

# Zeitschrift für Geophysik

Band 39

1973

Heft 2

## Inhaltsverzeichnis

Übersichtsartikel: EIDEN, R., und G. ESCHELBACH: Das atmosphärische Aerosol und seine Bedeutung für den Energiehaushalt der Atmosphäre . . . . .	189
MÜLLER, G.: Theoretical Body Wave Seismograms for Media with Spherical Symmetry — Discussion and Comparison of Approximate Methods . . . . .	229
SCHICK, R., and M. RIUSCETTI: An Analysis of Volcanic Tremors at South Italian Volcanoes	247
FRÖHLICH, R. K.: Combined Magnetic and Geoelectrical Investigations over Lava Flows in the Volcanic Zone of the Laacher See, West Germany . . . . .	263
MAKRIS, J., J. ZIMMERMANN, H. C. BACHEM, and B. RITTER: Gravity Survey of South AFAR, Ethiopia . . . . .	279
BRÜCKL, E., und W. FÜRLINGER: Ein Vergleich von geologischen Gefügeaufnahmen mit seismischen Messungen . . . . .	291
As, J. A.: The Compensation Method for Measuring the Components of the Earth's Magnetic Field . . . . .	303
Briefe an den Herausgeber:	
FUCHS, K.: The Fine Structure of the Lower Lithosphere — a Possible Marker for its Vertical Deformation . . . . .	313
LAUDATIO zur Verleihung der Emil-Wiechert-Medaille an Prof. Dr. LUDWIG BIERMANN	317
<i>In memoriam</i> GÜNTER DIETRICH . . . . .	319



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 mehr-  
mals 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 Zusammen-  
fassung. Bei deutschsprachigen Aufsätzen und Briefen werden Titel der Arbeit und Abbil-  
dungsunterschriften zusätzlich in englischer oder französischer Sprache gebracht.

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

Es wird gebeten, die Manuskripte in Maschinenschrift mit handschriftlich eingetragenen Formeln  
druckfertig einzureichen und gesondert eine „Anweisung für den Setzer“ beizufügen, aus der zu  
ersehen ist, wie kursiver, gesperrter oder fetter Satz und griechische, gotische oder einander ähn-  
liche Typen und Zeichen kenntlich gemacht sind (z. B. durch farbige Unterstreichung). Die Vor-  
lagen für die Abbildungen sollen reproduktionsfertig (Tuschezeichnung) möglichst im Maß-  
stab 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:  
Gravimetermessungen im Nördlinger Ries. *Z. Geophys.* 31, 7–26, 1965

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

Anschrift der *Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft*:

2 Hamburg 13, Binderstr. 22  
Tel. (0411) 441972977

Postcheckkonto: 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 Vervielfälti-  
gungen, Mikrofilme, Mikrofotos u. ä. von den Zeitschriftenheften, von einzelnen Beiträgen oder  
von Teilen daraus herzustellen.

Bezugspreis je Band (6 Hefte) 140,— 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.

Bestellungen nehmen alle Buchhändler der Welt entgegen oder können direkt an den Physica-  
Verlag, D-8700 Würzburg, Postfach 1136, gerichtet werden.

Gedruckt mit Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft.

---

Bekanntmachung lt. Bayer. Pressegesetz: Physica-Verlag Rudolf Liebing KG, D-8700 Würzburg, Werner-von-Siemens-  
Straße 5. Komplementär: Liebing Verwaltungsges.mBH, Würzburg. Kommanditist: Liebing Gesellschaft für Arbeit-  
nehmerbeteiligungen mbH, Würzburg.

Druckerei: Universitätsdruckerei H. Stürtz AG, Würzburg  
Printed in Germany

© PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1973

# **Das atmosphärische Aerosol und seine Bedeutung für den Energiehaushalt der Atmosphäre<sup>1)</sup>**

## **The Atmospheric Aerosol and its Influence on the Energy Budget of the Atmosphere**

R. EIDEN und G. ESCHELBACH, Mainz<sup>2)</sup>

Eingegangen am 30. Oktober 1972

### **1. Einleitung**

Im Laufe der letzten Jahre hat das atmosphärische Aerosol zunehmend an wissenschaftlichem Interesse gewonnen. Galt die Aufmerksamkeit zunächst der Bedeutung der Aerosolpartikel für den Kondensationsprozeß, für luftelektrische und optische Erscheinungen, so richtet sich das Augenmerk heute vornehmlich auf die mit den Aerosolteilchen verbundenen energetischen Vorgänge.

Als aktuelles Beispiel sei der SMIC-Report (Study of Man's Impact on Climate [1971]) einer international zusammengesetzten Gruppe von Wissenschaftlern erwähnt. In diesem Report wird dringend eine eingehende Untersuchung der durch die Aerosolteilchen bedingten Energieumsätze im Hinblick auf mögliche Klimabeeinflussung gefordert. Ziel dieser Untersuchung ist es, die Folgen der Luftverschmutzung durch feste und flüssige Folgeprodukte anthropogener Aktivitäten für das Klima abzuschätzen, um negative Entwicklungen frühzeitig vermeiden zu können.

Im folgenden sollen nun keine speziellen Probleme der Umweltverschmutzung behandelt werden. Die Frage nach den Absorptionseigenschaften und Wirkungen des atmosphärischen Aerosols ist weit allgemeiner und betrifft die „reine“ Atmosphäre gleichermaßen.

Der Anstoß, die Rolle des Aerosols als Absorber zu untersuchen, kam von einer Reihe diesen Fragenkomplex berührender Arbeiten: Beim Vergleich von Messungen der Global- und Himmelsstrahlung mit Modellrechnungen fand HINZPETER [1957], daß neben den bekannten Absorbern, wie H<sub>2</sub>O-Dampf, O<sub>3</sub>, O<sub>2</sub> und CO<sub>2</sub>, noch ein grauer, nichtselektiver Absorber in der Atmosphäre vorhanden sein müsse. Die

---

<sup>1)</sup> Vom Vorstand der DGG erbetener Übersichtsartikel.

<sup>2)</sup> Dr. REINER EIDEN und Dipl.-Math. GÜNTER ESCHELBACH, Institut für Meteorologie, 65 Mainz, Universitäts, Saarstr. 21.

Übereinstimmung von Messung und Rechnung war ohne die Annahme dieses zusätzlichen Absorbers nicht zu erreichen. Ohne einen zwingenden Hinweis dafür wurde diese Rolle dem atmosphärischen Aerosol zugeschrieben. Die Energien, die nach HINZPETER von den Aerosolteilchen aufgenommen und umgesetzt werden müssen, sind beachtlich und liegen in der gleichen Größenordnung wie beim  $H_2O$ -Dampf. Zum Beispiel muß die Erwärmung der bodennahen Luftschicht durch die Absorption von Strahlungsenergie an Aerosolteilchen ca.  $0,5^\circ C/Tag$  und mehr betragen.

Galten diese Untersuchungen für den Spektralbereich von  $0,4 \mu \leq \lambda \leq 2,5 \mu$  ( $\lambda$  = Wellenlänge), so ergaben sich auch im Fensterbereich der Atmosphäre von  $8 \mu \leq \lambda \leq 13 \mu$  Diskrepanzen zwischen Modellrechnung und Messung. ROACH und GOODY [1958] und BOLLE [1967] konnten ihre Absorptions- und Emissionsmessungen in diesem Spektralbereich ebenfalls nur durch die zusätzliche Annahme eines grauen Absorbers neben den bekannten absorbierenden Gasen erklären. Der Betrag der absorbierten Energie, die auch hier den Aerosolteilchen zugeordnet wurde, ist in der Folge durch weitere Arbeiten abgeschätzt worden und muß in der Größenordnung des Betrages der Wasserdampfabsorption liegen [KONDRATIEV, 1961; ROBINSON, 1963]. LEUPOLT [1966] und QUENZEL [1967] fanden auf Grund gleichzeitiger Extinktions- und Himmelsstrahlungsmessungen in München im Spektralbereich  $0,5 \mu \leq \lambda \leq 2,16 \mu$ , daß im Mittel 30% der in der Atmosphäre extingierten Sonnenstrahlung von Aerosolteilchen absorbiert werden.

Die bisher angeführten Arbeiten basieren alle auf Untersuchungen des atmosphärischen Strahlungsfeldes. Aber auch eine detaillierte Untersuchung des oberflächennahen Temperaturfeldes über dem Meer [HINZPETER, 1968] führte unter Berücksichtigung der bekannten Gasabsorptionen ( $H_2O$ -Dampf,  $CO_2$ ,  $O_3$ ,  $O_2$ ) auf die Forderung nach einem weiteren Absorber, der einen zusätzlichen Tagesgang der Temperatur unmittelbar über der Meeresoberfläche von  $0,5^\circ C$  liefert.

Absorbieren die Aerosolteilchen in der ihnen im vorangehenden unterstellten Höhe, dann ist ihr Einfluß auf den Energiehaushalt der Atmosphäre und damit auf Zirkulation und Klima nicht zu vernachlässigen. In welcher Weise sie den Energiehaushalt der Atmosphäre beeinflussen, hängt allerdings nicht allein von ihren Absorptionseigenschaften ab, sondern auch von ihrem Streuverhalten, ihrer Größenverteilung, ihrer Verteilung innerhalb der Atmosphäre, darüber hinaus aber auch noch von allen anderen Strahlungsvorgängen, wie der Reflexion der Sonnen- und Himmelstrahlung an der Erdoberfläche und an den Wolken, von der Absorption und Emission der atmosphärischen Gase. Eine Veränderung der Aerosolteilchenkonzentration in der Atmosphäre kann z. B. eine Erwärmung des Systems Erde-Atmosphäre bedeuten, sie kann aber auch bei unveränderten Absorptionseigenschaften der Teilchen eine so starke Erhöhung der in den Weltraum zurückgestreuten Energie hervorrufen, daß der Planet Erde insgesamt einen Energieverlust, d. h. eine Abkühlung erfährt [CHARLSON und PILAT, 1969; MITCHELL, 1971; ESCHELBACH, 1972; GRASSL, 1972].

## 2. Die physikalischen Eigenschaften des atmosphärischen Aerosols

Die direkte analytische Bestätigung des Einflusses des atmosphärischen Aerosols auf den Energiehaushalt und die Erfassung weiterer sich daraus ergebender Konsequenzen für die Atmosphäre erfordert eine ausreichende Kenntnis seiner physikalischen Eigenschaften, die aber noch lückenhaft ist. Generell sind die Messungen vor allem am Reinfluftaerosol sehr schwierig, und die Variation der Meßergebnisse auch innerhalb einer Meßserie kann erheblich sein. Die Ursache ist in der relativ geringen Konzentration der Aerosolteilchen zu suchen und der als Folge bei Sammelproben anfallenden geringen Masse. Weiterhin streuen auch bei guter Durchmischung die Aerosoleigenschaften von Volumelement zu Volumelement.

### a) Die Aerosol-Größen- und Höhenverteilung

Das Aerosol ist definiert als ein System bestehend aus festen oder flüssigen Teilchen, den Aerosolteilchen, die in Luft dispergiert sind. Der Größenbereich der atmosphärischen Aerosolteilchen erstreckt sich vom Molekülcluster, bestehend aus 10–30 Molekülen und einem „Radius“ von  $r \approx 10^{-3} \mu$ , bis zu Teilchen mit Radien  $r \approx 10^{+2} \mu$  [JUNGE, 1963; JAENICKE und JUNGE, 1967]. Teilchen mit Radien  $r < 0,1 \mu$  werden als Aitkenkerne, im Radiusintervall  $0,1 \mu \leq r \leq 1,0 \mu$  werden als Großkerne, und Teilchen mit  $r > 1,0 \mu$  werden als Riesenkerne bezeichnet. Zur Beschreibung der durch das Aerosol verursachten physikalischen Vorgänge ist neben der Gesamtzahl  $\bar{N}$  pro Volumeneinheit und deren Höhenverteilung  $\bar{N}(h)$  die Kenntnis der mittleren Größenverteilung  $dN(r)/dr$ , d. h. der Anzahl pro Radius- und Volumeneinheit, von elementarer Bedeutung. (In den meisten Darstellungen wird die Größenverteilung als  $dN/d \log r$  bezogen auf das logarithmische Größenintervall.)

Es sei hier zunächst die Größenverteilung, und zwar beginnend mit den troposphärischen Aerosolteilchen, einer näheren Betrachtung unterzogen. Für den Bereich der Troposphäre liegen aus verständlichen meßtechnischen Gründen die meisten Einzel- und Serienuntersuchungen vor [JUNGE, 1952a; PASCERI und FRIEDLANDER, 1965; CLARK und WHITBY, 1967; CARNUTH, 1970; LAKTIMOV und BOGOMOLOV, 1971; GEORGII, JOST und VITZE, 1971; JAENICKE, JUNGE und KANTER, 1971; GRAMS, BLIFFORD, SCHUSTER *et al.*, 1972]. Als Ergebnis dieser Untersuchungen lassen sich nach JUNGE [1971] drei Arten von troposphärischen Aerosolen unterscheiden: 1. das Backgroundaerosol, 2. das maritime Aerosol, 3. das kontinentale Aerosol. Die schematisierten Größenverteilungen für die Partikel dieser Aerosole sind in Abb. 1 dargestellt. Das Backgroundaerosol erfüllt die mittlere und obere Troposphäre, die infolge der raschen horizontalen Transporte relativ gut durchmischt ist. Erwa 80% der Gesamttroposphäre werden vom Backgroundaerosol eingenommen. Über die Entstehung des Backgroundaerosols ist praktisch nichts bekannt. Wahrscheinlich handelt es sich um ein gealtertes, verdünntes kontinentales Aerosol. In den untersten Kilometern der Troposphäre werden dem Backgroundaerosol ständig „frische“ Teilchen zugemischt, deren Quelle die Erdoberfläche ist. Über See handelt es sich dabei im wesentlichen um Seesalzteilchen [WOODCOCK, 1953], in geringerem Maße

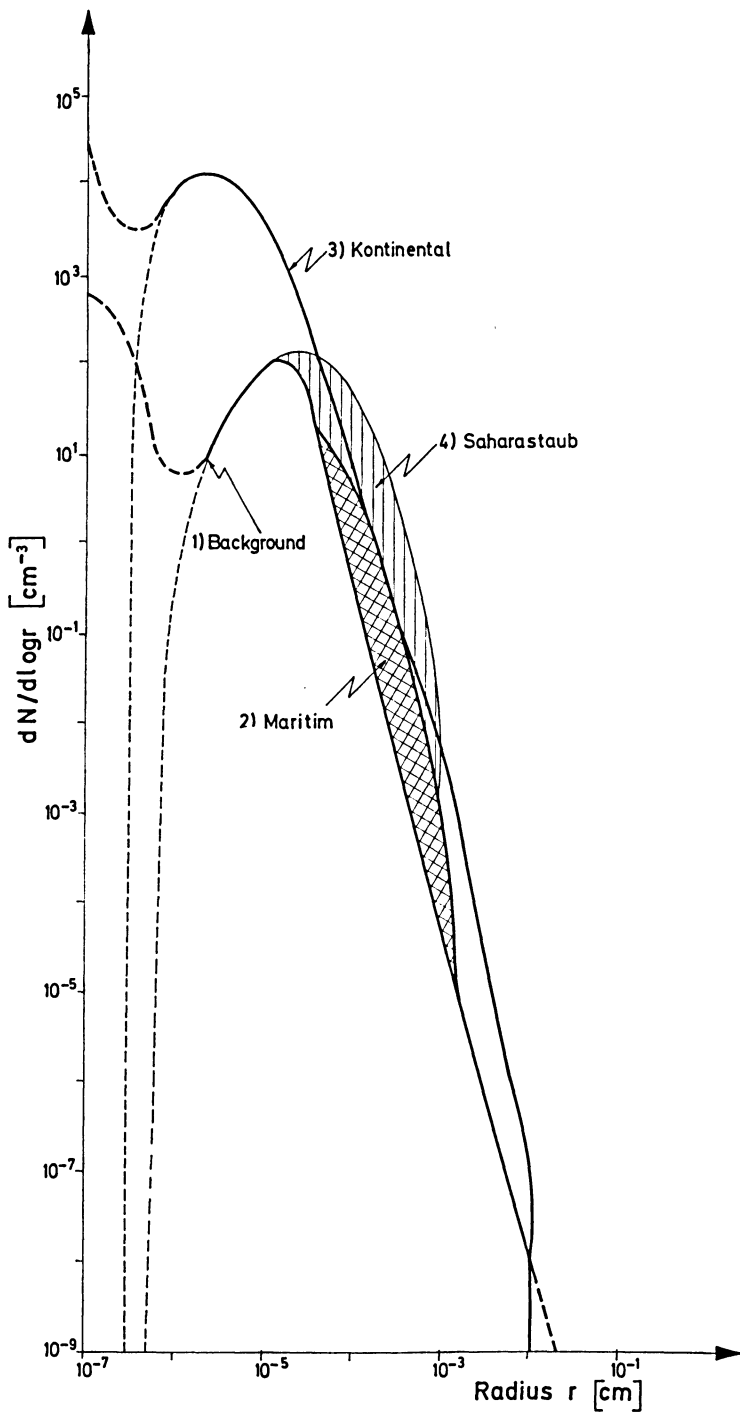


Abb. 1

um Teilchen organischen Ursprungs [GOETZ, 1965]. Letztere stammen wahrscheinlich von organischen Oberflächenfilmen („slick patches“) und gelangen ebenso wie die Seesalzteilchen über den Mechanismus der Zerstäubung von Seewasser und an der Seeoberfläche platzender Luftbläschen in die untere Troposphäre [KIENZLER, ARONS, BLANCHARD, WOODCOCK, 1954; MASON, 1954]. Über Land vermischen sich vornehmlich mineralische Teilchen [HEIDALE und SMITH, 1968; SCHÜTZ, 1971] und solche biologischen Ursprungs [WENT, 1966; WENT, 1967] mit dem Backgroundaerosol zum kontinentalen Aerosol. Zuweilen werden mineralische Bestandteile in erheblichen Konzentrationen auch dem maritimen Aerosol beigemischt. So stellte JAENICKE *et al.* [1971] während der atlantischen Expedition der Meteor 1969 (APEX) unter dem normalen Seeaerosol große Mengen Saharastaub fest. Es ist dies kein ungewöhnliches Ereignis, wie die Messungen von Saharastaub auf den Barbadosinseln beweisen, z. B. PROSPERO [1968]. Für troposphärisches Backgroundaerosol und maritimes Aerosol mit Radien  $r < 0,1 \mu$  sowie für kontinentales Aerosol mit  $r < 0,01 \mu$ , liegen praktisch keine Messungen vor [JUNGE, 1971]. Bisher wurde angenommen, daß sich wegen ihrer hohen Beweglichkeit die Teilchen mit Radien  $r < 0,01 \mu$  rasch, d. h. innerhalb weniger Stunden an die größeren Teilchen anlagern [FRIEDLANDER und WANG, 1966; JUNGE, 1969]. In etwas gealtertem Aerosol sollten daher Teilchen mit  $r < 0,01 \mu$  nicht mehr auftreten. Dieser Vorstellung ist in Abb. 1 durch den dünn gestrichelt eingetragenen steilen Abfall der Größenverteilung zu kleinen Teilchen hin Rechnung getragen. Sie scheint aber durch Messungen in anthropogen unbeeinflusster Luft über dem Atlantik in Frage gestellt [JAENICKE *et al.*, 1971]. Diese fordern einen erneuten Anstieg der Größenverteilung zu kleineren Teilchen hin, wie in Abb. 1 stark gestrichelt eingezeichnet. Das bedeutet, daß eine dauernde Produktion kleiner Teilchen, etwa durch chemische oder photochemische Reaktionen von Spurengasen, oder durch Bildung neutraler Kleinstteilchen aus Kleinionen stattfindet. Solche Prozesse sind durchaus wahrscheinlich und aus Laborversuchen bekannt [MOHNEN und LODGE, 1969; VOHRA, VASUDEVAN und NAIR, 1970].

Neuere theoretische Untersuchungen von WALTER [1972] über die Ausbildung von Größenverteilungen durch Koagulationsvorgänge unter Annahme einer ständigen Produktion von Kleinstteilchen mit  $r \approx 10^{-7}$  cm bestätigen zumindest qualitativ die Messungen von JAENICKE *et al.* [1971].

Da der Kurvenverlauf der Größenverteilung von Ort zu Ort, von Messung zu Messung etwas streut, sind auch die Maxima um  $r = 0,1 \mu$  nicht genau zu fixieren.

Abb. 1: Schematisierte Größenverteilung der troposphärischen Aerosolteilchen. 1) Backgroundverteilung, 2) Kontinentalverteilung, 3) Maritime Verteilung (Backgroundverteilung + Seesalzkomponente), 4) Saharastaubkomponente. Nach JUNGE [1971]

Schematic size distribution of tropospheric aerosol particles. 1) background distribution, 2) continental distribution, 3) maritime distribution (background distribution + seasalt component), 4) Sahara dust component. After JUNGE [1972]

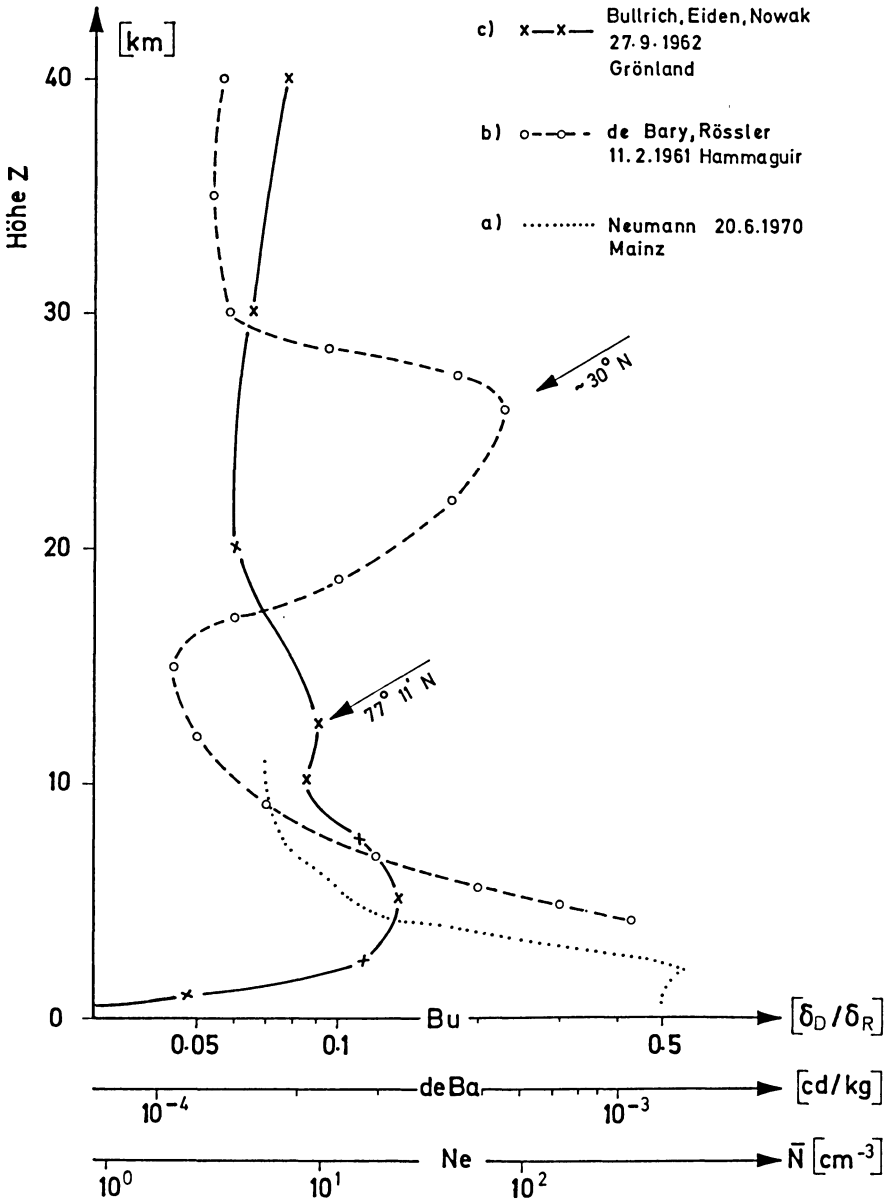


Abb. 2



Allgemein liegt das Maximum der kontinentalen Aerosolgrößenverteilung bei  $r=0,05 \mu$ . Für die maritime Aerosolgrößenverteilung geben JAENICKE *et al.* [1971] auf Grund der Messungen über dem Atlantik die Lage des Maximums mit  $r_{\max}=0,2 \mu$  an. Während QUENZEL [1970] bei Extinktionsmessungen ebenfalls über dem Atlantik ein  $r_{\max}=0,4 \mu$  findet. Oberhalb dieser Maxima zu größeren Teilchen hin finden sich, obwohl bei Einzelmessungen der Kurvenverlauf keineswegs glatt ist, keine statistisch signifikanten Nebenmaxima mehr.

Die Gesamt-Teilchenkonzentrationen liegen zwischen  $\bar{N}=10^2-10^3$  Teilchen/cm<sup>3</sup> beim maritimen Aerosol und zwischen  $\bar{N}=10^3-10^4$  bei kontinentalem (Reinluft-) Aerosol [BULLRICH, EIDEN, JAENICKE, NOWAK, 1968; KANTER, 1970]. Die Werte gelten für den Bereich der planetarischen Grenzschicht. Mit weiter zunehmender Höhe sinkt die Teilchenkonzentration  $\bar{N}(h)$  innerhalb der Troposphäre zunächst bis zu einer Höhe von  $h \approx 5$  km exponentiell ab, um von dieser Höhe ab bis zur Tropopause mehr oder minder konstant zu bleiben [JUNGE, 1963; NEUMANN, 1972].

Abb. 2: Höhenverteilung atmosphärischer Aerosolteilchen aus:

a) Laser-Streulichtmessungen im Rhein-Main-Gebiet vom Erdboden aus. Die Streulichtsignale wurden unter Annahme einer „Junge“-Aerosolgrößenverteilung in Gesamteilchenkonzentrationen umgerechnet

$$(\bar{N} \sim \int_{r=0.04 \mu}^{r=10 \mu} r^{-\nu^*} d \log r, \quad \nu^*=3) \quad [\text{NEUMANN, 1972}].$$

b) Messung des diffusen Himmelsstreulichtes über der Sahara von Raketen aus. Die Gesamteilchenkonzentration ist proportional dem Volumstreusignal in Candela bezogen auf die Masse trockener Luft [DE BARY, RÖSSLER, 1966].

c) Messung des diffusen Himmelsstreulichtes während der Dämmerung über dem Grönländischen Inlandeis. Die Gesamteilchenkonzentration ist proportional dem Volumstreuoeffizienten  $\sigma_D$  der Aerosolteilchen bezogen auf den Volum-(Rayleigh-)Streuoeffizienten  $\sigma_R$  der Luftmoleküle [BULLRICH, EIDEN, NOWAK, 1966]

Vertical distribution of atmospheric aerosol particles deduced from:

a) Ground measurements of scattered laser radiation in the Rhine-Main-area. The volume particle concentration is calculated from scattering signals using a “Junge” aerosol size distribution

$$(\bar{N} \sim \int_{r=0.04 \mu}^{r=10 \mu} r^{-\nu^*} d \log r, \quad \nu^*=3) \quad [\text{NEUMANN, 1972}].$$

b) Rocket soundings of diffuse sky radiation above the Sahara. The volume particle concentration is proportional to the volume scattering signal given in candela relative to dry air mass [DE BARY, RÖSSLER, 1966].

c) Measurements of diffuse sky radiation during twilight above the ice cap of Greenland. The volume particle concentration is proportional to the volume scattering coefficient  $\sigma_D$  of the particles relative to the Rayleigh volume scattering coefficient  $\sigma_R$  [BULLRICH, EIDEN, NOWAK, 1966]

Untersuchungen von JUNGE, CHAGNON und MANSON [1961] oberhalb der Tropopause zeigten einen Wiederanstieg der Aerosolkonzentration bis zu einem Maximum in ca. 20 km Höhe mit nachfolgender rascher Abnahme. Dieses Ergebnis wurde in der Folge durch eine ganze Reihe direkter (vom Flugzeug oder Ballon aus) und indirekter Messungen (Laser- und Dämmerungs-Streulichtmessungen vom Erdboden aus) bestätigt [VOLZ und GOODY, 1962; MOSSOP, 1963; ROSEN, 1964; NEWKIRK und EDDY, 1965; DE BARY und RÖSSLER, 1966; FRIEND, 1966; BULLRICH, EIDEN, NOWAK, 1966; GRAMS und FIOCCO, 1967; PILIPOWSKYJ und WEIMAN, 1968; SHAH, 1968; DE BARY und RÖSSLER, 1970; STEINHORST, 1971].

Es zeigte sich, daß diese Stratosphärenschicht in ihrer Teilchenkonzentration und räumlichen Struktur stärkeren Schwankungen unterworfen ist, daß sie aber für alle Breiten und Jahreszeiten nachweisbar ist. Die Teilchenkonzentrationen liegen bis zu einem Faktor 5 über denen der oberen Troposphäre. Ihre Höhe ist breitenabhängig und steigt oberhalb und etwa parallel der Tropopause von ca. 12 km Höhe bei 77° N bis ca. 25 km am Äquator an. Das ist auch aus den in Abb. 2 dargestellten Höhenverteilungen ersichtlich.

Direkte Messungen der stratosphärischen Größenverteilung vom Flugzeug und Ballon aus brachten den Nachweis für Teilchen im eng begrenzten Größenbereich von  $0,1 \mu \leq r \leq 0,5 \mu$  mit einem Maximum bei  $r_{\max} = 0,3 \mu$  und einer Gesamtteilchenzahl  $\bar{N} = 1$  Teilchen pro  $\text{cm}^3$  [JUNGE, 1971]. Optische Untersuchungen dieser Schicht fordern darüber hinaus die Existenz einer sehr hohen Teilchenzahl mit  $r < 0,1 \mu$  [FRIEND, 1966]. PILIPOWSKYJ *et al.* [1968] geben begrenzt auf das Größenintervall  $3 \times 10^{-3} \mu \leq r \leq 1,3 \times 10^{-2} \mu$  für diese zusätzliche Population eine Gesamtteilchenkonzentration von  $\bar{N} = 10^7$  bis  $10^8$  Teilchen/ $\text{cm}^3$  an. DE BARY und RÖSSLER [1970] finden aus ihren Messungen eine Anzahl von  $N \approx 10^4$  Teilchen/ $\text{cm}^3$  im Größenintervall  $3 \times 10^{-2} \mu \leq r \leq 5 \times 10^{-2} \mu$ . Die Herkunft dieser Teilchen ist ungeklärt. Bei den größeren Teilchen um  $0,3 \mu$  handelt es sich überwiegend um Sulfateilchen, die, wie neueste Untersuchungen bestätigen, direkt oder indirekt auf dem Umweg über Gasreaktionen aus vulkanischen Quellen stammen [NCAR Quarterly, 1971]. Dafür spricht auch die Zunahme der Teilchenkonzentrationen in der unteren Stratosphäre nach Ausbruch des Vulkans Agung 1963 [VOLZ, 1965]. Da die Teilchen nicht mineralischer Natur sind, dazu stark hygroskopisch, ist ein extraterrestrischer Ursprung auszuschließen [JUNGE, 1971].

Das vom atmosphärischen Aerosol im vorangehenden entworfene Bild ist stark schematisiert und bedarf noch einiger einschränkender Ergänzungen. Die Aufteilung der Troposphäre in Bereiche mit Backgroundaerosol, kontinentalem und maritimem Aerosol impliziert die Vorstellung, daß die Gesamtkonzentration der Teilchen zwar mit der Höhe abnimmt, daß die relative Größenverteilung aber mit der Höhe konstant bleibt und daß erst mit Erreichen der Stratosphärenschicht mehr oder minder sprunghaft mit der Teilchenkonzentration auch eine Änderung der Größenverteilung eintritt. Diese Vorstellung ist sicher mit einem Fragezeichen zu versehen. Direktmessungen der Größenverteilung vom Flugzeug oder vom Ballon aus deuten auf eine

schnellere Abnahme der kleinen Teilchen mit der Höhe hin [JUNGE, ROBINSON, LUDWIG, 1969; GEORGII *et al.*, 1971]. Optische Messungen lassen sich dagegen nur durch die Annahme einer schnelleren Abnahme der größeren Teilchen mit der Höhe interpretieren [EIDEN, 1968; DE BARY, 1972]. Dies ließe sich auch durch die weit stärkere Sedimentation großer Teilchen erklären. Eine entscheidende Klärung dieser Diskrepanz steht noch aus.

Die Aerosolhöhenverteilung über dem grönländischen Inlandeis zeigt unmittelbar über der Schneedecke extrem niedrige Aerosolteilchenkonzentrationen. Erst in einer Höhe von 5 bis 6 km wird der normale Höhenverlauf erreicht (Abb. 2). Die Schneeoberfläche ist offensichtlich eine reine Senke für Aerosolteilchen und quellenfrei. Dieser Sachverhalt wird durch direkte Messungen der Teilchenkonzentrationen über der Schneedecke bestätigt [FENN, 1960] und auch von der Antarktis berichtet [KUHN, 1972].

### *b) Der komplexe Brechungsindex und die Dichte*

Die optischen Materialeigenschaften der Aerosolteilchen sind der reelle Brechungsindex  $n$  und der Absorptionskoeffizient  $n\kappa$ , zusammengefaßt im komplexen Brechungsindex  $m=n(1-i\kappa)$ .

In Tabelle 1 sind die bisher bekannt gewordenen Meßwerte zusammengestellt. Es handelt sich um Mittelwerte bezogen auf die gesamte Größenverteilung, bzw. auf den durch die Sammelmethode begrenzten Teil des Teilchenspektrums. So hat VOLZ [1954, 1957, 1972a, b] seine Untersuchungen an Niederschlagsrückständen, d.h. an gefilterten und eingedampften Schnee- und Regenwasserproben vorgenommen. Die wasserunlöslichen Bestandteile des atmosphärischen Aerosols wurden hierbei nur bei den Messungen [1972b] in die Untersuchungen miteinbezogen. Es wäre hier noch zu bemerken, daß durch Rainout- und Washoutprozesse zwar eine Auswahl unter den im Niederschlag inkorporierten Aerosolpartikeln getroffen wird, da aber der Rainout-d.h. der Kondensationsprozeß die wesentliche Rolle spielt, sind im Niederschlag vorwiegend die Riesenkerne und die meisten Großkerne ( $r > 0,5 \mu$ ) zu finden, die den Hauptanteil der Masse der Aerosolpartikel stellen [JUNGE, 1963; GEORGII, 1965]. Der Fehler, der durch das Fehlen der Aitkenkerne verursacht wird, kann daher vernachlässigt werden. HÄNEL [1968], FISCHER [1970], FISCHER und HÄNEL [1972] benutzen Impaktoren zum Sammeln der Aerosolteilchenproben. Hierbei gelangen nur Teilchen mit einem Radius  $r > 0,15 \mu$  zur Abscheidung und damit zur Messung. Was soeben im Hinblick auf das Fehlen der Aitkenkerne gesagt wurde, gilt hier gleichermaßen.

Die Aerosolgrößenverteilung bleibt unverändert bei optischen Methoden, die das Aerosol in seiner natürlichen Umgebung, d.h. im luftgetragenen Zustand belassen [ROSENBERG, 1967; EIDEN, 1970].

Trotz unterschiedlicher Meßmethoden liegen alle Werte für den reellen Brechungsindex im sichtbaren Spektralbereich für „trockene“ Aerosolpartikel um  $n=1,53$ . Ein

Tabelle 1: Meßwerte des mittleren komplexen Brechungsindex atmosphärischer Aerosolteilchen  
 ( $n$  = reeller Brechungsindex,  $n\kappa$  = Absorptionskoeffizient,  $\lambda$  = Wellenlänge,  $rF$  = relative Feuchte)  
 Measured values of the mean complex index of refraction of atmospheric aerosol particles  
 ( $n$  = real index of refraction,  $n\kappa$  = absorption coefficient,  $\lambda$  = wavelength,  $rF$  = relative humidity)

Autor	$n$	$n\kappa$	$\lambda$ [ $\mu$ ]	$rF$ [%]	Meßmethode / Ort der Probenahme
F. VOLZ [1954]	1,53	—	0,589	0	Abbe-Refraktometermessung an Niederschlagsrückständen / Frankfurt, Arosa
F. VOLZ [1957]	—	0,0074—0,006	0,4—0,8	0	Durchlicht-Absorptionsmessung an Niederschlagsrückständen / Mainz-Stadt, Mainz-Land, Zugspitze, Föhr, Tromsø
R. EIDEN [1966]	1,50—1,44	0,01—0,1	0,45—0,65	60—80	Streustrahlungsmessungen an atmosphärischen Aerosolpartikeln im luftgetragenen Zustand / Mainz
G. HÄNEL [1968]	1,57	—	0,589	40	Abbe-Refraktometermessungen an Impaktor-Sammelproben / Mainz
K. FISCHER [1970]	—	0,013—0,061	0,41—0,92	35	Absorptionsmessung an Impaktor-Sammelproben im Kugelphotometer / Mainz
K. FISCHER, G. HÄNEL [1972]	1,56—1,35	a) 0,004—0,073 b) 0,003—0,030	0,589	0,0—96	Abbe-Refraktometer- ( $m$ ) und Kugelphotometermessung ( $m\kappa$ ) an Impaktor-Sammelproben (maritimes Aerosol) a) ,normal', b) mit Saharastaub / Atlantik
F. VOLZ [1972a, b]	1,0—2,6	0,004—0,32	2,5—40	0	Reflexionsmessungen an plangepreßten Niederschlagsrückständen ( $m$ ), Transmissionsmessungen an mit Niederschlagsrückständen dotierten (10%) KBr-Tabletten ( $m\kappa$ ) / Bedford, U.S.A., Tropen / Arktis

Vergleich dieses Wertes mit dem mittleren Brechungsindex von Quarz ( $n_{\text{Quarz}}=1,55$ ) scheint die Vermutung zu stützen, daß zumindest die bodennahen Aerosolpartikel vorwiegend aus Mineralen der Erdoberfläche, z.B. Quarziten, bestehen. Dies ist jedoch ein Trugschluß, da, wie VOLZ [1954] zeigte, für eine ganze Reihe organischer und anorganischer Substanzen, die in Aerosolteilchen nachgewiesen wurden, der reelle Brechungsindex im sichtbaren Spektralbereich bei  $n=1,5$  bis  $1,6$  liegt. Ähnliche Werte für im Aerosol vorhandene Mineralien sind auch bei HOIDALE und SMITH [1968] zusammengestellt und bestätigen ebenfalls den erwähnten Sachverhalt. Das erklärt auch, warum bisher im sichtbaren Spektralbereich keine signifikanten Unterschiede im reellen Brechungsindex trockener Partikel „reiner“ und verschmutzter Luft und auch keine geographischen Unterschiede gefunden wurden.

Eine Abhängigkeit des reellen Brechungsindex von der Wellenlänge im sichtbaren Spektralbereich wurde bisher ebenfalls nicht gefunden.

Die Messungen des Absorptionsindex  $\kappa$  (bzw. des Absorptionskoeffizienten  $n\kappa$ ) zeigen dagegen stets im sichtbaren Spektralbereich eine signifikante Wellenlängenabhängigkeit, die aber je nach Herkunft der Probe verschieden sein kann. EIDEN [1966] und FISCHER [1970] fanden einen mit der Wellenlänge zunehmenden Absorptionskoeffizienten. Meßergebnisse an kontinentalem Stadtaerosol (Mainz) von FISCHER sind in Abb. 3 wiedergegeben. Allerdings wird hier nicht der Absorptionskoeffizient  $n\kappa$ , sondern die Absorptionskonstante  $K$  zur Charakterisierung der Absorptionseigenschaft benutzt. Die Absorptionskonstante  $K$  hat den Vorteil, direkt über die Wellenlängenabhängigkeit der in der untersuchten Substanz absorbierten Energie Auskunft zu geben. Beide Größen sind durch die Beziehung  $K=4\pi n\kappa/\lambda$  miteinander verknüpft. Die Meßkurven in Abb. 3 laufen in guter Näherung parallel zur Abszisse. Das bedeutet, daß die absorbierte Energie im angegebenen Spektralbereich ( $0,4\ \mu < \lambda < 1,0\ \mu$ ) unabhängig von der Wellenlänge ist, d.h. es liegt „graue“ Absorption vor. Dieser Befund bestätigt also die Annahmen der in der Einleitung genannten Arbeiten. Es existieren jedoch auch Messungen, die die entgegengesetzte Tendenz zeigen. VOLZ [1957] fand für Proben von verschiedenen Meß-Stellen innerhalb Europas, daß der Absorptionskoeffizient mit der Wellenlänge auch konstant bleiben oder schwach abnehmen kann, was für die Absorptionskonstante  $K$  bzw. für die absorbierte Energie eine Wellenlängenabhängigkeit proportional  $1/\lambda$  bedeutet. FISCHER [1972] stellte bei Untersuchungen von Aerosolproben, die während der Atlantischen Meteor-Expedition 1969 (APEX) gesammelt wurden und die einen hohen Prozentsatz an Saharastaub enthielten [JAENICKE, JUNGE und KANTER, 1971] fest, daß im Gegensatz zu seinen sonstigen Messungen an See- und Kontinental-aerosolproben sich hier von  $\lambda=0,45\ \mu$  ab zu kleineren Wellenlängen hin wieder ein schwacher Anstieg zeigte.

Im Gegensatz zum reellen Brechungsindex scheinen sich beim Absorptionskoeffizienten auch geographische Unterschiede bemerkbar zu machen, begründet in einer abweichenden chemischen Zusammensetzung der Aerosolpartikel (s. Tabelle 1).

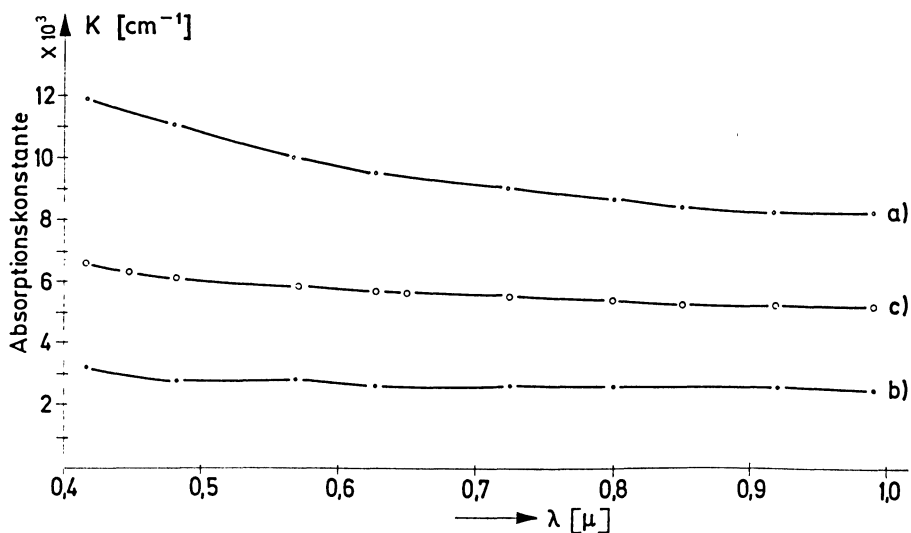


Abb. 3: Absorptionskonstante  $K$  atmosphärischer Aerosolpartikeln in Abhängigkeit von der Wellenlänge  $\lambda$  im sichtbaren und nahen infraroten Spektralbereich gemessen in Mainz. Relative Feuchte  $rF=35\%$ , a) und b) Extremwerte, c) „Normalwerte“. Nach FISCHER [1970]

The absorption constant  $K$  of atmospheric aerosol-particles as a function of wavelength  $\lambda$  in the visible and near infrared spectral range measured in Mainz. Relative humidity  $rF=35\%$ , a) and b) extreme values, c) "normal values". After FISCHER [1970]

Im Vergleich zum sichtbaren und nahen infraroten Spektralbereich ( $0,4 \mu < \lambda < 1,0 \mu$ ) zeigen die einzigen bisher vorliegenden Messungen des komplexen Brechungsindex [VOLZ, 1972a, b] im fernerem Infrarot ( $2,5 \mu < \lambda < 40,0 \mu$ ) ein vollkommen anderes Bild. Die in Abb. 4 und 5 wiedergegebenen Meßergebnisse besitzen einen ausgeprägten selektiven Charakter. Von „grauer“ Absorption kann hier entgegen dem Befund und der Forderung von ROACH *et al.* [1958] nicht mehr gesprochen werden. Im Gegenteil, gerade im Fensterbereich existiert eine besonders starke Absorptionsbande mit einer geradezu klassischen Anomalie des reellen Brechungsindex  $n$ . Nach VOLZ [1972c] ist diese Bande den in den Partikeln enthaltenen Sulfaten zuzuordnen. Wasserlösliche und -unlösliche Anteile der Proben wurden getrennt untersucht. Sie besitzen dasselbe Grundverhalten, unterscheiden sich jedoch in ihrer „Feinstruktur“.

Bei den von VOLZ [1972a, b] im infraroten Spektralbereich untersuchten Aerosolteilchenproben wurden, obwohl sie von verschiedenen Punkten der Erdoberfläche stammten, keine prinzipiellen Unterschiede gefunden. Es zeigten sich lediglich Änderungen nach Starkwindperioden, die auf einen erhöhten Gehalt an Mineralien hindeuten. Dies ergibt ein Vergleich mit den Transmissionsspektren von unmittelbar

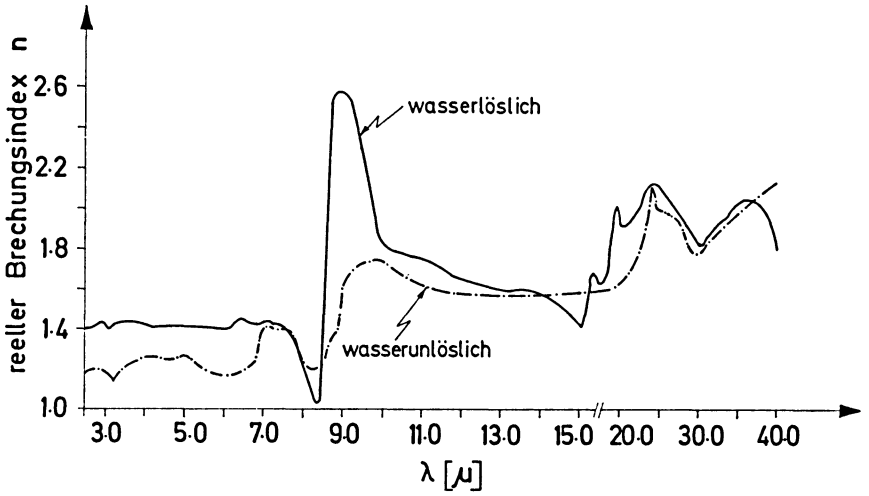


Abb. 4: Spektrale Abhängigkeit des reellen Brechungsindex  $n$  des wasserlöslichen und wasserunlöslichen Anteils atmosphärischer Aerosolpartikeln in Niederschlagsproben. Nach VOLZ [1972b]

Spectral distribution of the real index of refraction  $n$  of the water soluble and insoluble part of aerosol particle sample from precipitation. After VOLZ [1972b]

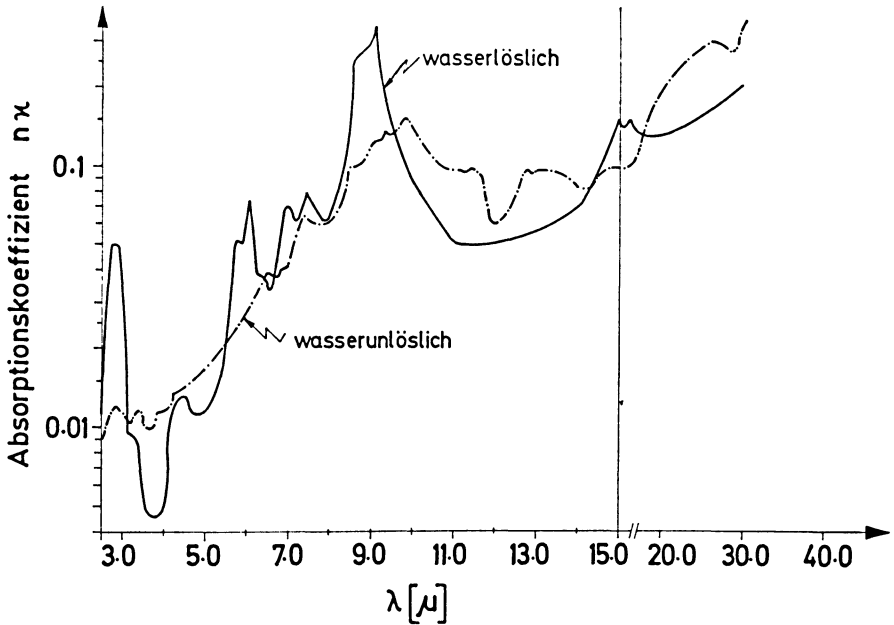


Abb. 5: Spektrale Abhängigkeit des Absorptionskoeffizienten  $n\kappa$  des wasserlöslichen und wasserunlöslichen Anteils atmosphärischer Aerosolpartikeln in Niederschlagsproben. Nach VOLZ [1972b]

Spectral distribution of the absorption coefficient  $n\kappa$  of the water soluble and insoluble part of aerosol particle sample from precipitation. After VOLZ [1972b]

über dem Wüstenboden gesammelten Aerosolteilchenproben [HOISDAL und BLANCO, 1969] und mit Bodestaubproben [FLANIGAN und DELONG, 1971].

Zur Bestimmung des Absorptionskoeffizienten  $n \kappa$  nach FISCHER [1970] und VOLZ [1972b] muß die mittlere Dichte des Teilchenmaterials bekannt sein. Sie wurde von HÄNEL [1966] für trockene Aerosolproben mit  $\rho = 3,03 \text{ g cm}^{-3}$  (Mainz), nach einer verbesserten Methode [1972] mit  $\rho = 2,85 \text{ g cm}^{-3}$  (Mainz) und  $\rho = 1,85 \text{ g cm}^{-3}$  (Hohenpeißenberg) angegeben. Für die während der Meteor-Forschungsreise [1969] gesammelten Proben ergaben sich  $\rho = 2,64 \text{ g cm}^{-3}$  für maritimes Aerosol und  $\rho = 2,45 \text{ g cm}^{-3}$  für maritimes Aerosol plus Saharastaub. VOLZ [1972b] fand Werte für die wasserlösliche Trockenprobe, die sich zwischen  $\rho = 1,76 \text{ g cm}^{-3}$  und  $\rho = 1,96 \text{ g cm}^{-3}$  bewegten, die aber wie der Absorptionskoeffizient keine Ortsabhängigkeit zeigten.

### c) Die Feuchteabhängigkeit

Größe und optische Eigenschaften des atmosphärischen Aerosols hängen in starkem Maße von der relativen Luftfeuchte ab. Dies wird augenfällig bei Sichtbeobachtungen sowohl über Land [BULLRICH, 1963; ROSENBERG, 1967; KASTEN, 1968] als auch über See [RUPPERSBERG, 1971]. Allgemein nimmt mit zunehmender Feuchte die Sichtweite ab.

Erste systematische Untersuchungen an atmosphärischen Aerosolpartikeln wurden von JUNGE [1952a, b] durchgeführt. Sie umfaßten das gesamte Teilchenspektrum und führten zur Mischkerntheorie. Sie besagt, daß im Mittel Aerosolteilchen aus einem Konglomerat wasserlöslicher und -unlöslicher Substanzen mit den verschiedensten chemischen Eigenschaften bestehen. Entsprechend liegen die Feuchtwachstumskurven der atmosphärischen Aerosolteilchen zwischen denen absolut löslicher und denen unlöslicher Teilchen. Trotz erheblicher Unterschiede von Probe zu Probe lassen die Feuchtwachstumskurven erkennen, daß das kontinentale Aerosol mehr wasserunlösliche, das Seeaerosol mehr wasserlösliche Bestandteile enthält. Generell setzt ein merkliches Anwachsen des Teilchendurchmessers erst bei einer relativen Feuchte  $rF \approx 70\%$  ein.

WINKLER [1969, 1970] hat diese Untersuchungen wieder aufgenommen und weitergeführt. Er zeigte, daß der Mischkerncharakter, zumindest für Teilchen  $r > 0,08 \mu$ , wesentlich die Form der Wachstumskurven bestimmt. Zum Beispiel nehmen Partikel, die aus einem einzigen Salz bestehen, mehr Wasser auf und wachsen schneller mit der relativen Feuchte als Teilchen aus Gemischen verschiedener Salze. In diesem Zusammenhang wurden auch die Hysteresiserscheinungen an atmosphärischen Partikeln untersucht [JUNGE, 1952; ORR, BURSON und KENG, 1967; NIX, 1969]. Darunter versteht man die Eigenschaft, bei abnehmender relativer Feuchte weniger Wasser abzugeben als bei Zunahme aufgenommen wurde (Abb. 6). Dieses Verhalten läßt sich aus einer Übersättigung des Lösungszustandes des Teilchens bei Abnahme der relativen Feuchte erklären. Einen Grund für den Übersättigungszustand selbst anzugeben, war nicht möglich.



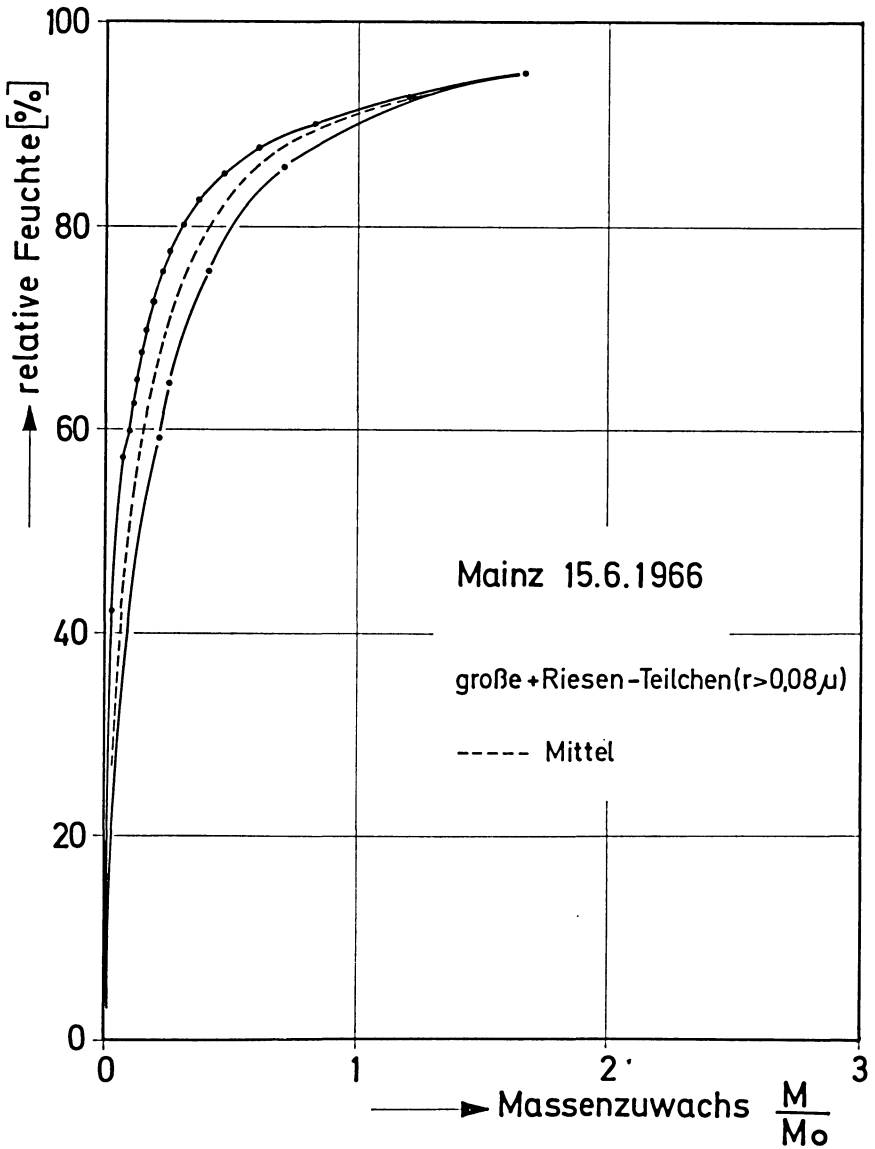


Abb. 6: Massenwachstumskurve und „Hysteresis“ einer natürlichen kontinentalen Aerosolteilchenprobe bei zunehmender (-----) und bei abnehmender relativer Feuchte (-·-·-·-). Nach WINKLER [1967].  $M_0$ =Trockenmasse,  $M = M_h - M_0$ =Differenz von Feuchte- ( $M_h$ ) und Trockenmasse ( $M_0$ )

Growth of mass and hysteresis of a sample of natural continental aerosol particles with increasing (-----) and decreasing relative humidity (-·-·-·-). After WINKLER [1967].  $M_0$ =mass of dry sample,  $M = M_h - M_0$ =difference of masses of humid ( $M_h$ ) and dry ( $M_0$ ) sample

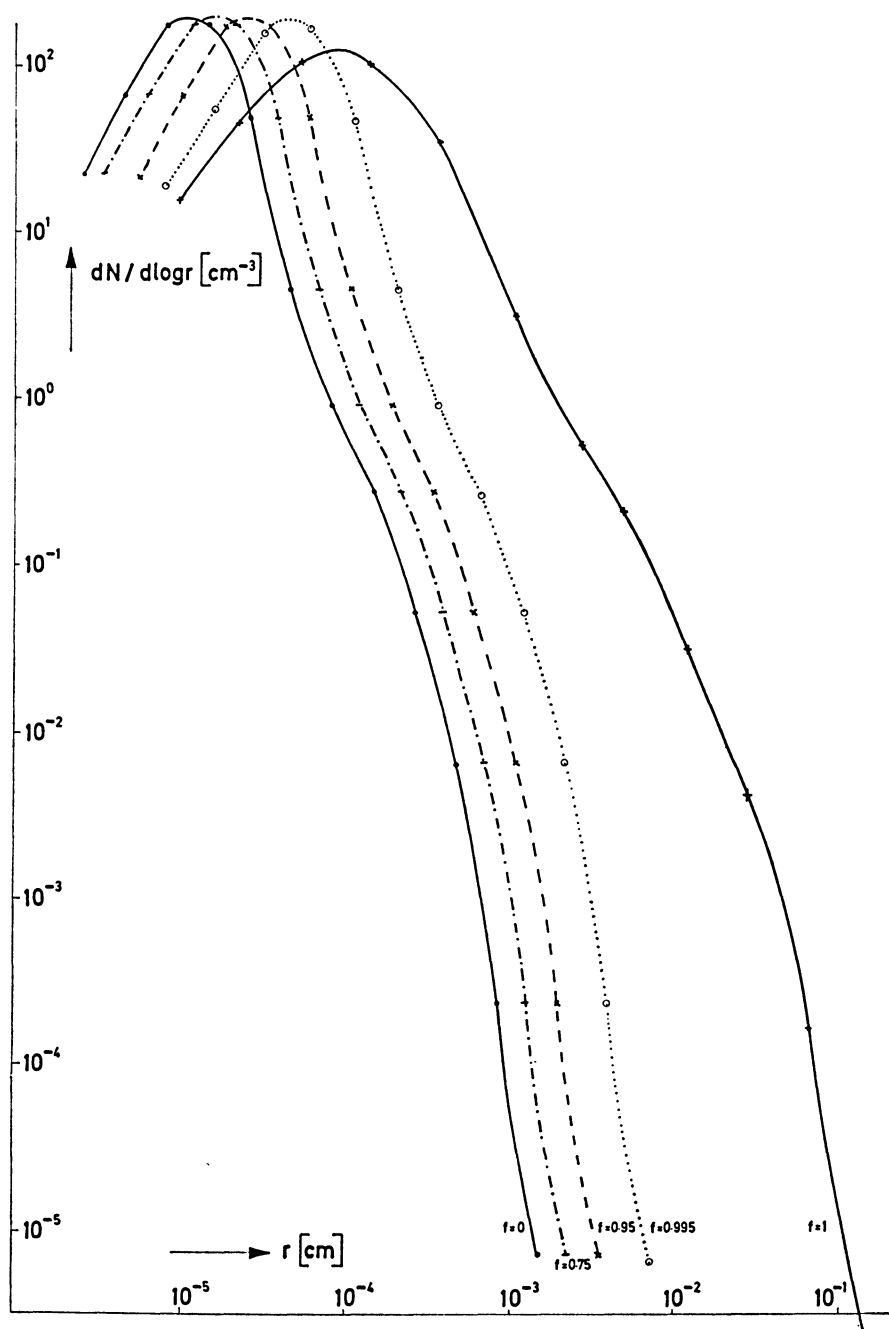


Abb. 7

Eine empirisch-analytische Beschreibung des Teilchengrößenwachstums mit der relativen Feuchte wurde von HÄNEL [1970] unter Verwendung und geeigneter Modifizierung des Raoult'schen Gesetzes gegeben. Die danach berechnete Veränderung der maritimen Aerosolgrößenverteilung mit Änderung der Feuchte ist in Abb. 7 dargestellt [HÄNEL, 1972 b].

Durch den Lösungsvorgang bzw. die Anlagerung und Absorption von Wasser an der Oberfläche der Teilchen ändern sich natürlich auch deren optische Eigenschaften. VOLZ [1954, 1957] und EIDEN [1966] stellten bei ihren Messungen fest, daß im sichtbaren Spektralbereich wie zu erwarten mit zunehmender relativer Feuchte der reelle Brechungsindex sich auf den des reinen Wassers ( $n=1,33$ ) hin verschiebt und der Absorptionsindex gegen Null strebt ( $\kappa \rightarrow 0$ ). Genauere Untersuchungen über die Abhängigkeit der optischen Konstanten von der relativen Luftfeuchte wurden von HÄNEL [1968, 1972 a] angestellt und durch eine empirische-analytische Beziehung, die unter Beachtung des Mischkerncharakters auf der verallgemeinerten Dale-Gladstonschen Mischungsregel [BODMANN, 1969] beruht, beschrieben.

Es ist in diesem Zusammenhang noch zu beachten, daß für das Streu- und Absorptionsverhalten eines Aerosolpartikels nicht nur seine mittleren Materialeigenschaften, sondern auch seine geometrische Struktur maßgeblich und zu beachten sind [GÜTLER, 1953]. Dies zeigten FENN und OSER [1965] an dem Beispiel eines Kohlepartikels mit Wasserhaut. Solange die entstehende Wasserhaut dünn im Vergleich zum Teilchenradius ist, nimmt die Absorption noch zu, auch wenn die absorbierende Kernmasse bei konstantem Teilchenaußenradius insgesamt abnimmt. Sie kann bis 10% über der Absorption des homogenen absorbierenden Teilchens liegen. Es handelt sich um eine Art Wellenleitereffekt, wobei die überhöhte Absorption durch Mehrfachreflexion im Wassermantel des Teilchens zustandekommt.

### 3. Modellrechnungen zur Erfassung des Einflusses atmosphärischen Aerosols

Da es meßtechnisch nicht oder noch nicht möglich ist, den Einfluß der Aerosolteilchen direkt zu erfassen, sind wir gezwungen, uns an Hand von Modellrechnungen einen Einblick in die physikalischen Vorgänge innerhalb und am Rande der Atmosphäre zu verschaffen. Das Modell der Atmosphäre, das dabei den Rechnungen zugrunde gelegt wird, ist ein Kompromiß zwischen den physikalischen Parametern, die zur Bestimmung der interessierenden Größe, hier des Energieumsatzes notwendig und bekannt sind und dem diese Größen verknüpfenden mathematischen Formalismus.

Abb. 7: Veränderung der maritimen Aerosolgrößenverteilung mit der relativen Feuchte. Nach HÄNEL [1972 b]

Change of maritime aerosol size distribution with relative humidity. After HÄNEL [1972 b]

Der zunehmende Kenntnisstand erlaubt dann eine fortschreitende Verfeinerung des Modells und eine sukzessive Anpassung an die reale Atmosphäre.

### a) Die Strahlungsübergangsgleichung

Die Ausbreitung elektromagnetischer Strahlung in einem extingierenden Medium wird durch die Strahlungsübergangsgleichung [CHANDRASEKHAR, 1950] beschrieben:

$$dI_{\lambda} = -k_{\lambda}(I_{\lambda} - J_{\lambda}) ds; \quad J_{\lambda} = J_{\text{pst}} + J_{\text{mst}} + J_{\text{eig}}. \quad (1)$$

Das heißt, die Änderung elektromagnetischer Strahlung der Strahldichte  $I_{\lambda}$  auf dem Wegelement  $ds$  in Ausbreitungsrichtung beim Durchgang durch eine extingierende Schicht ist proportional der Strahldichte der einfallenden Strahlung selbst, vermindert um eine Strahlung der Strahldichte  $J_{\lambda}$ , deren Quelle die durchstrahlte Schicht ist. Der Proportionalitätsfaktor, der Extinktionskoeffizient  $k_{\lambda}$ , setzt sich aus dem Streukoeffizienten  $k_{\lambda\text{st}}$  und dem Absorptionskoeffizienten  $k_{\lambda\text{abs}}$  additiv zusammen.  $J_{\lambda}$  wird als Quellfunktion bezeichnet. Sie läßt sich in drei Terme zerlegen, die die folgende physikalische Bedeutung besitzen: Term I erfaßt die von der direkten Sonnenstrahlung, die aus einer bestimmten Richtung einfällt, an den Elementen der Schicht in Richtung von  $ds$  gestreute Strahlung (Primärstreuung  $J_{\text{pst}}$ ). Term II berücksichtigt die Streuung der diffusen, aus allen Richtungen einfallenden Strahlung in Richtung von  $ds$  (Mehrfachstreuung  $J_{\text{mst}}$ ). Term III liefert den Beitrag der isotropen Eigenstrahlung, die von der betrachteten Schicht, z. B. von den in ihr enthaltenen Aerosolteilchen in Richtung von  $ds$  abgegeben wird ( $J_{\text{eig}}$ ). Gl. (1) ist im allgemeinsten Fall eine Integrodifferentialgleichung, die für die dem Problem adäquaten Randbedingungen zu lösen ist. Eine allgemeine Lösung ist im Falle atmosphärischer Probleme nicht bekannt. Unter geeigneten vereinfachenden Annahmen können aber die prinzipiellen Vorgänge studiert werden.

Im Rahmen der hier interessierenden Probleme kann die Atmosphäre als ein planparalleles, unendlich ausgedehntes Medium angesetzt werden, wobei angenommen wird, daß die physikalischen Eigenschaften, z. B. die räumliche Variation der Aerosolkonzentration nur eine Funktion der Höhe  $z$  und nicht der übrigen Ortskoordinaten sind.

Die Atmosphäre wird an ihrem Oberrand von einer ebenen, nichtpolarisierten Welle durchsetzt, die durch Streuprozesse an Aerosolteilchen teilweise in diffuse Strahlung umgesetzt wird. Diffuse Strahlung dringt von außen her nicht durch den Oberrand in die Atmosphäre ein.

Als Randbedingung am Erdboden wird von den meisten Autoren eine richtungsunabhängige, Lambertsche Reflexion angenommen. Davon abweichend benutzte HEGER [1972] für die feste Erdoberfläche eine anisotrope Reflexion, die von BLÄTTNER [1968, 1972] an verschiedenen Bodenproben gemessen wurde. Für die Meeresoberfläche berechnete und benutzte RASCHKE [1972] eine Fresnelsche Reflexion unter

der Annahme, daß die Neigungen ebener Flächenelemente, aus denen man sich die Meeresoberfläche zusammengesetzt denken kann, eine Gaußverteilung bilden.

Die Strahlungsübergangsgleichung wird im allgemeinen durch Algebraisierung oder Ansätze mit Eigenfunktionen gelöst. Einen anderen Weg gehen KATTAWAR und PLASS [1968], sowie WELLS und COLLINS [1966]. Sie benutzen Monte-Carlo-Methoden, die die Bahn von Photonenströmen durch ein extingierendes Medium durch Zufallsereignisse simulieren.

Eine Vereinfachung der Lösung ergibt sich dadurch, daß der langwellige Spektralbereich ( $\lambda > 3 \mu$ ) und der kurzwellige ( $\lambda \leq 3 \mu$ ) unabhängig voneinander behandelt werden können. Im langwelligen Spektralbereich können die Streuvorgänge am Aerosolteilchen gegenüber den Emissionsvorgängen vernachlässigt werden. Es werden Term I und II der Quellfunktion  $J$  vernachlässigt. Außerdem entfällt hier die direkte Sonnenstrahlung. Im kurzwelligen Spektralbereich spielt dagegen die Emission der Teilchen und Gase keine Rolle.

Zur analytischen Behandlung der Streu- und Absorptionsvorgänge am Einzelteilchen wird die Miesche Theorie [MIE, 1908] eingesetzt, die aber exakt nur auf homogene, sphärische Partikel anwendbar ist. Nun sind die atmosphärischen Aerosolteilchen im wesentlichen Mischkerne, also keineswegs homogen. Es finden sich die verschiedensten Formen, wie Kuben, Stäbchen, unregelmäßige, porige und flockige Teilchen, auch Tropfenformen. Wie die jahrelange Beschäftigung mit der Mietheorie und ihre Anwendung auf Streuvorgänge auch in der Atmosphäre zeigen, stellt sie jedoch eine gute Näherung an die realen Verhältnisse dar [VAN DER HULST, 1957; BULLRICH, 1964; HOLLAND und GAGNE, 1970].

Ihre Verwendung rechtfertigt sich erst recht dann, wenn eine Population unregelmäßig geformter, aber statistisch orientierter und verteilter Teilchen vorliegt.

Analytische Ansätze zur Beschreibung nichtsphärischer Teilchen existieren zwar, sind aber mathematisch bedeutend unhandlicher [z.B. MÖGLICH, 1927; YAMAMOTO und ASANO, 1972].

### *b) Ergebnisse der Modellrechnungen*

Die Lösung der Strahlungsübergangsgleichung beschreibt je nach Lösungsansatz die Verteilung der Strahlungsdichte in bzw. an den Rändern der Atmosphäre. Die Integration der Vertikalkomponenten der Strahlungsdichte über alle Raumwinkel liefert den Strahlungsfluß  $F_\lambda(z)$ . Die Ableitung  $dF_\lambda(z)/dz$  ergibt die Divergenz des Strahlungsflusses. Die Integration der Divergenz über die Wellenlänge führt über die Umrechnung der Strahlungs- in Wärmeenergien auf die Erwärmungs- oder Abkühlungsraten der Atmosphäre in Abhängigkeit von der Höhe  $z$ . Absorbiert das atmosphärische Aerosol nicht, dann ist die aerosolbedingte Strahlungsdivergenz für alle  $z$   $dF_\lambda(z)/dz=0$ .

Die ersten Lösungsansätze der Strahlungsübergangsgleichung für eine aerosolhaltige, dunstige Atmosphäre im kurzwelligen Spektralbereich vernachlässigten die

Mehrfachstreuung ( $J_{\text{mst}}=0$ ). In diesem Falle läßt sich eine geschlossene analytische Lösung angeben [DIETZE, 1957; BULLRICH, 1964]. Numerische Ergebnisse für verschiedene schematisierte Größenverteilungen nach JUNGE [1963], einer exponentiellen Höhenabnahme der Aerosolkonzentration, für einen reellen Brechungsindex von  $n=1,5$  und für verschiedene Sonnenstände, Wellenlängen und Aerosolkonzentrationen wurden von DE BARY, BRAUN und BULLRICH [1965] gegeben. Der Vergleich der hier angegebenen und berechneten Strahlungsdichten mit Meßwerten zeigte eine gute qualitative Übereinstimmung. Die Absolutbeträge der Meßwerte liegen jedoch bedeutend, zum Teil mehr als 100% über den theoretischen Werten. DE BARY [1964] schätzte den Anteil der Mehrfachstreuung mit Hilfe der schon bekannten Mehrfachstreuung in einer reinen Molekülatmosphäre [COULSON, DAVE, SEKERA, 1960] ab und gab Korrekturwerte für die nach der Primärstreuungstheorie berechneten Werte an. Eine weitere Verbesserung stellen die Arbeiten von HEGER [1969, 1971] dar, der durch mehrfache Anwendung der Formeln für die Einfachstreuung die Zweifach- und Dreifachstreuung berücksichtigte und einen Einblick in die Gewichtung der Einzelstreuvorgänge im Gesamtstreuvorgang ermöglicht. In den letzten Jahren wurden auch Lösungen der Strahlungsübergangsgleichung mit Erfassung der Mehrfachstreuvorgänge in einer wolkenfreien Atmosphäre veröffentlicht [KATTAWAR und PLASS, 1968; HANSEN, 1969; PLASS und KATTAWAR, 1970; HOVENIER, 1971; HERMAN, BROWNING und CURRAN, 1971; BLÄTTNER, COLLINS, WELLS, 1971; TANAKA, 1971 a, b]. Diesen Rechnungen ist gemeinsam, daß sie eine Absorption der Aerosolteilchen noch nicht berücksichtigen und nur die Strahldichteverteilung an den Rändern der Atmosphäre für verschiedene Aerosolgrößen- und Höhenverteilungen angeben. Die Ergebnisse dienen im wesentlichen der Interpretation von Strahlungsdichtemessungen des Himmels, um Aufschluß über die Verteilung des Aerosols in der Atmosphäre zu erhalten. Die ganze vom System Erde-Atmosphäre aufgenommene Energie kommt dabei der festen Erde oder dem Meer zugute. RASCHKE [1972] berücksichtigt neben den Mehrfachstreuvorgängen auch die Absorption des atmosphärischen Aerosols. Betrag und Verteilung des Energiegewinns durch Strahlung wird jedoch nur für das angrenzende Meer gegeben.

Der Energiegewinn der Atmosphäre durch Aerosolabsorption wurde von QUENZEL [1968] mit Hilfe der Extinktion direkten Sonnenlichtes beim Durchgang durch die Atmosphäre abgeschätzt. Er findet, daß bei einem Absorptionsanteil von ca. 40% der Dunstextinktion der Atmosphäre im Mittel ca.  $0,05 \text{ cal/cm}^2 \text{ min}$  zugeführt werden. Die Frage nach den Folgen der zunehmenden Luftverschmutzung auf die Energiebilanz nahe der Erdoberfläche bestimmt die nächsten Untersuchungen. ATWATER [1970] und MITCHEL [1971] schließen aus dem Verhältnis der vom bodennahen Aerosol absorbierten zur zurückgestreuten Energie der Sonnenstrahlung unter Berücksichtigung der Reflexions- und der Verdunstungsvorgänge an der Erdoberfläche, daß eine Erhöhung der Aerosolkonzentration in Bodennähe zu einer Erwärmung der bodennahen Luftschichten führt. Über Wüsten oder auch Stadtlandschaften kann es auch zur Abkühlung kommen. Streustrahlungsvorgänge wurden bei diesen

Betrachtungen nicht beachtet. RASOOL und SCHNEIDER [1971] errechneten mit Hilfe einer ähnlichen Betrachtungsweise, daß als Folge der Luftverschmutzung sich die Erdoberfläche abkühlen wird, und zwar um  $3,5\text{ }^{\circ}\text{C}$  für den Fall einer Zunahme der gegenwärtigen Aerosolkonzentration um den vierfachen Betrag. In einem differenzierteren Modell untersucht ATWATER [1971] das Zusammenspiel von gasförmigen Bestandteilen und Aerosolteilchen im sichtbaren und infraroten Spektralbereich in einer 50 m hohen Schicht der unteren Troposphäre. Um deutliche Effekte zu erhalten, wurden extrem hohe Werte für Aerosol- und Gaskonzentration ( $\text{NO}_2$ ,  $\text{SO}_2$ ,  $\text{O}_3$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ -Dampf,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{CO}$ ) angenommen. Von Bedeutung ist daher nur die vergleichende Aussage, daß neben den luftverunreinigenden Gasen auch Aerosolpartikel Temperaturänderungen in der betrachteten Schicht hervorrufen, die von der gleichen Größenordnung wie die des Wasserdampfes sind. Generell ist jedoch von derartigen Abschätzungen zu sagen, daß sie zwar in der Lage sind, Initialtendenzen sichtbar zu machen, quantitative realistische Aussagen über Langzeiteffekte können wegen der übersteigerten und allzu groben Modellannahmen kaum gewonnen werden. Wie empfindlich z. B. die Aerosolgrößenverteilung Modellergebnisse beeinflussen kann, zeigten NEWELL und GRAY [1972]. Sie untersuchten im Zusammenhang mit der Erwärmung der Stratosphäre nach Ausbruch des Vulkans Agung den Einfluß der Aerosolschicht in 18 km Höhe. Die Erwärmungsraten, die sie für diese Höhe dabei errechneten, differierten von  $10^{-3}$  bis  $10^0\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{Tag}$ , je nachdem ob bei gleichen Teilchenkonzentrationen eine flache Größenverteilung mit starker Gewichtung großer Teilchen oder eine steile mit mehr Aitkenteilchen angenommen wurde.

Detaillierter und zunehmend realistischer sind die folgenden Arbeiten. KATTAWAR und PLASS [1971] untersuchten die Eigenstrahlung der Atmosphäre im Spektralbereich um  $\lambda = 6\text{ }\mu$ . Die Aerosolpartikel werden als Schwarzstrahler betrachtet. Als Modellannahmen werden Temperatur-, Druck- und Wasserdampfverteilungen der U.S. Standardatmosphäre 1962, die Aerosolgrößenverteilung (C) nach DEIRMENDJIAN [1969], die als realistisch für kontinentale (C) Verhältnisse anzusehen ist, und die Höhenverteilung nach ELTERMANN [1964] benutzt. Die Strahlungsdichten am Ober- und Unterrand der Atmosphäre werden unter Berücksichtigung von Mehrfachstreuung, Lambertscher Erdbodenalbedo und Schichtwolken berechnet. (Die Erdbodenalbedo ist definiert als das Verhältnis des an der Erdoberfläche reflektierten zum einfallenden Strahlungsfluß.) Wolken vermindern, wie zu erwarten, die planetarische Emission. Im Falle einer hohen optischen Dicke des Wasserdampfes ( $>1$ ) spielen Erdbodenalbedo und Aerosol keine Rolle. Mit sinkendem Wasserdampfgehalt gewinnt zunächst die Erdbodenalbedo und erst bei verschwindendem Wasserdampf auch noch das Aerosol an Bedeutung. JOSEF [1971] berechnet die Abkühlung einer 1 km dicken, an die Meeresoberfläche angrenzenden Schicht, durch thermische Emission des maritimen Aerosols im Fensterbereich der Atmosphäre ( $8\text{ }\mu \leq \lambda \leq 12\text{ }\mu$ ). Aerosolgrößenverteilung für maritime Verhältnisse, Teilchenkonzentrationen und komplexer Brechungsindex (für Wasser) wurden nach DEIRMENDJIAN [1969] gewählt. Mehrfachstreuungsprozesse wurden vernachlässigt. Unter Berücksichtigung der Wasser-

dampf- und Kohlendioxydemission werden Abkühlungsraten von 2,4 °K/Tag bis zu 3,8 °K/Tag (bei vierfacher Teilchenzahl) erhalten. Die dabei vom maritimen Aerosol allein verursachten Abkühlungsraten liegen zwischen 0,4 °K/Tag und 1,42 °K/Tag.

ZDUNKOWSKI und MCQUAGE [1972] gehen schon über die bloße Erfassung des unmittelbaren Energiegewinns hinaus und versuchen die Folgeeffekte der aerosolbedingten Erwärmung der Atmosphäre zu beschreiben. Neben der Strahlungsübergangsgleichung für den kurzwelligen und langwelligen Spektralbereich werden die Gleichungen für Wärmeleitung, Eddy-Diffusion und Windfeld näherungsweise gelöst. Die Aerosolteilchen, deren Konzentration zur Simulation winterlicher Verhältnisse um eine Größenordnung über den Normalwerten angenommen wird, werden als reine Wassertröpfchen behandelt [ZDUNKOWSKI und WEICHEL, 1971]. Wird als Startzeitpunkt der Sonnenuntergang an einem Januartag gewählt, dann besitzt die Erdoberfläche (Quarzsand) zur Zeit des Sonnenaufgangs am folgenden Morgen bei dunstiger aber wolkenloser Atmosphäre eine um 2 °C höhere Temperatur als im Falle einer dunstfreien Atmosphäre. Dies ändert sich jedoch schon am zweiten und dritten Versuchstag. Die Temperaturen liegen jetzt bei Sonnenaufgang um 2 bzw. 4 °C tiefer. Die Mittagstemperaturen liegen während des ganzen Zeitraums bei Dunst stets tiefer, nach drei Tagen bereits um 19 °C. Weiterhin werden die Windverhältnisse während des Tages durch die Existenz des Dunstes deutlich beeinflusst.

Massen- und Energietransportvorgänge als Folge der Absorption von Strahlungsenergie in Aerosolteilchen und Gasen werden von BERGSTROM [1972] für stark verunreinigte Stadtatmosphäre mit in Betracht gezogen.

Umfangreiche Rechnungen über Strahlungsvorgänge auch im Innern der Atmosphäre in Abhängigkeit vom atmosphärischen Aerosol im sichtbaren Spektralbereich liegen von ESCHELBACH [1972] vor. Zur besseren Illustration der vom Aerosol unmittelbar kontrollierten energetischen Vorgänge seien sie hier eingehender dargestellt. Einige der angeführten Ergebnisse werden in diesem Zusammenhang zum erstenmal veröffentlicht.

Im zugrundeliegenden Modell wird die Aerosolgrößenverteilung durch eine Potenzverteilung  $dN(r) \sim r^{-\nu^*} d \log r$  ( $\nu^* = 3$ ,  $r_{\min} = 0,04 \mu$ ,  $r_{\max} = 10 \mu$ ) angenähert. Die Teilchenkonzentration nimmt mit der Höhe  $z$  exponentiell nach der Beziehung  $\bar{N}(z) \sim \exp(-z/H_D)$  ab ( $H_D = 1,25$  km). Diese Abnahme entspricht in den untersten 5 km der Atmosphäre der von ELTERMANN [1964] gemessenen mittleren Höhenverteilung. Unterhalb 5 km befindet sich auch der Hauptanteil der atmosphärischen Aerosolteilchen. Die Erdoberfläche hat Lambertsche Reflexionseigenschaften, reflektiert also isotrop mit der Albedo  $A$ . Als Maß für die Aerosolteilchenkonzentration dient der Linkesche Trübungsfaktor  $T$  für den Wellenlängenbereich um  $\lambda = 0,55 \mu$  ( $T-1$  gibt an, um wieviel die Dunstextinktion die reine Molekülextinktion der Atmosphäre übersteigt).

Abb. 8 zeigt die Strahldichteverteilung der am Oberrand der Atmosphäre austretenden Strahlung (linke Hälfte:  $I^+$ ) sowie die durch die Atmosphäre zum Erdboden



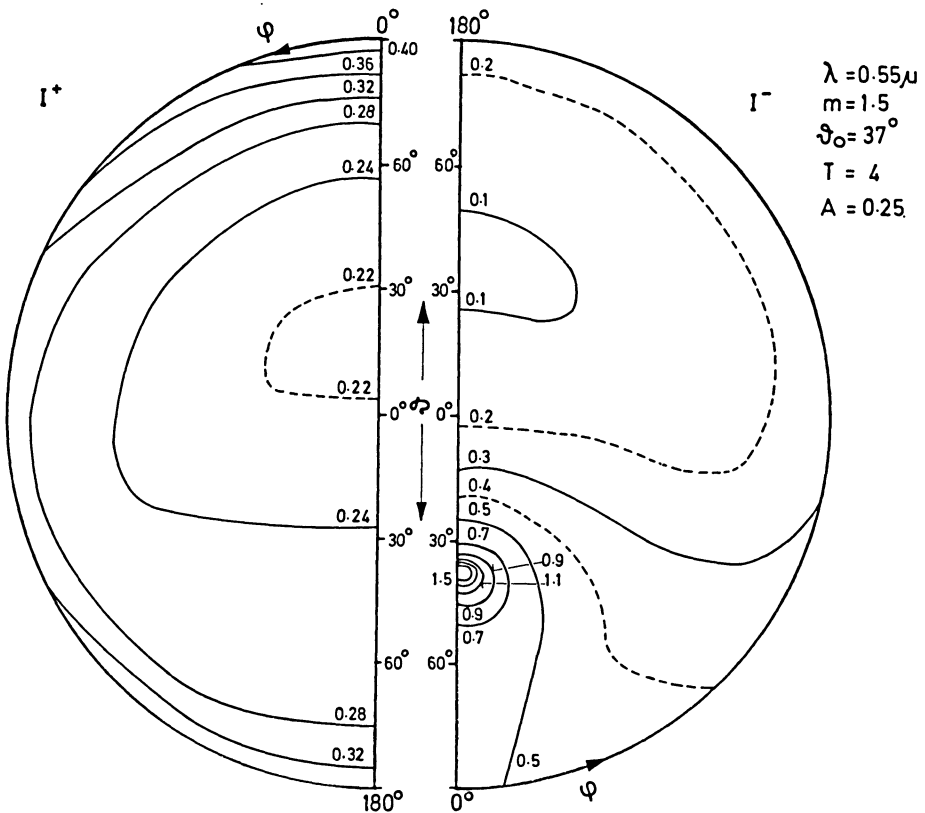


Abb. 8: Isolinien der Strahlendichte  $I_\lambda(\vartheta, \varphi)$  in Abhängigkeit vom Zenitwinkel  $\vartheta$  und vom Azimutwinkel  $\varphi$  in Polarkoordinatendarstellung. Radialkomponente ist  $\vartheta$ ,  $\varphi$  die Winkelkomponente. Der linke Teil der Abbildung zeigt die Strahlendichte der am Oberrand der Atmosphäre austretenden Strahlung ( $I^+$ ), der rechte Teil zeigt die Strahlendichte der zum Erdboden gelangenden Strahlung ( $I^-$ ) für  $\lambda=0,55 \mu$ ,  $m=1,5$ ,  $\vartheta_0=37^\circ$ ,  $T=4$  und  $A=0,25$ . Nach ESCHELBACH [1971]

Isolines of the radiance  $I_\lambda(\vartheta, \varphi)$  as a function of zenith angle  $\vartheta$  and azimuth angle  $\varphi$  in a polar coordinate system. Radial component is  $\vartheta$ ,  $\varphi$  the angular component. The left part of the figure shows the radiance of the radiation ( $I^+$ ) emerging from the upper boundary of the atmosphere, the right part shows the radiance of the radiation reaching the ground ( $I^-$ ) for  $\lambda=0,55 \mu$ ,  $m=1,5$ ,  $\vartheta_0=37^\circ$ ,  $T=4$  and  $A=0,25$ . After ESCHELBACH [1971]

gelangende diffuse Strahlung, die Himmelsstrahlung (rechte Hälfte:  $I^-$ ) für die Wellenlänge  $\lambda=0,55 \mu$ , den Zenitabstand der Sonne  $\vartheta_0=37^\circ$ , die Erdbodenalbedo  $A=0,25$ , den reellen Brechungsindex  $m=1,5$  (keine Absorption) und den in mittel-europäischen Industriegebieten üblichen Trübungsfaktor  $T=4$ .

Die Strahldichten sind als Isolinien in einem Polarkoordinatensystem mit  $\varphi$  als Azimutwinkel,  $\vartheta$  als Zenitwinkel dargestellt. Die Werte beziehen sich auf eine normierte extraterrestrische Bestrahlungsstärke der Sonne  $S_{0\lambda} = \pi$ .

Charakteristisch für die Himmelsstrahlung in trüber Atmosphäre ist das ausgeprägte Maximum in Sonnenrichtung. Diese als Sonnenaureole zu beobachtende Erscheinung wird durch die starke Vorwärtsstreuung der großen Dunstpartikeln verursacht. Das Minimum liegt etwa  $80^\circ - 100^\circ$  von der Sonne entfernt. Die Strahldichteverteilung der Himmelsstrahlung einer reinen Molekül-atmosphäre unterscheidet sich wesentlich hiervon. Dort fehlt das Maximum der Strahldichte im Bereich der Sonne. Die Helligkeitsunterschiede am Himmel sind viel geringer. Die Strahldichte-verteilung der am Oberrand der Atmosphäre austretenden Strahlung  $I^+$  wird dagegen durch die Einführung des Dunstes in ihrem relativen Verlauf nicht geändert.

Die folgende Abb. 9 zeigt den Einfluß der Absorption von Aerosolteilchen auf die Strahldichte. Bei sonst gleichen Parametern wie in Abb. 8 wurde die Strahldichte am Ober- und Unterrand der Atmosphäre unter der Annahme gerechnet, daß die Partikel den komplexen Brechungsindex  $m = 1,5 - 0,02i$  [FISCHER, 1970] haben.

Aufgetragen sind die Isolinien des Quotienten  $I/I_{abs}$ . Der Quotient der Himmelsstrahlung steigt von der Sonne zum Horizont hin an. Dort kann die Strahldichte bei nicht absorbierenden das 1,4fache der Strahldichte bei absorbierenden Aerosolteilchen betragen. Die Absorption des atmosphärischen Aerosols bewirkt eine Verdunklung des Horizonts. Der Quotient für die am Oberrand der Atmosphäre austretende Strahlung liegt durchweg niedriger und übersteigt 1,2 kaum.

Der Strahlungsfluß am Oberrand der Atmosphäre in den Weltraum  $F_\lambda^+$  bezogen auf den Strahlungsfluß  $F_{0\lambda}$  der dort einfallenden Sonnenstrahlung ( $R = 100 F_\lambda^+ / F_{0\lambda} \%$ ) in Abhängigkeit vom Linkeschen Trübungsfaktor  $T$  ( $0,55 \mu$ ) ( $T=1$  = Rayleighatmosphäre) ist in Abb. 10 wiedergegeben. Die durchgezogenen Kurven gelten für nicht-absorbierende Aerosolteilchen mit  $m=1,5$ , die gestrichelte für absorbierende mit  $m=1,5 - 0,02i$ . Die Werte gelten für die jeweils gleiche Zenitdistanz der Sonne von  $\vartheta_0 = 37^\circ$ .

Für eine Erdbodenalbedo  $A=0$  und  $A=0,25$  wächst  $R$  bei fehlender Aerosolabsorption mit zunehmender Trübung praktisch linear. Die dem System Erdboden-Atmosphäre zugeführte Energie nimmt demnach in allen drei angegebenen Wellenlängen mit zunehmender Aerosolpartikelzahl ab.

So verliert der Erdplanet z.B. für  $\lambda=0,45 \mu$  bei  $T=4$  und  $A=0$  ca. 5,5%, für  $A=0,25$  ca. 2,7% mehr Energie als bei dunstfreier Molekül-atmosphäre (Rayleigh-Atmosphäre).

Mit zunehmender Erdbodenalbedo wird der Energieverlust durch Einführung der Aerosolteilchen immer geringer, um bei  $A=0,8$  fast ganz zu verschwinden. Hier spielen die Streuprozesse kaum eine Rolle. Der vom Erdplaneten in den Weltraum zurückreflektierte Anteil der von der Sonne gelieferten Strahlungsenergie ist angenähert gleich der Erdbodenalbedo; d.h. bei  $A=0,8$  wächst  $R$  auf 80% an.

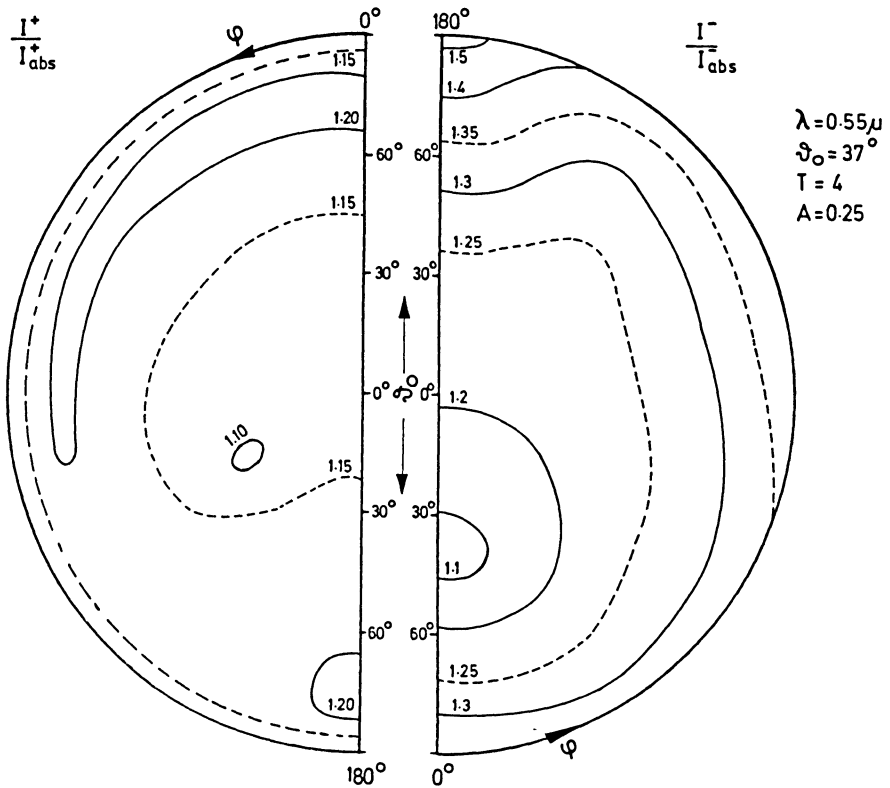


Abb. 9: Isolinien des Verhältnisses  $I/I_{abs}$ . Die Strahlungsdichte  $I$  wurde ohne Annahme einer Aerosolabsorption ( $m=1,5$ ),  $I_{abs}$  mit Aerosolabsorption ( $m=1,5-0,02i$ ) gerechnet. Eingangparameter und Darstellung sonst wie in Abb. 8 [ESCHELBACH]

Isolines of the ratio  $I/I_{abs}$ . The radiance  $I$  was calculated without aerosol absorption ( $m=1.5$ ),  $I_{abs}$  with aerosol absorption ( $m=1.5-0.02i$ ). Besides that the parameters and the representation are the same as in Fig. 8 [ESCHELBACH]

Bei absorbierendem Aerosol wächst  $R$  für  $A=0$  noch mit zunehmender Trübung, allerdings mit geringerer Steigung als bei fehlender Absorption. Für  $A=0,25$  kehren sich die Verhältnisse bereits um.  $R$  nimmt jetzt mit zunehmender Trübung ab. Durch die bei höherem  $A$  größere Anzahl von Streu- und Extinktionsprozessen wird mehr Energie von der Atmosphäre absorbiert, so daß weniger Energie zum Austritt am Rand der Atmosphäre übrigbleibt. Die Einführung des absorbierenden Dunstes bringt also einen Energiegewinn des Systems Atmosphäre-Erdboden, der z.B. für  $\lambda=0,45 \mu$  und  $T=4$  bei ca. 1,7% gegenüber dem der Rayleigh-Atmosphäre liegt.

Für  $A=0,8$  nimmt  $R$  bei wachsendem Trübungsfaktor ab, für  $\lambda=0,45 \mu$  und  $T=4$  z.B. um ca. 14% gegenüber  $T=1$ .

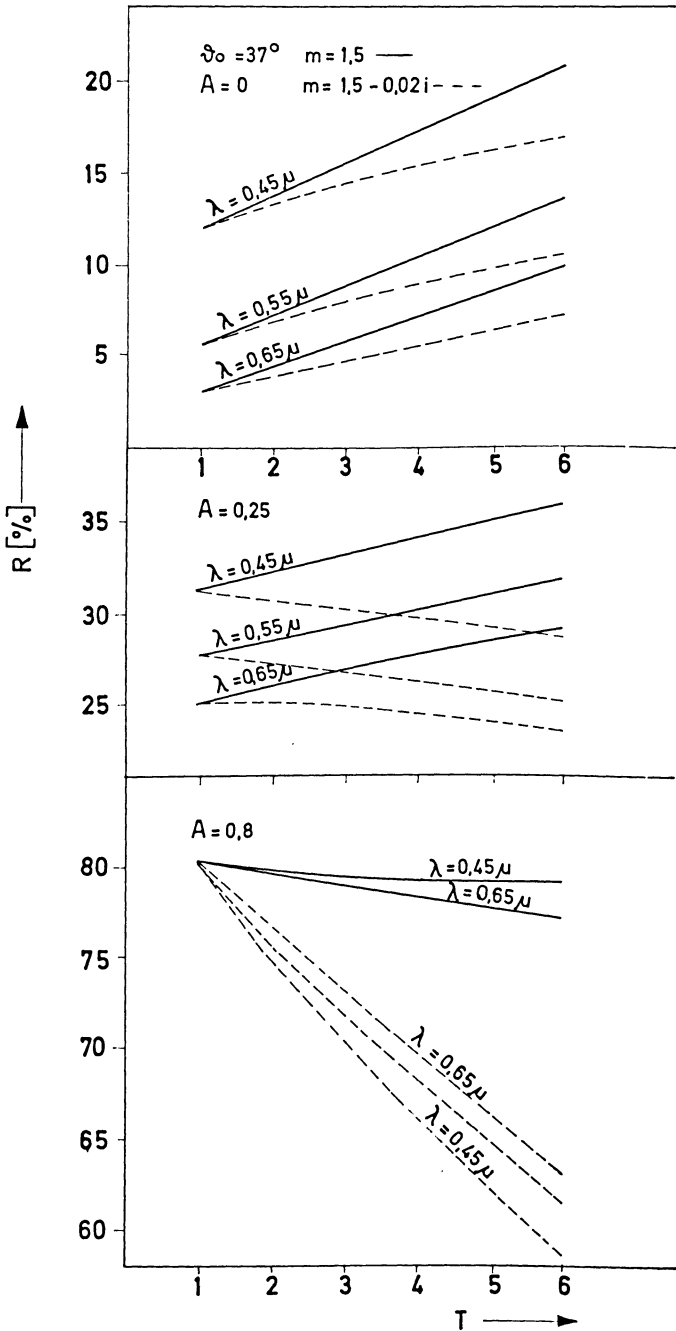


Abb. 10

Auffallend ist, daß  $R$  im Gegensatz zu den anderen beiden  $A$ -Werten für  $A=0,8$  mit der Wellenlänge zunimmt. Die Streuprozesse in der Atmosphäre spielen offenbar auch hier, wie schon oben festgestellt, gegenüber der hohen Albedo kaum eine Rolle, so daß nur die Absorption des Aerosols, dessen Volumenabsorptionskoeffizient mit wachsender Wellenlänge abnimmt, die Größe  $R$  beeinflusst.

Abb. 11 zeigt wieder die Größe  $R$ , jetzt aber gemittelt über alle Sonnenstände, in Abhängigkeit von der Wellenlänge für zwei Brechungsindizes und verschiedene Trübungs-faktoren  $T$  [YAMAMOTO in SMIC-Report, 1971].

Mit wachsender Wellenlänge nähern sich hier alle Kurven dem Wert der Erdbodenalbedo  $A=0,15$  (15%). Da mit wachsender Wellenlänge die optische Dicke der Atmosphäre kleiner wird, spielen die Extinktionsprozesse in der Atmosphäre eine immer geringere Rolle.

Bei kleinen Wellenlängen nähern sich alle Kurven dem gleichen Wert. Dort wird der Einfluß der näherungsweise mit  $\lambda^{-1}$  wachsenden optischen Dicke der Aerosolteilchen in der Atmosphäre gegenüber der mit  $\lambda^{-4}$  wachsenden optischen Dicke des Molekülanteils zurückgedrängt. Die Kurven verschiedener Trübung liegen für absorbierendes Aerosol dichter zusammen als für nichtabsorbierendes. Das bestätigt die Ergebnisse der Abb. 11.  $R$  nimmt mit zunehmender Trübung in absorbierendem Fall langsamer als im nichtabsorbierenden Fall zu. Der Umschlag von einer Zunahme zur Abnahme wird hier noch nicht beobachtet, da der gewählte Imaginärteil des Brechungsindex und die Erdbodenalbedo niedriger als im vorigen Beispiel sind.

Abb. 12 zeigt die Gesamtabsorption in der Atmosphäre bei absorbierendem Aerosol, d.h. das Verhältnis des in der gesamten Atmosphäre absorbierten Strahlungsflusses  $F_{\text{abs } \lambda}$  zum einfallenden Strahlungsfluß  $F_{0 \lambda}$  der Sonne. Als Abszisse ist wiederum der Trübungs-faktor  $T$  aufgetragen. Die Gesamtabsorption wächst praktisch linear mit der Trübung, wobei die Steigung mit der Erdbodenalbedo  $A$  zunimmt. Die Betrachtung der Gesamtabsorption zusammen mit der Größe  $R$  zeigt, daß der bei wachsender Erdbodenalbedo  $A$  zu beobachtende Energiegewinn des Systems Atmosphäre–Erdboden gegenüber der Rayleigh-Atmosphäre nur der Atmosphäre zugute kommt. Darüber hinaus wird ein Teil der in der Atmosphäre absorbierten Energie auch dem Erdboden entzogen, dem weniger Energie als in einer absorptionsfreien Atmosphäre zugeführt wird. So erhält der Erdboden z.B. für  $\lambda=0,45 \mu$  und  $A=0,25$

Abb. 10: Das Verhältnis des in den Weltraum gerichteten zum einfallenden Strahlungsfluß  $R$  [%] am Oberrand der Atmosphäre in Abhängigkeit vom Linkeschen Trübungs-faktor  $T$  für  $\lambda=0,45 \mu$ ,  $0,55 \mu$ ,  $0,65 \mu$ ,  $m=1,5$  (durchgezogene Kurve),  $m=1,5-0,02 i$  (gestrichelte Kurve),  $A=0,0$ ,  $0,25$ ,  $0,8$  und  $\vartheta_0=37^\circ$ . Nach ESCHELBACH [1972]

The ratio of the emerging to the incident radiative flux  $R$  [%] at the upper boundary of the atmosphere as a function of Linkes turbidity factor  $T$  for  $\lambda=0.45 \mu$ ,  $0.55 \mu$ ,  $0.65 \mu$ ,  $m=1.5$  (solid line),  $m=1.5-0.02 i$  (dashed line),  $A=0.0$ ,  $0.25$ ,  $0.8$  and  $\vartheta_0=37^\circ$ . After ESCHELBACH [1972]

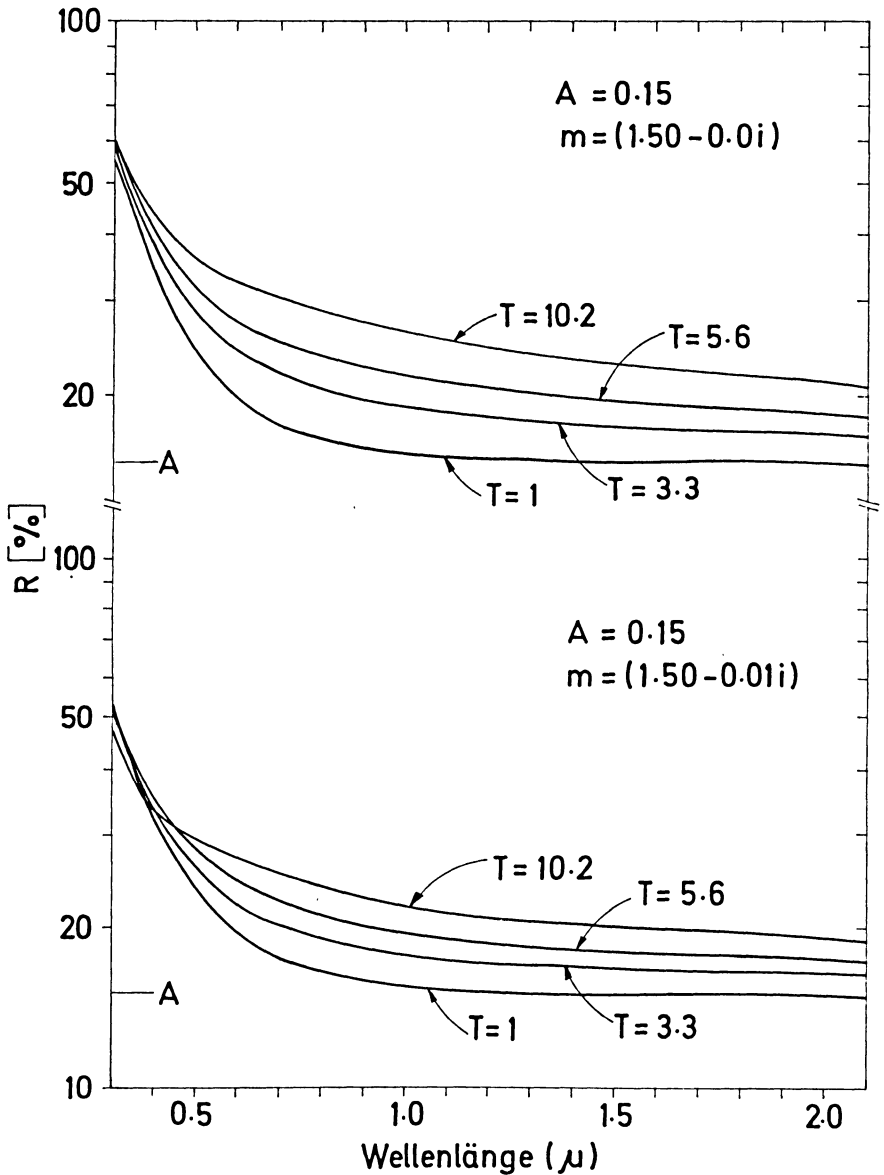


Abb. 11: Die gleiche Größe  $R$  [%] wie in Abb. 10, jedoch gemittelt über alle Sonnenhöhen in Abhängigkeit von der Wellenlänge  $\lambda$  für  $T=1,0, 3,3, 5,6, 10,2$ ,  $A=0,15$  und  $m=1,5, 1,5-0,01 i$ . Nach YAMAMOTO in SMIC-Report [1971]

Same quantity  $R$  [%] as in Fig. 10, however averaged for all elevations of the sun as a function of the wavelength  $\lambda$  for  $T=1.0, 3.3, 5.6, 10.2$ ,  $A=0.15$  und  $m=1.5, 1.5-0.01 i$ . After YAMAMOTO in SMIC-Report [1971]

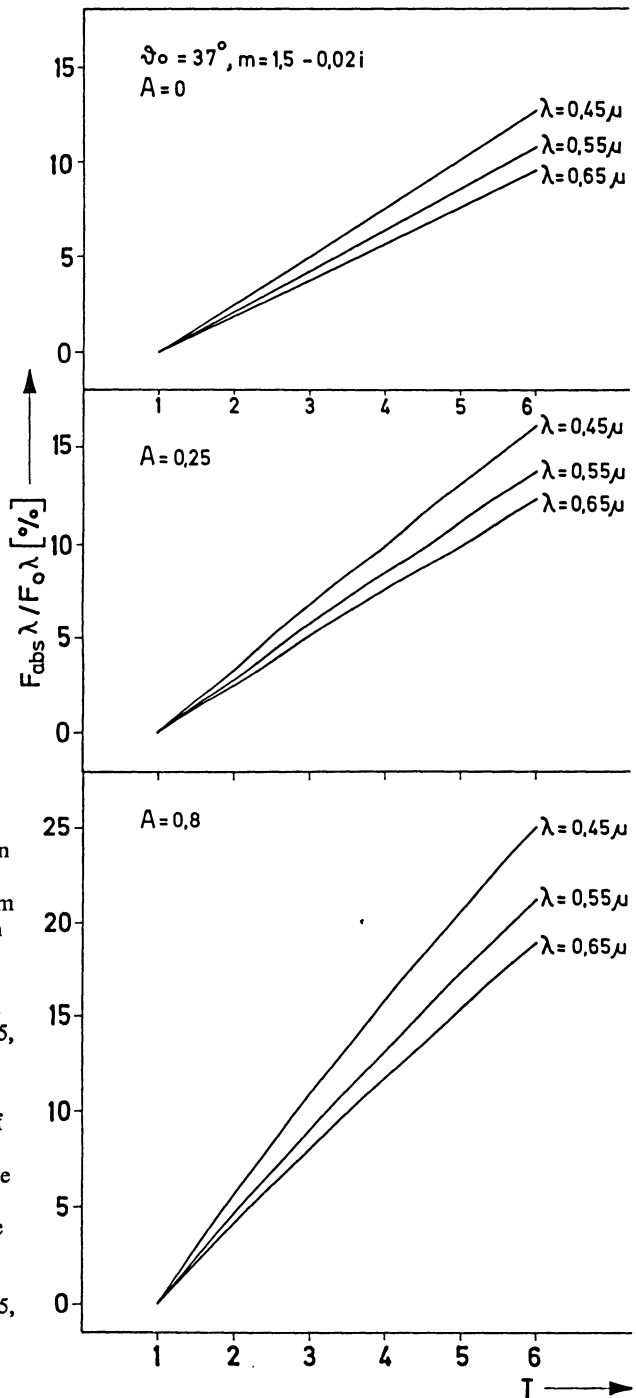


Abb. 12:

Das Verhältnis  $F_{\text{abs } \lambda} / F_{0 \lambda}$  [%] des von der gesamten Atmosphäre absorbierten Strahlungsflusses  $F_{\text{abs } \lambda}$  zum am Oberrand einfallenden Strahlungsfluß  $F_{0 \lambda}$  als Funktion von  $T$  für  $m = 1,5 - 0,02i$ ,  $\lambda = 0,45 \mu$ ,  $0,55 \mu$ ,  $0,65 \mu$ ,  $A = 0,0, 0,25, 0,8$  und  $\vartheta_0 = 37^\circ$ . Nach ESCHELBACH [1972]

The ratio  $F_{\text{abs } \lambda} / F_{0 \lambda}$  [%] of the radiative flux  $F_{\text{abs } \lambda}$  absorbed in the atmosphere to the radiative flux  $F_{0 \lambda}$  incident on the atmosphere as a function of  $T$  for  $m = 1.5 - 0.02i$ ,  $\lambda = 0.45 \mu$ ,  $0.55 \mu$ ,  $0.65 \mu$ ,  $A = 0.0, 0.25, 0.8$  and  $\vartheta_0 = 37^\circ$ . After ESCHELBACH [1972]

in der Rayleigh-Atmosphäre ca. 69%, bei nichtabsorbierendem Aerosol mit  $T=4$  66%, bei absorbierendem Aerosol mit  $T=4$  60% der einfallenden Sonnenenergie.

Die Erwärmungsraten  $dT_p/dt$  sind über die Beziehung

$$dT_p/dt = (1/\rho c_p) \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} (dF_\lambda/dz) d\lambda \quad (2)$$

mit  $\rho$  = Luftdichte und  $c_p$  = spezifische Wärme bei konstantem Druck, aus den Strahlungsdivergenzen zu berechnen.

Sie sind in Abb. 13 in °C/Tag in Abhängigkeit von der Höhe  $z$  in km für zwei Sonnenstände  $\vartheta_0=37^\circ$  und  $66^\circ$  und die Erdbodenalbeden  $A=0, 0,25, 0,8$  für  $T=4$  aufgetragen. Integriert wurde im vorliegenden Beispiel über den Spektralbereich  $0,45 \mu \leq \lambda \leq 0,85 \mu$ . Mit diesem Intervall wird etwa die Hälfte der gesamten Sonnenenergie erfaßt. Die dem Modell entsprechenden tatsächlichen Erwärmungsraten im kurzwelligen Bereich sind daher sicher noch größer. Als Brechungsindex wurde wieder  $m=1,5-0,02 i$  gewählt.

Die Abnahme der Erwärmungsraten mit zunehmender Höhe ist wegen der gleichsinnigen Abnahme der absorbierenden Aerosolteilchen auch zu erwarten. Die Abhängigkeit von der Größe der Bodenalbbedo ist deutlich zu erkennen. Da die Annahme  $T=4$  für mitteleuropäische Industrieregionen durchaus realistisch ist, kann man folgern, daß der Einfluß des Aerosols zumindest in Mitteleuropa in Bodennähe und im kurzwelligen Spektralbereich den des Wasserdampfs erreichen oder gar übersteigen kann. So beträgt die vom Dunst verursachte Erwärmungsrate am Boden, wie sich aus der Abbildung ergibt, für  $A=0,25$  und  $\vartheta_0=37^\circ$  etwa  $2,0$  °C/Tag. Nach ROACH [1961] liegt die mittlere Erwärmungsrate für einen Wasserdampfgehalt der Atmosphäre von  $2 \text{ g/cm}^2$  für  $\vartheta_0=30^\circ$  bei  $1,9$  °C/Tag. Dabei wurde schon über das gesamte Sonnenspektrum integriert.

Die nächste Darstellung (Abb. 14) gibt für die gleichen Eingangsparameter wie im letzten Beispiel (Abb. 13) die Erwärmung der Atmosphäre für einen bestimmten Jahrestag, an dem die Sonne um die Mittagszeit bei  $\vartheta_0=37^\circ$  steht. Das entspricht am 50. Breitengrad z.B. einem Tag im letzten Aprildrittel. An einem solchen Tag erwärmt sich die Atmosphäre am Erdboden bei  $A=0,25$  um etwa  $0,6$  °C.

Daraus kann nicht gefolgert werden, daß die Atmosphäre eine Erwärmung in dieser Größenordnung tatsächlich erfährt. Bei den Betrachtungen wurde z.B. die Überführung von Wärmeenergie in Energie des Windfeldes oder der Turbulenz nicht berücksichtigt. Außerdem müßte die im langwelligen Spektralbereich durch Emission verursachte Abkühlung mit in Betracht gezogen werden.

Über die Wirkung des Aerosols auf den Energiehaushalt im langwelligen Spektralbereich liegen ebenfalls wie im Kurzwelligen, kaum detaillierte Untersuchungen vor, obwohl die Lösung der Strahlungsübergangsgleichung wegen der Nichtberücksichtigung der Streuung numerisch einfacher ist. Das liegt wohl daran, daß bisher stets



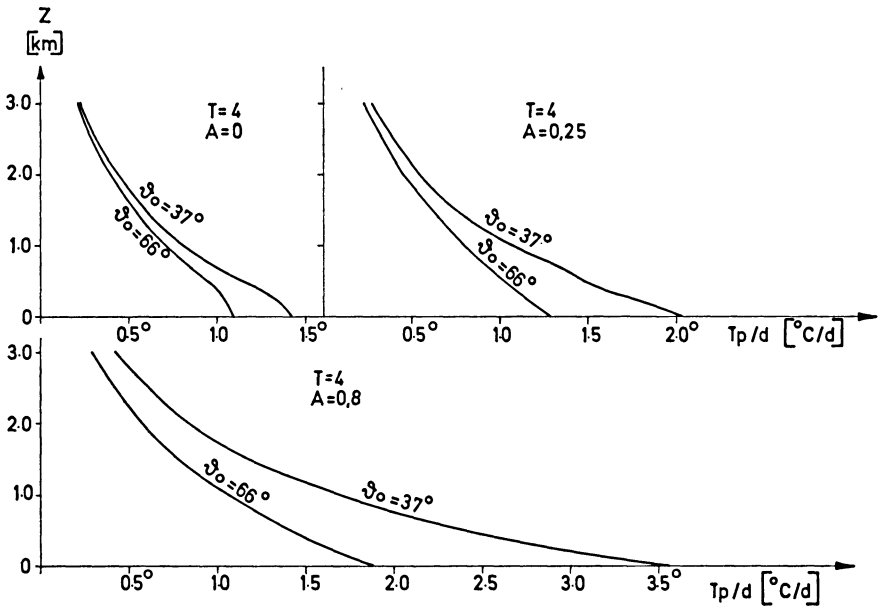


Abb. 13: Die Erwärmungsrate  $T_p/d$  in  $^{\circ}\text{C}/\text{Tag}$  in Abhängigkeit von der Höhe  $z$  (Ordinate) für  $m=1,5-0,02 i$ ,  $T=4$ ,  $\beta_0=37^{\circ}$ ,  $66^{\circ}$  und  $A=0,0, 0,25, 0,8$ , integriert über den Spektralbereich  $0,45 \mu \leq \lambda \leq 0,85 \mu$ . [ESCHELBACH]

Heating rate  $T_p/d$  in  $^{\circ}\text{C}/\text{day}$  as a function of height  $z$  (ordinate) for  $m=1.5-0.02 i$ ,  $T=4$ ,  $\beta_0=37^{\circ}$ ,  $66^{\circ}$  and  $A=0.0, 0.25, 0.8$ , integrated over the wavelength interval  $0.45 \mu \leq \lambda \leq 0.85 \mu$ . [ESCHELBACH]

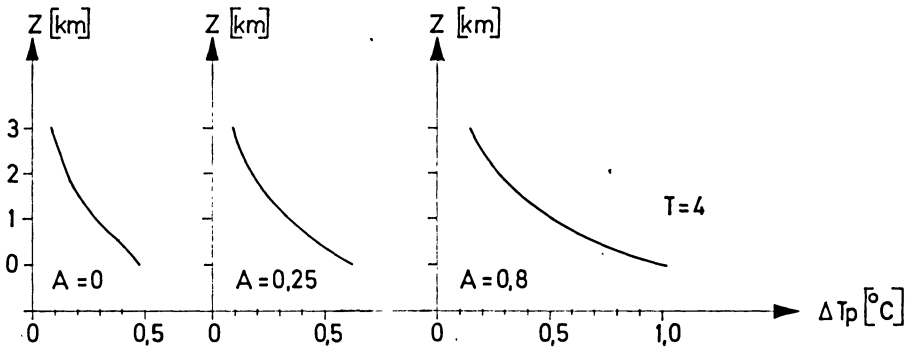


Abb. 14: Absolute Erwärmung in  $^{\circ}\text{C}$  in Abhängigkeit von der Höhe  $z$  an einem Tag im letzten Aprildrittelt auf der geographischen Breite  $50^{\circ}\text{N}$  für  $m=1,5-0,02 i$ ,  $T=4$  und  $A=0,0, 0,25, 0,8$ . [ESCHELBACH]

Absolute heating in  $^{\circ}\text{C}$  as a function of height  $z$  for a day of the last third of April for  $50^{\circ}\text{N}$  and for  $m=1.5-0.02 i$ ,  $T=4$ , and  $A=0.0, 0.25, 0.8$ . [ESCHELBACH]

Tabelle 2: Beitrag des atmosphärischen Aerosols zur langwelligen Strahlungsflußdivergenz im Spektralbereich  $5 \mu \leq \lambda \leq 100 \mu$ : Abkühlungsraten in [°C/Tag] und in [%] der Abkühlungsrate des Wasserdampfes. Die Werte gelten für den Erdboden (0 m) und für eine Höhe von 500 m am oberen Ende einer Temperaturinversion. Die relative Feuchte am Erdboden beträgt 60%, in 500 m Höhe 90%. Der Gehalt an Aerosolteilchen in der Atmosphäre ist charakterisiert durch einen Trübungs-faktor  $T(\lambda=0,55 \mu)=3$  bei 60% relativer Feuchtigkeit. Nach GRASSL [1972]

Contribution of atmospheric aerosol to the longwave flux divergence in the spectral region of  $5 \mu \leq \lambda \leq 100 \mu$ : cooling rates in [°C/day] and in [%] of the cooling rates of water vapour. The values are calculated for the ground (0 m) and for an altitude of 500 m at the top of an temperature inversion. The relative humidity is 60% at the ground and 90% at 500 m. The aerosol content of the atmosphere is characterized by a turbidity factor  $T(\lambda=0.55 \mu)=3$  at 60% relative humidity. After GRASSL [1972]

Typ der Aerosol- größenverteilung	Feuchtwachstum nach HÄNEL [1972a]	Absorptions- koeffizient $n \kappa$	Abkühlungsraten			
			[°C/Tag]		[%] der Abkühlungs- rate des Wasser- dampfes	
			0 m	500 m	0 m	500 m
$dN(r) \sim *$ $r(2 - 7,5595 r) \times$ $\exp(-15,1186 r)$	Kontinentales Aerosol (Mainz)	s. Abb. 5  0,02	0,17 0,05	0,52 0,33	7,1 2,1	23,6 15,0
$dN(r) \sim *$ $(1 - 4,4721 r) \times$ $\exp(-8,944 r)$	Maritimes Aerosol (Meteor 1969)	s. Abb. 5  0,02	0,19 0,07	1,46 1,20	7,9 2,9	66,5 54,5
$dN(r) \sim r^{-v^*} d \log r$ $v^* = 3; r_{\min} = 0,04 \mu$ $r_{\max} = 10 \mu$	Kontinentales Aerosol (Mainz)	s. Abb. 5  0,02	0,19 0,06	0,56 0,35	7,9 2,5	25,4 15,9
Maritimes Aerosol (s. Abb. 1)	Maritimes Aerosol (Meteor 1969)	s. Abb. 5  0,02	0,16 0,05	0,70 0,57	6,7 2,1	31,8 26,0

\*) Nach DEIRMENDJIAN [1969].

angenommen wurde, der Einfluß des Aerosols auf Flüsse und Divergenzen sei gegen-über dem der Gase zu vernachlässigen. Das stimmt sicher überall da, wo die optische Dicke der atmosphärischen Gase um Größenordnungen über der des Dunstes liegt. Untersuchungen brauchen sich also nur auf die atmosphärischen Fensterbereiche zu erstrecken. Der einzig wesentliche dieser Bereiche liegt zwischen 8 und 14  $\mu$ . Dort kann die optische Dicke des Aerosols auf  $1/3$  der des Wasserdampfs ansteigen. Die schmalen Fensterbereiche zwischen 3 und 5  $\mu$  sind sicher zu vernachlässigen, da dort

die Emission der Aerosolteilchen noch keine Rolle spielt, die einfallende Sonnenenergie aber schon stark reduziert ist.

Detaillierte Berechnungen der Strahlungsemission im großen Fensterbereich, die denjenigen von ESCHELBACH [1972] vergleichbar sind, liegen bisher nur von GRASSL [1972] vor. Das diesen Rechnungen zugrundeliegende Modell hat eine der Normalatmosphäre entsprechende Temperaturverteilung, mit einer Inversion von 3 °C bei 500 m Höhe. Die relative Feuchte am Boden beträgt 60 % und nimmt linear bis auf 90 % in 500 m Höhe zu. In dieser 500 m hohen Schicht bleibt die Aerosolkonzentration konstant. Tabelle II zeigt die gerechneten Abkühlungsraten in Abhängigkeit von unterschiedlichen Aerosolgrößenverteilungen und verschiedenen physikalischen Eigenschaften.

Die Abkühlungsraten liegen bei diesem Modell in der gleichen Größenordnung wie die vorher gezeigten Erwärmungsraten im Kurzwelligen (s. Abb. 14). Eine Entscheidung darüber, ob das Aerosol über den gesamten Spektralbereich gesehen zur Abkühlung oder Erwärmung der Atmosphäre führt, läßt sich weder aufgrund dieser noch der übrigen Arbeiten fällen. Dazu sind noch weitere Einsichten in die Physik des Aerosols zu gewinnen und die Modelle noch weiter zu verfeinern.

Ein Vergleich der gerechneten Strahlungsdivergenzen bzw. der Erwärmungs- und Abkühlungsraten mit gemessenen ist noch nicht möglich. Alle vorliegenden Messungen dieser Art sind von geringer Aussagekraft. Das läßt eine Betrachtung der heute noch üblichen Meßmethode und die Abschätzung ihres Fehlers sichtbar werden. Mit einem sogenannten  $2\pi$ -Meßinstrument werden die Strahlungsflüsse am Ober- und Unterrand einer Schicht der Dicke  $\Delta z$  gemessen und die Differenz  $\Delta F$  bzw. die Divergenz  $\Delta F/\Delta z$  gebildet. Wird  $\Delta z$  nicht sehr groß gewählt, so liegt die Differenz  $\Delta F$  weit unter der Größenordnung des Instrumentenfehlers. Wird  $\Delta z$  genügend groß gewählt, so bekommt man keine Aussage über die Höhenabhängigkeit der Divergenz mehr. Das folgende Zahlenbeispiel, aus den Ergebnissen von ESCHELBACH [1972] für den kurzwelligen Spektralbereich hergeleitet, soll dies verdeutlichen: Für  $T=4$  sind in 1 km Höhe die Flüsse am Ober- und Unterrand einer 100 m dicken Schicht auf etwa 0,1 % genau zu messen, damit die gemessene Divergenz innerhalb einer Fehler-schranke von 10 % liegt. Eine solche Meßgenauigkeit besitzt aber keines der vorhandenen Strahlungsflußmeßgeräte. Man ist also beim derzeitigen Stand der Meßtechnik ausschließlich auf Modellrechnungen angewiesen.

## Literatur

- ATWATER, M. A.: Planetary albedo changes due to aerosols. *Science* 170, 64—66, 1970
- ATWATER, M. A.: Radiative effects of pollutants in the atmospheric boundary layer. *J. Atmospheric Sci.* 28, 1367—1373, 1971
- BARY, E. DE: Influence of multiple scattering of the intensity and polarization of diffuse sky radiation. *Appl. Optics* 3, 1293—1313, 1964

- BARY, E. DE: Messung von Sonnen- und Himmelsstrahlung und ihre Interpretation durch neuartige theoretische Verfahren. Beitr. Phys. Atmosph. 45, 84—86, 1972
- BARY, E. DE, B. BRAUN und K. BULLRICH: Tables related to light scattering in a turbid atmosphere. Special Reports, No. 33, Vol. I, II, III. Cambridge Research Laboratories, Bedford, 1965
- BARY E. DE, und F. RÖSSLER: Size distribution of atmospheric aerosols derived from scattered radiation measurements a loft. J. Geophys. Res. 71, 1011—1016, 1966
- BARY, E. DE, und F. RÖSSLER: Berechnung der Teilchenkonzentration aus Streustrahlungsmessungen in der stratosphärischen Dunstschicht. Beitr. Phys. Atmosph. 43, 87—92, 1970
- BERGSTROM, R. W. Jr.: Theoretical study of the thermal structure and dispersion in polluted urban atmospheres. Heat transfer Laboratory, School of Mechanical Engineering, Purdue University, West Lafayette, USA, 1972
- BLÄTTNER, W.: Das spektrale Reflexionsvermögen und dessen Polarisationsgrad verschiedener Kalkbodenproben. Met. Rundschau 21, 175—176, 1968
- BLÄTTNER, W.: Reflexionsberechnungen an Modellmedien. Beitr. Phys. Atmosph. 45, 20—42, 1972
- BLÄTTNER, W., D. G. COLLINS und M. B. WELLS: Monte Carlo calculations in spherical shell atmospheres. Scientific Report No. 2, AFCRL-71-0382, RRA-T 7104, Fort Worth, Texas, 1971
- BODMANN, O.: Partielle spezifische Refraktionen von Polymethylmethacrylat und Polystyrol (I, II). Die Makromolekulare Chem. 122, I. 196—209, II. 210—222, 1969
- BOLLE, H. J.: Infrarotspektroskopie als Hilfsmittel und Gegenstand meteorologischer und planetarischer Forschung. Bundesministerium für wissenschaftliche Forschung, Forschungsbericht W 67-17, 1967
- BULLRICH, K.: Der Beginn der Nebelbildung und seine optische Auswirkung. Z. Angew. Math. u. Phys. 14, 434—441, 1963
- BULLRICH, K.: Scattered radiation in the atmosphere and the natural aerosol. Advance Geophys. 10, 99—260, 1964
- BULLRICH, K., R. EIDEN und W. NOWAK: Sky radiation, polarization and twilight radiation in Greenland. Pure and Appl. Geophys. 64, 220—242, 1966
- BULLRICH, K., R. EIDEN, R. JAENICKE und W. NOWAK: Solar radiation extinction, sky radiation, sky light polarization and aerosol particle total number and size distribution on the Island of Maui (Hawaii): Pure and Appl. Geophys. 69, 280—319, 1968
- CARNUTH, W.: Aerosol size distribution at 700-, 1800- and 3000-meter altitudes. J. Geophys. Res. 75, 2999—3005, 1970
- CHANDRASEKHAR, S.: Radiative transfer. Clarendon Press, Oxford, 1950
- CHARLSON, R. S., und M. J. PILAT: Climate: The influence of aerosols. J. Appl. Meteorol. 8, 1001—1002, 1969
- CLARK, W. E., und K. T. WHITBY: Concentration and size distribution measurements of atmospheric aerosols and a test of the theory of self-preserving size distribution. J. Atmospheric Sci. 24, 677—687, 1967

- COULSON, K. L., J. V. DAVE und Z. SEKERA: Tables related to radiation energing from a planetary atmosphere with Rayleigh scattering. University of California Press, Berkeley (California), 1960
- DEIRMENDJIAN, D.: Electromagnetic scattering on spherical polydispersions. American Elsevier Publishing Comp., New York, 1969
- DIETZE, G.: Einführung in die Optik der Atmosphäre. Akademische Verlagsgesellschaft Geest u. Portig KG, Leipzig, 1957
- EIDEN, R.: The elliptical polarization of light scattered by a volume of atmospheric air. *Appl. Optics* 5, 569—575, 1966
- EIDEN, R.: Calculations and measurements of spectral radiance of the solar aureole. *Tellus* 20, 380—399, 1968
- EIDEN, R.: Determination of the complex index of refraction of spherical aerosol particles. *Appl. Optics* 10, 749—754, 1971
- ELTERMAN, L.: Rayleigh and extinction coefficients to 50 km for the region 0.27  $\mu$  to 0.55  $\mu$ . *Appl. Optics* 3, 1139—1147, 1964
- ELTERMAN, L., R. WEXLER und D. T. CHANG: Features of tropospheric and stratospheric dust. *Appl. Optics* 8, 893—903, 1969
- ESCHELBACH, G.: A direct method for the integration of the equation of radiative transfer in a turbid atmosphere. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer* 11, 757—765, 1971.
- ESCHELBACH, G.: Der Einfluß des Dunstes auf den Strahlungshaushalt der Atmosphäre im solaren Spektralbereich. Sonderheft zur Tagung des Verb. Deutscher Meteorologischer Gesellschaften, Essen 1971, *Ann. Meteorol.*, im Druck, 1972
- FENN, R. W.: Measurements of the concentration and size distribution of particles in the arctic air of Greenland. *J. Geophys. Res.* 65, 3371—3376, 1960.
- FENN, R., und H. OSER: Scattering properties of concentric sootwater spheres for visible and infrared light. *Appl. Optics* 4, 1504—1509, 1965.
- FISCHER, K.: Bestimmung der Absorption von sichtbarer Strahlung durch Aerosolpartikel. *Beitr. Phys. Atmosph.* 43, 244—254, 1970.
- FISCHER, K.: Mündliche Mitteilung, 1972.
- FISCHER, K., und G. HÄNEL: Bestimmung physikalischer Eigenschaften atmosphärischer Aerosolteilchen über dem Atlantik. „Meteor“ *Forsch.-Ergebnisse B* 8, 59—62, 1972
- FLANIGAN, D. F., und H. P. DELONG: Spectral absorption characteristics of the major components of dust clouds. *Appl. Optics* 10, 51—57, 1971
- FRIEND, J. P.: Properties of stratospheric aerosols. *Tellus* 18, 465—473, 1966
- FRIEDLANDER, S. K., und C. S. WANG: The self-preserving particle size distribution for coagulation by Brownian motion. *J. Colloid Interface Sci.* 22, 126—132, 1966.
- GEORGH, H.-W.: Untersuchungen über Ausregnen und Auswaschen atmosphärischer Spurenstoffe durch Wolken und Niederschlag. *Ber. Deutscher Wetterdienst* 14, No. 100, 5—6, 1965
- GEORGH, H.-W., D. JOST und W. VITZE: Konzentration und Größenverteilung des Sulfataerosols in der unteren und mittleren Troposphäre. *Berichte des Institutes für Meteorologie und Geophysik der Universität Frankfurt/Main*, Nr. 23, 1971

- GOETZ, A.: Constitution of aerocolloidal particles above the ocean surface. In Proc. Int. Conf. Cloud Physics, Tokyo and Sapporo, 1965
- GRAMS, G. W., I. H. BLIFFORD, Jr., B. G. SCHUSTER und J. J. DELUISI: Complex index of refraction of airborne fly ash determined by laser radar and collection of particles at 13 km. *J. Atmospheric Sci.* 29, 900—905, 1972
- GRAMS, G., und G. FIOCCO: Stratospheric aerosol layer during 1964 and 1965. *J. Geophys. Res.* 72, 3523—3541, 1967
- GRASSL, H.: Aerosol influence on radiative cooling. Zur Veröffentlichung eingereicht. *Tellus* 1972
- GÜTLER, A.: Die Miesche Theorie der Beugung durch dielektrische Kugeln mit absorbierendem Kern und ihre Bedeutung für Probleme der interstellaren Materie und des atmosphärischen Aerosols. *Ann. Phys.* II, 65—98, 1953
- HÄNEL, G.: The real part of the mean complex refractive index and the mean density of samples of atmospheric aerosol particles. *Tellus* 20, 371—379, 1968
- HÄNEL, G.: Die Größe atmosphärischer Aerosolteilchen als Funktion der relativen Luftfeuchtigkeit. *Beitr. Phys. Atmosph.* 43, 119—132, 1970
- HÄNEL, G.: New results concerning the dependence of visibility on relative humidity and their significance in a model for visibility forecast. *Beitr. Phys. Atmosph.* 44, 137—167, 1971
- HÄNEL, G.: Bestimmung physikalischer Eigenschaften atmosphärischer Schwebeteilchen als Funktion der relativen Luftfeuchtigkeit. Dissertation Universität Mainz, 1972a
- HÄNEL, G.: The ratio of the extinction coefficient to the mass of atmospheric aerosol particles as a function of the relative humidity. *Aerosol Sci.* III, im Druck, 1972b
- HANSEN, J. E.: Exact and approximate solutions for multiple scattering by cloudy and hazy planetary atmospheres. *J. Atmospheric Sci.* 26, 478—487, 1969
- HEGER, K.: Der Einfluß der Zweifachstreuung auf die Himmelsstrahlung und auf die die Erdatmosphäre verlassende Strahlung unter der Annahme einer getrüben Atmosphäre. *Meteorol. Rundschau* 22, 7—10, 1969
- HEGER, K.: Einfach-, Zweifach- und Dreifachstreuung der Sonnenstrahlung in der trüben Atmosphäre. *Beitr. Phys. Atmosph.* 44, 201—212, 1971
- HERMAN, M. B., S. R. BROWNING und R. J. CURRAN: The effect of atmospheric aerosols on scattered sunlight. *J. Atmospheric Sci.* 28, 419—428, 1971
- HINZPETER, H.: Einfache Rechnungen und Messungen zur Global- und Himmelsstrahlung III. *Z. Meteorol.* 11, 1—10, 1957
- HINZPETER, H.: Tagesperiodische Änderung des oberflächennahen Temperaturfeldes über dem Meer als Folge von Strahlungsquellen und -senken. *Kieler Meerforschung* 24, 1—13, 1968
- HOIDALE, G. B., und A. J. BLANCO: Infrared absorption spectra of atmospheric dust over an interior desert basin. *Pure and Appl. Geophys.* 74, 751—164, 1969
- HOIDALE, G. B., und S. M. SMITH: Analysis of the giant particle component of the atmosphere over an interior desert basin. *Tellus* 20, 251—268, 1968

- HOLLAND, A. C., und G. GAGNE: The scattering of polarized light by polydisperse systems of irregular particles. *Appl. Optics* 9, 1113—1121, 1970
- HOVENIER, J. W.: Multiple scattering of polarized light in planetary atmospheres. *Astron. Astrophys.* 13, 7—29, 1971
- JAENICKE, R., und CHR. JUNGE: Studien zur oberen Grenzgröße des natürlichen Aerosols. *Beitr. Phys. Atmosph.* 40, 130—143, 1967
- JAENICKE, R., CHR. JUNGE und H. J. KANTER: Messungen der Aerosolgrößenverteilung über dem Atlantik. „Meteor“ *Forsch.-Ergebnisse B* 7, 1—54, 1971
- Joseph, J. H.: Thermal radiation fluxes near the sea surface in the presence of marine haze. *Israel J. Earth Sci.* 20, 7—12, 1971
- JUNGE, CHR.: Die Konstitution des atmosphärischen Aerosols. *Ann. Meteorol.* 5, Beiheft, 1952a
- JUNGE, CHR.: Das Größenwachstum der Aitkenkerne. *Ber. Deutscher Wetterdienst US-Zone* 38, 264—267, 1952b
- JUNGE, CHR.: *Air chemistry and radioactivity.* Academic Press, New York and London, 1963
- JUNGE, CHR.: Comments on concentration and size distribution measurements of atmospheric aerosols and a test of the theory of self-preserving size distributions. *J. Atmospheric Sci.* 26, 603—608, 1969
- JUNGE, CHR.: Der Stoffkreislauf der Atmosphäre. *Jahrbuch der Max Planck-Gesellschaft zur Förderung der Wissenschaften E.V.*, 149—181, 1971
- JUNGE, CHR., C. W. CHAGNON und J. E. MANSON: Stratospheric aerosols. *J. Meteorol.* 18, 81—108, 1961
- JUNGE, CHR., E. ROBINSON und A. L. LUDWIG: A study of aerosols in pacific air masses. *J. Appl. Meteorol.* 8, 340—347, 1969
- KANTER, H.: Bau und Eichung eines automatischen Kondensationskernzählers mit fotografischer Registrierung. Diplomarbeit Universität Mainz, 1970
- KASTEN, F.: Der Einfluß der Aerosol-Größenverteilung und ihrer Änderung mit der relativen Feuchte auf die Sichtweite. *Beitr. Phys. Atmosph.* 41, 33—51, 1968
- KATTAWAR, G. W., und G. N. PLASS: Radiance and polarization of multiple scattered light from haze and clouds. *Appl. Optics* 7, 1519—1527, 1968
- KATTAWAR, G. W., und G. N. PLASS: Influence of aerosols, clouds, and molecular absorption on atmospheric emission. *J. Geophys. Res.* 76, 3437—3444, 1971
- KIENTZLER, C. F., A. B. ARONS, D. C. BLANCHARD und A. H. WOODCOCK: Photographic investigation of the projection of droplets by bubbles bursting at a water surface. *Tellus* 6, 1—7, 1954
- KONDRATIEV, K. YA.: Some problems of actinometry in the free atmosphere. In “Reports at the Symposium on Radiation in Vienna, Leningrad”, 1961
- KONDRATYEV, K. YA.: *Radiation in the atmosphere.* Academic Press, New York and London, 1969

- KUHN, M. (Innsbruck): Globale Luftverschmutzung dokumentiert in der antarktischen Atmosphäre. Vortrag Frankfurt, 1972
- LAKTIONOV, A. G., und YU. P. BOGOMOLOV: Aerosol microstructure in the atmospheric boundary layer. *Jzv. Atmospheric Oceanic Phys.* 7, 291—301, 1971
- LEUPOLT, A. B.: Bestimmung der Kontinuumabsorption im Spektralbereich 0.5—2.5  $\mu$ . Dissertation Universität München, 1965
- MASON, B. J.: Burding of air bubbles at the surface of sea water, *Nature* 174, 470—471, 1954
- MITCHELL, M. J.: The effect of atmospheric aerosols on climate with special reference to temperature near the earth's surface. *J. Appl. Meteorol.* 10, 703—714, 1971
- MÖGLICH, F.: Beugungserscheinungen an Körpern von ellipsoidischer Gestalt. *Ann. Phys.* 83, 609—734, 1927
- MOHNEN, V. A., und J. P. LODGE Jr.: General review and survey of gas-to-particle conversions. *Proc. 7th Int. Conf. Cond. Ice Nuclei, Prague-Vienna*, 69—91, 1969
- MOSSOP, S. C.: Stratospheric particles at 30 km. *Nature* 199, 325—326, 1963
- MOSSOP, S. C.: Volcanic dust collected at an altitude of 20 km. *Nature* 203, 824—827, 1964
- NCAR Quarterly: Stratospheric Aerosols. No. 33, Nov. 1971
- NEUMANN, D.: Messung des troposphärischen Aerosols mit Laserstrahlung vom Boden aus. Dissertation Universität Mainz, 1972
- NEWELL, R. E., und C. R. GRAY: Meteorological and ecological monitoring of the stratosphere and mesosphere. NASA contractor Report, NASA CR-2094, 1972
- NEWKIRK, G., und J. A. EDDY: Light scattering by particles in the upper atmosphere. *J. Atmospheric Sci.* 21, 35—60, 1965
- NIX, N.: Die Kondensation und Verdampfung an Einzelteilchen von Kleinaerosolen. *Staub* 29, 188—191, 1969
- ORR, C., J. H. BURSON und E. Y. KENG: Aerosol research in chemical engineering at Georgia Techn. J. *Air Pollution Contr. Assoc.* 17, 590—592, 1967
- PASCERI, R. E., und S. K. FRIEDLANDER: Measurements of the particle size distribution of the atmospheric aerosol: II. Experimental results and discussion. *J. Atmospheric Sci.* 22, 577—584, 1965
- PILIPOWSKYJ, S., und J. A. WEIMANN: Investigation of the stratospheric aerosol by infrared and lidar techniques. *J. Geophys. Res.* 73, 7553—7560, 1968
- PLASS, G. N., und G. W. KATTAWAR: Polarization of the radiation reflected and transmitted by earth's atmosphere. *Appl. Optics* 9, 1122—1130, 1970
- PROSPERO, J. A.: Atmospheric dust studies on Barbados. *Bull. Am. Meteorol. Soc.* 49, 645—652, 1968
- QUENZEL, H.: Optische Bestimmung der Kontinuum-Absorption maritimer Luftmassen im Spektralbereich der Sonnenstrahlung. „Meteor“-Forsch.-Ergebnisse B 1, 36—40, 1967



- QUENZEL, H.: Über den Einfluß der vertikalen Trübungsschichtung auf den Energiegewinn der Atmosphäre durch die Kontinuums-Absorption. *Pure and Appl. Geophys.* 71, 149–163, 1968
- QUENZEL, H.: Determination of size distribution of atmospheric aerosol particles from spectral solar radiation measurements. *J. Geophys. Res.* 75, 2915–2921, 1970
- RASCHKE, E.: Multiple scattering calculation of the transfer of solar radiation in an atmosphere–ocean system. *Beitr. Phys. Atmosph.* 45, 1–19, 1972
- RASOOL, S. I., und S. H. SCHNEIDER: Atmospheric carbon dioxide and aerosols: Effects of large increases on global climate. *Science* 173, 138–141, 1971
- ROACH, W. T.: The absorption of solar radiation by water vapour and carbon dioxide in a cloudless atmosphere. *Quarterly J. Roy. Meteorol. Soc.* 87, 364–373, 1961
- ROACH, W. T., und GOODY, R. M.: Absorption and emission in the atmospheric window from 770 to 1250  $\text{cm}^{-1}$ . *Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.* 84, 319–333, 1958
- ROBINSON, G. D.: Absorption of solar radiation by atmospheric aerosol as revealed by measurements at the ground. *Arch. Meteor. Geophys. Bioklim B* 12, 19–40, 1963
- ROSEN, J. M.: The vertical distribution of dust to 30 km. *J. Geophys. Res.* 69, 4673–4676, 1964
- ROSEN, J. M.: Stratospheric dust and its relationship to the meteoric influx. *Space Sci. Rev.* 9, 58–89, 1969
- ROSENBERG, G. V.: The properties of an atmospheric aerosol from optical data. *Izv. Atmospheric Oceanic Phys.* 3, 936–949, 1967
- RUPPERSBERG, G. H.: Die Änderung des maritimen Dunst-Streukoeffizienten mit der relativen Feuchte. „Meteor“-Forsch.-Ergebnisse B 6, 37–60, 1971
- SHAH, G. M.: Study of aerosols in the atmosphere by twilight scattering. *Tellus* 22, 82–93, 1968
- SCHÜTZ, L.: Messung der Größenverteilung von luftgetragendem Staub und Bodenmaterial in der Libyschen Sahara. Diplomarbeit Universität Mainz, 1971
- SMIC-Report of the Study of Man's Impact on Climate. Massachusetts Institute of Technology, Cambridge Mass. USA, 1971
- STEINHORST, G.: Einfluß atmosphärischer Aerosolschichten auf den Himmelstrahlungspolarisationsgrad während der Dämmerung. *Beitr. Phys. Atmosph.* 44, 279–292, 1971
- TANAKA, M.: Radiative transfer in turbid atmospheres, I. Matrix analysis for the problem of diffuse reflection and transmission. *J. Meteorol. Soc. Japan* 49, 296–312, 1971 a
- TANAKA, M.: Radiative transfer in turbid atmospheres, II. angular distribution of intensity of the solar radiation diffusely reflected and transmitted by turbid atmospheres. *J. Meteorol. Soc. Japan* 49, 321–332, 1971 b
- VAN DE HULST, H. C.: Light scattering by small particles. John Wiley and Sons, Inc., New York, 1957
- VOHRA, K. G., K. N. VASUDEVAN und P. V. N. NAIR: Mechanisme of nuclei forming reactions in the atmosphere. *J. Geophys. Res.* 75, 2951–2960, 1970

- VOLZ, F.: Die Optik und Meteorologie der atmosphärischen Trübung. Ber. Deutscher Wetterdienst 13, 1—47, 1954
- VOLZ, F.: Die spektralen Eigenschaften der Dunstsubstanz: UV-Absorption von Niederschlagswasser und der Dunsteinfluß auf die langwellige atmosphärische Strahlung. Ann. Meteorol. 8, 34—39, 1957
- VOLZ, F.: Note on the global variation of stratospheric turbidity since the eruption of Agung volcano. Tellus 17, 513—515, 1965
- VOLZ, F.: Infrared absorption by atmospheric aerosol substances. J. Geophys. Res. 77, 1017—1031, 1972a
- VOLZ, F.: Infrared refractive index of atmospheric aerosol substances. Appl. Optics 11, 755—759, 1972b
- VOLZ, F.: The complex index of refraction of aerosol from 0.2  $\mu$  to 40  $\mu$ . International Radiation Symposium, Sendai, Japan, 1972c
- VOLZ, F., und R. M. GOODY: The intensity of twilight and upper atmospheric dust. J. Atmospheric Sci. 19, 385—406, 1962
- WALTER, H.: Theoretische Studien zur Koagulation und Größenverteilung von Kondensationsaerosolen. Dissertation Universität Erlangen-Nürnberg, 1972
- WELLS, M. B., P. G. COLLINS und K. CUNNINGHAM: Light transport in the atmosphere, Vol. I: Monte Carlo-studies. Technical Report ECOM-00240-1, RRA-T 63-1, Fort Worth, Texas, 1966
- WENT, F. W.: The nature of aitenk condensation nuclei. Tellus 18, 549—556, 1966
- WENT, F. W.: Formation of aerosol particulates derived from naturally occurring hydrocarbons produced by plants. J. Air Pollution Control Assoc. 17, 589—580, 1967
- WINKLER, P.: Wachstum natürlicher Aerosolteilchenproben in Abhängigkeit von der relativen Feuchte. Diplomarbeit Universität Mainz, 1967
- WINKLER, P.: Untersuchungen über das Größenwachstum natürlicher Aerosolteilchen mit der relativen Feuchte nach einer Wägemethode. Ann. Meteorol. 4, 134—137, 1969
- WINKLER, P.: Zusammensetzung und Feuchtwachstum von atmosphärischen Aerosolteilchen. Dissertation Universität Mainz, 1970
- WOODCOCK, A. H.: Salt nuclei in marine air as a function of altitude and wind force. J. Meteorol. 10, 362—371, 1953
- YAMAMOTO, G., und S. ASANO: Light scattering by spheroidal particles. Proc. International Radiation Symposium, Sendai, Japan, 1972
- ZDUNKOWSKI, W., und R. L. WEICHEL: Radiative energy transfer in haze atmospheres. Beitr. Phys. Atmosph. 44, 53—68, 1971
- ZDUNKOWSKI, W., und N. D. MCQUAGE: Short term effects of aerosols on the air layer near the ground. Tellus 24, 237—254, 1972

## Theoretical Body Wave Seismograms for Media with Spherical Symmetry — Discussion and Comparison of Approximate Methods<sup>1)</sup>

G. MÜLLER, Karlsruhe<sup>2)</sup>

Eingegangen am 14. Oktober 1972

*Summary:* An improved version of an earth-flattening approximation (EFA) is derived which is applicable for arbitrary position of source and receiver in an earth model and includes also diffracted waves. Together with methods for theoretical seismograms in layered half-spaces, such as the reflectivity method or generalized ray theory, the EFA allows calculations for realistic earth models. Comparison with exact results for the diffraction of  $P$  waves at the core of a simple earth model [RICHARDS, 1970] shows that the EFA is useful for problems whose product wavenumber times radius,  $kr$ , is greater than about 16. Furthermore, it is shown that the approximate generalized ray theory for a layered sphere by GILBERT and HELMBERGER [1972] is practically equivalent to the EFA, combined with generalized ray theory for a layered half-space. The latter has a certain advantage since it gives also the so-called chord rays, i.e., rays whose deepest segment is a straight line inside one of the layers of the sphere. All three approximate methods, (1) EFA plus reflectivity method for a half-space, (2) EFA plus generalized ray theory for a half-space, and, (3) generalized ray theory for a sphere, can be applied in amplitude studies of most observed seismic body wave phases. Only rays, passing relatively close to the earth's center (for  $P$  waves with period 1 (30) sec, closer than 27 (810) km), are excluded.

*Zusammenfassung:* Eine verbesserte Version einer Flache-Erde-Näherung (FEN) wird abgeleitet. Sie gilt für beliebige Lage von Quelle und Empfänger in einem Erdmodell und schließt auch gebeugte Wellen ein. Zusammen mit Methoden für theoretische Seismogramme für geschichtete Halbräume, wie der Reflektivitätsmethode oder der generalisierten Strahlentheorie, erlaubt die FEN Rechnungen für realistische Erdmodelle. Ein Vergleich mit exakten Resultaten für die Beugung von  $P$ -Wellen am Kern eines einfachen Erdmodells [RICHARDS, 1970] zeigt, daß die FEN brauchbar ist für Probleme, bei denen das Produkt Wellenzahl mal Radius,  $kr$ , größer als etwa 16 ist. Weiterhin wird gezeigt, daß die genäherte generalisierte Strahlentheorie für eine geschichtete Kugel von GILBERT und HELMBERGER [1972] praktisch äquivalent ist der Kombination aus FEN und generalisierter Strahlentheorie für einen geschichteten Halbraum. Letztere ist etwas vorteilhafter, da sie auch jene Strahlen ergibt, deren tiefstes Segment eine gerade Linie innerhalb einer der Schichten der geschichteten Kugel ist (chord rays). Alle drei Näherungsmethoden, (1) FEN plus Reflektivitätsmethode für einen Halbraum, (2) FEN plus generalisierte Strahlentheorie für einen Halbraum und (3) generali-

<sup>1)</sup> This work was performed at the IBM T.J. Watson Research Center, Yorktown Heights, N.Y. 10598, and the Lamont-Doherty Geological Observatory, Palisades N.Y. 10964, USA. — Lamont-Doherty Geological Observatory Contribution No. 1925. — Contribution No. 84, Geophysical Institute, University of Karlsruhe.

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

sierte Strahlentheorie für eine Kugel, können bei Amplitudenuntersuchungen der meisten beobachteten seismischen Raumwellenphasen benutzt werden. Nur solche Wellen sind ausgeschlossen, deren Strahlen relativ nahe am Erdmittelpunkt vorbeigehen (für *P*-Wellen der Periode 1 (30) sec näher als 27 (810) km).

## 1. Introduction

The wave-theoretical treatment of body waves in spherically symmetrical earth-models, having radially varying velocities of elastic waves and density, has received considerable attention during recent years. The main reason is that there are several depth ranges in the earth where these material properties vary so rapidly that interpretations of seismic observations within the framework of geometric ray theory, i. e. interpretations of travel times and ray parameters, cannot answer all questions of interest. For instance, the determination of the thickness of transition zones (from the earth's crust to the mantle, within the mantle, from the mantle to the core, and within the core) is subject to relatively large uncertainties if only these ray data are available or interpreted. The problem here is to fix the location of cusps in the travel time curve of body phases, and this problem is by nature connected with the amplitudes of these phases around the cusps. Another type of problem is that of the density variation across discontinuities and transition zones. It can only be solved, if at all with body waves, by amplitude studies of reflections from these zones.

The interpretation of amplitudes, whether they are spectral or pulse amplitudes, can only be performed effectively if model calculations for realistic earth-models are possible. By realistic we mean in the following that the wave velocities and the density may be arbitrary functions of depth in a spherical earth-model. We do not consider lateral variations and the ellipticity of the earth. Exact methods for the treatment of such spherically symmetrical models are the normal-mode approach [LANDISMAN *et al.*, 1970] and a method which may be called reflectivity method since its main part is the wavenumber integration of the reflection coefficient (or reflectivity) of a layered spherical medium [CHAPMAN and PHINNEY, 1970]. Both references give extensive bibliographies on either method. The numerical difficulties, associated with these methods, seem still to be relatively large and justify the investigation of approximate methods for the propagation of body waves in media with spherical symmetry. At present, two methods of this kind are available. One is the transformation of a spherical earth-model with a point-source into a vertically inhomogeneous half-space by an earth-flattening approximation (EFA) [MÜLLER, 1971] and the subsequent use of computational methods for half-spaces which are relatively well developed at the present time. These methods are the ray-theoretical and the reflectivity method. The first is based on exact or generalized ray theory and consists of a decomposition of the displacement field into ray contributions [SPENCER, 1960; ČERVENÝ, 1966; HELMBERGER, 1968; MÜLLER, 1970]. The second method is essentially a wavenumber integration of the reflection coefficient (or reflectivity) of a horizontally layered medium [FUCHS, 1968; FUCHS and MÜLLER, 1971] and therefore quite similar to

Chapman's and Phinney's method for media with spherical symmetry. Another approximate way to treat body waves in spherically symmetrical media is by a ray-theoretical method, based on an approximate generalized ray theory for a layered sphere [GILBERT and HELMBERGER, 1972].

The purpose of this paper is to discuss some theoretical and practical aspects of these approximate methods: (1) A new derivation of the EFA is given which now includes also diffracted waves and which allows arbitrary depths for point source and receiver (Section 2). (2) The range of applicability of the EFA in terms of admissible values of the product wavenumber times radius,  $kr$ , is estimated by a comparison with Richards' [1970] exact results for the diffraction of  $P$ -waves at the core of a simple earth-model, having a homogeneous mantle and core (Section 3). (3) It will be shown that there is a close relation between Gilbert's and HelMBERGER's ray-theoretical method for a layered sphere on the one hand, and the combination of the EFA and the ray-theoretical method for the equivalent (or almost equivalent) half-space on the other (Section 4).

## 2. Earth-Flattening Approximation

The earlier version of the EFA [MÜLLER, 1971] was derived from a comparison of geometric ray theory for a radially symmetric sphere and a vertically inhomogeneous half-space. It was attempted to map rays, connecting a point source and a receiver in the sphere, into rays in a half-space under the condition of optimum agreement of the amplitudes. This approach is sufficient if both source and receiver are at the same depth and for epicentral distances up to about 80 degrees. If, however, the depths are not the same, there are problems with a reasonable density transformation from the sphere to the half-space, and the travel times of corresponding rays in the sphere and the half-space are not the same. Moreover, for epicentral distances greater than about 80 degrees the amplitude errors increase strongly. These disadvantages can be avoided, if one searches not only for the half-space which gives optimum approximation to the amplitudes of the rays in the sphere, but tries to find additionally some rules which lead to exactly the same amplitudes of corresponding rays, and if one also considers the phases. In the following, the EFA is derived along these lines.

Fig. 1 shows a ray in the sphere ( $Q_s$ =point source,  $r_0$ =source radius,  $\psi_0$ =radiation angle,  $P_s$ =receiver,  $r_1$ =receiver radius,  $\psi_s$ =ray angle at receiver,  $\Delta$ =epicentral distance in angular units,  $x_s$ =epicentral distance in length units,  $r$ =radial coordinate,  $V_s(r)$ =velocity of compressional or shear waves,  $\rho_s(r)$ =density,  $R$ =radius of the sphere) and the corresponding image ray in the half-space ( $Q_f$ =image source,  $\zeta_0$ =image source depth,  $P_f$ =image receiver,  $\zeta_1$ =image receiver depth,  $\psi_f$ =ray angle at image receiver,  $x_f$ =epicentral distance in length units,  $\zeta$ =depth coordinate,  $V_f(\zeta)$ =velocity of compressional or shear waves,  $\rho_f(\zeta)$ =density). The radiation from the image source in the half-space is the same as from the source in the sphere,

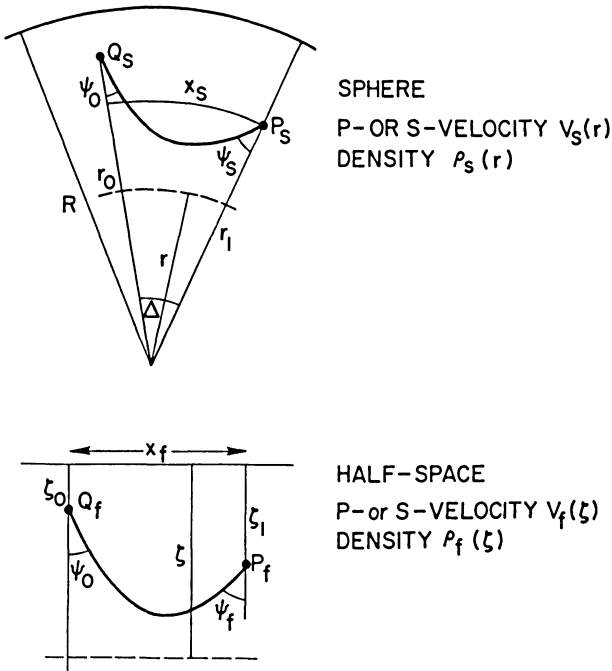


Fig. 1: Corresponding rays in a sphere and a half-space. The models are related by the earth-flattening approximation, explained in the text

apart from second order effects, if the radiation angle is  $\psi_0$  as in the sphere, and if

$$V_f(\zeta_0) = V_s(r_0) \quad \text{and} \quad \rho_f(\zeta_0) = \rho_s(r_0). \quad (1)$$

The amplitudes of the two rays in the approximation of geometric ray theory are:

$$A_s \sim \left[ \rho_s(r_1) V_s(r_1) r_1 \sin \Delta \left| \frac{\partial x_s}{\partial \psi_0} \right|_{r=r_1} \cos \psi_s \right]^{-1/2} \quad (2)$$

$$A_f \sim \left[ \rho_f(\zeta_1) V_f(\zeta_1) x_f \left| \frac{\partial x_f}{\partial \psi_0} \right|_{\zeta=\zeta_1} \cos \psi_f \right]^{-1/2}. \quad (3)$$

The constant of proportionality in both expressions is the same because of (1). The condition

$$x_f = x_s = r_1 \Delta \quad (4)$$

for the epicentral distances leads to the depth transformation

$$\zeta = r_1 \ln \frac{R}{r} \quad (5)$$

and to the velocity transformation

$$V_f(\zeta) = \frac{r_0}{r} V_s(r). \quad (6)$$

Moreover,

$$\psi_f = \psi_s \quad (7)$$

and

$$t_s = \frac{r_0}{r_1} t_f, \quad (8)$$

where  $t_f$  and  $t_s$  are the travel times along corresponding rays. Formulas (5) to (8) were derived in detail in the earlier paper. A physically plausible density transformation is one which keeps the impedance unchanged:

$$\rho_f(\zeta) = \frac{r}{r_0} \rho(r). \quad (9)$$

Inserting (4), (6), (7) and (9) into (2) and (3), we obtain

$$A_s = \left( \frac{\Delta}{\sin \Delta} \right)^{1/2} A_f. \quad (10)$$

Thus, by transforming the sphere into a half-space with the aid of (5), (6) and (9), by calculating epicentral distances, travel times and amplitudes of the rays in the half-space and by correcting travel times and amplitudes according to (8) and (10), respectively, it is possible to derive all the characteristic quantities of the rays in the sphere in an exact way. So far, we have considered rays with turning points, i.e., rays with a horizontal tangent at their deepest point. But the amplitude expressions (2) and (3) are also valid for rays propagating only downwards or upwards from the source, and, after inclusion of plane wave reflection and transmission coefficients, for rays reflected, transmitted and converted at first order discontinuities. Reflection and transmission coefficients remain unchanged by the EFA, since velocity and density ratios across corresponding interfaces in the sphere and the half-space remain the same, and since the angles of incidence are identical because of (7). Thus, all results for rays with turning points are valid for other types of rays. The only exception

are diffracted rays whose amplitude correction formula is different from (10). They are considered below separately.

We thus see that the EFA, together with geometric ray theory for a half-space, gives an exact picture of geometric ray theory for a sphere. It is natural to suspect that the EFA, together with exact or more exact wave theories for half-spaces, is a useful approximation of corresponding theories for spherically symmetrical media. The approximation will be the better the higher the frequency is. Hence, the decisive question is whether or not the EFA is applicable for the frequencies of seismic body waves, as observed with short- and long-period seismographs. This is discussed in the next section. Here, we resume the theory of the EFA by investigating what the correction formulas (8) and (10) mean in the case of finite frequencies or in the case of pulse propagation.

Relation (10) is easily interpreted as the rule that all arrivals (except diffracted ones) in the half-space seismograms at the epicentral distance  $x_f = x_s = r_1 \Delta$  have to be multiplied by the factor  $(\Delta/\sin \Delta)^{1/2}$ . Relation (8) points, firstly, to the necessity of a transformation of frequency (or circular frequency),

$$\omega_f = \frac{r_0}{r_1} \omega_s, \quad (11)$$

as part of an EFA for finite frequencies, since only then the rays in the half-space have the same phase as those in the sphere:

$$\omega_f t_f = \frac{r_0}{r_1} \omega_s \frac{r_1}{r_0} t_s = \omega_s t_s.$$

Identity of the phases, however, is clearly a condition as important for finite frequencies as identity of amplitudes, especially near caustics and other distance ranges where rays interfere. Secondly, the time scale of the half-space seismograms has to be changed according to (8), i.e., (8) now does not only relate a finite number of ray arrival times but also all other times. The frequency transformation (11) means that the source time function of the image source in the half-space is compressed or expanded along the time axis, compared with the source time function of the source in the sphere. The time scale change of the half-space seismograms has the opposite direction. Thus, no dispersion is left except that due to the medium itself.

The necessity of the frequency transformation (11) in the case of different source and receiver radii was not recognized in the earlier derivation of the EFA [Müller, 1971]. The use of the EFA in the calculation of crustal and mantle transfer functions, as described at the end of the that paper, is not correct without (11). Using the complete EFA, however, is practically no progress, compared with the usual calculation in which the earth's curvature is disregarded, since the transfer function of the



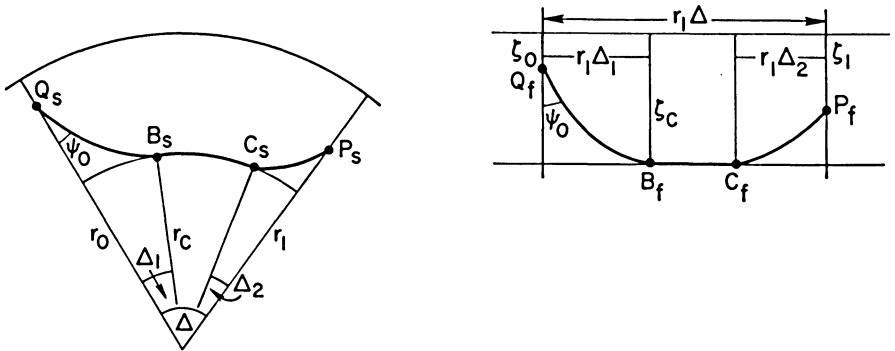


Fig. 2: Corresponding diffracted rays in a sphere and a half-space, related by the earth-flattening approximation. The radius of the diffracting boundary is  $r_c$  and is transformed into the depth  $\zeta_c$  in the half-space. The contribution to the epicentral distance  $\Delta$ , corresponding to the downgoing and the upgoing ray segment, is  $\Delta_1$  and  $\Delta_2$ , respectively

original stack of layers for plane waves with frequency  $\omega_s$ , differs only slightly from the transfer function of the transformed stack of layers for the frequency  $\omega_f$ . The main effects, amplitude changes by transmission and reflection at the first order discontinuities between the layers and phase delays, are exactly the same in both stacks of layers. The additional amplitude changes due to the velocity gradients in the transformed layers are negligible as long as the total thickness of the original layers is small compared with the earth's radius. This condition is met in all cases of practical interest. The complete EFA would only be useful, if one would feel the necessity to depart from the plane wave approximation of the incident wave.

Now, we consider diffracted rays (Fig. 2) and assume that the half-space is derived from the sphere by the transformations (5), (6) and (9). For the epicentral distance of the receiver image  $P_f$  we assume (4), as in the case of the other rays. Then, the travel times of both diffracted rays are related by (8). This is proved by considering separately the three segments of the rays, from the source to the diffracting boundary, along the boundary, and from the boundary to the receiver. The first and third ray segment are special cases of the rays which were investigated so far. Hence, (8) is fulfilled for them. The travel time from  $B_s$  to  $C_s$  in the sphere is

$$t_s = \frac{r_c(\Delta - \Delta_1 - \Delta_2)}{V_s(r_c)},$$

and that from  $B_f$  to  $C_f$  in the half-space is, using (6),

$$t_f = \frac{r_1(\Delta - \Delta_1 - \Delta_2)}{(r_0/r_c)V_s(r_c)} = \frac{r_1}{r_0} t_s.$$

Therefore, (8) is true for the whole diffracted ray. The only difference between the rays, considered before, and diffracted rays is in the amplitude correction formula, as will be shown now.

The correction factor by which the amplitudes of the diffracted arrivals in the half-space seismograms have to be multiplied in order to give the diffracted arrivals of the sphere is, in the approximation of geometric ray theory, the product of two terms. The first corrects for the difference in amplitude decay along the ray segments from the source to the diffracting boundary and from this boundary to the receiver and follows from (10) for a receiver at the geometrical shadow boundary  $\Delta = \Delta_1 + \Delta_2$ :

$$c_1 = \left( \frac{\Delta_1 + \Delta_2}{\sin(\Delta_1 + \Delta_2)} \right)^{1/2}.$$

The second term corrects for the difference in amplitude decay between  $B_s$  and  $C_s$  on the one hand and between  $B_f$  and  $C_f$  on the other. In both cases, the wave traveling along the diffracting boundary loses energy by radiation and by expansion of its circular wave front. We assume that the losses by radiation are the same in the sphere and the half-space. A justification of this assumption is given in Section 3 by calculations for a specific example. Then, we are left with the differences in the expansion of the wave fronts which lead to different amplitudes in  $C_s$  and  $C_f$ :

$$A_{C_s} = A_{B_s} \left( \frac{\sin \Delta_1}{\sin(\Delta - \Delta_2)} \right)^{1/2}$$

$$A_{C_f} = A_{B_f} \left( \frac{\Delta_1}{\Delta - \Delta_2} \right)^{1/2}.$$

From this, we find the second correction term:

$$c_2 = \left( \frac{(\Delta - \Delta_2) \sin \Delta_1}{\Delta_1 \sin(\Delta - \Delta_2)} \right)^{1/2}.$$

The total correction factor is  $c_1 c_2$  and gives the amplitude correction formula for diffracted rays,

$$A_s = \left( \frac{(\Delta_1 + \Delta_2) \sin \Delta_1 (\Delta - \Delta_2)}{\sin(\Delta_1 + \Delta_2) \Delta_1 \sin(\Delta - \Delta_2)} \right)^{1/2} A_f. \quad (12)$$

At the geometrical shadow boundary,  $\Delta = \Delta_1 + \Delta_2$ , (12) gives the same amplitude correction as (10), the correction formula for  $\Delta < \Delta_1 + \Delta_2$ . Thus, both formulas are linked with each other continuously, as it should be.

At the end of this section, we summarize briefly the EFA and its use, and refer to Figs. 1 and 2 for an explanation of the denotations. The first step is the transformation of the sphere into a half-space and depends on source and receiver radius:

$$\begin{aligned} \text{Radius (or depth) transformation:} & \quad \zeta = r_1 \ln \frac{R}{r} \\ P\text{- and } S\text{-wave velocity transformation:} & \quad V_f(\zeta) = \frac{r_0}{r} V_s(r) \quad (13) \\ \text{Density transformation:} & \quad \rho_f(\zeta) = \frac{r}{r_0} \rho_s(r). \end{aligned}$$

The second step is the frequency transformation

$$\omega_f = \frac{r_0}{r_1} \omega_s \quad (14)$$

and leads to a different pulse form of the source time function in the half-space, if  $r_0 \neq r_1$ . The third step is the calculation of theoretical seismograms for receiver positions in the half-space at the depth  $\zeta_1 = r_1 \ln(R/r_1)$  and at the epicentral distances  $r_1 \Delta_i$  where the  $\Delta_i$  are the (angular) epicentral distances in the sphere for which theoretical seismograms are desired. The fourth and final step is a time scale change,

$$t_s = \frac{r_0}{r_1} t_f, \quad (15)$$

in the half-space seismograms and an amplitude scale change,

$$A_s = \left( \frac{\Delta}{\sin \Delta} \right)^{1/2} A_f. \quad (16)$$

In the case of diffracted arrivals, (16) has to be replaced by

$$A_s = \left( \frac{(\Delta_1 + \Delta_2) \sin \Delta_1 (\Delta - \Delta_2)}{\sin(\Delta_1 + \Delta_2) \Delta_1 \sin(\Delta - \Delta_2)} \right)^{1/2} A_f. \quad (17)$$

### 3. Range of Applicability of the Earth-Flattening Approximation

The derivation of the EFA, as given in the foregoing section, does not lead to an idea about its range of applicability in terms of admissible frequencies or wave-numbers. Therefore, the only way to find these is a numerical comparison with exact results. We have investigated the diffraction of *P*-waves at the core of a simple earth

model, having a homogeneous mantle and core. The test of the EFA for a diffraction problem is probably harder than for problems, involving rays with turning points or reflected rays. The main reason for choosing the diffraction problem, however, is that it has been studied extensively by other authors [PHINNEY and CATHLES, 1969; CHAPMAN and PHINNEY, 1970; RICHARDS, 1970]. Therefore, reference data, or methods to obtain them, exist. A computer program by Paul Richards has been used for the calculation of frequency-dependent amplitude-distance curves for the radial displacement around and beyond the geometrical shadow boundary. The source, an explosive point source, and the receivers are located at radial distances equal to the earth's radius. The earth's surface is not included. The results are the continuous curves in Fig. 3 for periods of 10, 30 and 60 sec. The amplitude accuracy is better than one part in thousand. Thus, these curves can be considered as an exact reference basis against which results, obtained with the EFA, can be checked.

The simple earth model was transformed by (13) into a half-space. Theoretical half-space seismograms were computed with the reflectivity method, described by FUCHS and MÜLLER (1971). The corresponding computer program is, like Richards' program, for an explosive point source and allows one to neglect the influence of the earth's surface. Therefore, source and receiver conditions are modeled exactly. The half-space consists of an inhomogeneous layer with  $P$  and  $S$  velocities, increasing exponentially with depth, until the transformed core-mantle boundary is reached at a depth of 3815 km. There, they drop to lower values. For increasing depth, there is again an exponential velocity increase. This inhomogeneous half-space is replaced by homogeneous layers whose thicknesses are not greater than a quarter of the wavelength of  $P$  waves. Tests showed that this subdivision is finer than actually required. Below a depth of about one wavelength below the transformed core-mantle boundary, a homogeneous half-space is assumed. The theoretical seismograms were computed for source pulses with dominant periods close to 10, 30 and 60 sec, respectively. An example is given in Fig. 4 for the case of the 60-sec period. The first arrival is, for  $\Delta < 113.5^\circ$ , the superposition of the direct  $P$  wave and the  $PcP$  wave, reflected at the core. For  $\Delta > 113.5^\circ$ , the first arrival is the diffracted wave  $P_{diff}$ . The second arrival is a purely numerical effect due to the restriction to real phase velocities in the calculation of the theoretical seismograms. The times of onset and the apparent velocity of this arrival can be chosen, within certain limits, so as to avoid interference with the arrivals of interest. Therefore, this arrival poses no essential practical problems, even in the case of diffracted waves in models of the real earth. Spectral analyses of the  $(P+PcP)$ - and  $P_{diff}$ -arrivals and division of the amplitude spectra by the amplitude spectrum of the source pulse gave the spectral amplitudes, included in Fig. 3 as symbols. No normalization with the exact curves of this figure has been performed. At epicentral distances beyond the geometrical shadow boundary (Fig. 3), the upper symbols of each type correspond to a correction of the half-space amplitudes of  $P_{diff}$  by (16) whereas the lower symbols are for a correction by (17) which is the proper formula for  $P_{diff}$ .

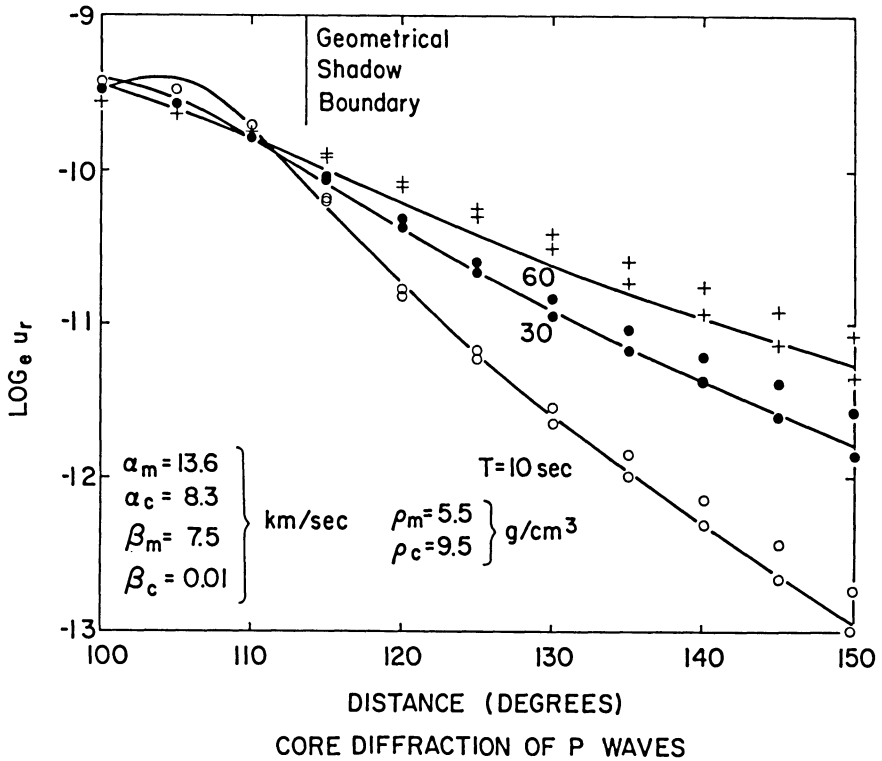


Fig. 3: Exact diffracted  $P$ -wave amplitudes (continuous curves), calculated with a program by PAUL RICHARDS [RICHARDS, 1970], and amplitudes, calculated with the earth-flattening approximation and a program for body waves in a layered half-space. Open circles are for the period  $T=10$  sec, closed circles for  $T=30$  sec and crosses for  $T=60$  sec. The earth model has a homogeneous solid mantle with  $P$  velocity  $\alpha_m$ ,  $S$  velocity  $\beta_m$  and density  $\rho_m$ , and a homogeneous liquid core with  $P$  velocity  $\alpha_c$  and density  $\rho_c$ . The core radius is 3500 km. The geometrical shadow boundary is at the distance  $113.5^\circ$ . The ordinate is the natural logarithm of the radial displacement. The influence of the earth's surface is disregarded. The approximate amplitudes follow from theoretical seismograms (see Fig. 4 for an example) by spectral analysis and removal of the source spectrum. The upper and lower symbols correspond to a correction of the diffracted amplitudes in the half-space model by formula (16) and (17), respectively

The good agreement between the exact amplitudes and those, calculated with the EFA, can be considered as a general justification of the EFA, especially if one takes into account that the numerical calculation of the half-space seismograms and the subsequent spectral analysis also contribute to the departures. From the trend of the departures with increasing period, we conclude that the EFA does not introduce amplitude errors greater than about 20 per cent in diffraction studies, provided that

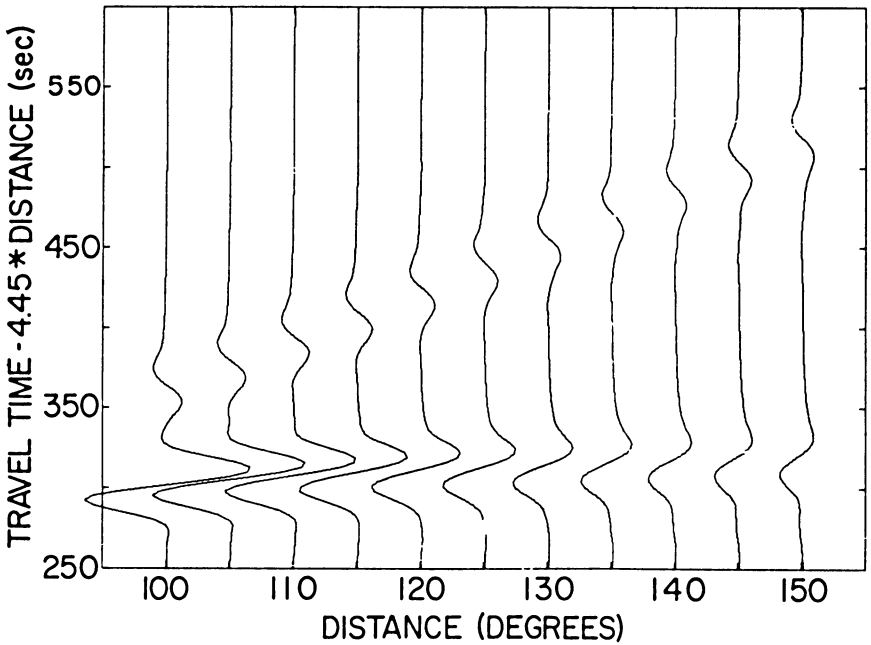


Fig. 4: Theoretical seismograms for the diffraction of  $P$  waves at the core of the simple earth model, described in the caption of Fig. 3. The earth-flattening approximation and a computer program for body waves in a layered half-space have been used. The dominant period of the source pulse is close to 60 sec. The seismograms are for the radial displacement. Since the computer program applies routinely the amplitude correction formula (16), the amplitudes for distances greater than  $113.5^\circ$  have to be divided by the right side of (16) and multiplied by the right side of (17), in order to obtain the true diffracted amplitudes. The true amplitude decay is somewhat stronger than shown in the seismograms (see Fig. 3). The second arrival after the diffracted wave is due to numerical effects. It is discussed in the text

the periods do not exceed 100 sec and the largest epicentral distance is about  $40^\circ$  beyond the geometrical shadow boundary. From the maximum period of 100 sec and the data of the simple earth model considered, we find a minimum value of the product wavenumber times radius,  $kr$ , of about 16. In order to avoid amplitude errors greater than about 20 per cent in diffraction studies with the EFA, one should consequently have

$$kr > 16. \quad (18)$$

There is little doubt that this rule can also be applied to the investigation of other body wave phases, such as near vertical or critical reflections from transition zones, or phases, corresponding to rays with turning points. In these cases, the maximum

amplitude errors are possibly even smaller than 20 per cent. Thus, (18) gives a reasonable idea about the range of body wave propagation problems for media with spherical symmetry which can be studied with the aid of the EFA. Taking a typical distribution of  $P$ -wave velocities within the earth and the periods  $T=1$  sec and  $T=30$  sec, corresponding to maximum magnifications of conventional short- and long-period seismographs, respectively, we derive the following minimum values of radial distance:

$$T=1 \text{ sec} \quad r_{\min} = 27 \text{ km}$$

$$T=30 \text{ sec} \quad r_{\min} = 810 \text{ km.}$$

Both distances are in the earth's inner core. For rays penetrating below these depths (or the corresponding depths for different periods), larger errors are possible and probable. For  $S$  waves, the minimum radial distances are, assuming (18) and an  $S$  velocity in the inner core around 3 km/sec [DZIEWONSKI and GILBERT, 1971; JULIAN *et al.*, 1972]:

$$T=1 \text{ sec} \quad r_{\min} \approx 8 \text{ km}$$

$$T=30 \text{ sec} \quad r_{\min} \approx 240 \text{ km.}$$

Thus, all types of mantle body waves and waves, diffracted at the core, can be studied with the aid of the EFA. The same is true for many core phases, as long as their rays do not pass too close to the earth's center. An amplitude investigation of core phases, especially long-period ones, utilizing the EFA, will be published elsewhere [MÜLLER, 1973].

#### 4. Comparison of Two Approximate Forms of Generalized Ray Theory for an Inhomogeneous Sphere

Recently, GILBERT and HELMBERGER [1972] published a generalized ray theory for a sphere, consisting of homogeneous spherical shells. In the following, this paper is referred to as GH. The authors consider only rays whose reflection points are on the interfaces between the shells and give an approximation for their displacement components which is valid for sufficiently short pulses. In this case, the reflection and transmission of a ray at the interfaces is described by plane wave reflection and transmission coefficients (in the sense of generalized ray theory for a layered half-space). GILBERT and HELMBERGER consider this approximation applicable to body wave propagation problems with  $kr > 30$ . A certain disadvantage of this theory is that the so-called chord rays, i.e., rays with turning points inside the shells, are not included.

In this section, it will be shown that this method is equivalent to a transformation of the layered sphere into a half-space with the EFA and the subsequent use of

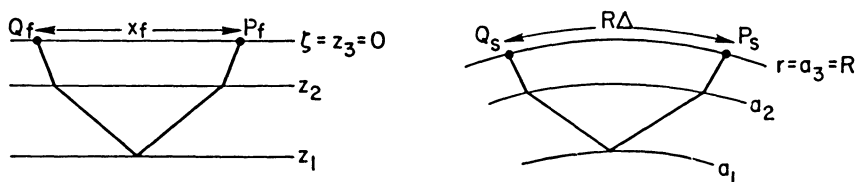


Fig. 5: Rays in a layered half-space and sphere whose displacements are given by formulas (19) and (22), respectively

generalized ray theory for the image rays in the half-space. Moreover, it will turn out that chord rays in the sphere can easily be included. We use as far as possible formulas and denotations of GH, and consider also the same compressional ray as these authors do (Fig. 5). They give the Laplace transform of an arbitrary displacement component of the ray in the half-space as follows (GH, formula (4)):

$$\bar{u}_f = \frac{1}{\pi i} \int_{-i\infty}^{+i\infty} K_0(sp x_f) F(p) T_{32f}(p) R_{21f}(p) T_{23f}(p) e^{-s\eta_f} dp, \quad (19)$$

where  $K_0$  is the modified Bessel function of order zero,  $s$  the Laplace variable,  $x_f$  the epicentral distance,  $F(p)$  the combined source and receiver directivity function,  $T_{32f}(p)$  and  $T_{23f}(p)$  the transmission coefficients of the interface  $\zeta = z_2$  for downward and upward transmission, respectively, and  $R_{21f}(p)$  the reflection coefficient of the interface  $\zeta = z_1$ . These coefficients, and also  $F(p)$  for cases of practical interest, have been given several times in the literature on exact or generalized ray theory (see, for instance, HELMBERGER [1968]), so they will not be reproduced here. Moreover,

$$\eta_f = 2 \int_{z_3}^{z_1} (V_f^{-2}(\zeta) - p^2)^{1/2} d\zeta, \quad (20)$$

where  $V_f(\zeta)$  is the  $P$ -velocity-depth function and is piecewise constant.

The corresponding results for the ray in the layered sphere are (GH, formula (5)):

$$\begin{aligned} \bar{u}_s = & \left( \frac{\Delta}{\sin \Delta} \right)^{1/2} \frac{1}{\pi i} \int_{-i\infty}^{+i\infty} K_0(s\gamma \Delta) F(\gamma/R) T_{32s}(\gamma/a_2) \times \\ & \times R_{21s}(\gamma/a_1) T_{23s}(\gamma/a_2) e^{-s\eta_s} \frac{d\gamma}{R}. \end{aligned} \quad (21)$$

Here,  $\Delta$  is the (angular) epicentral distance, and

$$\eta_s = 2 \int_{a_1}^{a_3} \left( V_s^{-2}(r) - \frac{\gamma^2}{r^2} \right)^{1/2} dr. \quad (22)$$



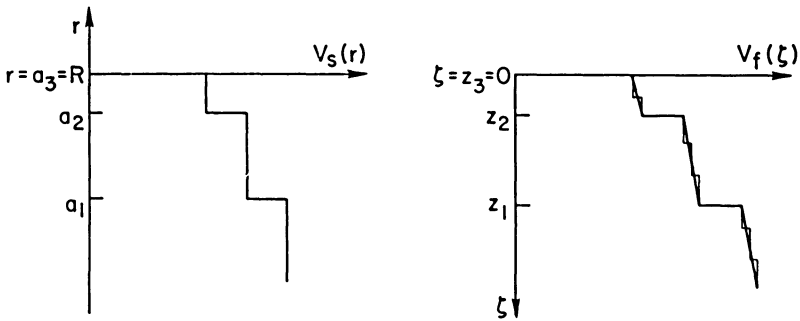


Fig. 6: Velocity-depth functions  $V_s(r)$  in a layered sphere and  $V_f(\zeta)$  in the equivalent half-space (thick solid line in the right diagram), derived from the sphere by the earth-flattening approximation for source and receiver at  $r=R$ . The thin solid line corresponds to an approximation of the half-space by homogeneous layers for the application of generalized ray theory

As in the case of  $V_f(\zeta)$ , the  $P$ -velocity distribution  $V_s(r)$  is piecewise constant. The coefficients  $T_{32s}$ ,  $T_{23s}$  and  $R_{21s}$  have the same form as  $T_{32f}$ ,  $T_{23f}$  and  $R_{21f}$ , respectively, and agree with them, if the argument is the same and if the velocities and densities of the layers in the sphere and the half-space agree.

We now transform the layered sphere with the ray under consideration into a half-space, using the transformation (13) of the EFA (Fig. 6). In order to apply generalized ray theory, we have to approximate the gradient layers in the half-space by a reasonable number of homogeneous layers. Thus, additional interfaces are introduced. Then, we calculate the ray displacement in the half-space for  $x_f=x_s=R\Delta$  (see (4)) according to (19) and adjust the amplitude scale by (16):

$$\begin{aligned} \bar{U}_s = & \left( \frac{\Delta}{\sin \Delta} \right)^{1/2} \frac{1}{\pi i} \int_{-i\infty}^{+i\infty} K_0(spR\Delta) F(p) T_{32f}(p) \times \\ & \times R_{21f}(p) T_{23f}(p) T(p) e^{-s\eta_f} dp. \end{aligned} \tag{23}$$

$T(p)$  is the product of the transmission coefficients due to the additional interfaces. Numerical calculations (for instance, those by MÜLLER [1970]) show that for interfaces of this kind, i.e., with small velocity contrasts, the product of the transmission coefficients for downward and upward propagation is very close to 1. Thus, we can assume  $T(p)=1$ . Introducing the depth and velocity transformations from (13) into (20) (for  $r_0=r_1=R$ ), we obtain

$$\eta_f = 2 \int_{a_1}^{a_3} \left( V_s^{-2}(r) - \frac{R^2 p^2}{r^2} \right)^{1/2} dr.$$

This expression is identical with  $\eta_s$  in (22), if

$$p = \frac{\gamma}{R}. \quad (24)$$

We can use (24) to change the integration variable in (23) from  $p$  to  $\gamma$ :

$$\begin{aligned} \bar{U}_s = & \left( \frac{\Delta}{\sin \Delta} \right)^{1/2} \frac{1}{\pi i} \int_{-i\infty}^{+i\infty} K_0(s\gamma\Delta) F(\gamma/R) T_{32f}(\gamma/R) \times \\ & \times R_{21f}(\gamma/R) T_{23f}(\gamma/R) e^{-s\eta_s} \frac{d\gamma}{R}. \end{aligned}$$

By using the explicit form of the reflection and transmission coefficients, it can be shown after some manipulation that

$$T_{32f}(\gamma/R) = T_{32s}(\gamma/a_2),$$

$$T_{23f}(\gamma/R) = T_{23s}(\gamma/a_2),$$

$$R_{21f}(\gamma/R) = R_{21s}(\gamma/a_1),$$

i.e., the coefficients of an interface at the radial distance  $a_i$  in the sphere, containing the original velocities and densities and taken for the argument  $\gamma/a_i$ , agree with the coefficients of the corresponding interfaces in the transformed half-space which contain transformed velocities and densities and are taken for the argument  $\gamma/R$ . Thus, we find that  $\bar{U}_s$  agrees with  $\bar{u}_s$  in (21). The same is true for the corresponding time functions.

This result has been derived for a particular ray, but it is also true for all other rays that are reflected and/or converted from compressional to shear mode at the interfaces. Thus, the EFA, together with generalized ray theory for a half-space, gives the same result as Gilbert's and Helmberger's approximate generalized ray theory for a sphere. A conclusion from this is that the latter method is theoretically also applicable to diffracted waves, since this is true for the former method. This possibility is also indicated in Appendix A of GH. However, a generalized ray theory has the basic disadvantage that it becomes unmanageable if multiple reflections have to be taken into account in addition to the primary reflections. This is necessary in the case of diffracted waves, as one can imagine from the purely horizontal propagation along the diffracting boundary. It is confirmed by calculations for the diffraction problem that was treated in the previous section. Taking into account only primary reflections, the amplitude decay into the shadow zone is much

slower than in reality (Fig. 3). Thus, generalized ray theory is not of great usefulness for the interpretation of the amplitudes of diffracted  $P$  or  $S$  waves.

So far, we have discussed the similarity of the two approximate forms of generalized ray theory for a sphere. Differences in their results for the same model have two reasons. Firstly, and most important, the method, based on the EFA, gives also the chord rays in addition to the rays considered above. They are simply the superposition of reflections from the additional interfaces that have to be introduced in the equivalent half-space when approximating the gradient layers by homogeneous layers (Fig. 6, right side). Chord rays, however, are probably not of great practical importance, since there are not many depth ranges in the earth where velocities and density are constant over several wavelengths of short-period and especially long-period waves. Secondly, when employing the method, based on the EFA, one will normally start with an inhomogeneous spherical earth model, transform it into the equivalent half-space and replace this inhomogeneous half-space by homogeneous layers. This layered half-space is not exactly the image of the layered sphere that is derived from the original inhomogeneous sphere for an application of Gilbert's and Helmberger's theory. However, the differences in the theoretical seismograms certainly are small, provided that in both cases a reasonably close approximation by homogeneous layers is sought. On a whole, the similarity of both methods is much greater than their differences, and they will be equally well suited for practical applications. Their limitations are also more or less the same. For both, the inequality (16) determines the range of applicability. Diffraction problems are not included, even if (16) is fulfilled.

## 5. Conclusions

(1) The three approximate methods for the calculation of theoretical body wave seismograms for media with spherical symmetry, described in this paper,

- (a) earth-flattening approximation plus reflectivity method for a layered half-space,
- (b) earth-flattening approximation plus generalized ray theory for a layered half-space,
- (c) Gilbert's and Helmberger's [1972] generalized ray theory for a layered sphere,

can be applied in amplitude studies of most seismic body wave phases. The lower limit of the product  $kr$  is about 16. Thus, the only rays that are excluded are those bottoming in a spherical region inside the earth's inner core whose radius depends on the period. It is about 30 km for  $P$  waves with a period of 1 sec, and about 800 km for a period of 30 sec.

(2) Method (a) is the most accurate one, since it includes all multiples and gives also a correct picture of diffracted waves. Methods (b) and (c) are equivalent, apart from the fact that (b) includes additionally the chord rays.

### Acknowledgements

I am grateful to PAUL RICHARDS for discussions and for making available his computer program for the diffraction of elastic waves. He and LEE ALSOP read the manuscript. MARGARET CASEY typed it. Part of this work was supported by National Science Foundation grant GA 22709. This work was performed at the IBM T. J. Watson Research Center, Yorktown Heights, and at the Lamont-Doherty Geological Observatory, Palisades. I gratefully acknowledge the hospitality of my colleagues at both places.

### References

- ČERVENÝ, V.: On dynamic properties of reflected and head waves in the  $n$ -layered earth's crust. *Geoph. J.R.A.S.* 11, 139—147, 1966
- CHAPMAN, C. H., and R. A. PHINNEY: Diffraction of  $P$  waves by the core and an inhomogeneous mantle. *Geoph. J.R.A.S.* 21, 185—205, 1970
- DZIEWONSKI, A. M., and F. GILBERT: Solidity of the inner core of the earth inferred from normal mode observations. *Nature* 234, 465—466, 1971
- FUCHS, K.: The reflection of spherical waves from transition zones with arbitrary depth-dependent elastic moduli and density. *J. Phys. Earth* 16, Special Issue, 27—41, 1968
- FUCHS, K., and G. MÜLLER: Computation of synthetic seismograms with the reflectivity method and comparison with observations. *Geoph. J.R.A.S.* 23, 417—433, 1971
- GILBERT, F., and D. V. HELMBERGER: Generalized ray theory for a layered sphere. *Geoph. J.R.A.S.* 27, 57—80, 1972
- HELMBERGER, D. V.: The crust-mantle transition in the Bering-Sea. *Bull. Seis. Soc. Am.* 58, 179—214, 1968
- JULIAN, B. R., D. DAVIES and R. M. SHEPPARD: PKJKP. *Nature* 235, 317—318, 1972
- LANDISMAN, M., T. USAMI, Y. SATŌ and R. MASSÉ: Contribution of theoretical seismograms to the study of modes, rays and the earth. *Rev. Geoph. Space Phys.* 8, 533—589, 1970
- MÜLLER, G.: Exact ray theory and its application to the reflection of elastic waves from vertically inhomogeneous media. *Geoph. J.R.A.S.* 21, 261—283, 1970
- MÜLLER, G.: Approximate treatment of body waves in media with spherical symmetry. *Geoph. J.R.A.S.* 23, 435—449, 1971
- MÜLLER, G.: Amplitude studies of core phases. *J. Geoph. Res.* 78, 1973 (in press)
- PHINNEY, R. A., and L. M. CATHLES: Diffraction of  $P$  by the core: a study of long period amplitudes near the edge of the shadow. *J. Geoph. Res.* 74, 1556—1574, 1969
- RICHARDS, P. G.: A contribution to the theory of high frequency elastic waves, with application to the shadow boundary of the earth's core. Ph.D. thesis, California Institute of Technology, Pasadena, 278 p., 1970
- SPENCER, T. W.: The method of generalized reflection and transmission coefficients. *Geophysics* 25, 625—641, 1960

## **An Analysis of Volcanic Tremors at South Italian Volcanoes**

R. SCHICK, Stuttgart<sup>1)</sup> and M. RIUSCETTI, Catania<sup>2)</sup>

Eingegangen am 23. November 1972

*Summary:* Seismic ground motion observations in the frequency range from 0.03 to 100 Hz have been carried on at South Italian Volcanoes (Etna, Stromboli and Vulcano) in 1971 and 1972. During the former year Etna was in a very active stage while in the latter, the activity consisted mainly of small explosions from the Central Crater. In the frequency range from 1 to 10 Hz, the amplitude of volcanic tremors seems to have a stationary coloured Gaussian amplitude distribution. This type of ground motion seems to be related to volcanic activity. A tentative location of the tremor source at Etna has been tried using a technique of measuring amplitude profiles along the slope of the volcano.

*Zusammenfassung:* An den süditalienischen Vulkanen Ätna, Stromboli und Vulcano wurden in den Jahren 1971 und 1972 seismische Messungen zur Erfassung der Bodenbewegungen im Frequenzbereich 0,03—100 Hz durchgeführt. Die vulkanische Aktivität am Ätna war in den 2 Meßperioden unterschiedlich, 1971 war sie stark, 1972 traten nur gelegentlich kleine Explosionen im Zentralkrater auf. Im Frequenzbereich von 1—10 Hz treten mit der vulkanischen Aktivität korrelierbare Bodenbewegungen (vulkanische Tremors) auf. Ihre Amplitudenverteilung läßt sich durch eine Gauß-Funktion darstellen. Aus Profilmessungen wird der Ort der Quellen dieser Bodenbewegungen abgeschätzt.

### **1. Introduction**

A nearly general agreement exists among the volcanologists about the importance of the study of tremors for a deeper understanding of volcanic activity and for attempting to forecast eruptions.

Many papers have been written on the subject since the beginning of seismic studies on volcanoes but one must say that many problems are still open to investigation, such as the cause of volcanic tremors and their distribution in space and time.

It is our opinion that at this stage there is still the necessity of collecting data because the statistical approach to the problem seems actually to be the more useful. Notwithstanding some similarities in chemism of lavas or type of activity, each volcano seems to have its own singular characteristics.

Going through the literature on the subject one must face first the peculiarity of nomenclature: volcanic noise, volcanic tremors, harmonic tremors, volcanic microseisms, volcanic microtremors, volcanic pulsations are some of the different names

<sup>1)</sup> Dr. R. SCHICK, Institut für Geophysik, D-7 Stuttgart, FRG, Richard-Wagner-Str. 44.

<sup>2)</sup> Dr. M. RIUSCETTI, Istituto di Vulcanologia, Corso Italia 55, I-95129 Catania, Italy.

used by various authors to describe ground vibrations in volcanic areas. This variety actually arises from the historical nature of the study of tremors with continuous improvement in detection instrumentation. The prefix "micro" is hardly acceptable when referred to earth motions that can reach amplitudes several times greater than the smallest detectable earthquake. Therefore, we prefer the term "volcanic tremors" to describe the type of non-transient seismic signals associated with volcanoes. This term is used throughout the rest of the paper.

This research deals with two sets of measurements taken at the South Italian Volcanoes Etna, Stromboli and Vulcano in May 1971 and, at Etna only, in May 1972. Seismic activity of Etna is, since the end of 1967, monitored by a seismic station [BOTTARI and RIUSCETTI, 1967] and in the following years along with the small number of local earthquakes there was a nearly uninterrupted tremor activity.

## 2. Field Instrumentation

The equipment which was used for recording seismic tremors is listed in Table 1. Special care was taken to record either true ground velocity or true ground displacement within a given frequency range. With a special inverse filtering device, described by WIELANDT [1970] it was possible during the 1972 measurements to extend to low

Table 1: Instrumentation

Year	Seismometer			Recorder	Seismogram ampl. proportional to:		Remarks
	Type	Nat. freq. (Hz)	Comp.		Ground motion	Freq. range	
1971	Mark L4	1	Vert.	MARS 66 (BERCKHEMER, 1970)	Velocity	1—100	
1972	EV 12	1	Vert.	Lennartz miniaturized F.M. system with Philips cassette	Displ.	1—50	Seismometer output modified with additional displacement transducer
1972	EV 12	1	Vert.	id.	Velocity	1—50	
1972	EV 12	1	Vert.	id.	Displ.	0.03—50	Inverse filter at seismometer output
1972	HS 10-1	1	Vert. H <sub>1</sub> H <sub>2</sub>	Lennartz F.M. system Stellavox SP 7	Velocity	1—100	3 component station H <sub>1</sub> : Radial to centr. crater H <sub>2</sub> : Transverse to centr. crater

frequencies the range in which the seismogram amplitudes are proportional to ground displacement. Then a frequency range between 0.03 and 50 Hz could be covered using a small portable 1 Hz seismometer. All data were stored on magnetic tape.

### 3. Experimental Sites

The experimental sites on Etna have been chosen along two radial profiles originating from the Central Crater and approximately at right angles to each other. A description of the site characteristics is given in Table 2 and in Fig. 1.

Table 2: Sites description

STN Code	Geogr. lat. N	Coord. long. E	h [m]	Period. of meas.	Foundation	Volcanic activity	Remarks
STM	38° 48' 24"	15° 12' 52"	520	May 1971	Lava flow	Normal	Site at end of pavement of foot-path Stromboli village to crater, Stromboli
STV	38° 48' 37"	15° 13' 39"	6	May 1971	Lava flow	id.	Stromboli village, Stromboli
VUL	38° 24' 19"	14° 57' 44"	210	May 1971	Obsidian	None	Center of Gran Cratere, Vulcano
MNR	37° 37' 23"	15° 00' 20"	870	<u>May 1971</u> <u>May 1972</u>	Tuffs	<u>Strong</u> <u>Minor</u>	Monti Rossi, Etna
SLO	37° 39' 26"	14° 59' 00"	1170	May 1972	AA-Lava	Minor	S. Leo, Etna
SLN	37° 41' 40"	14° 58' 26"	1732	<u>May 1971</u> <u>May 1972</u>	Lava flow	<u>Strong</u> <u>Minor</u>	Serra la Nave, Etna (Seismic observatory)
CST	37° 43' 14"	14° 59' 58"	2504	<u>May 1971</u> <u>May 1972</u>	Lava flow	<u>Strong</u> <u>Minor</u>	Piccolo rifugio
NHO	37° 44' 13"	15° 00' 05"	2919	May 1971	Lava flow	Strong	Torre del Filosofo
ACS	37° 44' 53"	15° 00'	3030	May 1971	Tuffs	Strong	300 m from an explosive vent
ACF	37° 44' 53"	15° 00'	3030	May 1971	Tuffs	Strong	100 m from an explosive vent
GLS	37° 45' 41"	15° 02' 39"	2000	May 1972	Tuffs	Minor	1928 Craters
RFC	37° 45' 56"	15° 03' 36"	1743	May 1972	Tuffs	Minor	Rifugio Citelli
NAC	37° 46' 15"	15° 06' 45"	980	May 1972	Lava flow	Minor	Naca fissure
IST	37° 31' 00"	15° 06' 03"	12	May 1972	Lava flow	Minor	Palazzo delle Scienze

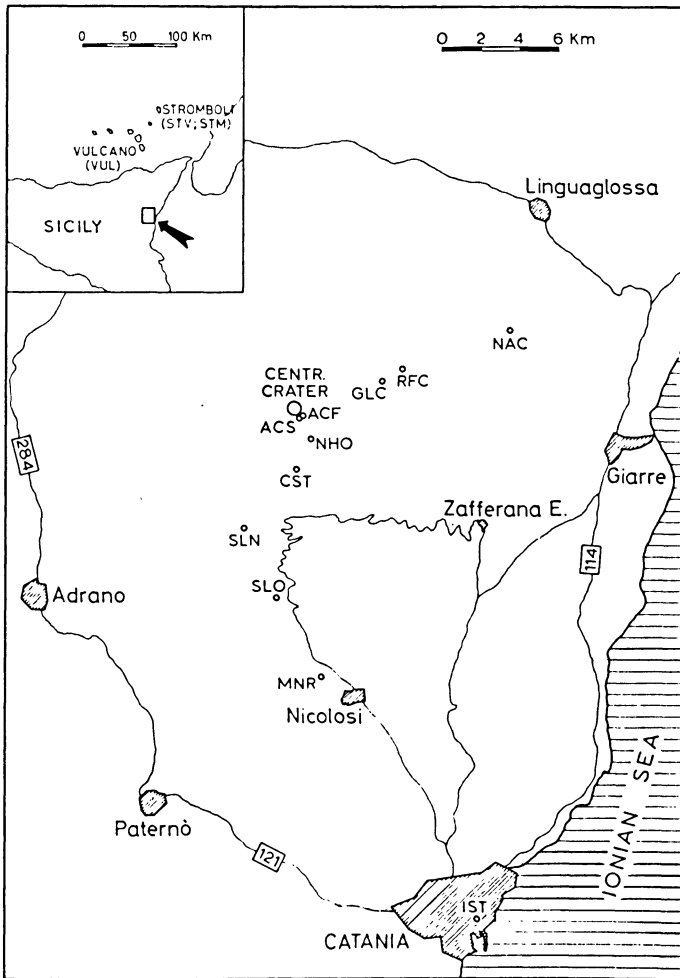


Fig. 1: Map showing locations of measuring sites on Etna

During the measurements in 1971, M. Etna was in a very active stage with explosions through a vent near to Central Crater and flank eruption with lava flows pouring out 1 km West of Rifugio Citelli (RFC). For further details on the eruption refer to RITTMANN *et al.* [1972].

In 1972, during the recording time, the visible activity on Etna was minor, compared to 1971, and consisted of occasional explosions in the Central Crater.

Studies were made on two other volcanoes, Stromboli, which was in an active stage and Vulcano, which had only reduced fumarolic emissions.



#### 4. Data

Seismic data were recorded in the form of seismograms, that is they present ground displacement or ground velocity, for a given site, as a function of time within the frequency range as given in Table 1.

Because of the limited dynamic range of the recording system (about 45 dB), the measurements had to be divided in three different ranges:

(a) Recording of ground displacement in the frequency range from 0.03 Hz to about 1 Hz.

(b) Recording of ground displacement in the frequency range from 1 Hz to about 50 Hz.

(c) Recording of ground velocity in the frequency range from 1 Hz to 100 Hz.

Seismograms of the type mentioned under (a) and (b) are shown in the lowest traces of Fig. 2 and 3.

In the interpretation of a given set of data it is doubtless helpful to extend the analysis to frequency domain. Therefore the seismograms were filtered with a band pass of 48 dB/Octave attenuation slope around center frequencies. Samples of such filtered seismograms in the frequency range 0.06–10 Hz, from data collected at station SLN on Etna, are shown in Fig. 2 and 3.

The results are condensed in the frequency spectra shown in Fig. 4–7; their smoothed slope is due to the finite bandwidth of the filters. In these diagrams center frequencies are plotted along the abscissa and maximum peak-to-peak amplitudes, for a given time interval, along the ordinate.

In an analysis of this type the sample length which is used depends upon the stationarity of the time series. In the present case a sample length of 100 sec seems to be an acceptable compromise for frequencies above 1 Hz. For frequencies below 1 Hz the time length for analysis was extended to a minimum of 20 min. It must be pointed out here that stationarity in the present context should be taken to mean a duration of about 1 hour. Time variations in amplitude occur over intervals greater than 1 hour indicating a long-term variation in the nature of the seismic sources. This type of variation is not taken into account in this paper.

Fig. 8a–c show an example of a recording type (a) at Rifugio Citelli (RFC) on Etna. The spectrogram in Fig. 8a was obtained using a Kay Electronic Co. Spectrum Missilyzer 675 B and gives the amplitude density as a function of time and frequency. The spectrogram shows no line structure, both in time and in frequency, with a rounded maximum in the amplitude density at 2 to 4 Hz. More concisely this means that the ground motion possesses the characteristics of a coloured Gaussian distribution.

Frequency spectra using 5 time windows of 10 sec length are reproduced in Fig. 8b. Fig. 8c is an 1 min section of the seismogram which was used to produce Fig. 8a and b.

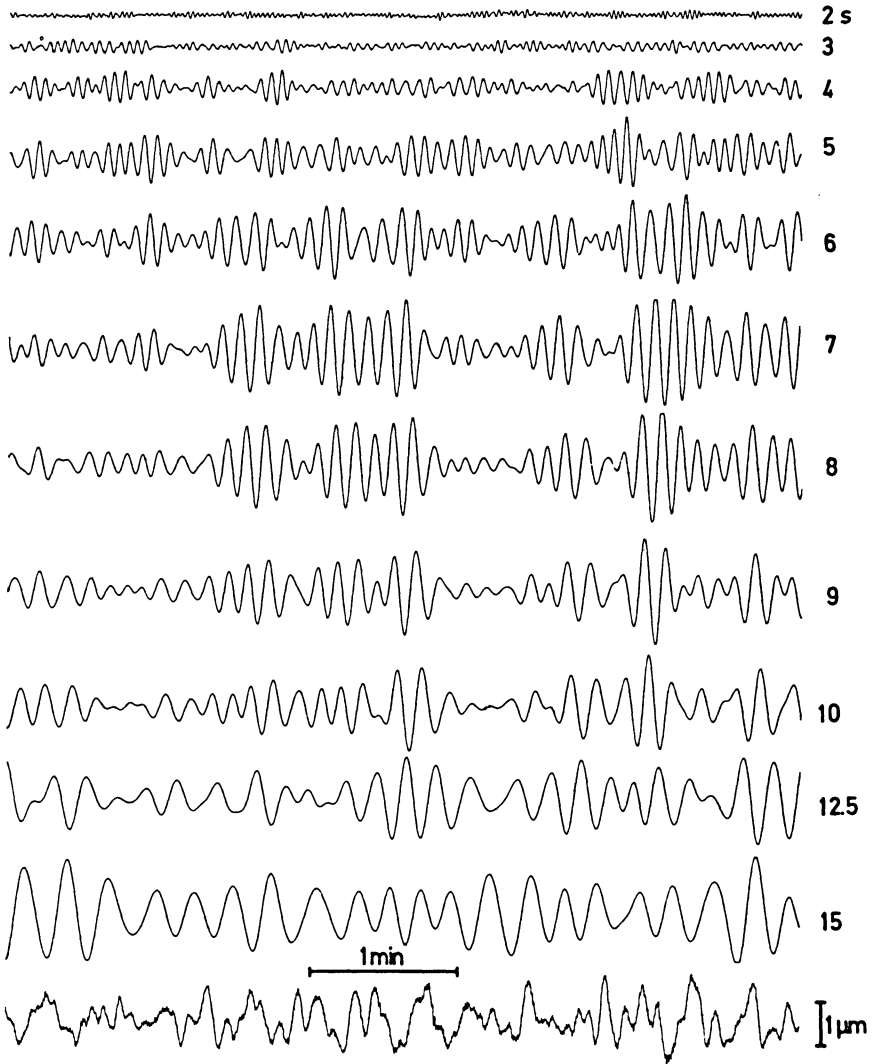


Fig. 2: Seismogram samples at "SLN (Etna)" in 1972 with bandpass filtering around center periods from 2 to 15 sec. The lowest trace presents the ground displacement vs. time in the period range from 30 to 1 sec

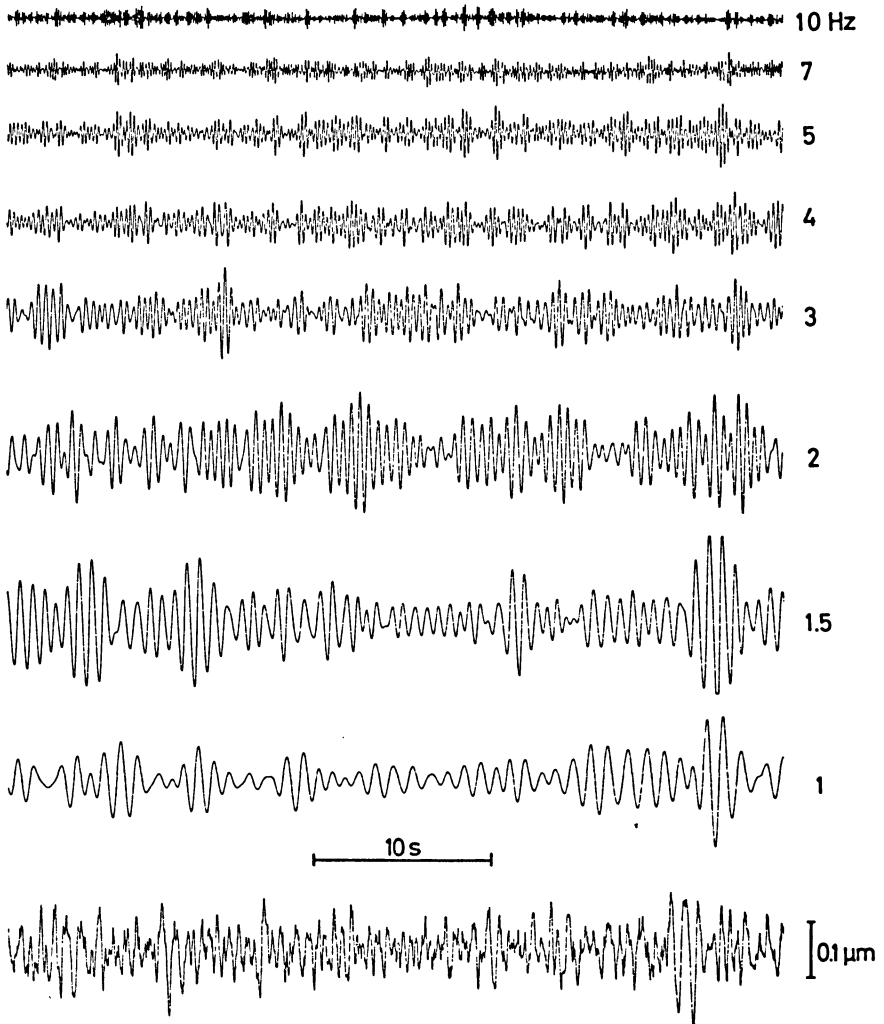


Fig. 3: Seismogram samples at "SLN (Etna)" in 1972 with bandpass filtering around center frequencies from 1 to 10 Hz. The lowest trace presents the ground displacement vs. time in the frequency range from 1 to 50 Hz

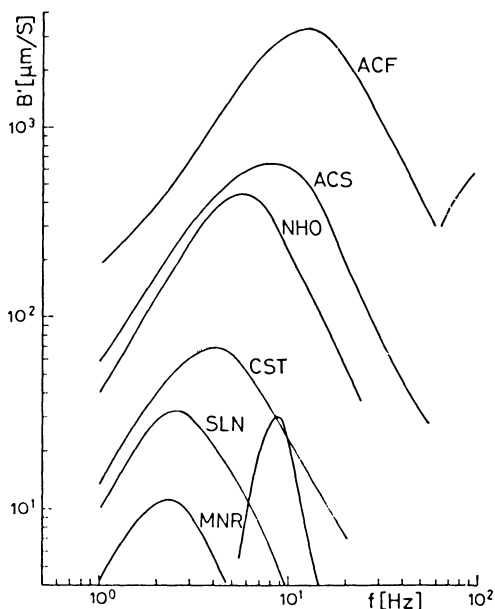


Fig. 4: Frequency spectra between 1 and 100 Hz of the ground velocity amplitude at various sites of Etna, in 1971.  $B' = 1$  corresponds to a spectral ground velocity of  $0.125 \mu\text{m/s}$ . Spectral bandwidth 24 dB/octave

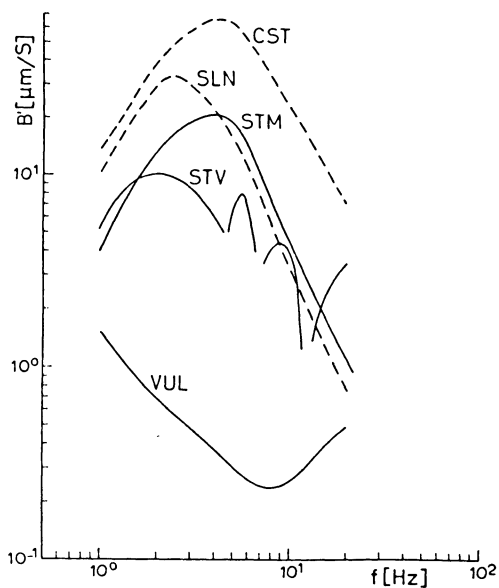


Fig. 5: Same as Fig. 4, but sites at Stromboli and Vulcano. Dashed lines give for comparison spectra of 2 sites on Etna

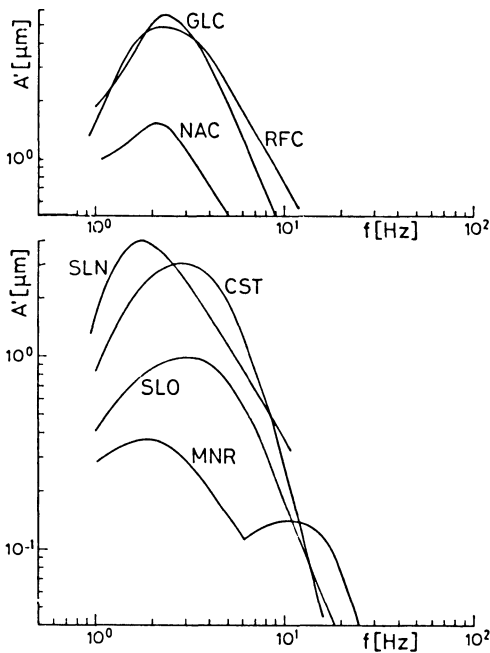


Fig. 6: Frequency spectra between 1 and 30 Hz of the ground displacement at various sites of Etna in 1972.  $A'=1$  corresponds to a spectral ground displacement of  $0.011 \mu\text{m}$ . Spectral bandwidth 48 dB/octave

## 5. Discussion of Results

Looking at the spectra shown in Fig. 4–7 one can distinguish 3 different features:

(a) For frequencies less than 0.1 Hz the ground displacement is almost proportional to wave period. This behaviour is observable on all stations where long period measurements were performed (Fig. 7). From this point of view the spectral amplitude density on Etna shows no meaningful difference to what is observed in other, non volcanic, places of the world [SAVINO *et al.*, 1972].

(b) For frequencies between 0.1 Hz and 1 Hz there is a clear peak around 0.2 to 0.5 Hz at stations IST and NAC (Fig. 7). This can be attributed to sea microseisms. Continuous recordings at IST in Catania have shown the excellent correlation between amplitude level and roughness of the sea along the coast. Furthermore the amplitudes at 0.5 Hz from measurements at IST, NAC, RFC and SLN decrease with increasing distance from the shore. This amplitude decrease can well be explained by assuming a plane wave front originating from a line source along the coast and attenuating exponentially with an attenuation factor of 0.1/km.

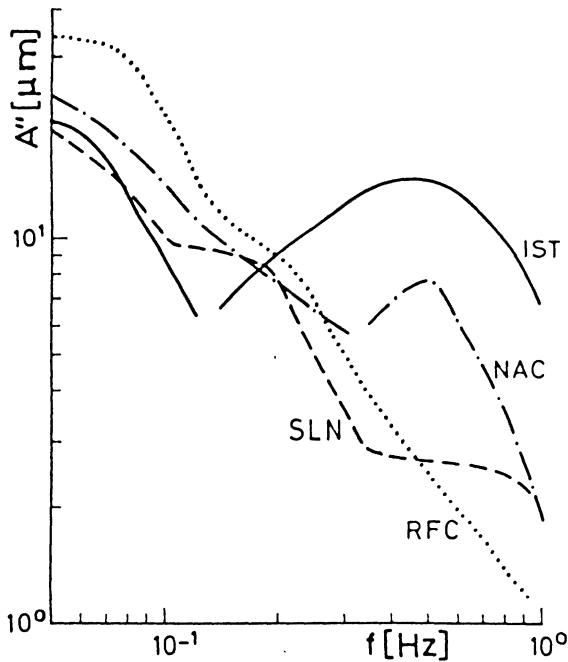


Fig. 7: Frequency spectra between 20 sec and 1 sec of the ground displacement at various sites of Etna in 1972.  $A''=1$  corresponds to a spectral ground displacement of  $0.011 \mu\text{m}/\text{sec}$ . Spectral bandwidth 48 dB/octave

At this point it should be mentioned that CALOI *et al.* [1948] described a high level of "microseismic activity" in Catania, in the frequency range 0.5 to 0.25 Hz due to the volcano and not to the sea.

(c) For frequencies above 1 Hz there exists a pronounced amplitude maximum which shifts to lower frequencies and smaller amplitude densities with increasing distance from the active vent areas of Etna and Stromboli (Figs. 4–6). We refer to this type of ground motion, with the stationarity in time as mentioned in section 4, as "volcanic tremors".

## 6. Volcanic Tremors at Etna

The first approach to understanding the nature of the sources of the observed tremors is to determine the location of the source. Because of the non-impulsive character of the tremors it is impossible to use travel time techniques similar to those used to calculate epicenters and hypocenters of earthquakes. Among the methods that are used to locate continuously vibrating sources are the following:

(a) Amplitude-distance functions.

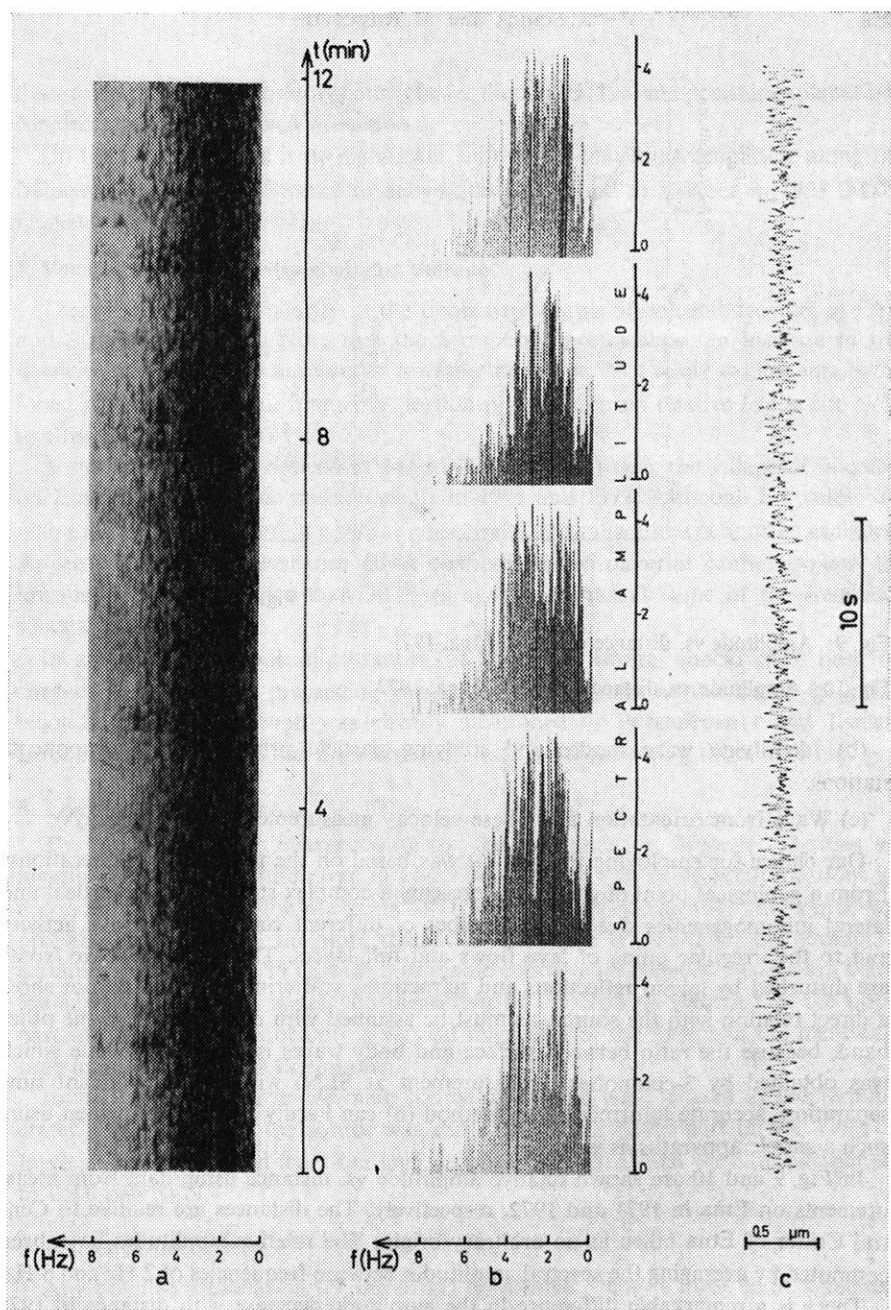


Fig. 8: Sample spectrogram (a) and amplitude spectra for various times with a time length of 10 sec (b). A section of the used seismogram is shown in (c). RFC, 1972

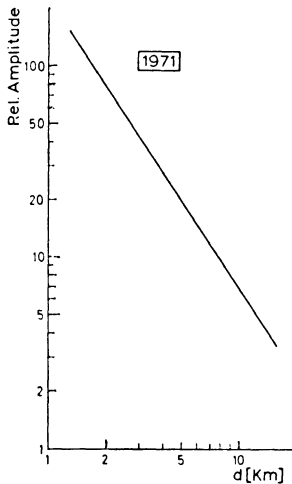


Fig. 9

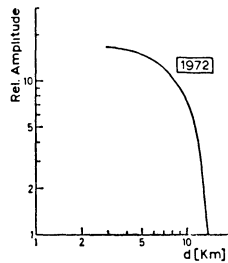


Fig. 10

Fig. 9: Amplitude vs. distance diagram. Etna, 1971

Fig. 10: Amplitude vs. distance diagram. Etna, 1972

(b) Identifying wave modes and studying particle orbits using 3-components stations.

(c) Wave front orientation and phase velocity measurements (seismic arrays).

Our choice for employing method (a) was based on the following considerations: From a geological point of view, Etna presents a complex structure with vertical and lateral inhomogeneities due to the number of different centers of effusive activity and to the irregular piling of lava flows and tuff layers. Therefore the wave fronts are disturbed by lateral reflections and refractions, scattering, etc. and do not show a direct relation with the source, as must be assumed with method (c). On the other hand, because the ratio between surface and body waves is about 1 (a value which was obtained by 3-components measurement at SLN) without a significant time separation, accurate information by method (b) can hardly be expected, when using such a simple apparatus as we did.

In Fig. 9 and 10 are shown relative amplitude vs. distance using data from measurements on Etna in 1971 and 1972, respectively. The distances are relative to Central Crater of Etna taken as an arbitrary origin. The relative amplitudes have been computed by averaging the spectral amplitudes between frequencies of 2 Hz and 8 Hz.

There is a remarkable difference in the amplitude decrease with distance in 1971 and 1972. In 1971 the amplitude decrease vs. distance follows an exponential law within the whole distance range of measurements. In 1972, for distances less than 6 km the amplitude decreases at a much lower rate than in 1971. For distances greater



than 6 km the amplitude decays much faster than in 1971. Some possible explanations for this effect will be given in section 8.

On the contrary there is no significant shift of the maximum amplitude along the frequency related to difference in activity, as was found at Kilauea in 1955 [MACDONALD and EATON, 1963].

### **7. Volcanic Tremors at Stromboli and Vulcano**

There is a striking similarity in the frequency spectra of volcanic tremors at Etna and Stromboli (Fig. 5). Note that the Stromboli spectra show an increase in frequencies and maximum amplitudes towards the crater. Not easily explainable is the lobed pattern in the high frequency portion of the spectrum relative to the site close to Stromboli village (STV).

A similar effect was noticed at Monti Rossi (MNR) near the village of Nicolosi on Etna during both the measurements in 1971 and 1972. Although a possible explanation might be found in cultural noise, local natural sources cannot be excluded. At least at MNR a resonance effect of loose ground material cannot explain the unusual increase of more than 30 times against the usual slope of the frequency spectra at 10 Hz.

In addition to the volcanic tremors, at Stromboli several shocks have been recorded, most of them preceding explosions taking place at the crater by a few seconds. This phenomenon was already mentioned by PETERSCHMITT and TAZIEFF [1962]. Nothing similar has been observed during the recording times on Etna.

### **8. Location of the Source**

The most reasonable interpretation for the amplitude vs. distance diagrams as mentioned in section 6 and given in Fig. 9 and 10 is to assume different locations for a concentrated source for the years 1971 and 1972. While in 1971 the source was probably very shallow, no more than a few hundred meters from the summit, it certainly was deeper in 1972, with a probable depth value between 2 and 4 km below the surface. Moreover, a detailed inspection of the tremors recorded in the upper part of Etna indicates not only a vertical migration of the source in the mentioned time interval, but also a lateral one.

In 1971, the most probable main source must have been located in the terminal crater. One year later, the source was shifted to the northern part of the Valle del Bove as can be inferred from the high amplitudes at GLC and RFC in comparison to CST and SLN.

### **9. Nature of the Source**

Any possible explanation for the origin of volcanic tremors must be in agreement with two conditions:

- (A) Observed seismic data like the spectral amplitude distribution, etc.
- (B) Known geological features of the volcano.

The observed spectra  $B(\omega)$  must relate by the following equation to the spectral distribution  $S(\omega)$  of the source and to the transfer function  $W(\omega)$  of the medium in which the seismic waves are travelling:

$$B(\omega) = S(\omega) \cdot W(\omega), \quad \text{where } \omega = 2\pi f \quad f = \text{frequency.}$$

The question now is, whether the spectra  $B(\omega)$  are shaped dominantly by the source mechanism  $S(\omega)$  or by the influence of the medium  $W(\omega)$ . However, there exists a number of hints which may be interpreted in such a way to exclude a prevailing resonance effect in  $W(\omega)$  at least when disregarding the details in the fine structure of  $B(\omega)$ :

(1) The substantially similar shape of spectra for stations in different geological settings as different volcanoes and different foundation rocks.

(2) The impulsive events, as recorded at Stromboli and Etna, do not show an amplitude maximum comparable to the tremors.

(3) Vulcano spectra exhibit a marked minimum in the frequency range of the tremors. If the shape of the tremor spectra were a result of maxima or minima in the group velocity of surface waves, it is not possible to explain why a corresponding amplitude increase due to ground layering is not present in the spectra of ground noise generated by wind, rough sea, etc.

(4) The decrease in the high frequency part of the smoothed spectra is at most sites in good agreement with an exponential function and does not show major side lobes, thus speaking against the existence of important interference effects.

From the above discussion it can be deduced that among the many sources for generating tremors proposed in the past, we should restrict our analysis to those sources which radiate seismic waves with a coloured Gaussian distribution.

This might be a source either with one randomly frequency modulated sine wave oscillator, or a multitude of independent oscillators, the amplitudes of which follow a Gaussian distribution.

Possible sources of stationary kinetic energy in a volcano may be:

(c) Continuous microfracturing combined with changes in temperature.

(b) Discrete dislocations in rocks surrounding dykes while they are intruding.

(c) Quasi free vibrations of laminae consisting "of successive lava flows, ash beds, and magma intrusions" (OMER, 1950).

(d) Pulsations of the magmatic column in the vent, activated by expanding gas content.

(e) Sequence of explosions due to degassing of magma in the upper part of the vent.

(f) Turbulent flow of magma or gas inside the volcano.

- (g) Free oscillations of a hypothetical magma chamber.
- (h) Leidenfrost effect [LATTER, 1971].

On the basis of our data it is possible to exclude sources possessing a seismic moment. The seismic moment, as it was for instance defined by WYSS and BRUNE [1968], is the product of a fault area by the rigidity and the average dislocation over the fault surface and is proportional to the long period (D.C.) spectral level of the ground displacement. Now the spectral displacement densities of the tremors become very small approaching low frequencies (for instance at RFC the slope from the maximum to lower frequencies is about 12 dB/Octave). The vanishing seismic moment speaks against source mechanism as mentioned in (a) and (b).

Source (c) may be discarded following the considerations given in section 9 (B).

The different depth of the sources in 1971 and 1972 makes a correlation between the described volcanic tremors and magma chambers improbable.

The remaining source mechanisms have in common: no permanent dislocation and the presence of the gas phase as the main or accompanying factor. Thus the source region of the volcanic tremors seems to be associated with the upper part of the magmatic column in the vent.

### Acknowledgments

We would like to thank Dr. H. M. IYER for critical comments and for suggesting several improvements. We are also grateful to Dr. J. P. EATON for reading the manuscript and encouraging the publication. Prof. R. CASSINIS made the Mark L4 geophones available.

Financial support was provided by the Deutsche Forschungsgemeinschaft (German Research Association), Bad Godesberg, and the C.N.R. (Italian National Research Council).

### References

- BERCKHEMER, H.: MARS 66 — Eine Magnetbandapparatur für seismische Tiefensondierung. *Z. Geophys.* 36, 501—518, 1970
- BOTTARI, A., and M. RIUSCETTI: La stazione sismica di Serra La Nave sull'Etna. *Ann. Geofis.* 20, 243—264, 1967
- CALOI, P., A. LO SURDO and G. PONTE: Agitazioni microsismiche originate da attività vulcanica. *Ann. Geofis.* 1, 5—9, 1948
- LATTER, J. H.: Near Surface Seismicity of Vulcano, Aeolian Islands, Sicily. *Bull. Volc.* XXXV—1, 117—126, 1971
- MACDONALD, G. A., and J. P. EATON: Hawaiian volcanoes during 1955. *U.S. Geol. Surv. Bull.* 1171, 1963

OMER, G. C.: Volcanic tremor. *Bull. Seism. Soc. Am.* 40, 175—194, 1950

PETERSCHMITT, E., and H. TAZIEFF: Sur un nouveau type de secousse volcanique enregistrée au Stromboli. *Compt. Rend. Acad. Sci.* 255, 1971—1973, 1962

RITTMANN, A., R. ROMANO, and C. STURIALE: L'eruzione dell'aprile—giugno 1971. *Atti Acc. Gioenia Sc. Nat.* s. 7, 3, 1—29, 1971

SAVINO, J., K. MCKAMY and G. HADE: Structure in Earth Noise Beyond Twenty Seconds—A Window For Earthquakes. *Bull. Seism. Soc. Am.* 62, 141—176, 1972

WIELANDT, E.: Ein einfacher elektronischer Entzerrer für Seismometer. *Z. Geophys.* 36, 763—769, 1970

WYSS, M., and J. N. BRUNE: Seismic moment, stress and source dimensions for earthquakes in the California-Nevada region. *J. Geophys. Res.* 73, 4681—4684, 1968

## **Combined Magnetic and Geoelectrical Investigations over Lava Flows in the Volcanic Zone of the Laacher See, West Germany**

R. K. FRÖHLICH<sup>1)</sup>

Eingegangen am 10. August 1972, in überarbeiteter Form am 26. Januar 1973

*Abstract:* Geophysical investigations were conducted near Niedermendig, northwest of Koblenz, Germany, to establish a method which is capable of mapping basalt lava beds in the subsurface. The lava beds that were studied were produced during an episode of late Tertiary vulcanism in the southern part of Eifel. The episode was terminated by a large ash-explosion from the center of the Laacher See. A large part of the area was consequently covered with an ash deposit.

A net of closely spaced magnetic observations was used to outline the margins of the partly overlapping lava beds, but the interpretations were somewhat obscured by the overlying stratum of magnetized ash. Supplementary geoelectric depth soundings after Schlumberger support the interpretations derived from the magnetic observations. The thicknesses of the lava beds and their depths from the surface have been estimated.

A model for the calculation of two-dimensional magnetic anomalies after TALWANI and HEITZLER has been developed from the geoelectrical results. The calculated magnetic anomaly produced a model which explains the measured anomaly and is in agreement with the geoelectrical results as well as with the geological concept.

*Zusammenfassung:* Geophysikalische Untersuchungen wurden in der Nähe von Niedermendig, nordwestlich von Koblenz, zur Kartierung von Basaltlaven durchgeführt. Die Basaltlaven gehören einem spättertiären Vulkanismus an, der im südlichen Teil der Eifel verbreitet ist. Die vulkanische Tätigkeit wurde mit einem großen Aschenausbruch beendet, der als Laacher-See-Explosion bekannt ist. Infolgedessen ist das Untersuchungsgebiet mit Aschentuffen überdeckt.

Ein dichtes Netz von Magnetfeldbeobachtungen der Vertikalintensität erlaubt es, die Ränder von teilweise sich überlappenden Lavaströmen auszukartieren. Die Interpretation wird allerdings durch einen erheblichen Magnetitgehalt der anstehenden Aschenschichten erschwert. Geoelektrische Tiefensondierungen bilden eine entscheidende Stütze bei der Auswertung der magnetischen Untersuchungen. Darüber hinaus läßt sich die Mächtigkeit und Tiefe der Lavadecken abschätzen.

Ein Modell zur Berechnung zweidimensionaler magnetischer Anomalien nach TALWANI und HEITZLER wurde auf Grund der Geoelektrik angenommen. Die theoretische Berechnung

<sup>1)</sup> Dr. REINHARD K. FRÖHLICH, Assistant Professor of Geophysics and Director of the Geophysical Observatory, University of Missouri-Rolla, Rolla, Missouri 65401, U.S.A.

des anomalen Magnetfeldes ergibt ein Modell, welches die gemessenen Anomalien erklärt und welches darüber hinaus sowohl mit den geoelektrischen Befunden als auch mit dem von Geologen und Mineralogen vorgeschlagenen Konzept übereinstimmt.

## 1. Introduction

Although geophysical methods are indispensable for the prospection of ores, petroleum, or gas, they are of less importance for the exploration and exploitation of rock and earth materials. In Western Germany an important industry thrives on the exploitation of rock and earth materials. The material is quarried in this area mostly near the surface, and exploration problems are often of a more specific nature in regard to certain physical properties of the rock or earth material, such as quality, quantity, amount of overburden, and accessibility of the natural resource being sought. Therefore, up until now most of the data for exploitation have been obtained by drilling.

In this paper, it is shown how magnetic and geoelectrical investigations can be used to determine the depth, thickness, and lateral margins of two bodies of basalt which are buried beneath volcanic tuff. The site of these particular basalt bodies is west of the Rhine River near the city of Niedermendig, which is in the center of the volcanic area of the "Laacher See". In this area, the excavation and sale of the basalt and bims, a volcanic tuff, forms the basis of a major industry.

## 2. Geological Background

The volcanic area of the "Laacher See" district, in addition to its economic significance, has been of interest to geologists, mineralogists, and petrologists for many years. The structure and distribution of the basaltic lavas and pipes present a complicated geological mapping problem because the lavas are covered by volcanic ash, mainly "bims". The ash originated from an explosion of the Laacher See volcano; an event which brought to an end the volcanic activity in the area.

East of Niedermendig, two lava flows overlap each other (Fig. 1). The flows are known as the Upper and Lower Lava flows of Niedermendig [FRECHEN, 1962]. The basalt of the Upper Lava flow is quarried near Niedermendig by the firm of F. X. MICHELS. The quarried rock is used for decorative building purposes (Fig. 2). Significantly, this basalt is also known as "Mühlstein lava" (millstone lava). The volcanic material and especially that of the "Laacher See" explosion has been mineralogically as well as geologically investigated in great detail [AHRENS, 1928; MICHELS, 1951; FRECHEN, 1959, 1962]. Earth magnetic field measurements were first made by AHRENS [1929] to localize the basalt. He made his measurements within a wide net of observations, and he delineated the local distribution of basalt and showed that it was covered by bims and tuff.

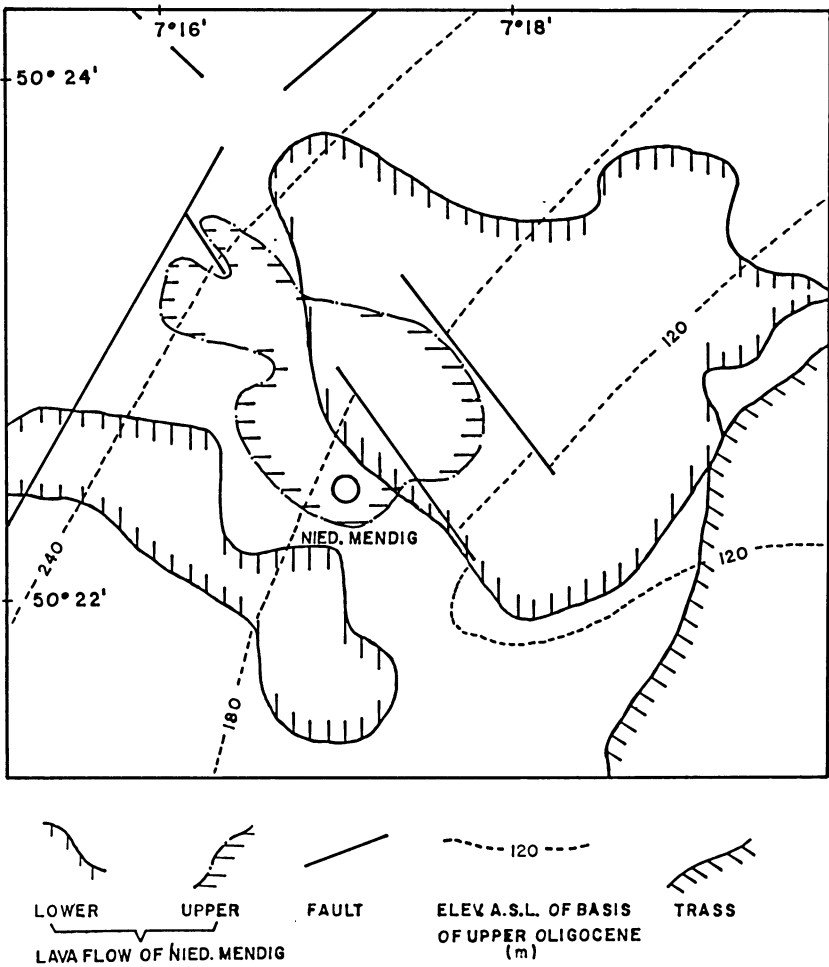


Fig. 1: Geological map of the Laacher See area near Niedermendig after J. FRECHEN [1962] and W. AHRENS [1961]. (Geographic coordinates are inserted by the author for orientation)

### 3. Magnetic Measurements

#### 3.1. Representation of the Magnetic Anomaly

For the present investigation, the relative change of the vertical component of the earth's magnetic field was measured with an Askania-Torsion Magnetometer (GFZ). A total of 249 observations were made over an area of approximately 1.8 km<sup>2</sup>. The observations were made mostly along the roads in the area with an average point

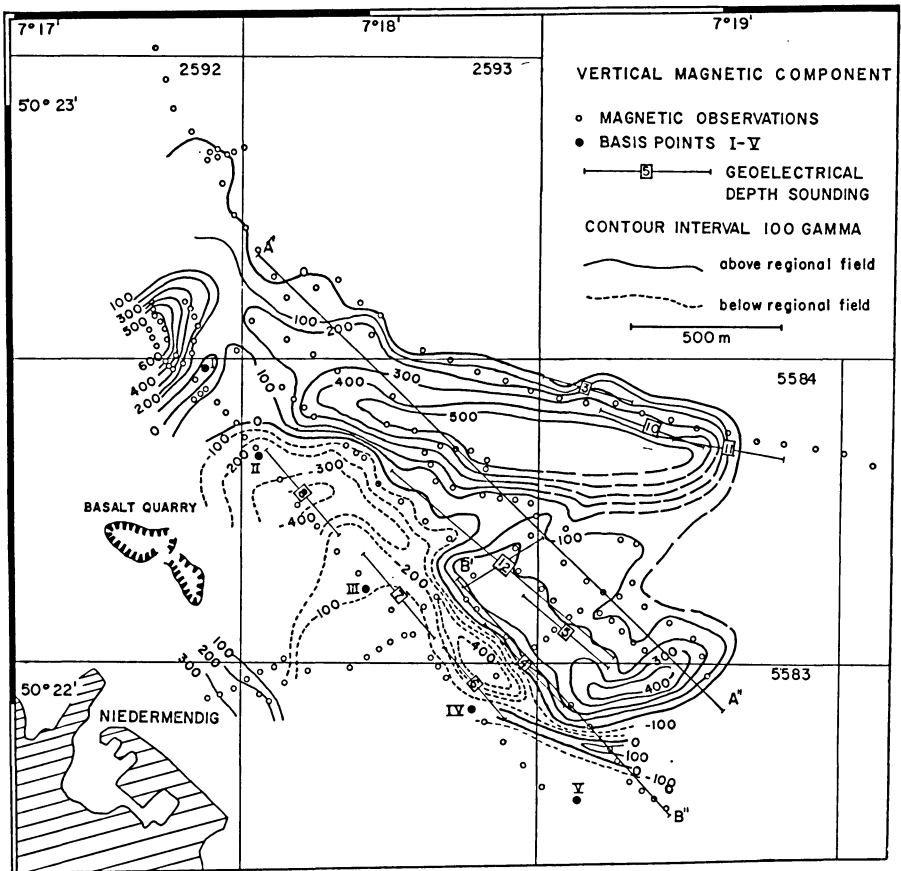


Fig. 2: Magnetic isanomalies of the vertical component near Niedermendig with magnetic and geoelectrical observation points

distance between observations of 30 m (Fig. 2). The daily magnetic variation was checked by taking separate base point readings at time intervals of between one and two hours. For convenience, five base points were established. The measurements taken at the base points are presented in Table 1. The niveau of the values is arbitrary and has no relation to the absolute field. The difference between base points is essential. The absolute value of the vertical component is arbitrary. These base points were repeatedly connected by measurements. The accuracy in the difference measured between the base points is within the instrumental accuracy of  $\pm 2\gamma$ . Errors in establishing the daily magnetic variation, exact level, and minor changes of the instrument's height caused errors for the remaining measurements which were well below  $\pm 5\gamma$ . A magnetically undisturbed observation was made on outcropping



Table 1: Base points of magnetic measurements east of Niedermendig

Point No.	<i>R</i>	<i>H</i>	$\gamma$
I	25 91 870	55 83 980	+ 51
II	25 92 860	55 83 680	- 255
III	25 92 440	55 83 240	+ 17
IV	25 92 790	55 82 850	+ 62
V	25 93 130	55 82 530	+ 3
Reference point	25 92 840	55 80 570	- 67

Devonian rock, which was sufficiently remote from the known magnetic rocks, such as basalt and/or tuff. The coordinates and the value of this reference point are shown in Table 1. This value appears to be slightly negative in respect for the regional magnetic field because the location most likely is still influenced by the broad negative anomaly, which is characteristic in the northern hemisphere near magnetic anomalies. For this reason, the value was brought into relation with the basic points I-V at a value of  $-67\gamma$ .

### 3.2. The Preliminary Concept for Interpretation

The magnetic isogammes are shown in Fig. 2. They show two predominantly positive anomalies centered in the eastern half of the area of investigation. They are both considered to be marginal anomalies of the Lower Lava flow and of the Upper Lava flow farther north. The latter also appears in the northwestern part with a maximum positive anomaly of  $+600\gamma$ . The marginal anomaly of the Lower Lava flow does not exceed  $+400\gamma$ , which can be explained by the thicker overburden of bims. Between the basalt quarries east of Niedermendig and the positive anomalies in the eastern half of the investigated area, the magnetic field shows a negative anomaly. Minimum values of  $-650\gamma$  are mostly concentrated southwest of the positive anomalies. There is reason to assume that the positive and negative anomalies are caused by the margins of the basaltic lava. Thus the negatively disturbed values of the magnetic field can be explained by a lack of basalt.

In the southeast, a small positive anomaly was observed to be superposed over the large anomaly caused by the termination of the Lower Lava flow (Fig. 2). Comparison with the geological map (Fig. 1) indicates that the outcropping material changes from "bims" to "trass". "Trass", here, obviously has a low content of magnetite, whereas the bims has a considerably greater amount of magnetite. This can be seen after a heavy rain when the bims washes out onto the roads.

An occasionally varying content of magnetite in the bims contributes to the magnetic influence of the buried basalt. AHRENS (1929) mentioned the difficulties he had in interpreting his results if the overburden of bims increased in thickness or in the content of magnetite. This condition causes stray magnetic values, and it is difficult

to correlate exactly parallel profiles with each other. However, the main features such as the marginal anomalies of the basalt, can be easily recognized from the isogammes provided that the observations are taken within sufficiently short distances.

In reviewing the possible sources of the magnetic anomalies, one obtains the following complex picture: two magnetic lava flows, partly overlapping each other, are covered by magnetite bearing bims. In the southeast, the bims terminates against non-magnetic surface material, which is most likely composed of trass.

### 3.3. Determination of the Magnetization

For the purpose of calculating a magnetic model, it is necessary to find the values of magnetic susceptibility and the size and direction of the remnant magnetization. The basalt of the Lower Lava flow was examined and sampled in a well shaft on the property of the F. X. MICHELS firm. Two rock samples were taken under rather difficult circumstances so that a proper orientation was not satisfactory. They were cut into seven and four cubicles each and were examined for the magnetic susceptibility and the  $Q$ -factor (quotient of remnant to induced magnetization). These investigations were conducted by Diplomgeophysiker K. FROMM of the „Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung“, Hannover [FROMM, 1971] to whom the author wishes to express sincere thanks. Both samples were taken from a medium depth of the Lower Lava flow. The mean value of the susceptibility was determined with  $K=7.0 \times 10^{-3}$ . The  $Q$ -factor was found to be 0.9 and 1.22, respectively.

Because of the lack of orientation, it was assumed that the remnant magnetization is parallel to the present magnetic field. Preliminary model calculations of a magnetized buried slab with different strike directions supported this assumption. Assuming a mean value of  $Q=1.0$ , the remnant magnetization is accounted for if for the basalt lava a susceptibility  $K=14.0 \times 10^{-3}$  is used. The susceptibility of the bims was estimated to be half of the basalt on account of the analyzed magnetite content in both materials [FRECHEN, 1962]. For the bims, a value of  $K=3.5 \times 10^{-3}$  was assumed. Its remnant magnetization is considered to be negligible because the magnetite bearing particles are most likely nonoriented and statistically scattered. Bims, being a volcanic ash, cooled so rapidly that there is reason to assume that its magnetic component cooled below the Curie point before it was deposited.

## 4. Geoelectrical Depth Soundings

### 4.1. Method and Site Selection

Interpretation of the magnetic anomalies makes it possible to determine the lateral margins of the basalt. Important features, however, such as depth of burial and thickness, can be only vaguely estimated by comparing the measured anomalies with the anomalies calculated from predetermined models. The indirect method of interpretation, which requires the alteration of a model until its calculated anomaly fits

the measured anomaly, is limited because of its ambiguity. The depth and thickness of the basalt can be varied considerably, yet the theoretically calculated anomalies may satisfy the observed anomalies. This condition is especially remarkable in the case where the basalt of the Upper Lava flow lies near the surface. Slight variations in the upper surface of the basalt have a much stronger effect on the anomaly measurements than large changes in the depth of the base of the flow. Also, the magnetized overburden adds to the ambiguity. Finally, because there are no drillholes within the area of investigation, it was decided to carry out a number of geoelectrical depth soundings.

Measurements were made to examine with the Schlumberger method the vertical change of resistivity. A total of 11 depth soundings were made to determine the resistivities of and boundaries between the basalt, the bims, and the deeper Tertiary clay.

The depth soundings were made along a suitably selected basis direction, and each of two current and two potential electrodes were placed in contact with the soil. All four contacts were symmetrically arranged in relation to a center. The separation of the potential electrodes was small and kept constant. The current electrodes were successively expanded. The soundings were made so that the electrode expansion was parallel to the magnetic isogammes whenever possible. Thus the influence of lateral inhomogeneities caused by the margin of the lava beds was kept to a minimum. The observed curves were interpreted in respect to depth and layer resistivity with a set of three-layer master curves [DEPPERMAN, 1970]. If the observed curves represented more than three layers, Hummel's method of approximation was applied [HUMMEL, 1935].

It is very advantageous, but also disadvantageous, that geoelectric currents respond to lateral as well as horizontal changes of resistivity. Interpretation is only meaningful if the measurements are organized so that both types of influences are kept under control and can be distinguished from each other. While the vertical change of resistivity with respect to the lithological change from bims to basalt and finally to clay is of interest, lateral inhomogeneities of resistivity had to be avoided. Such inhomogeneities were expected to occur at the margins of the lava flows; therefore, the sites of the depth soundings had to be carefully selected. The bases along which the electrodes were expanded had to be parallel to the strike direction of the basalt margins. The magnetic anomalies were helpful in this task, and care was taken that the bases for the depth soundings did not cross over possible lateral changes of resistivity. This condition limited the maximum depth of penetration.

The locations of the 11 depth soundings are shown in Fig. 2. The depth soundings (symbolized as TS in the following notations) TS1 and TS2 were measured over the same center with different directions of the base line. For an ideal horizontal layer case, both curves have to be identical. Fig. 3 shows the result of TS1, which was measured to a maximum of  $L/2=500$  m. TS2 was terminated at  $L/2=150$  m and showed resistivities which are identical with those obtained from TS1. One can conclude from this that up to  $L/2=150$  m lateral influences are negligible.

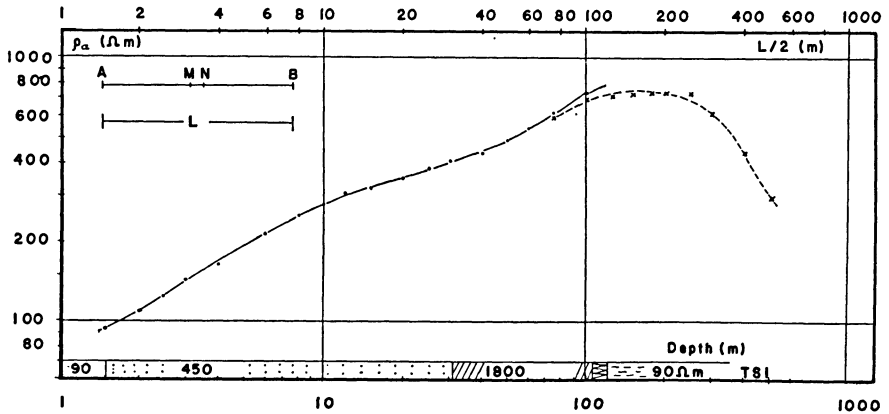


Fig. 3: Geoelectrical depth sounding after SCHLUMBERGER over the Lower Lava flow of Niedermendig

#### 4.2. Results of Geoelectrical Depth Soundings

The results of the interpretation with respect to resistivities and thicknesses of different layers are presented parallel to the abscissa in the figures. The scale for  $L/2$  indicates also the depth of different layers. TS1 with the longest electrode separation shows a layer of 80 m thickness with  $\rho=1800 \Omega\text{m}$ . The overburden of 31 m and  $450 \Omega\text{m}$  can be attributed to the bims, while the low resistivity of  $90 \Omega\text{m}$  below the high resistive layer most likely is material composed of Tertiary clay. Similar structures were found under TS9 and TS5, where a layer of  $960 \Omega\text{m}$  and  $720 \Omega\text{m}$  respectively is sandwiched between layers of much lower resistivity. The highly resistive layer, which is most pronounced for TS1, can be associated with the basalt of the Lower Lava flow. The lower resistivities at TS9 and TS5 for the resistive layer probably indicate the same lava flow, but the resistivities were influenced by the basalt margin.

By comparison, TS4, 6, 7, and 8 in the southwestern part of the area (Fig. 4) do not show any layer of resistivity higher than  $700 \Omega\text{m}$ . These depth soundings imply the absence of basalt. The apparent resistivity of  $500 \Omega\text{m}$  under TS8 may have been caused by a lateral influence of the margin of the lava flow. Finally, there is a third family of depth soundings, TS3, 10, and 11 (Fig. 5), which show a layer of  $2400 \Omega\text{m}$ . This resistivity can, in conjunction with the magnetic anomaly, be attributed to the Upper Lava flow. TS11 shows a sudden decrease of the apparent resistivity for long electrode separations. This can be explained by a change of lateral resistivity caused by the basalt margin, which is here close to the surface.

The resistivities of  $1800 \Omega\text{m}$  and  $2400 \Omega\text{m}$  found for the basalt are of the same order as those found by KALLIES [1965] for compact and unweathered basalt, gabbro, and diabase at other localities. KALLIES found values between  $1100$  and  $2100 \Omega\text{m}$  in

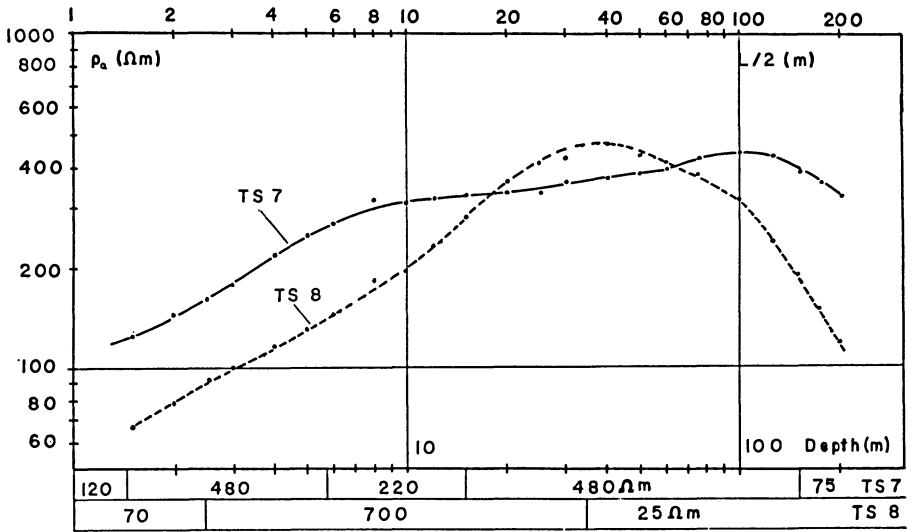


Fig. 4: Geoelectrical depth sounding after SCHLUMBERGER over bims (TS4 and TS6 are identical with TS7 and 8)

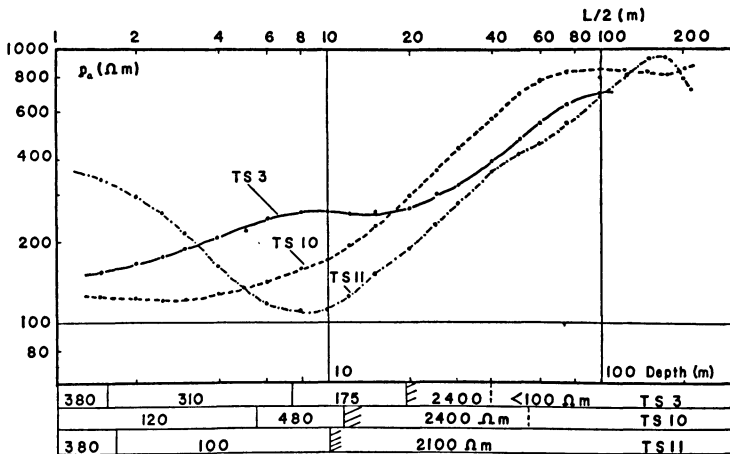


Fig. 5: Geoelectrical depth soundings after SCHLUMBERGER over basalt

Hessen and 1500 to >5000 Ωm for gabbro. The basalt in Niedermendig is unweathered and compact.

The results of the depth soundings over the basalt are shown in two profiles (Fig. 6a and b). Depths are presented in references to sea level. In Fig. 6a, the

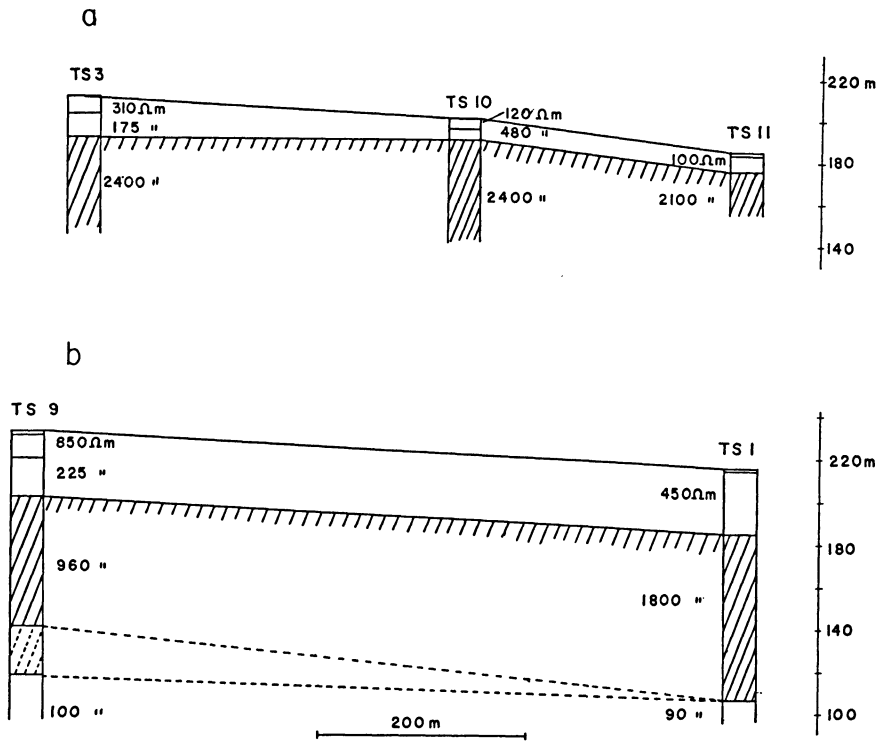


Fig. 6: Results of geoelectrical depth soundings.

a) Profile TS3-10-11; b) Profile TS9-11

surface of the basalt is parallel to the topographic surface. It is horizontal between TS3 and TS10 and dips to the southwest to TS11 at an angle of 3.5 degrees.

Because of the lack of drillholes, a number of geoelectrical interpretations had to be considered. Theoretical calculations of master curves have shown that if a highly resistive layer is sandwiched between less resistive layers there is no unique solution for its thickness and resistivity. As long as transverse resistance, determined by the product  $m \cdot \rho$  ( $m$  = thickness), is constant the theoretical curves will be similar within limits. This is known as the principle of equivalence [HUMMEL, 1935]. The presented results were obtained by comparing different depth soundings with each other and by adhering to the control of the geological depth contours at the base of the Upper Oligocene (Fig. 1).

## 5. Calculation of Magnetic Model Curves

The data, which were gathered from the magnetic and geoelectrical investigations were compiled to form a structural model. This was the basis for the theoretical

model calculation for the magnetic anomaly. The method of TALWANI and HEIRTZLER [1964], which was applied, makes it comparatively simple to model the calculation on a computer. The cross section of the magnetized body can be arbitrary as long as it can be approximated with a polygon. The only restriction for the body is that it must be two-dimensional. Because the basalt is near the surface, the assumption of cylindrical symmetry is justified. Moreover this approach makes it possible to study systematically variations of calculated anomalies with respect to changes in model parameters. This is much easier than using three-dimensional models. Two characteristic profiles were drawn across the magnetic anomalies (Fig. 2). Profile  $A'-A''$  crosses the Lower Lava flow as well as the Upper Lava flow. Profile  $B'-B''$  runs parallel and crosses the boundary between the magnetic and nonmagnetic overburden and the southern margin of the Lower Lava flow. Susceptibilities were estimated from rock measurements and magnetic content as discussed in Section 3.3. Magnetic anomalies were calculated separately for the basalt and the magnetized bims. Both results were added to give the vertical component of the magnetic anomaly. The magnetic field of the earth in the area of investigation was taken from magnetic world maps of the U.S. Oceanographic Office [1965]. The values were: Total magnetic field: 47,500 gamma, Inclination:  $66^\circ$  North, and Declination:  $3.5^\circ$  East of Greenwich.

In Fig. 7e, two models are shown consisting of basalt, magnetized bims, and a non-magnetic overburden. Both models are based on results from geoelectrical investigations and on the geological conditions. Fig. 7c and d show the calculated anomalies from Models I and II. The difference between them is in the margin of the Upper Lava flow. For Model I, the margin is almost a vertical boundary between basalt and bims, whereas, it pinches out in Model II. Both calculated anomalies show from the right to the left two maxima that are in good agreement with the field curve along profile  $B'-B''$  (Fig. 7b). The third maximum to the left is finally explained by the margin of the Upper Lava flow. Comparison with the field curve, profile  $A'-A''$  of Fig. 7a, favors model II. The Upper Lava flow is very close to the surface, and the low gradient of the magnetic field leading to the third maximum can only be explained by a gradual slope of the margin of the Upper Lava flow. This example indicates that halfwidth-depth relationships cannot be generalized and are only applicable if an *a priori* knowledge of the anomaly causing body exists.

## 6. Conclusions

Model II satisfies the magnetic field anomaly as well as the geoelectrical investigations. It also agrees with the geological conditions as shown in Fig. 1. The margins of the basalt can be magnetically mapped if the overburden of bims is not too large. Further refinements of the model will most likely not lead to new results. The boundaries of the Upper and Lower Lava flows are shown in Fig. 8. The investigations have confirmed the general geological conditions as presented in Fig. 1. In particular, there

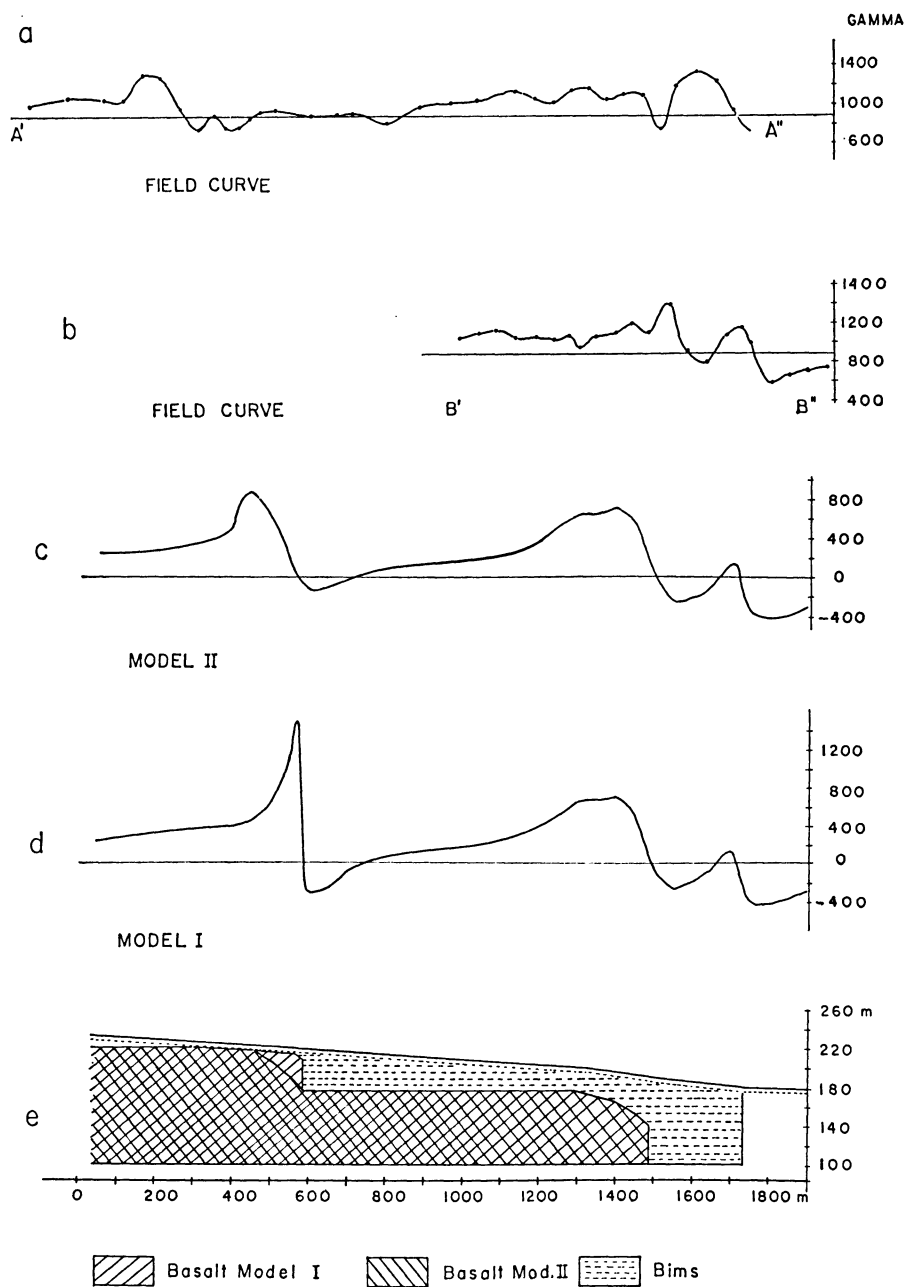


Fig. 7: Comparison of calculated magnetic anomalies with two measured profiles.  
 a) Field curve, profile A''-A'; b) Field curve, profile B''-B';  
 c) Calculated anomaly based on model II; d) Calculated anomaly based on model I;  
 e) Presentation of models I and II



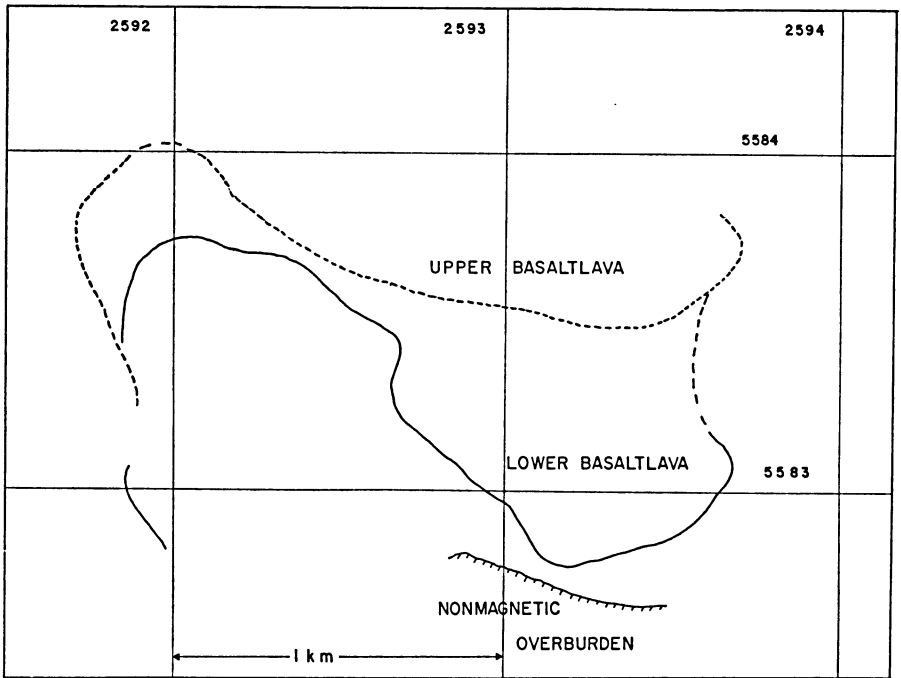


Fig. 8: Boundaries of basalt under an overburden of bims near Niedermendig, based on geophysical investigations

are differences with respect to the location of the boundaries. Both lava flows terminate farther east than originally anticipated, thus, they appear smaller in lateral extent.

The geoelectrical depth soundings give additional information on the lithological boundaries in the vertical section. Though the resistivity of the bims can vary with respect to the clay content, generally, there is a strong enough contrast with the underlying basalt. The bottom of the Lower Lava flow under TS1 was found to be 110 m above sea level, which is in good agreement with the base of the Oligocene in this area.

It is recommended that for further geophysical investigations gravity measurement should be made. The density of the basalt samples averaged  $2.86 \text{ g/cm}^3$  [FROMM, 1971]. This is in strong contrast to the lighter bims. A combined analysis of magnetic and gravimetric measurements would make it possible to estimate the quotient  $I/\delta$  [GARLAND, 1951] where  $I$  is the magnetization and  $\delta$  the density per unit volume. Local change of the magnetization of the buried basalt could thus be detected, and this would help to distinguish between the different lava flows.

## 7. Acknowledgement

The author wishes to express his appreciation for the work and interest of Professor Dr. AHRENS, who shortly before his death initiated this work. He also wishes to thank Dr. F. X. MICHELS, Professor Dr. K. FUCHS, Professor Dr. ST. MUELLER, Mr. JOHN W. KOENIG, and Diplomgeophysiker H. QUERFURTH, as well as his colleagues of the Institute of Geophysics at Karlsruhe for their valuable support and contributions. Computer calculations were made at the Computer Center of the University of Missouri-Rolla, U.S.A.

## References

- AHRENS, W.: Die Entstehung des Laacher Sees und die Ausbruchsstelle der weißen Bimssteine des Neuwieder Beckens. *Jahrb. der Preußischen Geolog. Landesanst.* Berlin 49, 339—369, 1928
- AHRENS, W.: Die Untersuchungsmöglichkeiten von Lavaströmen im Laacher Seegebiet nach Geophysikalischen Methoden. *Sitzungsberichte der Preußischen Geologischen Landesanstalt*, Berlin, Heft 4, 47—39, 1929
- AHRENS, W.: Geologische Skizze des Vulkangebietes des Laacher Sees. *Jahrb. der Preußischen Geolog. Landesanst.* Berlin 53, 130—140, 1930
- AHRENS, W.: Die Basaltvulkane des südöstlichen Laacher-See-Gebietes und ihre Lavaströme. *Jahrb. der Preußischen Geolog. Landesanst.* Berlin 53, 851—878, 1932a
- AHRENS, W.: Ergebnisse neuer Forschungen an Lavaströmen des Laacher-See-Gebietes. *Verhandlungen des Naturhistorischen Vereins der Preußischen Rheinlande und Westfalens*, 89. Jahrg., 138—143, 1932b
- AHRENS, W.: Die tektonische Stellung des Laacher-See-Vulkanismus. *Fortschr. Miner.*, Stuttgart 39/1, 93—96, 1961
- DEPPERMAN, K.: Unpublished set of 3-Layer Master Curves. *Bundesanstalt für Bodenforschung*, 1970
- FRECHEN, J.: Die Tuffe des Laacher Vulkangebietes als quartär-geologische Leitgesteine und Zeitmarken. *Fortschr. Geol. Rheinl. Westf.* 4, 301—312, 1959
- FRECHEN, J.: Führer zu vulkanologisch-petrographischen Exkursionen im Siebengebirge am Rhein, Laacher Vulkangebiet und Maargebiet der Eifel. *E. Schweizerbartsche Verlagsbuchhandlung*, Stuttgart, 1962
- FROMM, K.: Bericht über magnetische Untersuchungen an Basaltproben aus dem Unteren Niedermendiger Lavastrom. Unpublished report of the Niedersächsische Landesamt für Bodenforschung, Hannover, 1971
- GARLAND, G. D.: Combined Analysis of Gravity and Magnetic Anomalies. *Geophysics* 16, 51—62, 1951
- HUMMEL, J. N.: Unterlagen der geoelektrischen Aufschlußmethoden. *Beitr. z. angew. Geophysik* 5, 32, 1935

- KALLIES, H. B.: Über geoelektrische Widerstandsmessungen an Festgesteinen im Bergland. Max-Richter-Festschrift, Clausthal-Zellerfeld, 291—301, 1965
- LORENZEN, K. F.: Das geomagnetische Feld im Gebiet des Laacher Sees. Unpublished thesis, Institute of Meteorology and Geophysics, University Frankfurt/Main, 1970
- MICHEL, F. X.: Die Herkunft der basaltischen Auswürflinge im weißen Bims des Niedermendiger Grubenfeldes. Zeitschrift der Deutschen Geologischen Gesellschaft 103, 1—28, 1951
- TALWANI, M., and J. R. HEIRTZLER: Computation of magnetic anomalies caused by two dimensional structures of arbitrary shape in Computers in the Mineral Industries, part I: Stanford University Publications, Geol. Sciences 9, 464—480, 1964
- U.S. Naval Oceanographic Office, Washington, D.C.: The Vertical Intensity of the Earth's Magnetic Force, 1965. Magnetic Inclination 1965; Magnetic Variation, 1970



## Gravity Survey of South AFAR, Ethiopia

J. MAKRIS<sup>1)</sup>, J. ZIMMERMANN<sup>1)</sup>, H. C. BACHEM<sup>2)</sup> and B. RITTER<sup>3)</sup>

Eingegangen am 31. Januar 1973

*Summary:* Early in 1970 South AFAR in NE Ethiopia was gravimetrically surveyed by the Institutes of Geophysics, University of Hamburg, and Theoretical Geodesy, Technical University of Hannover.

In an area of approx. 80000 km<sup>2</sup> 900 gravity stations have been established. The data were uniformly reduced. They were compiled in a Bouguer map of 5 mgal isolines. The main results show that:

The gravity field follows closely the topographic features.

The gradient towards the Ethiopian escarpment is 2—3 mgal/km and 1—1.5 mgal/km towards the Somalia escarpment.

The crustal deformation from the Somali plateau to the depression represents a flexure, whereas the Ethiopian scarp is a zone of crustal rapture.

The Ethiopian rift continues NNE—SSW into AFAR up to the Abbe and Gamori Lakes.

The crust thickness increases towards the escarpments, and it is most probably of the subcontinental type as indicated by a 2-D model that was simulated across the depression in EW direction.

Towards the Aisha Horst the crustal thickness increases, since the gravity field becomes more negative.

*Zusammenfassung:* Im Frühjahr 1970 wurde Süd-AFAR in NO-Äthiopien gravimetrisch vermessen. Die Geländearbeiten wurden gemeinsam von den Instituten für Geophysik der Universität Hamburg und für Theoretische Geodäsie der Technischen Universität Hannover ausgeführt.

In einem Gebiet von ca. 80000 km<sup>2</sup> wurden 900 Schwerestationen eingemessen. Die Ergebnisse sind in einer Bouguerkarte von 5 mgal Isolinien zusammengestellt. Die erste Interpretation zeigte, daß:

Das Schwerefeld bildet sehr genau die Topographie ab.

Der Schweregradient in Richtung des Äthiopischen Escarpment beträgt 2—3 mgal/km und 1—1,5 mgal/km in Richtung des Somalia-Escarpment.

Der Krustenübergang vom Somali-Plateau zu der Depression verläuft in Form einer Flexur, wohingegen vom Äthiopischen Plateau zur AFAR-Senke Bruchtektonik und Zerstörung des Schichtenverbandes gegeben sind.

<sup>1)</sup> Institut für Geophysik, Universität Hamburg, D-2000 Hamburg 13, Binderstr. 22, Germany.

<sup>2)</sup> Institut für Theoretische Geodäsie, TU Hannover, D-3000 Hannover, Nienburger Str. 6, Germany.

<sup>3)</sup> Institut für Vermessungskunde, TU Braunschweig, D-3300 Braunschweig, Pockelsstr. 4, Germany.

Die Krustenmächtigkeit nimmt in Richtung des Escarpment zu, und der Krustentyp wird als subkontinental bezeichnet, wie man mit Hilfe eines 2-D-Modells nachweisen konnte.

In Richtung des Aisha Horstes nimmt die Krustenmächtigkeit zu.

## I. Introduction

North Eastern Ethiopia, known as the Depression of AFAR, is a particularly good region for studying the evolution of a continental rift during the early stages of continental fragmentation. Plate tectonics [MCKENZIE *et al.*, 1970; MOHR, 1971], seafloor spreading [BURECK, 1971], continental drift [LAUGHTON, 1965], and oceanisation of continental crust [TAZIEFF, 1970] are some of the tectonic processes, which up to now have been mentioned in connection with the creation of this downwarped and downfolded area.

The scarcity of observational data, however, has allowed for various contradicting hypotheses concerning the evolution of this area, and it is hoped that present and future research will put an end to those conflicts.

Since 1969 the German Research Society (Deutsche Forschungsgemeinschaft) has been financing a geological and geophysical research programme in AFAR. The present paper gives an account of gravity observations made in 1970 in South AFAR.

## II. Some Technical Details

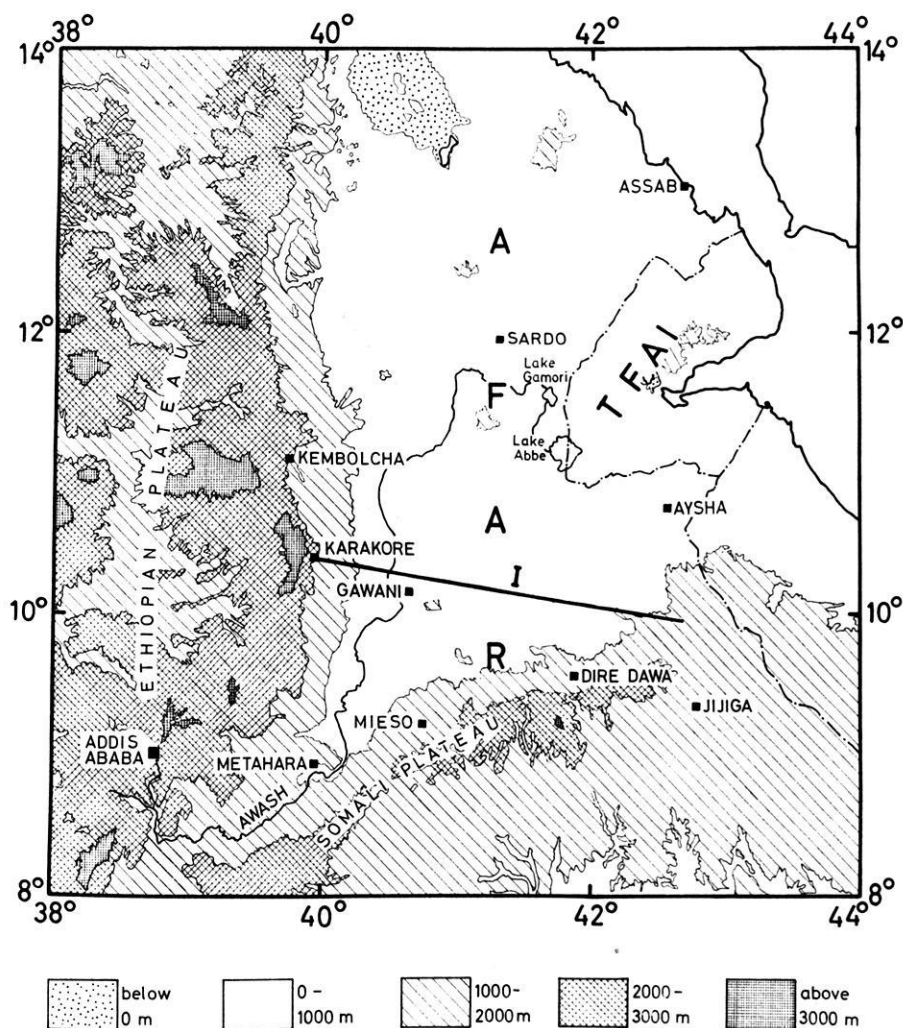
Between February and March 1970, three gravity parties covered South AFAR, an area of approximately 80000 km<sup>2</sup> between the roads:

Assab–Sardo–Kembolcha in the North,  
Addis Ababa–Mieso–Dire Dawa–Jijiga in the South,  
Kembolcha–Debre Sina–Addis Ababa in the West,  
and the frontier of the French Somaliland (TFAI) in the East (see Fig. 1).

Each group consisted of two German scientists and one Ethiopian assistant, and was equipped with the following instruments:

1 gravity meter LaCoste and Romberg, type G  
3 altimeters, Thommen, type 3B4  
1 aspirated hygrometer, Assmann  
1 levelling instrument, Zeiss, type Ni-2, with Astrolab.

Three Type 109 landrovers were used for road transport, and an Ethiopian Airlines helicopter was hired for one month. Field parties were so equipped that they could operate for a long period without further supplies or fuel. At each point the gravity, altitude, and dry and moisture-saturated air temperatures were measured. Gravity points were located by the use of aerial photographs (scale 1:50000–1:60000), since no reliable topographic maps exist; this involved painstaking work, as more



I  
 \_\_\_\_\_ Location of crustal model

Fig. 1: Sketch map of AFAR area in Ethiopia with location of model cross-section in South AFAR

than 3000 photographs had to be prepared for a photo index and controlled photo-mosaics.

The following section describes the gravity and altitude measurements made, and the method of location ( $\lambda$  and  $\varphi$  coordinates) of the field points.

### III. Gravity Measurements and Their Evaluation

A first order gravity net was established between the four basic points: Addis Ababa K<sup>1</sup>), Dire Dawa Airport, Kembolcha Airport and Assab Airport, the gravity connections were measured by plane and helicopter.

A second order gravity net was measured by car along the main roads, and connected to the first order net. The actual field points were located between the basic points at an average distance of 5 km apart. More than 500 field points were thus established along the roads Assab, Kembolcha, Addis Ababa, Dire Dawa and Jijiga. The actual depression was covered only by helicopter flights, except for a profile between Mieso and Gawani. The flight lines were made in a NS-direction and at about 12 km intervals. Stations along the flight lines were located at an average distance of 7 km apart. The area of South AFAR is covered by a total of 900 gravity points. Their accuracy is  $\pm 0.05$  mgal. The gravity values were corrected for tidal effects. No drift corrections were necessary. They were reduced to Free-air and Bouguer anomalies using the formula:

$$\Delta g' = g - \gamma_0 + \delta g_L \quad \text{Free-air anomaly}$$

$$\Delta g'' = g - \gamma_0 + \delta g_L + \delta g_B + \delta g_T \quad \text{Bouguer anomaly}$$

Base measurement

**LCR85**

units in [mgal]

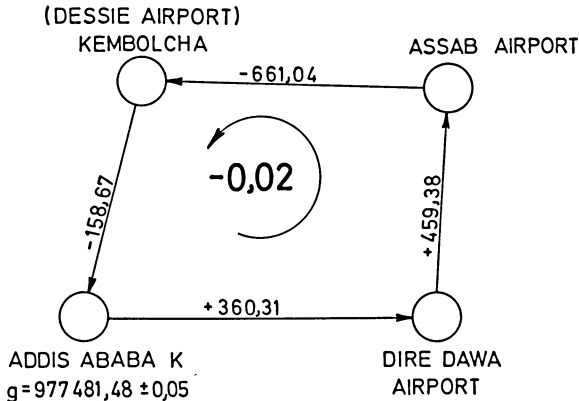


Fig. 2: First order base net for South-AFAR survey

<sup>1</sup>) These gravity stations are identical with those established by the USAF-Gravity Division.



where:

$g$  = the measured gravity adjusted to the gravity point Addis Ababa K= 977481,48 $\pm$ 0.05 mgal [TORGE, 1971]

$\gamma_0$  = Normal gravity, calculated according to the International Formula of Stockholm, 1930

$\delta g_L$  = Free-air reduction = 0.3083 ( $h_g - h_0$ ) mgal with  $h_g$  = altitude of the gravity point,  $h_0$  = reduction level = 0 m

$\delta g_B$  = Bouguer reduction; the Bouguer masses are reduced spherically up to Hayford zone O<sub>2</sub>, with uniform density of 2.67 g/cm<sup>3</sup>

$\delta g_T$  = Terrain reduction; this is calculated in a system of spherical surface coordinates according to the formula of NAGY [1969] and JUNG [1961]. The density was uniform with  $\rho = 2.67$  g/cm<sup>3</sup>.

The Bouguer map of South AFAR was extrapolated in 5 mgal isanomales.

#### IV. Elevations and Coordinates of Gravity Points

Elevation differences between the gravity stations were measured by three Thomen altimeters and calculated according to Jordan's formula as modified by MÖLLER [1962]. Stand corrections as well as temperature corrections were applied. Along the main roads the accuracy obtained is of about  $\pm(2-5)$  m, depending on the distance between the gravity point and the bench-marks (5-200) km and the number of times the measurements were repeated. The helicopter survey was not as accurate, since the points could only be measured once, and elevation control was only available at the beginning and the end of the profiles (max. length 300 km). The estimated accuracy of these elevations is  $\pm(5-10)$  m, so the maximum influence of the altimetric errors on gravity is of the order of  $\pm 2$  mgal [BACHEM *et al.*, 1972].

The geographic coordinates  $\lambda$  and  $\varphi$  of the stations were taken from controlled photomosaics, constructed from a total of 40 control points, of which 11 had been previously established by us, the rest being taken from other sources<sup>1)</sup>.

The gravity points can be located in this plan with an absolute accuracy higher than  $\pm 4$  km in the mountains and  $\pm 2.5$  km in the plains, these errors causing gravity variations of  $\pm(1.1-0.7)$  mgal. The relative accuracy of the gravity points (distance error between adjacent points) is  $\pm 1$  km at most, corresponding to  $\pm 0.3$  mgal in the gravity values. Absolute altitudes were obtained by closing the altimetric differences to the levelling lines established by the "Mapping-Mission"<sup>1)</sup> along the roads: Assab, Sardo, Kembolcha, Addis Ababa, Mieso, Dire Dawa, Jijiga.

<sup>1)</sup> Triangulations of Topocom, Mapping Mission to Ethiopia, U.S.A.-Government.

ETHIOPIA SOUTH AFAR  
BOUGUER MAP

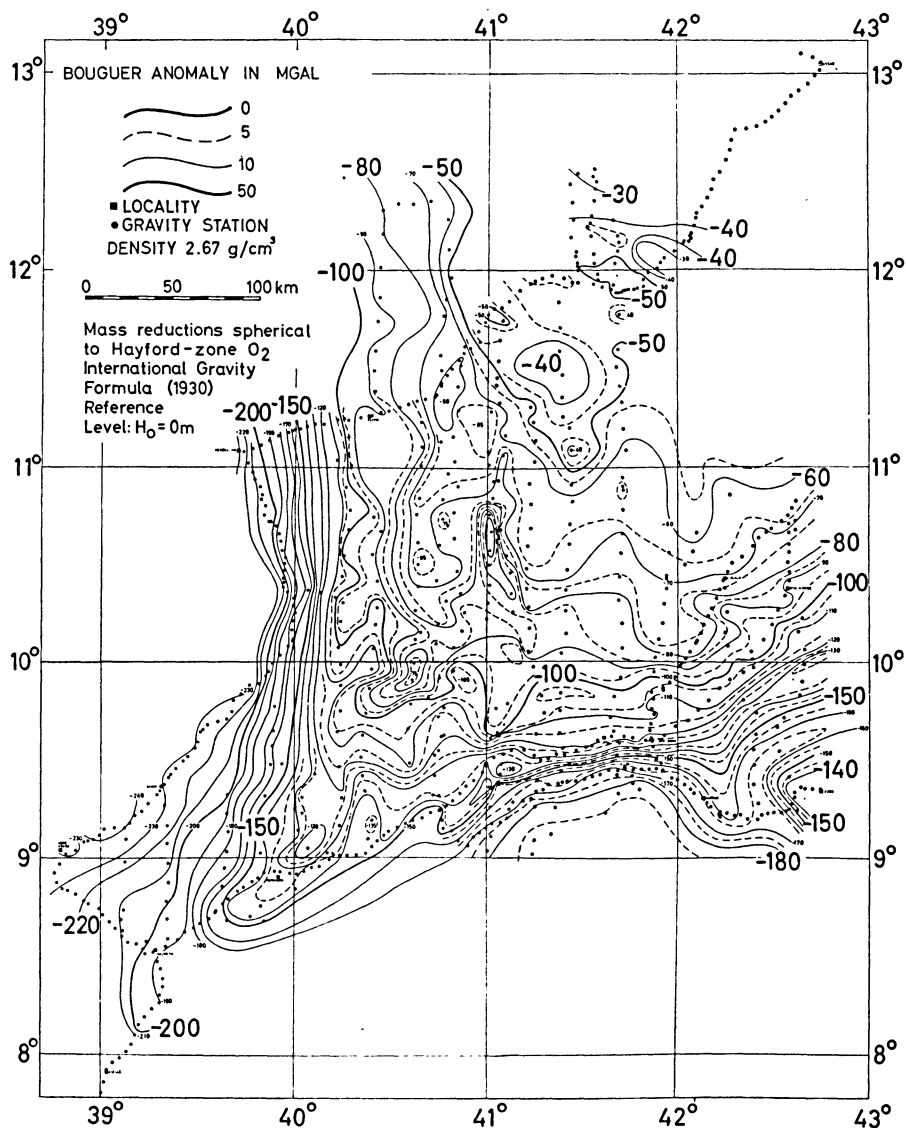


Fig. 3: Bouguer map of AFAR area

## V. A Quantitative Interpretation of the Bouguer Map

The gravity field of South AFAR at its southern and western limits is affected by the Somali and Ethiopian Plateaux respectively. The isogals closely follow the topographic features. There are, however, two distinct differences between the southern and the western limits:

the gradient of the gravity field towards the western border (Ethiopian Escarpment: 2–3 mgal/km) is steeper than towards the south (Somali Escarpment: 1 to 1.5 mgal/km),

the border of the Ethiopian Plateau towards the Depression has a greater negative Bouguer anomaly (approximately  $-220$  mgal) than that of the Somali Plateau (approximately  $-160$  mgal).

Considering these two facts we must expect that the crust at the border of the Ethiopian Plateau is thicker than that of the Somali Plateau and that the tectonic distortion of the crust towards the depression is much stronger under the Ethiopian than under the Somali Escarpment [MAKRIS *et al.*, 1972]. The gradients observed indicate that the crustal deformation from the Somali Plateau to the Depression represents rather a flexure than a fracture, whereas the Ethiopia scarp is a zone of crustal rapture.

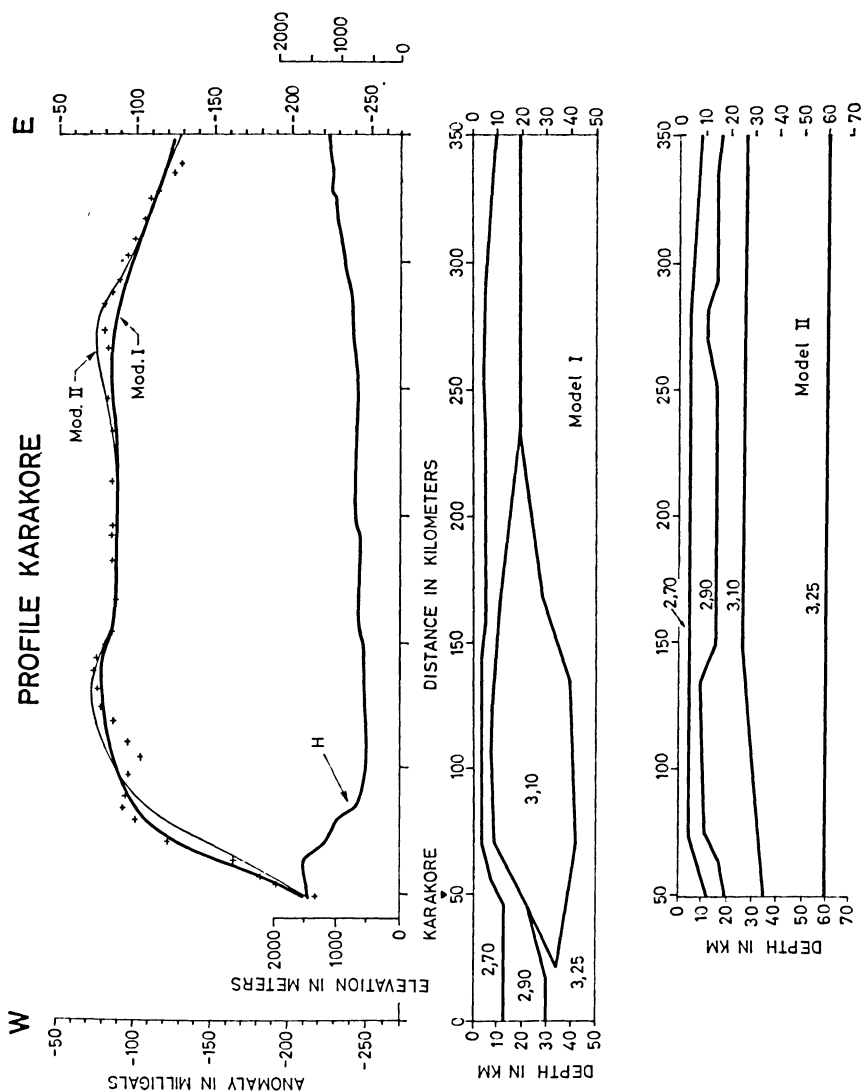
The gravity pattern of South AFAR is strongly influenced by several maxima and one minimum, which extend the Ethiopian Rift into the Depression. The general trend of these anomalies is in a NNE direction and they are distributed up to the Abbe and Gamori Lakes over a distance of approx. 400 km from south of Metahara. They represent the continuation of the Ethiopian Rift into AFAR.

Along the Somali Escarpment a series of maxima was located running approx. in a E–W direction. These maxima can be correlated to volcanoes, that have intruded along the escarpment.

## VI. A Crustal Model of South AFAR Based on Gravity and Seismic Data

We have attempted to interpret the gravity field distribution along a profile crossing South AFAR in an almost E–W direction. The profile starts at Karakore on the Ethiopian Plateau, crosses the Depression and ends at the Aysha horst in the East. The altitudes of the gravity stations that have been plotted in curve *H*, Fig. 4, varie between 1500 and 500 m, the actual elevation differences of the topography along the profile however are more extreme. The greatest altitude at the edge of the Ethiopian escarpment at Karakore is more than 2000 m high, whereas the lowest point at the Awash River is approx. 400 m above sea level. The gravity field closely follows the topographic features, indicating the tendency towards isostatic compensation.

The density distribution used for the model calculation was obtained by means of the Nafe-Drake-curves according to *P*-wave velocities recently published for the Ethiopian Rift and the adjacent areas. Table 1 gives a summary of the velocities and densities used in this model.



++++ ANOMALY, OBS. — ANOMALY, CALC. M. I — ANOMALY, CALC. M. II

Fig. 4: Two-dimensional crustal model crossing South-AFAR in W-E direction

The fit between observed and computed gravity anomaly was obtained by only modifying the configuration of the 2-D models keeping the densities constant. Two such models are given in Fig. 4.

In model I the steep gravity gradient towards the plateau has been interpreted as a combined effect of crustal fracturation and change of crustal type. The intermediate

Table 1: *P*-waves velocities used in the 2-dimensional crustal calculations

	Upper Crust <i>v</i> (km/sec)	Lower Crust <i>v</i> (km/sec)	Rift Material <i>v</i> (km/sec)	Upper Mantle <i>v</i> (km/sec)
BONJER, FUCHS and WOHLBERG [1970]	—	6.0	7.2	—
DAVIES and TRAMONTINI [1969]	3.99—4.55	6.11—6.86	—	—
GRIFFITHS, KING, KHAN and BLUNDELL [1971]	—	6.38	7.48	—
LAUGHTON and TRAMONTINI [1970] (Profile 6235/36, 6239, 6233)	3.98—4.33	6.15—6.54	7.06	8.16
SEARLE and GOUIN [1971]	—	—	—	7.95

layer of  $3.1 \text{ g/cm}^3$  is restricted along the Wonje Fault Belt [MOHR, 1967] and ends at the Ethiopian Escarpment. The minimum crustal thickness of approx. 15 km is obtained below the Wonje Fault Belt, the rest of South AFAR having an attenuated continental crust of about 20 km. It is obvious that the actual configuration of the intermediate layer varies within broad limits, since a large scale intrusion in the crust causing a mass surplus can be partly compensated by a mass deficiency at the crust-mantle boundary. This is demonstrated in Fig. 5.

This ambiguity, inherent in gravity interpretations will be eliminated after the evaluation of the refractional seismic data that were obtained in winter 1972 by the German Research Group of Explosion Seismology.

In model II (Fig. 4) a basically different type of crust has been constructed. The  $3.1 \text{ g/cm}^3$  layer extends all over South AFAR and continues partly below the Ethiopian Plateau. The gravity maximum is simulated by intrusions of the intermediate layer ( $3.1 \text{ g/m}^3$ -layer) in the crust.

Towards the Aysha horst the decrease of the gravity level can be explained as an increase of the upper crust thickness. In general, the crust of South AFAR can be defined as subcontinental [RONOV and YAROSHEVSKY, 1969].

### Acknowledgements

We are greatly indebted to the Imperial Ethiopian Government, Ministry of Mines, Addis Ababa, for their support and cooperation which made this survey possible. Funds for the field operations and evaluation of the data have been sponsored by the German Research Association (D.F.G.)<sup>1)</sup> for which we are very grateful. We thank Prof. H. MENZEL, Prof. W. TORGE, and our colleagues at the Institute of Geophysics, University of Hamburg, and the Institute of Theoretical Geodesy, T.U. Hannover,

<sup>1)</sup> Deutsche Forschungsgemeinschaft.

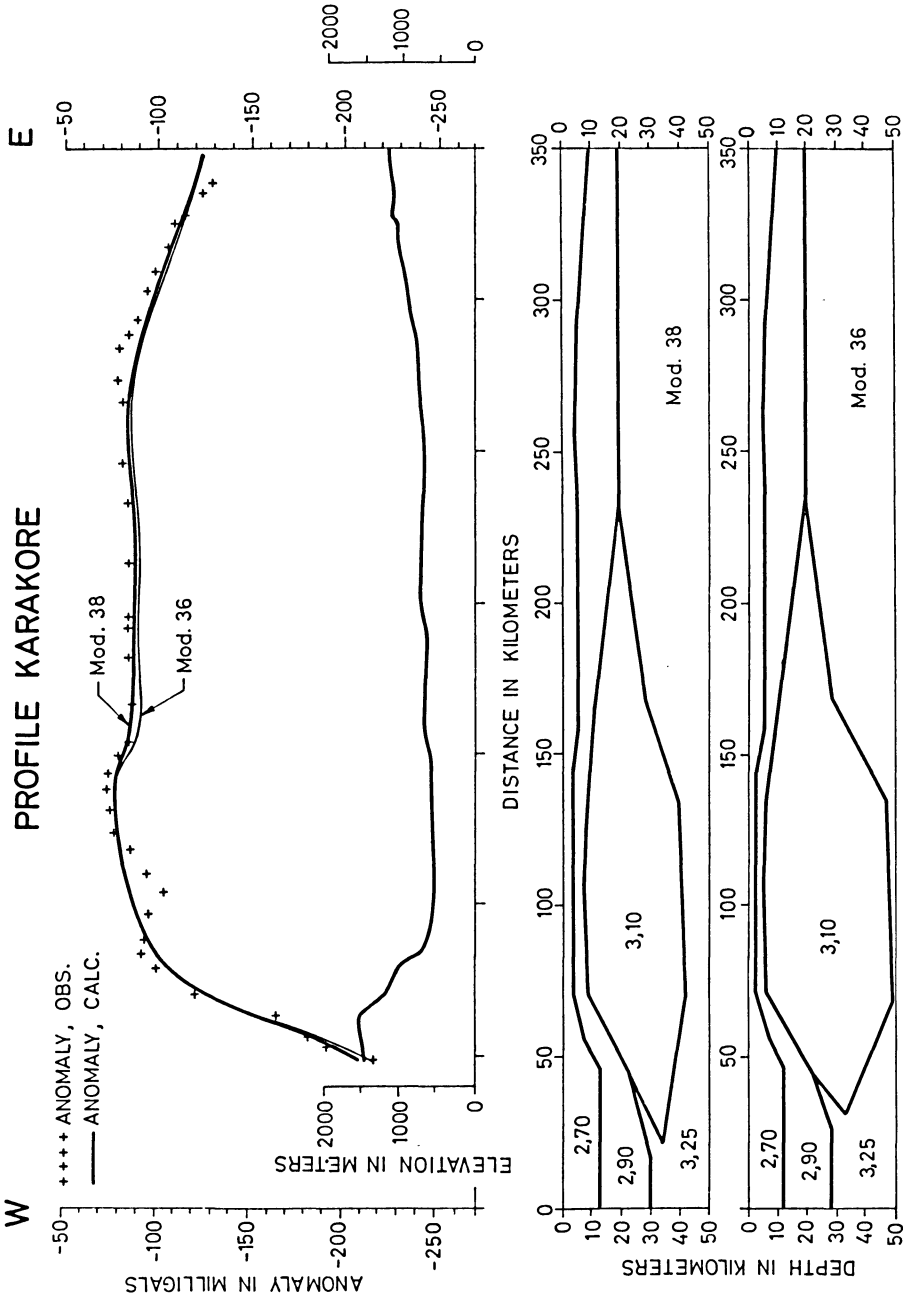


Fig. 5: Variation of body configuration causing the same anomaly

for stimulating discussions. Mrs. M. EILERS has put much effort into the production of maps and drawings for this publication, and we wish to express our thanks to her for this.

## References

- BACHEM, H. CHR., B. RITTER and W. TORGE: Barometrische Höhenbestimmung in Äthiopien. Allgemeine Vermessungs-Nachrichten 79, Heft 5, 1972
- BONJER, K. P., K. FUCHS and J. WOHLBERG: Crustal Structure of the East African Rift System from spectral response ratios of long-period body waves. Zeitschrift f. Geophysik 36, 287—297, 1970
- BURECK, P. J.: Paläomagnetische Untersuchungen zum Problem der Rotation des Danakil-Blockes und der Bildung der Afar-Senke (Abstract). 31. Tagung d. Dtsch. Geophys. Ges., Karlsruhe, 1971
- DAVIES, D., and C. TRAMONTINI: The deep structure of the Red Sea. Phil. Trans. Roy. Soc. London, A 267, 181—189, 1970
- GRIFFITHS, D. H., R. F. KING, M. A. KHAN and D. J. BLUNDELL: Seismic refraction line in the Gregory Rift. Nature 229, 1971
- JUNG, K.: Schwerkraftverfahren in der angewandten Geophysik. Akad. Verl. ges. Geest & Porting, Leipzig, 1961
- LAUGHTON, A. S.: The Gulf of Aden in relation to the Red Sea and the Afar depression of Ethiopia. The World Rift System (Report of the U.M.C. Symposium, Ottawa, September 1965). Geol. Surv. Pap. Can., 66—14, 1966
- LAUGHTON, A. S., and C. TRAMONTINI: Recent study of the crustal structure in the Gulf of Aden. Tectonophysics 8, 359—375, 1969
- MAKRIS, J., H. MENZEL, J. ZIMMERMANN, K.-P. BONJER, K. FUCHS and J. WOHLBERG: Crustal and upper mantle structure of the Ethiopian Rift derived from seismic and gravity data. Zeitschr. f. Geophys. 36, 387—391, 1970
- MAKRIS, J., H. MENZEL and J. ZIMMERMANN: A Preliminary interpretation of the gravity field of Afar, northeast Ethiopia. In: R. W. GIRDLER (Editor), East African Rifts. Tectonophysics 15 (1/2), 31—39, 1972
- MAKRIS, J., P. THIELE and J. ZIMMERMANN: Crustal investigation from gravity measurements at the scarp of the Ethiopian Plateau. Zeitschr. f. Geophysik 36, 299—311, 1970
- McKENZIE, D. P., D. DAVIES and P. MOLNAR: Plate tectonics of the Red Sea and East Africa. Nature 226, 1970
- MOHR, P. A.: The Ethiopian Rift system. Bull. Geophys. Obs. Addis Ababa 11, 1—65, 1967

MOHR, P. A.: Plate tectonics of the Red Sea and East Africa. *Nature* 228, 1970

NAGY, D.: The gravitational attraction of a right rectangular prism. *Geophysics* XXXI, 2, 362–371, 1966

RONOV, A. B., and A. A. YAROSHEVSKY: “Chemical composition of the Earth’s crust”, in the *Earth’s Crust and Upper Mantle*, ed. P. J. HART, Geophysical Monograph 13, American Geophysical Union, Washington, D.C., 1969

SEARLE, R. C., and P. GOUIN: Local earthquake phases observed at Addis Ababa, Ethiopia. *Tectonophysics* 15 (1/2), 55–57, 1972

TAZIEFF, H.: The Afar Triangle. *Scientific American*, Febr., 1970



## **Ein Vergleich von geologischen Gefügeaufnahmen mit seismischen Messungen<sup>1)</sup>**

### **A Comparison between Mapping of Geological Discontinuities and Seismic Measurements**

E. BRÜCKL und W. FÜRLINGER, Wien<sup>2)</sup>

Eingegangen am 15. Januar 1973

*Zusammenfassung:* In drei ausgewählten Bereichen des Hochkönigmassivs wurden geologische Gefügeaufnahmen und seismische Messungen durchgeführt. Der Vergleich beider Methoden zeigt eine deutliche Abnahme der Longitudinalwellengeschwindigkeit mit steigender Klüftigkeit des Gebirges. Dieser Zusammenhang ermöglicht die Berechnung der Longitudinalwellengeschwindigkeit im ungeklüfteten Gebirge. Die beobachtete seismische Anisotropie konnte aus der Verteilung der Streichrichtungen der Klüfte erklärt werden.

*Summary:* Mapping of the geological discontinuities and seismic measurements were carried out in three selected domains of the Hochkönig-massif. The comparison of these two methods indicate a distinct decrease of the longitudinal wave velocity with increasing fragmentation of the rock. From this relation the computation of the longitudinal wave velocity within the intact rock is possible. The seismic anisotropy observed can be explained by the distribution of the strikes of the joints.

#### **1. Einleitung**

Geologische Gefügeaufnahmen geben Aufschluß über die räumliche Stellung, die Häufigkeit und die Ausbildung der das Gebirge durchziehenden Klüfte. Die Laufzeit der elastischen Wellen, die aus seismischen Messungen ermittelt wird, ist sowohl durch die lithologischen Eigenschaften des Gesteins als auch durch die Klüftung beeinflusst. Separiert man den Einfluß der Lithologie, so erscheint ein Vergleich zwischen Gefügeaufnahmen und seismischen Messungen sinnvoll. Das Verhältnis aus seismisch und in situ ermitteltem  $E$ -Modul und dem an Bohrkernen gemessenen  $E$ -Modul, der nur mehr durch die Gesteinseigenschaften bestimmt ist, wurde bereits von ONODERA [1963] als Qualitätsindex für Fels vorgeschlagen.

<sup>1)</sup> Beitrag des Instituts für Geophysik der Technischen Hochschule Wien zum Internationalen Geodynamik-Projekt.

<sup>2)</sup> Dipl.-Ing. Dr. phil. EWALD BRÜCKL und Dr. phil. WERNER FÜRLINGER, Institut für Geophysik der Technischen Hochschule Wien, A-1040 Wien, Karlsplatz 13, Austria.

## 2. Geologische Beschreibung der Untersuchungsgebiete

Die Untersuchungsgebiete liegen im *E*-Teil des kalkalpinen Hochkönig-Massivs in Salzburg. Der am S-Rand der Nördlichen Kalkalpen gelegene Gebirgsstock gehört der „tirolischen Decke“ an und trägt im *E* noch eine kleine juvavische Deckscholle als Rest einer tektonisch höheren Einheit [HEISSEL, 1953]. Eine tiefgreifende Verkarstung läßt in markanter Weise die Klüftung in dem tektonisch sicherlich mehrfach beanspruchten Fels hervortreten.

Aus dieser durch Kluftkarren [CRAMMER, 1902] geprägten Felsoberfläche wurden drei charakteristische Homogenbereiche (im folgenden als Bereich 1, 2 und 3 bezeichnet) mit möglichst unterschiedlicher technischer Gebirgsfazies [MÜLLER, 1963, S. 253] für den Vergleich der geologischen Gefügaufnahmen mit den seismischen Messungen ausgewählt. In jedem Homogenbereich wurden drei Meßlinien in einer Länge von 22,5 bis 50 m ausgelegt. Entlang dieser Linien, denen auch die seismischen Profile folgten, wurde das Kluftgefüge kartiert und die Trennflächen in einer für die Baugeschiebung gebräuchlichen [MÜLLER, 1963, S. 221] Weise klassifiziert. Diese Klassifikation teilt die Diskontinuitäten entsprechend ihrer Ausbildung in Klüfte, Großklüfte, Störungen und Zerrüttungszonen. Die geologische Kartierung entlang der Meßlinien wurde in jedem Homogenbereich auch noch durch eine statistische Gefügaufnahme und deren Darstellung im Schmidtschen Lagenkugeldiagramm ergänzt.

Bereich 1 liegt am östlichen Fuß der Torsäule und wird zur Gänze von grauem Dachsteinkalk eingenommen. Die starke Verkarstung zeichnet ein Kluft- und Störungssystem nach und bewirkt damit eine weitgehende Zerlegung der Felsoberfläche in ein Mosaik von Kluftkörpern (Abb. 2). Die Stellungen der Kluftsysteme im Bereich 1 gehen aus dem Lagenkugeldiagramm (Abb. 5) hervor. Die Häufigkeitsmaxima der projizierten Flächennormalendurchstoßpunkte, die den verschiedenen Kluftscharen entsprechen, liegen bei  $KK_1$  160/90 (12% relative Häufigkeit),  $KK_2$  290/90 (9%) und  $KK_3$  055/80 (7%). Die wenigen vorhandenen Bankungsfugen fallen sehr flach gegen N ein.

Der Bereich 2 liegt in brekziösen Rotkalken des von HEISSEL [1953, Taf. XIV] als Hirschland eingetragenen Gebietes. Infolge stärkeren Gefälles der Felsoberfläche kommen hier neben den meist geradlinigen Kluftkarren auch gewundene Karrenrinnen zur Geltung. Die Häufigkeitsmaxima liegen bei  $KK_1$  160/90 (13%),  $KK_2$  300/90 (10%) und  $KK_3$  070/90 (8%).

Der Bereich 3 liegt NE des Bereiches 1 und hat die gleichen lithologischen Verhältnisse wie dieser. Er zeigt die intensivste Zerklüftung. Der Fels ist stellenweise in schmale, von Klüften begrenzte, senkrecht stehende Lamellen oder Platten zerlegt. Häufigeres Auftreten von Zerrüttungszonen ist für diesen Bereich charakteristisch. Die Häufigkeitsmaxima liegen bei  $KK_1$  170/90 (14%),  $KK_2$  285/90 (9%) und  $KK_3$  025/90 (4%).

Allen drei Bereichen ist eine Homogenität im Bezug auf die Stellung der Hauptkluftscharen  $KK_1$ ,  $KK_2$  und  $KK_3$  gemeinsam. Stärkere Abweichungen zeigt lediglich

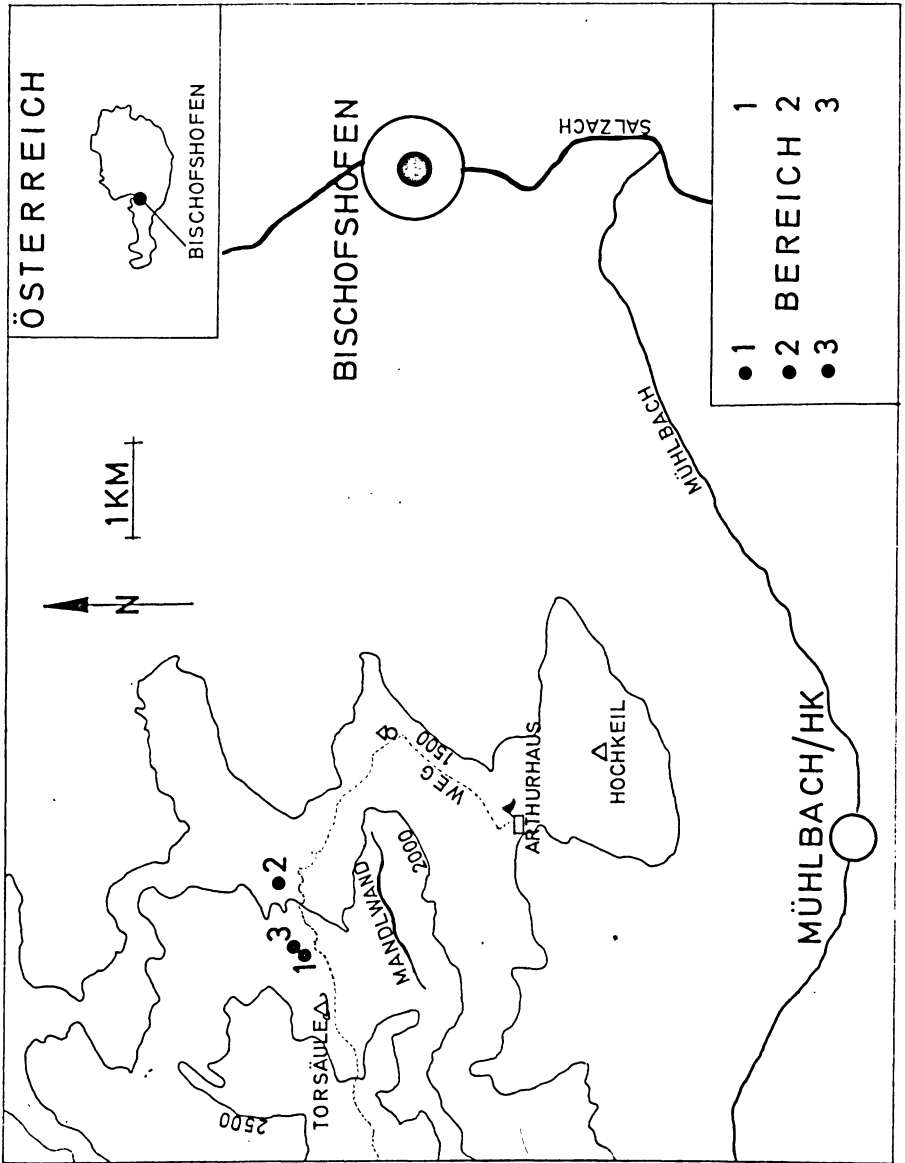


Abb. 1:  
 Lageplan des  
 Untersuchungs-  
 gebietes  
 Map showing  
 the location  
 of the  
 area  
 of the  
 investigations

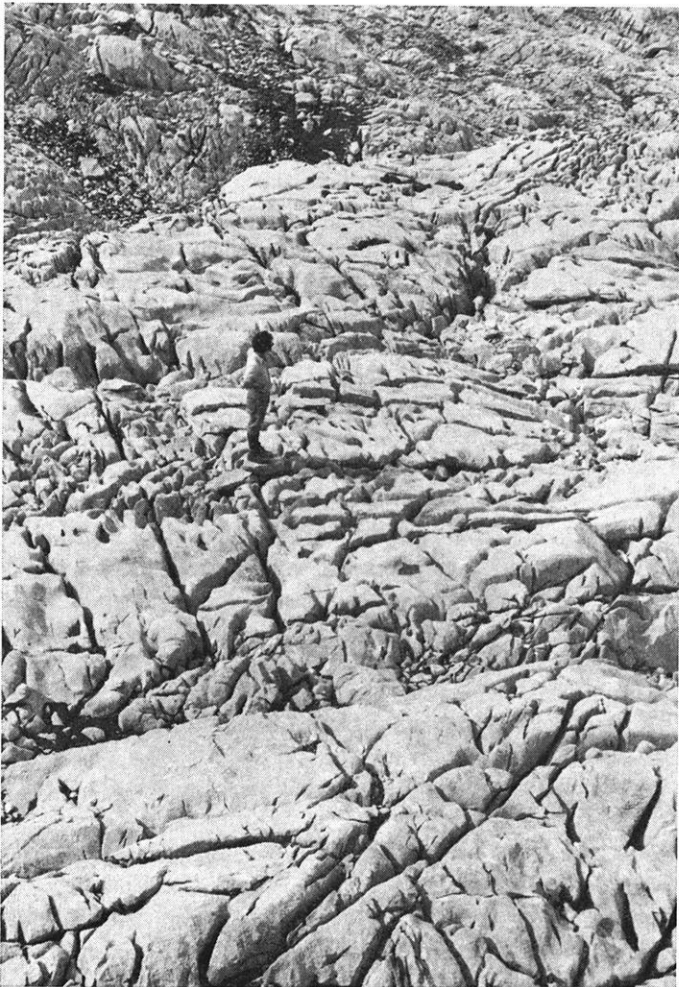


Abb. 2: Photographische Aufnahme von Bereich 1. In der Mitte des Bildes eine stehende Person als Größenvergleich

Photography of domain 1. In the centre of the picture a standing person for comparison

die am schwächsten vertretene Klufthäufigkeit ist im Bereich 3 am größten, gefolgt von Bereich 1 und Bereich 2, dessen Rotkalk die geringste Klüftung aufweist.

### 3. Seismische Messungen

In den drei Homogenbereichen wurden entlang der für die geologische Gefügeaufnahme ausgewählten Profilen seismische Messungen durchgeführt. Für diese Messungen stand ein Bison Signal Enhancement-Seismograph 1570B zur Verfügung, mit dem die Laufzeit der Longitudinalwellen auf  $\pm 1 \cdot 10^{-4}$  sec genau gemessen werden konnte.

Es wurden Refraktionsmessungen und Kartierungen durchgeführt. Bei den Refraktionsmessungen wurden die Hammerschläge in Abständen von 2,5 m entlang des ganzen Profils durchgeführt und die Laufzeiten in beiden Profilrichtungen beobachtet. Bei der Kartierung wurden Auslagelängen von 5 m und 10 m gewählt, wobei der Versetzungsbetrag der Auslage immer die halbe Auslagelänge betrug.

Für die Abschätzung der Eindringtiefe der seismischen Wellen wurden sowohl die Refraktionsmessungen als auch die Laufzeiten beim Kartieren mit 5 m und 10 m Auslage herangezogen. Unter der Annahme einer linearen Zunahme der Longitudinalwellengeschwindigkeit mit der Tiefe [DOBRIN, 1960, S. 78] wurde für die 5-m-Auslage eine Eindringtiefe von 0,4 m und für die 10-m-Auslage eine Eindringtiefe von 1,7 m errechnet.

Ein Vergleich der über die einzelnen Profile gemittelten Laufzeiten für die 5-m-Auslage,  $\bar{T}$  (5 m), und für die 10-m-Auslage,  $\bar{T}$  (10 m), zeigt, daß deren Verhältnis nur geringe Schwankungen aufweist (s. die Tabelle). Es können somit die Messungen mit der 5-m-Auslage auch als repräsentativ für die 10-m-Auslage angesehen werden.

Tabelle 1: Mittlere Laufzeiten entlang der Profile

Mean traveltimes along the profiles				
Bereich	Streich- richtung des Profils	$\bar{T}$ (5 m) $10^{-3}$ s	$\bar{T}$ (10 m) $10^{-3}$ s	$\bar{T}$ (5 m)/ $\bar{T}$ (10 m)
1	020	3,57	—	—
	046	3,06	—	—
	104	4,88	—	—
	045	0,89	1,73	0,51
	110	1,49	2,46	0,61
	160	1,70	2,92	0,58
3	000	5,38	9,12	0,59
	040	1,96	3,64	0,54
	130	5,61	9,37	0,60

#### 4. Zusammenhang zwischen Klüftigkeit und Laufzeit der Longitudinalwellen

Um eine Beziehung zwischen den Laufzeiten der Longitudinalwellen, die beim Kartieren mit einer Auslage von 5 m gemessen wurden, und den Klüften herzustellen, wurden die folgenden Größen gebildet.

a) Die Klüftigkeitsziffer  $k$ : Diese bereits von STINI verwendete Größe [s. MÜLLER, 1963, S. 230] gibt die Anzahl der Klüfte an, die eine Meßlinie pro Meter schneiden. Klüfte, Großklüfte und Störungen werden dabei gleich behandelt. Bei Zerrüttungszonen kann die Klüftigkeitsziffer nicht ermittelt werden, da hier eine Zählung der einzelnen Klüfte unmöglich wird.

b) Die Klüftintensität  $K$ : Die Größe beruht wiederum auf der Anzahl der Klüfte, die eine Meßlinie pro Meter schneiden, doch sind jetzt die Klüfte mit folgender Wertung versehen:

Normale Kluff	. . . . .	1
Großkluff	. . . . .	2
Störung	. . . . .	3
Zerrüttungszone pro Meter	. . . . .	5

Bei dieser Wertung finden also auch die Zerrüttungszonen Berücksichtigung.

Für die Korrelation von  $k$  bzw.  $K$  mit der Laufzeit  $T$  der Longitudinalwellen über das entsprechende 5-m-Intervall soll folgender Zusammenhang angenommen werden.

$$\frac{T - T_0}{T_0} = f_1(k) = f_2(K). \quad (1)$$

In Gl. (1) bedeutet  $T_0$  die Laufzeit der Longitudinalwelle, die bei gleicher Auslagelänge im ungestörten Fels gemessen werden könnte. Die Funktionen  $f_1$  und  $f_2$  sind experimentell zu bestimmen.

Durch Beziehen von  $T$  auf  $T_0$  soll der Einfluß der Lithologie ausgeschaltet werden.

Da nahezu alle seismisch vermessenen Auslagen durch Klüfte gestört waren, konnte  $T_0$  nicht direkt gemessen werden. Es werden daher die Laufzeiten  $T$  zur Korrelation mit  $k$  und  $K$  auf eine Laufzeit  $T_1$  bzw.  $T_2$  bezogen, die so gebildet wird, daß  $T_0/T_1$  bzw.  $T_0/T_2$  unabhängig von  $T_0$  ist. Dies kann erreicht werden, wenn  $T_1$  bzw.  $T_2$  aus Kombinationen von Mittelwerten von  $T$  für verschiedene Werte von  $k$  (bzw.  $K$ ) gebildet wird.

Im speziellen Fall wurden folgende Kombinationen gewählt:

$$T_1 = \frac{1}{8} \sum_{k=3}^{10} T(k)$$

$$T_2 = \frac{1}{13} \sum_{K=3}^{15} T(K).$$

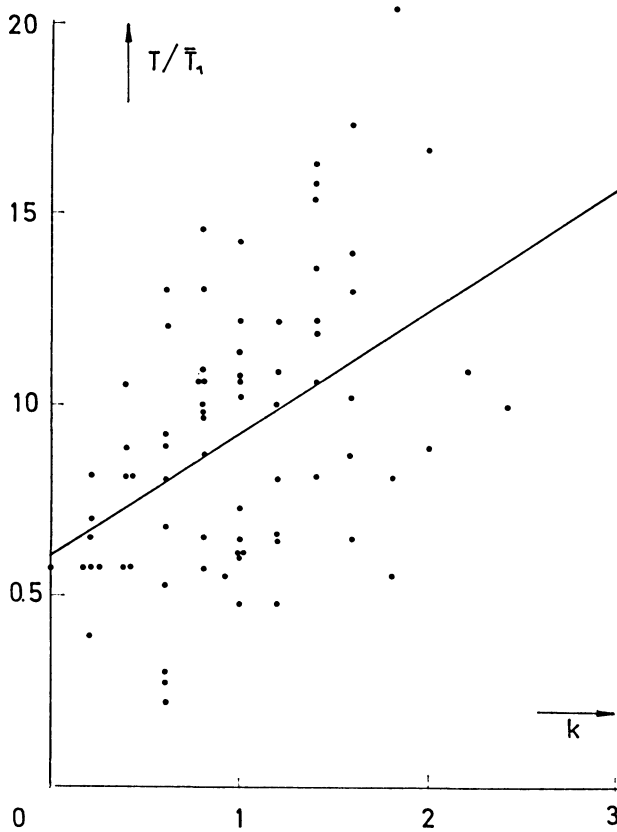


Abb. 3: Zusammenhang zwischen Klüftigkeitsziffer  $k$  und Laufzeitverhältnis  $T/T_1$   
 Relation between the number of joints per meter  $k$  and the ratio of travel times  $T/T_1$

Es ergeben sich für Bereich 1  $T_1 = 4,12 \times 10^{-3}$  s und  $T_2 = 4,02 \times 10^{-3}$  s, für Bereich 2  $T_1 = 1,23 \times 10^{-3}$  s und  $T_2 = 1,68 \times 10^{-3}$  s und für Bereich 3  $T_1 = 4,02 \times 10^{-3}$  s und  $T_2 = 3,34 \times 10^{-3}$  s.

Gl. (1) kann wie folgt geschrieben werden.

$$\frac{T}{T_1} = \frac{T_0}{T_1} f_1(k) + \frac{T_0}{T_1} \tag{2}$$

$$\frac{T}{T_2} = \frac{T_0}{T_2} f_2(K) + \frac{T_0}{T_2} \tag{3}$$

Trägt man  $T/T_1$  bzw.  $T/T_2$  über  $k$  bzw.  $K$  auf, so ergeben sich die in den Abb. 3 und 4 gezeigten statistischen Zusammenhänge, die durch eine lineare Regression erfaßt werden können.

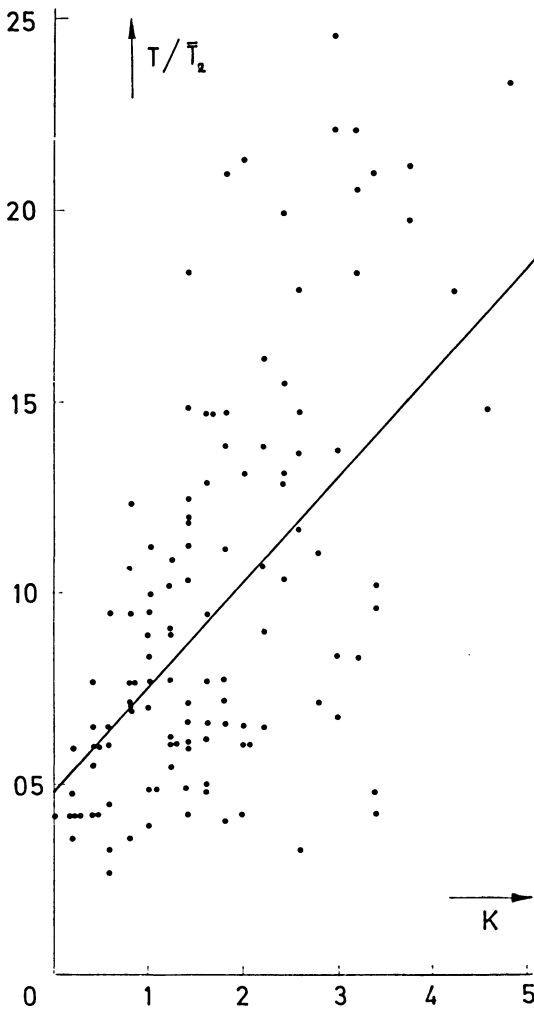


Abb. 4: Zusammenhang zwischen Kluftintensität  $K$  und Laufzeitverhältnis  $T/T_2$   
 Relation between the joint intensity  $K$  and the ratio of travel times  $T/T_2$

Die Ausgleichsgeraden lauten

$$\frac{T}{T_1} = 0,61 + 0,32 k; \quad r = 0,49 \quad (4)$$

$$\frac{T}{T_2} = 0,48 + 0,28 K; \quad r = 0,58. \quad (5)$$

Die Größe  $r$  ist der Korrelationskoeffizient.



Aus dem Vergleich der Gln. (4) und (5) mit den Gln. (2) und (3) kann die Laufzeit bzw. die Geschwindigkeit der Longitudinalwellen im ungestörten Fels ermittelt werden. Entsprechend den beiden Korrelationen ergeben sich für jeden Bereich zwei Werte, und zwar für den ersten Bereich  $v_0=1990 \text{ ms}^{-1}$  und  $v_0=2590 \text{ ms}^{-1}$ , für den zweiten Bereich  $v_0=6660 \text{ ms}^{-1}$  und  $v_0=6200 \text{ ms}^{-1}$  und für den dritten Bereich  $v_0=2040 \text{ ms}^{-1}$  und  $v_0=3120 \text{ ms}^{-1}$ . Wegen des höheren Korrelationskoeffizienten für den Zusammenhang mit  $K$  und der größeren Anzahl von Einzelmessungen ist dem jeweils zweiten Wert ein größeres Gewicht beizulegen.

### 5. Zusammenhang zwischen Gefügediagramm und seismischer Anisotropie

Die für jedes geologisch und seismisch kartierte Profil gemittelten Klüftigkeitsziffern  $k$  und Klüftintensitäten  $K$  korrelieren miteinander mit einem Korrelationskoeffizienten  $r=0,87$ . Aus diesem Grund soll  $k$  durch  $K$  ersetzt werden. Diese Vorgangsweise enthebt uns der Schwierigkeiten bei der Berücksichtigung der Zerrüttungszonen, die von der Klüftigkeitsziffer nicht erfaßt werden können.

Aus den geologischen Kartierungen entlang der seismischen Profile und zusätzlichen statistischen Kluftrmessungen wurde in jedem Homogenbereich die räumliche Verteilung der Klüfte erfaßt. Es soll nun versucht werden, zwischen den daraus folgenden Gefügediagrammen und der Anisotropie der über die einzelnen Profile gemittelten Longitudinalwellengeschwindigkeit eine Beziehung herzustellen. Die Möglichkeit bietet hierzu der Zusammenhang zwischen der Klüftintensität  $K$  und dem Laufzeitverhältnis  $T/T_2$ .

Faßt man  $T/T_2$  als unabhängige Variable auf, so lautet die Ausgleichsgerade für den Zusammenhang zwischen  $T/T_2$  und  $K$

$$K = 0,63 + 1,18 \frac{T}{T_2} \quad (6)$$

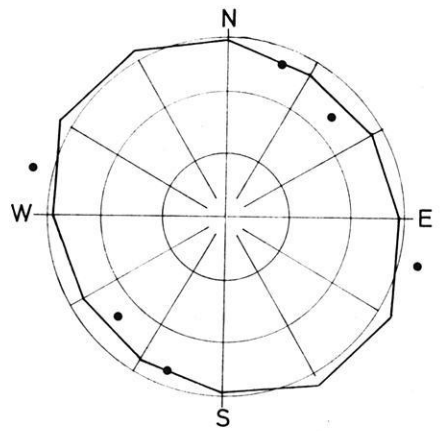
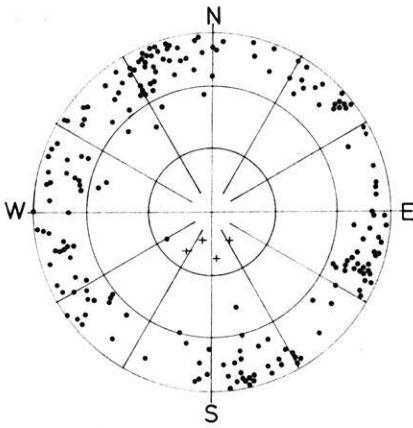
Setzt man in Gl. (6) für  $T$  die mittlere Laufzeit entlang eines Profils (s. Tabelle 1) ein, so kann, da  $T_2$  bekannt ist, die mittlere Klüftintensität in der Streichrichtung des Profils berechnet werden.

Die statistische Gefügemessung liefert eine relative Häufigkeitsverteilung der einzelnen Klufscharen. Daraus können [s. MÜLLER, 1963, S. 230–232] relative Klüftigkeitsziffern bzw. Klüftintensitäten in den verschiedenen Streichrichtungen berechnet werden. Den Vergleich mit den aus Gl. (6) berechneten relativen Klüftintensitäten zeigen die Abb. 5, 6 und 7.

Die aus den Lagenkugeldiagrammen berechneten relativen Klüftintensitäten bilden annähernd eine Ellipse, deren große Achse den kleinen Winkel zwischen den Klufscharen  $KK_1$  und  $KK_2$  halbiert. Die aus den Laufzeiten unter Verwendung von Gl. (6) berechneten Klüftintensitäten bestätigen die Richtungen der Hauptachsen dieser Ellipse, jedoch ergeben sie eine größere Exzentrizität.

LAGENKUGELDIAGRAMM

RELATIVE KLUFTINTENSITÄT  $K/\bar{K}$

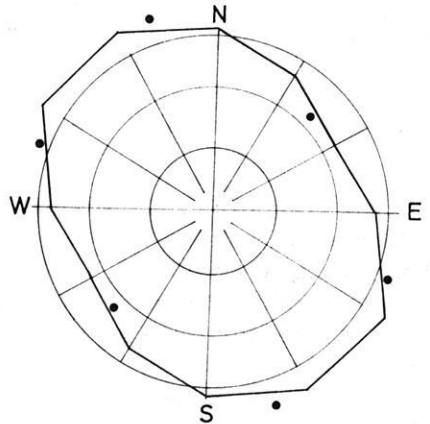
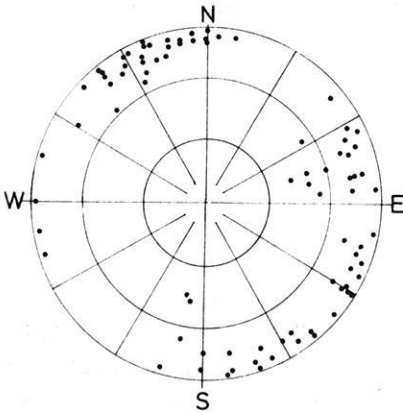


- $K/\bar{K}$  BERECHNET AUS LAGENKUGEL
- $K/\bar{K}$  BERECHNET AUS LAUFZEITEN

Abb. 5: Lagenkugeldiagramm und relative Kluftintensität für Bereich 1  
Equal area sperical diagram and relative joint intensity for domain 1

LAGENKUGELDIAGRAMM

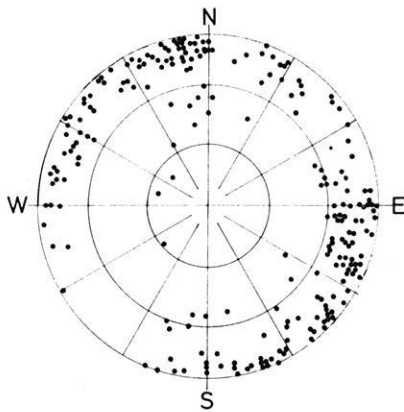
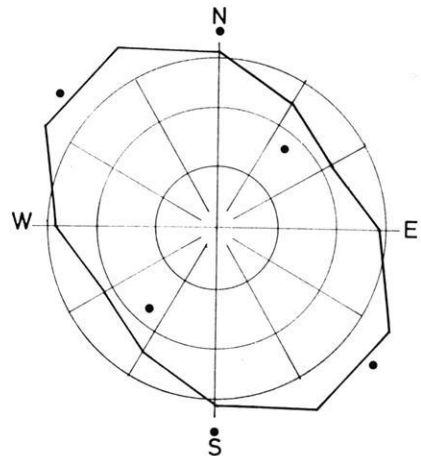
RELATIVE KLUFTINTENSITÄT  $K/\bar{K}$



- $K/\bar{K}$  BERECHNET AUS LAGENKUGEL
- $K/\bar{K}$  BERECHNET AUS LAUFZEITEN

Abb. 6: Lagenkugeldiagramm und relative Kluftintensität für Bereich 2  
Equal area sperical diagram and relative joint intensity for domain 2

LAGENKUGELDIAGRAMM

RELATIVE KLUFTINTENSITÄT  $K/\bar{K}$ 

—  $K/\bar{K}$  BERECHNET AUS  
LAGENKUGEL  
•  $K/\bar{K}$  BERECHNET AUS  
LAUFZEITEN

Abb. 7: Lagenkugeldiagramm und relative Kluftintensität für Bereich 3

Equal area sperical diagram and relative joint intensity for domain 3

Die Anisotropie der Longitudinalwellengeschwindigkeit läßt sich somit zumindest qualitativ aus der räumlichen Verteilung der Klüfte, wie sie im Lagenkugeldiagramm festgehalten ist, erklären. Systematische quantitative Unterschiede könnten durch die Überbewertung einer Kluftchar (im speziellen Fall der Kluftchar  $KK_3$ ) bei der statistischen Gefügeaufnahme, durch Fehler bei der Schätzung der Regressionsgeraden für den Zusammenhang zwischen Laufzeit und Kluftintensität [Gl. (6)] oder durch anisotrope lithologische Verhältnisse entstehen.

## 6. Schlußbemerkungen

Der Vergleich von geologischen Gefügeaufnahmen mit seismischen Messungen zeigte, daß aus dem parallelen Einsatz beide Untersuchungsmethoden Vorteile ziehen können. Ist in einem lithologisch gleichartigen Bereich einmal eine Beziehung zwischen der Klüftigkeitsziffer oder der Kluftintensität und der Longitudinalwellengeschwindigkeit aufgestellt, so hat man in der seismischen Kartierung eine rasche und objektive Methode zur weiteren Ermittlung der beiden Kennziffern für die Klüftigkeit des Gebirges.

Für die Seismik bietet der Vergleich mit der Gefügeaufnahme die Möglichkeit, auf die Longitudinalwellengeschwindigkeit im ungeklüfteten Gebirge zu schließen. Wei-

ters ermöglicht die Berechnung von relativen Klüftigkeitsziffern oder Klüftintensitäten aus dem Lagenkugeldiagramm eine zumindest qualitative Vorhersage der klüftbedingten seismischen Anisotropie. Der Einfluß der Klüfte auf die Longitudinalwellengeschwindigkeit war in unserem Untersuchungsgebiet durch die starke Verkarstung und die geringe Eindringtiefe der seismischen Wellen sicherlich besonders groß, doch sollte er auch in weniger auffallend geklüftetem Gebirge neben den lithologischen Eigenschaften des Gesteins bei der Diskussion seismischer Anisotropien mit berücksichtigt werden.

### Danksagung

Die vorliegende Arbeit ist ein Beitrag des Institutes für Geophysik der Technischen Hochschule Wien zum Internationalen Geodynamik-Projekt. Dieses Projekt wird von der Österreichischen Akademie der Wissenschaften finanziert. Für die Ermöglichung unserer Arbeit sei Herrn Prof. Dr. FERDINAND STEINHAUSER als Vorsitzenden der nationalen Kommission für das Geodynamik-Projekt und Herrn Prof. Dr. ADRIAN E. SCHEIDEGGER als Vorstand des Institutes für Geophysik der Technischen Hochschule Wien herzlich gedankt. Für die Hilfe bei den Feldarbeiten bedanken sich die Autoren bei den Herren PETER CARNIEL und ROMAN LAHODYNSKY.

### Literatur

- CRAMMER, H.: Karren und Dolinen der Übergossenen Alm. Petermanns Geogr. Mitteilungen 48, 9—11, 1902
- DOBRIN, M.: Introduction to Geophysical Prospecting. McGraw-Hill Book Company, New York, 446, 1960
- HEISSEL, W.: Zur Stratigraphie und Tektonik des Hochkönigs. Jb. d. Geol. Bundesanstalt, Wien 96, 344—356, 1953
- MÜLLER, L.: Der Felsbau. Erster Band, Ferdinand Enke Verlag, Stuttgart, 624, 1963
- ONODERA, T.: Dynamic Investigation of Foundation Rocks in situ. Proc. Symp. Rock. Mech., 5th, Minnesota, Pergamon, New York, 517—533, 1963

# The Compensation Method for Measuring the Components of the Earth's Magnetic Field

J. A. As, De Bilt<sup>1)</sup>

Eingegangen am 4. Januar 1973

*Summary:* A generalized theory is given of Nelson's vector magnetometer for the determination of the absolute values of the components of the earth's field vector.

The compensation method is described also for the observation of the variations of the field. Using a fixed frame with three orthogonal coils, measurements of the components in the three directions of the coil axes can be made by the proton magnetometer. These measurements represent the absolute values of the components.

*Zusammenfassung:* Es wird eine allgemeine Theorie gegeben für das Vektormagnetometer von NELSON zur Messung des erdmagnetischen Feldes.

Die Kompensationsmethode wird auch beschrieben zur Beobachtung der Variationen des Erdfeldes. Mit einer festen Anlage eines Drei-Orthogonalkomponenten-Spulensystems kann man die Komponenten in der Richtung der Spulenachsen messen mit einem Protonmagnetometer. Die Messungen geben die Absolutwerte der Komponenten.

## 1. Introduction

The development of the nuclear resonance magnetometer has opened new possibilities for the measurement of the earth's magnetic field. With this instrument the field intensity can be measured in a simple way and with a high accuracy. Furthermore components of the field vector can be derived from a number of intensity measurements by application of additional fields.

The use of the nuclear magnetometer for the determination of a single component of the earth's field was introduced by BACON [1955]. If the earth's field vector is indicated by  $F$  and an additional field by  $K$  the earth's field component in the direction of the coil axis can be derived from the measured intensities  $F$ ,  $|F+K|$  and  $|F-K|$ . This method has been applied f.i. in the automatic standard magnetic observatory of ALLDREDGE and SALDUKAS [1966]<sup>2)</sup>.

NELSON [1958] and HURWITZ and NELSON [1960] developed a method for measuring the horizontal and the vertical component of the earth's field. In their method the vertical component or the horizontal component is cancelled by an additional

---

<sup>1)</sup> JOHANNES A. AS, Koninklijk Nederlands Meteorologisch Instituut, De Bilt, Netherlands.

<sup>2)</sup> A list of papers about measurements of components with proton or optically pumped magnetometers has been published by SERSON and PRIMDAHL [1972].

field. The intensity of the residual horizontal or vertical component of the earth's field is measured. Nelson's method for the components  $Z$  and  $H$  of the earth's field is a special application of a general measuring method, which has been called the compensation method. This method offers the possibility either to measure the intensity of a component of the earth's field in a given direction by compensating the component in the plane perpendicular to that direction with an additional field (as in Nelson's method for measuring  $Z$ ), or to measure the intensity of the component in a given plane, by compensating the component perpendicular to that plane (as in Nelson's method for measuring  $H$ ). The apparatus for these measurements has been described f.i. by VOPPEL [1969]. In this paper we will consider the theory of the method and the conditions for its application.

The use of the compensation method has been considered also for the continuous observation of the earth's field variations in three orthogonal components. This method, using a nuclear magnetometer for measuring the intensities of the components, is likely to be suitable for the automatic recording and the digitization of the records at the magnetic observatories.

## 2. The Absolute Measurements

### *a) The Measurement of a Component of the Earth's Field in a Given Direction*

A nuclear magnetometer is placed in the centre of a coil, which coil can rotate about an axis perpendicular to the coil axis. The rotation axis should be in the direction of the component of the earth's field which is to be measured.

The procedure of the measurements consists of the following steps:

1. While an arbitrary but constant current is flowing through the coil, the coil is rotated until it has reached the position in which the resulting field is as small as possible.
2. The current through the coil is adjusted such that the field in the centre reaches its minimum value. The intensity of this field is read.
3. The coil is rotated over exactly  $180^\circ$  and the current direction in the coil is reversed. The intensity of the field in the centre of the coil is read again.

It can be easily seen that during the first step of the measuring procedure the applied field in the coil is rotated until it is in the plane, determined by the directions of the earth's field and the rotation axis. During the second step the current through the coil is adjusted until the field of the coil is perpendicular to the resulting field, the intensity of which can be read from the magnetometer.

For the mathematical interpretation of the procedure we introduce an orthogonal system of axes with unit vectors  $i$ ,  $j$  and  $k$  and with the  $k$  vector in the direction of the component to be measured. Further the earth's field is indicated by  $F$ , the coil field by  $A$ , the resulting field by  $G$ , the resulting field of the second step by  $G_n$  and of the third step by  $G_r$ .

Now we have:

$$\begin{aligned}
 F &= F_i \mathbf{i} + F_j \mathbf{j} + F_k \mathbf{k} & F^2 &= F_i^2 + F_j^2 + F_k^2 \\
 A &= A_i \mathbf{i} + A_j \mathbf{j} + A_k \mathbf{k} & A^2 &= A_i^2 + A_j^2 + A_k^2 \\
 A &= A(a_i \mathbf{i} + a_j \mathbf{j} + a_k \mathbf{k}) & 1 &= a_i^2 + a_j^2 + a_k^2 \\
 \mathbf{G} &= \mathbf{F} + A & G^2 &= F^2 + A^2 + 2A(F_i a_i + F_j a_j + F_k a_k) \\
 G^2 &= F^2 + A^2 + 2A \{ \sqrt{1 - a_k^2} (F_i \sin \alpha + F_j \cos \alpha) + F_k a_k \} \\
 \sin \alpha &= \frac{a_i}{\sqrt{(a_i^2 + a_j^2)}} & \cos \alpha &= \frac{a_j}{\sqrt{(a_i^2 + a_j^2)}}.
 \end{aligned}$$

The first step is mathematically described by

$$dG^2/d\alpha = 0 \quad \text{which gives} \quad a_i = \frac{F_i}{F_h} \sqrt{1 - a_k^2} \quad a_j = \frac{F_j}{F_h} \sqrt{1 - a_k^2}$$

where

$$F_h^2 = F_i^2 + F_j^2.$$

The second step may be described by

$$dG^2/dA = 0 \quad \text{which gives} \quad A + F_i a_i + F_j a_j + F_k a_k = 0$$

and the intensity of the resulting field read after the second step is given by

$$G_n^2 = F_k^2 - 2F_h F_k a_k \sqrt{1 - a_k^2} + F_h^2 a_k^2 - F_k^2 a_k^2.$$

The field after the third step is:

$$\mathbf{G}_r = \mathbf{G}_n - 2A_k \mathbf{k}$$

with

$$G_r^2 = F_k^2 + 2F_h F_k a_k \sqrt{1 - a_k^2} + F_h^2 a_k^2 + 3F_h^2 a_k^2.$$

As the coil axis is directed as good as possible perpendicular to the rotation axes we have  $a_k \ll 1$ . Therefore the expression of  $G_n$  and  $G_r$  can be simplified as follows:

$$\begin{aligned}
 G_n &= F_k - F_h a_k + \frac{F_h^2 a_k^2}{2F_k} - \frac{F_k a_k^2}{2} \\
 G_r &= F_k + F_h a_k + \frac{F_h^2 a_k^2}{2F_k} + \frac{3F_k a_k^2}{2}.
 \end{aligned}$$

Introducing  $2G_m = G_n + G_r$  and  $2G_d = G_n - G_r$ , it follows that:

$$G_m = F_k + \frac{F^2 a_k^2}{2F_k} \quad G_d = -F_h a_k$$

and the field component  $F_k$  equals

$$F_k = G_m - \frac{F^2}{2F_k F_h^2} G_d^2.$$

The term  $(F^2/2F_k F_h^2) G_d^2$  is a correction term, which should be applied when the coil axis is not sufficiently perpendicular to the rotation axis.

*b) The Measurement of the Earth's Field Component Perpendicular to a given Direction*

Again a part of the earth's field is compensated by an applied field in such a way that the residual part is perpendicular to the applied field. In this case however the coil must be able to rotate about an axis which coincides as good as possible with the coil axis.

The procedure is: "Adjust the current in the coil till the intensity of the field resulting from the field of the coil and from the earth's field together reaches a minimal value. Read this value and repeat the reading after rotation of the coil over angles of  $90^\circ$ ,  $180^\circ$  and  $270^\circ$ , retaining the same current".

For the derivation of the formulas the notations are as before. So the  $k$  vector from the  $i, j, k$  frame points in the direction of the rotation axis. As the coil axis has about the same direction, the components  $A_i$  and  $A_j$  of the applied field are small with respect to  $A_k$ . If  $G$  is the sum of the earth's field and the field of the coil  $G = F + A$ , then

$$G^2 = F^2 + A^2 + 2A(F_i a_i + F_j a_j + F_k a_k)$$

and the resultant intensity  $G$  will be a minimum if  $dG^2/dA = 0$ , or

$$A + F_i a_i + F_j a_j + F_k a_k = 0.$$

Introducing  $G_m$  per definition by  $G_m^2 = F^2 + A^2 + 2F_k A_k$  and neglecting the terms of second and higher order in  $a_i$  and  $a_j$  the four readings of the field intensity are described by

$$G_1 = \sqrt{\{(F_i + A_i)^2 + (F_j + A_j)^2 + (F_k + A_k)^2\}} = G_m + \frac{F_i A_i + F_j A_j}{G_m}$$

$$G_2 = \sqrt{\{(F_i + A_j)^2 + (F_j - A_i)^2 + (F_k + A_k)^2\}} = G_m + \frac{F_i A_j - F_j A_i}{G_m}$$



$$G_3 = \sqrt{\{(F_i - A_i)^2 + (F_j - A_j)^2 + (F_k + A_k)^2\}} = G_m + \frac{-F_i A_i - F_j A_j}{G_m}$$

$$G_4 = \sqrt{\{(F_i - A_j)^2 + (F_j + A_i)^2 + (F_k + A_k)^2\}} = G_m + \frac{-F_i A_j + F_j A_i}{G_m}$$

and it can be seen that

$$G_1 + G_2 + G_3 + G_4 = 4G_m.$$

From  $G_m^2 = F^2 + A^2 + 2F_k A_k$  and  $A + F_i a_i + F_j a_j + F_k a_k = 0$  it may be derived that

$$G_m^2 = F_i^2 + F_j^2 + (F_i a_i + F_j a_j)^2 + F_k^2 (a_i^2 + a_j^2)$$

with  $F_h^2 = F_i^2 + F_j^2$

$$F_h^2 = G_m^2 - (F_i a_i + F_j a_j)^2 - F_k^2 (a_i^2 + a_j^2)$$

or

$$F_h = G_m - \frac{(F_i a_i + F_j a_j)^2}{2F_h} - \frac{F_k^2 (a_i^2 + a_j^2)}{2F_h}.$$

Introducing  $2G_v = G_1 - G_3$  and  $2G_w = G_2 - G_4$  it may be derived that the component  $F_h$  which is measured, is expressed by the formula:

$$F_h = G_m - \frac{F^2}{F_h F_k^2} \cdot \frac{G_v^2}{2} - \frac{1}{F_h} \cdot \frac{G_w^2}{2}.$$

The terms with  $G_v$  and  $G_w$  are correction terms, which should be applied if the direction of the coil axis deviates significantly from the direction of the rotation axis.

### c) Conditions for Application

In the preceding theory suppositions have been made concerning the conditions of the measurements. As in practice deviations from the ideal conditions will exist, the errors introduced by these deviations will be considered here.

In the paragraphs a and b correction terms have been derived to be used when the coil axis deviates from its supposed direction i.e. perpendicular to or coinciding with the direction of the rotation axis. When these terms are used, the direction of the coil with respect to the rotation axis is not critical when the components to be measured are not very small.

In the method of measuring a component in a given direction, readings are made when the direction of the applied field is in the plane defined by the directions of the rotation axis and of the earth's field. The position of the coil is determined by finding the direction of the coil for which the intensity of the resulting field is a minimum. It can be derived that when the direction of the coil deviates an angle  $\delta$ , an error in the readings is introduced of  $\delta^2 A^2 / 2G\gamma$ ,  $A$  being the intensity of the applied field and  $G$  the intensity of the resulting field.

In the observatory Witteveen ( $Z=44000\gamma$ ,  $H=18000\gamma$ ) the method is used for the determination of the absolute value of the  $Z$  component. When for example the direction of the coil deviates  $1^\circ$ , the error in the reading is only  $1\gamma$ , which means in fact that the adjustment of the coil position is not critical. The same is valid with respect to the four positions of the coil for the four intensity readings in case of measuring the component of the field perpendicular to a given direction. The errors introduced in this case are even smaller.

The current in the coil generating the applied field has to be adjusted in both compensation methods till the intensity of the residual field is a minimum. In this way the applied field  $A$  is perpendicular to the measured field. It can easily be seen that, when the applied field deviates from its desired value by  $\Delta A$ , the error in the measured intensity will be  $(\Delta A)^2 / 2G$ . If the readings are made in  $\gamma$  and the desired accuracy is  $1\gamma$ , then the condition is  $(\Delta A/A)^2 < 2G/A^2$ . The factor  $\Delta A/A$  defines the required stability of the current in the coil. In Witteveen for the measurement of the  $H$  component this factor has the value  $\sqrt{(2H/Z^2)} = 4.10^{-3}$ .

The applied field to be used has to be homogeneous in the space occupied by the sensor of the nuclear magnetometer, f.i. the waterbottle of the protonmagnetometer. Generally a set of simple Helmholtz coils will suffice. For special purposes more compact coils may be desired, and three or four ring coils may be used. The generation of an exactly homogeneous field is possible by coils of especial shape as described by As [1969].

There is still one important point, which remains to be considered. This concerns the axis of rotation, according to which the direction of the earth's field component is measured. When the component  $K$  has to be measured in a direction which makes an angle  $\theta$  with the field direction ( $K=F \cos \theta$ ), its dependance of deviations from  $\theta$  is given by  $dK=F \sin \theta d\theta$ . If the component  $K$  has to be measured with an accuracy of  $1\gamma$ , we have a tolerance in the defined direction of  $1/\sqrt{(F^2-K^2)}$ . For example in Witteveen in measuring the  $Z$  component the desired vertical direction of the rotation axis has a tolerance of  $1/18000$  or  $11''$ .

For measuring the  $H$  component the tolerance is even smaller, being  $1/44000$  or  $5''$ . From this example it can be seen that a high quality is required for the bearings of the rotation axis of the instruments. It may be understood also, why the compensation method is used preferably for the  $Z$  and the  $H$  measurements. Both measurements use a vertical rotation axis, which can be adjusted by leveling. When the

compensation method is used for other components it will be necessary to have special provisions for an accurate adjustment of the direction of the rotation axis.

### 3. The Continuous Observation of the Variations of the Components of the Earth's Magnetic Field

Since many years the variations of the earth's field are recorded in the observatories. For a good deal this is carried out by direct recording on photographic paper of the moving light spots of the beams reflected on the mirrors which are fixed on suspended or sustained magnets.

The data published are obtained from readings of the magnetic records. At present however, there exists a general trend towards automatization and new equipment is required which produces digitized data.

For this purpose the compensation method seems to be very suitable. By this method the earth's field is continuously measured in three orthogonal components. This is done by means of three orthogonal concentric Helmholtz coils. The current in each of the coils is adjusted in such a way that the sum of the three applied fields fully compensates the earth's field. When the current for one of the three coils is switched off, the residual field in the centre will be the component of the earth's field in the direction of the axis of that coil, while the part of the earth's field perpendicular to that component is still compensated by the applied fields in the other two Helmholtz coils. By switching off the current for each of the three coils in turn the intensities of the three orthogonal components can be measured, using a nuclear magnetometer in the centre of the coils.

If the directions of the coil axes are given by unit vectors  $\mathbf{i}, \mathbf{j}, \mathbf{k}$ , the earth's field by  $\mathbf{F}$  and the applied field by  $\mathbf{A}$ , then  $\mathbf{A} = A_i \mathbf{i} + A_j \mathbf{j} + A_k \mathbf{k}$  and  $\mathbf{F} = F_i \mathbf{i} + F_j \mathbf{j} + F_k \mathbf{k}$ .

The applied field is adjusted such that after adjustment  $\mathbf{F} + \mathbf{A} = 0$  or  $F_i + A_i = 0$ ,  $F_j + A_j = 0$ ,  $F_k + A_k = 0$ .

If the applied field is in the  $\mathbf{i}$  and  $\mathbf{j}$  direction only, then the field in the centre will be  $\mathbf{F}_r = F_k \mathbf{k}$ . However, taking into account that in the  $\mathbf{i}$  and  $\mathbf{j}$  directions small residual fields exist f.i. due to change of the field after adjusting the current or due to instability of the current, the intensity measured in the centre will be

$$F_r = F_k + \frac{\Delta_i^2 + \Delta_j^2}{2F_k}, \quad \text{where } F_i + A_i = \Delta_i \quad \text{and} \quad F_j + A_j = \Delta_j.$$

When the intensities are measured in  $\gamma$  and the required accuracy is  $1 \gamma$ , then  $F_r = F_k$  under the condition that  $\Delta_i^2 < F_k$ ,  $\Delta_j^2 < F_k$ .

A simple calculation shows that the requirements for the stability of the current are not strong and so the current can be supplied by a normal good power supply.

The conditions for  $\Delta_i$  and  $\Delta_j$  also control the time after which readjustment of the current in the coils will be necessary because of the increase of  $\Delta_i^2$  and  $\Delta_j^2$  by the secular change of the earth's field.

The accuracy is better the greater a component is. In order to obtain an optimal general accuracy, orthogonal directions with components of about equal magnitude are preferable. In that case the magnitude of the components is about  $F/\sqrt{3}$ .

As, for the international exchange of data,  $X, Y, Z$  or  $H, D, Z$  components are desired, these components have to be calculated from the measured values.

The right adjustment of the currents generating the fields which have to compensate the earth's field, can be checked by a very convenient method. If the current for one of the three mutually perpendicular coils is switched off, the component of the earth's field in the direction of the coil axis is measured. If next the same current is sent through the coil in the reverse direction then, in case of good adjustment, the intensity of the field in the centre has to be twice the value of the component. This property makes a remote and automatic control possible for each of the three applied fields and the adjustment of the currents can be done by readings of the same nuclear magnetometer, placed in the centre of the coilsystem.

For the continuous observation of the earth's magnetic field with the compensation method special attention has to be paid to the stability of the frame of the coils. It is not necessary to know the directions of the coils with great precision, as small deviations of the supposed directions may be expressed in constants which have to be added to the readings of the magnetometer. These constants are derived from absolute measurements. However, it is very important that the directions of the coil axes do not change at all after installation. Any change of the directions would be responsible for an apparent variation of the earth's field. If the coil with its axis in the  $i$  direction and generating a field  $A_i$  rotates by an angle  $\varphi$  in the plane through  $i$  and  $k$ , then the apparent variation in the  $k$  component will be  $\varphi \cdot A_i$ . If  $A_i$  is  $40000 \gamma$  and the required accuracy in the readings is  $1 \gamma$ , then the tolerance in the direction is only  $5''$ . It may be understood that fluctuations of temperature may be responsible for changes in shape and one has to take care that such fluctuations cannot cause apparent daily or seasonal variations. For this reason it is preferable to install the apparatus at a place with constant temperature. If sufficient precautions have been taken in order to prevent any changes of the directions of the coil axes, then the once determined constants will remain valid. When the magnetometer itself is a real absolute instrument (f.i. the protonprecession magnetometer), the measurements will give the absolute values of the components in the directions of the coil axes. Therefore, the instrument can be used as a variometer.

### Acknowledgements

Thanks are due to D. VAN SABBEN for his interest in the present work and his most useful comments on the manuscript.

**References**

- ALLDREDGE, L. R., and I. SALDUKAS: The automatic standard magnetic observatory. Techn. Bull. Nr. 31, US. Dept. of Commerce, 1966
- AS, J. A.: The generation of a homogeneous magnetic field. *Z. Angew. Phys.* 27, 69—71, 1969
- BACON, F. W.: Adaption of a free magnetometer to measurements of declination. Master's Thesis U.S. Naval Postgraduate School, Monterey, California, 1955
- HURWITZ, L., and J. H. NELSON: Proton vector magnetometer. *J. Geoph. Res.* 65, 1759—1765, 1960
- NELSON, J. H.: A new absolute instrument—The proton vectormagnetometer. *J. Geoph. Res.* 63, 880—881, 1958
- SEYSON, P. H., and F. PRIMDAHL: Bibliography of magnetometers. Publ. Earth's Phys. Branch, Dept. Energy, Mines and Resources. Ottawa, Canada, 43-no 8, 1972
- VOPPEL, D.: Ein Spulentheodolit zur Messung der erdmagnetischen Komponenten. *Z. Geophys.* 35, 151—159, 1969



**Briefe an den Herausgeber**

## **The Fine Structure of the Lower Lithosphere — a Possible Marker for its Vertical Deformation<sup>1)</sup>**

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

Eingegangen am 19. März 1973

The existence of a horizontally stratified lower lithosphere in Europe, proposed before by a number of authors [LEHMANN, 1959, 1961; MAYER-ROSA, 1969; ANSORGE and MAYER-ROSA, 1970; ANSORGE and MUELLER, 1971] was confirmed during the 1971 explosion seismic experiment carried out on a long-range profile in France from Bretagne to Provence. On such *lithospheric profiles* designed for a special study of the crust and lower lithosphere new observational techniques are required for the detection of the fine structure of the lower lithosphere: a system of reversed and overlapping profiles using linear arrays of 60—100 closely spaced identical three-component mobile seismic stations recording on magnetic tape. These techniques and first interpretational results have been described elsewhere [Groupe Grands Profils Sismiques and German Research Group for Explosion Seismology, 1972; SAPIN and PRODEHL, 1973 a, b; HIRN, KIND and FUCHS, 1973]. The inversion of the seismic observations from the lithospheric part of the upper mantle forced upon us the development of a new inversion scheme, which includes the joint interpretation of travel times and amplitudes and which will be reported in detail in a forthcoming paper [HIRN, STEINMETZ, KIND and FUCHS, 1973].

The close spacing of the detectors allowed a strong mantle arrival following  $P_n$ , from an epicentral distance of 300 km onwards, to be resolved into a sequence of waves reflected primarily from and multiply within the fine structure of the lower lithosphere. Due to small impedance contrasts at large depths only those structures which produce sufficiently large amplitudes of the waves reflected in the neighbourhood of the respective critical distances can be made visible, especially if in addition reflected energy is contracted into a small distance range by wave guide

---

<sup>1)</sup> Contribution No. 161 within the research program "Unternehmen Erdmantel" of the Deutsche Forschungsgemeinschaft.— Contribution No. 96, Geophysical Institute, University Karlsruhe.

<sup>2)</sup> Prof. Dr. KARL FUCHS, Geophysikalisches Institut, Universität Karlsruhe, D-75 Karlsruhe, Hertzstr. 16, Germany.

forming elements (low velocity, strong gradient zones). These waves are reflected from the fine structure at nearly grazing angle of incidence corresponding to a minute angle of aperture as seen from the source ("Seismic" Bragg reflection). On the 1971 profile through France two such elements could be traced horizontally over some hundred kilometers: a low velocity channel for  $P$ -waves at a depth 40–60 km, and a strong increase of  $P$  velocity from 8.25 to 8.50 km between a depth of 70–80 km. These grazing incidence reflections are very sensitive to any perturbation of the reflecting zones. Small perturbations may first be recognized by a deterioration of phase correlation while energy remains concentrated in a narrow wave group. As the perturbations of the reflecting zone grow not only the phase is uncorrelated but also the energy starts to spread from the leading wave group to later parts of the records. For grazing incidence reflection deep seated heterogeneities are likely to be more effective scatterers than those at shallower depth.

There are strong indications on the 1971 profile in France that such scattering of phases and energy starts at a distance of about 600 km from the shotpoint where the profile begins to enter the Massive Centrale [HIRN, STEINMETZ, KIND and FUCHS, 1973]. Further supporting evidence is obtained from the observations of the 10 ton explosion off Scotland in 1972 [JACOB and WILLMORE, 1973] on two profiles through France and the Federal Republic of Germany (FRG). Both profiles covered about the same distance range from the shotpoint. The 1972 profile through France [HIRN, PERRIER and STEINMETZ, 1973] indicates the beginning of scattering at a distance of about 1300 km where the N-S-line meets the Massive Centrale. Observed on the same day with identical instruments and in about the same distance range, the 1972 profile in Germany follows a SE azimuth to the Bavarian Forest and shows much more scatter behind the first arrival than the French 1972 line which starts already at a distance of about 900 km. It should be noted that the line in the FRG traverses the Bober-Katzbach-Eifel line proposed as a trace of a hot-spot by DUNCAN, PETERSON and HARGRAVES [1972]. Even if one does not accept their view, surely this volcanic zone has a deep-seated origin with possible traces also in the lower lithosphere.

MOLNAR and OLIVER [1969] find that the lower lithosphere forms a zone of "high  $Q$ " or a wave guide in the broader sense for the propagation of the  $S_n$ -phase which is very efficient across stable regions of the earth (continental shields and deep ocean basins) but which becomes very inefficient across regions where gaps in the lower lithosphere are likely to have developed (ridge crests and concave sides of islands). It is quite likely that the  $S_n$ -phase described by MOLNAR and OLIVER is propagated by similar wave guide forming elements in the lower lithosphere proposed for the strong  $P$ -phase following  $P_n$  as described by KIND, HIRN and FUCHS [1973] and in this note. A high resolution analysis of  $S_n$  across an array would help to identify those elements of the lower lithosphere which support  $S_n$  propagation. From Molnar and Oliver's study those regions of the globe are suggested where explosion seismic investigations of the lower lithosphere are most likely to reveal fine structure of the lower lithosphere.



The purpose of this short note is to propose the use of the fine structure of the lower lithosphere as a possible marker for absence or presence of vertical deformation within this part of the upper mantle. Should this hypothesis prove to be successful the detailed investigation of the fine structure of the lower lithosphere could become relevant to the study of deep seated geodynamical processes. Long range profiles passing plate boundaries of various ages could help to answer the question as to how long the lower lithosphere needs to regenerate its fine structure after strong plate deformation.

### Acknowledgements

The author expresses his gratitude to D. BAMFORD, A. HIRN, R. KIND, G. MÜLLER and C. PRODEHL for stimulating discussions. D. BAMFORD helped to improve the English.

### References

- ANSORGE, J., and D. MAYER-ROSA: Evidence of velocity reversals within the upper mantle in Europe from body wave observations. Proc. 10th General Assembly of the European Seismolog. Commiss. (Leningrad, 1968), Vol. I, 49—54, 1970
- ANSORGE, J., and St. MUELLER: The fine structure of the upper mantle in Europe and in North America. Proc. 12th General Assembly of the European Seismolog. Commiss. (Luxembourg, 1970), 196—197, 1971 (Comm. A-13 Observatoire Royal de Belgique, Série Géophys. Nr. 101, 1971)
- DUNCAN, R. A., N. PETERSEN and R. B. HARGRAVES: Mantle plumes, movement of the European plate, and polar wandering. *Nature* 239, 82—86, 1972
- Groupe Grands Profils Sismiques and German Research Group for Explosion Seismology: A long-range seismic profile in France from the Bretagne to the Provence. *Ann. Géophys.* 28, 247—256, 1972
- HIRN, A., R. KIND and K. FUCHS: The structure of the upper mantle derived from a 1000 km long seismic refraction profile in France. *Proceed. 13th General Assembly of the European Seismol. Commiss. (Brasov, 1972)*, in press, 1973
- HIRN, A., G. PERRIER and L. STEINMETZ: 10 to explosion off Scotland 1972 observed in the distance range 900 to 1500 km in France. *Compt. Rend. Acad. Science*, in press, 1973
- HIRN, A., L. STEINMETZ, R. KIND and K. FUCHS: Long-range profiles in western Europe: II. Fine structure of the lower Lithosphere in France (Southern Bretagne). *Z. Geophys.* 39, in press, 1973
- JACOB, A. W. B., and P. L. W. WILLMORE: 10 ton explosions fired in 1971 and 1972. Proc. 13th General Assembly of the European Seismolog. Commiss. (Brasov, 1972), in press, 1973
- LEHMANN, I.: Velocities of longitudinal waves in the upper part of the earth's mantle. *Ann. Géophys.* 15, 93—118, 1959

- LEHMANN, I.: *S* and the structure of the upper mantle. *Geophys. J. R.A.S.* 4, 124—138, 1961
- MAYER-ROSA, D.: Die Geschwindigkeitsverteilung seismischer Wellen im oberen Erdmantel Europas. Diss. Univ. Stuttgart, 79 pp., 1969
- MOLNAR, P., and J. OLIVER: Lateral variations of attenuation in the upper mantle and discontinuities in the lithosphere. *J. Geophys. Res.* 74, 2648—2682, 1969
- SAPIN, M., and C. PRODEHL: The structure of the crust between the Bretagne and the southern Central Massif of France. Proc. 13th General Assembly of the European Seismolog. Commiss. (Brasov, 1972), in press, 1973
- SAPIN, M., and C. PRODEHL: Long-range profiles in western Europe: I. Crustal structure between the Bretagne and the Central Massif of France. *Ann. Géophys.* 29, 1973 (in press)

### Laudatio

zur Verleihung der Emil-Wiechert-Medaille  
an Prof. Dr. LUDWIG BIERMANN, München,  
am 6. März 1973 in Göttingen

Auf seiner Sitzung am 6. Oktober 1972 hat der Vorstand der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft beschlossen, aus Anlaß der diesjährigen gemeinsamen Tagung mit der Arbeitsgemeinschaft Extraterrestrische Physik Ihnen, sehr verehrter Herr Professor BIERMANN, die höchste Auszeichnung der Gesellschaft, die Emil-Wiechert-Medaille, zu verleihen. Die Medaille trägt den Namen des ersten Vorsitzenden und späteren Ehrenvorsitzenden der 1924 gegründeten Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in Würdigung von WIECHERTS grundlegenden Arbeiten vor allem zur Seismologie und über den Aufbau der Erde, die maßgeblich die Entwicklung der Geophysik zu einer selbständigen Disziplin beeinflußt und gefördert haben.

Seit ihrer erstmaligen Verleihung 1955 an JULIUS BARTELS ist die Emil-Wiechert-Medaille ferner BENO GUTENBERG, ALBERT DEFANT, INGE LEHMANN und SYDNEY CHAPMANN zuerkannt worden. Sie wird heute zum sechsten Mal vergeben und zugleich zum ersten Mal an einen Wissenschaftler, dessen eigentliches Arbeitsgebiet nicht die Geophysik ist. Dies geht auch aus dem Titel der Arbeit hervor, die für die Verleihung der Medaille ausschlaggebend war. Es ist Ihre 1951 in der Zeitschrift für Astrophysik erschienene Untersuchung über „Kometenschweife und solare Korpuskularstrahlung“<sup>1)</sup>, die hier in Göttingen am damaligen Max-Planck-Institut für Physik entstanden ist, dem heutigen Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik in München, dessen derzeitiger Geschäftsführender Direktor Sie sind, und an dem Sie außerdem das Institut für Astrophysik leiten.

In der genannten Veröffentlichung wird von Ihnen erstmalig die Konzeption einer ständig<sup>2)</sup> vorhandenen solaren Korpuskularstrahlung vorgebracht und begründet und damit, wie später Messungen mit Raumsonden und Erdsatelliten bestätigt haben, eine Erscheinung im interplanetaren Raum entdeckt, die heute unter dem von PARKER<sup>3)</sup> 1958 vorgeschlagenen Namen solarer Wind in den Lehrbüchern der Astro- und Geophysik ihren festen Platz hat. Ihre Beweisführung für die Existenz dieses Phänomens basiert vor allem auf dem Beobachtungsbefund der antisolaren Richtung der langgestreckten Kometenschweife vom Typ I, für deren quantitative Deutung die früher angenommene Wirkung des Strahlungsdruckes der solaren Wellenstrahlung nicht ausreicht, weshalb von Ihnen die solare Korpuskularstrahlung dafür herangezogen wird. Dann macht aber das unregelmäßige Auftreten von Kometen, die trotzdem in Sonnennähe stets den gleichen sonnenabgewandten Schweif zeigen, die

1) BIERMANN, L.: Z. f. Astrophysik 29, 274—286, 1951.

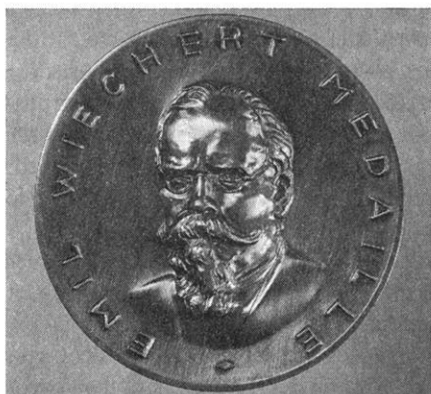
2) BIERMANN sagt in seiner Veröffentlichung noch vorsichtig „fast ständig“.

3) PARKER, E. N.: Phys. Fluids 1, 171—187, 1958.

Annahme eines kontinuierlichen, etwa radial von der Sonne weggerichteten Partikelstromes erforderlich. In dieser Schlußfolgerung werden Sie bestärkt durch die Überlegung, daß wenigstens schwache zeitliche Störungen des erdmagnetischen Feldes fast immer vorhanden sind und diese damit ebenfalls auf eine ständige Einwirkung solarer Korpuskularstrahlung auf das Magnetfeld der Erde hindeuten.

Die kontinuierliche Wechselwirkung des solaren Windes mit dem äußeren Magnetfeld ist in der Tat die für die Geophysik wesentliche Konsequenz Ihrer Entdeckung. Sie hat entscheidend zur heutigen Vorstellung vom äußersten Bereich der Erdatmosphäre beigetragen, d. h. zur Konzeption der Magnetosphäre, ihres Aufbaues und der in ihr ablaufenden Prozesse. An der Erdoberfläche ist die in den Observatorien registrierte erdmagnetische Aktivität ein unmittelbarer Ausdruck dieser Wechselwirkung, worüber in dem diese Festversammlung beschließenden Vortrag noch ausführlicher berichtet wird.

In Würdigung dieser weitreichenden und für die Geophysik richtungweisenden Konsequenzen hat der Vorstand die Emil-Wiechert-Medaille Professor LUDWIG BIERMANN zuerkannt. Es ist nun meine Aufgabe, die Medaille zu überreichen. Sie trägt die Inschrift: „Die Deutsche Geophysikalische Gesellschaft verleiht die Emil-Wiechert-Medaille an LUDWIG BIERMANN, München, in Anerkennung seines grundlegenden Beitrags zur Erforschung der solaren Korpuskularstrahlung“.



Emil-Wiechert-Medaille  
(Maßstab 1:1)

Die Emil-Wiechert-Medaille haben bisher erhalten:

Prof. Dr. JULIUS BARTELS	(28. 04. 1955)
Prof. Dr. ALBERT DEFANT	(17. 12. 1956)
Prof. Dr. BENO GUTENBERG	(10. 01. 1957)
Prof. Dr. INGE LEHMANN	(29. 09. 1964)
Prof. Dr. SYDNEY CHAPMAN	(22. 09. 1969)
Prof. Dr. LUDWIG BIERMANN	(06. 03. 1973)

*In memoriam*

**Günter Dietrich †**

1911—1972



Am 2. Oktober 1972 verstarb — für alle unerwartet — Prof. Dr. GÜNTER DIETRICH im 61. Lebensjahr. Mit ihm verliert die deutsche Meereskunde eine ihrer hervorragendsten Persönlichkeiten.

DIETRICH begann seine akademische Laufbahn 1935 in Berlin mit der Promotion bei A. DEFANT. Er habilitierte sich 1944 an der Universität Hamburg mit einer grundlegenden Arbeit über die Gezeiten des Weltmeeres. Nach wissenschaftlich äußerst ergiebigen Jahren beim Deutschen Hydrographischen Institut Hamburg folgte 1959 seine Berufung auf den Lehrstuhl für Ozeanographie der Universität Kiel und die Ernennung zum Direktor des Instituts für Meereskunde.

DIETRICH's Fachgebiet war die physikalische Ozeanographie. Im Mittelpunkt seiner Arbeiten standen Untersuchungen über die Verteilung und Ausbreitung der Wassermassen, insbesondere in den nordostatlantischen Gewässern. Sein Interesse galt jedoch nicht nur der physikalischen Ozeanographie; vielmehr war er stets bemüht, den Kontakt zu den angrenzenden Disziplinen, insbesondere maritime Meteorologie, marine Biologie und Geologie, zu wahren. Sein 1957 erschienenes Lehrbuch „Allgemeine Meereskunde“, dessen Neuauflage bei seinem plötzlichen Ableben nahezu vollendet war, ist ein Spiegelbild dieser im Humboldtschen Sinne orientierten Arbeitsweise.

Die Universität Kiel, in deren mathematisch-naturwissenschaftlicher Fakultät DIETRICH 1965/66 das Amt des Dekans innehatte, verdankt ihm den Ausbau des Instituts für Meereskunde zur heute größten und vielseitigsten ozeanographischen Lehr- und Forschungsstätte Mitteleuropas. Da der dazu notwendige Finanzbedarf im

Universitätsrahmen nicht zu verwirklichen war, führte er das Institut in eine neue Verwaltungsform, wobei es ihm gelang, die enge Bindung an Universität und Fakultät zu wahren. Als sichtbares Zeichen dieser unermüdlichen Bestrebungen wurde in diesem Jahre der Neubau des Instituts an der Förde fertiggestellt, in dem ihm nur noch wenige Arbeitswochen vergönnt waren.

Ebenso ist auch der Gesamtaufbau der Meeresforschung in der Bundesrepublik untrennbar mit dem Namen DIETRICH verbunden. Er war mehrere Jahre Vorsitzender der Senatskommission „Ozeanographie“ der Deutschen Forschungsgemeinschaft, (DFG), Wissenschaftlicher Vorsitzender der Deutschen Wissenschaftlichen Kommission für Meeresforschung (DWK) und Vorsitzender bzw. Mitglied verschiedener Ausschüsse der Deutschen Kommission für Ozeanographie (DKfO). An der Erstellung des 1969 veröffentlichten „Gesamtprogrammes für die Meeresforschung in der Bundesrepublik“ war er maßgebend beteiligt.

GÜNTHER DIETRICH hat wesentlich dazu beigetragen, daß die deutsche Meeresforschung nach dem Kriege wieder internationale Geltung erlangte. Seine schon früh gewonnene Erkenntnis, daß Meeresforschung nur im internationalen Rahmen großräumig betrieben werden kann, machte ihn zu einem Motor der internationalen Zusammenarbeit, die sich in mehreren multi-nationalen, von DIETRICH koordinierten Expeditionen manifestierte. Ausdruck seiner internationalen Wertschätzung waren seine Wahl zum Präsidenten der International Association for the Physical Sciences of the Oceans (IAPSO), zum Vizepräsidenten des Internationalen Rates für Meeresforschung (ICES). 1969 nahm DIETRICH für ein Jahr die Einladung auf den James-Cook-Lehrstuhl der Universität Honolulu/Hawaii an. Im gleichen Jahr wurde er Mitglied der Deutschen Akademie der Naturforscher Leopoldina. 1970 wurde er mit der Ehrendoktorwürde der Universität Rennes ausgezeichnet, und 1971 wurde ihm die Manley-Bendall-Medaille der Universität Paris verliehen.

Trotz all dieser verantwortlichen Tätigkeiten im nationalen und internationalen Rahmen beteiligte sich GÜNTER DIETRICH immer wieder selbst an Forschungsfahrten. Die Messungen auf See waren für ihn der Ausgangspunkt der Forschungsarbeit. Von seiner ersten Reise mit der alten „Meteor“ im Jahre 1935 nach Ostgrönland spannt sich ein weiter Bogen über zahlreiche Forschungsfahrten mit der „Gauss“ und der „Anton Dohrn“ bis hin zur neuen „Meteor“, an deren Verwirklichung im Jahre 1964 er maßgeblich beteiligt war. Für 1973 war es DIETRICH gelungen, eine internationale Erforschung des für die deutsche Fischerei sehr wichtigen Seegebietes zwischen Grönland und Schottland anzuregen. Eine Woche vor seinem Tode konnte er auf der Jahrestagung der ICES in Kopenhagen erleben, welche Resonanz seine Initiative gefunden hatte: es wurden 13 Schiffe aus 8 Nationen für diese Unternehmung zugesagt, die er nun nicht mehr selbst leiten kann. GÜNTER DIETRICH hat mehr als 130 wissenschaftliche Arbeiten veröffentlicht, war Autor zahlreicher Bücher, Nachschlagewerke und Atlanten und Mitherausgeber mehrerer Zeitschriften.





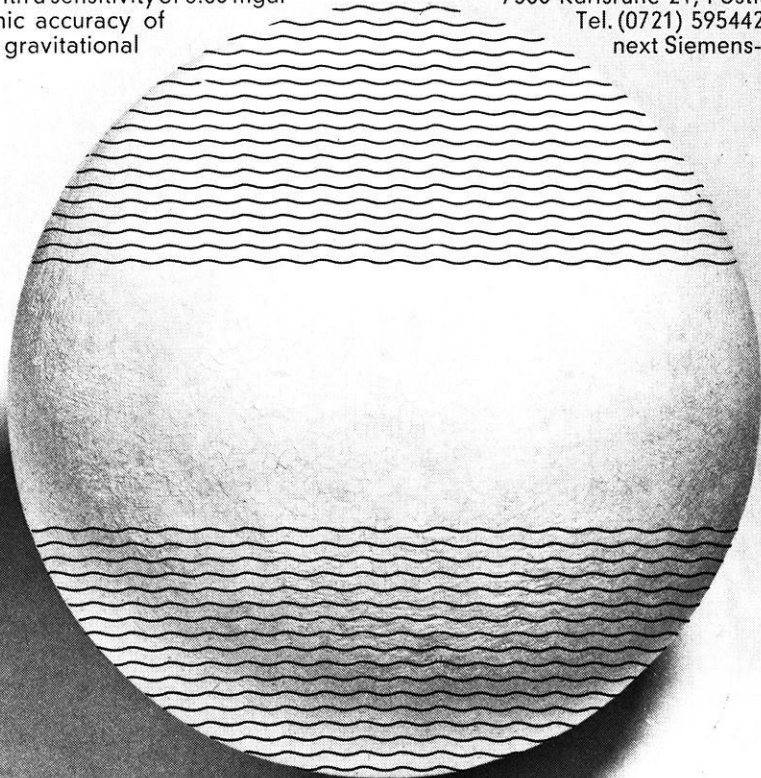
SIEMENS

# Modern Sea Gravity Meters don't have CC-effects

The completely new developed, very small Sea Gravity Meter Gss 3 excludes CC-errors as a matter of principles. With this CC-computers or other means of eliminating the CC-errors will be in the future superfluous. The purely transformative guided gravity meter mass suppresses disturbing accelerations up to  $\pm 200,000$  mgals occurring in heavy sea while achieving peak values with a sensitivity of 0.05 mgal and a dynamic accuracy of  $<1$  mgal. The gravitational

force appears on the digital voltmeter directly in mgal and can be recorded on magnetic tape, punched paper tape or traced on a recorder. Due to the small dimensions the Sea Gravity Meter Gss 3 can be easily transported and is also useable on land.

Please request detailed information from Siemens Aktiengesellschaft, ZVW133/3  
7500 Karlsruhe 21, Postfach 21 10 80,  
Tel. (0721) 5954426 or from your next Siemens-representative.



**The Sea Gravity Meter Gss 3  
System Askania by Siemens**