would influence wave velocity and introduce pulse deformation or reverberation. But also lateral density fluctuation could affect, to some extent, seismic wave velocity. Vertical gravity gradients are capable to uncover both vertical and lateral density variation down to perhaps 30 meter or even more. In that context some unsolved questions could be analysed by model seismology [BEHRENS and WANIEK 1972].

“Since seismic surveys are nowadays moving through the country-side juggernaut-wise, with groups of truck along previously permitted and surveyed lines, a practical test would be to shoot according to the original plan without avoiding the questionable locations, but to process the line twice, once without considering the vertical gradient data and one more after replacing the seismic data from unwanted anomalous locations by averages from seismic stations on both sides. The comparison of the two sections should show then what the gravity gradient data actually contributed. If the vertical gradient survey preceding the seismic work would show long stretches of erratic densities, then seismic lines should preferable be moved to more homogeneous ground” [VAN MELLE 1972].

Acknowledgments

Thanks are expressed to Dr. TH. KREY of Prakla-Seismos GMBH, Hannover, West Germany; to Dr. F. A. VAN MELLE, Colorado Springs, Colorado; to Dr. G. MÜLLER, now at Mathematical Sciences Dep. of IBM Research Center, Yorktown Height, New York, for valuable information and comments.

References

- AGARWAL, B. N. P., and LAL, T.: A generalized method of computing second derivative of gravity field. *Geophys. Prospecting* 20, 385–394, 1972
- BEHRENS, J., and WANIEK, L.: Model Seismology. *Z. Geophys.* 38, 1–44, 1972
- KREY, TH.: Remarks on the signal to noise ratio in the Vibroseis system. *Geophys. Prospecting* 17, 206–218, 1969
- SERIFF, A. J., and KIM, W. H.: The effect of harmonic distortion in the use of vibratory surface sources. *Geophysics* 35, 234–264, 1970
- THYSSEN-BORNEMISZA, S.: Eine gravimetrische Untersuchungsmethode für oberflächennahe Dichtestörungen. *Z. Geophys.* 31, 219–221, 1965
- THYSSEN-BORNEMISZA, S.: Die gleichzeitige Bestimmung von Horizontalgradienten und W_{zzz} aus drei engen Schwereprofilen. *Z. Geophys.* 32, 58–60, 1966

- THYSSEN-BORNEMISZA, S., GROTEN, E., and BAZHAW, W. O.: Correction of accurate gravity surveys by carefully observed vertical gradients of gravity. *Geophys. Prospecting* 20, 17–27, 1972
- THYSSEN-BORNEMISZA, S., and JACOBY, W. R.: Vertical gradients of gravity for areal density contrast exploration. *Z. Geophys.* 37, 735–741, 1971
- VAN MELLE, F. A.: Private communication (former chief researcher at Shell Development Co., Houston, Texas, USA)
- WALTON, G. G.: Three-dimensional seismic method. *Geophysics* 37, 417–430, 1972
- WATKINS, J. S., WALTERS, L. A., and GODSON, R. H.: Dependence of in-situ compressional-wave velocity on porosity in unsaturated rocks. *Geophysics* 37, 29–36, 1972



SIEMENS

Geophysical measuring equipment on a worldwide basis

Science and engineering are developing faster than ever. Who is in the lead today may not necessarily lead tomorrow.

Askania instruments lead in geophysical measurement engineering the world over.

With the widest range of equipment for all fields of geophysics.

They will lead tomorrow, too.

For the Askania system has been placed on a secure basis. A sound

basis in research and development.

A broad basis in electronics and measurement engineering. A worldwide basis in sales and service. That basis is Siemens.

Your partner: Siemens Aktiengesellschaft,
ZVW 133,
D 7500 Karlsruhe 21, Postfach 211080,
Telephone 07 21/5 95 44 26,
or the nearest Siemens office.

Gravimetry
Magnetic

Seismic
Goelectric

The Askania system by Siemens