

Werk

Jahr: 1970

Kollektion: fid.geo

Signatur: 8 Z NAT 2148:36

Werk Id: PPN101433392X_0036

PURL: http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PID=PPN101433392X_0036 | LOG_0058

Terms and Conditions

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

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

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

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

Contact

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

Zeitschrift für Geophysik

Band 36

1970

Heft 3

Inhaltsverzeichnis

Übersichtsartikel: SOFFEL, H.: Die Theorien der thermoremanenten Magnetisierung von Gesteinen	237
SCHULT, A.: Natural magnetization of deep core samples of basaltic rocks from Brazil . .	267
BONJER, K.-P., K. FUCHS and J. WOHLBERG: Crustal structure of the East African Rift System from spectral response ratios of long-period body waves	287
MAKRIS, J., P. THIELE and J. ZIMMERMANN: Crustal Investigation from gravity measurements at the scarp of the Ethiopian Plateau	299
AHORNER, L., H. MURAWSKI and G. SCHNEIDER: Die Verbreitung von schadenverursachenden Erdbeben auf dem Gebiet der Bundesrepublik Deutschland	313
TÖPFER, K.D.: Über den Einfluß oberflächennaher Störkörper auf geoelektrische Widerstandsmessungen	345
SCHENK, E.: Zur Problematik der Deutung paläomagnetischer Meßergebnisse auf Grund von Untersuchungen an den Basalten des Paläovulkans Vogelsberg in Hessen . . .	359
Briefe an den Herausgeber:	
MAKRIS, J., H. MENZEL, J. ZIMMERMANN, K.-P. BONJER, K. FUCHS and J. WOHLBERG: Crustal and upper mantle structure of the Ethiopian Rift derived from seismic and gravity data	387



PHYSICA - VERLAG · WÜRZBURG

ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

als zweimonatliche Publikation herausgegeben im Auftrag der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft von

W. Dieminger, Lindau/Harz

und

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

unter Mitwirkung von

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

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

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

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

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

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

Die Zitate sollen entsprechend folgendem Beispiel angefertigt werden:

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

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

Anschrift der *Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft*:

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

Bank: Neue Sparcasse, Hamburg 24/11528

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

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

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

Gedruckt mit Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft.

Dem Heft liegt ein Prospekt der Schweitzerbart'schen Verlagsbuchhandlung, Stuttgart bei.

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

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

Printed In Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1970

Die Theorien der thermoremanent Magnetisierung von Gesteinen¹⁾

The Theories of Thermoremanent Magnetization in Rocks¹⁾

Von H. SOFFEL, München²⁾

Eingegangen am 8. April 1970

Zusammenfassung: Die gegenwärtig diskutierten Theorien der thermoremanent Magnetisierung (TRM) von Gesteinen werden vorgestellt und an Hand von neueren Untersuchungen an Gesteinen und künstlichen Proben kritisch beurteilt, vor allem im Hinblick auf neue Ergebnisse über den Ablauf von Magnetisierungs-Prozessen. Im einzelnen werden betrachtet:

a) Die klassische Theorie von NÉEL [1949] der TRM von kleinen Teilchen, die nur aus einem einzigen WEISSschen Bezirk bestehen (Einbereichs-Teilchen) sowie ihre Erweiterung durch DUNLOP [1969a] für den Fall magnetostatischer Wechselwirkung zwischen den Teilchen.

b) Die Theorien der TRM von Teilchen, die aus mehr als nur einem WEISSschen Bezirk aufgebaut sind (Mehrbereichs-Teilchen), von NÉEL [1955], STACEY [1958] und EVERITT [1962a].

c) Die Theorien von VERHOOGEN [1959] sowie OZIMA und OZIMA [1965], welche die TRM von postulierten Zonen mit Eigenschaften von Einbereichs-Teilchen innerhalb der WEISSschen Bezirke von Mehrbereichs-Teilchen behandeln.

Während die Richtigkeit der Theorie der Einbereichs-Teilchen von NÉEL [1949] durch neuere Untersuchungen bestätigt werden konnte, sind die Theorien der TRM von Mehrbereichs-Teilchen noch recht unbefriedigend und stimmen zum Teil nicht mit den experimentell gefundenen Eigenschaften der TRM überein. Für die unter c) genannten Theorien fehlen bisher noch die experimentellen Bestätigungen.

Summary: The presently discussed theories of thermoremanent magnetization of rocks (TRM) are presented in the light of recent investigations on rocks and synthetic samples as well as of new results on the nature of the magnetization processes. The theories under discussion are as follows:

a) The classical theory by NÉEL [1949] of the TRM of small particles consisting of only one single magnetic domain (single domain particles) and its extension for magnetostatic interaction between the ore grains by DUNLOP [1969a].

b) The theories of the TRM of particles consisting of several magnetic domains (multi-domain particles) by NÉEL [1955], STACEY [1958] and EVERITT [1962a].

c) The theories by VERHOOGEN [1959] and OZIMA and OZIMA [1965] of the TRM located in postulated zones with single domain behaviour within the multidomain grains.

The validity of the single domain theory by NÉEL [1949] could be confirmed by recent investigations, whereas the different multidomain theories are still quite unsatisfactory and are often not in agreement with the properties of TRM as found by experiments. The theories quoted under c) are still lacking any experimental confirmation.

¹⁾ Vom Vorstand der DGG erbetener Übersichtsartikel.

²⁾ Privatdozent Dr. HEINRICH SOFFEL, Institut für Angewandte Geophysik, Universität, 8000 München 2, Richard-Wagner-Str. 10.

I. Kapitel

Einleitung

Die thermoremanente Magnetisierung (TRM) zeichnet sich gegenüber anderen möglichen Prozessen, die zu einer remanenten Magnetisierung von Gesteinen führen, durch ihre Bedeutung für den Paläomagnetismus aus. Wie durch zahlreiche Untersuchungen nachgewiesen wurde, besitzt die TRM die Eigenschaft, die Richtung und — mit gewissen Einschränkungen — auch die Intensität desjenigen Magnetfeldes zu konservieren, dem die Gesteinsprobe bei der Bildung der TRM ausgesetzt war. Die Tatsache, daß sich eine remanente Magnetisierung in einem Material über Jahrtausende oder gar Jahrmillionen hinweg fast unverändert erhalten kann, wurde zu Beginn der Untersuchungen der TRM auf Grund der bisher in der Physik gewonnenen Erfahrungen mit massiven ferromagnetischen Materialien wie Eisen, Nickel und Kobalt sowie deren Legierungen zunächst vielfach nicht für möglich gehalten. Erst die Ergebnisse der Untersuchungen an kleinen Teilchen der obengenannten Metalle sowie an Ferriten beseitigten die Zweifel an der dem Paläomagnetismus zugrunde liegenden Hypothese über die Erhaltung einer remanenten Magnetisierung in Gesteinen über lange Epochen der Erdgeschichte hinweg. Zur Stütze der Hypothese wurden neben experimentellen und theoretischen Überlegungen auch die Remanenz von Gesteinen direkt herangezogen und spezielle Testverfahren zur Überprüfung ihrer zeitlichen Stabilität entwickelt [GRAHAM, 1949]. Darauf soll im folgenden nicht näher eingegangen werden.

Obwohl die TRM für den Paläomagnetismus, d. h. die Methode zur Erforschung des Magnetfeldes der Erde in zurückliegenden Epochen der Erdgeschichte eine so überragende Bedeutung hat, sind die physikalischen Vorgänge bei der Entstehung der TRM in den ferri- und antiferromagnetischen Mineralien in den Gesteinen noch nicht voll verstanden. Die Hauptschwierigkeit besteht darin, daß ganz allgemein die Magnetisierungsprozesse der ferromagnetischen Stoffe in ihrer Abhängigkeit von den verschiedensten Parametern noch nicht genügend erforscht sind. Beim Gesteinsmagnetismus wird das Problem zusätzlich kompliziert durch die noch weitgehend unbekannt Abhängigkeit einzelner, für die Bildung der TRM wichtiger Parameter von der Realstruktur der Materie und von der Temperatur. Die Träger der remanenten Magnetisierung in Gesteinen, von denen im nächsten Kapitel kurz die Rede sein wird, sind zudem oft Mineralkörner, deren chemische Zusammensetzung selten exakt bekannt ist und die wegen ihres geringen Durchmessers oft nicht genau genug analysiert werden können. In manchen Fällen sind sie sogar kleiner als das Auflösungsvermögen der Lichtmikroskope und entziehen sich dann jedem direkten Nachweis in Gesteinsanschliffen. In der Regel sind in den Mineralien die für die Magnetisierung verantwortlichen Ionen zum Teil durch andere Ionen ersetzt worden, entweder primär, d. h. bei der Entstehung des Gesteins, oder nachträglich durch sekundäre Einwirkungen wie z. B. Diffusion oder Oxydation. Das führt dazu, daß die magnetischen Eigenschaften innerhalb einer

Gesteinsprobe von Erzkorn zu Erzkorn oder sogar innerhalb eines Erzkornes sowohl räumlich als auch zeitlich variabel sein können.

In dieser wenig hoffnungsvollen Situation ist es bei dem gegenwärtigen Stand der Kenntnisse der Magnetisierungsprozesse nicht möglich, eine alle Eigenschaften der TRM quantitativ auch nur hinreichend gut beschreibende Theorie der TRM von Gesteinen vorzustellen. Bei einem Teil der „Theorien“ der TRM handelt es sich bei kritischer Betrachtung um gar keine Theorien im eigentlichen Sinne, sondern lediglich um die Versuche, einige der wesentlichsten Eigenschaften der TRM in einer einfachen Formel auch quantitativ einigermaßen richtig wiederzugeben. Angesichts der sehr komplizierten und — wie weiter oben schon ausgeführt — noch nicht voll verstandenen Abhängigkeit der Magnetisierungsprozesse von den verschiedensten Parametern, kann man sie höchstens als Näherungen betrachten.

II. Kapitel

Die Träger der TRM in Gesteinen

Als Träger der TRM und auch der anderen Remanenzen, die ein Gestein erwerben kann, und auf die im folgenden nicht näher eingegangen werden soll [siehe dazu NAGATA 1961], kommen nur ferri- oder antiferromagnetische [NÉEL 1948] Mineralien in Betracht, wobei sich die meisten in das ternäre System $\text{FeO}-\text{Fe}_2\text{O}_3-\text{TiO}_2$ einordnen lassen (Abb. 1). Innerhalb dieses Systems sind Mischreihen (feste Lösungen) nachgewiesen worden, so die Mischreihe der kubischen Titanomagnetite zwischen den Endgliedern Magnetit und Ulvöspinell, und die in der Natur allerdings nicht vollständig realisierte Mischreihe zwischen Hämatit und Ilmenit mit rhomboedrischer Struktur (Hämo-Ilmenite bzw. Ilmo-Hämatite). Die Sättigungsmagnetisierung $J_{s,0}$ bei Raumtemperatur und die Curie-Temperatur T_c ändern sich längs der Mischreihe der ferri-magnetischen Titanomagnetite nahezu linear von $J_{s,0} = 480$ Gauß und $T_c = 578^\circ\text{C}$ bei Magnetit zu $J_{s,0} = 0$ und $T_c = -200^\circ\text{C}$ beim Ulvöspinell. Auf der Mischreihe Hämatit-Ilmenit ändert sich T_c linear von $T_c = 675^\circ\text{C}$ beim Hämatit zu $T_c = -200^\circ\text{C}$ beim Ilmenit, während die Sättigungsmagnetisierung $J_{s,0}$ des antiferromagnetischen Hämatit nur ca. 2 Gauß beträgt und für Ilmenit $J_{s,0} = 0$ ist. Glieder dieser Mischreihe mit etwa $\frac{2}{3}$ Ilmenit und $\frac{1}{3}$ Hämatit besitzen jedoch eine starke Sättigungsmagnetisierung $J_{s,0}$ von ca. 300 Gauß und sind ferrimagnetisch [AKIMOTO 1957; AKIMOTO, KATSURA und YOSHIDA 1957].

Körner dieser ferri- bzw. antiferromagnetischen Mineralien treten akzessorisch in zahlreichen Gesteinen auf, wobei ihre Größe zwischen einigen Millimetern bis zu Bruchteilen eines Mikron, d. h. bis zur Grenze des Auflösungsvermögens der Lichtmikroskope variiert. Mit Elektronenmikroskopen wurden noch kleinere Erzkörner nachgewiesen. Im Mittel haben die Erzkörner aber Durchmesser von einigen Mikron bis etwa 100 Mikron. Sie sind selten homogen, d. h. aus einem einzigen Mineral mit

innerhalb eines Kornes konstantem Chemismus aufgebaut. Häufig findet man (Entmischungs-) Lamellen mit einer zweiten, nicht notwendigerweise auch ferrimagnetischen Erzkomponente, sowie oxydierte Zonen an Rändern oder längs Rissen im

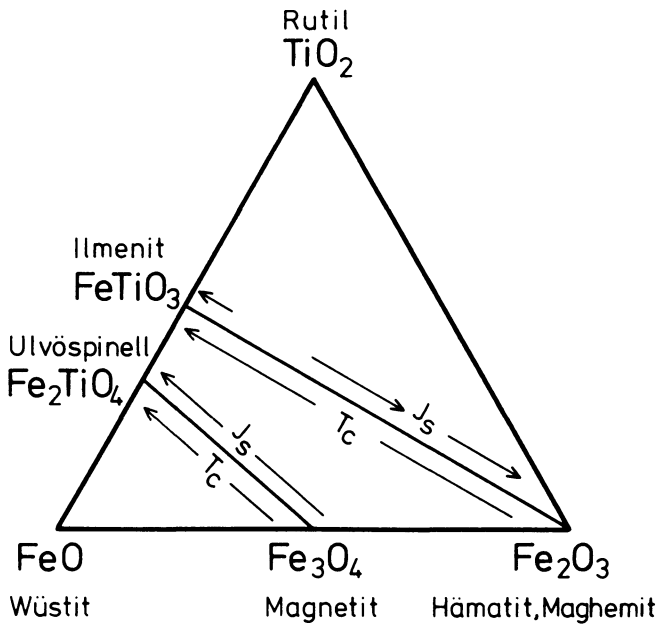


Abb. 1: Das ternäre System Wüstite-Hämatit-Rutil und die Änderung der Curie-Temperatur T_c und der Sättigungsmagnetisierung J_s längs der Mischreihen Magnetit-Ulvöspinell und Hämatit-Ilmenit.

The ternary system of wüstite-magnetite-rutile and the variation of the Curie temperature T_c and the saturation magnetization J_s along the magnetite-ulvöspinell and hematite-ilmenite series respectively.

Innerhalb der Mineralien. Das bedeutet, daß weder die Sättigungsmagnetisierung noch die Curie-Temperatur innerhalb eines Erzkornes einen konstanten Wert zu haben braucht. Bei einer Gesteinsprobe muß man deswegen stets mit einer gewissen Variationsbreite von J_s und T_c rechnen.

III. Kapitel

Definition der TRM und ihre Eigenschaften

In einer Gesteinsprobe mit ferri- bzw. antiferromagnetischen Mineralien kann man eine TRM durch folgenden Prozeß erzeugen: Die Probe wird auf eine Temperatur $T > T_c$ erwärmt und in einem Magnetfeld $H_a = \text{const.}$ auf Raumtemperatur T_0 ab-

gekühlt. Die dabei erworbene remanente Magnetisierung nennt man die „totale thermoremanente Magnetisierung“, kurz TRM. Die Eigenschaften der TRM, die von einer großen Reihe von Autoren seit etwa 30 Jahren untersucht wurden [KOENIGSBERGER 1938; THELLIER 1946; NAGATA 1953; GRABOVSKY, PETROVA und ISAKOVA 1956; EVERITT 1961; EVERITT 1962a; STILLER 1967], sollen im folgenden beschrieben werden.

1. Bei isotropen Gesteinsproben, d. h. bei einer statistischen Verteilung der kristallographischen Achsen der Erzminerale und bei fehlenden einaxialen Belastungen der Probe während der Abkühlung von T_c auf T_0 , ist die Richtung der TRM parallel zur

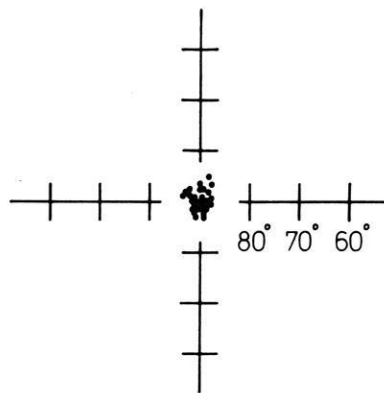


Abb. 2: Richtungen einer künstlichen thermoremanenten Magnetisierung von 28 Proben, erzeugt in einem vertikal von oben nach unten gerichteten äußeren Feld. (Nach [ROBERTSON 1963].) (Flächentreue Projektion.)

Directions of artificial thermoremanent magnetization of 28 specimens in equal area projection. The external field was vertical and down. [Redrawn from ROBERTSON 1963.]

Richtung des äußeren Feldes (Abb. 2). Wird dagegen die Probe einaxial bis zur Bruchspannung des Materials belastet, so weicht die TRM von der Richtung des äußeren Feldes nur um wenige Grade ab [HALL und NEALE 1960].

2. Bei kleinen äußeren Feldern ($H_a < 2$ Oe) ist die TRM proportional zu H_a . Für große H_a (H_a größer als 30 Oe) erhält man eine Beziehung der Form: $\text{TRM} \sim \text{tg } h H_a$ (Abb. 3). Für die Intensität der TRM besteht keine eindeutige Relation zum Erzgehalt, sie nimmt aber generell mit steigendem Erzgehalt zu. Mit abnehmendem Durchmesser der Erzkörner nimmt die Intensität der TRM zu, ferner (linear) mit wachsender Koerzitivkraft der Gesteinsprobe [NAGATA 1961]. Von großem Einfluß auf die Intensität der TRM erwies sich neben der absoluten Größe der Erzkörner auch deren Gestalt, wobei die Differenz zwischen größtem und kleinstem Entmagnetisierungsfaktor eine große Rolle spielt.

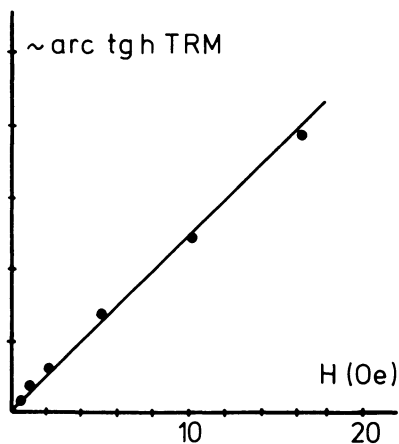


Abb. 3: Abhängigkeit der Intensität der thermoremanent Magnetisierung von der Stärke des äußeren Feldes. [Nach EVERITT 1961.]

The intensity of thermoremanent magnetization as dependent on the external field. (Redrawn from [EVERITT 1961].)

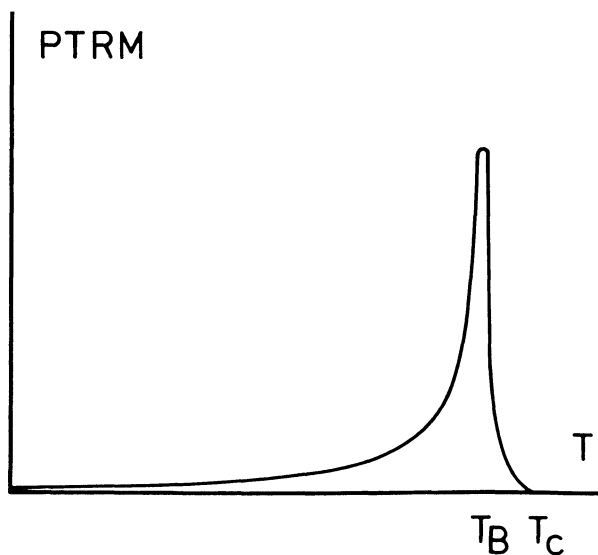


Abb. 4: Abhängigkeit der partiellen thermoremanent Magnetisierung von der Temperatur. (Schematisch.)

Schematic representation of the dependency of partial thermoremanent magnetization on temperature.

3. Eine Partielle Thermoremanente Magnetisierung (PTRM) kann man in einem Gestein dadurch erzeugen, daß man bei der Abkühlung von T_c auf T_0 nur in einem begrenzten Temperaturintervall zwischen T_1 und T_2 ein äußeres Feld \vec{H}_a wirken läßt. Eine Darstellung der PTRM in Abhängigkeit von T mit $T = (T_1 + T_2)/2$ zeigt Abb. 4. Die größte Zunahme der TRM erfolgt in einem Temperaturbereich dicht unterhalb der Curie-Temperatur. Eine im Temperaturbereich T_1, T_2 ($T_1 < T_2$) erworbene PTRM wird durch eine Wiedererwärmung auf $T = T_1$ nicht beeinflusst, bei einer Erwärmung auf $T = T_2$ aber völlig zerstört. Die im Temperaturintervall T_1, T_2 erzeugte PTRM ist völlig unabhängig von den PTRM aus anderen Temperaturintervallen, selbst wenn dort andere Felder mit unterschiedlicher Größe und Richtung die Ursache waren. Es gilt das Gesetz von der Additivität der PTRM [THELLIER 1951; NAGATA 1953]. Die totale TRM bei Abkühlung von T_c auf T_0 bei $\vec{H}_a = \text{const.}$ ergibt sich demnach als Summe über alle PTRM im Temperaturintervall T_c, T_0 und stellt das Integral der in Abb. 4 gezeigten Funktion dar. Dies ist in Abb. 5 dargestellt. Die Abhängigkeit der TRM und der Sättigungsmagnetisierung von der Temperatur zeigen damit einen ähnlichen Verlauf.

4. Im Vergleich zu anderen Arten der remanenten Magnetisierung, auf die hier nicht näher eingegangen werden soll [siehe dazu z. B. NAGATA 1961], zeichnet sich die TRM durch eine große Stabilität aus. Bei Raumtemperatur ist die Abnahme ihrer Intensität

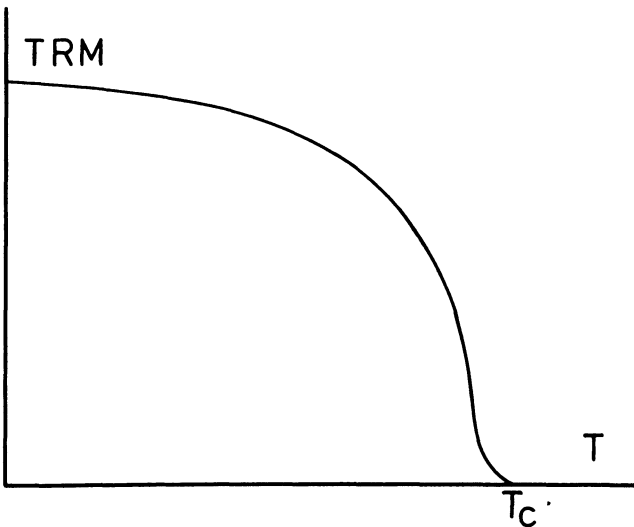


Abb. 5: Abnahme der Intensität der thermoremanent Magnetisierung mit steigender Temperatur. (Schematisch.)

Schematic representation of the decrease of thermoremanent magnetization with increasing temperature.

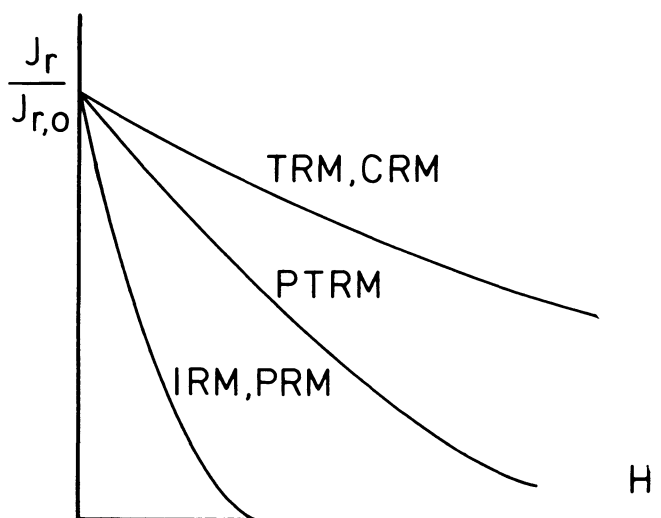


Abb. 6: Die Stabilität einiger Arten von remanenter Magnetisierung gegen Entmagnetisierung im magnetischen Wechselfeld. (Schematische Darstellung.)

Schematic representation of the stability of various types of remanent magnetization during ac-demagnetization.

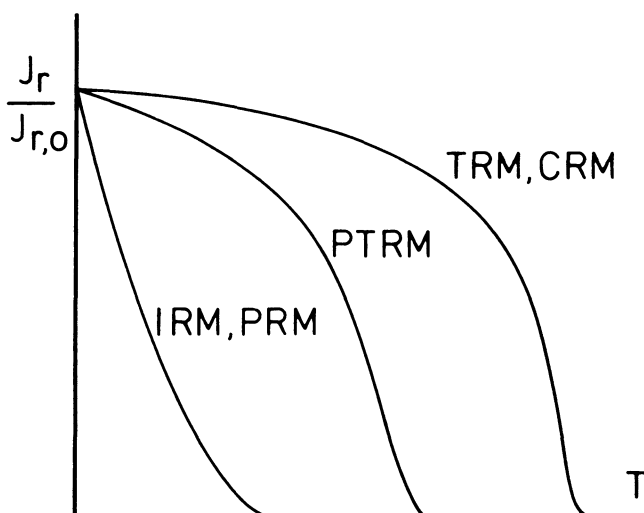


Abb. 7: Die Stabilität einiger Arten von remanenter Magnetisierung gegen thermische Entmagnetisierung. (Schematische Darstellung.)

Schematic representation of the stability of various types of remanent magnetization during thermal demagnetization.

durch thermische Agitation mit Halbwertszeiten verbunden, die nur selten durch Labormessungen bestimmbar sind und die Größenordnungen von einigen 10^9 Jahren haben können. Bei der stufenweisen Entmagnetisierung im magnetischen Wechselfeld (Abb. 6) und bei der thermischen Entmagnetisierung (Abb. 7) durch stufenweise Erwärmung — jeweils im Gleichfeld Null — wird die TRM weniger reduziert als die anderen Remanenzen. Eine Ausnahme bildet allerdings die chemische remanente Magnetisierung (CRM), die sich diesbezüglich nicht von der TRM unterscheidet [NAGATA 1953]. Die Stabilität der TRM nimmt mit geringer werdendem Korndurchmesser und wachsender Differenz zwischen größtem und kleinstem Entmagnetisierungsfaktor der Erzkörner zu.

IV. Kapitel

Die Theorien der Thermoremanenten Magnetisierung (TRM)

Alle im folgenden beschriebenen Theorien der TRM stützen sich auf sehr vereinfachte Modelle und gehen durchwegs von der Annahme aus, daß die Erzkomponente, die Träger der Remanenz einer Gesteinsprobe ist, homogen, d. h. nur aus einem einzigen Mineral mit konstanter Sättigungsmagnetisierung und Curie-Temperatur besteht. Daß dies in der Natur häufig nicht erfüllt ist, wurde in einem der vorausgehenden Kapitel bereits erwähnt.

Auf Grund der verschiedenen möglichen Arten von Magnetisierungsprozessen lassen sich die Theorien der TRM in zwei Gruppen einordnen:

- a) Theorien der TRM von sehr kleinen Teilchen, die aus energetischen Gründen nur aus einem einzigen Weiss'schen Bezirk bestehen (Einbereichs-Teilchen).
- b) Theorien der TRM von Teilchen, die aus energetischen Gründen aus mehr als nur einem Weiss'schen Bezirk aufgebaut sind (Mehrbereichs-Teilchen). Dabei ist die Größe der einzelnen Weiss'schen Bezirke sowie die spezielle Art der Aufteilung des Erzkornes in Weiss'sche Bezirke (Bereichskonfiguration) in sehr komplizierter Art von den magnetischen Eigenschaften und der Kristallstruktur der Erzkörner abhängig. Dieser Sachverhalt ist in den bisher bekannt gewordenen Theorien der TRM von Mehrbereichs-Teilchen noch nicht genügend berücksichtigt worden.

Die Bedeutung bzw. die Definition einiger im folgenden häufig auftretender Größen wie z. B. die Magnetostruktions-Konstante λ , die Kristallanisotropie-Konstante K , die Boltzmann-Konstante k und andere werden entweder als bekannt vorausgesetzt oder sind in elementaren Lehrbüchern der Physik zu finden. Sie jeweils definieren zu müssen, würde unnötig viel Raum in dieser Darstellung beanspruchen.

1. Die Theorie der TRM von Einbereichs-Teilchen von NÉEL [1949]

NÉEL [1949] ging in seiner Theorie der TRM von Einbereichs-Teilchen von der Beobachtung aus, daß die Erzkörner in den Gesteinen in der Größenordnung von

etwa 10^{-3} cm sind. Auf Grund der Größe der seit BITTER [1931] auf Oberflächen ferromagnetischer Materialien (Fe, Co, Ni) beobachteten Weiss'schen Bezirke nahm er an, daß derart kleine Teilchen nur aus einem einzigen Weiss'schen Bezirk bestehen. Außerdem nahm er an, daß die Entfernung zwischen den Erzkörnern stets so groß ist, daß das Magnetfeld eines Kornes am Ort eines Nachbarkornes klein ist, daß also magnetostatische Wechselwirkungen unter ihnen vernachlässigt werden können. Das magnetische Moment m_0 eines Teilchens ist gegeben durch:

$$\vec{m}_0 = v \vec{J}_s \quad (1)$$

wobei \vec{J}_s seine Sättigungsmagnetisierung und v sein Volumen bedeuten. Da die Sättigungsmagnetisierung J_s von der Temperatur abhängt, ist auch das magnetische Moment eines Teilchens eine mit der Temperatur variierende Größe. Die auf Grund der Austausch-Wechselwirkung alle zueinander parallel orientierten atomaren magnetischen Momente sind innerhalb eines jeden Einbereichs-Teilchens so ausgerichtet, daß die freie Energie des Teilchens minimal ist. Die dadurch festgelegte Vorzugsrichtung \vec{A} der Magnetisierung hängt ab von der Form des Teilchens (Formanisotropie), eventuell vorhandenen einaxialen Belastungen (Spannungsanisotropie) und der Kopplung der Richtung der atomaren magnetischen Momente an spezielle Richtungen im Kristallgitter (Kristallanisotropie). Dabei sind die Richtungen $+\vec{A}$ und $-\vec{A}$ energetisch gleichberechtigt.

Zur Drehung aller atomaren magnetischen Momente eines Einbereichs-Teilchens von der Richtung $+\vec{A}$ in die Gegenrichtung $-\vec{A}$ ist die Energie E_a notwendig.

$$E_a = \frac{1}{2} m_0^2 H \cos^2 \theta \quad (2)$$

Dabei ist θ der Winkel zwischen \vec{m}_0 und \vec{A} . Die Größe von E_a hängt von der Form-, Spannungs- und Kristallanisotropie des Erzkornes ab. Die zur Ummagnetisierung des Einbereichs-Teilchens notwendige Energie E_a kann z. B. durch ein äußeres Feld H_a geleistet werden.

$H_a = H$ ist dann dasjenige äußere Feld in Richtung von $-\vec{A}$, das notwendig ist, um die Magnetisierung eines Teilchens aus der Richtung $+\vec{A}$ in die Gegenrichtung $-\vec{A}$ umzudrehen (mikroskopische Koerzitivkraft). Ein derartiges Umklappen der magnetischen Momente tritt aber auch spontan durch thermische Aktivierung in solchen Fällen auf, in denen $kT \geq m_0 H/2$ wird. Dabei ist k die Boltzmann-Konstante und T die absolute Temperatur des Teilchens. Betrachtet man ein Aggregat von n identischen, in Richtung \vec{A} polarisierten Teilchen, so ist dessen magnetisches Moment \vec{m} zur Zeit $t = 0$ (d. h. vollständiger Polarisation) gegeben durch:

$$\vec{m} = n \vec{m}_0 \quad (3)$$

Es läßt sich zeigen, daß bei T größer als 0°K durch spontanes Umklappen das magnetische Moment \vec{m} mit der Zeit exponentiell abnimmt in der Form:

$$\vec{m}(t) = n\vec{m}_0 \exp. -\frac{t}{\tau_0} \quad (4)$$

τ_0 bezeichnet man als Relaxationszeit des Vorganges. Diese ist ein Maß für die Schnelligkeit des Verschwindens eines einmal vorhandenen magnetischen Momentes eines Aggregates von Teilchen, d. h. dessen Remanenz. τ_0 wird dabei mit der Dauer von Experimenten verglichen. Bei sehr großer Relaxationszeit τ_0 spricht man von einer stabilen Remanenz, bei τ_0 kleiner als die Dauer des Experimentes von einer instabilen Remanenz. Die Größe von τ_0 hängt in komplizierter Weise von dem Verhältnis der Größe kT zu den Energien der Kristall-, Form- und Spannungs-Anisotropie ab, sowie von der absoluten Größe der Teilchen selbst und ist nach NÉEL [1949] gegeben durch:

$$\frac{1}{\tau_0} = \frac{2eK}{J_s m_e} |3G\lambda + NJ_s^2| \sqrt{\frac{2v}{\pi GkT}} \exp. -\frac{Kv}{kT} \quad (5)$$

Dabei sind e und m_e Ladung und Masse eines Elektrons, K die Kristall-Anisotropie-Konstante, G der Scherungs-Modul, λ die Magnetostruktionskonstante, v das Volumen des Teilchens und N dessen Entmagnetisierungs-Faktor. Die anderen Größen wurden bereits definiert. τ_0 wird dabei hauptsächlich vom exponentiellen Term bestimmt und nimmt mit kleiner werdendem v/T stark ab. Für ein Teilchen vom Volumen v existiert also eine Temperatur $T = T_B$, bei der die Relaxationszeit τ_0 von einem Wert klein gegen die Versuchsdauer ($T > T_B$) zu einem Wert groß gegen die Versuchsdauer ($T < T_B$) übergeht. Eine bei $T > T_B$ instabile Remanenz wird bei sinkender Temperatur des Teilchens bei einer Temperatur $T = T_B$ plötzlich stabil. Die Temperatur T_B nennt man die Blockungs-Temperatur des Teilchens. Dieser Übergang von τ_0 klein zu τ_0 groß gegen die Versuchsdauer erfolgt außerordentlich rasch, wie Tabelle 1 für kleine Magnetiteilchen zeigt. (Nach NÉEL [1949].)

Tabelle 1: Abhängigkeit der Relaxationszeit τ_0 des magnetischen Momentes eines Aggregats von identischen Einbereichs-Teilchen vom Verhältnis ihres Volumens zur absoluten Temperatur [nach NÉEL 1949].

Dependency of the relaxation time τ_0 of the magnetic moment of a system of identical single domain particles on the ratio between their volume and absolute temperature [after NÉEL 1949].

$v/T:$	3,2	3,9	4,7	5,4	6,2	$7,0 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^3/^\circ$
$\tau_0:$	10^{-1}	10^1	10^3	10^5	10^7	10^9 sec.

Unter der Einwirkung eines schwachen äußeren Feldes in Richtung $+\vec{A}$ erhält man zwei verschiedene Relaxationszeiten für das Teilchen, weil die Übergänge von $+\vec{A}$ nach $-\vec{A}$ weniger wahrscheinlich werden als die Übergänge von $-\vec{A}$ nach $+\vec{A}$.

Nach einer Zeit $t \gg \tau_0$ erhält man deswegen nicht mehr wie nach (4) das magnetische Moment $\vec{m} = 0$ für unser Aggregat von n identischen Teilchen, sondern (nach der Boltzmann-Statistik) ein magnetisches Moment in Richtung des äußeren Feldes von der Größe

$$\vec{m} = n\vec{m}_0 \operatorname{tg} h \frac{\vec{m}_0 \vec{H}_a}{kT} \quad (6a)$$

Der Erwerb einer thermoremanenten Magnetisierung durch ein Aggregat von n identischen Teilchen mit dem magnetischen Moment \vec{m}_0 und gleicher Orientierung von \vec{A} in einem äußeren Feld \vec{H}_a parallel zu \vec{A} geschieht demnach durch einen Mechanismus, der durch folgende Stadien gekennzeichnet ist:

a) $T > T_c$: Die Erzkörner sind paramagnetisch und besitzen noch keine spontane Magnetisierung.

b) $T = T_c$: Die Austausch-Wechselwirkung erzeugt eine Ausrichtung der atomaren magnetischen Momente in Richtung von \vec{A} . Gleichzeitig bewirkt das Feld \vec{H}_a in Richtung von \vec{H}_a (und \vec{A}) ein magnetisches Moment.

c) Für $T_B < T < T_c$ erreicht dieses magnetische Moment die Größe

$$\vec{m}(T) = n\vec{m}_0(T) \operatorname{tg} h \frac{\vec{m}_0(T) \vec{H}_a}{kT} \quad (6b)$$

Bei einem Abschalten des äußeren Feldes würde dieses magnetische Moment rasch wieder (exponentiell) verschwinden (Superparamagnetismus [BEAN 1955]).

d) Bei $T = T_B$ wird die Relaxationszeit plötzlich sehr groß gegen die Dauer des Experimentes. Die bei $T = T_B$ auf Grund der Boltzmann-Statistik im Feld \vec{H}_a existierende Verteilung der magnetischen Momente in unserem Aggregat von n identischen Teilchen „friert“ ein und beträgt

$$\vec{m}(T_B) = n\vec{m}_0(T_B) \operatorname{tg} h \frac{\vec{m}_0(T_B) \vec{H}_a(T_B)}{kT_B} \quad (6c)$$

e) Bei $T < T_B$ hat man ein zeitlich stabiles magnetisches Moment, dessen Größe nur noch von der Variation der Sättigungsmagnetisierung mit der Temperatur abhängt. Bei Raumtemperatur T_0 ergibt sich ein magnetisches Moment

$$\vec{m}(T_0) = n\vec{m}_0(T_0) \operatorname{tg} h \frac{\vec{m}_0(T_B) \vec{H}_a(T_B)}{kT_B} \quad (6d)$$

Bei einer statistischen Verteilung von \vec{A} bezüglich \vec{H}_a sowie n_i Teilchen verschiedener Volumina v_i mit dazugehörigen verschiedenen $T_{B,i}$ ist

$$\vec{m}(T_0) = \frac{1}{3} \sum_{j=1}^i n_j v_j J_s(T_{0,j}) \operatorname{tg} h \frac{v_j \vec{J}_s(T_{B,j}) \vec{H}_a(T_{B,j})}{kT_{B,j}} \quad (6e)$$

Bei kleinem Argument kann man $\operatorname{tg} h x \approx x$ setzen und erhält damit die Linearität zwischen TRM und H_a . Die Gleichung (6e) enthält außerdem das Gesetz von der Additivität der PTRM. Bei p Volumen-Prozenten von Einbereichs-Teilchen mit der Sättigungs-Magnetisierung $J_{s,0}$ mit einem mittleren Volumen \bar{v} sowie statistischer Verteilung der Richtungen von \vec{A} bezüglich \vec{H}_a ist die TRM bei $T = T_0$ gegeben durch

$$J_{TRM} = \frac{1}{3} p J_s(T_0) \operatorname{tg} h \frac{\bar{v} J_s(T_B) H_a}{k T_B} \quad (7)$$

Mit dieser Beziehung ist es möglich, alle in Kapitel III aufgeführten wichtigsten Eigenschaften der TRM zu deuten.

Bei Gesteinen mit geringem Abstand unter den Einbereichs-Teilchen können die magnetostatischen Wechselwirkungen unter diesen nicht mehr vernachlässigt werden. Bei der Blockungs-Temperatur treten zu dem äußeren, im Bereich der Probe homogenen Feld \vec{H}_a noch die von Erzkorn zu Erzkorn im Bezug auf Richtung und Intensität schwankenden Streufelder H_{Streu} der Nachbarkörner hinzu. Das magnetische Moment eines Aggregates von n Teilchen ist bei $T = T_B$ dann durch folgende Beziehung gegeben:

$$\vec{m}(T_B) = n \vec{m}_0(T_B) \operatorname{tg} h \frac{\vec{m}_0(T_B)(\vec{H}_a + \vec{H}_{\text{Streu}})}{k T_B} \quad (8)$$

Nach DUNLOP [1969a] ergibt sich bei kleinen äußeren Feldern und einem mittleren Wechselwirkungsfeld $(\vec{H}_{\text{Streu}})_0$ die TRM bei $T = T_0$ angenähert durch folgenden Ausdruck:

$$J_{TRM} = \frac{1}{3} p J_s^2(T_0) \frac{H_a}{2 J_s(T_B) (\vec{H}_{\text{Streu}})_0} \quad (9)$$

Das bedeutet, daß mit wachsender magnetostatischer Wechselwirkung zwischen den Einbereichs-Teilchen die Sättigung der TRM erst bei sehr viel stärkeren äußeren Feldern erreicht wird als ohne derartige Wechselwirkungen.

2. Die Theorie der TRM von Mehrbereichs-Teilchen von NÉEL [1965]

Hauptsächlich auf Grund der Untersuchungen von KITTEL [1949] über die Größe von Weiss'schen Bezirken in kleinen Teilchen und die kritischen Durchmesser für den Übergang von der Einbereichs- zur Mehrbereichs-Konfiguration gelangte man zu der Auffassung, daß die überwiegende Mehrzahl der im Lichtmikroskop sichtbaren ferri-magnetischen Mineralien Teilchen mit mehr als einem Weiss'schen Bezirk sein müssen. (Der antiferromagnetische Hämatit bildet hierbei eine Ausnahme. Wegen seiner geringen Sättigungsmagnetisierung, die durch einen noch nicht voll verstandenen parasitären Ferrimagnetismus zustande kommt, sind auch Hämatit-Teilchen von einigen 10^{-3} cm Durchmesser sicher noch Einbereichs-Teilchen.)

Anders als bei Einbereichs-Teilchen, deren Magnetisierungsrichtung nur durch eine gleichzeitige Drehung der atomaren magnetischen Momente variiert werden kann (Drehprozesse), ändert sich das magnetische Moment eines Mehrbereich-Teilchens

bei den zu betrachtenden schwachen Feldern von der Größe des erdmagnetischen Feldes ($\vec{H}_a \approx 0,5 \text{ Oe}$) fast ausschließlich durch Bewegung der Wände zwischen den Weiss'schen Bezirken. Die Wände (Blochwände) sind dabei definiert als Zonen von etwa 10^{-5} cm Dicke, innerhalb welcher der Wechsel der Richtung der Magnetisierung zwischen zwei benachbarten Weiss'schen Bezirken erfolgt. Die Position der Wände innerhalb eines Mehrbereichs-Teilchens ist durch die Forderung nach einem (relativen) Minimum der freien Energie E des Erzkornes bestimmt. Die freie Energie eines Teilchens setzt sich ähnlich wie bei den Einbereichs-Teilchen aus mehreren Anteilen zusammen, von denen die Kristallanisotropie-Energie E_K , Streufeld-Energie E_M , Wand-Energie E_W und Magnetisierungs-Energie E_H die wichtigsten sind. Ein äußeres Feld \vec{H}_a parallel zu einer 180° -Blochwand übt auf diese einen Druck in Richtung der Wandnormalen aus von der Größe

$$p = 2 \vec{H}_a \vec{J}_s \tag{10}$$

Dabei wird die Wand in Richtung der Wandnormalen (x -Richtung) so weit bewegt, bis in ihrer Position die freie Energie des Teilchens wieder ein relatives Minimum ist.

Auf Grund der Realstruktur der Kristalle mit ihren Fehlstellen verschiedenster Art ist die freie Energie E bzw. das Gibbsche Potential Φ eines Teilchens in Abhängigkeit von der Lage einer Wand eine komplizierte Funktion des Ortes, wie in Abb. 8 sche-

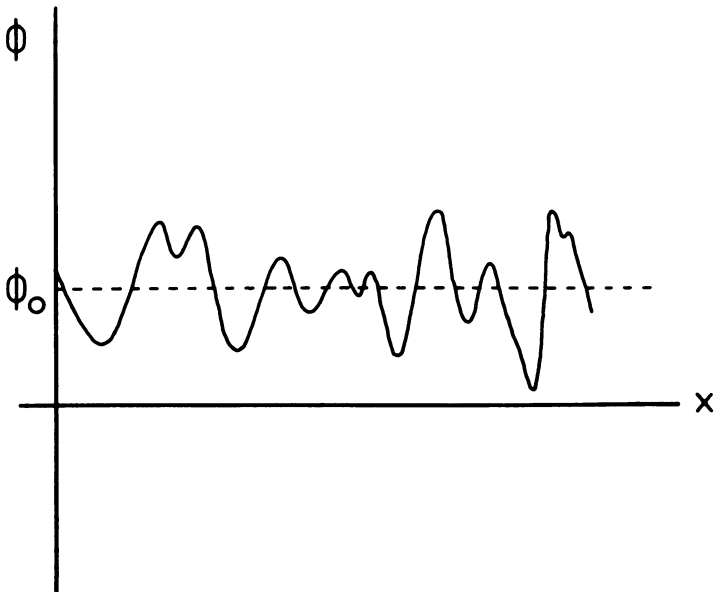


Abb. 8: Ortsabhängigkeit des Gibbschen Potentials $\Phi(x)$ in einem ferromagnetischen Material. (Schematisch.)

Schematic representation of the spatial dependence of the potential function $\Phi(x)$ within a ferromagnetic material.

matisch dargestellt ist. Die (relativen) Minima der freien Energie sind dabei durch (relative) Maxima getrennt, deren Intensität und räumliche Verteilung von der jeweiligen Struktur und Häufigkeit der speziellen Fehlstellen der Kristalle bedingt ist. Durch ein äußeres Feld \bar{H}_a wird eine Wand in x -Richtung nur so weit bewegt werden können, bis die Gleichgewichtsbedingung

$$2\bar{J}_s\bar{H}_a = \frac{1}{F} \left(\frac{d\Phi}{dx} \right) \quad (11 a)$$

erfüllt ist. Dabei ist F die Fläche der betrachteten Wand. Der Ausdruck auf der rechten Seite von (11 a) gibt den Widerstand einer Wand gegen Bewegungen durch ein äußeres Feld an („Wandreibung“). Durch $1/F (d\Phi/dx)_{\max}$ ist auch diejenige Stärke eines äußeren Feldes definiert, die eine Wand zum Überspringen sämtlicher Potentialschwellen veranlassen kann. In diesem Fall ist

$$2\bar{J}_s\bar{H}_c = \frac{1}{F} \left(\frac{d\Phi}{dx} \right)_{\max} \quad (11 b)$$

\bar{H}_c wird als mikroskopische Koerzitivkraft der Wand bezeichnet. Als einfachste Näherung nimmt man für $1/F (d\Phi/dx) = f(x)$ eine periodische Funktion des Ortes an:

$$\frac{1}{F} \left(\frac{d\Phi}{dx} \right) = A \sin nx \quad (12)$$

Die Zahl der Fehlstellen pro Längeneinheit wird durch n wiedergegeben, während A die Amplitude der Potentialschwellen repräsentiert.

Die TRM der Mehrbereichs-Teilchen hängt nach diesen Betrachtungen im wesentlichen von der Größe und Variation der mikroskopischen Koerzitivkraft der Wände sowie der Änderung der Sättigungsmagnetisierung mit der Temperatur im Bereich unterhalb der Curie-Temperatur T_c ab. Selbstverständlich spielt auch die spezielle Bereichsstruktur der Mehrbereichs-Teilchen eine große Rolle, die aber in den folgenden Betrachtungen außer Acht gelassen werden soll.

Eine entscheidende Voraussetzung für die Theorie der TRM von Mehrbereichs-Teilchen von NÉEL [1955] ist die Variation der Koerzitivkraft H_c und der Sättigungsmagnetisierung J_s bezogen auf ihre Werte $H_{c,0}$ und $J_{s,0}$ bei Raumtemperatur in dem Bereich dicht unterhalb der Curie-Temperatur, in welchem, wie in Kapitel III ausgeführt, der größte Anteil der TRM erworben wird. Für die Sättigungsmagnetisierung nimmt NÉEL [1955] eine Relation der Form

$$\frac{J_s}{J_{s,0}} = (T_c - T)^{1/2} \quad (13)$$

an und für die Koerzitivkraft nach AKIMOTO [1951]

$$\frac{H_c}{H_{c,0}} = (T_c - T) \tag{14}$$

Die Variationen von Sättigungsmagnetisierung und Koerzitivkraft sollen demnach durch die Beziehung

$$\frac{H_c}{H_{c,0}} = \left(\frac{J_s}{J_{s,0}} \right)^2; \quad J_s = J_{s,0} \left(\frac{H_c}{H_{c,0}} \right)^{1/2} \tag{15}$$

miteinander verbunden sein.

Die Entstehung einer TRM in einem kleinen äußeren Feld H_a erläutert NÉEL [1955] an Hand einer kleinen (idealisierten) rechteckigen Hystereseschleife, deren Nullpunkt um den Betrag H_a verschoben ist (Abb. 9a). Durch das entmagnetisierende Feld des Erzkornes ist seine wahre Magnetisierung durch den Schnittpunkt Q der Entmagnetisierungsgeraden mit der Steigung $-1/N$ (N : Entmagnetisierungs-Faktor) mit dem absteigenden Aste der Hysteresekurve bestimmt. Bei einer Temperatur T' dicht unter-

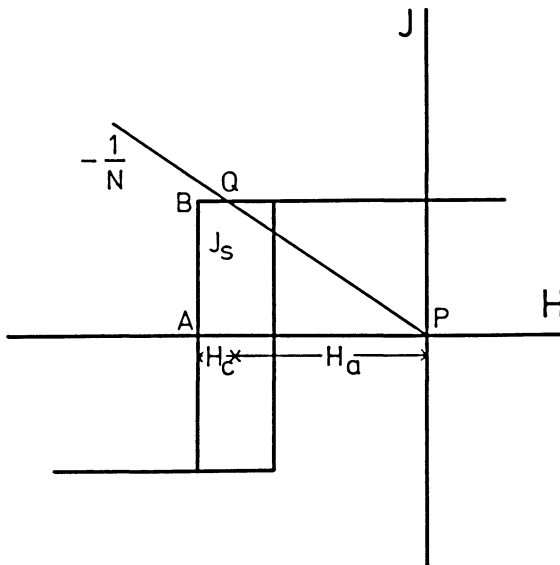


Abb. 9a: Idealisierte (rechteckige) Hysteresekurve eines ferromagnetischen Teilchens mit dem Entmagnetisierungs-Faktor N in einem äußeren Feld $H_a = \text{const.}$ (Schematisch.)

Schematic representation of an idealized (rectangular) hysteresis loop of a ferromagnetic particle with demagnetization factor N in an external field $H_a = \text{const.}$

$$T_c > T \gg T_B.$$

halb T_c sind — wegen (13) und (14) — sowohl H_c' als auch J_s' noch klein und die Probe wird trotz der Wirkung des entmagnetisierenden Feldes im äußeren Feld \bar{H}_a noch gesättigt. Mit sinkender Temperatur des Erzkornes vergrößert sich wegen (13) und (14) die Hysteresekurve und der Punkt Q bewegt sich auf dem rückläufigen Ast der Hystereseschleife nach links bzw. nach unten fort bis zu einem in Abb. 9b dargestellten Stadium. Aus Abb. 9b kann man folgende Beziehung zwischen der remanenten Magnetisierung $J_{RM} = \overline{AQ}$ und der Sättigungsmagnetisierung $J_s = \overline{AB}$ entnehmen. Es ist

$$\frac{1}{N} \approx \text{tg} \frac{1}{N} = \frac{\overline{AQ}}{\overline{AP}} = \frac{J_{RM}}{H_a + H_c} \quad (16)$$

$$J_{RM} = \frac{(H_a + H_c)}{N}$$

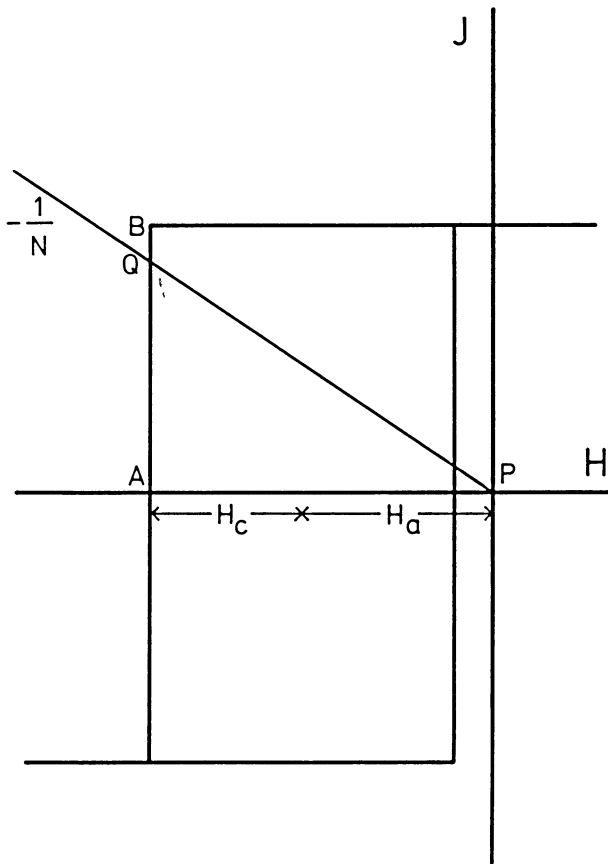


Abb. 9b: $T_c \gg T > T_B$.

Erweitert man (16) mit $1/J_s$, so erhält man

$$\frac{J_{RM}}{J_s} = \frac{(H_a + H_c)}{NJ_s} = r \quad (17)$$

Wie man sich graphisch durch eine weitere Vergrößerung der Hystereseschleife nach (13) und (14) überzeugen kann, hängt das Verhältnis $J_{RM}/J_s = r$ von der Variation von H_c und J_s mit der Temperatur ab. Das Minimum dieses Verhältnisses wird erreicht für

$$\frac{dr}{dT} = 0 \quad \text{oder} \quad \frac{dH_c}{dT} = \frac{(H_a + H_c)}{J_s} \cdot \frac{dJ_s}{dT} \quad (18)$$

Die Variationen von H_c und J_s mit der Temperatur werden aber durch (13) und (14) bestimmt. Differenziert man (15) nach T , so erhält man bei einem Koeffizientenvergleich mit (18) die Bedingung, daß

$$\frac{dr}{dT} = 0 \quad \text{für} \quad H_a = H_c \quad (19a)$$

und daraus:

$$\frac{J_{RM}}{J_s} = \frac{2H_a}{NJ_s} = r_0 \quad (19b)$$

Bei weiter absinkender Temperatur des Erzkornes würde r wieder größer werden und der Punkt Q würde den rückläufigen Ast der Hystereseschleife wieder nach oben wandern. Die remanente Magnetisierung würde dann bezogen auf die Sättigungsmagnetisierung trotz anwachsenden entmagnetisierenden Feldes weiter ansteigen, was jedoch aus energetischen Gründen nicht möglich ist. Vielmehr bleibt das bei $H_a = H_c$ gebildete Verhältnis $r = J_{RM}/J_s = r_0$ erhalten und bei Raumtemperatur hat man

$$J_{TRM} = r_0 J_{s,0} = \frac{2H_a J_{s,0}}{NJ_s} \quad (20)$$

Mit (15) ist die TRM bei Raumtemperatur gegeben durch:

$$J_{TRM} = 2H_a^{1/2} H_{c,0}^{1/2} / N \quad (21)$$

Eine andere Interpretation für (20) ist, daß bei der Bedingung $H_a = H_c$ das äußere Feld gerade gleich der für die Wand spezifischen Koerzitivkraft geworden ist. Bei weiter sinkender Temperatur wird $H_c > H_a = \text{const.}$ und die Blochwände können von H_a nicht mehr bewegt werden; sie „frieren“ in ihrer Stellung ein. Die Temperatur des Erzkornes, bei der $H_c = H_a$ wird, ist demnach die Blockungstemperatur T_B der betreffenden Wand.

Gleichung (21) gibt nicht die beobachtete lineare Abhängigkeit der TRM von H_a wieder. Auch die Beziehung $TRM \sim H_{c,0}^{1/2}$ entspricht nicht den experimentellen Befunden [NAGATA 1953]. NÉEL [1955] verbesserte angesichts dieser Schwierigkeit sein Modell, indem er forderte, daß das Einfrieren der Blochwände in ihrer Position erst dann erfolgen soll, wenn die Koerzitivkraft bei absinkender Temperatur der Teilchen größer wird als ein durch die thermische Agitation bewirktes Feld H_f , für das er annimmt, daß

$$\frac{H_f(T_B)}{H_{c,0}} = \left(\frac{J_s(T_B)}{J_{s,0}} \right)^2 \quad (22)$$

Damit ergibt sich dann die TRM zu

$$J_{TRM} = \frac{H_a}{N} \left(\frac{H_{c,0}}{H_f(T_B)} \right)^{1/2} \quad (23)$$

Die Linearität der TRM mit H_a wird damit zwar richtig wiedergegeben, nicht aber ihre Abhängigkeit von $H_{c,0}$.

Der Nachteil der Theorie von NÉEL [1955] der Mehrbereichs-Teilchen ist, daß sie trotz im allgemeinen richtiger Ansätze auf scheinbar allgemeingültigen Beziehungen für die Abhängigkeit einzelnen Parameter von der Temperatur aufbaut, die noch keineswegs durch Experimente an den verschiedensten in Betracht kommenden Materialien gesichert sind. Über die Größe von H_f werden überdies keine Angaben gemacht. Eine weitere Schwäche der Theorie ist, daß jedem Erzkorn nur eine einzige Koerzitivkraft und damit auch Blockungstemperatur zugeordnet wird. Das ist nach den heutigen Kenntnissen über die Entstehung der Koerzitivkraft sicher nicht der Fall. Vielmehr muß man in jedem Erzkorn mit einem Spektrum von Koerzitivkräften (und Blockungstemperaturen) rechnen, wobei die Breite des Spektrums in noch nicht voll verstandener Weise von Größen abhängt, wie z. B. Anzahl und Art der Fehlstellen, Dichte und Struktur der Versetzungen, Unregelmäßigkeiten in der äußeren Form der Erzkörner sowie inneren Oberflächen an Einschlüssen und Entmischungslamellen.

3. Theorie der TRM von Mehrbereichs-Teilchen von STACEY [1958, 1959, 1962, 1963]

Von ähnlichen Betrachtungen wie NÉEL [1955] über die Abhängigkeit der Beweglichkeit von Blochwänden mit der Temperatur ausgehend, führt STACEY [1958] für jedes Mehrbereichs-Teilchen eine Temperatur ein — die Blockungstemperatur T_B — unterhalb der die Wände in ihrer Position einfrieren sollen. Für den Bereich zwischen T_B und T_c nimmt STACEY [1958] an, daß die Bereichskonfiguration der Teilchen nur durch drei Energieterme bestimmt ist: die Wand-Energie E_W , die Energie der magnetostatischen Wechselwirkung mit dem äußeren Feld und die Streufeld-Energie E_M . Wenn man nur diese Anteile zur freien Energie in Betracht zieht, so ist diese minimal, wenn das Feld H_i im Innern des Erzkornes verschwindet. Das ist gleichzusetzen mit der Forderung, daß

$$H_i = H_a - NJ = 0 \quad \text{oder} \quad J = \frac{H_a}{N} = J_s(T_B) \quad (24)$$

STACEY [1958] nimmt ähnlich wie NÉEL [1955] an, daß die zu $H_t = 0$ gehörende Bereichskonfiguration bei $T = T_B$ einfriert und daß sich bei weiter sinkender Temperatur des Teilchens die bei $T = T_B$ vorhandene Magnetisierung um das Verhältnis $J_{s,0}/J_s(T_B)$ vergrößert. Das ergibt

$$J_{TRM} = \frac{H_a J_{s,0}}{N J_s(T_B)} \quad (25)$$

Durch den Anstieg der Magnetisierung des Teilchens mit sinkender Temperatur steigt auch sein entmagnetisierendes Feld an und reduziert die durch (25) gegebene TRM um einen Betrag, der vom Entmagnetisierungsfaktor N und der Suszeptibilität κ des Teilchens abhängt. Die TRM beträgt dann für ein Gestein mit p Volumen-Prozenten Erz bei statistischer Verteilung der kristallographischen Achsen der Kristalle auf alle Raumrichtungen

$$J_{TRM} = \frac{(p H_a J_{s,0})}{(3 N J_s(T_B) (1 + \kappa N))} \quad (26)$$

Für das Verhältnis $J_{s,0}/J_s(T_B)$ nimmt STACEY [1958] den Wert 3 an, was sich auch in etwa aus den Abb. 4 und 5 ergibt [DICKSON 1962]. Gleichung (26) gibt die richtige Beziehung zwischen der TRM und \bar{H}_a wieder. Die Abhängigkeit der TRM von $H_{c,0}$ ist in (26) nur implizit durch die Relation $1/\kappa \sim H_{c,0}$ enthalten.

Es ist allerdings fraglich, ob im Bereich unterhalb der Curie-Temperatur die anderen Beiträge zur freien Energie, also die Spannungs-Energie E_σ und die Kristallanisotropie-Energie E_K vernachlässigt werden dürfen, denn gerade die Kristallanisotropie E_K ist zusammen mit der Wand-Energie E_W und der Streufeld-Energie E_M für die Entstehung der Bereichsstruktur am meisten verantwortlich.

4. Theorie der TRM von Mehrbereichs-Teilchen von EVERITT [1962b]

Auch EVERITT [1962b] geht von ähnlichen Voraussetzungen für die Beweglichkeit der Blochwände in Abhängigkeit von der Temperatur aus wie NÉEL [1955] und STACEY [1958]. Nach ihm werden die Wandbewegungen bestimmt durch

- a) Stärke und Richtung des äußeren Feldes,
- b) Größe und Verteilung der Potentialschwellen,
- c) Stärke des entmagnetisierenden Feldes,
- d) Thermische Aktivierung der Wände.

Als Maß für die Beweglichkeit der Wände durch thermische Aktivierung führt EVERITT [1962b] eine exponentiell von der Temperatur abhängende Relaxationszeit ein, die etwa der Gleichung (5) entspricht:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} \exp. - \frac{\Phi}{kT} \quad (27)$$

Dabei ist Φ eine für das betrachtete Material repräsentative Potentialschwelle. τ_0 hängt von der thermischen Agitation ab und wurde von NÉEL [1955] und STACEY [1959] aus Untersuchungen über die zeitliche Abnahme der remanenten Magnetisierung bestimmt. ($\tau_0 \approx 10^{-10}$ sec, [NÉEL 1955]; $\tau_0 \approx 1,6 \cdot 10^{-13}$ sec, [STACEY 1959].) Für die Wandreibung übernimmt EVERITT [1962 b] den Ansatz von NÉEL [1955]

$$2 \bar{J}_s \bar{H}_c = \frac{1}{F} \left(\frac{d\Phi}{dx} \right)_{\max} \quad (11 \text{ b})$$

$(d\Phi/dx)_{\max}$ hängt von der Höhe Φ und der Breite b der Potentialschwellen in der folgenden Weise ab:

$$\left(\frac{d\Phi}{dx} \right)_{\max} = \frac{2\Phi}{cb} \quad (28)$$

mit $c = 1/\pi$ für einen sin-fö:migen Verlauf der Potentialfunktion. Setzt man (28) und (11 b) in (27) ein, so erhält man für die Relaxationszeit

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} \exp. - \frac{cFbH_cJ_s}{kT} \quad (29)$$

Mit steigender Temperatur wächst kT und verringern sich H_c und J_s . Es existiert demnach eine Temperatur $T = T_B$, bei der die Relaxationszeit τ_B der Wandbewegung vergleichbar wird mit der Dauer des Experimentes. Diese Temperatur nennt man die Blockungstemperatur T_B der Wand. Durch Logarithmieren von (29) erhält man

$$\frac{H_c(T_B)J_s(T_B)}{T_B} = \frac{(k \ln \tau_B/\tau_0)}{cbF} \quad (30)$$

Für die Variation von H_c und J_s unterhalb der Curie-Temperatur nimmt EVERITT [1962 b] folgende Potenzgesetze an:

$$\frac{H_c}{H_{c,0}} = \left(\frac{T_c - T}{T} \right)^l \quad \text{und} \quad \frac{J_s}{J_{s,0}} = \left(\frac{T_c - T}{T} \right)^m \quad (31)$$

Experimentell findet EVERITT [1962 a] $m = 0,39 \mp 0,01$ und $l = 0,81 \mp 0,02$. Demgegenüber war bei NÉEL [1955] $m = 0,5$ und $l = 1,0$. Für $n = l + m$ und $a = (k \ln \tau_B/\tau_0)/J_{s,0} cFb$ ist dann

$$\frac{1}{T_B} \left(\frac{T_c - T_B}{T_c} \right)^n = \frac{a}{H_{c,0}} \quad (32)$$

Gleichung (32) stellt eine wichtige Beziehung zwischen der Koerzitivkraft eines Teilchens bei Raumtemperatur und der dazugehörenden Blockungstemperatur in Abhängigkeit strukturempfindlicher Parameter wie c , F und b dar. Sie beinhaltet die

Äquivalenz der Verfahren der Wechselfeld-Entmagnetisierung und der thermischen Entmagnetisierung (siehe Kapitel III) zur Beseitigung von unerwünschten Arten der remanenten Magnetisierung aus Gesteinen.

Ein äußeres Feld H_a beeinflußt die Verteilung der Potentialfunktion in den Teilchen und führt zu einer Verringerung der Relaxationszeit der Wandbewegung in der Richtung, in welcher nach (10) durch H_a ein Druck auf die Wand ausgeübt wird. Dadurch wird die Blockungstemperatur der Wand verändert. Sie ist nach EVERITT [1962b] gegeben durch

$$\frac{1}{T_B^*} \left[\left(\frac{T_c - T_B^*}{T_c} \right)^n - \frac{H_a}{cH_{c,0}} \left(\frac{T_c - T_B}{T_c} \right)^m \right] = \frac{a}{H_{c,0}} \quad (33)$$

An dieser Stelle geht EVERITT [1962b] wieder auf NÉEL [1955] zurück und erhält mit (20), (31) und (33) folgende Beziehung für die zur Blockungs-Temperatur T_B bzw. zur Koerzitivkraft $H_{c,0}$ gehörende partielle thermoremanente Magnetisierung PTRM:

$$J_{PTRM} = \frac{H_a}{N} \left(\frac{H_{c,0}}{aT_B} \right)^{m/n} \left[1 - \frac{mH_a}{nH_{c,0}} \left(\frac{H_{c,0}}{aT_B} \right)^{1/n} \right] \quad (34)$$

Gleichung (34) enthält wieder die geforderte Linearität zwischen der TRM und H_a bei kleinen äußeren Feldern und die Einmündung in einen Sättigungswert für die TRM bei größeren H_a . Die Formel ist experimentell nicht so ohne weiteres überprüfbar, wie etwa die Beziehung (26) von STACEY [1958]. Dazu müssen zuerst die Spektren der H_c und T_B und die Größe a aus (32) bestimmt werden. Für die TRM gibt EVERITT [1962b] jedoch folgende Näherung an:

$$J_{TRM} = J_{S\ddot{u}, RM} \alpha H_a (1 - \beta H_a) \quad (35)$$

mit $\alpha = 2,6 \cdot 10^{-2}$ und $\beta = 1,2 \cdot 10^{-2}$. $J_{S\ddot{u}, RM}$ ist dabei die isothermale Sättigungs-Remanenz [NAGATA 1961]; die Werte für α und β wurden von EVERITT [1962a; 1962b] experimentell an zahlreichen Gesteinsproben bestimmt.

5. Theorie der TRM von Zonen mit Einbereichs-Konfiguration in Mehrbereichs-Teilchen nach VERHOOGEN [1959].

VERHOOGEN [1959] geht in seiner Betrachtung von der Tatsache aus, daß alle Kristalle Fehlstellen in Form von Leerstellen, Zwischengitter-Atomen oder Versetzungen besitzen, die durch mehr oder weniger starke mechanische Spannungen in ihrer Umgebung gekennzeichnet sind. Um in einer solchen Zone mit der inneren Spannung σ_i die Magnetisierung in ihre Gegenrichtung zu drehen, ist ein äußeres Feld der Größe

$$H = \frac{3\lambda\sigma_i}{2J_s} \quad (36)$$

erforderlich. VERHOOGEN [1959] nimmt nun an, daß in Fällen, in denen diese verspannten Zonen sehr langgestreckt sind und der Entmagnetisierungs-Faktor N in

ihrer Längsrichtung fast verschwindet, ihre Magnetisierung unabhängig von der Magnetisierung des sie umgebenden Weiss'schen Bezirkes wird und sie sich daher wie Einbereichspartikel verhalten können. Mit der NÉEL'schen [1949] Theorie der Einbereichs-Teilchen kommt er dabei zu folgender Beziehung für die in den verspannten Zonen lokalisierte TRM:

$$J_{TRM} = \frac{1}{3} p n v J_{s,0} \operatorname{tg} h \frac{v J_s(T_B) H_a(T_B)}{k T_B} \quad (37)$$

Dabei sind: p die Volumenprozent Erze im Gestein und n die Anzahl der verspannten Zonen mit dem Volumen v pro cm^3 . Der Faktor $1/3$ stammt von der Annahme einer statistischen Verteilung der Richtungen der Längsachsen der verspannten Zonen. Um für die Relaxationszeit τ_0 der TRM Werte zu bekommen, die für Betrachtungen im Paläomagnetismus in Frage kommen (τ_0 einige 10^8 Jahre), muß er Volumina für die verspannten Zonen von mindestens 10^{-17} cm^3 annehmen. Das entspricht einer Länge einer Versetzung von $3 \cdot 10^{-5} \text{ cm}$ und einem Radius der verspannten Zone von etwa $3 \cdot 10^{-7} \text{ cm}$. Nach VERHOOGEN [1959] ist die Intensität einer TRM, die mit großen Koerzitivkräften verbunden ist, proportional zur Versetzungsdichte in den ferrimagnetischen Erzminerale. Neuere theoretische Untersuchungen über die Orientierung der Magnetisierungsvektoren in der Umgebung von Versetzungen [TRÄUBLE 1966] weisen jedoch nicht darauf hin, daß diese in Richtung der Längsachse der Versetzungs-Linie gedreht werden können. Vielmehr sollen nur Drehungen um wenige Grade möglich sein.

6. Hypothese von Zonen mit Eigenschaften von Einbereichs-Teilchen innerhalb der Mehrbereichs-Teilchen [OZIMA und OZIMA 1965].

Zur Deutung der TRM mit sehr großen Koerzitivkräften nehmen OZIMA und OZIMA [1965] die Existenz von sehr kleinen Zonen (Durchmesser einige 10^{-6} cm) innerhalb der Mehrbereichs-Teilchen an, die von ihrer homogen magnetisierten Umgebung durch submikroskopische Korngrenzen abgetrennt sein sollen. Für die Abschirmung dieser Zonen von der Austausch-Wechselwirkung mit den Magnetisierungs-Vektoren der sie umgebenden Weiss'schen Bezirke nehmen die Autoren Grenzen einer Dicke von mindestens 10 Atomabständen an. Im Lichte dessen, was bisher auf Grund der Studien an Metallen über die Struktur von Fehlstellen, Versetzungsringen oder Kleinwinkel-Korngrenzen sowie über die Verteilung der Magnetisierungs-Vektoren in der Umgebung dieser Gitterfehler bekannt ist [SEGER 1966], erscheinen die Vorstellungen von OZIMA und OZIMA [1965] als wenig real. Die magnetostatische Wechselwirkung über makroskopische Korngrenzen in polykristallinem Material ist, wie experimentell nachgewiesen werden konnte, noch so stark, daß sich die Bereichs-Strukturen benachbarter Kristalle gegenseitig beeinflussen [SOFFEL 1968a]. Sie dürfte in den von OZIMA und OZIMA [1965] postulierten Zonen, selbst wenn diese tatsächlich existieren sollten, wofür noch kein experimenteller Nachweis vorliegt, lediglich kleine Richtungs-Änderungen der Magnetisierungs-Vektoren zulassen, nicht aber ein völlig unabhängiges Verhalten.

V. Kapitel

Versuche zur experimentellen Überprüfung der Theorien der TRM

Die in Kapitel IV vorgestellten Theorien der TRM von Einbereichs- und Mehrbereichs-Teilchen wurden in den letzten 20 Jahren durch zahlreiche Autoren experimentell überprüft. Ein Teil dieser Autoren wurde in Kapitel III bereits erwähnt. Lange Jahre hindurch wurde in vielen Untersuchungen an magnetischen Gesteinen die Existenz von Einbereichs-Teilchen entweder verneint oder zumindest stark angezweifelt. Dafür rückten mehr die Theorien von NÉEL [1955], STACEY [1958] und EVERITT [1962b] der Mehrbereichs-Teilchen in den Vordergrund. Mit diesen Theorien, welche die TRM der Erzkörner auf die Wechselwirkung zwischen Blochwänden und Gitterfehlern zurückführen, können jedoch nur Remanenzen gedeutet werden, die mit Koerzitivkräften kleiner als 200–300 Oe verknüpft sind [SOFFEL 1968b, 1970]. Zur Deutung der Remanenzen mit größeren Koerzitivkräften wurden die Theorien von VERHOOGEN [1959] und OZIMA und OZIMA [1965] entwickelt. In den letzten Jahren scheint jedoch die Theorie der TRM von Einbereichs-Teilchen von NÉEL [1949], die man nur auf Gesteine mit Hämatit als Träger der TRM anwenden zu können glaubte [EVERITT 1961], eine Renaissance zu erleben. Diese Entwicklung wurde durch den direkten Nachweis von Einbereichs-Teilchen in magnetischen Gesteinen durch verfeinerte Licht- und Elektronenmikroskopische Beobachtungen gefördert [EVERITT 1961; YOUNG und HARGRAVES 1967; EVANS, MCELHINNY und GIFFORD 1968; SOFFEL 1968b; DUNLOP 1968; SOFFEL 1969; DUNLOP 1969b; 1969c]. Ohne auf die nach unseren heutigen Kenntnissen physikalisch mangelhaft fundierten Theorien von VERHOOGEN [1959] und OZIMA und OZIMA [1965] zurückgreifen zu müssen, gibt die Theorie von NÉEL [1949] sowohl qualitativ als auch quantitativ diejenigen Eigenschaften der TRM wieder, die mit Koerzitivkräften von einigen hundert Oe verknüpft sind. In Gesteinen mit großen Mehrbereichs-Teilchen und Einbereichs-Teilchen hat man deswegen stets zu bedenken, daß die gemessene TRM sich aus zwei Anteilen zusammensetzt, die aus zwei physikalisch verschiedenen Magnetisierungs-Prozessen hervorgehen. Der eine Anteil ist die TRM der Mehrbereichs-Teilchen, die durch die Wechselwirkung der Blockwände mit den Gitterfehlern zustande kommt und durch Koerzitivkräfte von weniger als 200 Oe gekennzeichnet ist. Für diese Komponente der TRM gibt die Formel (26) von STACEY [1958] für kleine äußere Felder eine gute Näherung, wie durch Messungen von DICKSON [1962] und SOFFEL [1968b; 1969] nachgewiesen werden konnte.

Der andere Anteil der TRM ist, wenn man von den Theorien von VERHOOGEN [1959] und OZIMA und OZIMA [1965] absieht, die TRM der Einbereichs-Teilchen nach NÉEL [1949], die mit größeren Koerzitivkräften verbunden ist. Die Größe der Koerzitivkraft und damit die Stabilität der TRM hängt in diesem Fall weitgehend von den primären magnetischen Eigenschaften (K , J_s , λ) sowie der Form der Erzkörner selbst ab. Die Realstruktur der Kristalle ist von untergeordneter Bedeutung. Da die Mehrbereichs-

Teilchen mit ihren kleinen Koerzitivkräften in viel stärkerem Maße in der Lage sind, sekundäre, für Untersuchungen des Paläomagnetismus störende Remanenzen aufzunehmen, kommt den in Einbereichs-Teilchen lokalisierten Komponenten der TRM für die Erforschung des Paläo-Feldes der Erde die entscheidende Bedeutung zu. Das gilt in gleicher Weise für die Erforschung der Paläo-Richtung wie auch der Paläo-Intensität des Feldes [DUNLOP 1969 a). Die submikroskopischen Dimensionen dieser Einbereichs-Teilchen verhinderte leider bis heute die bei den größeren Mehrbereichs-Teilchen mögliche Kontrolle sekundärer Prozesse wie z. B. Oxydationen oder Entmischungen. Wie aus der Theorie von NÉEL [1949] hervorgeht, genügen bei Einbereichs-Teilchen geringe Volumenänderungen, um die Relaxationszeit τ und damit die Stabilität der TRM und die Verringerung ihrer Intensität mit der Zeit drastisch zu verändern. Derartige sekundäre Prozesse müssen bei den Einbereichs-Teilchen mit ihren großen spezifischen Oberflächen auch in Betracht gezogen werden und bedeuten bei der Bestimmung der Paläo-Intensität des erdmagnetischen Feldes einen großen, vorerst nicht zu überwindenden Unsicherheitsfaktor.

VI. Kapitel

Das Problem der inversen thermoremanenten Magnetisierung von Gesteinen

Dieses Problem ist bei den in Kapitel IV vorgestellten Theorien der TRM von untergeordneter Bedeutung, soll aber wegen seiner geophysikalischen Aspekte hier doch kurz gestreift werden. Bekanntlich findet man bei Basalten, insbesondere denen aus dem Tertiär, annähernd genau so viele, die normal, d. h., in Richtung des heutigen erdmagnetischen Feldes, wie solche, die invers, d. h., dazu entgegengesetzt magnetisiert sind. Für die Deutung dieser inversen TRM gibt es prinzipiell zwei Möglichkeiten:

a) Das erdmagnetische Feld besaß zur Zeit der Entstehung dieser Gesteine bei gleicher Geometrie eine andere (umgekehrte) Polarität als heute. Diese Vorstellung führte zum Begriff der Feldumkehr, deren Realität heute kaum mehr angezweifelt wird.

b) Die inverse Magnetisierung wird auf physico-chemische oder physikalische Prozesse in den Erzminerale selbst zurückgeführt. Das führte zum Begriff der Selbstumkehr der Remanenz, die zwar experimentell an einzelnen Gesteinsproben nachgewiesen werden konnte [NAGATA 1961], jedoch nur selten vorzukommen scheint.

Eine Feldumkehr führt, wegen der entgegengesetzten Richtung des äußeren Feldes, bei Anwendung der oben diskutierten Theorien der TRM zwangsläufig zu einer inversen TRM. Ähnliches ist der Fall, wenn man die inverse Magnetisierung auf magneto-statische Wechselwirkungen zwischen zwei Erzphasen mit unterschiedlichen Curie-Temperaturen $T_{c,1}$ und $T_{c,2}$ und unterschiedlicher Abhängigkeit der Sättigungsmagnetisierungen $J_{s,1}$ und $J_{s,2}$ von der Temperatur zurückführt. In diesen, von NÉEL [1951, 1955] und UYEDA [1955, 1956, 1958] diskutierten Fällen ist bei den betreffenden Theorien jeweils das äußere Feld \vec{H}_a durch ein effektives Feld \vec{H}_t zu ersetzen, welches

sich aus dem Feld \vec{H}_a und den entmagnetisierenden Feldern der Nachbarkörner bzw. der anderen Erzphase innerhalb der Körner vektoriell zusammensetzt. Unter günstigen Voraussetzungen kann sich dabei unter Anwendung des Gesetzes der Additivität der partiellen thermoremanenten Magnetisierungen [THELLIER 1951; NAGATA 1953] bei Raumtemperatur eine inverse Magnetisierung bilden.

Bei Ferriten vom N-Typ [nach NÉEL 1948] ist der Erwerb einer inversen TRM leicht zu deuten, da bei der Unterschreitung der Curie-Temperatur sich in den Mineralien zunächst eine TRM in Richtung des äußeren Feldes \vec{H}_a bildet, die aber dann beim Abkühlen der Probe bei der ferrimagnetischen Kompensations-Temperatur durch den dort auftretenden Wechsel des Vorzeichens von J_s ebenfalls ihr Vorzeichen umkehrt. Bei den in der Natur vorkommenden Ferriten liegt jedoch diese ferrimagnetische Kompensations-Temperatur immer weit unterhalb der Raumtemperatur.

Auch bei dem Mechanismus der Selbstumkehr, der auf einer späteren Umlagerung von Ionen in den Kristallen beruht [NÉEL 1955; VERHOOGEN 1956], wird zunächst von einer ursprünglichen, primären TRM in Richtung des äußeren Feldes ausgegangen.

Schlußbetrachtung

Das Studium der Magnetisierung von (möglichst radiometrisch datierten) Gesteinen aus allen Epochen der Erdgeschichte stellt heute die einzige Möglichkeit dar, Informationen über das erdmagnetische Feld vor Beginn seiner direkten Messung zu erhalten. Auf Einzelergebnisse soll hier nicht eingegangen werden. Sie brachten der Geophysik wichtige Erkenntnisse über die Geometrie des Feldes und seine zeitliche Variation (Säkularvariation) sowie über die Möglichkeit von Feldumkehrungen und Polwanderungen. Die bisherigen Messungen beschränkten sich jedoch meist auf die Bestimmung der Richtung des Paläofeldes, neuerdings auch auf seine Intensität. Als wichtiges Ergebnis kann man dabei betrachten, daß die Erde schon vor mindestens 2 Milliarden Jahren ein Magnetfeld gehabt haben muß, dessen Intensität und Geometrie etwa gleich der des heutigen erdmagnetischen Feldes war. Diesem Befund haben alle Theorien über die Entwicklung des Erdinnern Rechnung zu tragen. Diese Untersuchung des Paläomagnetismus sind zum großen Teil nur auf Grund der großen zeitlichen Stabilität der TRM möglich und sinnvoll gewesen, wobei bei besonders alten Gesteinen den Einbereichs-Teilchen eine hervorragende Bedeutung zukommt.

Danksagung

Für die kritische Durchsicht des Manuskriptes bin ich Herrn Prof. Dr. G. ANGENHEISTER, Dipl.-Geophys. J. POHL, Dipl.-Phys. U. BLEIL, Dr. A. SCHULT und Dr. E. SCHMIDBAUER, Institut für Angewandte Geophysik der Universität München, zu großem Dank verpflichtet.

Literatur

- AKIMOTO, S.: Magnetic susceptibility of ferromagnetic minerals contained in igneous rocks. *J. Geom. Geol.* 3, 47—58, 1951
- AKIMOTO, S., T. KATSURA, and M. YOSHIDA: Magnetic properties of $TiFe_2O_4-Fe_3O_4$ system and their change with oxidation. *J. Geom. Geol.* 9, 165—178, 1957
- AKIMOTO, S.: Magnetic properties of ferromagnetic oxide minerals as a basis of rock magnetism. *Adv. Phys.* 6, 288—298, 1957
- BEAN, C. P.: Hysteresis loops of mixtures of ferromagnetic micropowders. *J. Appl. Phys.* 26, 1381—1383, 1955
- BITTER, F.: On inhomogeneities in the magnetization of ferromagnetic materials. *Phys. Rev.* 38, 1903—1905, 1931
- DICKSON, G. O.: Thermoremanent magnetization of igneous rocks. *J. Geophys. Res.* 67, 912—915, 1962
- DICKSON, G. O., C. W. F. EVERITT, L. G. PARRY, and F. D. STACEY: Origin of thermoremanent magnetization. *Earth Plant. Sc. Letters* 1, 222—224, 1966
- DUNLOP, D. J.: Monodomain theory: experimental verification. *Science* 162, 256—258, 1968
- : Interactions in rocks and the reliability of paleointensity data. *Earth Plant. Sc. Letters* 7, 178—182, 1969a
- : Preisach diagrams and remanent properties of interacting monodomain grains. *Phil. Mag.* 19, 369—378, 1969b
- : Hysteretic properties of synthetic and natural monodomain grains. *Phil. Mag.* 19, 329 to 338, 1969c
- EVANS, M. E., M. W. McELHINNY, A. C. GIFFORD: Single domain magnetite and high coercivities in a gabbroic intrusion. *Earth Plant. Sc. Letters* 4, 142—146, 1968
- EVERITT, C. W. F.: Thermoremanent magnetization: I. Experiments on single domain grains. *Phil. Mag.* 6, 713—726, 1961
- : Thermoremanent magnetization: II. Experiments on multidomain grains. *Phil. Mag.* 7, 583—597, 1962a
- : Thermoremanent magnetization: III. Theory of multidomain grains. *Phil. Mag.* 7, 599—616, 1962b
- GRABOVSKY, M. A., G. N. PETROVA, L. I. ISAKOVA: On the emergence of thermoremanent magnetism of rocks. *Akad. Nauk. USSR Isv. Ser. Geophys.*, 56—66, 1956
- GRAHAH, J. W.: The stability and significance of magnetism in sedimentary rocks. *J. Geophys. Res.* 54, 131—167, 1949
- HALL, J. M., and R. E. NEALE: Stress effects on thermoremanent magnetization. *Nature* 188, 805—806, 1960
- KITTEL, C.: Physical theory of ferromagnetic domains. *Rev. Mod. Phys.* 21, 541—583, 1949

- KOENIGSBERGER, J. G.: Natural residual magnetism of eruptive rocks, parts I and II. *Terr. Mag. Atmos. Electr.* 43, 119–127, bzw. 299–320, 1938
- NAGATA, T. S., UYEDA, and S. AKIMOTO: Selfreversal of thermoremanent magnetism of igneous rocks. *J. Geom. Geol.* 4, 22–38 (part I), 102–107 (part II), 1952
- NAGATA, T.: *Rock magnetism*. Maruzen, Tokyo, 1. Ausgabe, 1953
- : *Rock magnetism*. Maruzen, Tokyo, 1961
- NÉEL, L.: Propriétés magnétiques des ferrites: Ferrimagnétisme et Antiferromagnétisme. *Ann. Phys.* 3, 137–198, 1948
- : Théorie du trainage magnétique des ferromagnétiques en grains fins avec applications aux terres cuites. *Ann. Geophys.* 5, 99–136, 1949
- : L'inversion de l'aimantation permanente des roches. *Ann. Geophys.* 7, 90–102, 1951
- : Thermoremanent magnetization of fine powders. *Rev. Mod. Phys.* 25, 293–296, 1953
- : Some theoretical aspects of rock magnetism. *Adv. Phys.* 4, 191–243, 1955
- OZIMA, M., M. OZIMA: Origin of thermoremanent magnetization. *J. Geophys. Res.* 70, 1363–1369, 1965
- ROBERTSON, W. A.: The paleomagnetism of some mesozoic intrusives and tuffs from eastern Australia. *J. Geophys. Res.* 68, 2299–2312, 1963
- ROQUET, J.: Sur les remanences des oxydes de fer et leur intérêt en géomagnétisme. *Ann. Geophys.* 10, 226–247, 1954
- SEEGER, A.: *Moderne Probleme der Metallphysik*. Band I und II. Springer, Berlin-Heidelberg-New York, 1966
- SOFFEL, H.: The behavior of the domain structure of polycrystalline magnetite at the margins of the crystallites. *Earth Plant. Sc. Letters* 4, 53–56, 1968a
- : Die Bereichsstrukturen der Titanomagnetite in zwei tertiären Basalten und die Beziehung zu makroskopisch gemessenen magnetischen Eigenschaften dieser Gesteine. *Habil.-Schrift, Nat. Fak. Univers. München*, 1968b
- : The origin of thermoremanent magnetization of two basalts containing homogeneous single phase titanomagnetite. *Earth Plant. Sc. Letters* 7, 201–208, 1969
- : The influence of the dislocation density and inclusions on the coercive force of multidomain titanomagnetites of the composition $0,65 \text{ Fe}_2\text{TiO}_4 - 0,35 \text{ Fe}_3\text{O}_4$ in basalts as deduced from domain structure observations. *Z. Geophys.* 36, 113–124, 1970
- STACEY, F. D.: Thermoremanent magnetization (TRM) of multidomain grains in igneous rocks. *Phil. Mag.* 3, 1391–1401, 1958
- : A domain theory of magnetic grains in rocks. *Phil. Mag.* 4, 594–605, 1959
- : A generalized theory of thermoremanence, covering the transition from single domain to multidomain magnetic grains. *Phil. Mag.* 7, 1887–1900, 1962
- : The physical theory of rock magnetism. *Adv. Phys.* 12, 45–133, 1963
- : The Koenigsberger ratio and the nature of thermoremanence in igneous rocks. *Earth Plant. Sc. Letters* 2, 67–68, 1967

- STILLER, H.: Die thermoremanente Magnetisierung von Ergußgesteinen. Deutsche Akad. Wiss. Berlin, Geomagn. Inst. Potsdam, Abh. Nr. 39, Akad. Verlag Berlin, p. 1—131, 1967
- TRÄUBLE, H.: Moderne Probleme der Metallphysik, Band II. Herausgeber: A. Seeger. Springer, 1966
- THELLIER, E.: Sur la thermoremanence et la théorie du metamagnétisme. C. R. Acad. Sc. Paris 223, 319—321, 1946
- : Propriétés magnétiques des terres cuites et des roches. J. Phys. Radium 12, 205—218, 1951
- VERHOOGEN, J.: Ionic ordering and selfreversal of magnetization in impure magnetites. J. Geophys. Res. 61, 201—209, 1956
- : The origin of thermoremanent magnetization. J. Geophys. Res. 64, 2441—2449, 1959
- UYEDA, S.: Magnetic interaction between ferromagnetic minerals contained in rocks. Part I. J. Geom. Geol. 7, 9—36, 1955
- : Part II, J. Geom. Geol. 8, 39—70, 1956
- : Thermoremanent magnetization as a medium of paleomagnetism with special references to reverse thermoremanent magnetization. Jap. J. Geophys. 2, 1—123, 1958
- YOUNG, W. M., R. B. HARGRAVES: A procedure for investigating the natural remanence of minerals in rocks. Vortrag Nr. 110, Generalversammlung der IAGA, St. Gallen, 1967

Natural magnetization of deep core samples of basaltic rocks from Brazil

By A. SCHULT, München¹⁾

Eingegangen am 10. Oktober 1969

Summary: Natural remanent magnetization, inclination and susceptibility of 159 basaltic cores (876 samples) from 65 drillings (max. depth 4 km) in Brazil have been measured. The drillings cover the extended area of extrusive and intrusive basaltic rocks of the Paraná and Maranhão Basin and the intrusive basaltic rocks of the Amazon Basin.—No significant variation of intensity of magnetization and of susceptibility with depth was found but in some cases a dependence of the inclination on depth could be established indicating different ages for the basaltic rocks. This is not confirmed in all cases by radiometric age datings.—The geomagnetic paleolatitude of Brasilia (present value 16° S) was estimated to have been 50° S in the Permian, 70° S in the Carboniferous and then decreasing toward lower Paleozoic times.

Zusammenfassung: Die natürliche remanente Magnetisierung, die Inklination und die Suszeptibilität von 159 Basaltbohrkernen (876 Proben) von 65 Tiefbohrungen (bis zu 4 km Tiefe) in Brasilien wurden gemessen. Die Bohrungen durchteufen die ausgedehnten mesozoischen basaltischen Deckenergüsse und Intrusionen des Paraná- und Maranhão-Beckens und die Intrusionen des Amazonas-Beckens. Es konnten keine signifikanten Variationen der Intensität der Magnetisierung und der Suszeptibilität mit der Teufe gefunden werden. Dagegen ergab sich für die Inklination eine gewisse Abhängigkeit von der Teufe, was durch unterschiedliches Alter der Basalte gedeutet werden kann. Dies wird durch absolute Altersbestimmungen nicht in allen Fällen bestätigt. Die geomagnetische Paläo-Breite wurde abgeschätzt. Während sie heute (für Brasilia) 16° S beträgt, betrug sie im Perm 50° S, im Karbon 70° S. Im unteren Paläozoikum war die geomagnetische Breite wieder kleiner.

Introduction

The magnetization of deep core samples of basaltic rocks from Brazil was measured. The samples originate from wells drilled by Petrobrás (Petroleo Brasileiro S.A.) in the Amazon, Maranhão, and Paraná Basin (Fig. 1). Data from 876 samples of 159 cores taken from 65 wells are presented.—Previous palaeomagnetic measurements on surface samples of basaltic rocks from Paraná Basin were done by CREER [1962].

Geology

The geology and petrology of the basaltic rocks of Paraná Basin were studied by LEINZ [1949], BISCHOFF [1957], SANFORD et al. [1960], LEINZ et al. [1966], and CORDANI et al. [1967]. A brief description of volcanism in the Maranhão Basin was published

¹⁾ Dr. Axel Schult, Dipl.-Phys., Institut für Angewandte Geophysik der Ludwig-Maximilians-Universität, 8 München 2, Richard-Wagner-Str. 10.

by MESNER et al. [1964]. The geology of the basaltic intrusions of the Amazon Basin was described by VOLLBRECHT [1964].

During the Mesozoic the three principal Palaeozoic basins of Brasil, the Amazon, the Maranhão, and the Paraná Basin (Fig. 1) were subjected to one of the largest and most widespread series of intrusions and extrusions of igneous basaltic rocks in geologic history.

In the Paraná Basin (Fig. 2) the main part of the basaltic material forms a large number of individual lava flows covering an area of more than 1.200.000 km² (The so called Serra Geral Formation). The total thickness of the flows locally exceeds 1000 meters, up to 1500 meters have been noted [SANFORD et al. 1960]. The total volume of the extruded basaltic rocks is in the order of 650.000 km³ [LEINZ et al. 1966] which constitutes the greatest known mass of volcanic rocks on the continents.

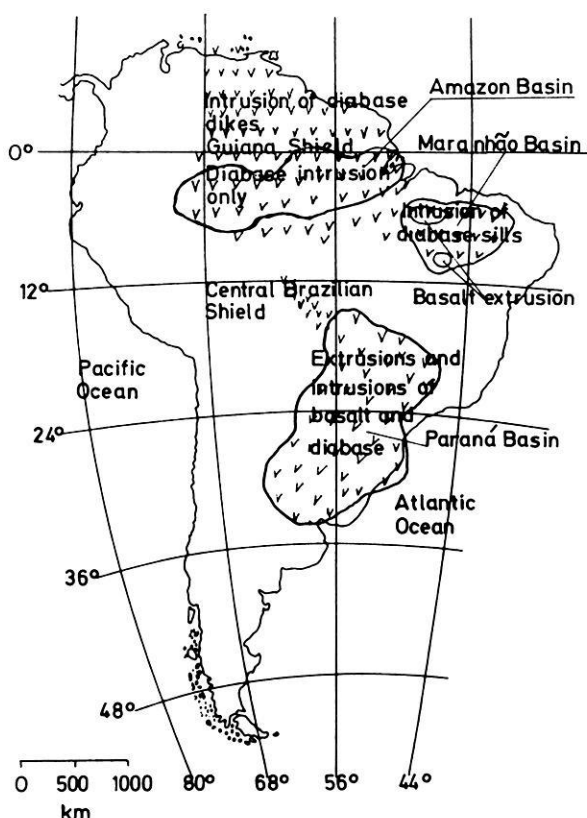


Fig. 1: Map showing Brazilian principal Palaeozoic basins and the possible extent of Mesozoic intrusions ("diabase") and extrusions ("basalts") of igneous basaltic rocks according to MESNER et al. [1964].

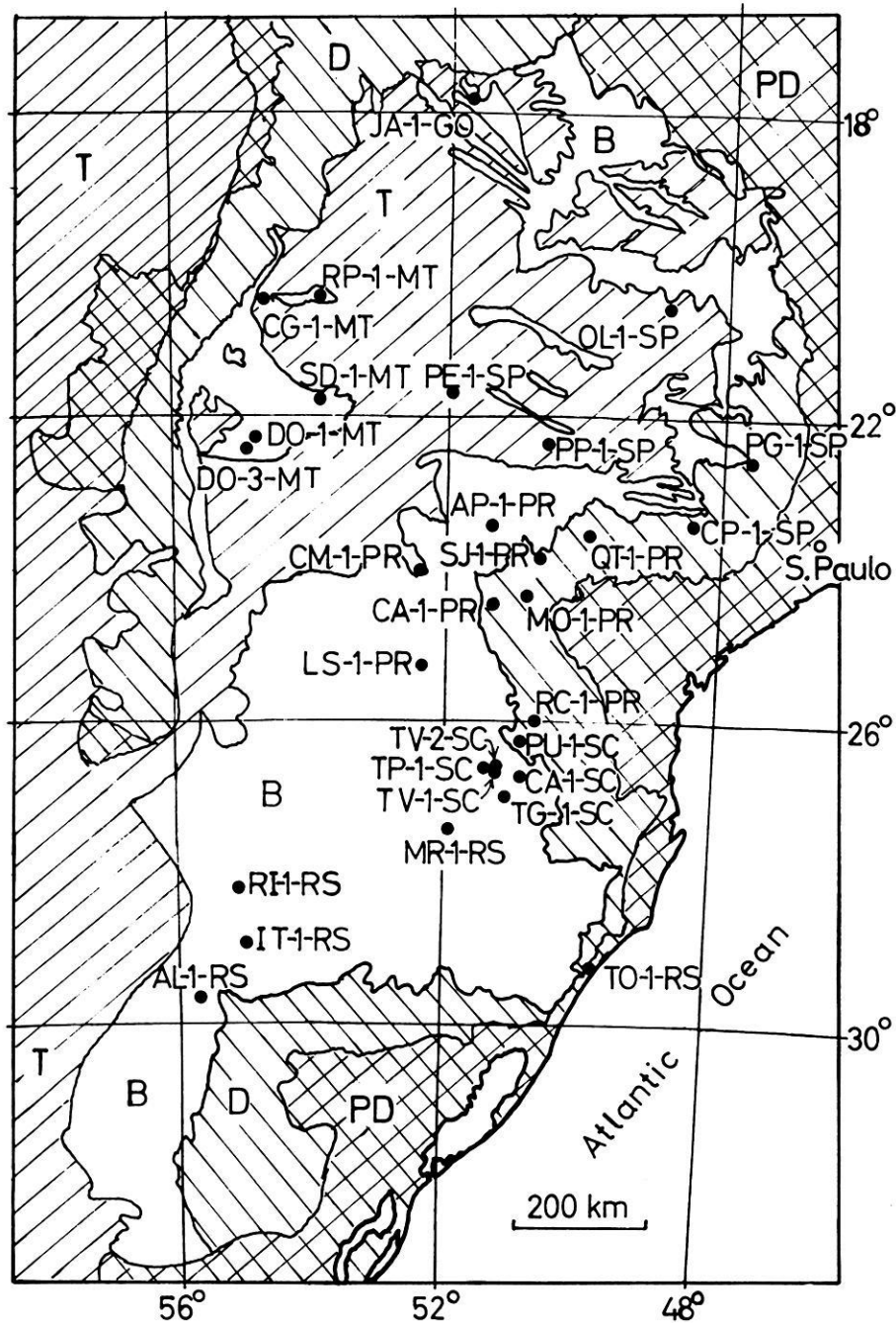


Fig. 2: Geological environment of the Paraná Basin and location of wells from which basaltic core samples were measured.

PD = Pre-Devonian basement rocks, B = Basalt flows (Serra Geral Formation),
 D = Pre-volcanic sedimentary rocks, T = Post-volcanic sedimentary rocks.

The individual thicknesses of the flows vary from a few to more than 100 meters and more than 35 flows have been recognized in drill hole profiles [LEINZ et al. 1966].— Many Dikes are associated with the lava flows particularly in the area surrounding the lava flows. This thickness varies from a few centimeters up to 100 meters and their length sometimes exceeds 100 kilometers [CORDANI et al. 1967].— A large number of sills intruded the sediments adjacent to and below the lava flows. Their thickness varies between a few meters and more than 200 meters. The average total thickness of the intrusions (down to Precambrian basement rocks) is about 350 meters exceeding 600 meters in some places [BIGARELLA et al. 1967]. The dikes and sills outcrop at many places in the area surrounding the lava flows.

The basaltic rocks of Paraná Basin are tholeiitic according to CORDANI et al. [1967]. There is no difference in chemical composition and in mineralogy between intrusive and extrusive rocks. Due to the different conditions of crystallization the extrusive rocks are almost microcrystalline whereas the intrusive rocks have coarser grains up to 1 mm.—In Brazil extrusive basaltic rocks (flows) are usually named “basalt” and intrusive rocks (dikes and sills) are named “diabase”. We intend to follow this practice in this paper—. The iron oxide minerals of the basaltic rocks from Paraná Basin are titanomagnetite, magnetite, ilmenite and hemo-ilmenite [CORDANI et al. 1967]. For the surface “diabase” and “basalt” samples CREER [1962] measured on single Curie-point near 580°C which is that of magnetite.

The “basalts” (extrusive rocks) in the Maranhão Basin (Fig. 3) cover an area of about 100.000 km² with a maximum total thickness of about 150 m [MESNER et al. 1964]. Large parts of the “basalts” are covered with post-volcanic sediments. The total thickness of the “diabase” intrusions in the Palaeozoic sediments is about 400 m with an extension of about 300.000 km² [MESNER et al. 1964]. “Basalts” and “diabases” are of equal basic composition [MESNER et al. 1964].

The “diabase” intrusions of the Amazon Basin (Fig. 4, outcrops of “diabases” are not known) cover a large area (possible limits of intrusions are indicated in Fig. 1). The mean total thickness of intrusions in the pre-volcanic sediments is about 260 meters exceeding in some places 600 meters. The thicknesses of the individual intrusions vary from a few meters to several hundred meters. In the Amazon Basin probably no extrusive volcanic activity took place [VOLLBRECHT 1964].

Radiometric ages of a few dozen samples of “diabases” and “basalts” (surface and core samples) from the Paraná Basin have been determined by several authors [CREER et al. 1965; AMARAL et al. 1966; MCDUGALL et al. 1966; VANDOROS et al. 1966; MELFI 1967]. Ages between 119 and 147 m. a. have been found. The great majority of determinations is between 120 and 130 m. a. (Lower Cretaceous). Some lateral variations in age do not seem to be very significant. No variation of age could be detected in samples from various depths [MELFI 1967].

Three surface samples (“diabase”) from Maranhão Basin (collected near 10°S 47°W and 7°S 43°W) have been investigated giving an average age of 127 m. a. (Lower Cretaceous) [CORDANI 1969].

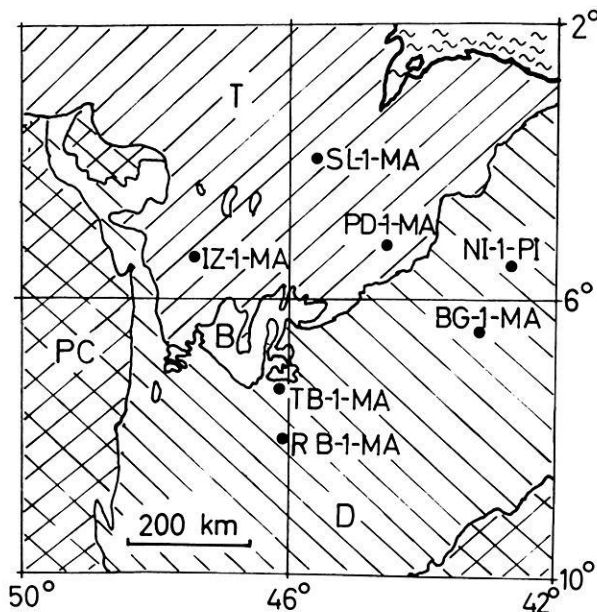


Fig. 3: Geological environment of Maranhão Basin and location of wells.

- PC = Pre-Cambrian basement rocks,
- D = Pre-volcanic sedimentary rocks,
- B = Basalt flows,
- T = Post-volcanic sedimentary rocks.

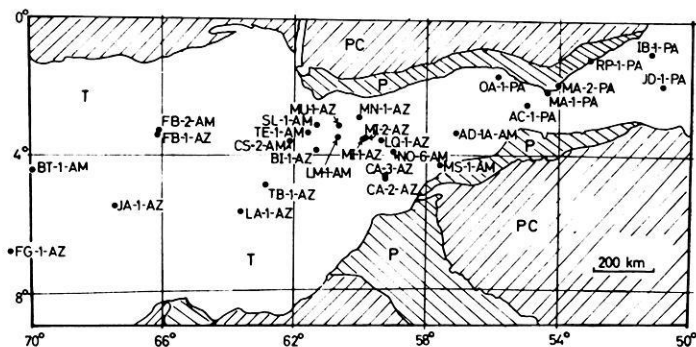


Fig. 4: Geology of Amazon Basin and locations of wells.

- PC = Pre-Cambrian basement rocks,
- P = Permian and Pre-Permian sedimentary rocks,
- T = Tertiary and younger sedimentary rocks.

The age of 4 "diabase" core samples from the Amazon Basin has been measured by CORDANI [1967]. Locality (see table 3 or Fig. 4) depth and age are as follows:

LA-1-AZ	614 m depth	170 and 182 m. a.
IB-1-PA	584 m depth	171 m. a.
AM-7-AM (near 3°S 60°W)	580 m depth	202 m. a.
FG-1-AZ	1740 m depth	293 m. a.

The last sample indicates a Late Carboniferous or Early Permian age. The three samples from about 600 m depth have an average age of 181 m. a. (Upper Triassic or Lower Jurassic).

Measurements and classification

Measurements were done with a fluxgate magnetometer (Förstersonde) on the cylindrical core samples (diameter 4 to 9 cm, length from a few centimeters to about 25 cm). Natural remanent magnetization and susceptibility were determined (The susceptibility in a field of about 0,3 Oe). As the samples were only orientated with respect to their vertical axis only the inclination of magnetization could be determined. The results of the measurements are listed in table 1, 2 and 3 for core samples from the Paraná, Maranhão and Amazon Basin, respectively.

Table 1: Magnetization of core samples from Paraná Basin

1 Location	2 Core No.	3 Depth (m)	4 <i>N</i>	5 <i>i</i> °	6 <i>J_r</i> (γ)	7 <i>k</i> · 10 ⁴	8 <i>Q</i>
AL-1-RS 29°49'S 55°46'W 84 m	22D	1906,8	1	-58	150	22	2,9
AP-1-PR 23°29'S 51°13'W 823 m	1B	235,5	4	+11,8	200	35	2,4
	2B	652,5	4	-42	270	22	5,3
	3B	1132,5	7	+14,9	160	29	2,4
	7D	1633,7	4	-47,7	160	52	1,2
CA-1-PR 24°32'S 51°23'W 482 m	10D	2285,2	10	-76,1	140	54	1,1
	23D	1960	4	-65,7	230	46	2,1
	32D	2782,5	1	-41	320	60	1,1

Column 1 = denotation of the well, its location and altitude; column 2 = number of the core (a letter "B" indicates that the core is composed of "basalt", a "D" of diabase); column 3 = depth of the top of the core; column 4 = number of samples from the core measured; column 5 = averaged inclination *i* of remanent magnetization (a negative sign denotes normal magnetization, a plus sign reversed magnetization, no sign indicates an uncertain orientation of the core); column 6 = intensity of natural remanent magnetization *J_r* in γ (1 γ = 10⁻⁵ Gauss); column 7 = susceptibility *k*; column 8 = *Q*-ratio (remanent magnetization divided by induced magnetization for an inducing field of 0.25 Oe).

1	2	3	4	5	6	7	8
CA-1-SC 26°52'S 50°50'W 1103 m	1B	104,8	{ 4	-40,1	1550	8	> 20
			{ 7	-43,5	180	8	30
	2B	213,5	12	-39,3	510	4,8	> 20
	3B	256,6	8	-46,2	150	25	2,7
	6B	457	2	-74	70	8	1,5
CG-1-MT 20°27'S 54°37'W 510 m	1B	107,0	5	+26,2	100	20	2,3
	2B	145,0	6	+30,5	200	26	3,3
CM-1-PR 27°07'S 30°52'W 637 m	1B	211	3	-51,1	270	63	1,4
	2B	571	13	-46,8	170	21	3,5
CP-1-SP 23°24'S 48°28'W 685 m	47D	1290,8	2	-46,2	430	32	5,4
	48/49D	1304,8	2	-51,3	950	56	6,4
DO-1-MT 22°20'S 54°53'W 384 m	1B	132	3	-44,5	40	9	1,8
	2B	222,2	10	-36,0	180	20	4,1
	3B	297,1	13	+21,6	420	12	22
DO-3-MT 22°20'S 54°53'W 380 m	1B	337,5	3	+16	110	1,7	15
	5D	938	4	+41,1	330	47	3
	22D	2224,7	1	-45	310	39	3,2
IT-1-RS 29°01'S 54°59'W 360 m	surface B	0	3	+43,4	40	13	2,4
	3B	134,6	7	-30,8	70	22	1,3
	4B	148	1	?	50	35	0,5
	7B	345	7	+44	40	26	0,6
	8B	358	19	+40,5	80	8,4	4,6
JA-1-GO 17°49'S 51°47'W 595 m	1B	68	6	-54,4	630	66	5,2
	32D	1799,2	2	-14,6	900	36	9,5
LS-1-PR 25°24'S 52°25'W 842 m	1B	109,8	4	-53,9	380	39	3,8
	2B	372	21	+34,2	290	30	4
	3B	704	10	-54,4	230	27	3,5
	16D	2358,8	7	-76,2	50	11	2,1
MR-1-RS 27°32'S 51°56'W 372 m	1B	116	1	51	500	29	7
			{ 6	6,5	20	4,2	2
	2B	211,5	{ 12	+22,6	33	5,3	3,4
			{ 2	68,5	26	10	0,9
	3B	341,5	15	-41,7	17	1,9	4,2
	13D	1444,2	3	-71,7	890	40	10
MO-1-PR 24°22'S 50°52'W 834 m	21D	1913,8	1	-42	400	26	6
OL-1-SP 20°41'S 48°56'W 499 m	1B	75	8	-41,2	130	12	5

1	2	3	4	5	6	7	8
PE-1-SP	1B	104	5	27,1	610	27	10
21°45'S 52°06'W	2B	925	14	-46,7	850	29	16
262 m	3B	945	11	-19,2	810	24	17
	4B	1135	4	-59,5	110	25	1,8
	5B	1237,2	4	+35,4	480	50	4,2
	6B	1318,9	3	+47,1	270	14	7,7
	7B	1409	3	+16,9	220	13	6,8
	8B	1475	3	+29,6	80	2,7	18
	9B	1595	3	+16,2	100	12	3,4
	21D	2443,5	2	-48	220	30	3,1
	23D	2554,2	2	-70	260	47	2,3
	29D	3010,7	7	-65,5	40	0,8	>20
PG-1-SP	5D	490,3	3	-40	1750	36	22
22°33'S 47°39'W	6D	587,3	10	-51,3	940	51	7,9
637 m							
PP-1-SP	1B	133	4	+52,4	65	57	0,4
22°25'S 50°35'W	2B	295,9	4	-43,7	420	80	1,9
474 m	3B	510,3	3	-76,4	330	44	3,5
	4B	820	20	-27,5	500	20	10
PU-1-SC	25D	1991,3	2	-55	290	35	3,2
26°16'S 51°03'W						33	
754 m							
QT-1-PR	9D	1384,6	2	-51	700	31	8,9
23°37'S 49°57'W							
530 m							
RC-1-PR	18D	1737	4	15,2	180	24	3,2
26°01'S 50°42'W							
810 m							
RI-1-RS	1B	32	3	59,5	120	26	2
28°18'S 55°03'W	2B	168	3	-40	100	10	4
155 m	11D	1490	3	-42,6	80	9	4,4
RP-1-MT	1B	178	2	-24,3	240	11	8,9
20°25'S 53°57'W	21D	3035,8	5	-39,7	400	57	2,7
417 m	23D	3254	4	-48,5	170	45	1,6
SD-1-MT	1B	134,2	31	+25,8	350	26	5,5
21°53'S 53°52'W	2B	168,1	33	+20,5	170	7	13
281 m	6D	1451,6	4	-68,4	170	58	1,2
SJ-1-PR	1D	115,8	11	-42,4	270	38	4,1
23°17'S 50°39'W	9D	826,6	2	-43	20	24	0,4
1047 m							
TG-1-SC	1B	120	19	-57,4	600	25	11
27°05'S 51°15'W	2B	252,1	12	-42,3	230	23	4,2
644 m	19D	1459	1	-72	170	26	2,7

1	2	3	4	5	6	7	8
TO-1-RS	1B	141,3	2	-64	440	33	5,9
29°20'S 49°48'W	10D	683,2	6	-62,8	54	5	5,8
28 m							
TP-1-SC	1B	99,5	9	-50,5	570	45	5,4
26°42'S 51°26'W	2B	{ 125,0	4	-47,8	220	64	1,4
1292 m	3B	{ 125,8	2	-31	800	58	5,6
	4B	150	1	-65	110	63	0,7
	5B	164	1	-32	100	29	1,3
	6B	175	3	-44,8	200	1	20
	7B	668	14	-33	340	12	20
		707,1	2	+51	250	~0	> 20
TV-1-SC	1B	280	2	-42	400	36	4,6
26°44'S 51°19'W							
1075 m							
TV-2-SC	78D	2963,5	5	-43,9	120	15	3,1
26°44'S 51°19'W							
1073 m							

Table 2: Magnetization of core samples from Maranhão Basin

1	2	3	4	5	6	7	8
Location	Core No.	Depth (m)	N	i°	$J_r (\gamma)$	$k \cdot 10^4$	Q
BG-1-MA	25D	1160	1	-42	50	9	2
6°26' S 43°09' W							
263 m							
IZ-1-MA	1B	87,2	3	-30,9	80	17	1,9
5°31' S 47°30' W	5B	140,4	8	-31,8	150	16	3,1
119 m							
TB-1-MA	20D	1002,5	7	+ 7	10	2	1,7
7°23' S 46°07' W	21D	1041	2	+ 8	130	25	1,7
303 m							
NI-1-PI	9D	2140,6	1	- 9	670	57	4
5°36' S 42°35' W	13D	2223,2	2	+ 7	230	40	2
164 m							
PD-1-MA	27D	2054,9	3	13	390	40	3,6
5°20' S 44°33' W	31D	2302	2	0	340	47	2,4
143 m							
RB-1-MA	56D	1816,3	2	7	130	67	0,7
8°03' S 46°05' W							
578 m							
SL-1-MA	52D	1754	2	+49,1	170	20	2,7
4°00' S 45°39' W							
51 m							

Legend see table 1; Q -ratio for an inducing field of 0.3 Oe.

Table 3: Magnetization of core samples from Amazon Basin

1 Location	2 Core No.	3 Depth (m)	4 N	5 i°	6 $J_r (\gamma)$	7 $k \cdot 10^4$	8 Q
AC-1-PA 2°30' S 55° W 20 m	220D	1091,8	1	4,2	150	36	1,6
	223D	1116	1				
	224D	1117	1				
	225D	1118	1				
	226D	1142	1				
	339D	2256	4	-14,7	500	60	3
	340D	2257	2				
	396D	2949	5				
AD-1A-AM 3°18' S 57°05' W 55 m	7D	798,6	8	+24,2	90	35	0,9
	8D	846,3	7	- 8	170	36	1,6
	16D	1255,7	1	+39	360	137	0,9
BI-1-AZ 3°54' S 61°23' W 40 m	1D	582,2	8	-54,4	130	44	1
BT-1-AM 4°24' S 69°57' W 80 m	6D	728,3	8	-32,6	50	22	0,7
	7D	794,0	5	-28,2	40	30	0,5
	10D	837,1	10	-28,8	40	23	0,6
CA-2-AZ 4°49' S 59°15' W 0 m	1D	252,3	3	+25,0	100	34	0,9
	2D	334	8				
CA-3-AZ 4°43' S 59°13' W 7 m	6D	663	6	+21,3	250	65	1,3
	8D	773	5	12,4	240	40	1,9
CS-2-AM 3°49' S 62°07' W 37 m	2D	450,3	5	-23,8	45	18	0,8
	3D	519,8	10	-35,3	70	19	1,4
FB-1-AZ 3°31' S 66°05' W 73 m	18D	1123,5	3	51,5	40	21	0,7
	30D	1775,6	1	28,7	260	45	1,9
	32D	1804,5	6	+76,9	380	56	2,5
	33D	1825,7	6	+73,8	410	39	3,7
FB-2-AM 3°17' S 66°02' W 57 m	14D	1287,7	3	14,3	54	89	0,2
FG-1-AZ 6°48' S 70° 38' W 148 m	9D	1740,1	7	+48,8	90	7	4,2
	10D	1768,1	9	+41,7	400	6	10
	11D	1840,1	5	+82,1	110	19	1,8
	13D	1980,6	5	+72,3	90	23	2,2
IB-1-PA 0°57' S 51°13' W 4 m	2D	538,9	4	40	90	22	1,3

Legend see table 1; Q -ratio for an inducing field of 0.3 Oe.

	1	2	3	4	5	6	7	8
JA-1-AZ 5°30' S 67°28' W 3 m		1D 2D 15D	635,9 763,5 1381,9	10 10 5	41,5 +50 +71,3	170 120 100	34 22 20	1,7 1,8 1,6
JD-1-PA 1°57' S 50°25' W 5 m		24D	1290,6	4	68,4	230	4	> 20
LA-1-AZ 5°42' S 63°42' W 58 m		13D	613,5	2	+29	60	24	0,8
LM-1-AM 3°31' S 60°35' W 26 m		1D 23D	457,6 1247,5	4 1	8 58,3	120 140	110 23	0,3 2
LQ-1-AZ 3°38' S 59°22' W 21 m		5D	1665,1	2	70	120	13	3,7
MA-1-PA 2°07' S 54°20' W 20 m		31D 38D 40D	2528,2 2840 2883	5 3 5	+46,5 — 8	130 200	40 42	1 1,6
MA-2-PA 1°53' S 54°01' W 19 m		11D	1750,2	2	+39	110	23	1,5
MI-1-AZ 3°38' S 59°52' W 27 m		1D 2D	350,7 661,3	2 5	65 -63,1	150 800	24 140	2,2 2
MN-1-AZ 2°53' S 60°01' W 90 m		1D 2D	337 340,5	} 8	8	150	54	1
MS-1-AM 4°19' S 57°36' W 23 m		1D 2D	236,8 426,9	5 2	-19,3 -33	23 64	10 33	0,8 0,7
MU-1-AZ 3°17' S 60°35' W 30 m		1D	276,1	5	- 9,3	140	33	1,4
NO-6-AZ 3°54' S 59°06' W 39 m		7D	855,1	5	+10,8	210	31	2,2
OA-1-PA 1°44' S 55°54' W 31 m		2D	382,6	6	+53,5	120	21	1,8
RP-1-PA 1°07' S 53°03' W 9 m		6D	1239,7	1	9	10	4	1

	1	2	3	4	5	6	7	8
SL-1-AM 3°05' S 61°26' W 29 m		7D 29D 30D	444,5 1827,0 1870,8	6 9	+19,1 +32	55 160	20 31	0,9 1,9
TB-1-AZ 4°55' S 62°50' W 50 m		2D	643	2	- 8	220	70	1
TE-1-AM 3°21' S 61°41' W 50 m		1D 4D 5D	493,5 857 996	9 8 1	-18,5 -55,6 70	60 100 100	18 33 50	1 1 0,7

The measurements listed in table 1 for the Paraná Basin are plotted in Fig. 5 for "basalt" cores and in Fig. 6 for "diabase" cores. The measurements listed in table 3 (Amazon Basin) are plotted in Fig. 7.

The results for the Paraná Basin (table 1) have been classified into 3 categories, viz. normal "basalts" reversed "basalts", and all "diabases" (only one "diabase" core was reversely magnetized, orientation of one core was uncertain). Averaged values are listed in table 4. For comparison the results from surface samples from Paraná Basin according to CREER [1962] are listed in table 5.

Averaged values for the Maranhão Basin (table 2) and for the Amazon Basin (table 3) are given in tables 6 and 7, respectively. In table 7 results have been classified in groups of core samples from depths above 1000 meters and below 1000 meters (In the latter group samples with $i < 20^\circ$ have been omitted). This classification was used because the inclination is significantly higher for most core samples from below 1000 m depth than for those from above 1000 m depth (see Fig. 7). See also next chapter.

Because of the experimental conditions it was not possible to "clean" the samples by treatment in an alternating magnetic field. (All measurements were done by the author in Petrobrás laboratories where the cores have been stored. A demagnetization apparatus was not available.) Therefore it may be possible that some of the rocks have acquired a viscous magnetization which masks the direction of the original thermoremanent magnetization. It is known however that regarding the mean value of direction of magnetization of many samples the influence of the viscous magnetization on the direction of the original thermoremanent magnetization is averaged out [SCHULT 1963]. Similar results were obtained by CREER [1962] for surface samples from the Paraná Basin who obtained changes in inclination of less than $2,5^\circ$ by "cleaning".

Discussion and conclusion

No significant variation of the intensity of magnetization J_r , Q -ratio or susceptibility k with depth could be detected (see Fig. 4—6). However some dependence of inclination of magnetization from depth may be there and also some discrepancy

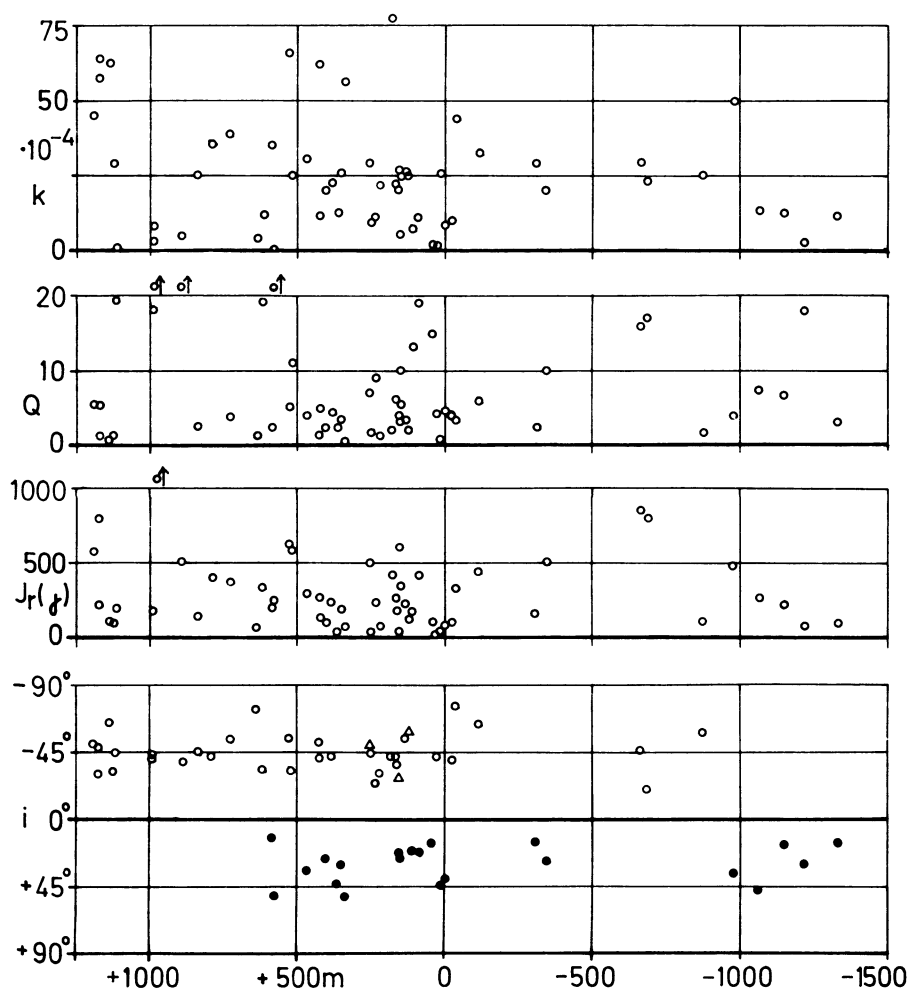


Fig. 5: Inclination i and intensity J_r of natural remanent magnetization, susceptibility k and Q -ratio for "basalt" core samples from Paraná Basin (as listed in table 1) versus altitude from sea level.

△ denotes uncertain orientation of core.

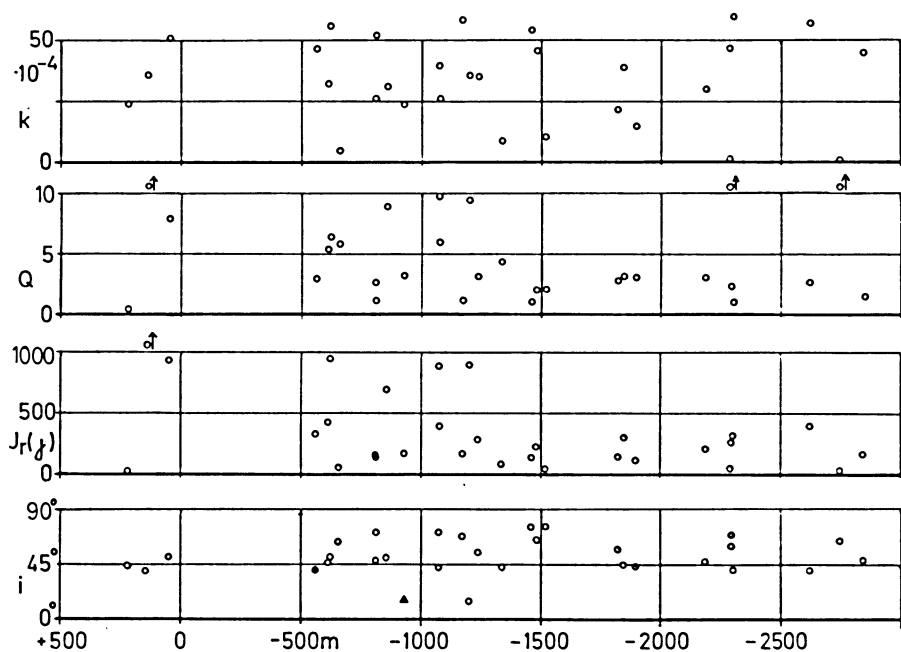


Fig. 6: As Fig. 5 for "diabase" core samples from Paraná Basin. The meaning of symbols for the inclinations is:

- = normally magnetized cores,
- = reversely magnetized cores,
- △ = orientation of the core is uncertain.

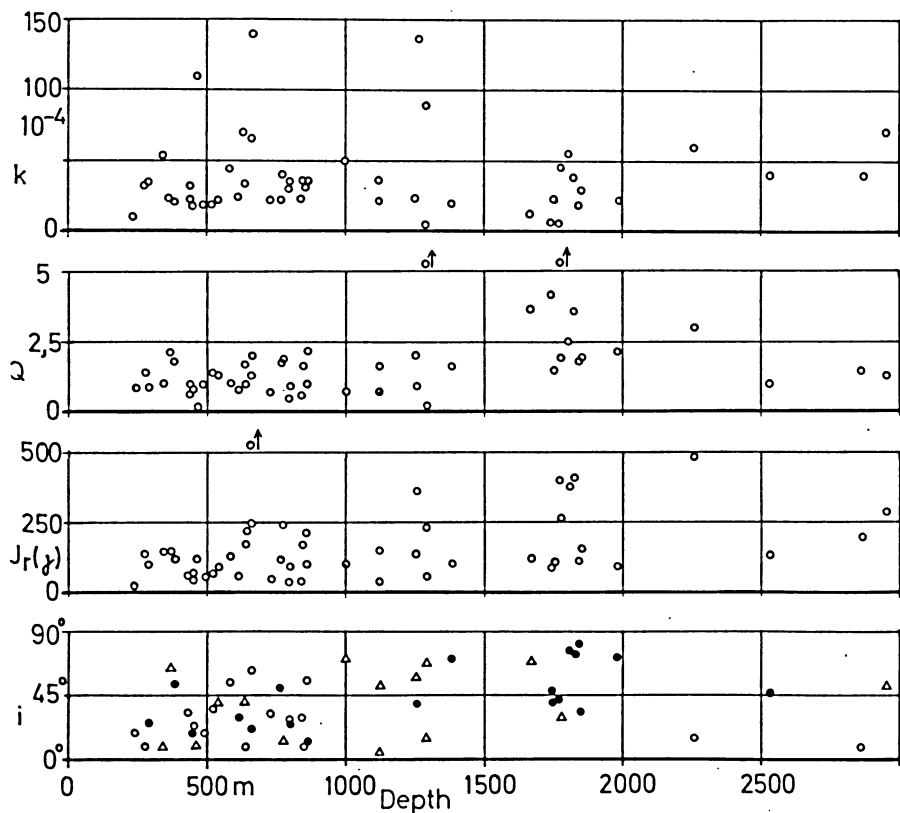


Fig. 7: Inclination i and intensity J_r of magnetization, susceptibility k and Q -ratio for "diabase" core samples from Amazon Basin (as listed in table 3) versus depth from the surface. The meaning of symbols for the inclinations is:

- = normally magnetized cores,
- = reversely magnetized cores,
- △ = orientation of the core is uncertain.

Table 4: Average values for core samples from Paraná Basin

	N	i	m_i	J_r	$k \cdot 10^4$	Q
Normal "basalts" (3 uncertain)	37	-45,8°	2,4°			
Reversed "basalts"	21	+29,5°	2,7°			
All "basalts"	58	39,9°	2,1°	290 γ	26	8,9
All "diabases" 29 normal 1 reversed 1 uncertain	31	51,5°	2,8°	370 γ	33	5,8

m_i is the angle in degrees equivalent to the standard error of a Gaussian distribution.

Table 5: Average values for surface samples from Paraná Basin according to Creer (1962)

	N	i	m_i	D	J_r	$k \cdot 10^4$
Normal "basalts"	14	-41,8°	3,1°	342°		
Reversed "basalts"	20	+36,6°	4,2°	170°		
All "basalts"	34	38,8°	2,7°	351°	960 γ	20
Normal "diabases"	23	-33,8°	5,2°	342°		
Reversed "diabases"	17	+37,1°	6,0°	167°		
all "diabases"	40	36,9°	4,6°	343°	2100 γ	70
all "basalts" and "diabases"	74	37,9°	2,8°	347°		

D = Declination

Table 6: Average values for core samples from Maranhão Basin

	N	i	m_i	J_r	$k \cdot 10^4$	Q
All "basalts" and "diabases"	11	18,6°	5°	210 γ	30	1,8

Table 7: Average values for core samples from Amazon Basin

	N	i	m_i	J_r	$k \cdot 10^4$	Q
All "diabases" above 1000 m depth	28	29,4°	3,4°	140 γ	42	1,2
All "diabases" below 1000 m depth and $i > 20^\circ$	18	56,8°	3,9°	180 γ	37	2,3

between surface samples and core samples from the Paraná Basin. The following points are noted:

1) All core "basalt" samples from the Paraná Basin taken from above + 600 m altitude (from sea level) are normally magnetized. Normally and reversely magnetized cores came from altitudes between + 600 and 0 m. Below sea level alternately normally and reversely magnetized cores were found (Fig. 5). This alternating polarity of magnetization is only found in plots versus altitude but not in plots versus depth.

2) Averaged inclination for "basalt" core samples and surface samples seems to be the same (table 4 and 5).

3) Most "diabase" core samples from the Paraná Basin are normally magnetized (29 normal, 1 reversed, 1 uncertain) whereas more than one third of the surface samples are reversely magnetized (23 normal, 17 reversed) (see Fig. 6, table 4 and 5). The differences between the averaged inclination of "diabase" core samples and "diabase" samples taken from surface outcrops ($51,5^\circ$ and $36,9^\circ$ respectively) are considered to be significant as well as the difference of the averaged inclination of "diabase" and "basalt" core samples ($51,5^\circ$ and $39,9^\circ$).—The differences in the directions of magnetization noted may be explained by differences in age but this does not agree with radiometric age datings [CORDANI et al. 1967].

4) Intensity of magnetization and susceptibility (only for "diabases") is much higher for surface samples than for deep core samples from Paraná Basin (table 4 and 5). This may be due to weathering.

5) Core samples from Amazon Basin, classified into groups from below and above 1000 m depth, have significant different inclinations of magnetization (see table 7 and Fig. 7). Samples from below 1000 m have, significant higher inclination (except a few samples with very low inclination) than samples from above 1000 m. This can be explained by large differences in age of these sample groups which was found by radiometric age measurements (see chapter Geology). Therefore a Late Carboniferous or Early Permian age is assumed for the majority of the samples from below 1000 m depth (except those samples with an inclination less than 20° or so) and Upper Triassic or Lower Jurassic age for the majority of the samples from above 1000 m depth. This means that the volcanic activity in the Amazon Basin took place in two periods of time. The "diabase" intruded first into a lower level of the sedimentary rocks and then after a period of inactivity mostly into a higher level.—Another indication for the Late Carboniferous or Early Permian age of the deeper samples is the lack of normally magnetized samples in this groups. The mean direction of remanent magnetization of rocks formed in the time range of uppermost Carboniferous to uppermost Permian are characterized by reversed polarity all over the world [IRVING 1964].—The samples from below 1000 m depth with low inclination of magnetization may have the same age as samples from above 1000 m depth.

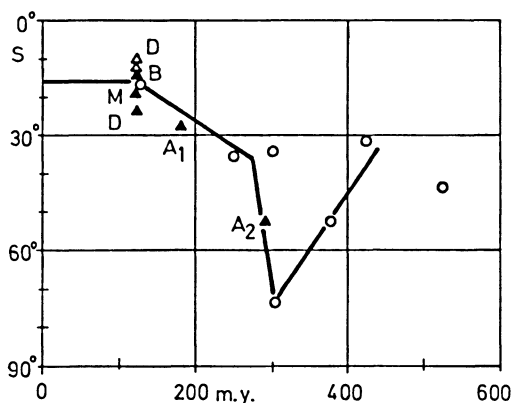


Fig. 8: Change of geomagnetic palaeolatitude of Brasilia (16° S 48° W).

- △ D, B = "diabase" or "basalt" surface samples from Paraná Basin according to CREER [1962].
- = sedimentary rocks from South America [CREER 1965].
- ▲ D, B = "diabase" or "basalt" core samples from Paraná Basin, present work.
- ▲ M = basaltic core samples from Maranhão Basin, present work.
- ▲ A₁ = "diabase" core samples from Amazon Basin from above 1000 m depth, present work.
- ▲ A₂ = "diabase" core samples from Amazon Basin from below 1000 m depth, present work.

Assuming a dipol field for the earth's magnetic field the magnetic palaeolatitude can be calculated from the inclination of magnetization. The palaeolatitude was calculated for Brasilia (16° S 48° W) under the assumption that the declination of the direction of magnetization was not far from 0° (or 180°) in former times. This condition is sufficiently satisfied for South America up to Permian age [CREER 1965]. The change of magnetic palaeolatitude for Brasilia with geological time is illustrated in Fig. 8. Results of the present work are plotted together with those of CREER [1965]. Going back in time the magnetic palaeolatitude of Brasilia increased from its present value of about 16° S to about 50° S in the Permian, 70° S in the Carboniferous and then decreased again during Lower Palaeozoic.

Acknowledgements

I am grateful to Petrobrás (Petroleo Brasileiro S.A.) for giving me the possibility to carry out the measurements of the core samples in Petrobrás laboratories in Ponta Grossa/Paraná and Belém/Pará. I am indebted to following members of the Petrobrás staff (Departamento de Exploração et Produção) for their help: In Rio de Janeiro: Dr. Ramos da SILVA and Dr. Helio PEREIRA. In Ponta Grossa/Paraná: Eng. Adriano

NUMES RAMOS, Dr. Rodi AVILA MEDEIROS, and Dr. Antônio THOMÁS. In Belém/Pará: Dr. Otavio B. Carvalho de MELO, Dr. J. Bosco Ponciano GOMES, Carlos A. C. ANDRADE, Heraldo Pinto PAMPLONA, and René RODRIGUES.

I thank for many stimulating discussions Dr. U. CORDANI and Prof. V. LEINZ (Departamento de Geologia et Paleontologia, Universidade de São Paulo), Prof. W. KEGEL and Dr. Evaristo P. SCORZA (Divisão de Geologia e Mineralogia, Rio de Janeiro).

I thank Prof. G. BISCHOFF, Berlin, for his advice and help. It is a pleasure to acknowledge the enthusiastic interest of Prof. G. ANGENHEISTER whose support as director of the Institut für Angewandte Geophysik, München, has made this research possible.

The financial support of the Deutsche Forschungsgemeinschaft is gratefully acknowledged.

References

- AMARAL, G., U. G. CORDANI, K. KAWASHITA, and J. H. REYNOLDS: Potassium-argon dates of basaltic rocks from Southern Brazil. *Geoch. et Cosmoch. Acta* 30, 159—189, 1966
- BIGARELLA, J. J., and R. SALAMUNI: Some palaeographic and palaeotectonic features of the Paraná Basin. From: *Problems in Brazilian Gondwana Geology*. Edited by J. J. Bigarella, R. D. BECKER, and I. D. PINTO. Curitiba: 1967.
- BISCHOFF, G.: Stratigraphie, Tektonik und Magmatismus des Perms und Mesozoikums im Gebiet von Jacarezinho (Nordparaná). *Beiträge zur Geologie von Brasilien*. Beihefte zum *Geol. Jb.* 25, 81—103, 1957
- CORDANI, U. G.: Personal written communication to Petrobrás, 1967
- : Idade do vulcanismo no Oceano Atlântico Sul. *Bol. Fac. Fil. Ci. Letras da Univ. São Paulo* (to be published 1969)
- CORDANI, U. G., and P. VANDOROS: Basaltic rocks of the Paraná Basin. From: *Problems in Brazilian Gondwana Geology*. Edited by J. J. Bigarella, R. D. Becker and I. D. Pinto. Curitiba: 1967
- CREER, K. M.: The palaeomagnetism of the Serra Geral Formation. *Geophys. J.* 7, 1—22, 1962
- : Palaeomagnetic data for the Gondwanic continents. *Phil. Trans. Royal Soc. A.* 258, 27—40, 1965
- CREER, K. M., J. A. MILLER, and A. G. SMITH: Radiometric age of the Serra Geral Formation. *Nature* 207, 282—283, 1965
- IRVING, E.: *Palaeomagnetism*. New York: John Wiley and Sons 1964
- LEINZ, V.: Contribuição à Geologia dos derrames basálticos do Sul do Brazil. *Bol. Univ. São Paulo, Fac. Fil. Ci. Letras* 103 *Geol.* 5, 1949
- LEINZ, V., A. BARTORELLI, G. R. SADOWSKI, and C. A. L. ISOTTA: Sôbre o comportamento espacial do trapp basáltico da bacia do Paraná. *Bol. Soc. Bras. Geol.* 15, 79—91, 1966

- MCDUGALL, I., and N. RUEGG: Potassium-argon dates on the Serra Geral formation of South America. *Geochim. Cosmochim. Acta* 30, 191—195, 1966
- MELFI, A. J.: Potassium-argon ages for core samples of basaltic rocks from Southern Brazil. *Geochim. Cosmochim. Acta* 31, 1079—1089, 1967
- MESNER, J. C., and L. C. P. WOOLDRIDGE: Maranhão Palaeozoic Basin and Cretaceous coastal basins, North Brazil. *Bull. Amer. Assoc. Petrol. Geol.* 48, 1475—1512, 1964
- SANFORD, R. M., and F. W. LANGE: Basin study approach for oil evaluation of Paraná miogeosyncline of South Brazil. *Bull. Am. Assoc. Petrol. Geol.* 44, 1316—1370, 1960
- SCHULT, A.: Über die Magnetisierung der Basaltvorkommen in der Umgebung von Göttingen. *Z. Geophys.* 29, 1—20, 1963
- VANDOROS, P., N. R. RUEGG, and U. G. CORDANI: On potassium-argon age measurements of basaltic rocks from Southern Brazil. *Earth Planetary Sci. Let.* 1, 449—452, 1966
- VOLLBRECHT, K.: Die Diabasvorkommen des Amazonasgebietes und das Problem des Intrusionsmechanismus. *Geol. Rundschau* 53, 686—706, 1964

Crustal structure of the East African Rift System from spectral response ratios of long-period body waves¹⁾

By K.-P. BONJER²⁾, K. FUCHS²⁾ and J. WOHLBERG³⁾

Eingegangen am 16. Dezember 1969

Summary: Crustal response ratios within the East African Rift System are determined by spectral analysis of long-period body waves from two Hindu Kush earthquakes observed at the stations Addis Ababa, Nairobi and Lwiro. These experimental data are compared with theoretical response ratios of crustal models previously used in this region. A number of them must be rejected.

The travel time through the crust at LWI (Eastern Congo) is found to be shorter than at NAI (Kenya) and AAE (Ethiopia). From the derived crustal travel time, we can split up the travel time anomaly given by the 1968 Tables into a part associated with the crustal and another part associated with upper mantle structure. The existence of an intermediate high-speed layer in the lower crust is concordant with the experimental crustal response ratios.

An estimate of crustal structure in the East African Rift System and differences of the crust at the three stations are discussed. Instead of truncated transfer ratios, the signal dependent truncated response ratios are used which are in a wide range insensitive to the dominant period of the incident signal.

Zusammenfassung: Krusten-Antwort-Quotienten werden für das Ostafrikanische Riftsystem durch Spektralanalyse der langperiodischen Raumwellen von zwei Hindukusch-Erdbeben bestimmt, die an den Stationen Addis Abeba, Nairobi und Lwiro aufgezeichnet worden sind. Diese experimentellen Daten werden mit den theoretischen Antwort-Quotienten der Krusten-Modelle, die bisher in diesem Gebiet verwendet worden sind, verglichen. Einige sind zu verwerfen.

Die Laufzeit durch die Kruste bei LWI (Östl. Kongo) ist kürzer als bei NAI (Kenia) und AAE (Äthiopien). Aus der abgeleiteten Krusten-Durchlaufzeit kann die den 1968-Tabellen zu entnehmende Laufzeitanomalie in zwei Teile aufgespalten und der Krusten- bzw. Oberen-Mantel-Struktur zugeordnet werden. Die Existenz einer Zwischenschicht mit hoher Geschwindigkeit im unteren Teil der Kruste ist in Übereinstimmung mit den experimentellen Krusten-Antwort-Quotienten.

Die für das Ostafrikanische Riftsystem abgeschätzte Krustenstruktur und Unterschiede der Kruste unter den drei Stationen werden diskutiert. Statt zeitbegrenzter Übertragungsquotienten werden die signalabhängigen, zeitbegrenzten Antwort-Quotienten benutzt, die in einem weiten Bereich unabhängig von der dominierenden Periode des einfallenden Signales sind.

¹⁾ Contribution No. 46, Geophysical Institute, University Karlsruhe

²⁾ K.-P. BONJER u. K. FUCHS, Geophysikalisches Institut, Universität Karlsruhe, D 75 Karlsruhe, Hertzstr. 16

³⁾ J. WOHLBERG, University College Nairobi, P.O. Box 30197, Nairobi, Kenya

The crustal structure of the East African Rift System has been investigated with crustal response ratios of long-period body waves. The most important results are:

An estimate of the average travel time through the crust for *P*- and *S*-waves is 6.6 and 10.7 sec, respectively, for a *P*-wave incident under 30° at the crust-mantle boundary.

The travel time through the crust at Lwiro (LWI), Eastern Congo, is shorter than at Nairobi (NAI), Kenya, and Addis Ababa (AAE), Ethiopia.

From the derived crustal travel time, we can split up the travel time anomaly given by HERRIN and TAGGART [1968] into a part associated with the crustal and another part associated with the upper mantle structure.

The existence of an intermediate high-speed layer in the lower crust is concordant with the experimental crustal response ratios.

The area under investigation is shown in Figure 1. The three stations LWI, NAI, AAE embrace the East African Rift System. LWI is located in the Western Rift, NAI in the Eastern Rift and AAE in the northern part of the Great Rift Valley. In this area, a number of crustal models have been established by other seismic methods. The consistency of these models with the experimentally determined crustal response ratios will be discussed.

Incorporating all available information on crustal structure, we have constructed new models by matching observed and computed response ratios. Implications of the present study on the crust and upper mantle structure in the East African Rift System will be pointed out at the end of the paper.

Crustal Response Ratio

The method of crustal investigations by spectral transfer ratios of long-period body waves, proposed and first applied by PHINNEY [1964], has since been used by several authors [HANNON 1964; FERNANDEZ 1965; LEBLANC 1967; BONJER, FUCHS 1969] as an additional source of information on crustal structure. The method is based on the comparison of experimentally derived and theoretically computed long-period spectral transfer ratios.

We have to comment briefly on the notion of the theoretical response ratio which is a generalization of the transfer ratio (a detailed discussion is in preparation). For some reason, one may be forced to use such short time windows that a non-negligible part of reverberating energy falls outside the window.

Then the truncated transfer ratio is no longer independent of the source signal [LEBLANC 1966]. However, it can be shown by numerical experiments that, although signal-dependent, the ratio is relatively insensitive to small variations of the dominant period of the incident signal. For this signal-dependent truncated transfer ratio, we prefer the term "truncated spectral response ratio". For brevity, we shall use the short form "response ratio" throughout this paper. It is our experience that a rough estimate of the source signal as viewed through the recording instrument is sufficient. In this study, we use a signal with a dominant period of 10 sec.

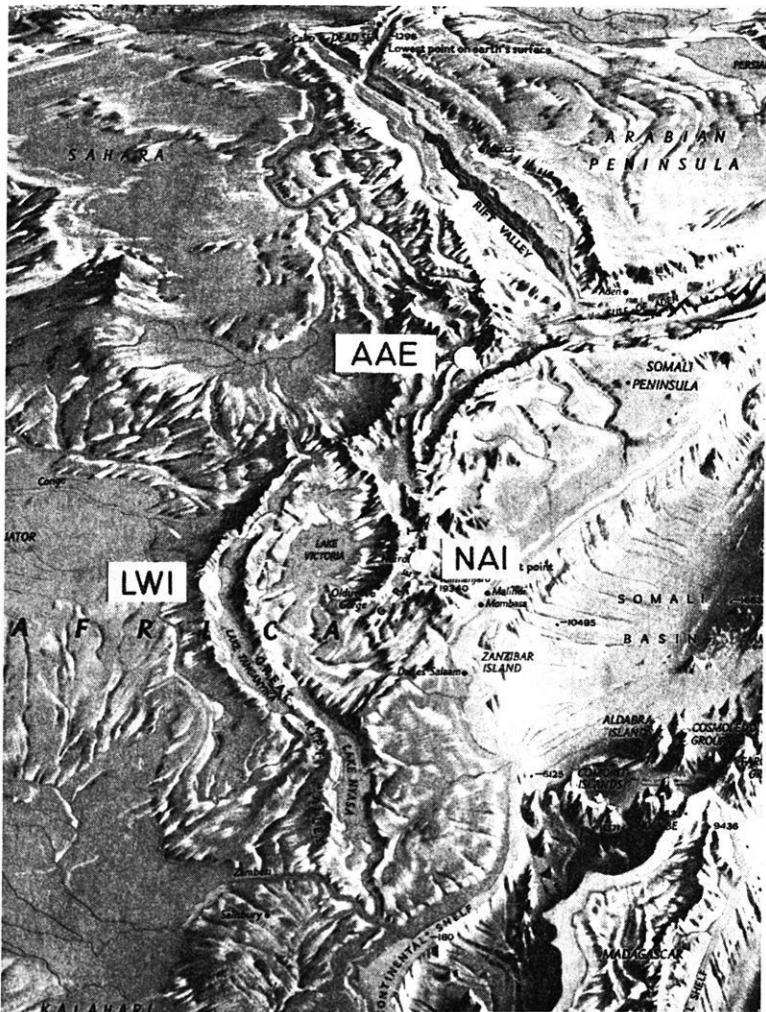


Fig. 1: Location of the three long-period stations AAE (Addis Ababa), NAI (Nairobi), and LWI (Lwiro) in the East African Rift System.

The basis for the application of the THOMSON-HASKELL matrix method—which is needed for the computation of the theoretical ratios—may be violated to a certain extent within the area under investigation. However, for the present, we assume that within a 40 sec window the secondary waves generated by the deviation from the horizontally layered crust are negligible compared to the reverberations caused by vertical interference.

Experimental Data

For our study, we have used the recordings of two deep focus Hindu Kush earthquakes as listed in Table 1. The recordings of the vertical component at the three stations LWI, NAI and AAE are shown in Figure 2. In addition, the horizontal

Table 1: Deep Focus Hindu Kush Earthquakes

Date	T_0	Long.	Lat.	Depth	Mag.
28 January 1964	14:09:17.1	70.° 9 E	36.° 5 N	207 km	6.1
06 June 1966	7:46:16.2	71.° 2 E	36.° 3 N	225 km	6.3

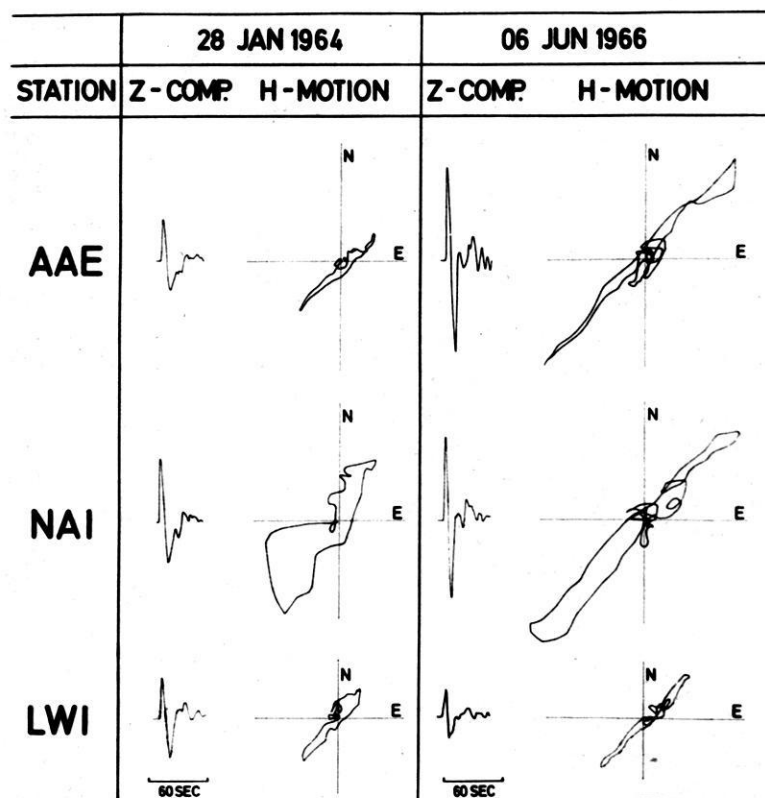


Fig. 2: Vertical components and horizontal motions recorded by the long-period instruments at the three stations AAE, NAI and LWI from two deep focus Hindu Kush earthquakes.

motion is displayed within the 40 sec hamming window. This time window had to be applied to exclude unexplained phases with different polarisation. Within this window, the horizontal motion is almost linearly polarized. Long-period noise at NAI does not affect the reproducibility of the ratios in the frequency range of interest.

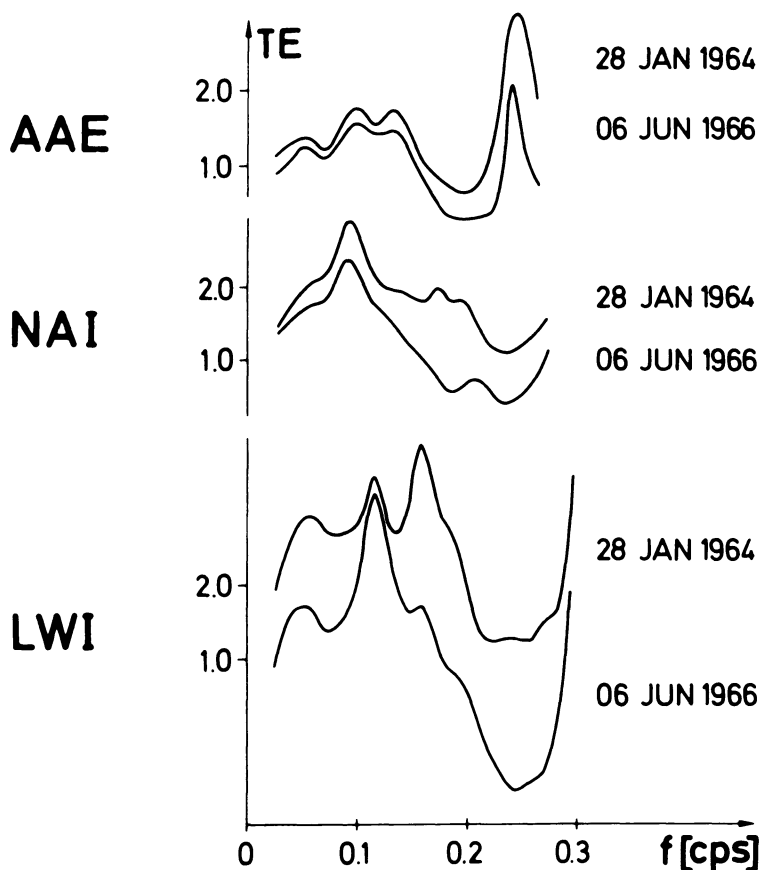


Fig. 3: Experimental "truncated spectral response ratios" of the two deep focus Hindu Kush earthquakes at AAE, NAI and LWI.

In Figure 3, we present the experimental response ratios TE for the two events at the three stations. For clarity, we have displaced the two sets of data. The reproducibility is remarkable. Furthermore, it should be noted that compared to AAE and NAI the spectral peaks at LWI are significantly shifted to higher frequencies indicating a shorter travel time through the crust at LWI than at the two other stations.

Inversion of Experimental Response Ratios

It is our first objective to obtain an estimate of crustal models concordant with the experimental response ratios. In Figure 4, we compare the experimental data with the theoretical response ratios of crustal models applied to this area by several authors.

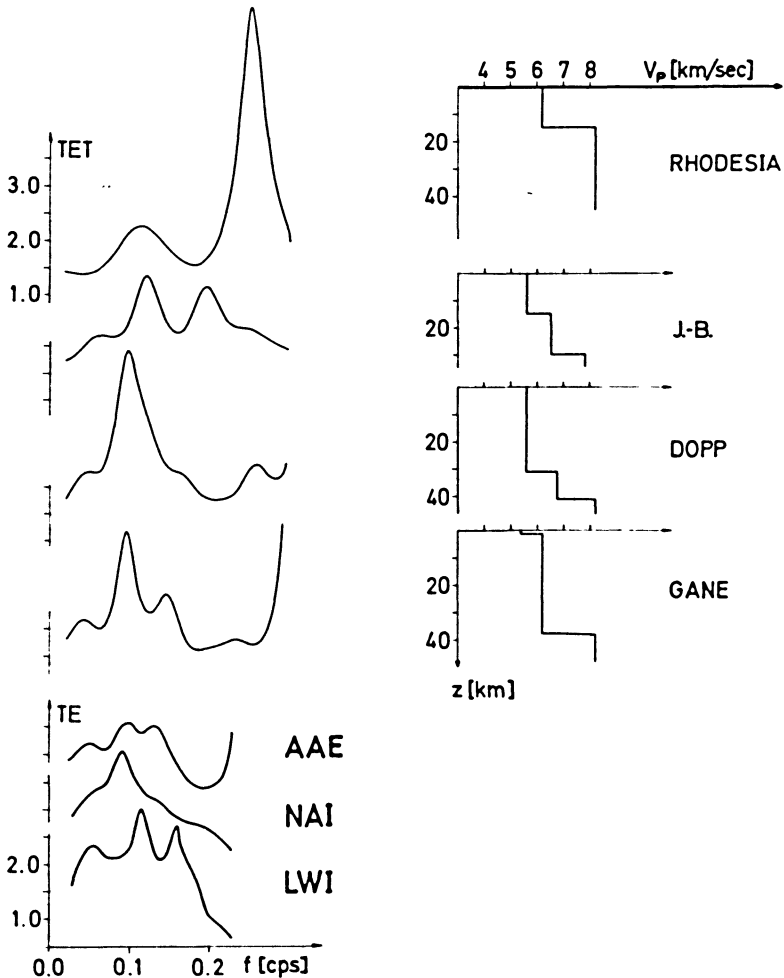


Fig. 4: Comparison of experimental response ratios TE at AAE, NAI and LWI with the theoretical response ratios TET of crustal models previously applied to the area under investigation by several authors. Only model GANE [1956] is acceptable for further computations.

The spectral peaks of the model RHODESIA [see WOHLBERG 1967, p. 20] are severely shifted to higher frequencies compared to the experimental response ratios. This indicates that the travel time through the thin crustal model RHODESIA is too small. This model has to be rejected for the area under investigation.

In the second model, J.-B. [JEFFREYS, BULLEN 1948] the spectral peaks are again significantly shifted to higher frequencies. This shift is caused by the small crustal travel time. The model J.-B. cannot be accepted for this area.

The spectral peaks of the third model DOPP [1964] are within the range of the corresponding observed peaks. Nevertheless, on the basis of results obtained in explosion seismology, we do not consider a model with a P -velocity of 5.6 km/sec to a depth of 33 km as realistic.

In the last model GANE [GANE et al. 1956], the theoretical ratios almost match the observed ratios. This is practically a one-layer model with an acceptable average velocity of a normal continental crust. We shall adopt this model as a basis for the construction of crustal models whose theoretical response ratios are in better agreement with the observed ratios.

For the determination of the thickness of a one-layer crust FERNANDEZ [1965, 1967] proposed the use of master curves. This method is not applicable if a non-negligible part of the reverberating energy falls outside the time window. Instead, we shall use a catalogue of theoretical response ratios TET depicted in the middle part of Figure 5.

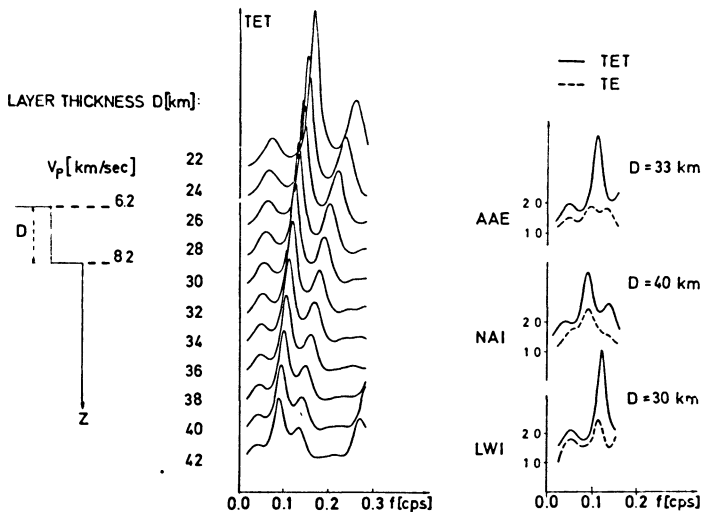


Fig. 5: Theoretical response ratios TET of a one-layer crustal model with variable thickness D . In the right part, the averaged experimental ratios TE (dashed line) are compared with the theoretical ratios TET (solid line) selected from the catalogue in the middle of the figure.

The corresponding one-layer crust is shown on the left. The P -velocity in the crust is 6.2, in the mantle 8.2 km/sec, and the angle of incidence at the crust-mantle boundary is 30° . The crustal thickness D is varied from 22 to 42 km. In the right part, the dashed lines are the averaged experimental ratios TE. The best fitting theoretical ratios (solid lines) are taken from the catalogue of response ratios. The thickness D for the one-layer crustal model is 33 km at AAE, 40 km at NAI, and 30 km at LWI.

The crustal models require further refinement for two reasons. First, a closer inspection of Figure 5 shows that the positions of theoretical and experimental peaks have only been fitted in the mean. Numerous attempts to fit all peaks individually failed since in the case of a one-layer crust the positions of the individual peaks of the response ratios cannot be changed independently from each other. Therefore, the experimental data require at least one more degree of freedom of the crustal models.— Secondly, there is a number of reports on the observation of intermediate velocities between 6.7 and 7.6 km/sec in rift structures in all parts of the world [WILLMORE, HALES and GANE 1952; HALES and SACKS 1958; DRAKE and GIRDLER 1964; DOPP 1964; LE PICHON, HOUTZ, DRAKE, and NAFE 1965; TALWANI, LE PICHON, and EWING 1965; ANSORGE, EMTER, FUCHS, LAUER, MUELLER, and PETERSCHMITT 1969; BLUNDELL, GRIFFITHS, KING, KHAN et. al. 1969].

For these two reasons, a high-speed intermediate layer has been introduced at the base of the three crustal models. Figure 6 demonstrates the improvement in the fit of the individual peaks of the theoretical and experimental ratios. At the bottom of the figure, the experimental response ratios for the three stations AAE, NAI, and LWI

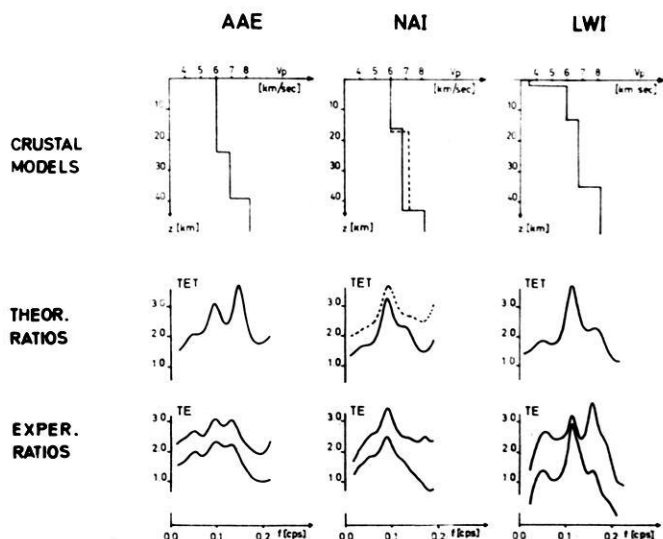


Fig. 6: Comparison of experimental TE and theoretical response ratios TET of the multi-layered crustal models derived for the three stations AAE, NAI and LWI.

LWI are depicted. In the middle part, the theoretical response ratios and in the top part the corresponding crustal models are displayed. In this type of crust, the top of the intermediate layer is found at a depth of 24 km in AAE, 16 or 17 km in NAI, and 12 km in LWI with an accuracy of about 2 km.

As travel times through the crustal models for a P -wave incident at 30° at the crust-mantle boundary, we find $t_p = 6.7$ sec in AAE, $t_p = 7.2$ sec in NAI, and $t_p = 6.0$ sec in LWI. Averaging these crustal travel times in the region of the East African Rift System, we obtain $t_p = 6.6$ sec. This corresponds to 10.7 sec S -travel time.

The difference in crustal travel times at AAE and LWI amounts to +0.7 sec. Comparing this result with the difference of +1.9 sec taken from the regional variations in P travel times [HERRIN and TAGGART 1968] at AAE and LWI, the remaining difference of 1.2 sec has to be attributed to the mantle. It must be concluded that the delay of P -waves in the mantle near AAE is larger than near LWI indicating the presence of more material with a lower velocity in the mantle below AAE as compared to LWI.

MOLNAR and OLIVER [1969] arrived at a similar conclusion from the observed absence of S_n phases for paths crossing the northern part of the Great Rift Valley.

The difference in travel time through the crust under NAI and LWI is +1.2 sec. This delay at NAI is partly caused by the thicker intermediate layer compared to LWI.

SOWERBUTTS [1969] postulated the presence of more lowdensity material in the Eastern Rift near NAI than in the Western Rift near LWI. The resultant density deficit may be related to the crustal travel time delay derived from the present crustal response study.

Conclusions

Information on crustal structure in the East African Rift System has been obtained by the inversion of experimentally determined spectral response ratios of long-period body waves from two deep focus Hindu Kush earthquakes. The derived crustal models permit a number of important conclusions:

The average travel time through the crust for P - and S -waves can be estimated at 6.6 and 10.7 sec respectively, if a P -wave is incident under 30° at the crust-mantle boundary.

The difference in P -travel time through the crust is 0.7 sec at AAE and LWI, 1.2 sec at NAI and LWI.

The corresponding difference of travel time anomaly between AAE and LWI taken from the 1968 tables is 1.9 sec. The additional delay of +1.2 sec must be associated with the presence of more material of lower velocity under AAE than under LWI.

The existence of an intermediate high-speed layer in the lower crust is concordant with the experimental crustal response ratios.

The truncated spectral response ratios used in this study are a generalization of the well-known transfer ratios. The new method will be discussed in more detail in a future paper.

Acknowledgements

The kind assistance of the following institutions is gratefully acknowledged by the authors. The seismograms of AAE and NAI have been obtained from the library of the WWSS System at the U. S. Department of Commerce (E.S.S.A.). The seismograms of LWI have been made available by the Lamont-Doherty Geological Observatory and the Institut pour la Recherche Scientifique en Afrique Centrale. Computing facilities have been used partly at the Deutsches Rechenzentrum Darmstadt and at the Gesellschaft für Kernforschung Karlsruhe. This research has been sponsored by the Deutsche Forschungsgemeinschaft (German Research Association). The authors are grateful to Prof. Stephan MUELLER and their colleagues at the Geophysical Institute Karlsruhe for stimulating discussions.

References

- ANSORGE, J., D. EMTER, K. FUCHS, J. P. LAUER, ST. MUELLER, and E. PETERSCHMITT: Structure of the crust and upper mantle in the rift system around the Rhinegraben. In: Graben Problems (Ed. Illies, H., and St. Mueller), Schweizerbart, Stuttgart, 1969 (in press)
- BLUNDELL, D. J., D. H. GRIFFITHS, R. F. KING, M. A. KHAN, et al.: United Kingdom Report on Research Activities in Seismology 1967—1969 (Ed. British National Committee for Geodesy and Geophysics), The Royal Society, London, 1969
- BONJER, K.-P., and K. FUCHS: Crustal structure in Southwest Germany from spectral transfer ratios of long-period body waves. In: Graben Problems (Ed. Illies, H., and St. Mueller), Schweizerbart, Stuttgart, 1969 (in press)
- DOPP, S.: Preliminary Note on a Refracted P Phase in the Western Rift Valley of Africa, *J. Geophys. Res.* 69, 3027—3031, 1964
- DRAKE, C. L., and R. W. GIRDLER: A Geophysical Study of the Red Sea, *Geophys. J.* 8, 473—495, 1964
- FERNANDEZ, L. M.: The determination of crustal thickness from the spectrum of P waves. Scientific Report No. 13 (AFCRL No. 65—766), prepared by Saint Louis University for Air Force Cambridge Research Laboratories under Contract AF 19 (628)—7399, 1965
- : Master curves for the response of layered systems to compressional seismic waves. *Bull. Seism. Soc. Am.* 57 (3), 515—543, 1967
- GANE, P. G., A. R. ATKINS, J. P. F. SELLSCHOP, and P. SELIGMAN: Crustal structure in the Transvaal. *Bull. Seism. Soc. Am.* 46, 293—316, 1956
- HALES, A. L., and I. S. SACKS: Evidence for an intermediate layer from crustal structures studies in the Eastern Transvaal. *Geophys. J.* 2, 15—33, 1958

- HANNON, W. J.: An application of the Haskell-Thomson matrix method to the synthesis of the surface motion due to dilatational waves. *Bull. Seism. Soc. Am.* 54, 2067—2079, 1964
- HERRIN, E., and J. N. TAGGART: Regional variations in P travel times. *Bull. Seism. Soc. Am.* 58, 1325—1337, 1968
- JEFFREYS, H., and K. E. BULLEN: *Seismological Tables*. British Association for the Advancement of Science, 1948
- LEBLANC, G.: Truncated crustal transfer functions and fine crustal structure determination. *Bull. Seism. Soc. Am.* 57 (4), 719—733, 1967
- LE PICHON, X., R. E. HOUTZ, C. L. DRAKE, and J. E. NAFE: Crustal Structure of the Mid-Ocean Ridges: Seismic Refraction Measurements. *J. Geophys. Res.* 70, 319—339, 1965
- MOLNAR, P., and J. OLIVER: Lateral Variations of Attenuation in the Upper Mantle and Discontinuities in the Lithosphere. *J. Geophys. Res.* 74, 2648—2682, 1969
- PHINNEY, R. A.: Structure of the earth's crust from spectral behavior of long-period body waves. *J. Geophys. Res.* 69, 2997—3017, 1964
- SOWERBUTTS, W. T. C.: Crustal Structure of the East African Plateau and Rift Valleys from Gravity Measurements. *Nature* 223, 143—146, 1969
- TALWANI, M., X. LE PICHON, and M. EWING: Crustal Structure of the Mid-Ocean Ridges: Computed Model from Gravity and Seismic Refraction Data. *J. Geophys. Res.* 70, 341 to 352, 1965
- WILLMORE, P. L., A. L. HALES, and P. G. GANE: A seismic investigation of crustal structure in the Western Transvaal. *Bull. Seism. Soc. Am.* 42, 53—80, 1952
- WOHLENBERG, J.: Seismizität der Ostafrikanischen Grabenzonen zwischen 4° N und 12° S sowie 23° E und 40° E. Dissertation, München, 89 pp., 1967

Crustal Investigation from gravity measurements at the scarp of the Ethiopian Plateau

By J. MAKRIS¹⁾, P. THIELE²⁾ and J. ZIMMERMANN¹⁾

Eingegangen am 16. Dezember 1969

Summary: Models of the crust have been constructed from gravity traverses across the escarpment of the Ethiopian Plateau and the northern part of the East African Rift near Addis Ababa. The densities used for the computations are closely related to seismic results obtained at the western part of the Rift, the Red Sea and the Gulf of Aden. They are:

2.65 g/cm³ for the upper part of the crust,
2.85—2.95 g/cm³ for the "intermediate" layer,
3.00—3.10 g/cm³ for the mantle material.

The main results are:

The crustal thickness decreases to the north from 38 km under Addis Ababa to 15 km under Asmara at the edge of the Plateau;
the gravity anomaly obtained in the Rift can be explained by mantle material rising under the Rift;
the major tectonic fracture between the Ethiopian Plateau and the Depression of Afar seems to be located just in front of the escarpment on the side of the Depression;
the "intermediate" layer rises at the edge of the Plateau towards the Depression to a depth of about 10 km.

Zusammenfassung: Aus Schweremessungen am Abfall des Äthiopischen Plateaus und im nördlichen Teil des ostafrikanischen Grabensystems wurden Krustenmodelle entwickelt. Die für die Modellberechnungen eingesetzte Dichteverteilung lehnt sich eng an seismische Resultate aus dem westafrikanischen Grabensystem, dem Roten Meer und dem Golf von Aden an. Die angenommenen Dichtewerte sind:

2,65 g/cm³ für den höheren Teil der Kruste,
2,85—2,95 g/cm³ für die „intermediäre“ Schicht,
3,00—3,10 g/cm³ für das benachbarte Material des oberen Mantels.

Die Hauptergebnisse der Untersuchung sind:

Die Krustenmächtigkeit nimmt nach Norden von 38 km unter Addis Abeba auf 15 km unter Asmara am nördlichen Ende des Plateaus ab;
die Schwereverteilung im nördlichen Rift kann durch ins Rift eindringendes Mantelmaterial gedeutet werden;
die tektonische Hauptstörung ist dem Abfall des Äthiopischen Plateaus auf der Seite der Depression vorgelagert;
der „intermediäre“ Horizont steigt am Rande des Äthiopischen Plateaus auf ca. 10 km Tiefe an.

¹⁾ Institut für die Physik des Erdkörpers, Universität Hamburg, D 2 Hamburg 13, Binderstraße 22, Germany

²⁾ Geodätisches Institut, Universität Karlsruhe, D 75 Karlsruhe, Englerstraße 7, Germany

1. Introduction

It is widely accepted from geological and geophysical evidence that the Red Sea and the Gulf of Aden have originated as a consequence of the drifting of the Arabian peninsula off of Africa. This movement implies a translation to the north, combined with an anticlockwise rotation of approx. 8° [GIRDLER 1965; LAUGHTON 1965]. LAUGHTON [1965], reconstructing the conditions prior to separation, placed parts of Yemen (Arabian peninsula) over a part of East Africa. The supposed area of superposition is now emerged land, known as the Depression of Afar. Laughton suggests that the Afar Depression might be new basaltic crust.

MOHR [1962] describes Afar as "a downfaulted and downwarped triangular area of the original Arabo-Ethiopian Swell at the intersection of three units of rifting". He concludes from geological observation that the hypothesis of superposition is untenable. GOUIN [1969] reinforces MOHR's geological interpretation with geophysical data (gravity observations, attenuation and dispersion of surface waves travelling through Afar) and considers the area as a continental structure of average thickness.

The contradicting opinions make it clear that more geophysical and geological investigations in Afar are necessary, before the physical conditions and structure of this area can be understood. Since the beginning of 1969 the Deutsche Forschungsgemeinschaft is supporting a scientific program in Afar. At a first stage geology and gravity observations are being conducted. For the future exploration seismology, magnetic deep-soundings and magneto-telluric measurements are planned. In this paper the results obtained from a short gravity survey early in 1969 at the scarp of the Ethiopian Plateau will be presented.

2. The Geography of Afar

The lowland of Afar is located in Northeast Ethiopia, extending approximately from 10 to 15° N and 40 to 43° E (Fig. 1). In the west and south it is bounded respectively by the scarps of the Ethiopian and Somali Plateaus. In the northeast the Danakil Alps, extending from the Gulf of Zula to the Gulf of Tadjura, border the area. Afar is funnel-shaped opening to the south. Large parts of the land, particularly the north, are as deep as 200 m below sea level. The southwest has larger elevations, between 300 to 400 m above sea level, and is dominated by the river Awash with her swamps and lakes. The river terminates at Abhe Lake at the border of Ethiopia and French Somalia.

Plateau-basalts and recent volcanic rocks cover much of the floor in the north, obscuring the geological past. Volcanism in the south is lined up as an extension of the Wonje Fault Belt of the East African rift, striking to NE and changing to NNW through North Afar. The hostile interior of the region with extreme climatic conditions and difficult communications makes scientific investigations very problematic. It was one purpose of this short survey, apart from the scientific program, to explore the local terrain in order to be able to plan major geophysical investigations.

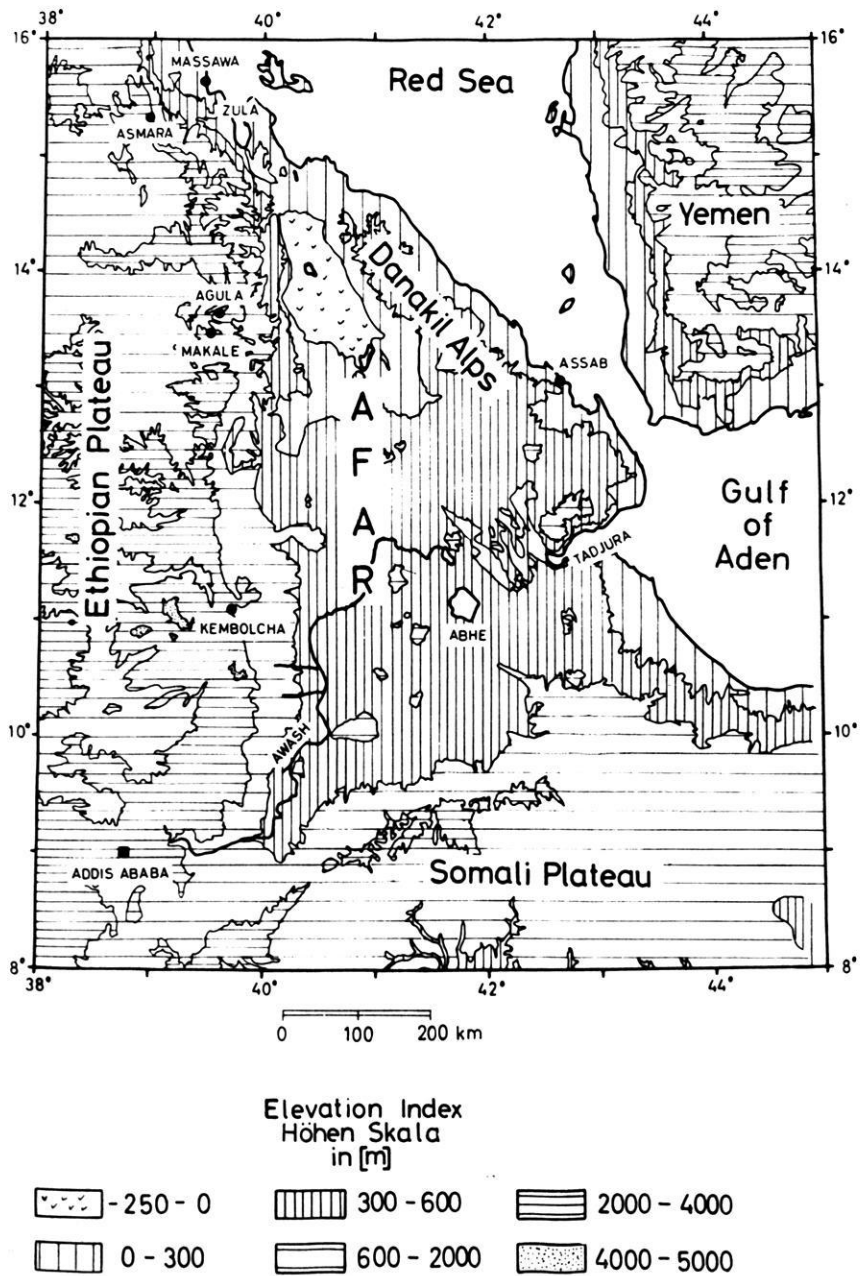


Fig. 1: Topography of Afar and adjacent areas.

3. The measurements

The measurements include:

1. Gravity observations.
2. Observations of the vertical component of the earth's magnetic field.
3. Barometric elevation measurements.

3.1 The gravity observations

One hundred new gravity stations along three traverses with a total length of three hundred kilometers were established at the escarpment of the Ethiopian Plateau (Fig. 2, profiles I, II, III).

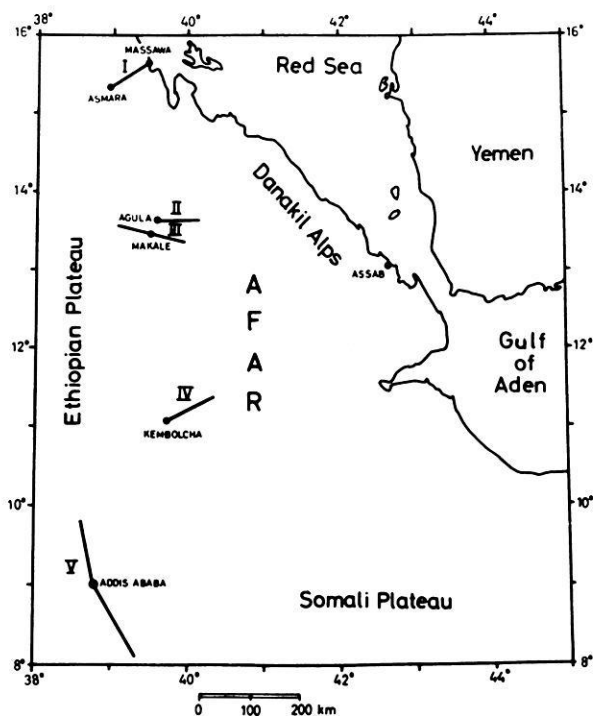


Fig. 2: Geographic position of gravity traverses used for this paper.

The measurements were conducted with two La Coste and Romberg gravity meters No. 87 and No. 115. Both instruments worked very reliably, and their field-readings agreed always better than 0.1 mgal. Their drift was linear and did not exceed the magnitude of 0.15 mgal/month. Figure 3 shows the long-range results and the position of the profiles.

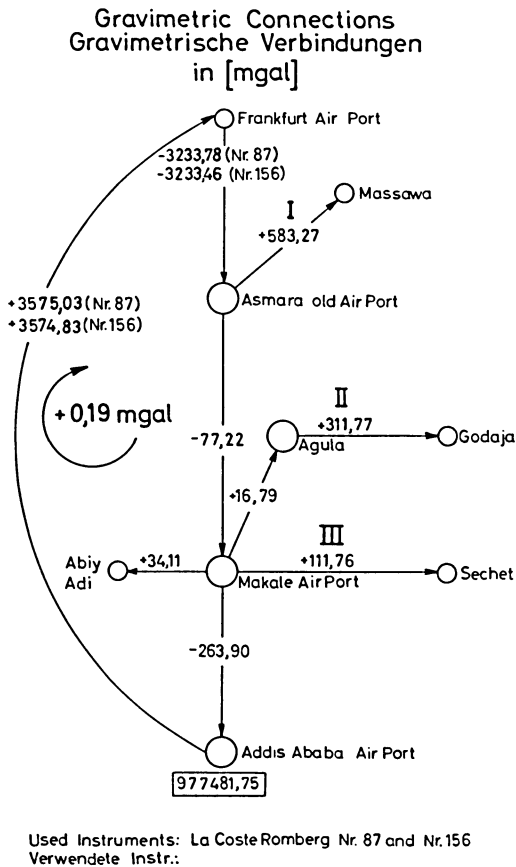


Fig. 3: Long-range gravimetric connections and relative positions of gravity profiles measured in 1969.

The field measurements were referred to the basic gravity point

$$\text{Addis Ababa K: } g = 977481,75 \text{ mgal.}$$

The results were corrected for tide effects.

3.2 The magnetic measurements

The vertical component of the magnetic field was observed with an Askania GfZ-torsion balance, No. 661034, at all gravity stations. The instrument was calibrated several times during the campaign. Daily variations were corrected from registrations obtained at the Geophysical Observatory, Addis Ababa.

The accuracy of these measurements is not better than ± 20 to 30γ . The field conditions in our area of investigation require a greater density of observations than was achieved, since basaltic extrusives may locally influence the measurements. For this reason the magnetic profiles should not be used for a detailed interpretation. At the present stage we are satisfied if the trend of the field can be obtained.

3.3 The barometric elevation measurements

The elevations of the gravity stations were measured by altimeters, type: Thommen, 3 B 4.02. A set of four instruments was used simultaneously in order to eliminate instrumental errors and to increase the accuracy. Each field-point was repeated at least twice, on the average three times. Daily pressure variations were locally recorded by a barograph. Air-temperature and humidity were measured by means of a psychrometer at every point.

The accuracy of elevations varied from profile to profile between three to five meters, according to experimental conditions and differences in elevation. We consider this accuracy as sufficient for the purpose of our investigation.

4. Evaluation and representation of the measurements

The gravity, magnetic and altimetric measurements are presented in Fig. 4, 5, 6. For each profile:

curve H is drawn along the altitudes measured at each station.

curve $\Delta g'$ is the free-air anomaly reduced to sea level.

curve $\Delta g''$ represents the Bouguer anomaly, which is reduced to sea level for elevation, up to Hayford zone O_2 (0 to 167 km) for the mass reductions with density = $2,67 \text{ g/cm}^3$. The accuracy of the Bouguer anomalies is not better than $\pm 5 \text{ mgal}$ on the average. This accuracy could only be achieved after the topographic corrections were calculated.

curve ΔZ shows the magnetic anomaly referred to the first point of each traverse. The values are corrected for the daily variations, and the accuracy is not better than $20-30\gamma$.

Short dashes beneath the distance-axis indicate the locations of observation points.

The terrain corrections were calculated as follows: From topographic maps of 1 : 500.000 a grid of geographic coordinates $\delta\varphi \cdot \delta\lambda = 2,5' \cdot 2,5'$ was constructed and the average height of each compartment estimated. With the help of these average heights the topographic corrections from Hayford zone O_2 up to 10 km around each station were calculated. For the rest of the topography a geographic grid, $\delta\varphi \cdot \delta\lambda = 1,25' \cdot 1,25'$, of average heights was photogrammetrically evaluated. For this purpose areal photographs of 1 : 50.000 were used. The terrain corrections varied between 5 to 20 mgal.

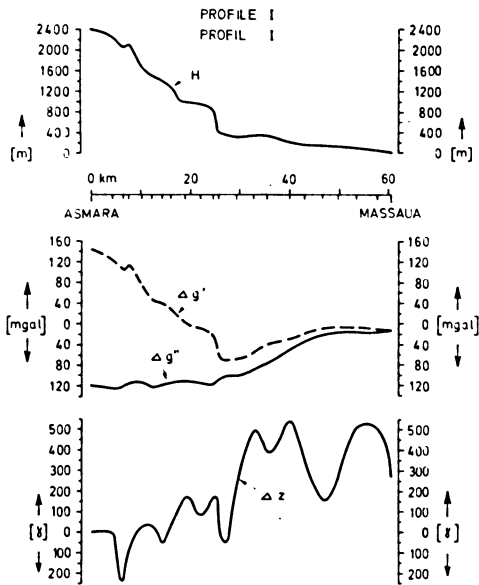


Fig. 4: Profile I.

H = Terrain elevation; $\Delta g'$ = Free-air anomaly; $\Delta g''$ = Bouguer anomaly; ΔZ = Magnetic anomaly of the vertical component; Density of reductions = 2.67 g/cm³.

Reference level: $H_0 = 0$ m (Red Sea); Terrain and Bouguer corrections spherical from zone A to O_2 (0 to 166.7 km).

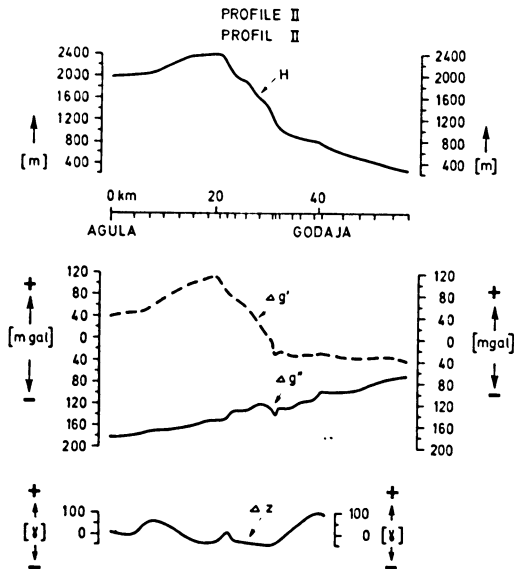


Fig. 5: Profile II. Explanations see Fig. 4.

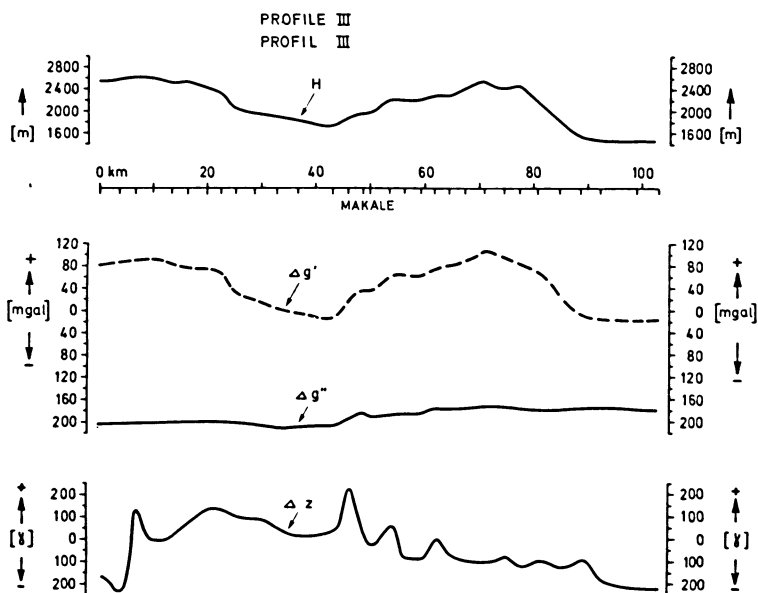


Fig. 6: Profile III. Explanations see Fig. 4.

5. Interpretation

The gravity traverses measured by the authors cover only a small part of the escarpment at the Ethiopian Plateau. In order to obtain a better picture of this structure, we used two more profiles further south (Fig. 2 profiles IV and V) for the interpretation.

Profile IV from Kembolcha to the Depression of Afar was measured by GOUIN and MOHR [1964], and profile V crossing the Rift from the Ethiopian to the Somali Plateau at Addis Ababa was measured by MOHR and ROGERS [1966]. The Bouguer values of both traverses have not been corrected for topography, and the elevations of the gravity stations are single-measured with only one altimeter. The accuracy expected cannot be better than approx. 10% of the total anomaly. The average distance between the gravity stations along these traverses is about 5 km.

As a first approach of an interpretation we assumed a density difference $\delta\rho = +0,3 \text{ g/cm}^3$ (2,9 to 3,2 g/cm^3) between crust and mantle. The results are given in Fig. 7, 8 and 9. These crude models had to be rejected, since they lead to quite unrealistic dimensions of the crust. The only information they give is the approximate location of the major tectonic fracture which has to be placed just at the end of the escarpment towards the Depression.

These first results and the fact that the gravity gradients observed are fairly steep require a more complicated crustal model with a shallower anomalous mass distri-

PROFILE I
PROFIL I

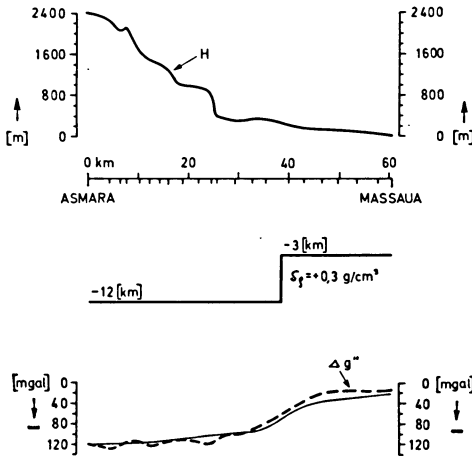


Fig. 7: Profile I showing the topographic relief, the model causing the anomaly and the measured anomaly $\Delta g''$ compared to the calculated one.

PROFILE II
PROFIL II

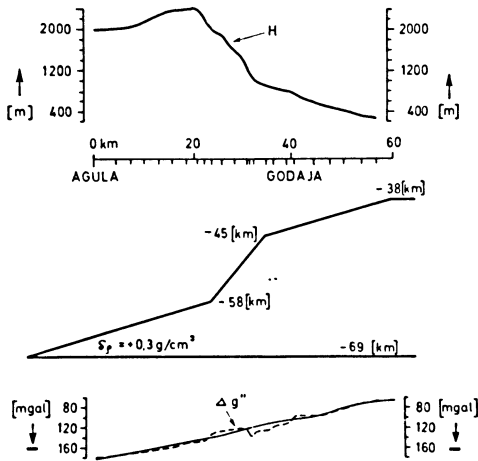
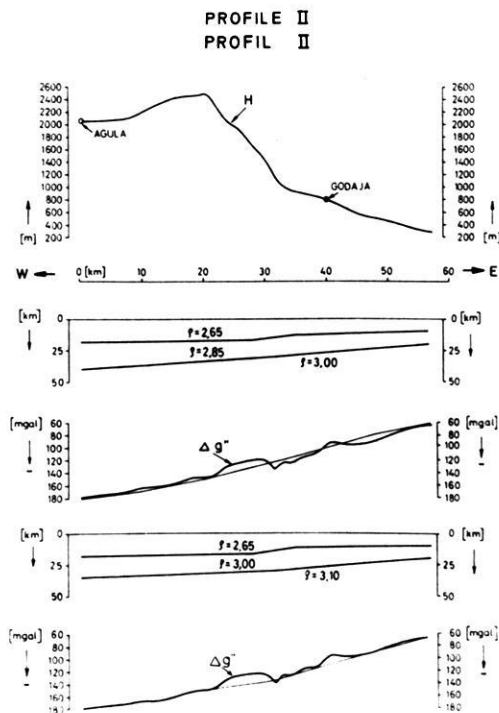
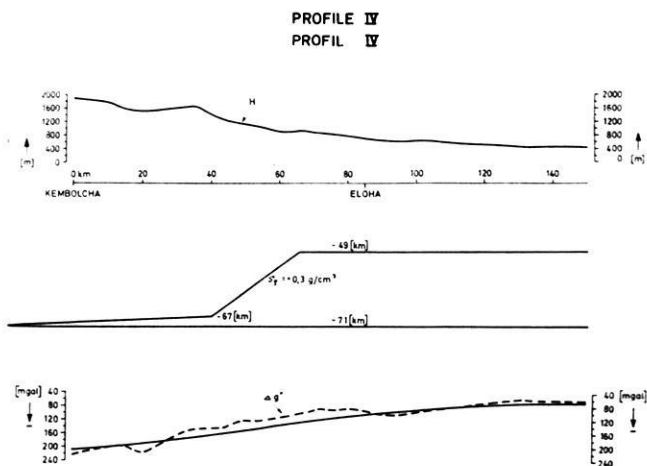


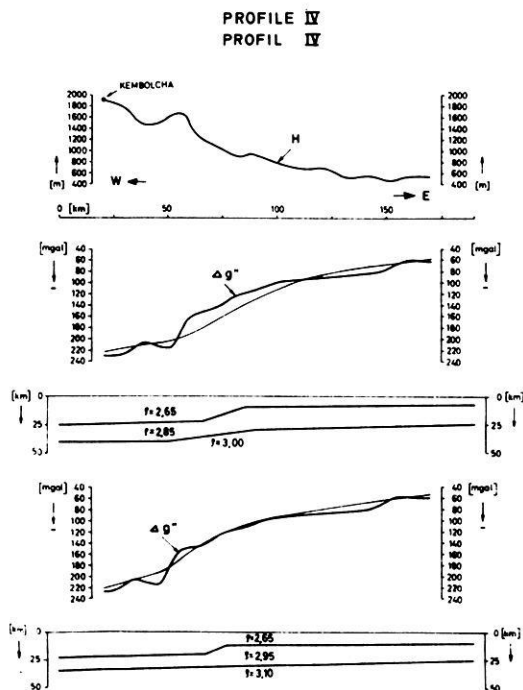
Fig. 8: Profile II—see Fig. 7.



bution. A series of several models was computed for profiles II, IV and V. The results are given in Fig. 10, 11 and 12. Profile I was excluded from these calculations due to the fact that the horizontal gradient of about 15 mgal/km and the gravity anomaly of more than 100 mgal observed between the end of the escarpment and the coast of the Red Sea can only be simulated by a vertical displacement of 9 km, at shallow depth. The similar trends of the gravity and the magnetic field lead to the conclusion that the material causing the anomaly must have greater density and magnetization than the granites composing most of the escarpment between Asmara and Massawa. The local conditions are too complicated to permit more detailed models, since the available geological and geophysical informations are inadequate.

The density-combinations shown in Fig. 10, 11 and 12 are closely related to the crustal models proposed by DOPP [1964] for the western Rift Valley of Africa. The only significant modification introduced is lower density within the upper mantle, which is also postulated by GIRDLER [1965] and LAUGHTON [1965] for the Red Sea and the Gulf of Aden. From our models obtained so far, we conclude:

The crust beneath the Ethiopian Plateau thins towards the Red Sea from a thickness of about 38 km under Addis Ababa to about 15 to 20 km under Asmara at the northern edge of the Plateau.



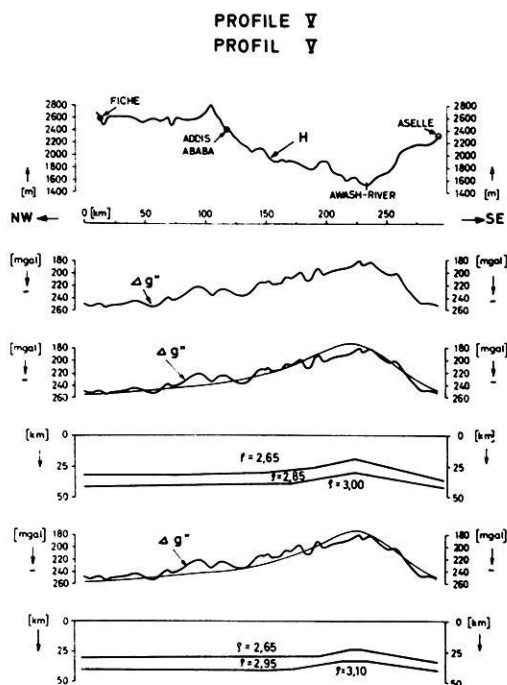


Fig. 12: Profile V—see Fig. 10.

The gravity high observed at the Rift near Addis Ababa is caused by mantle material rising under the Rift.

The crust of the Plateau thins towards the Depression, and the “intermediate” layer of 2.95 g/cm^3 rises at the edge of the escarpment to a depth of about 10 km.

Apparently the major tectonic fracture does not coincide with the escarpment but is slightly displaced toward the Depression.

BONJER, FUCHS and WOHLBERG [1969] derived a crustal model for Addis Ababa from a study of crustal response ratios of long-period body waves. Implications will be discussed in a joint communication.

6. Acknowledgements

The authors thank the following institutions for their kind support:

The Imperial Ethiopian Ministry of Mines introduced us to local authorities and permitted us to conduct our investigations in Ethiopia.

The Geophysical Observatory, Haile Sellasie I University, Addis Ababa, supplied us with corrections of the daily magnetic variations.

The Salzdetfurth AG branch in Ethiopia supported us most generously during the field measurements.

The Deutsches Geodätisches Forschungsinstitut, Munich, placed at our disposal the La Coste and Romberg gravity meter No. 87.

The Deutsche Forschungsgemeinschaft sponsored this investigation.

The computations were partly conducted at the Rechenzentrum, University of Hamburg, and at the computing facilities of the Institut für die Physik des Erdkörpers, Hamburg. Mr. W. KAMINSKI supported us with technical advice and fruitful discussions during the computations.

We thank Prof. H. MENZEL and Prof. H. LICHTER for their geophysical and geodetic guidance. Dr. R. GUTDEUTSCH read the manuscript critically.

References

- BONJER, K.-P., K. FUCHS, and J. WOHLBERG: Personal communication, 1969
- DOPP, S.: Preliminary Note on an Refracted P Phase in the Western Rift Valley of Africa. *J. Geophys. Res.* 69, 3027—3031, 1964
- DRAKE, C. L., and R. W. GIRDLER: A Geophysical Study of the Red Sea. *Geophys. J.* 8 473—495, 1964
- GIRDLER, R. W.: The Role of Translational and Rotational Movements in the Formation of the Red Sea and Gulf of Aden. Report of Symposium, Ottawa, Canada, 4.—5. 9. 1965
- GOUIN, P.: Seismic and Gravity Data from Afar (Abstract). Meeting of the Royal Society, London, 27.—29. 3. 1969
- GOUIN, P., and P. A. MOHR: Gravity Traverses in Ethiopia (Interim Report), Haile Sellasie I University, *Bulletin of the Geoph. Observ.* 7, 1964
- LAUGHTON, A. S.: The Gulf of Aden. In: Relation to the Red Sea and the Afar Depression of Ethiopia, Report of Symposium, Ottawa, Canada, 4.—5. 9. 1965
- MOHR, P. A.: The Ethiopian Rift System. Haile Sellasie I University, *Bulletin of the Geoph. Observ.*, 1962
- : The Geology of Ethiopia, University College of Addis Ababa Press, 1962
- MOHR, P. A., and P. GOUIN: Gravity Traverses in Ethiopia (Third Interim Report). Haile Sellasie I University, *Bulletin of the Geoph. Observ.* 10, 1967
- MOHR, P. A., and A. S. ROGERS: Gravity Traverses in Ethiopia (Second Interim Report). Haile Sellasie I University, *Bulletin of the Geoph. Observ.* 9, 1966
- RUNCORN, S. K.: Satellite Gravity Observations and Convection in the Mantle. Report of Symposium, Ottawa, Canada, 4.—5. 9. 1965
- SOWERBUTTS, W. T. C.: Crustal Structure of the East African Plateau and Rift Valley from Gravity Measurements. *Nature* 223, 143—146, 1969
- TALWANI, M., LE PICHON, X., and M. EWING: Crustal Structure of the Mid-Ocean Ridges: Computed Model from Gravity and Seismic Refraction Data. *J. Geophys. Res.* 70, 341 to 352, 1965
- WOOLLARD, G. P., and J. C. ROSE: International Gravity Measurements. Society of Exploration Geophysicists, 1963

Die Verbreitung von schadenverursachenden Erdbeben auf dem Gebiet der Bundesrepublik Deutschland

Versuch einer seismologischen Regionalisierung

The distribution of earthquakes causing damage on the territory of the Federal Republic of Germany

An attempt of seismic regionalisation

Von L. AHORNER, Bensberg, H. MURAWSKI, Frankfurt, und G. SCHNEIDER, Stuttgart¹⁾

Eingegangen am 18. Februar 1970

Zusammenfassung: Die Schadenbebenetätigkeit auf dem Gebiet der Bundesrepublik Deutschland im Zeitraum 1000–1969 wurde aufgrund aller verfügbaren makro- und mikroseismischen Daten analysiert und in mehreren Karten und Tabellen dargestellt. Die stärksten bisher aufgetretenen Erdbeben hatten die Intensität $I_0 \approx 8$ und die Magnitude $M \approx 6$.

Es wurde versucht, den Einfluß des geologischen Baus und der Tektonik auf die Verteilung der Erdbebenerschütterungen zu ermitteln. Aus der beobachteten seismischen Intensitätsverteilung, die in einer besonderen Karte dargestellt wurde, und aus der Anordnung bedeutender quartärer Bewegungen wurde eine wahrscheinliche Verteilung für die zu erwartenden Erschütterungen der Stärken 7 und 8 nach der zwölfteiligen MERCALLI-SIEBERG-Skala entwickelt. — Die Schwerpunkte der Schadenbebenetätigkeit liegen in den westlichen Teilen der Bundesrepublik. Es sind im Norden der Westflügel der Niederrheinischen Bucht, im Süden der Oberrheingraben, die Schwäbische Alb, Oberschwaben und das Bodenseegebiet. Vor allem hat die Schwäbische Alb zum seismischen Energieumsatz des laufenden Jahrhunderts beigetragen.

Summary: Based on a thorough study of all available macroseismic and instrumental records the spatial and temporal distribution of shocks having caused damages on the territory of the Federal Republic of Germany during the period between 1000 and 1969 are compiled in the form of maps and tables. The strongest earthquakes which could be observed until now reached a maximum intensity $I_0 \approx 8$ (on the macroseismic scale of MERCALLI-SIEBERG) and a magnitude $M \approx 6$.

An attempt has been made to evaluate the influence of geologic and tectonic structures on the location of earthquake movements. Regarding the distribution of seismic intensities, as shown on a special map, and the occurrence of important Quaternary dislocations a probable seismic zoning map is given to show those regions for which macroseismic intensities $I = 7$ and $I = 8$ have to be expected. The most active focal regions causing damages from time to time are situated in the western part of the Federal Republic. In the north of the country this is the western half of the Lower Rhine basin, in the south these are the Upper Rhine graben, the Swabian Jura and the Molasse basin near the Lake of Constance. During the first half of the 20th century the Swabian Jura was the most important centre of earthquake activity in Germany.

¹⁾ Dr. L. AHORNER, Abteilung für Erdbebengeologie des Geologischen Instituts der Universität Köln, 506 Bensberg, Vinzenz-Palotti-Straße 26.

Prof. Dr. H. MURAWSKI, Geologisch-Paläontologisches Institut der Johann-Wolfgang-Goethe-Universität, 6 Frankfurt/Main, Senckenberganlage 32–34.

Dr. G. SCHNEIDER, Institut für Geophysik der Universität, Stuttgart, 7 Stuttgart-O., Richard-Wagner-Straße 44.

A. Einleitung

Erdbeben sind auf dem Gebiet der Bundesrepublik keine Seltenheiten. Zumeist handelt es sich um schwache Erschütterungen, doch kommen in einigen Gegenden auch stärkere Beben vor, die Gebäudeschäden und selbst leichte Gebäudezerstörungen hervorrufen können. Die genaue Kenntnis dieser Schadenbebengebiete ist nicht nur von wissenschaftlichem, sondern zugleich von großem praktischen Interesse. Es hat deshalb in der Vergangenheit nicht an Versuchen gefehlt, die Zonen erhöhter Erdbebengefährdung zu erkunden und kartenmäßig darzustellen. Entsprechende Karten wurden für ganz Deutschland z. B. von SIEBERG [1932], SPONHEUER [1962] und HILLER, SCHWARZBACH und SPONHEUER [1955] veröffentlicht. Die zuletzt erwähnte Karte ist auch dem DIN-Blatt 4149 beigelegt, welches für Baufachleute Richtlinien für die Bemessung und Ausführung von Bauwerken in den deutschen Erdbebengebieten gibt.

Von der Arbeitsgruppe „Seismische Zonen“ in der Europäischen Seismologischen Kommission (ESC) wurde im Februar 1968 vorgeschlagen, für Europa eine einheitliche Karte der Erdbebenzonen auszuarbeiten. An die einzelnen Länder erging die Aufforderung, für ihr Gebiet die notwendigen Grundlagen zu erstellen. Dies gab die Veranlassung, die Schadenbebetätigkeit auf dem Gebiet der Bundesrepublik erneut zu untersuchen und eine seismologische Regionalisierung entsprechend den Richtlinien der ESC vorzunehmen. Über die Ergebnisse dieser Untersuchungen, die sich in mancher Hinsicht von den früheren unterscheiden, wird im folgenden berichtet.

B. Seismologische Grundlagen

Geologische, seismologische aber auch felsmechanische Untersuchungen machen deutlich, daß Erdkruste und Erdmantel unter dem Einfluß im allgemeinen großräumiger tektonischer Spannungen stehen. Dieses Spannungsfeld, das sich durch Richtung und Größe von drei Hauptspannungen beschreiben läßt, wirkt auf ein elastisch-plastisches Diskontinuum, den zerspaltenen geologischen Körper, der auf eine bewegte Belastungsgeschichte zurückblickt. Wird innerhalb eines betrachteten geologischen Körpers an einer Stelle die Fließgrenze überschritten, so kommt es zu langsamen Bewegungen von Teilschollen gegeneinander, wird die Bruchgrenze erreicht, so treten schnelle Bewegungen (Erdbeben) auf. Der letztere Bewegungstyp kann, je nach Materialbeschaffenheit, den Abschluß eines längeren Fließprozesses darstellen oder sich mehr oder weniger direkt an eine elastische Deformation anschließen. Im allgemeinen erfolgen alle Bruch- und Fließvorgänge des geologischen Bereichs an bereits vorgezeichneten Flächen innerhalb der Erdkruste bzw. des Erdmantels. Kommt es zu einem Erdbeben, so geht ein Teil der in dem betroffenen Gesteinsvolumen gespeicherten potentiellen elastischen Energie in kinetische Energie (Erdbebenwellen) und andere Energieformen (wie z. B. Reibungswärme) über. Die seismische Wellenenergie E stellt also nur einen gewissen Bruchteil der Abnahme an potentieller Energie ΔJ dar: $E = q\Delta J$ (q = seismischer Wirkungsgrad).

Die bei einem Erdbeben in Wellenform frei werdenden Energiebeträge liegen zwischen 10^9 erg (Mikroerdbeben) und 10^{25} erg (stärkste bisher festgestellte Erdbeben). Um eine Maßzahl zur Beschreibung dieses breiten Energiebandes zu haben, wurde von RICHTER die Erdbeben-Magnitude, ein logarithmisches Maß zur Beschreibung der instrumentell bestimmten Erdbebenenergie, eingeführt. Nach GUTENBERG und RICHTER [1956b] besteht zwischen der Magnitude M und der seismischen Wellenenergie E folgende empirische Beziehung:

$$\log E = 11,4 + 1,5 M$$

Die Berechnung von M erfolgt normalerweise nach den an den Erdbebenstationen registrierten Maximalwerten der Bodenamplitude oder Bodenschwinggeschwindigkeit, jedoch ist mit Hilfe von empirischen Beziehungen auch eine Bestimmung aus makroseismischen Daten möglich. Nach KÁRNÍK [1969] läßt sich zwischen der Maximalintensität I_0 und der Magnitude bei Kenntnis der Herdtiefe folgende für Europa gültige Beziehung aufstellen:

$$M_m = 0,5 I_0 + \log h + 0,35$$

M_m ist die aus makroseismischen Daten berechnete Magnitude. Die Herdtiefe h (km) kann aus der Abnahme der Intensität mit der Entfernung vom Herd bestimmt werden [SPONHEUER 1958, 1969]. Zur intensitätsmäßigen Einstufung der makroseismischen Beobachtungen benützt man die zwölfteilige Skala nach MERCALLI-SIEBERG, die nach neuen Erfahrungen von SPONHEUER [1965] dargestellt wurde.

Aufgrund zahlreicher Meßwerte, die hauptsächlich in den USA gesammelt wurden, kann heute jedem Wert der makroseismischen Skala eine bestimmte Größe der bei einem Erdbeben auftretenden Bewegungsgrößen (Bodenbeschleunigung, Bodengeschwindigkeit, Bodenverschiebung) zugeordnet werden [vgl. GUTENBERG und RICHTER 1956a, SPONHEUER 1965]:

Makroseis- mische Intensität	Bodenbeschleunigung b (mm/sec ²)	Bodengeschwindigkeit v (mm/sec)	Bodenverschiebung a (mm)
I			
5	120— 250	4— 8	0,1—0,3
6	250— 500	8— 16	0,3—0,5
7	500—1000	16— 32	0,5—1,0
8	1000—2000	32— 64	1,0—2,0
9	2000—4000	64—127	2,0—4,0
	Frequenzbereich: $f = 2-10$ Hz	Frequenz: $f = 5$ Hz	Frequenz: $f = 5$ Hz

Bemerkung: Die Größen b , v und a sind Scheitelwerte. Nur die Angaben über die Beschleunigung beruhen auf Messungen. Die Werte für v und a sind reine Rechengrößen, bezogen auf $f = 5$ Hz.

C. Geotektonischer Bau (Karte A)

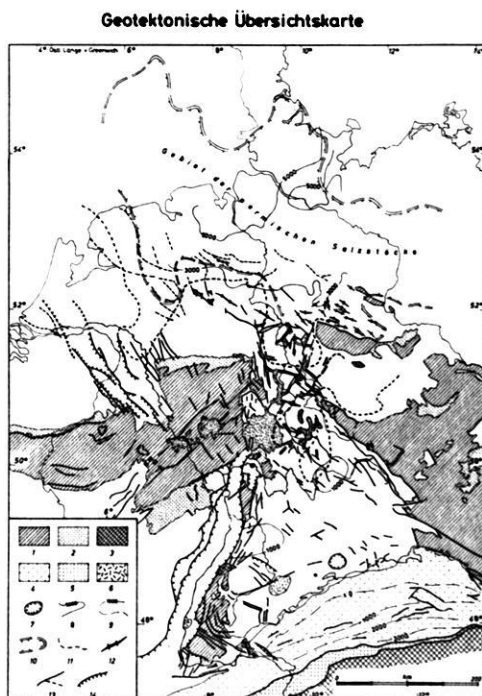


Abb. A: Geotektonische Übersichtskarte (Karte A).

Map of the main geotectonic features.

-
- 1 = Varistisches und prävaristisches Gebirge (Basement)
Basement of herzynian or preherzynian age
 - 2 = Varistische Molassenzonen (Innensenken und Vortiefen)
Herzynian molasse basins (interior basins and foredeeps)
 - 3 = Alpenkörper
Alps
 - 4 = Subalpine Molasse (gefaltete Molasse)
Folded molasse
 - 5 = Außenmolasse (ungefaltete Molasse)
Unfolded molasse
 - 6 = Hauptvorkommen tertiärer und quartärer Vulkanite
Volcanic rocks of tertiary or quaternary age
 - 7 = Steinheimer Becken (*W*) und Nördlinger Ries (*E*)
 - 8 = Tiefenlinien der Basement-Oberfläche
Top of the basement
 - 9 = Tiefenlinien der Tertiärbasis (Molassebecken)
Basis of the tertiary rock complex (molasse foredeep)
 - 10 = Verbreitungsgrenzen der permischen Salzstöcke
Region with permian salt diapirs
 - 11 = Südgrenze der Verbreitung permischer Salze
Southern limit of permian salt rocks
 - 12 = Saxonische Strukturen
Saxonian tectonic structures
 - 13 = Verwerfungen
Faults
 - 14 = Verwerfungen mit deutlichen quartären Bewegungen
Faults with important quaternary movements
-

Die Verteilung der Erdbeben im betrachteten Raum wirft die Frage nach der Beziehung von Erdbebenverteilung und geologisch-tektonischem Bau auf. Es ist daher von besonderem Interesse, einige wichtige Grundzüge dieses geologischen Baues aufzuzeigen.

Einen recht großen Raum nehmen auf der Karte Gebiete ein, die durch *varistische oder ältere Tektonik* ihre Prägung erhalten haben. Sie treten vor allem im Rheinischen Schiefergebirge (rechts- und linksrheinisch), im Harz, Schwarzwald, Odenwald, Spessart und in der Böhmisches Masse zu Tage. Natürlich unterteufen solche Komplexe auch Gebiete mit jüngeren Deckschichten. Gekennzeichnet sind sie durch meist intensive Faltung, Schuppenbau, vielfach auch deutliche Schieferung und in manchen Gebieten durch das Auftreten metamorpher Gesteine (z. B. Schwarzwald, Odenwald, Spessart, Böhmisches Masse usw.). Daneben finden sich vielerorts auch größere Komplexe von Magmatiten (Granite und Verwandte, Diorite, Gabbros usw.), wie das z. B. im Schwarzwald, Odenwald, der Böhmisches Masse und im Harz der Fall ist. Die Bruchtektonik steht sehr oft in enger genetischer Beziehung zur Faltung. Daher ergeben sich oft deutliche geometrische Zuordnungen zu einzelnen Falten oder ganzen Faltenssystemen. Allerdings treten auch zahlreiche varistische Brüche (Verwerfungen, horizontale Verschiebungen, Aufschiebungen usw.) und solche jüngerer Entstehung auf. Für eine Reihe solcher Bruchzonen wurde vermutet, daß sie großen Bruchstrukturen (Lineamenten) im Untergrund aufsitzen [vgl. z. B. MURAWSKI 1960, 1964; PILGER 1955, 1957].

Neben diesen, im wesentlichen durch Falten tektonik gekennzeichneten Gebieten, wurden noch die Bereiche *jungvaristischer Vortiefen* (z. B. Ruhrgebiet) und *Innensenken* (z. B. Saar-Nahe-Senke) angezeigt, da hier nicht überall Falten tektonik, dagegen sehr oft Bruchtektonik von Bedeutung ist. In ihnen sind Schichten des Karbons und bei den Innensenken auch des Perms (Rotliegendes) vorhanden. Vor allem die Rotliegendeschichten der Innensenken enthalten auch in größerem Umfang Vulkanite (Quarzporphyre, Melaphyre usw.).

Besonders große Ausdehnung besitzen auf der Karte jene Gebiete, die von *jungpaläozoisch (Perm-)mesozoischem Deckgebirge* eingenommen werden. Ein solches Gebiet befindet sich in Süddeutschland und wird hier als „Süddeutsche Großscholle“ (früher: Südwestdeutsche Großscholle) bezeichnet. Diese Großscholle ist von dreieckiger Gestalt. Sie wird im Westen durch den Oberrheingraben (mit seinen Randgebirgen), im Osten durch den Westrand der Böhmisches Masse und im Süden durch die Alpen und ihre nördliche (Molasse-) Vortiefe begrenzt [CARLÉ 1955]. — Ein weiteres Gebiet zieht sich zwischen dem Rheinischen Schiefergebirge einerseits und dem Harz und Thüringer Wald andererseits entlang und wird als „Hessische Senke“ oder „Hessische Straße“ bezeichnet. Dieses Gebiet stellt die Verbindung zwischen der „Süddeutschen Großscholle“ und dem Norddeutschen Hügel- und Tiefland her. — Vor allem aber werden die weiten Gebiete Norddeutschlands von solchen Deckgebirgsschichten eingenommen. — In allen diesen Bereichen spielt die Bruchtektonik eine besonders große Rolle. Die Brüche sind mesozoischen Alters — mit z. T. jung-

paläozoischen Vorläufern und känozoischer Nachfolgetektonik. Andererseits treten auch Brüche auf, die erst im Tertiär entstanden und z. T. bis heute aktiv sind (z. B. Brüche des Oberrheingrabens oder der Niederrheinischen Bucht). Überall herrscht Bruchtektonik mit deutlicher Vertikalkomponente vor, jedoch ist auch eine ganze Reihe von Bruchzonen mit horizontaler Komponente bekannt. Die auf den seismischen Karten C bis F eingetragenen Gebiete mit Erdbeben der Stärke 7 und 8 liegen zum größten Teil in Bruchzonen mit junger Tektonik. Auch in diesem Gebiet machen sich Lineamentstrukturen immer wieder in der Erdgeschichte bemerkbar. Sie sind z. T. schon früh angelegt worden und stellen großregionale Schwächezonen dar, die bei späteren Beanspruchungen immer wieder aufleben können [KNETSCH 1967, MURAWSKI 1960, 1964].

Der norddeutsche Raum kann in drei Zonen gegliedert werden. 1. *Das Hügelland nördlich des Rheinischen Schiefergebirges*, in dem Vertikaltektonik verschiedenster Art von mesozoischem Alter zur Bildung langgestreckter Strukturen führte (z. B. „Pyromonter Achse“, „Piesberg-Achse“, Struktur des Teutoburger Waldes usw.). Diese Strukturen sind gekennzeichnet durch Auf- und Abschiebungen, Graben- und Horstbildungen, Flexuren, Beulen usw. Salztektonik spielt eine nur untergeordnete Rolle, da das Zechsteinsalz nur randlich in den Außenbezirken auftritt. — 2. *Das Hügelland nordwestlich und nördlich des Harzes*. Auch hier dominiert die mesozoische Vertikaltektonik, bei der jedoch eine stärkere Mitbeteiligung der Zechsteinsalze nachweisbar ist. (Vgl. dazu auch die Südgrenze des Gebietes permischer Salzstöcke auf der Karte.) — 3. *Die eigentliche norddeutsche Ebene*. Hier befinden sich — mit einigen Ausnahmen — an der Erdoberfläche meist Schichten des Quartärs und Tertiärs. Im darunter liegenden jungpaläozoisch-mesozoischen Gebirgsabschnitt tritt dann vor allem die Salztektonik stark hervor: Gebiet der Salzstöcke. Es handelt sich dabei um Zechsteinsalze, zu denen im Bereich der Elbemündung noch Rotliegendesalze treten. — Die Oberkante des Basements (Paläozoikum) sinkt hier auf Tiefen bis 5000 m und tiefer ab.

Im Südabschnitt der Karte erscheinen dann noch Gebiete, die ihre tektonische Prägung im Zusammenhang mit der *alpidischen Orogenese* erhalten haben. Es muß hier unterschieden werden zwischen dem eigentlichen Alpenkörper (mit überwiegender Falten- und Überschiebungs/Decken-Tektonik) und dem nördlich vorgelagerten Molassebecken. Letzteres zeigt unmittelbar am Alpenkörper einen schmalen Streifen mit deutlicher Faltung (subalpine oder Faltenmolasse). Verschiedentlich sind die nördlichen Teile der Alpen dem südlichen Teil des Molassebeckens auf- oder überschoben. Der übrige (größere) Teil des Molassebeckens wird durch die ungefaltete (Außen- oder Vorland-) Molasse eingenommen. Dieser Bereich ist vor allem durch Bruchtektonik gekennzeichnet. — Die Mächtigkeit der tertiären Molasse nimmt von der Donau im Norden bis zum Alpenkörper im Süden auf über 3000 m zu. Der Vollständigkeit halber sind auf der Karte noch die wichtigsten Gebiete mit *jungem Vulkanismus* dargestellt worden. Die meisten dieser Vulkanvorkommen entstanden im Tertiär. Nur wenige, z. B. ein Teil des Eifel-Vulkanismus, haben quartäres Alter.

D. Verteilung der bisher beobachteten Schadenbeben (Karte B—E)

Erdbebengeographische Einteilung des Gebietes

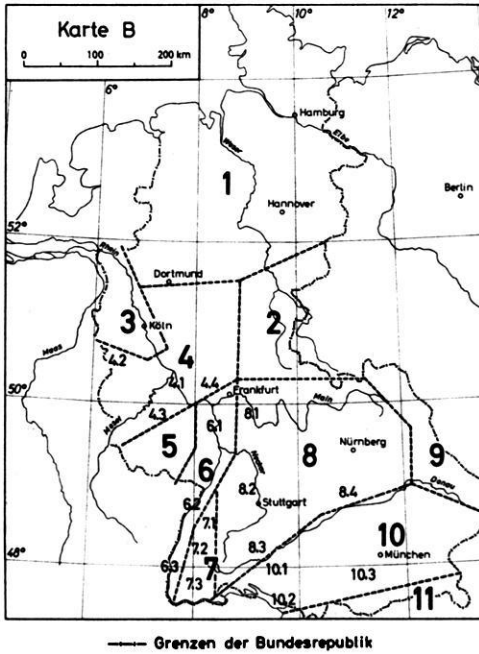


Abb. B: Erdbebengeographische Einteilung des Gebietes.

Seismological and geographical division of the studied area.

1 = Norddeutsches Tiefland, 2 = Hessische Senke, 3 = Niederrheinische Bucht mit Randgebieten, 4 = Rheinisches Schiefergebirge (4.1 = Mittelrheintal, 4.2 = Hohes Venn, 4.3 = Hunsrück, 4.4 = Taunus), 5 = Saar-Nahe-Gebiet und Pfälzer Wald, 6 = Oberrhein-Graben mit Randgebieten (6.1 = nördlicher Oberrhein-Graben mit Mainzer Becken, 6.2 = mittlerer Oberrhein-Graben, 6.3 = südlicher Oberrhein-Graben), 7 = Schwarzwald (7.1 = nördlicher Schwarzwald, 7.2 = mittlerer Schwarzwald, 7.3 = südlicher Schwarzwald), 8 = Süddeutsches Schichtstufenland (8.1 = Aschaffener Becken und Main-Gebiet, 8.2 = Nord-Württemberg, 8.3 = Schwäbische Alb, 8.4 = Fränkische Alb), 9 = Böhmisches Massiv, 10 = Molasse-Becken (10.1 = Oberschwaben, 10.2 = Bodensee-Gebiet, 10.3 = Bayerische Molasse), 11 = Alpen

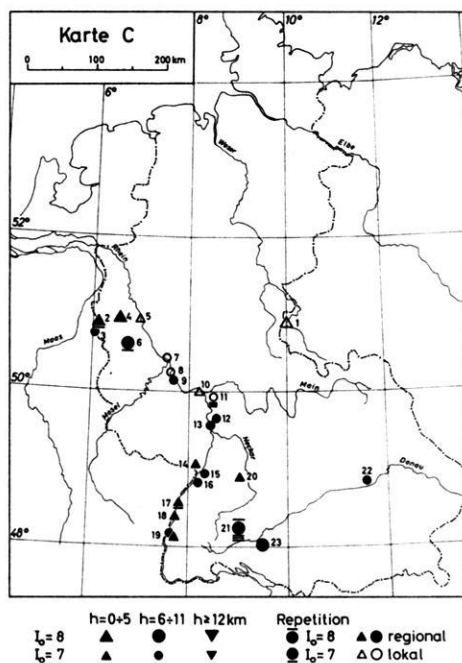
Erdbeben-Epizentren 1800-1969 $I_0 \geq 7$ 

Abb. C: Erdbeben-Epizentren 1800–1969, $I_0 \geq 7$. Die Zahlenbezeichnung bezieht sich auf Tabelle 1 im Anhang.

Earthquake-epicenters 1800–1969, $I_0 \geq 7$. Numbers refer to Table 1 of the annex.

Hauptorte mit Erdbebenschäden 1000–1799

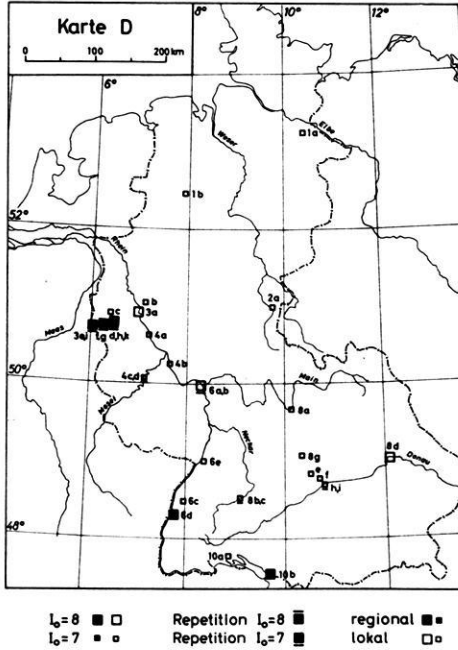


Abb. D: Hauptorte mit Erdbebenschäden 1000–1799. Die Zahlenbezeichnung bezieht sich auf Tabelle 2 im Anhang.

Main localities with earthquake-damages 1000–1799. Numbers refer to Table 2 of the annex.

Beobachtete Maximalintensitäten $I \geq 7$ 1000–1969

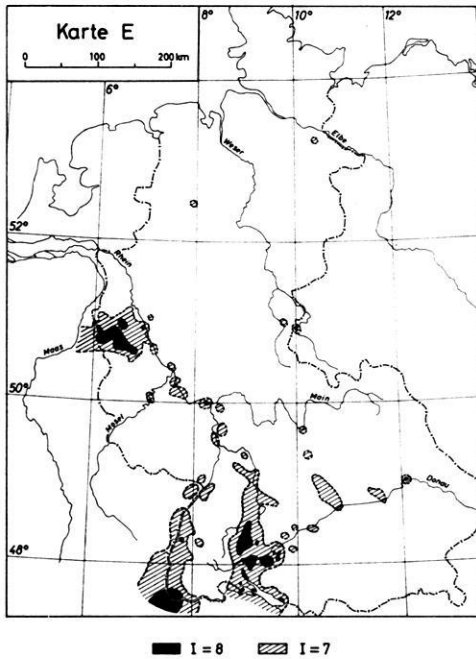


Abb. E: Beobachtete Maximalintensitäten $I \geq 7$.
Observed maximum intensities $I \geq 7$.

Über die in historischer Zeit in Deutschland und in seinen Nachbargebieten aufgetretenen Erdbeben unterrichten zahlreiche Veröffentlichungen. Aufschlußreich sind vor allem die Erdbebenkataloge, die von SIEBERG [1940 a, 1940 b], SPONHEUER [1952], FIEDLER [1954], ROTHÉ und SCHNEIDER [1968] und anderen zusammengestellt wurden. Auf der Grundlage dieses Materials haben SIEBERG [1926, 1932], SPONHEUER [1962], HILLER, ROTHÉ und SCHNEIDER [1967], SCHNEIDER [1968], AHORNER [1968 a, b, 1970] und andere detaillierte Übersichten über die Seismizität von Deutschland und seinen Teilgebieten gegeben. Die nachstehenden Angaben über die bisherigen Schadenbeben auf dem Gebiet der Bundesrepublik Deutschland stützen sich im wesentlichen auf das erwähnte Schrifttum sowie auf neue Untersuchungsergebnisse der Autoren. Erdbebengeographisch läßt sich das Gebiet der Bundesrepublik in elf größere Regionen unterteilen, welche zumeist mehrere voneinander getrennte Herdgebiete umfassen. Die gebietsmäßige Abgrenzung erfolgt nach seismologischen, geologisch-tektonischen und landschaftlichen Gesichtspunkten gemäß *Karte B*.

Das seismische Verhalten der Regionen und Herdgebiete ist nach den Erdbebenbeobachtungen, die man seit dem frühen Mittelalter gesammelt hat, sehr unterschiedlich. Große Gebietsteile der Bundesrepublik erweisen sich im Beobachtungszeitraum von knapp 1000 Jahren als nahezu erdbebenfrei. Andere haben lediglich schwache und schadhlose Erdbeben oder solche mit sehr leichten Schäden (Maximalintensität $I_0 = 6$ und darunter) hervorgebracht. Zu schweren Schadenbeben der Maximalintensität $I_0 = 7$ und 8 ist es nur in wenigen — flächenmäßig nicht sehr ausgedehnten — Gebieten gekommen. Das geht aus *Karte C* hervor, welche die Schadenbeben-Epizentren der Jahre 1800 bis 1969 zeigt. Die ausführlichen Daten der dargestellten Beben findet man in der Tabelle 1 (Anhang). Über die weiter zurückliegenden Schadenbeben unterrichtet die *Karte D*, welche den Zeitraum 1000 bis 1799 umfaßt. Wegen der oft lückenhaften makroseismischen Angaben kann für die älteren Beben zumeist kein genaues Epizentrum bestimmt werden. Deshalb ist auf der Karte anstelle des Epizentrums jener Ort eingetragen, welcher bei dem jeweiligen Schadenbeben am meisten betroffen wurde. Die der Kartendarstellung zugrundeliegenden makroseismischen Beobachtungen enthält in Kurzform die Tabelle 2 (Anhang).

In der *Karte E* sind für den Zeitraum 1000 bis 1969 die beobachteten Maximalintensitäten dargestellt. Es handelt sich um schematisierte Isoseisten für die Intensitäten 7 und 8, die durch die Kombination der makroseismischen Wahrnehmungen bei vielen einzelnen Erdbeben gewonnen wurden. Maximalintensitäten über 8 sind im betrachteten Zeitraum auf dem Gebiet der Bundesrepublik nicht bekannt geworden. Diejenigen unter 7 wurden bei der Ausarbeitung der Karte zwar berücksichtigt, aber nicht eingezeichnet. Besonders hervorgehoben sei, daß die dargestellten Intensitätszonen in Form und Ausdehnung nicht mit den aktiven Herdgebieten gleichzusetzen sind. Energiereiche Beben greifen mit ihrem Schadengebiet oft weit über das eigentliche Herdgebiet hinaus. Daher bestimmen einige wenige Starkbeben im Niederrheingebiet, auf der Schwäbischen Alb und in Oberschwaben sowie im südlichen Teil des Oberrhein-Grabens entscheidend das Verteilungsbild der Maximalintensitäten.

Erdbeben geringerer Stärke, die innerhalb der Schüttergebiete großer Beben liegen, treten bei dieser Art der Darstellung nicht in Erscheinung.

Die kartenmäßige Darstellung der in einem längeren Zeitraum beobachteten Maximalintensitäten ist für die Beurteilung der Erdbebengefährdung eines Gebietes von größerer Bedeutung als eine Epizentrenkarte.

Beim Vergleich der *Karten C und D* fällt auf, daß in bestimmten Gebieten, etwa in der Niederrheinischen Bucht und im Oberrhein-Graben, Schadenbeben über lange Zeit hinweg immer wieder aufgetreten sind. In anderen Zonen dagegen, so auf der Schwäbischen Alb, lassen sich starke Schadenbeben hauptsächlich erst in unserem Jahrhundert feststellen. Daneben finden sich auch Gebiete mit einer nur kurzen Schadenbebenaktivität in früherer Zeit. Es zeichnen sich also bei den Schadenbebengebieten nicht nur Unterschiede in der Stärke der aufgetretenen Erdbeben ab, sondern auch in deren zeitlicher Verteilung, so daß eine pauschale Beurteilung nicht zweckmäßig erscheint. In den folgenden Abschnitten wird deshalb eine kurze Charakterisierung der verschiedenen Gebiete gegeben.

Das *Norddeutsche Tiefland* [Abb. B: 1] ist ausgesprochen erdbebenarm. Schadenbeben stellen hier eine große Seltenheit dar. Im letzten Jahrtausend sind nur zwei Beben mit kleinem Schadengebiet und der Maximalintensität $I_0 = 7$ bekannt geworden: 1323 bei Lüneburg und 1770 bei Alfhausen im nördlichen Vorland des Teutoburger Waldes. Das zuletzt genannte Beben dürfte tektonischer Entstehung sein, obgleich sich keine klaren Beziehungen zur Oberflächentektonik herstellen lassen. Beim Ereignis von Lüneburg handelt es sich aber wohl sicher um ein Einsturzbeben infolge unterirdischer Materialablaugung.

Auch die *Hessische Senke* [Abb. B: 2] weist eine sehr geringe Seismizität auf. Zu Schadenbeben ist es nur ganz vereinzelt gekommen. Vom tektonischen Standpunkt aus betrachtet mag dies zunächst überraschen, weil das Gebiet als Glied der Mittelmeer-Mjösen-Zone in der unmittelbaren Verlängerung des seismisch recht regsamen Oberrhein-Grabens liegt. Man muß aber annehmen, daß die tektonischen Schollenbewegungen in den hessischen Gräben in der Gegenwart entweder zum Stillstand gekommen sind oder aseismisch verlaufen [AHORNER 1970]. Die wenigen Schadenbeben des Gebietes, 1776 bei Rothenburg a. d. Fulda und 1953 bei Heringen, lassen sich auf Grund der geologischen Verhältnisse unschwer auf Vorgänge im Salzgebirge in geringer Tiefe zurückführen. Beim Ereignis von Heringen mit sehr kleinem Schüttergebiet und der Maximalintensität $I_0 = 7$ bis 8 ist das gut zu beweisen [SPONHEUER GERECKE und MARTIN 1960].

Ganz anders liegen die Verhältnisse in der *Niederrheinischen Bucht* [Abb. B: 3], einem der aktivsten und in seiner Aktivität beständigsten Erdbebengebiet der Bundesrepublik [SIEBERG 1926, SCHWARZBACH 1951, AHORNER 1968, 1970]. Namentlich in der westlichen Hälfte des tektonischen Senkungsfeldes und am Bruchrand gegen das Hohe Venn und die Eifel haben sich seit dem frühen Mittelalter im Abstand von 50 bis 150 Jahren immer wieder Schadenbeben der Maximalintensität $I_0 = 8$ ereignet, welche auch vereinzelt Todesopfer forderten. Das stärkste Beben des Gebietes und

eines der folgenschwersten in Deutschland überhaupt fand 1756 in der Gegend von Düren statt. Es ist besonders bezeichnend für die Niederrheinische Bucht, daß sich die Erdbebenherde in vielen Fällen eindeutig mit den noch in quartärer Zeit und in der Gegenwart „fortlebenden“ Hauptverwerfungen verknüpfen lassen [AHORNER 1968 b]. Die Herdtiefen sind unterschiedlich, es kommen sowohl flache, als auch normal tiefe und etwas tiefere Herde vor ($h = 2$ bis 25 km [AHORNER 1967]). Da die größeren Herdtiefen vor allem bei den Beben mit höherer Magnitude auftreten, wird auch bei diesen trotz beachtlicher Herdenergie die Epizentralintensität $I_0 = 8$ nicht überschritten.

Die östliche Hälfte der Niederrheinischen Bucht ist seismisch weniger aktiv. Das steht im Einklang mit der geologischen Feststellung, daß die Verwerfungen dieses Buchtabchnittes in quartärer Zeit kaum noch bewegt wurden. Im Aachener Raum — im Westen der Bucht — wirken sich mitunter auch noch die stärkeren belgischen Beben der Brabanter Erdbebenzone schadenbringend aus.

Das *Rheinische Schiefergebirge* [Abb. B: 4] ist zum großen Teil frei von Erdbebenherden. Es wird meist nur von den stärkeren Beben der Nachbarschaft miterschüttert. Nur in einzelnen Teilgebieten ist, vermutlich als Folge verdeckter junger Tektonik, eine eigene seismische Aktivität festzustellen [AHORNER 1968 a, b, 1970].

So bildet das seismisch regsame Mittelrheintal [Abb. B: 4.1] zwischen Bingen und Bonn das Verbindungsstück zwischen den Erdbebengebieten des Oberrhein-Grabens und der Niederrheinischen Bucht. Für einen schmalen Gebietsstreifen zu beiden Seiten des Rheins sind hier Schadenbeben der Maximalintensität $I_0 = 7$ typisch. Im letzten Jahrtausend haben sich solche Beben in der Gegend westlich des Siebengebirges (1673), am Ostrand des Neuwieder Beckens (1869) und im Gebiet zwischen Koblenz und St. Goar (1780, 1846, 1892) ereignet. Die Herdtiefen sind gewöhnlich kleiner als $h = 10$ km.

Die vom Hohen Venn [Abb. B: 4.2] am Nordwestrand des Schiefergebirges ausgehenden Erdbeben haben bisher die Maximalintensität $I_0 = 6$ nicht überschritten; die letzten stärkeren Beben ereigneten sich 1911, 1928 und 1951. Das Hohe Venn wird aber durch die Schadenbeben am Westrand der Niederrheinischen Bucht mitunter erheblich miterschüttert, so daß örtlich mit einer Maximalintensität $I_0 = 7$ und mehr gerechnet werden muß.

Im Südwestabschnitt des Schiefergebirges ereignen sich Erdbeben im Hunsrück und im Moselgebiet [Abb. B: 4.3]. Sie erreichen am Südfuß des Hunsrück gegen die Saar-Nahe-Senke die Maximalintensität $I_0 = 5$, zuletzt 1931 und 1960. Weiter nördlich im Gebiet der mittleren Mosel scheinen vereinzelt Schadenbeben vorzukommen: 1565 soll es bei Zell und 1595 bei Alf Erdbebenschäden gegeben haben. Genauere Angaben fehlen jedoch.

In ähnlicher Weise wie der Hunsrück zeichnen sich auch der Taunus und das Lahngebiet [Abb. B: 4.4] durch lokale Erdbeben der Maximalintensität $I_0 = 5$ aus, zuletzt 1930 und 1952. Somit ist der gesamte südliche Randbereich des Rheinischen Schiefergebirges seismisch schwach aktiv [AHORNER 1962].

Das *Saar-Nahe-Gebiet* und der *Pfälzer Wald* [Abb. B: 5] sind auffallend arm an eigenen Erdbeben. Lediglich die Randbereiche gegen den Hunsrück und den Oberrhein-Graben werden von den dortigen Beben stärker miterschüttert.

Dagegen gehört der *Oberrhein-Graben* [Abb. B: 6] mit seinen Grabenschultern zu den wichtigsten Erdbebengebieten der Bundesrepublik [HILLER, ROTHÉ und SCHNEIDER 1967, SCHNEIDER 1968, AHORNER 1970]. Die seismische Aktivität ist allerdings nicht so hoch, wie man es auf Grund der besonderen Stellung dieser Großgrabenstruktur im Schollenmosaik Mitteleuropas eigentlich erwartet. Seit 1800 haben sich zwar zahlreiche Schadenbeben ereignet, die jedoch die Maximalintensität $I_0 = 7$ nie wesentlich überschritten. Auch die Beben der vorausgehenden Jahrhunderte scheinen im allgemeinen nicht stärker gewesen zu sein, wenn man von dem schweren Schadenbeben bei Basel im Jahre 1356 absieht, welches 300 Menschenleben gefordert haben soll [SIEBERG 1940a]. Der Herd des Baseler Erdbebens liegt aber am äußersten Süden des Grabens. In seinem Hauptabschnitt hat der Graben in historischer Zeit offenbar noch keine so starken Beben hervorgebracht. Bemerkenswert ist, daß die großen Randverwerfungen seismisch nur selten in Erscheinung treten. Viele Herde haben ihren Sitz im Grabeninnern oder auf den Grabenschultern abseits der Haupttrandbrüche. Die Herdtiefen sind gewöhnlich flach oder normal tief ($h = 2$ bis 11 km); nur in wenigen Fällen lassen sich etwas größere Tiefen feststellen.

Im Verlauf des Oberrhein-Grabens wechseln seismisch aktive Gebiete mit Bereichen, aus denen während des letzten Jahrtausends keine Erdbeben bekannt geworden sind.

Der nördliche Oberrhein-Graben mit dem Mainzer Becken [Abb. B: 6.1] weist eine ziemlich rege Erdbebenaktivität auf. Neben den Schadenbeben, welche im Mittelalter wiederholt die Stadt Mainz heimgesucht haben (1445, 1733), sind aus neuerer Zeit der Erdbebenschwarm von Groß-Gerau (1869 bis 1871) mit mehr als 2000 gefühlten Stößen, darunter drei Schadenbeben der Maximalintensität $I_0 = 7$, und die Schadenbeben von Lorsch (1871) und Ludwigshafen-Worms (1952) zu erwähnen [LANDSBERG 1931, 1933].

Auffälligerweise haben sich in dem südlich anschließenden Grabenabschnitt bei Heidelberg bisher nur sehr wenige Erdbeben ereignet. HILLER, ROTHÉ und SCHNEIDER [1967] führen dies darauf zurück, daß die Pfalzburg-Kraichgau-Depression hier den Graben quert.

Im mittleren Oberrhein-Graben [Abb. B: 6.2] befinden sich markante Schwerpunkte der seismischen Aktivität bei Kandel (1903), Karlsruhe (1737, 1948), Rastatt (1933), Strasbourg-Kehl (1728, 1802) und Offenburg (1574). Die Maximalintensität $I_0 = 7$ wurde hier oftmals erreicht, in Einzelfällen in einem kleinen Gebiet wohl auch überschritten ($I_0 = 7$ bis 8). Die Beben auf französischer Seite dehnen sich mit ihrem Schüttergebiet nicht selten bis nach Baden aus.

Im südlichen Oberrhein-Graben [Abb. B: 6.3] ist der Kaiserstuhl mit zumeist flachen Herden das wichtigste Erdbebengebiet. Schadenbeben der Maximalintensität $I_0 = 7$ fanden hier 1899 und 1926 statt. Am Süden des Oberrhein-Grabens haben sich die Erschütterungen der Baseler Erdbeben des Mittelalters noch sehr heftig auf deutschem Gebiet ausgewirkt, so daß hier mit einer Intensität $I = 8$ zu rechnen ist.

Der *Schwarzwald* [Abb. B: 7] zeigt drei deutlich gegeneinander abgesetzte Erdbebenzonen, die sich gegenüber dem Oberrhein-Graben durch größere Herdtiefe (bis $h = 26$ km) abheben, was zu einer entsprechenden Abschwächung der an der Erdoberfläche zu beobachtenden Intensität führt, während die im Herd ausgelöste Energie in der gleichen Größenordnung wie bei den Beben im Oberrhein-Graben liegt [FIEDLER 1954, SCHNEIDER 1968].

Der nördliche Schwarzwald [Abb. B: 7.1] wurde nach 1800 dreimal von Beben der Maximalintensität $I_0 = 6$ bis 7 betroffen: 1822 bei Klosterreichenbach und 1935 beim Doppelbeben an der Hornisgrinde. Das Beben des Jahres 1822 gehört einer Bebenserie an, die ihren Ausgang im Freudenstädter Graben nahm.

Im mittleren Schwarzwald [Abb. B: 7.2] ließ sich die Maximalintensität $I_0 = 6$ seit 1800 zweimal feststellen: 1885 in Triberg und 1935 in Furtwangen. Im übrigen dominieren Beben der Maximalintensität $I_0 = 4$.

Auch im südlichen Schwarzwald [Abb. B: 7.3] ist bisher als Maximalintensität $I_0 = 6$ aufgetreten; zuletzt 1896 bei Neustadt, 1961 bei Schopfheim und 1965 wieder bei Neustadt.

Das *Süddeutsche Schichtstufenland* [Abb. B: 8] setzt sich aus Bereichen höchst unterschiedlicher Seismizität zusammen. Weite Gebietsteile sind nahezu frei von Erdbebenherden, während in einigen begrenzten Zonen eine beachtenswerte Erdbebenaktivität festzustellen ist. Das wichtigste Herdgebiet mit einer für mitteleuropäische Verhältnisse ungewöhnlich großen Aktivität befindet sich auf der Schwäbischen Alb; es macht sich allerdings erst seit 1911 in so starkem Maße bemerkbar. Kleinere Herdgebiete liegen am nördlichen Rand des Schichtstufenlandes, in Nord-Württemberg und im Bereich der Fränkischen Alb mit Ausläufern bis nach Regensburg hin. Bezeichnend für die ganze Region scheint zu sein, daß sich die einzelnen Herdgebiete immer nur kurze Zeit (einige Jahrzehnte oder bestenfalls Jahrhunderte) bemerkbar machen und zwischen durch lange Zeit inaktiv sind.

Im Aschaffener Becken und im Maingebiet [Abb. B: 8.1] sind nach 1800 nur schadhlose Erdbeben der Maximalintensität $I_0 = 5$ bis 6 aufgetreten (Aschaffener Doppelbeben 1904). Es soll hier 1693 bei Marktbreit aber schon einmal Erdbebenschäden gegeben haben [SIEBERG 1940a].

Von den Erdbeben in Nord-Württemberg [Abb. B: 8.2] ist das Schadenbeben von Unterriexingen 1839 mit der Maximalintensität $I_0 = 7$ das bedeutendste [FIEDLER 1954]. Spätere Beben haben die Maximalintensität $I_0 = 5$ nicht mehr überschritten.

Im Gebiet der Schwäbischen Alb [Abb. B: 8.3] und deren näherer Umgebung fanden bereits zu Beginn der Neuzeit einzelne stärkere Beben statt. Zu erwähnen sind vor allem die Schadenbeben bei Tübingen 1655 mit Maximalintensitäten $I_0 = 7$ [SIEBERG 1940a]. Im 19. Jahrhundert lag der Schwerpunkt der Erdbebenaktivität zunächst im Bereich der mittleren Alb bei Groß- und Kleinengstingen mit Maximalintensitäten $I_0 = 6$ bis 7. Gegen Ende des Jahrhunderts verlagerte sich die seismische Aktivität dann mehr auf die westliche Alb, wo bei Hechingen und Ebingen 1911 ein ungewöhnlich starkes Schadenbeben der Maximalintensität $I_0 = 8$ und der Magnitude $M \approx 6$

seinen Ursprung nahm [GUTENBERG 1915, SIEBERG und LAIS 1925]. Es ist das energiereichste Beben, das sich in Deutschland in historischer Zeit ereignet hat. Seither verläuft zwischen den Städten Ebingen und Tübingen eine Erdbebenserie, die neben zahlreichen schwächeren Stößen drei Schadenbeben der Maximalintensität $I_0 = 7$ und im Jahre 1943 ein weiteres Schadenbeben der Maximalintensität $I_0 = 8$ hervorgebracht hat. Die Herdtiefen der Schwäbischen Alb übersteigen selten $h = 10$ km [SCHNEIDER 1968].

Zur Fränkischen Alb [Abb. B: 8.4] sind wohl die Erdbebenherde in der Umgebung des Nördlinger Rieses zu stellen, die sich im Mittelalter und zu Beginn der Neuzeit wiederholt mit der Maximalintensität $I_0 = 7$ bemerkbar gemacht haben. Sie verursachten in den Städten Nördlingen (1471), Harburg (1669), Dinkelsbühl (1670) und Donauwörth (1755, 1769) Gebäudeschäden. In späterer Zeit sind hier keine Schadenbeben mehr aufgetreten. Dagegen ereignete sich weiter östlich im Altmühljura bei Eichstätt-Ingolstadt in den Jahren 1914-1920 ein Erdbebenschwarm, der wenigstens 50 gespürte Einzelbeben umfaßt, darunter ein Schadenbeben der Maximalintensität $I_0 = 7$ [LUTZ 1921]. Ein fraglicher Schadenbebenherd, der vielleicht im Jahre 1062 tätig war, ist bei Regensburg anzunehmen. Auch an einigen isolierten Punkten in Franken sollen im frühen Mittelalter lokale Erdbebenschäden aufgetreten sein, so in Nürnberg und Rothenburg o. a. Tauber [SIEBERG 1940a].

Der deutsche Anteil der *Böhmischen Masse* [Abb. B: 9] zeichnet sich nur durch leichte Erdbeben aus. Im Bayerischen- und im Oberpfälzer Wald wurden zuletzt 1858, 1885, 1897 und 1909 Beben der Maximalintensität $I_0 = 5$ festgestellt [SPONHEUER 1952].

Im *Molassebecken* [Abb. B: 10] kommen vor allem im westlichen Teil stärkere Erdbeben vor. Ein wichtiges Herdgebiet liegt in Oberschwaben [Abb. B; 10.1] in der Gegend von Saulgau, wo die seismische Aktivität 1935 mit einem weitreichenden Schadenbeben der Maximalintensität $I_0 = 7$ bis 8 ihren Höhepunkt fand [HILLER 1936]. Vorher hat sich dieser Raum nur durch schadlose Erdbeben ausgezeichnet [FIEDLER 1954].

Die zweite Gegend mit immer wieder auftretenden Erdbeben ist das Bodenseegebiet [Abb. B: 10.2] mit dem angrenzenden Hegau. Seit 1800 wurden dort sechs Erdbeben der Maximalintensität $I_0 = 6$ ausgelöst, hauptsächlich in der Umgebung der Städte Friedrichshafen und Konstanz sowie der Insel Reichenau [FIEDLER 1954]. Stärker als die vorgenannten war das Schadenbeben bei Lindau im Jahre 1720, welches vermutlich die Maximalintensität $I_0 = 8$ erreichte und auch in der Schweiz umfangreiche Schäden hervorrief. Ein anderes Schadenbeben der Maximalintensität $I_0 = 7$ fand 1588 in der Gegend des Hohentwiel statt. Die Herdtiefen des Bodenseegebietes liegen teils bei $h = 2$ bis 5 km, teils bei $h = 10$ bis 15 km [SCHNEIDER 1968].

In der Bayerischen Molasse [Abb. B: 10.3] sind neuerdings stärkere Erschütterungen in der Umgebung von Peißenberg-Weilheim festzustellen, wobei die Maximalintensitäten $I_0 = 6$ oder 6 bis 7 sich auf sehr kleine Schüttergebiete beschränken [FÖRTSCH 1967—1969]. Die Herde liegen daher wohl sehr flach. Vermutlich handelt es sich um Gebirgsschläge.

Bemerkenswert gering ist die Seismizität im schmalen deutschen Anteil der *Alpen* [Abb. B: 11]. Die wenigen aktiven Herde haben seit 1800 nur Maximalintensitäten $I_0 = 5$ bis 6 hervorgebracht, wie etwa 1918 bei Birgsau im Allgäu [LUTZ 1921]. Es besteht allerdings die Möglichkeit, daß bei schweren Erdbeben in den österreichischen Bundesländern Vorarlberg, Tirol und Salzburg (Nordalpine Erdbebenlinie) stärkere Erschütterungen auch auf das deutsche Grenzgebiet übergreifen.

E. Seismologische Regionalisierung (Karte F)

Unter seismologischer Regionalisierung eines Landes wird die kartenmäßige Darstellung von Gebietszonen verstanden, in denen bei Erdbeben bestimmte Maximalintensitäten auftreten. Man kann bei der Anfertigung einer solchen Karte davon ausgehen, daß die an einem Ort zu erwartende Erdbebenstärke wenigstens den gleichen Maximalwert der bisher beobachteten Erschütterungen erreichen kann. Von dieser

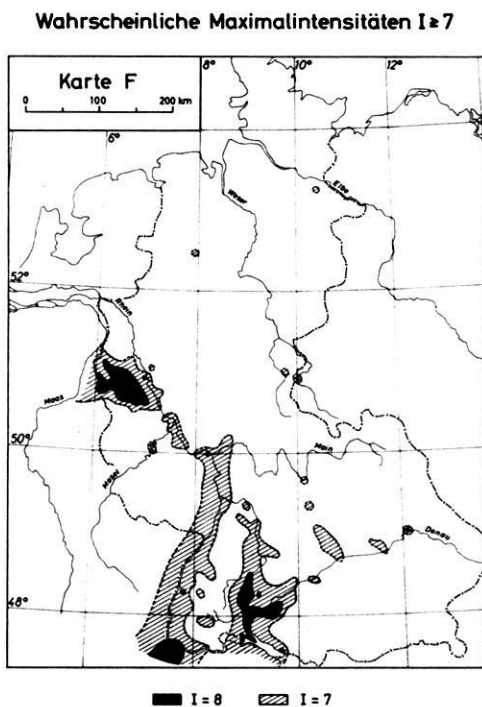


Abb. F: Wahrscheinliche Maximalintensitäten $I \geq 7$.

Probable maximum intensities $I \geq 7$.

Schwarz: $I = 8$
(black)

Schrägschraffur: $I = 7$
(hatched)

Grundlage geht auch die „Karte der deutschen Erdbebengebiete“ aus, die dem 1957 erschienenen DIN-Blatt 4149 „Bauten in deutschen Erdbebengebieten“ beigegeben ist und sich im wesentlichen mit der Karte E deckt [vgl. auch HILLER, SCHWARZBACH und SPONHEUER 1955].

Die Darstellung der bei künftigen Beben zu erwartenden maximalen Intensitäten erfährt insofern eine wesentliche Einschränkung in ihrer Gültigkeit, als der zur Verfügung stehende Beobachtungszeitraum von etwa 1000 Jahren zu kurz ist, um alle möglichen Epizentralgebiete von Schadenbeben zu erfassen. Das zeigt auch die großräumige Verlagerung der wesentlichen seismischen Aktivität während dieses Intervalls (Hochmittelalter: Oberrhein-Graben bei Basel; Spätmittelalter und Beginn der Neuzeit: Niederrheinische Bucht; 20. Jahrhundert: Westliche Schwäbische Alb; vgl. Tab. 1 und 2).

Diese Unsicherheit kann dadurch etwas ausgeglichen werden, daß man das „seismologische“ um ein „geologisches“ Beobachtungsintervall erweitert, indem man bedeutende tektonische Erdkrustenbewegungen (Verstellungsbeträge der Größenordnung $\Delta h = 100$ m und mehr), die sich in der jüngsten geologischen Vergangenheit (etwa 1 Million Jahre) ereignet haben, nach Möglichkeit mitberücksichtigt (vgl. dazu Karte A). Da fast alle Erdbeben tektonischer Entstehung sind, ergibt sich bei einer seismologischen Regionalisierung somit die Notwendigkeit, Hinweise für tektonische Bewegungen quartären Alters in die Betrachtung einzubeziehen. Weiter zurückliegende Bruchtektonik (Tertiär oder älter) steht dagegen mit der gegenwärtigen Erdbeben-tätigkeit nur noch in loser Beziehung [vgl. dazu SCHWARZBACH 1963].

Einschränkend ist zu bemerken, daß die an der Erdoberfläche feststellbaren tektonischen Erscheinungen keineswegs unmittelbar mit den Prozessen im Erdbebenherd vergleichbar sind. Die seismischen Ereignisse treten in einer Tiefe von 2 km und mehr auf, d. h. also in Bereichen, die vor allem hinsichtlich von Druck und Temperatur andere physikalische Bedingungen aufweisen, als sie in unmittelbarer Nähe der Erdoberfläche herrschen. Außerdem ergeben sich vielfach gesteinsbedingte Materialunterschiede. So kann z. B. unter einem Gebirgsabschnitt aus Sedimenten ein solcher aus kristallinem Material (Magmatite, Metamorphite) lagern. Aufgrund solcher Unterschiede (i. w. Druck, Temperatur, Material) können sich in den einzelnen Gebirgsabschnitten bei gleichartiger Beanspruchung mehr oder weniger unterschiedliche tektonische Strukturen ausbilden (Stockwerktektonik).

Ferner ist bei Bruchschollen oft nicht mit ausreichender Sicherheit der Anteil quartärer von demjenigen älterer Bewegungen zu trennen. Vor allem aber brauchen die geologischen Bruchdislokationen nicht unbedingt mit Erdbeben verknüpft zu sein. Der Geologe kann für bestimmte Verwerfungen in der Regel nur die Summe der Bewegung nach Betrag und Richtung angeben, nicht jedoch den genauen Bewegungsablauf in Abhängigkeit von Zeit und Raum. Für die Bewegungsgeschwindigkeit läßt sich oft nachträglich nichts oder nur sehr wenig aussagen. Der Bewegungsbetrag kann durch rasche „ruckartige“ Bewegung (in Verbindung mit Erdbeben) oder durch langsames Kriechen (ohne Erdbeben) zustandegekommen sein [vgl. MURAWSKI 1970]. In der Nieder-

rheinischen Bucht weisen geodätische Meßergebnisse darauf hin, daß aseismische Kriechbewegungen bei den rezenten Bruchdislokationen eine wesentliche Rolle spielen [AHORNER 1968 b]. Auch in anderen Bruchgebieten, z. B. im Oberrhein-Graben, dürften ähnliche Verhältnisse vorliegen. Ein aseismischer Bewegungsablauf scheint insbesondere bei Bruchstrukturen aufzutreten, die auf eine laterale Zerrung der Kruste zurückgehen, d. h. also bei Abschiebungen [AHORNER 1968 b, 1970; SCHNEIDER 1968]. Gebiete mit „fortlebender Bruchtektonik“ brauchen demnach nicht notwendigerweise zugleich aktive Erdbebengebiete zu sein. — Allerdings können präexistierende tektonische Bruchstrukturen bei Erdbeben infolge Differentialbewegungen der von ihnen betroffenen Schollen schadenbringend werden, ohne daß diese Brüche selbst bei der Entstehung des Bebens beteiligt waren.

Wenn trotzdem beide Phänomene, Erdbeben und oberflächennahe quartäre Bruchtektonik, bei der hier vorgelegten seismologischen Regionalisierung der Bundesrepublik in Beziehung zueinander gesetzt werden, so geschah dies, weil beide Erscheinungen letztlich doch Ausdrucksformen des gleichen tektonischen Gesamtvorganges sind. Aus den erwähnten Gründen wurden jedoch die tektonischen Daten mit größter Zurückhaltung interpretiert. Gewöhnlich wurden sie hier lediglich zur genaueren Abgrenzung von seismologisch nachgewiesenen aktiven Erdbebengebieten sowie zur regionalen Verknüpfung isolierter Herdvorkommen benutzt. Letzteres erschien dann gerechtfertigt, wenn mehrere Einzelvorkommen im Streichen einer geologischen Struktur liegen, die auf ihrer ganzen Länge Spuren quartärer Krustenbewegungen zeigt.

Während in der Niederrheinischen Bucht und im Oberrhein-Graben die erhöhte seismische Aktivität in deutlicher Beziehung zu der an der Erdoberfläche feststellbaren intensiven quartären Bruchschollentektonik steht, scheinen bei den Erdbeben der Schwäbischen Alb und ihres Vorlandes ausgeprägte Äquivalente quartärer Krustenbewegungen zu fehlen. Das dürfte auf die Herdmechanik dieser Beben zurückzuführen sein. Es handelt sich hier nämlich um horizontale Bewegungen, die sich geologisch und geodätisch bei geringeren Verstellungsbeträgen an der Erdoberfläche nur schwer nachweisen lassen [HILLER 1936, SCHNEIDER, SCHICK und BERCKHEMER 1966, SCHNEIDER 1968]. Die Orientierung und Ausdehnung der Herdfläche, sowie die Richtung und Größe der Bruchgeschwindigkeit im Herd verursachen eine deutliche Richtwirkung bei der Abstrahlung seismischer Wellen, was sich auf der Schwäbischen Alb in einer betonten Nord-Süd-Streckung des Schadengebietes der stärksten Beben äußert [BERCKHEMER 1962, SCHICK 1968, SCHNEIDER 1968]. Diese Eigenschaft seismischer Herde kann stets zu Überraschungen bei der Erschütterungswirkung eines Erdbebens führen. Das Ergebnis einer Synthese aller verfügbaren seismologischen und geologisch-tektonischen Daten ist in Karte F dargestellt. Diese Karte gibt die Gebietszonen mit den wahrscheinlichen Maximalintensitäten 7 und 8 wieder. Eine Hinzunahme des Intensitätsgrades 6 erschien unzumutbar, da bei diesem Stärkegrad nur geringfügige und zudem oft von Zufälligkeiten abhängige Gebäudeschäden zu verzeichnen sind. Weiterhin würde durch die Einbeziehung der Isoleiste 6 der Einflußbereich der großen

Beben in noch größerer Ausdehnung zur Darstellung kommen, so daß damit viele Gebiete mit schwächeren Beben auf der Karte nicht mehr erkannt werden könnten. Zudem sehen auch die Richtlinien der ESC für die Ausarbeitung einer einheitlichen europäischen Erdbebenkarte die Einbeziehung der Intensität 6 nicht vor.

Danksagung

Die Deutsche Forschungsgemeinschaft unterstützte das Forschungsvorhaben in dankenswerter Weise durch eine finanzielle Beihilfe.



F. Anhang

Tabelle 1: Schadenbeben auf dem Gebiet der Bundesrepublik Deutschland, 1800–1967, $I_0 \geq 7$. — (Zu Karte C.)

Erläuterung der Abkürzungen: Ep = Epizentrum (a = makroseismisch, i = mikroseismisch bestimmt), h = Herdtiefe (meist makroseismisch bestimmt; f : $h = 0-5$ km, n : $h = 6-11$ km), I_0 = Epizentralintensität nach Mercalli-Sieberg-Skala, R = mittlere makroseismische Reichweite, M_m = Magnitude (makroseismisch bestimmt nach Formel Kárník 1969: $M_m = 0,5 I_0 + \log h + 0,35$), F = Epizentrum im deutsch-französischen Grenzgebiet

Nr.	Datum und Herdzeit	Ge- Epi- biet zentrum	h (km)	I_0	R (km)	M_m	Bemerkungen
1	22. Febr. 1953 20 ^h 16 ^m 21 ^s GMT	2 $a50^\circ55'N$ $10^\circ00'O$	1	8	35	4,4	Heringen (Gebirgsschlag) Gebäudeschäden, Bodenspalten und Einbrüche in einem eng begrenzten Gebiet [SPONHEUER et al. 1960]. Ep, h : [SPONHEUER et al. 1960; AHORNER 1968]
2a	22. Okt. 1873 09 ^h 45 ^m MEZ	3 $a50^\circ52'N$ $06^\circ05'O$	4	7	180	4,5	Herzogenrath I Mauerrisse und Kamin-schäden vor allem in Herzogenrath [SPONHEUER 1952]. Ep, M : [AHORNER 1968]; h : [SPONHEUER 1958]
2b	24. Juni 1877 08 ^h 53 ^m MEZ	3 $a50^\circ52'N$ $06^\circ06'O$	2	8	120	4,6	Herzogenrath II Mauerrisse und Kamin-schäden an mehreren Orten [SPONHEUER 1952]. Ep, M : [AHORNER 1968]; h : [SPONHEUER 1958]
3	03. Dez. 1828 18 ^h 30 ^m MEZ	3 $a50,8^\circ N$ $06,1^\circ O$	n	7	190	4,5	Aachen Mauerrisse und Kamin-schäden vor allem in Aachen [SPONHEUER 1952]. Ep, h, M : [AHORNER 1968]
4	26. Aug. 1878 09 ^h MEZ	3 $a50^\circ56'N$ $06^\circ33'O$	8	8	370	5,3	Tollhausen Giebeleinstürze, Kamin-schäden und Mauerrisse an zahlreichen Orten; 2 Tote in Köln und Aachen [SPONHEUER 1952, NENNSTIEL 1930]. Ep, M : [AHORNER 1968]; h : [SPONHEUER 1969]

Nr.	Datum und Herdzeit	Ge- biet	Epi- zentrum	<i>h</i> (km)	<i>I</i> ₀	<i>R</i> (km)	<i>M</i> _{<i>m</i>}	Bemerkungen
5	24. Okt. 1841 14 ^h 08 ^m MEZ	3	<i>a</i> 50,9°N 06,9°O	<i>f</i>	(7)	—	—	Köln Mauerrisse und Kaminschäden, nur aus Köln gemeldet [SPONHEUER 1952]. <i>Ep, h</i> : [AHORNER 1968]
6 a	08. März 1950 04 ^h 27 ^m 06 ^s GMT	3	<i>i</i> 50°38'N 06°43'O	7	7	200	4,7	Euskirchen I Kaminschäden an mehreren Orten, besonders in Billig [SCHWARZBACH 1951]. <i>Ep, h, M</i> : [AHORNER 1968]
6 b	14. März 1951 09 ^h 46 ^m 59 ^s GMT	3	<i>i</i> 50°38'N 06°43'O	8—9	7—8	260	5,2	Euskirchen II Giebeleinstürze, Kaminschäden und Mauerrisse an zahlreichen Orten, 11 Verletzte [SCHWARZBACH 1951] <i>Ep, h, M</i> : [AHORNER 1968]
7	02. Okt. 1869 23 ^h 45 ^m MEZ	4.1	<i>a</i> 50°26'N 07°33'O	9	7	140	4,5	Engers Kaminschäden und Mauerrisse an mehreren Orten [SPONHEUER 1952]. <i>Ep, M</i> : [AHORNER 1968]; [SPONHEUER 1958]
8	09. Aug. 1892 —	4.1	<i>a</i> 50°16'N 07°37'O	<i>f</i>	7	90	4,4	Boppard Kaminschäden und Mauerrisse an mehreren Orten [SPONHEUER 1952]. <i>Ep, h, M</i> : [AHORNER 1968]
9	29. Juli 1846 21 ^h 24 ^m MEZ	4.1	<i>a</i> 50°09'N 07°41'O	11	7	260	4,9	St. Goar Kaminschäden und Mauerrisse an zahlreichen Orten [SPONHEUER 1952]. <i>Ep, M</i> : [AHORNER 1968]; <i>h</i> : [SPONHEUER 1969]
10	24. Mai 1858 19 ^h MEZ	6.1	<i>a</i> 50,0°N 08,3°O	2—3	7	55	4,3	Mainz Mauerrisse, Kaminschäden. <i>Ep</i> : [SPONHEUER 1952]; <i>h, M</i> : [SCHNEIDER 1969]
11 a	31. Okt. 1869 15 ^h 25 ^m MEZ	6.1	<i>a</i> 49°55'N 08°29'O	2	7	40	4,2	Groß-Gerau Zahlreiche Kaminschäden [SPONHEUER 1952]. <i>Ep</i> : [LANDSBERG 1931]; <i>h, M</i> : [SCHNEIDER 1969]

Nr.	Datum und Herdzeit	Ge- biet	Epi- zentrum	h (km)	I_0	R (km)	M_m	Bemerkungen
11 b	31. Okt. 1869 17 ^h 26 ^m MEZ	6.1	$a49^{\circ}55'N$ $08^{\circ}29'O$	5	7	125	4,6	Groß-Gerau Zahlreiche Kaminschäden [SPONHEUER 1952]. <i>Ep</i> : [LANDSBERG 1931]; <i>h, M</i> : [SCHNEIDER 1969]
11 c	01. Nov. 1869 04 ^h 07 ^m MEZ	6.1	$a49^{\circ}55'N$ $08^{\circ}29'O$	6	7	160	4,7	Groß-Gerau Zahlreiche Kaminschäden [SPONHEUER 1952]. <i>Ep</i> : [LANDSBERG 1931]; <i>h, M</i> : [SCHNEIDER 1969]
11 d	02. Nov. 1869 21 ^h 26 ^m MEZ	6.1	$a49^{\circ}55'N$ $08^{\circ}29'O$	6—7	7	170	4,7	Groß-Gerau Zahlreiche Kaminschäden [SPONHEUER 1952]. <i>Ep</i> : [LANDSBERG 1931]; <i>h, M</i> : [SCHNEIDER 1969]
12	10. Febr. 1871 05 ^h 32 ^m MEZ	6.1	$a49^{\circ}40'N$ $08^{\circ}30'O$	6	7	150	4,7	Lorsch Zahlreiche Kaminschäden [SPONHEUER 1952]. <i>Ep</i> : [LANDSBERG 1933]; <i>h, M</i> : [SCHNEIDER 1969]
13	24. Febr. 1952 21 ^h 25 ^m 30 ^s GMT	6.1	$i49^{\circ}30'N$ $08^{\circ}19'O$	7—8	7	200	4,8	Ludwigshafen-Worms Mauerrisse in Ludwigshafen. <i>Ep</i> : [WECHSLER 1955]; <i>h, M</i> : [SCHNEIDER 1969]
14	22. März 1903 06 ^h 08 ^m MEZ	6.1	$a49^{\circ}05'N$ $08^{\circ}10'O$	1—2	7	30	4,1	Kandel Mauerrisse, Kamin- und Dachschäden. <i>Ep</i> : [FIEDLER 1954]; <i>h, M</i> : [SCHNEIDER 1969]
15	07. Juni 1948 07 ^h 15 ^m 18,6 ^s GMT	6.2	$i48^{\circ}58'N$ $08^{\circ}20'O$	6	7	160	4,7	Forchheim Zahlreiche Kaminschäden. <i>Ep</i> : [FIEDLER 1954]; <i>h, M</i> : [SCHNEIDER 1969]
16	08. Febr. 1933 07 ^h 07 ^m 12 ^s GMT	6.2	$i48^{\circ}51'N$ $08^{\circ}12'O$	6	7	160	4,7	Rastatt Kaminschäden in Rastatt und Umgebung [HILLER 1934, FIEDLER 1954]. <i>Ep</i> : [HILLER 1934]; <i>h, M</i> : [SCHNEIDER 1969]

Nr.	Datum und Herdzeit	Ge- biet	Epi- zentrum	<i>h</i> (km)	<i>I</i> ₀	<i>R</i> (km)	<i>M</i> _m	Bemerkungen
17a	11. Sept. 1802 15 ^h MEZ (?)	6.2	48,6°N 07,8°O	1—2	7	15	3,8	Straßburg-Kehl (<i>F</i>) Kaminschäden, Mauerrisse [SPONHEUER 1952]. Nach SPONHEUER [1952] han- delt es sich um mehrere Beben. <i>Ep</i> : [SPONHEUER 1952]; <i>h, M</i> : [SCHNEIDER 1969]
17b	08. Nov. 1802 —	6.2	48,6°N 07,8°O	2	7	50	4,2	Straßburg-Kehl (<i>F</i>) Mauerrisse, Kaminschäden. <i>Ep</i> : [SPONHEUER 1952]; <i>h, M</i> : [SCHNEIDER 1969]
18	04. Sept. 1959 08 ^h 56 ^m 54,0 ^s GMT	6.2	48°23'N 07°43'O	1—2	7	22	4,1	Boofzheim (Bas-Rhin, <i>F</i>) Kaminschäden in Boofzheim und Umgebung [ROTHÉ 1967]. <i>Ep</i> : [SCHNEIDER 1964]; <i>h, M</i> : [SCHNEIDER 1969]
19a	14. Febr. 1899 16 ^h 58 ^m MEZ	6.3	48°07'N 07°39'O	1—2	7	25	4,1	Kaiserstuhl In mehreren Orten Kamin- und Dachschäden, Mauer- risse [SPONHEUER 1952]. <i>Ep</i> : [FIEDLER 1954]; <i>h, M</i> : [SCHNEIDER 1969]
19b	28. Juni 1926 22 ^h 00 ^m 40 ^s GMT	6.3	48°08'N 07°41'O	7—8	7	200	4,8	Kaiserstuhl Mauerrisse in mehreren Orten, in Breisach Risse im Straßenbelag [FIEDLER 1954]. <i>Ep</i> : [FIEDLER 1954]; <i>h, M</i> : [SCHNEIDER 1969]
20	07. Febr. 1839 20 ^h MEZ	8.2	48°54'N 09°01'O	3	7	70	4,4	Unterriexingen Kaminschäden in Unter- riexingen und Umgebung [FIEDLER 1954]. <i>Ep</i> : [FIEDLER 1954]; <i>h, M</i> : [SCHNEIDER 1969]
21a	16. Nov. 1911 21 ^h 25,8 ^m GMT	8.3	48°13'N 09°00'O	(10)	8	500	(5,5)	Ebingen Umfangreiche Gebäude- schäden in vielen Orten, zahl- reiche Hangrutschungen [FIEDLER 1954, SIEBERG und LAIS 1925]. <i>Ep</i> : [FIEDLER 1954]; <i>h, M</i> : [SCHNEIDER 1969]

Nr.	Datum und Herdzeit	Ge- biet	Epi- zentrum	<i>h</i> (km)	<i>I</i> ₀	<i>R</i> (km)	<i>M_m</i>	Bemerkungen
21 b	20. Juli 1913 12 ^h 06 ^m 21,6 ^s GMT	8.3	48°14'N 09°00,5'O	9	7	250	4,9	Ebingen In zahlreichen Orten Kamin- und Dachschäden [FIEDLER 1954]. <i>Ep</i> : [BRENNER 1966]; <i>h, M</i> : [SCHNEIDER 1969]
21 c	02. Mai 1943 01 ^h 08 ^m 01,6 ^s GMT	8.3	48°16'N 08°59'O	13	7	375	5,0	Onstmettingen-Pfeffingen Kaminschäden, Mauerrisse [FIEDLER 1954]. <i>Ep</i> : [BRENNER 1966]; <i>h, M</i> : [SCHNEIDER 1969]
21 d	28. Mai 1943 01 ^h 24 ^m 08,0 ^s GMT	8.3	48°16'N 08°59'O	9	8	485	5,4	Onstmettingen-Pfeffingen Umfangreiche Gebäude- schäden in vielen Orten [FIEDLER 1954]. <i>Ep, h, M</i> : [BRENNER 1966]
21 e	26. Febr. 1969 01 ^h 28 ^m 01,1 ^s GMT	8.3	48°17'N 09°00,5'O	7,5	7	190	4,7	Onstmettingen-Tailfingen Mauerrisse und zahlreiche Kaminschäden vor allem in Onstmettingen und Tail- fingen [SCHNEIDER 1969]
22	10. Okt. 1915 04 ^h 50 ^m MEZ	8.4	48°49'N 11°34'O	6–7	7	160	4,7	Altmühljura In verschiedenen Gemeinden Mauerrisse [LUTZ 1921]. <i>Ep</i> : [LUTZ 1921]; <i>M, h</i> : [SCHNEIDER 1969]
23	27. Juni 1935 17 ^h 19 ^m 30,0 ^s GMT	9.1	48°02,5'N 09°28'O	10	7–8	400	5,1	Saulgau Umfassende Gebäude- schäden in Saulgau und Um- gebung [HILLER 1936]. <i>Ep</i> : [HILLER 1936]; <i>h, M</i> : [SCHNEIDER 1969]

Tabelle 2: Schadenbeben auf dem Gebiet der Bundesrepublik Deutschland, 1000 bis 1799, $I \geq 7$. — (Zu Karte D.)

Die Angaben beruhen hauptsächlich auf dem Erdbebenkatalog von SIEBERG [1940].

1. Norddeutsches Tiefland

- (1a) 1323 *Lüneburg*: Gebäude beschädigt ($I = 7$).
- (1b) 1770 *Alfhausen*: Kamin-, Dach-, Verputzschäden ($I = 7$).

2. Hessische Senke

- (2a) 1767 *Rotenburg (Fulda)*: Kaminschäden ($I = 6-7?$).

3. Niederrheinische Bucht mit Randgebieten

- (3a) 1223 *Köln*: Türme und Häuser eingestürzt? ($I = 7-8?$).
- (3b) 1348 *Altenberg* (Bergisches Land): Abtei durch Erdbeben sehr beschädigt? ($I = 7?$).
- (3c) 1349 *Jülich*: Verbreitete Schäden in der Stadt ($I = 7?$).
- (3d) 1640 *Düren* (Rurtal-Graben): Mauern gespalten, in Köln Kaminschäden ($I = 7-8$).
- (3e) 1690 *Aachen*: Kaminschäden, Mauerrisse ($I = 7$).
- (3f) 1755 *Gressenich*: Zahlreiche Mauerrisse ($I = 7$).
- (3g) 1755 Gegend von *Gressenich*: Zahlreiche Kaminschäden, Mauerrisse, Einsturz von Gebäuden, 1 Toter in Aachen ($I = 7-8$).
- (3h) 1756 *Düren*: Starke Gebäudeschäden, auch in Köln und Aachen, 2 Tote in Aachen ($I = 8$).
- (3i) 1759 *Aachen*: Gebäudeschäden ($I = 7$).
- (3k) 1760 *Düren*: Gebäudeschäden ($I = 7$).

4. Rheinisches Schiefergebirge

4.1 *Mittelrheintal*

- (4a) 1673 *Rolandseck*: Zahlreiche Kaminschäden ($I = 7$).
- (4b) 1780 *Braubach*: Kaminschäden, Mauerrisse ($I = 7$).

4.3 *Hunsrück und Mosel-Gebiet*

- (4c) 1565 *Zell* (Mosel): Kaminschäden ($I = 7?$).
- (4d) 1595 *Alf* (Mosel): Bodenrisse, Bergstürze ($I = 7?$).

6. Oberrhein-Graben mit Randgebieten

6.1 *Nördlicher Oberrhein-Graben mit Mainzer Becken*

- (6a) 1445 *Mainz*: 9 Häuser eingestürzt ($I = 8?$).
- (6b) 1733 *Mainz*: Einige Kaminschäden ($I = 7$).

6.2 *Mittlerer Oberrhein-Graben*

- (6c) 1574 *Offenburg*: Stadtmauer beschädigt ($I = 7?$).
- (6d) 1728 *Mahlburg*: Kaminschäden, Mauerrisse, Chor einer Kirche eingestürzt, in Kehl Festungsmauer beschädigt ($I = 7-8$).
- (6e) 1737 *Karlsruhe*: Kamin- und Verputzschäden, Mauerrisse am Schloß ($I = 7$).

8. Süddeutsches Schichtstufenland

8.1 *Aschaffener Becken und Main-Gebiet*

- (8a) 1693 *Marktbreit* (Main): Empfindliche Schäden an Häusern ($I = 7$).

8.3 *Schwäbische Alb*

- (8b) 1655 *Tübingen*: Dachziegel abgeworfen, einzelne Häuser müssen abgestützt werden ($I = 7$).
- (8c) 1655 *Tübingen*: Kamin- und Dachschäden ($I = 7$).

8.4 *Fränkische Alb*

- (8d) 1062 *Regensburg*: Häuser stürzen ein ($I = 8?$).
- (8e) 1471 *Nördlingen*: Kamine abgeworfen, Turm der Pfarrkirche beschädigt ($I = 7$).
- (8f) 1669 *Harburg*: Kamine abgeworfen, ebenso in Öttingen ($I = 7$).
- (8g) 1670 *Dinkelsbühl*: Mauer stürzt auf 80 m Länge ein ($I = 7?$).
- (8h) 1755 *Donauwörth*: Klostermauer beschädigt ($I = 7?$).
- (8i) 1769 *Donauwörth*: Ziegel und Kamine abgeworfen, Mauerrisse, in Harburg zahlreiche Kaminschäden ($I = 7$).

10. Molasse-Becken

10.2 *Bodensee-Gebiet*

- (10a) 1588 *Hohentwiel-Gebiet*: Schornsteine eingestürzt ($I = 7$).
- (10b) 1720 *Lindau*: Häuser eingestürzt, auch in der Schweiz starke Schäden ($I = 8$).

Literatur

- AHORNER, L.: Das Erdbeben im Saar-Nahe-Becken vom 17. August 1960. — Sonderveröff. Geol. Inst. Köln 7, 1—24, 1962
- : Einige Bemerkungen zum Aufbau der Erdkruste in Westdeutschland auf Grund von Nahbebenuntersuchungen. — Z. Geophys. 33, 193—199, 1967
- : Seismicity and Quaternary structural activity in the northern Rhine district. — Proceedings of the Eighth Assembly of the European Seismological Commission, p. 295—303, Akadémiai Kiadó, Budapest 1968a
- : Erdbeben und jüngste Tektonik im Braunkohlenrevier der Niederrheinischen Bucht. — Z. deutsch. geol. Ges. 118, 150—160, 1968b
- : Seismo-tectonic relations between the graben zones of the Upper and Lower Rhine valley. — In: ILLIES, H., and ST. MUELLER, Graben Problems. Schweizerbart, Stuttgart 1970
- BRENNER, K.: Die Verlagerung der Bebenherde und des Herdmechanismus im Gebiet der Südwestalb seit dem Jahre 1911. — Diplomarb. TH Stuttgart, 109 S., 1966
- BERCKHEMER, H.: Die Ausdehnung der Bruchfläche im Erdbebenherd und ihr Einfluß auf das seismische Wellenspektrum. — Gerl. Beitr. Geophys. 71, 5—26, 1962
- CARLÉ, W.: Bau und Entwicklung der Südwestdeutschen Großscholle. — Beih. Geol. Jb. 16, 1955
- FIEDLER, G.: Die Erdbebenaktivität in Südwestdeutschland in den Jahren 1800—1950. — Diss. TH Stuttgart, 159 S., 1954
- FÖRTSCH, O.: Seismologische Berichte zu Erdstößen im Landkreis Weilheim in den Jahren 1967 und 1969. — Manusk., 1967—1969.
- GERMAN RESEARCH GROUP FOR EXPLOSION SEISMOLOGY: Crustal Structure in Western Germany. — Z. Geophys. 30, 109—234, 1964
- GUTENBERG, B.: Die mitteleuropäischen Beben vom 16. November 1911 und vom 20. Juli 1913. — Publ. Bur. Centr. Ass. Int. Sism. Straßburg, 84 S., 1915
- GUTENBERG, B., and C. F. RICHTER: Earthquake magnitude, intensity, energy and acceleration. — Bull. Seism. Soc. Am. 46, 105—145, 1956a
- : Magnitude and energy of earthquakes. — Ann. di Geofisica 9, 1—15, 1956b
- HILLER, W.: Der Herd des Rastatter Bebens am 8. Februar 1933. — Gerl. Beitr. Geophys. 41, 170—180, 1934
- : Das Oberschwäbische Erdbeben am 27. Juni 1935. — Württemb. Jb. f. Statistik u. Landeskde., Jg. 1934/35, 209—226, 1936
- HILLER, W., M. SCHWARZBACH und W. SPONHEUER: Karte der Erdbebengefährdung. — Die Bautechnik 32, 132, 1955
- HILLER, W., J.-P. ROTHÉ et G. SCHNEIDER: La Séismicité du Fossé Rhénan. — Ann. Inst. Phys. du Globe Strasbourg 8, 3e partie Geophys., 11—17, 1967

- KÁRNÍK, V.: Seismicity of the European Area. Part 1, 364 p., Reidel, Dordrecht-Holland, 1969
- KNETSCH, G.: Changing tectonic roles of the Upper Rhine Lineament in the course of geological times and events. — The Rhine-Graben Progress Report 1967, 13—15, in: Abh. geol. L.-Amt Baden-Württemberg 6, Freiburg 1967.
- LANDSBERG, H.: Der Erdbebenschwarm von Groß-Gerau 1869—1871. — Gerl. Beitr. Geophys. 34, 367—392, 1931
- LUTZ, C. W.: Erdbeben in Bayern 1908—1920. — Sitzungsber. Bayer. Akad. Wissensch., math.-phys. Kl., Jg. 1921, 81—165, 1921
- MURAWSKI, H.: Das Zeitproblem bei der Tektogenese eines Großgrabensystems. — Notizbl. hess. L.-Amt Bodenforsch. 88, 294—342, 1960
- : Die Nord-Süd-Zone der Eifel und ihre nördliche Fortsetzung. — Publ. Service géol. Luxembourg 14, 285—308, 1964
- : Bruchtektonik mit modifizierter Bruchbildung. — Geol. Rdsch. 59, 193—212, Stuttgart 1969
- NENNSTIEL, F.: Entstehung und Ausbreitung deutscher Erdbeben. — Veröff. Reichsanst. f. Erdbebenforsch. 12, 1—43, 1930
- PILGER, A.: Lineamente im Ruhrkarbon. — Geol. Jb. 71, 395—404, Hannover 1955
- : Über den Untergrund des Rheinischen Schiefergebirges und des Ruhrgebietes. — Geol. Rdsch. 46, 197—212, Stuttgart 1957
- ROTHÉ, J.-P. et G. SCHNEIDER: Catalogue des tremblements de terre du Fossé Rhénan. — Veröff. Landeserdbebendienst Bad.-Württembg. Stuttgart, 91 S., 1968
- SCHICK, R.: Untersuchungen über die Bruchausdehnung und Bruchgeschwindigkeit bei Erdbeben mit kleinen Magnituden. — Z. Geophys. 34, 267—286, 1968
- SCHNEIDER, G.: Erdbeben und Tektonik in Südwest-Deutschland. — Tectonophysics 5, 459—511, 1968
- : Seismizität und Seismotektonik der Schwäbischen Alb. Habilit.-Schrift Univ. Stuttgart, 105 S., 1970
- SCHNEIDER, G., R. SCHICK, and H. BERCKHEMER: Fault-plane solutions of earthquakes in Baden-Württemberg. — Z. Geophys. 32, 383—393, 1966
- SCHWARZBACH, M.: Die Erdbeben des Rheinlandes. — Kölner geol. Hefte 1, 1—28, 1951
- : Seismizität und Bruchtektonik in Mittel-Europa. — Ann. Mus. Geol. di Bologna, Ser. 2, 31, 1—5, 1963
- SIEBERG, A.: Zur Geologie der Erdbeben im Rheinland. — Z. Geophys. 2, 278—286, 1926
- : Erbebengeographie. — In: B. GUTENBERG (Hrsg.), Handbuch der Geophysik, Bd. IV, 687—1005, Bornträger, Berlin 1932
- : Beiträge zum Erdbebenkatalog Deutschlands und der angrenzenden Gebiete für die Jahre 58 bis 1799. — Mitt. deutsch. Reichserdbebendienst 2, 1—111, 1940a
- : Erdbebenkatalog Deutschlands für die Jahre 1935—1939. — Mitt. deutsch. Reichserdbebendienst 1, 1—28, 1940b

- SIEBERG, A., und R. LAIS: Das mitteleuropäische Erdbeben vom 16. November 1911. Bearbeitung der makroseismischen Beobachtungen. — Veröff. Reichsanst. f. Erdbebenforsch. Jena 4, 1—106, 1925
- SPONHEUER, W.: Erdbebenkatalog Deutschlands und der angrenzenden Gebiete für die Jahre 1800—1899. — Mitt. deutsch. Erdbebendienst 3, 1—195, 1952
- : Die Tiefen der Erdbebenherde in Deutschland auf Grund makroseismischer Berechnungen. — Ann. di Geofisica 11, 157—167, 1958
- : Untersuchungen zur Seismizität von Deutschland. — Veröff. Inst. Bodendyn. Erdbebenforsch. Jena 72, 23—52, 1962
- : Bericht über die Weiterentwicklung der seismischen Skala. — Veröff. Inst. Geodyn. Jena 8, 1—21, 1965
- : 1966: Erdbebenkatalog Deutschlands und der angrenzenden Gebiete (Manuskript)
- : Die Verteilung der Herdtiefen in Mitteleuropa und ihre Beziehung zur Tektonik. — Veröff. Inst. Geodyn. Jena 13, 82—103, 1969
- SPONHEUER, W., F. GERECKE, und H. MARTIN: Seismische Untersuchungen zum Gebirgsschlag von Merkers/Rhön am 8. Juli 1958. — Freib. Forschungsh. C 81, 64—79, 1960
- WECHSLER, H.: Die Erdbebentätigkeit in Südwestdeutschland in den Jahren 1938—1954. — Diplomarb. TH Stuttgart, 110 S., 1955

Über den Einfluß oberflächennaher Störkörper auf geoelektrische Widerstandsmessungen

On the Influence of Near-Surface Inhomogeneities on Geoelectric Resistivity Measurements

Von K. D. TÖPFER, Pretoria¹⁾

Eingegangen am 9. Juli 1969

Zusammenfassung: Zunächst wird der Einfluß oberflächennaher Inhomogenitäten auf geoelektrische Widerstandsmessungen untersucht. Weiterhin werden mögliche Fehlinterpretationen, bedingt durch Störkörper, erörtert. Es kann gezeigt werden, daß Elektrodenfehler relativ klein sind, Sondenfehler dagegen zu erheblichen Fehlinterpretationen führen können. Störungen in Widerstandskurven können im allgemeinen als solche weder erkannt, noch korrigiert werden.

Summary: First, the influence of inhomogeneities on geoelectric resistivity measurements is examined. Then possible erroneous interpretations, caused by interfering bodies, are discussed. It is shown that "current-electrode-distortions" are much smaller than "potential-electrode-distortions", which will cause large errors in interpretation. Distortions in resistivity curves can generally be neither perceived nor corrected.

1. Einleitung

Geoelektrische Meßverfahren, wie z. B. jene nach SCHLUMBERGER und WENNER, sind nur bedingt für die Ortung von Störkörpern geeignet TÖPFER [1969]. Andererseits können geoelektrische Messungen, welche Aufschluß über horizontale oder auch geneigte Schichtung des Untergrundes geben sollen, durch oberflächennahe Störkörper erheblich verfälscht werden. Dies kann dann zu Fehlinterpretationen führen. —

Es erscheint zweckmäßig, die möglichen Fehler zu unterteilen in:

„Sondenfehler“: nur die Sonden kommen in den Bereich eines Störkörpers zu liegen, die Elektroden sind sehr weit von diesem entfernt.

„Elektrodenfehler“: eine der Elektroden kommt in den Bereich eines Störkörpers zu liegen, die Sonden sind weit von diesem entfernt.

„Kombinierte Sonden- und Elektrodenfehler“: Sonden und Elektroden kommen in den Bereich einer Einlagerung zu liegen.

¹⁾ Dr. Klaus-Dieter TÖPFER, National Physical Research Laboratory, Council for Scientific and Industrial Research (C.S.I.R.), P.O. Box 395, Pretoria, Rep. of South Africa

2. Sondenfehler

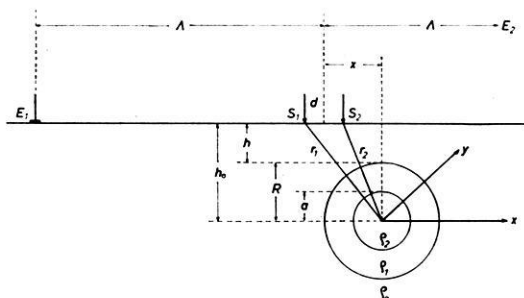


Abb. 1.

In der oben zitierten Arbeit wurde die Störpotentialfunktion berechnet, wenn das Sondenpaar einer SCHLUMBERGER-Anordnung in den Bereich einer inhomogenen, kugel- oder zylinderförmigen Einlagerung zu liegen kommt. Dabei wurde die Elektrodenentfernung $AB = 2\Lambda = \infty$ und somit das primäre Potentialfeld als homogen angenommen.

Es ist

$$(\Phi)_{\text{Kugel}} = 2 i_0 \varrho_0 \cdot \omega_K r^{-3} \quad (1)$$

und

$$(\Phi)_{\text{Zylinder}} = 2 i_0 \varrho_0 \cdot \omega_Z r^{-2} \quad (2)$$

wobei für

$$\omega_K = R^3 \left[2 k'_K k_K + (R/a)^3 k_K + \frac{3 \varrho_1 / \varrho_0}{1 + 2 \varrho_1 / \varrho_0} k'_K \right] [2 k'_K k_K + (R/a)^3]^{-1} \quad (3)$$

und für

$$\omega_Z = R^2 \left[k'_Z k_Z + (R/a)^2 k_Z + \frac{2 \varrho_1 / \varrho_0}{1 + \varrho_1 / \varrho_0} k'_Z \right] [k'_Z k_Z + (R/a)^2]^{-1} \quad (4)$$

einzusetzen ist.

Darin bedeuten

$$k_K = [1 - \varrho_1 / \varrho_0] [1 + 2 \varrho_1 / \varrho_0]^{-1} \quad (5)$$

und

$$k'_K = [1 - \varrho_2 / \varrho_1] [1 + 2 \varrho_2 / \varrho_1]^{-1} \quad (6)$$

die Widerstandsmodule der inhomogenen Kugel und

$$k_Z = [1 - \varrho_1 / \varrho_0] [1 + \varrho_1 / \varrho_0]^{-1} \quad (7)$$

sowie

$$k'_Z = [1 - \varrho_2 / \varrho_1] [1 + \varrho_2 / \varrho_1]^{-1} \quad (8)$$

jene des inhomogenen Zylinders. Die Bedeutungen von a , R , r , ϱ_0 , ϱ_1 , ϱ_2 ersieht man leicht aus Abb. 1.

Im folgenden seien nur homogene Störkörper ($a = R$, $\varrho_1 = \varrho_2$) behandelt. Es ist dann

$$(\varrho_s/\varrho_0)_K = 1 + \frac{k_K R^3}{d} \left\{ \frac{x-d}{[(x-d)^2 + y^2 + h_0^2]^{3/2}} - \frac{x+d}{[(x+d)^2 + y^2 + h_0^2]^{3/2}} \right\} \quad (9)$$

und

$$(\varrho_s/\varrho_0)_Z = 1 + \frac{k_Z R^2}{d} \left\{ \frac{x-d}{(x-d)^2 + h_0^2} - \frac{x+d}{(x+d)^2 + h_0^2} \right\} \quad (10)$$

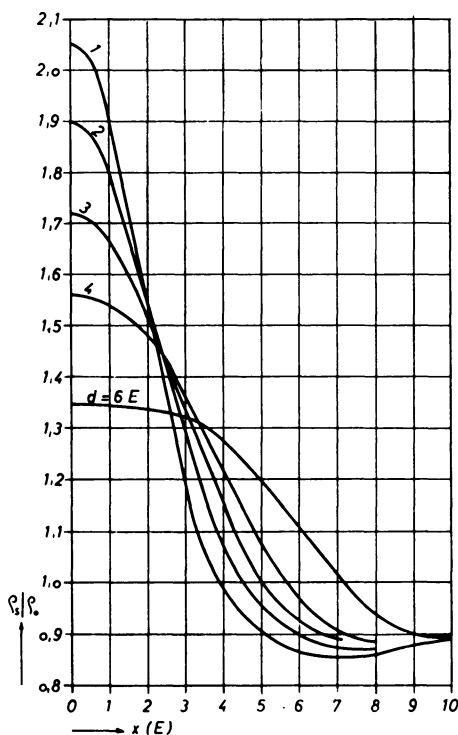


Abb. 2: Profilierung über einem zylinderförmigen Störkörper.

Profiling over a cylindrical body.

($\varrho_1/\varrho_0 \rightarrow \infty$; $R = 3,0 E$; $h = 1,0 E$; $A \rightarrow \infty$)

Abb. 2 zeigt (ϱ_s/ϱ_0) als Funktion von x mit d als Kurvenparameter, für einen hochohmigen, zylinderförmigen Störkörper. Für geometrische Größen wurde die beliebige Maßeinheit 1 E gewählt. Weitere Kurvendiagramme sind in einer früheren Arbeit veröffentlicht worden [TÖPFER, 1969].

2.1 *Sondenfehler über homogenem Untergrund*

Dieser Fall ist hier nur von theoretischem Interesse, da über homogenem Untergrund im allgemeinen ohnehin keine geoelektrischen Messungen durchgeführt werden. Man erhält Kurven, wie sie in Abb. 2 gezeigt wurden.

2.2 *Sondenfehler über geschichtetem Untergrund*

Im Hangenden eines zweigeschichteten Untergrundes sei ein Störkörper eingebettet. Die wahren spezifischen Widerstände der beiden Schichten seien $\bar{\varrho}_1$ und $\bar{\varrho}_2$. Die Mächtigkeit des Hangenden sei H_1 . Nach FOMINA [1962] kann man die beiden Schichten zu einem einzigen, fiktiven, homogenen Untergrund zusammenfassen, mit dem spezifischen Widerstand $\bar{\varrho}_0 = (\varrho_S)_A = \text{const}$, wenn gilt

$$\begin{aligned} H_1 &= \text{const} \\ \bar{\varrho}_2/\bar{\varrho}_1 &= \text{const} \\ \lambda &= \text{const} \end{aligned}$$

Damit wird Gleichung (9)

$$(\varrho_S)_K = (\varrho_S)_A \cdot \varrho_K \tag{11}$$

und Gleichung (10)

$$(\varrho_S)_Z = (\varrho_S)_A \cdot \varrho_Z \tag{12}$$

wenn zur Abkürzung

$$\varrho_K = 1 + \frac{k_K R^3}{d} \left\{ \frac{x-d}{[(x-d)^2 + y^2 + h_0^2]^{3/2}} - \frac{x+d}{[(x+d)^2 + y^2 + h_0^2]^{3/2}} \right\}$$

und

$$\varrho_Z = 1 + \frac{k_Z R^2}{d} \left\{ \frac{x-d}{(x-d)^2 + h_0^2} - \frac{x+d}{(x+d)^2 + h_0^2} \right\}$$

geschrieben wird. Bekanntlich ist

$$(\varrho_S)_A = \bar{\varrho}_1 \cdot \varrho_H \tag{13}$$

wenn man zur Abkürzung

$$\varrho_H = 1 + \frac{\lambda^2 - d^2}{d} \left\{ \sum_v^{1, \infty} \frac{\bar{k}^v}{[(\lambda+d)^2 + 4v^2 H_1^2]^{1/2}} - \sum_v^{1, \infty} \frac{\bar{k}^v}{[(\lambda-d)^2 + 4v^2 H_1^2]^{1/2}} \right\} \tag{14}$$

setzt. Darin bedeutet

$$\bar{k} = [1 - \bar{\varrho}_2/\bar{\varrho}_1] [1 + \bar{\varrho}_2/\bar{\varrho}_1]^{-1} \tag{15}$$

Setzt man Gl. (13) in die Gl. (11) und (12) ein, so wird schließlich

$$(\varrho_S/\bar{\varrho}_1)_K = \varrho_K \cdot \varrho_H \tag{16}$$

und

$$(\varrho_S/\bar{\varrho}_1)_Z = \varrho_Z \cdot \varrho_H \tag{17}$$

oder

$$\log(\varrho_S/\bar{\varrho}_1)_K = \log \varrho_K + \log \varrho_H \quad (18)$$

und

$$\log(\varrho_S/\bar{\varrho}_1)_Z = \log \varrho_Z + \log \varrho_H \quad (19)$$

Will man die Änderung des scheinbaren spezifischen Widerstandes berechnen, wenn das Sondenpaar einer SCHLUMBERGER-Anordnung in den Bereich eines Störkörpers zu liegen kommt, so genügt es, die Logarithmen der bekannten Funktionen ϱ_K bzw. ϱ_Z und ϱ_H zu addieren. Die Störungen in Profilkurven sind somit ganz ähnlich jenen, wenn das Muttergestein wirklich homogen ist, Abb. 2.

3. Elektrodenfehler

Kommt eine Elektrode in den Bereich eines Störkörpers zu liegen und ist das Sondenpaar sehr weit von diesem entfernt, so machen sich „reine Elektrodenfehler“ im ϱ_S -Verlauf bemerkbar. Modellversuche haben gezeigt, daß diese Fehler stets viel kleiner als die Sondenfehler sind.

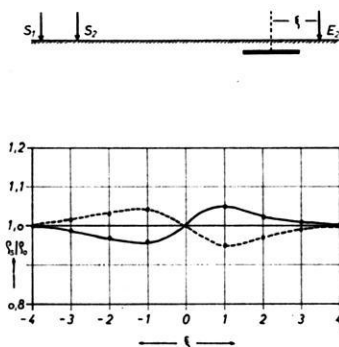


Abb. 3: „Elektrodenfehler“ bei eingelagertem kreisplattenförmigem Störkörper (Modellversuch).

“Current-electrode distortions” due to an embedded circular plate (model experiment).

($R = 1,5 E$; $h = 0,5 E$; $d = 1,0 E$; $A = 12,0 E$)

$\varrho_1/\varrho_0 \rightarrow \infty$; - - - - - $\varrho_1/\varrho_0 \rightarrow \infty$

In Abb. 3 sind die Ergebnisse zweier Experimente wiedergegeben. Der Störkörper ist einmal eine sehr schlecht leitende (ausgezogene Kurve) und einmal eine sehr gut leitende Kreisplatte (gestrichelte Kurve). Es ist

$$(\varrho_S/\varrho_0)_{\max} = 1,05$$

Das entspricht einem Fehler von 5%. Deutlich merkt man das Überschreiten eines Störkörpers am Elektrodenstrom (Stromabfall, wenn $k < 0$ und Zunahme, wenn

$k > 0$, bei konstanter Elektrodenspeisespannung). Der Einfluß auf den scheinbaren spezifischen Widerstand ist jedoch sehr gering und liegt im Bereich der möglichen Meßgenauigkeit, die vielfach mit ca. 10% angenommen wird.

4. Kombinierte Sonden- und Elektrodenfehler

Liegen das Sonden- und Elektrodenpaar im Bereich einer Inhomogenität, so zeigen die ϱ_S -Kurven zwei Störungen, welche für $\Lambda/R \lesssim 4,0$ ineinander übergehen und für $\Lambda/R \gtrsim 4,0$ voneinander getrennt im Kurvenverlauf erscheinen.

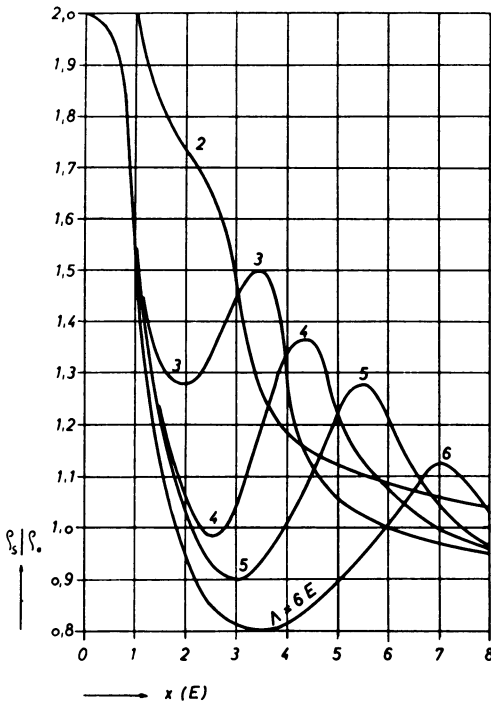


Abb. 4: Profilierung über einem kugelförmigen Störkörper (Modellversuch).

Profiling over a spherical body (model experiment).

($\varrho_1/\varrho_0 \rightarrow \infty$; $R = 3,0 E$; $h = 0 E$; $d = 1,0 E$)

Abb. 4 zeigt SCHLUMBERGER-Profilierungen mit variablen Λ über einer hochohmigen, kugelförmigen Einlagerungen. Es fällt zunächst auf, daß (ϱ_S/ϱ_0) für $(\Lambda/R) < 1,0$ größer als zwei werden kann. Dies liegt daran, daß eben Elektroden und Sonden im Bereich der Einlagerung liegen und der Störkörper die Erdoberfläche berührt.

Aus Abb. 4 entnimmt man weiter, daß neben dem zentralen Maximum ein zweites, seitliches auftritt (für $x > 0$), welches den Einfluß des Störkörpers auf die Elektrode charakterisiert. Mit zunehmenden λ nehmen die Amplituden dieser seitlichen Maxima rasch ab, die Amplituden der Minima zwischen den Maxima zu. Wählt man $\lambda/R \gtrsim 4,0$ so treten die Störungen der ϱ_S -Kurve getrennt auf.

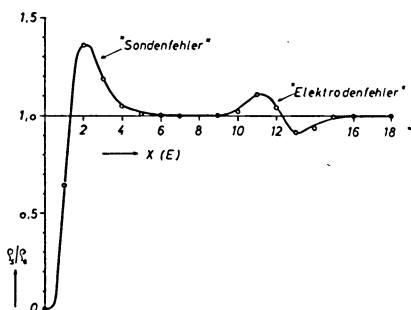


Abb. 5: Profilierung über einem kreisplattenförmigen Störkörper (Modellversuch).

Profiling over a circular plate (model experiment).

($\varrho_1/\varrho_0 \rightarrow 0$; $R = 1,5 E$; $h \approx 0 E$; $d = 1,0 E$; $\lambda = 12,0 E$)

Abb. 5 zeigt ein Beispiel hierzu. Der „reine Elektrodenfehler“ ist wiederum viel kleiner als der „reine Sondenfehler“.

5. Mögliche Fehlinterpretationen bei Profilierungen

Will man die Diskontinuitätsfläche eines zweigeschichteten Untergrundes verfolgen, so genügt es bekanntlich, eine Widerstandsprofilierung durchzuführen STERN, [1933]. Der scheinbare spezifische Widerstand wird dann bei konstanter Meßanordnung lediglich eine Funktion

$$\varrho_S = \varrho_S(H_1)$$

sein, wenn zusätzlich gilt

$$\bar{\varrho}_2/\bar{\varrho}_1 = \text{const}$$

Man kann dann zu jedem Wert von ϱ_S den entsprechenden Wert von H_1 berechnen. Sind die spezifischen Widerstände $\bar{\varrho}_1$ und $\bar{\varrho}_2$ unbekannt, jedoch $(\bar{\varrho}_2/\bar{\varrho}_1) = \text{const}$, so gibt die Profilierung den ungefähren Verlauf der Schichtgrenze wieder. Die wahre Teufe H_1 kann dann nicht mehr ermittelt werden. —

Befinden sich jedoch entlang des Profils oberflächennahe Störkörper, so kann die Interpretation ein verfälschtes Schichtenrelief ergeben. Im folgenden Beispiel sei $(\bar{\varrho}_2/\bar{\varrho}_1) = 4,0 = \text{const}$. Profiliert werde mit einer SCHLUMBERGER-ANORDNUNG mit $2\lambda = 15,0 E = \text{const}$. und $2d = 2,0 E = \text{const}$. Die Meßpunkte (P_1 bis P_{17}) sollen auf einer Geraden liegen.

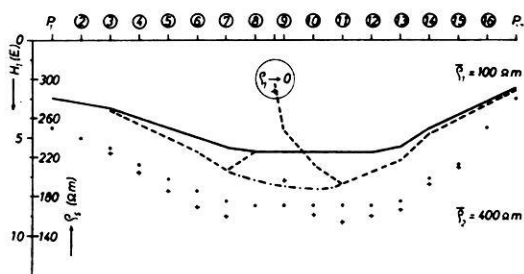


Abb. 6: Profilierung über zweigeschichtetem Untergrund mit eingelagertem zylinderförmigem Störkörper.

Profiling over a two-layered ground with a buried cylindrical interfering body.

- | | | | | |
|-------------|-----------------|-----------------------------|---|-----------------|
| ————— | wirklicher | actual | } Schichtgrenzenverlauf | discontinuities |
| - - - - - | gestörter | distorted | | |
| - · - · - · | vermuteter | expected | | |
| · · · · · | ρ_s -Werte | entsprechend dem wirklichen | Schichtgrenzenverlauf | |
| | | ρ_s -values | corresponding to the actual discontinuities | |
| + + + + | gestörte | ρ_s -Werte | distorted ρ_s -values | |

In Abb. 6 ist eine synklinale Diskontinuitätsfläche (ausgezogene Linie) angenommen und die dazugehörigen ρ_s -Werte (Punkte) dem tabellarischen Werk von ORELLANA und MOONEY [1966] entnommen worden. Nun befindet sich aber zwischen den Meßpunkten P_8 und P_9 ein zylinderförmiger, oberflächennaher Störkörper. Seine Parameter seien: $R = h = 1,0 E$ und $k_Z = -1,0$.

Nach den Gleichungen (10), (14) und (17) lassen sich die ρ_s -Werte berechnen, die man nun messen wird. Sie sind in Abb. 6 mit Kreuzen eingetragen. Dabei werden hier nur die Sondenfehler berücksichtigt, da für $h = 1,0 E$ die Elektrodenfehler zu vernachlässigen sind. Wollte man nun aus den erhaltenen ρ_s -Werten die Tiefe der Diskontinuitätsfläche berechnen, so würde man einen anderen Schichtgrenzenverlauf bekommen (gestrichelt). Die Meßwerte bei P_8 und P_{10} würde man vielleicht als „gestört“ bezeichnen und zwischen P_7 und P_{11} interpolieren (strichpunktiert). Man kommt somit zu einem Schichtgrenzenverlauf der tiefer als der wahre liegt. Der maximale Fehler würde in diesem Beispiel $\Delta H_1 = +33\%$ betragen. Andererseits hätte man vielleicht zwischen P_7 und P_{11} eine Bruchzone vermuten können.

6. Mögliche Fehlinterpretationen bei Sondierungen

Oberflächennahe Störkörper können auch bei Sondierungen zu Fehlinterpretationen führen.

Im Modellversuch wurden über homogenem Untergrund (Wasser, $\rho_0 = 29 \Omega m$) entlang eines Profils Sondierungen durchgeführt. Bei $x = 0$ wurde eine hochohmige, kugelförmige Einlagerung angebracht ($R = 3,0 E$, $h = 0$). Die gemessenen Sondier-

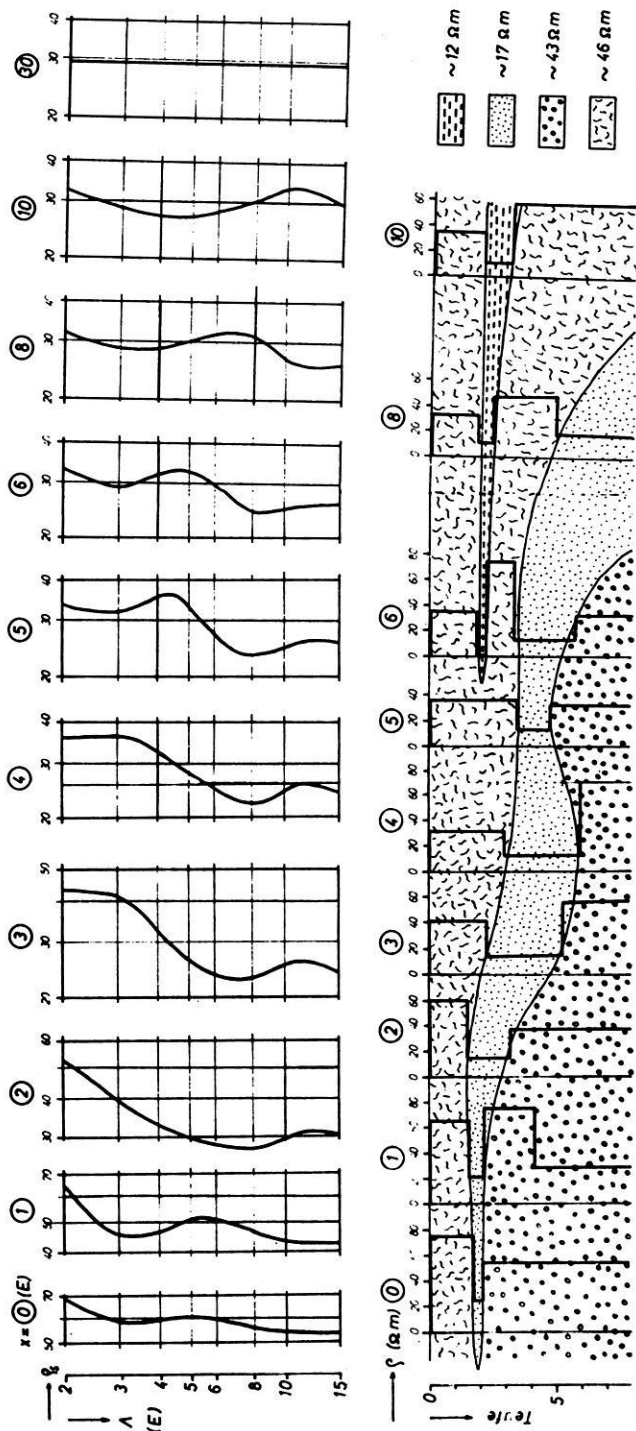


Abb. 7: Sondierung über homogenem Untergrund mit eingelagertem kugelförmigen Störkörper und deren mögliche Interpretation (Modellversuch).

Soundings over homogeneous ground with a buried spherical body and its possible interpretation (model experiment).

($\varrho_1/\varrho_0 \rightarrow \infty$; $R = 3,0 E$; $h \sim 0 E$; $d = 1,0 E$)

kurven sind im oberen Teil der Abb. 7 aufgezeigt. Die Kurven zeigen alle Drei- bis Fünf-Schichten-Charakter. In größerer Entfernung vom Störkörper erhält man wieder ungestörte Sondierkurven ($x = 30,0$ E).

Erkennt man den gestörten Charakter der Kurven nicht, so würde man, wie es in der Praxis fast ausschließlich geschieht, durch Vergleich mit theoretisch berechneten Mehrschichtkurven auswerten. Im unteren Teil von Abb. 7 sind die gemessenen Kurven mit dem Hilfspunktverfahren ausgewertet und die Ergebnisse in einem Profil dargestellt worden [EBERT, 1943].

Würde man bis $x = 5,0$ E die Kurven als „Dreischichtkurven“ ansehen, so hätten das Hangende und Liegende der niederohmigen „Zwischenschicht“ ($\bar{\rho} = 12 \Omega\text{m}$) im Mittel annähernd die gleichen spezifischen Widerstände ($\bar{\rho} = 45 \Omega\text{m}$). Ab $x = 6,0$ E fällt diese niederohmige „Zwischenschicht“ nach unten hin ab und es tritt eine zweite niederohmige „Schicht“ ($\bar{\rho} = 12 \Omega\text{m}$) auf, deren Mächtigkeit mit größer werdenden x zunimmt und zwischen $x = 5,0$ E und $x = 6,0$ E auskeilt.

Es ist eigentlich interessant, daß diese niederohmigen „Schichten“ auftreten können, obwohl bei $x = 0$ eine hochohmige Einlagerung eingebettet ist. In Anlehnung an die Seismik kann man vielleicht auch von „goelektrischen Phantom-Horizonten“ sprechen.

Dieses Beispiel sollte nur grundsätzlich die Möglichkeiten von Fehlinterpretationen aufzeigen. Sondiert man über geschichteten Untergrund und kommt in den Bereich einer Einlagerung, so treten ähnliche Fehler auf, die aber noch komplizierter sein werden. —

7. Das Erkennen gestörter Meßkurven

Für die Praxis wäre es notwendig, ungestörte von gestörten Meßkurven unterscheiden zu können, um letztere von der Interpretation auszuschließen. Mit einiger Erfahrung wird dies auch gelingen, manchmal jedoch nicht. Sondiert man entlang eines Profiles, so kann man vor der Auswertung der Sondierkurven, ρ_S als Funktion des Ortes mit einigen Λ -Werten als Parameter aufzeichnen. Erkennt man dabei Kurvenverläufe ähnlich der Abb. 2, so kann man auf eine Inhomogenität schließen. Allerdings ist meistens der Meßpunkteabstand zu groß im Vergleich zu den Dimensionen eines möglichen Störkörpers gewählt, so daß man keine geschlossenen Kurvenzüge bekommen wird. —

Sondiert man mit der SCHLUMBERGER-Anordnung, so wird man mit größer werdenden Λ von Zeit zu Zeit auch den Sondenabstand $2d$ vergrößern müssen. Dies führt zu einem Sprung in der Sondierkurve, da (d/Λ) sprunghaft geändert wird. Dieser Einfluß kann jedoch rechnerisch erfaßt und die Sondierkurve entsprechend korrigiert werden [DEPPERMAN, 1954]. Befindet sich zwischen dem Sondenpaar eine Einlagerung, so wird bei Vergrößerung des Sondenabstandes, nach oben genannter Korrektur, die Meßkurve immer noch eine Unstetigkeitsstelle aufweisen. Vergrößert man jedoch den Sondenabstand $2d$ nicht sprunghaft, sondern stetig auf den neuen Wert $2d_1$

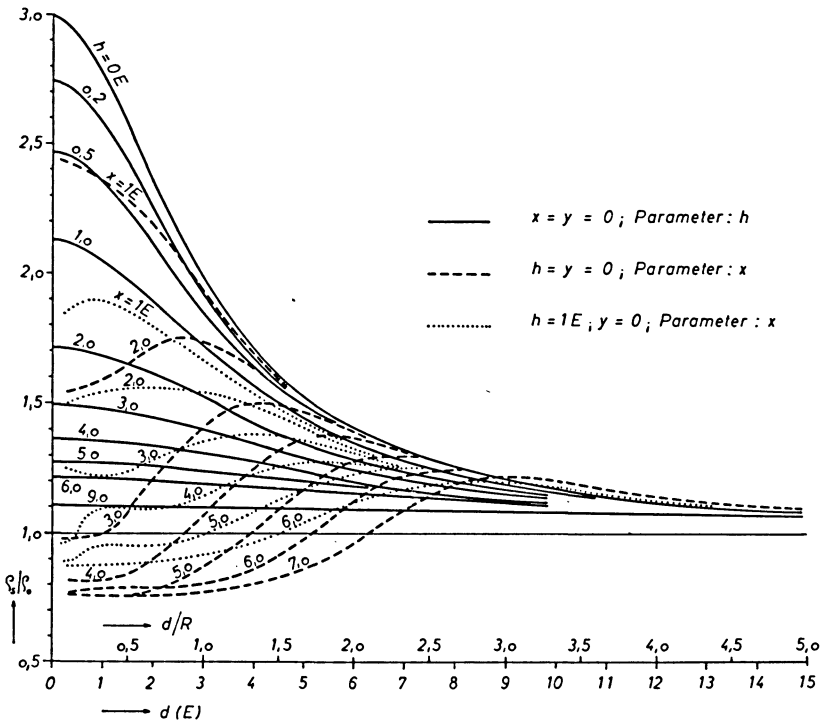


Abb. 8: Zylinderförmiger, sehr schlecht leitender Störkörper.

Cylindrical interfering body with high resistivity.

(\$\varrho_1/\varrho_0 \rightarrow \infty\$; \$R = 3,0 E\$; \$\Lambda \rightarrow \infty\$)

und mißt jeweils die dazugehörigen ϱ_S -Werte, so kann man, wie das Beispiel in Abb. 8 zeigt, auf einen Störkörper im Sondenbereich schließen, wenn die gemessenen Kurven den berechneten ähneln. —

Es wird manchmal angenommen, daß bei einem Sprung in der Meßkurve sich der zweite Kurvenast dem ersten für $\Lambda \rightarrow \infty$ asymptotisch nähert und somit die gestörte Sondierkurve graphisch korrigiert werden kann. Abb. 9 zeigt ein verschiedentlich zitiertes Beispiel. Bis $\Lambda = \Lambda_{t+2}$ wurde mit dem Sondenabstand $2d = 2d_0$ sondiert. Beim Wechsel von $2d_0$ auf $2d_1$ macht sich ein Sprung in der Meßkurve bemerkbar. Die Kurve wurde zusätzlich überlappt.

Die Kurve wurde unter der Annahme:

$$\lim_{\Lambda \rightarrow \infty} \varrho_S(d_0) = \lim_{\Lambda \rightarrow \infty} \varrho_S(d_1) = \bar{\varrho}_2$$

durch Parallelverschiebung des zweiten Kurvenastes „korrigiert“ (strichpunktiert). Dabei ist man von der Voraussetzung ausgegangen, daß ab einem bestimmten Λ und der damit erzielbaren Aufschlußtiefe, die viel größer als die Tiefe der Einlagerung

ist, der Einfluß des Störkörpers auf die geoelektrische Messung verschwindend klein wird. Jedoch zeigt Abb. 2 u. a. (dort wurden ja eben die Kurven für $\Lambda \rightarrow \infty$ berechnet), daß diese Annahme nicht zutreffen kann. Die Störungen in Meßkurven

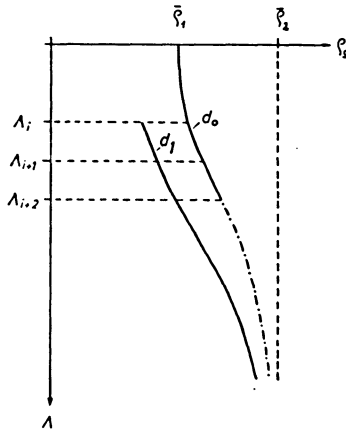


Abb. 9: Gestörte Sondierkurve und ihre vermeintliche Korrektur.

Distorted sounding-curve and its supposed correction.

sind um so größer, je kleiner der Sondenabstand gewählt wird. Sie sind jedoch unabhängig von der erzielten Aufschlußtiefe [TÖPFER, 1969].

Somit gilt die Ungleichung

$$\lim_{\Lambda \rightarrow \infty} \varrho_S(d_0) \neq \lim_{\Lambda \rightarrow \infty} \varrho_S(d_1) \neq \bar{\varrho}_2 \quad (20)$$

und die gestörten Kurven können nicht, wie beschrieben, korrigiert werden.

Eine Möglichkeit, gestörte Sondierkurven zu erkennen, ist durch die modifizierten Meßverfahren nach CARPENTER [1955, 1956] und JAGANNADHA SARMA [1961] gegeben. Jedoch bedarf es noch weitgehender Erfahrungen, um mit Sicherheit auf Störungen, infolge oberflächennaher Einlagerungen, schließen zu können. —

Literatur

CARPENTER, E. W.: Some notes concerning the Wenner Configuration. Geophysical Prospecting 3, 388, 1955

CARPENTER, E. W., and G. M. HABERJAN, A Tripotential method of resistivity prospecting. Geophysics, XXI, 2, 455, 1956

DEPPERMAN, K.: Die Abhängigkeit des scheinbaren Widerstandes vom Sondenabstand bei der Vierpunkt-Methode. Geophysical Prospecting 2, 260, 1954

- EBERT, A.: Grundlagen zur Auswertung geoelektrischer Tiefensondierungen. Zeitschr. f. angew. Geophysik, 10, 1, 1943
- FOMINA, V. I.: Allowance for the influence of vertical and inclined surfaces of separation when interpreting electric probings. Applied Geophysics in U.S.S.R., Pergamon Verlag, New York, 271, 1962
- FRITSCH, V.: Elektrische Messungen an räumlich ausgedehnten Leitern. Verlag G. Braun, Karlsruhe, 1960
- JAGANNADHA SARMA, V. V.: Modified tripotential prospecting method. Geophysical Prospecting, IX, 4, 568, 1961
- ORELLANA, E., and MOONEY: Master tables and curves for vertical electrical sounding over layer-ed structures. Interciencia, Madrid, 1966
- STERN, W.: Die Bestimmung des Verlaufes geneigter Diskontinuitätsflächen (einfallende Schichtgrenzen und Verwerfungen) durch das Widerstandsverfahren. Zeitschr. f. Geophysik, 8, Heft 3/4, 1, 1932
- TÖPFER, K. D.: Die Ortung von Störkörpern mit dem Schlumberger-Meßverfahren. Archiv f. Meteorologie, Serie A, Band 18, Heft 1—2, 1969

Zur Problematik der Deutung paläomagnetischer Meßergebnisse auf Grund von Untersuchungen an den Basalten des Paläovulkans Vogelsberg in Hessen¹⁾

Von E. SCHENK, Gießen-Hungen²⁾

Eingegangen am 2. September 1968

Zusammenfassung: Von 33 Kernbohrungen im Basalt des Vogelsberges in Hessen wurden über 5000 Proben für paläomagnetische Messungen geschnitten, um die Inklination, Remanenz, Suszeptibilität und den Königsberger-Faktor festzustellen. Die Messung lückenloser Profile durch Großeinheiten und Untereinheiten von Effusiv- und Intrusivbasalten führte zu der Erkenntnis, daß die Parameter der Magnetisierung gesetzmäßig variieren, indem sie eine Funktion des Abstandes von den Grenzflächen sind. Repräsentative paläomagnetische Daten sind nur im Bereich der Mitte der Gesteinseinheiten zu erwarten. Die bisherigen Deutungen paläomagnetischer Meßergebnisse haben keine gesicherten Grundlagen.

Summary: The palaeomagnetic parameters of more than 5000 samples of cores taken from 33 drilling holes through innumerable basalt units of the Vogelsberg Paleovolcano in Hessen were measured. Measurements of specimens of thin and thick layers without any gap proved that inclination, natural remanence, susceptibility and Königsberger factor are dependent on their distance from the surface of units, layers, lamelles etc. Therefore representative datas for the evaluation of palaeomagnetic measurements can be expected only in the interior part of lava flows, intrusions a.s.o. The statistic method which encloses all values of measurements gives significant datas which are not appropriate for the interpretation of palaeomagnetic and geological events.

Ziel der Untersuchung

Es ist bekannt, daß die Parameter von magnetischen Proben aus vulkanischen Gesteinsdecken, wie z. B. von Lavaströmen, eine Streuung aufweisen und deshalb statistische Methoden erfordern, um signifikante Werte zu erhalten. Nachdem es wiederholt gelang, solche Signifikanzen mit radiometrischen Altersbestimmungen von Gesteinen zu korrelieren, glaubt man allgemein, damit nicht nur die Geschichte der Wanderung und Vertauschung der magnetischen Pole der Erde, sondern auch physi-

¹⁾ Der Inhalt dieses Beitrages war Thema eines Vortrages in der Sektion für Paläomagnetismus auf dem Internationalen Kongreß für Quartärgeologie am 30. 8. bis 5. 9. 1965 in Boulder-Denver/USA und auf der Tagung der Meteorologen und Geophysiker am 1.–6. 4. 1968 in Hamburg.

²⁾ Dr. E. SCHENK, Zweckverband Oberhessischer Versorgungsbetriebe, Geologische Forschungsstelle, 6303 Hungen, Niddaerstraße 2.

kalische Fundamente einer Stratigraphie speziell vulkanischer Gesteinsformationen gewonnen zu haben und sogar geotektonische Ereignisse, wie z. B. die Kontinentalverschiebung, datieren zu können.

Viele Widersprüche, die sich beim Vergleich der ermittelten paläomagnetischen Daten von Gesteinen aus allen Teilen der Erde ergeben haben, bleiben durch Unsicherheiten auf geologischer Ebene und Ungewißheiten oder Lücken der physikalischen Beobachtung vom Gewicht einer Kritik unberührt, zumal da die Bedingungen für die umgekehrte Magnetisierung eines Gesteins bzw. eines Minerals physikalisch und mineralogisch definiert [NEEL 1951 u. 1955, BLACKETT/IRVING 1964] und die Möglichkeiten ihres Auftretens und ebenso auch der sekundären Aufheizung und damit zusammenhängender Ummagnetisierung physikalisch beschränkt und überschaubar erscheinen.

In Anbetracht solcher Feststellungen mußte es wichtig und ungemein reizvoll erscheinen, die geologischen, speziell die vulkanologischen Ereignisse in globaler Perspektive geomagnetisch zu erfassen und die Daten einer geomagnetischen Geschichte der Erde zu sammeln.

Auch im Paläovulkan Vogelsberg und seiner Umgebung waren Untersuchungen in dieser Richtung vorgenommen worden [ANGENHEISTER 1956, HAHN 1956, TURKOWSKY 1963, SCHULT 1963, NAIRN 1961 und 1962, MURAWSKI 1965], und gerade die Ergebnisse der in statistisch-methodischer Hinsicht vorbildlichen Untersuchung von ANGENHEISTER [1956] schienen die Berechtigung zur Anwendung der paläomagnetischen Methode für eine Gliederung des Basaltdeckenkomplexes dieses Vulkangebirges auf Grund paläomagnetischer Daten zu geben. Zu diesem Zwecke wurden die im Rahmen hydrogeologischer Untersuchungen niedergebrachten Kernbohrungen seit 1960 untersucht. Aber schon die ersten Meßserien gaben zu erkennen, daß nicht nur große Streuungen der Remanenz [TURKOWSKY 1963] und Inklination vorhanden waren, sondern auch eine gewisse regelmäßige Verteilung der Magnetisierung in den einzelnen Basaltlagern existiert.

Ähnliche Beobachtungen über die Remanenz wurden schon an den Stormberg-Laven von J. S. V. ZIJL, K. W. T. GRAHAM und A. L. HALES [1962] sowie an den Patetere Ignimbriten bei Waipapa (Neuseeland) von HATHERTON [1954] gemacht. Diese Erscheinungen sind bislang unerklärt geblieben [IRVING 1964]. Zur Sicherung der Deutung paläomagnetischer Meßergebnisse ist es aber notwendig, zu wissen, ob diese mehr oder weniger regelmäßigen Streuungen Ausnahmen darstellen oder oft auftreten oder sogar eine Gesetzmäßigkeit verbergen, denn es könnte ja sein, daß die paläomagnetischen Daten einer Probe, die an einer beliebigen Stelle einer Lavaergußdecke entnommen worden ist, zwar charakteristisch sind für die spezielle Entnahmestelle, jedoch nicht repräsentativ für eine stratigraphische Korrelation und die Lage des paläomagnetischen Poles der Erde.

Um Klarheit hierüber und sichere Grundlagen zu gewinnen, wurde deshalb die Verteilung der Magnetisierung, d. h. die Remanenz, die Inklination und die Volumen-

suszeptibilität längs der Vertikalen von Basaltkörpern (Lavadecken, Lagergängen usw.) untersucht.

Die Untersuchungsmethode

Nach der von allen Paläomagnetikern anerkannten Methode werden Proben (samples) aus den Gesteinseinheiten orientiert entnommen und in Teilproben (specimen) geschnitten, an ihnen die Werte vor und nach einer Entmagnetisierung bestimmt und gemittelt [CREER 1957, RUNCORN 1955, IRVING 1964, COX and DOELL 1960 u. a.]. Die statistische Behandlung der Meßergebnisse wird damit maßgebend.

Gewöhnlich werden in einem Aufschluß die orientierten Proben in irgendwelchen Grenzonen entnommen, denn nur die Schichtflächen, Oberflächen einer Lage, Klufflächen usw. bieten die leichten Möglichkeiten für das Abschlagen von Kanten und den Ansatz des Bohrgerätes. Wohl nur selten bietet sich im natürlichen Aufschluß der zentrale Teil einer Gesteinslage oder Schicht zur Entnahme von Proben an. Von den Autoren ist über die Art der Probenentnahme aber kaum etwas mitgeteilt. Es ist daher nicht möglich, aus der Literatur genaue Ortsangaben über die Proben, wie z. B. über ihren Abstand von der oberen oder unteren Grenzfläche des Ergusses oder seiner Lagen zu entnehmen. Allen bisherigen Angaben paläomagnetischer Daten haftet also diese große Ungewißheit an.

Die Möglichkeit der Entnahme von Proben als geschlossene lückenlose Folge sowohl durch einzelne Gesteinslagen als auch durch mächtige Folgen von Basaltlagen war durch Kernbohrungen im westlichen Vogelsberg gegeben. Von den im Rahmen unseres Untersuchungsprogrammes bis jetzt niedergebrachten 80 Kernbohrungen wurden 33 mit rd. 4000 lfd. Bohrmetern (Abb. 3) paläomagnetisch über ihre ganze Länge bzw. Tiefe untersucht. Sie lieferten über 5000 Proben, die so geschnitten wurden, daß ihre Länge gleich dem Durchmesser von meist rd. 7—11 cm ist. Es ergab sich damit eine sehr große Zahl lückenloser, kontinuierlicher Meßreihen durch die Basaltlagen und -lager. Gemessen wurde mit der Förster-Sonde [fluxgate magnetometer, TURKOWSKY 1963, FROMM 1967] die Inklination (i), die Remanenz (r_n) und die Suszeptibilität (k).

Die Meßergebnisse einer beschränkten Anzahl von Proben wurden im Institut für Geophysik der Georg-August-Universität, Göttingen, zusammen mit Herrn FROMM, dem ich auch an dieser Stelle danke, an der dortigen Förster-Sonde und mit dem astatischen Magnetometer geprüft und für richtig befunden. Ebenso wurde dort an denselben Proben eine Entmagnetisierung im Wechselfeld vorgenommen, während eine thermische Entmagnetisierung im eigenen Labor an einer großen Anzahl von Proben durchgeführt worden ist. Die Messungen an Teilproben (specimen), die von großen Proben (samples) abgeteilt worden waren, ergaben so geringe Unterschiede, daß die an den großen Proben gewonnenen Werte als richtig anzusehen sind.

Bei der Entmagnetisierung ergab sich, daß die Tuffe, Tuffite und Laterite eine weiche Komponente haben [SCHENK 1968], während die Magnetisierung der Basalte

Tabelle 1: Bohrung Nr. 31 — Rainrod — Thermische Entmagnetisierung bei 220 °C.

Probe-Nr.	Gestein	Teufe m	vor	Inklination J_{rn}		nach
				nach der Erhitzung	vor	
4	Tholeiit	96,30	48	45	0,71	0,48
5		96,50	49	48	0,75	0,74
6		96,70	47	56	0,86	0,82
7		96,90	45	52	0,81	0,72
8	Alkalibasalt	131,50	51	70	4,65	5,50
9		136,30	56	75	3,98	3,30
10		134,90	60	68	3,33	5,00
11		135,40	73	77	4,47	3,55
12	Alkalibasalt	290,20	-40	73	2,72	13,30
13		290,30	-15	70	3,90	10,20
14		290,36	9	-67	3,85	8,44
15		290,90	6	-64	3,03	6,00
16	Tholeiit	261,50	-90	30	1,03	0,30
17		261,60	-61	11	1,09	0,62
18		261,70	-66	69	1,22	1,62
19		261,90	-65	52	1,18	0,62

sich durchweg als hart und stabil auswies (Tab. 1). Bei ihnen ergab sich außerdem überraschenderweise, daß umgekehrt magnetisierte Proben, die bei kontinuierlich zunehmender Tiefe eine geschlossene Reihe mit gleicher Inklination bildeten, nach der Entmagnetisierung eine Streuung aufweisen, die sich in der graphischen Darstellung bogenförmig aufreht und nicht selten in den Bereich der normalen Magnetisierung übergeht (Abb. 4) und damit eine Ummagnetisierung zu erkennen gibt. Meist ergab sich durch die Entmagnetisierung eine Inklination, die nur wenig kleiner war als vorher. In keinem Fall wurde die Streuung der Inklinationswerte bis auf Null vermindert, ihre Gesetzmäßigkeit vielmehr eher noch betont (Tab. 1). Dieser Befund wurde auch bestätigt durch Messungen an Teilproben (specimen), die aus den großen Proben (samples) orientiert herausgeschnitten worden waren.

Die Streuung der Meßwerte an Proben aus einem Aufschluß ist eine bei fast allen Untersuchungen zu beobachtende Erscheinung und ist auch bei größter Genauigkeit bis zu einem gewissen Maße bedingt durch subjektive und systematische Meßfehler. Für ihre Eliminierung bieten die statistischen Methoden ausreichende und sichere Mittel und Wege. Durch sie wurden aber bislang auch größere Abweichungen ausgeglichen, die sich bei den Messungen an Proben aus dem gleichen Aufschluß oder gleichen geologischen Einheiten ergeben. Ob solcher Ausgleich und solche Mittelung zulässig oder unzulässig sind, sollte die Untersuchung erweisen.

Um die grundsätzliche Bedeutung dieses Verfahrens herauszustellen, seien die Feststellungen von verschiedenen Autoren aufgeführt. So fand ANGENHEISTER [1956] eine gemittelte Inklination von 57° bzw. $-59,8^\circ$, TURKOWSKY [1963] von 64° bzw. -70° , NAIRN [1961 u. 1962] von 43° u. 63° , SCHULT [1963] von $66,63^\circ$ u. -63° . Die Mittelung der Inklinationswerte der rd. 5000 Kernproben aus dem westlichen Vogelsberg aber ergibt eine Inklination von nur 55° (s. Tab. 2, Abb. 2).

Tabelle 2: Häufigkeiten der Inklinationswerte von 4107 Bohrkernproben aus 27 Bohrungen im westlichen Vogelsberg.

(Das Vorzeichen für die Inklination ist hier nicht berücksichtigt)

Inklination in Grad Klasse	Zahl der Proben	Häufigkeiten in %	%
0—5	53	1,29	32,89
6—10	70	1,70	
11—15	74	1,80	
16—20	68	1,66	
21—25	78	1,89	
26—30	118	2,87	
31—35	120	2,92	
36—40	145	3,53	
41—45	230	5,60	
46—50	395	9,63	
51—55	570	13,89	27,50
56—60	559	13,61	
61—65	407	9,91	19,11
66—70	378	9,20	
71—75	366	8,91	
76—80	336	8,18	17,09
81—85	121	2,95	
86—90	19	0,46	3,41
	4107	100,00	100,00

Zur Geologie des Untersuchungsgebietes

Die Proben für die paläomagnetischen Messungen stammen aus Basalteffusions- und Intrusionskörpern in der westlichen Hälfte des Paläovulkans Vogelsberg (Abb. 1). Der Paläovulkan ist im Miozän in der Hessischen Senke auf einer der großen irdischen N—S streichenden kontinentalen Geofrakturen aufgebaut worden. Der Zentralvulkan entwickelte sich dort, wo alte NO—SW und NW—SO verlaufende Geofrakturen sich schneiden und dabei die N—S Bruchzone, die Fortsetzung des Rheingrabens kreuzen.

Durch die Erosion im Pleistozän ist das im Pliozän fast eingerumpfte vulkanische Gebirge [s. SCHENK 1968] über eine Höhe von fast 700 m zwischen Talsohle und Gipffläche aufgeschlossen. Einige besonders tiefe Kernbohrungen geben zusätzlich Einblick in weitere 322 m Vulkanite des zentralen Gebirgstels zwischen Schotten und

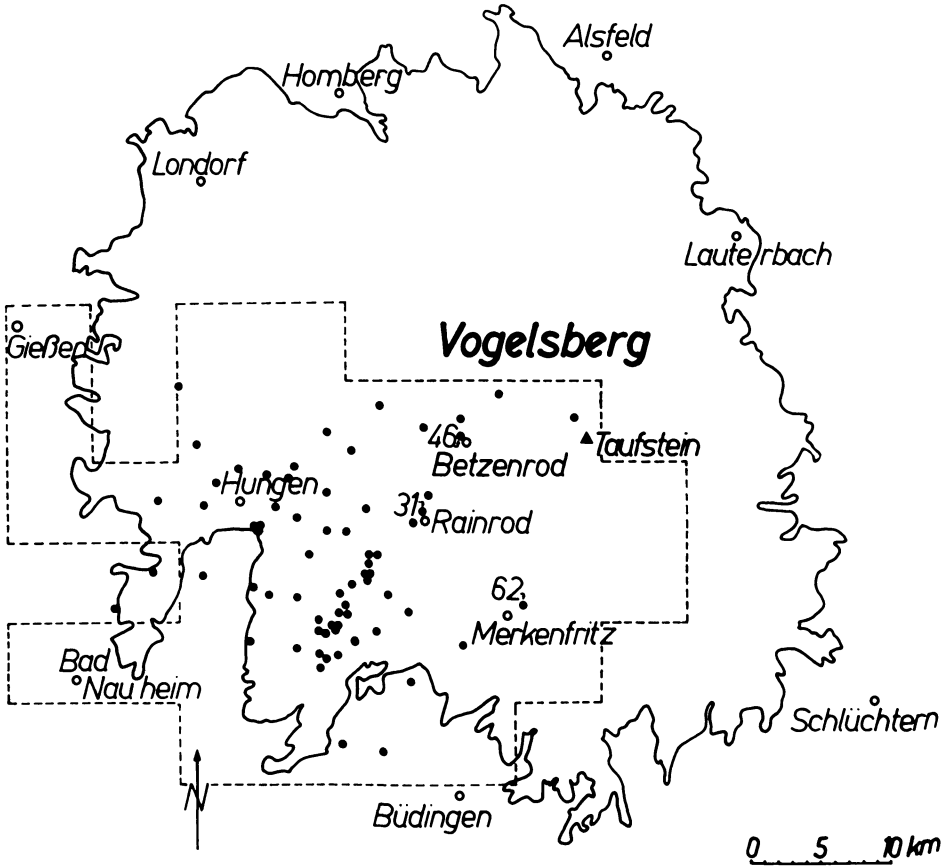


Abb. 1: Karte mit den Grenzen der geschlossenen Vulkanitdecke und des vermessenen geomagnetischen Feldes sowie der Lage der paläomagnetisch untersuchten Kernbohrungen.

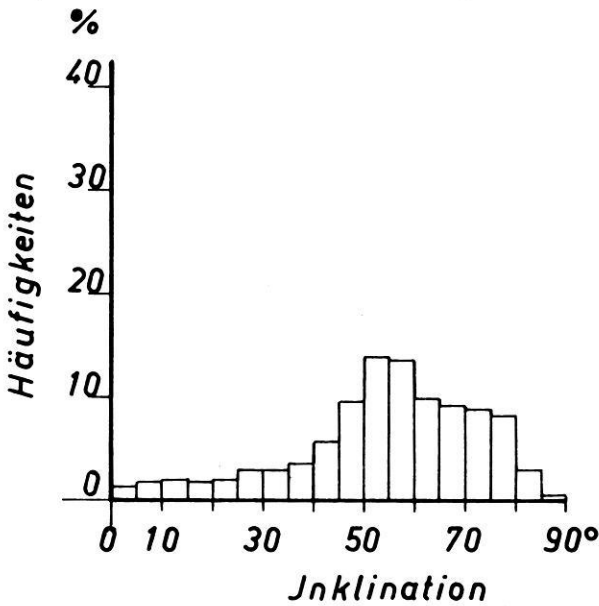


Abb. 2: Histogramm der an über 4100 Proben aus 27 Kernbohrungen gemessenen paläomagnetischen Inklinationswinkel.

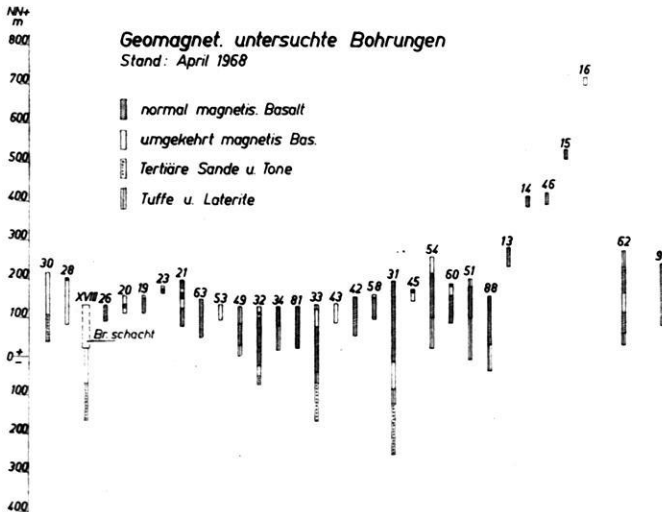


Abb. 3: Normale und inverse Magnetisierung der Kernproben aus 31 Bohrungen im westlichen Vogelsberg.

Rainrod, so daß unter Berücksichtigung der geologischen Karten und einer Vermessung des geomagnetischen Feldes in einem Gebiet von über 38 Kartenblättern 1:10000 vom Westrand des Vulkans am Taunus bis in sein Zentralgebiet (30 km = Radius des Paläovulkans) ein gutes Bild von seinem Aufbau aus Tuffiten, Tuffen mit lateritischen Böden und Basaltergußdecken sowie horizontalen und vertikalen Intrusivkörpern entworfen werden kann [SCHENK 1968].

Kalkhaltige Tuffite bildeten die ersten Ablagerungen und füllten die Senke des Meeres im Aquitan zwischen dem Schiefergebirge und dem zentralen Teil des Vogelsberges, während auf der hohen Schulter des Grabens, d. h. der Ostabdachung des Vulkans, Tuffe abgelagert wurden. Im späten Aquitan und im Burdigal nachfolgende Lavaströme aus Tholeiit, bisher als Trappbasalt in der Literatur beschrieben [SCHOTTLER 1937], sind durch dünne Tuffschichten meist getrennt. Im Burdigal und Helvet treten auch bereits Alkalibasaltergüsse auf. Durch Fauna belegt sind Alkalibasalte auch aus dem Torton und Sarmat. Mit sehr basischen Schmelzen, den Basaniten [SCHOTTLER 1937], endete wahrscheinlich im ausgehenden Obermiozän der Vulkanismus [SCHENK 1968]. Ob diese Förderfolge, die durch horizontale Intrusionen (sills, Subfusionen, SCHENK 1964) sehr gestört bzw. verwickelt ist, das ganze Gebiet einheitlich beherrschte oder an verschiedenen Stellen gleichzeitig auch verschiedene Laven gefördert wurden, ist eine noch offene Frage, die wahrscheinlich erst durch radio-metrische Altersbestimmungen definitiv gelöst werden kann.

Gegenüber rezenten Vulkanen bietet der Paläovulkan Vogelsberg wie manch anderer Paläovulkan die Schwierigkeiten, die mit der Trennung und Deutung der unterschiedlichen Gesteinslagen als Effusiv- und Intrusivkörper in einem vulkanischen Sockelstockwerk verbunden sind [SCHENK 1964]. Er ruht auf den Schichtenfolgen des Buntsandsteins und tertiärer (oligozäner und aquitaner) Sedimente, die sein Fundament bilden. In einer ganzen Anzahl von Bohrungen wurde es erreicht, so daß die Untersuchung sich auf die gesamte Höhe des Vulkans erstrecken konnte (Abb. 3).

In der Karte (Abb. 1) ist die Lage der Bohrungen und Aufschlüsse, von denen Proben untersucht wurden, gekennzeichnet. Das geomagnetisch vermessene Gebiet ist in ihr umgrenzt. Eine ausführliche Darstellung dieser ganzen Untersuchungsergebnisse soll in einer besonderen Ausarbeitung erfolgen. An dieser Stelle werden nur ausgewählte Beispiele von der Verteilung der Inklination in den einzelnen Basaltlagen gebracht. Sie können beliebig vermehrt werden, sind also keine Sonderfälle.

Das Gesamtbild der Verteilung der Magnetisierung in der Vertikalen

Die paläomagnetische Gliederung in der Bohrung Nr. 62 — Merkenfritz

Einen Überblick über eine durchaus nicht ungewöhnliche, vielmehr typische Verteilung der magnetischen Parameter in der Vertikalen eines Vulkanprofils soll die Bohrung Nr. 62 — Merkenfritz (Abb. 5) vermitteln. In der graphischen Darstellung der Inklination (i), des Betrages der natürlichen Remanenz (J_{rn}), der Suszeptibilität (k) und schließlich des Königberger-Faktors (Q) sind unter fast 50 m Deckschichten

Bo. 31 Rainrod I

Thermische Entmagnetisierung bei 220° C

- vor der Erhitzung
- + nach

Probe Nr.	Gestein	Inklination <i>i</i>						nat. Rem. Jrn	
		+			-			5	10·10 ⁻³
		90°	60	30	30	60	90°		
4	Tholeiit	•+						•	
5		•+						♦	
6		+•						♦	
7		+•						•	
8	Alkali. Bas.	+ •						+ •	
9		+ •						+•	
10		+•						• +	
11		+•						+•	
12	Alkali. Bas.	+			•			•	+
13		+			•			•	+
14				•		+		•	+
15				•		+		•	+
16	Tholeiit				+		•	+•	
17				+		•		+•	
18		+				•		•+	
19		+				•		+•	

Abb. 4: Wirkung der thermischen Entmagnetisierung bei 220° Celsius an 19 Kernproben aus Bohrung 31, Rainrod, aus 4 dicht geschlossenen Meßreihen.

Merkenfritz , Kernbohrung 62

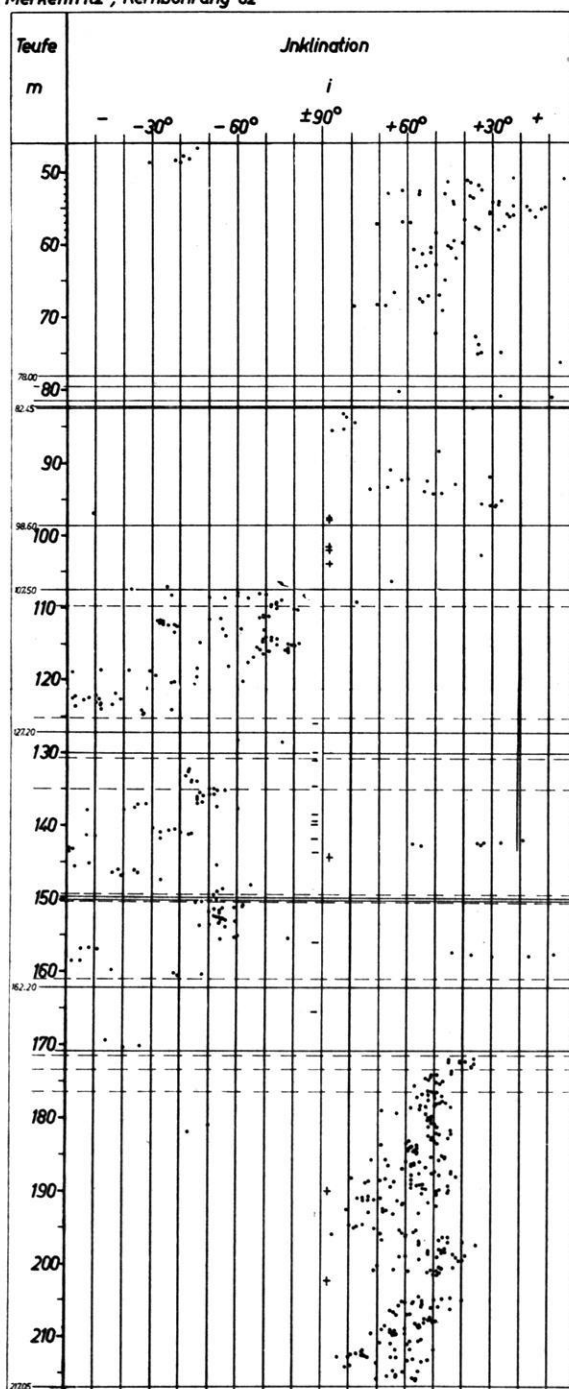


Abb. 5: Graphische Darstellung der Inklination im Basalt der Bohrung 62 bei Merkenfritz im westlichen Vogelsberg (s. a. Abb. 16, S. 382).

drei große Basalteinheiten zu erkennen. Die Vorzeichen der Inklination wechseln. Ein oberer Komplex reicht von rd. 50 m bis fast 110 m, ein mittlerer mit inverser Magnetisierung bis in rd. 170 m und der dritte mit normaler Magnetisierung bis an die Untergrenze des Basaltes in rd. 220 m Tiefe. Diese drei Bereiche haben also fast gleiche Mächtigkeiten (ungefähr 50–60 m). Die Gliederung tritt dadurch deutlich hervor, daß bei der Inklination die Vorzeichen wechseln und die Inklination in den Grenzzonen sehr klein, die Remanenz sehr groß ist. Die Volumenssuszeptibilität ist hier dagegen bemerkenswert kleiner als im Innern der Einheiten. Der Königsberger-Faktor ist in den Grenzzonen ebenfalls auffallend groß. An Hand dieser charakteristischen Änderung der paläomagnetischen Daten läßt sich auch eine Untergliederung der Großeinheiten erkennen, die der geologischen und petrographischen genau entspricht.

Das geologische Profil

Unter einer bis in rd. 10 m Tiefe reichenden jungquartären Deckschicht folgen tonige, zersetzte Tuffe und Tuffite und Basaltbrocken und ein aus ihren Verwitterungsprodukten zusammengesetzter vielfarbiger Detritus bis in rd. 20 m Tiefe und darunter feine und grobe Tuffe mit Basaltbomben, Breccien und Laterit bis in fast 50 m Tiefe. Es ist nicht entscheidbar, ob von 39 m bis 48 m bzw. rd. 50 m eine stark zersetzte Intrusionsbreccie oder eine Schuttmasse aus umgelagertem Vulkanitmaterial vorliegt.

Bei rd. 50 m beginnt ein kompakter, blaugrauer, feinkörniger Alkalibasalt mit viel Olivin. Bis in 78 m Tiefe besteht er aus kompakten, fast blasenfreien, wenig geklüfteten Lagen. (Als Lagen sollen hier die Untereinheiten eines Lagers [Großeinheit] aus Effusiv- oder Intrusivbasalt bezeichnet sein.) Ein zweites kompaktes Lager gleicher Art reicht von 82,25–97,50 m und ist vom erstgenannten durch sedimentäre Bildungen aus Tuffen und Braunkohlen getrennt, während an seiner Basis kompakt verschmolzene Schlacken zu erkennen sind, die auf rötlich gefrittetem lateritisch verwittertem und gelblichgrauem Tuff bis in 107,50 m liegen.

Der mittlere, bei rd. 108 m Teufe beginnende Gesteinskomplex besteht aus fast blauschwarzem kompakten Alkalibasalt, ist jedoch dunkler und wenig geklüftet, fast ohne Blasen und olivinreich. Seine Untergrenze liegt bei 161 m auf Breccien und graugrünen Tuffen von rd. 10 m Mächtigkeit.

Dieses mittlere Lager ist gegliedert in einen oberen, einen mittleren und einen unteren Teil, der jeweils vom anderen bei 127,00 m, 149,00 m und 162,00 m durch etwa 10 m, 8 m und 10 m mächtige Tuffschichten getrennt ist. Mit Hilfe von brecciösen Lagen und Blasenzone läßt sich leicht eine noch weitergehende Unterteilung vornehmen. Der Gesamtkomplex ist oben und unten durch mächtige Breccien aus einem Gemenge von kompaktem, dichtem Basalt, Tuff und Laterit und Montmorillonit abgegrenzt, so daß die Deutung als Intrusivlager naheliegt, was aber noch durch spezielle Untersuchungen zu klären bleibt.

Im unteren Lager (von 171,5—217,0 m) ist der Basalt in den obersten 5 m grau, zum großen Teil zersetzt, vielfach rötlich oxydiert und gefleckt, durchweg reich an großen und kleinen Blasen mit Zeolithen, vielfach schaumig-porös und schlackenreich, darunter jedoch wieder blaugrau bis blauschwarz, massiv, kompakt und wenig zerklüftet mit einer Zersatzzone an der Basis auf 4 m Laterit und Tuffit über (aquitanen) Mergeln und oligozänen Sanden und Tonen.

Von 171,5 m bis rd. 177,0 m liegt ein Tholeiit (Trapp) vor. Bis zur Basis folgt dann ein sehr basischer Alkalibasalt mit Sonnenbrennerflecken, der wie der ganze Komplex normal magnetisiert ist. Durch Blasen zonen oder brecciöse Lager sind in diesem Teil keine Grenzen und Lagen gekennzeichnet, wohl aber scheint ein Fließgefüge angedeutet. Auch dieses tiefste Basaltlager scheint einer Intrusion bzw. Subfusion eher zu entsprechen als einer Effusion. Diese Frage bleibt noch offen.

Die Inklination

In der graphischen Darstellung der Inklinationen werte (Abb. 5) fällt sofort die große Streuung der Werte auf. Sie verteilen sich fast gleichmäßig auf die ganze Skala von 0—90° sowohl im Bereich normaler als auch inverser Magnetisierung. Nur in unteren Lagen häufen sich die Werte in einem mittleren Bereich zwischen 30° und 60°.

Die statistische Untersuchung gibt noch prägnanter die Streubreite von 0—90° zu erkennen. Die Betrachtung des Gesamtbildes sei vorangestellt und ohne Rücksicht auf das Vorzeichen vorgenommen (Tab. 3, Abb. 9), da in der Wechselbeziehung der

Tabelle 3: Häufigkeitsverteilung der Inklination in dem Abschnitt von 48 m bis 217 m der Bohrung Nr. 62 — Merkenfritz — ohne Berücksichtigung der Vorzeichen.

Inklination in Grad Klassen	Anzahl der Proben	Häufigkeiten in %
0— 5	14	2,42
6—10	13	2,24
11—15	11	1,90
16—20	12	2,07
21—25	11	2,24
26—30	22	3,80
31—35	25	4,32
36—40	34	5,88
41—45	43	7,43
46—50	86	14,87
51—55	100	17,30
56—60	66	11,41
61—65	40	6,92
66—70	35	6,05
71—75	34	5,88
76—80	23	3,97
81—85	7	1,21
86—90	2	0,34

} 63,98

magnetischen Parameter der einzelnen Einheiten keine grundsätzlichen Unterschiede zu beobachten sind. Die relative Häufigkeit der flachen ($< 45^\circ$) und steilen Winkel ($> 60^\circ$) außerhalb der Dominanzen erreicht in den einzelnen Klassen 7% und sogar 11,3% im oberen Lager, 7% im mittleren, fast 9 und 10% im unteren. Die Summe dieser Häufigkeiten der flachen Winkel beträgt im oberen Lager 15% (für $0-25^\circ$) bzw. 53% (für $0-45^\circ$), im mittleren rd. 48%, im unteren ungefähr 13%, und die Häufigkeit der steilen Winkel fast 20%, im mittleren über 23%, im unteren fast 30%. Demgegenüber sind die dominanten Winkel in den drei Klassen zwischen 45° und 60° zusammen mit 30% im oberen und mit rd. 60% im mittleren und im unteren Lager vertreten. Signifikant ist die Klasse von $51-55^\circ$.

In dem Diagramm der Häufigkeiten für das obere Lager (Abb. 6) treten mit nur schwach unterschiedlichen Signifikanzen die Klassen mit $26^\circ-30^\circ-35^\circ$ und mit 46°

Bo. 62 Merkenfritz Abschn. 51.07–106.55 m

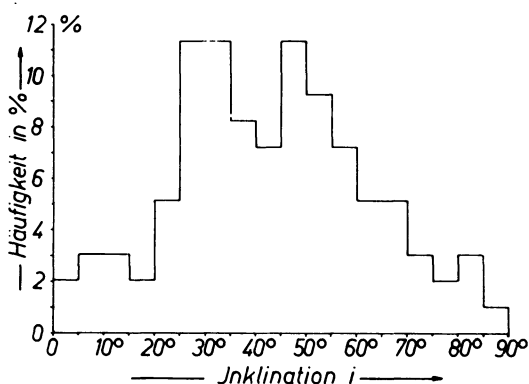


Abb. 6: Histogramm zu den Inklinationsmessungen an den Kernproben aus dem Abschnitt 51,0–106,5 m in der Bohrung Nr. 62 bei Merkenfritz.

bis 50° hervor. Es gibt keinen stichhaltigen Grund, die Gruppe mit der flachen Inklination zu verwerfen, aber auch keinen für eine Bevorzugung der Gruppe mit $46^\circ-50^\circ$ und auch nicht für beide jeweils allein, weder nach der Statistik noch nach der Darstellung mit der Teufenbezeichnung noch wegen geologischer Unterschiede (Abb. 5).

Im mittleren Lager ist die Signifikanz ($51-55^\circ$) nicht viel ausgeprägter als im oberen Lager, und man müßte dem Bilde nach die Klasse mit $46-50^\circ$ noch einrechnen. Dies ergäbe dann einen Mittelwert von 50° (Abb. 7).

Im unteren Lager sind die Klassen von $46-60^\circ$ dominant. Als signifikant (mit 17%) ist der Inklinationswinkel von 53° anzusehen (Abb. 8).

Diesen Teilanalysen entspricht das Gesamtbild (Abb. 9), in dem eine Signifikanz für die Klasse $45-60^\circ$ hervortritt. Hieraus würde sich ein Winkel für die gemittelte Inklination von $52-53^\circ$ für das Gesamtprofil des Basaltes der Bohrung Merkenfritz

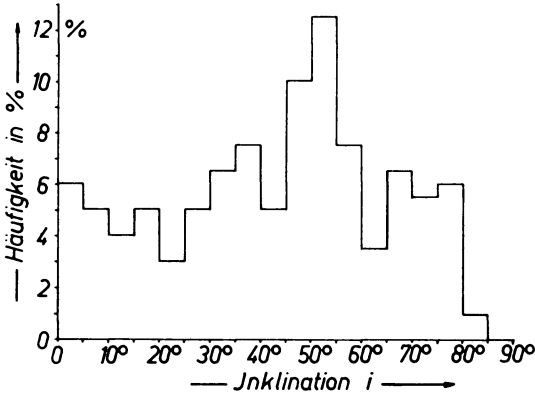


Abb. 7: Histogramm zu den Inklinationsmessungen an den Kernproben aus dem Abschnitt 107,3–170,6 m in der Bohrung Nr. 62 bei Merkenfritz.

Bo. 62 Merkenfritz

Abschnitt 172.30 – 216.66 m

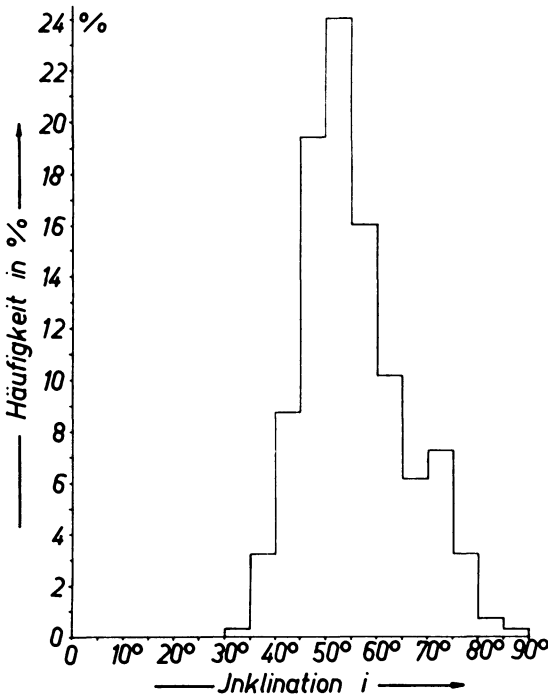


Abb. 8: Histogramm zu den Inklinationsmessungen an den Kernproben aus dem Abschnitt 172,3-216,6 m in der Bohrung Nr. 62 bei Merkenfritz.

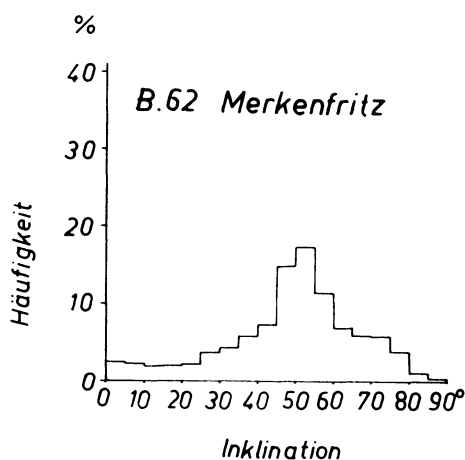


Abb. 9: Histogramm zu den Inklinationsmessungen an sämtlichen Kernproben der Bohrung Nr. 62 bei Merkenfritz.

ergeben. Daß dieser Wert von der durch ANGENHEISTER [1956], TURKOWSKY [1963] und NAIRN [1961 und 1962] und SCHULT [1963] festgestellten Inklination an den Basalten des Vogelsberges (55—70°) beträchtlich abweicht, wurde bereits festgestellt. Man könnte diesen Unterschied auf Altersunterschiede zurückführen, wozu aber kein geologischer Grund vorliegt.

Betrachtet man die Darstellung, in der die Inklination auf die Teufe bezogen ist, genauer, so wird man zudem zu Zweifeln an der Zutrefflichkeit der Statistik gedrängt. Es fällt auf, daß die besonders flachen Winkel an die Grenzonen der Vulkaniteinheiten gebunden sind. Überzeugend deutlich ist dies z. B. an der Basis- und Dachzone des unteren Lagers ausgeprägt, kaum weniger aber auch in den gleichen Zonen des oberen und mittleren Lagers. Zwar streuen die Werte auch hier beträchtlich. Folgt man aber den Mittelwerten solcher Streuungen, so stellt man erneut fest, daß die flachen Winkel generell den geologischen Grenzonen angehören, d. h., daß sie die Basis- und Dachzonen der bei der Profilbeschreibung erwähnten Untereinheiten kennzeichnen, während der jeweils zentrale Teil einer Einheit durch steile und größte Winkel charakterisiert ist. Der Befund an den Basallagen anderer Bohrungen zeigt dasselbe. Diese Feststellungen werden schließlich bestätigt durch die Analyse kleiner Bereiche, d. h. von Untereinheiten, aus denen die großen zusammengesetzt sind, und nicht zuletzt durch die Verteilung der Remanenz, Suszeptibilität und des Königsberger-Faktors.

Remanenz, Suszeptibilität und Königsberger-Faktor

Durch die Untersuchungen von JAEGER und JOPLIN [1955], BULL, IRVING und WILLIS [1962] ist bekannt, daß die Suszeptibilität und dementsprechend auch die Remanenz sich mit dem Abstand von der Obergrenze eines Vulkanitkörpers ändert.

Dieselbe Beobachtung der Abnahme der Remanenz mit der Teufe machten wir an den Basalten des Vogelsberges [TURKOWSKY 1963, ANGENHEISTER und TURKOWSKY 1964]. HATHERTON [1954] fand sogar eine enge Korrelation zwischen der Magnetisierung und der Schichtung bei Ignimbriten. Die lückenlose Durchmessung von Bohrkernproben aus dem Vogelsberg zeigt dieselbe problematische Erscheinung im Basalt. Aus der Bohrung Nr. 62 — Merkenfritz soll der Abschnitt von 185,6—193,0 m (Abb. 10) dies veranschaulichen. Er gibt zu erkennen, daß bis in fast alle Einzelheiten die Remanenz sich gegensinnig zur Inklinaton verändert. Nimmt die Inklinaton zu, so nimmt die Remanenz ab. Der Königsberger-Faktor verhält sich wie die Remanenz. Die Suszeptibilität dagegen scheint in den Randzonen im allgemeinen am kleinsten zu sein (s. Abb. 16).

Man kann also von strengen Korrelationen sprechen. Die Werte der Magnetisierung spiegeln also sehr genau den schichtigen oder lamellaren Aufbau der Vulkaniteinheiten.

Die Inklinaton in kompakten Basalteinheiten

Nach der graphischen Darstellung mit der Teufenbeziehung der Inklinaton scheint u. a. der Abschnitt von 185—191 m (Abb. 10) gemäß geltenden Regeln innerhalb der Groöeinheit einem Bereich statistisch eindeutig brauchbarer Mittelbildung anzugehören (vergl. Abb. 5). Man wird dieses Mittel und auch die Signifikanz zwischen 50° und 60° erwarten, und man wäre geneigt, die extremen Werte von etwa 70° zu verwerfen. Die Statistik (Abb. 11) ergibt auch tatsächlich eine Signifikanz für 55—60°, ganz in Übereinstimmung mit den oben errechneten Werten für das untere Lager (Abb. 8).

Der Basalt in diesem Abschnitt läßt makroskopisch keine deutlichen Grenzen von Untereinheiten durch Blasen- oder Schlackenzone erkennen. Wohl aber ist ein Fließgefüge in ihm angedeutet. Er ist kompakt und kaum geklüftet, so daß es möglich war, 58 Zylinderproben von 11,3 cm Durchmesser und jeweils 11,3 cm Höhe zu schneiden. Aus dem Abschnitt von 600 cm können also kaum mehr Proben gewonnen werden. Er ist nahezu lückenlos durchgemessen.

Die Streuung der Inklinaton (s. Abb. 10) bewegt sich nun zwischen 42° und 79°. Im obersten Abschnitt von 40 cm beträgt die Inklinaton 46°, 47° und 51°. In den nächsttieferen 25 cm steigt die Inklinaton auf 72°, und 15 cm tiefer ist sie wieder bei 48°.

Auf den nächsten 2 m hält sich die Streuung in vielen 20—40 cm starken „Lamellen“ an den Bereich zwischen 66° und 44° in der gleichen Weise wie vorher. Man kann leicht eine Mittellinie zu diesen Streuwerten zeichnen und erhält dann einen Bogen, der etwa bei 185,8 m mit der Inklinaton von etwa 48° ansetzt, über einen Höchstwert von etwa 70° bei etwa 186,4 m geht und dann bei 187,9 m wieder bei etwa 47° endet. Hier setzt dann ein neuer Mittellinienbogen an, der bei etwa 189,00 m eine größte Inklinaton von etwa 75° anzeigt und bei 190,7 m wieder bei 45° endet oder sich mit dem Ansatz eines neuen Bogens vereint. Hier im unteren Abschnitt ist im Basalt ein lamellares Fließgefüge nicht zu verkennen.

Bo. 62 Merkenfritz

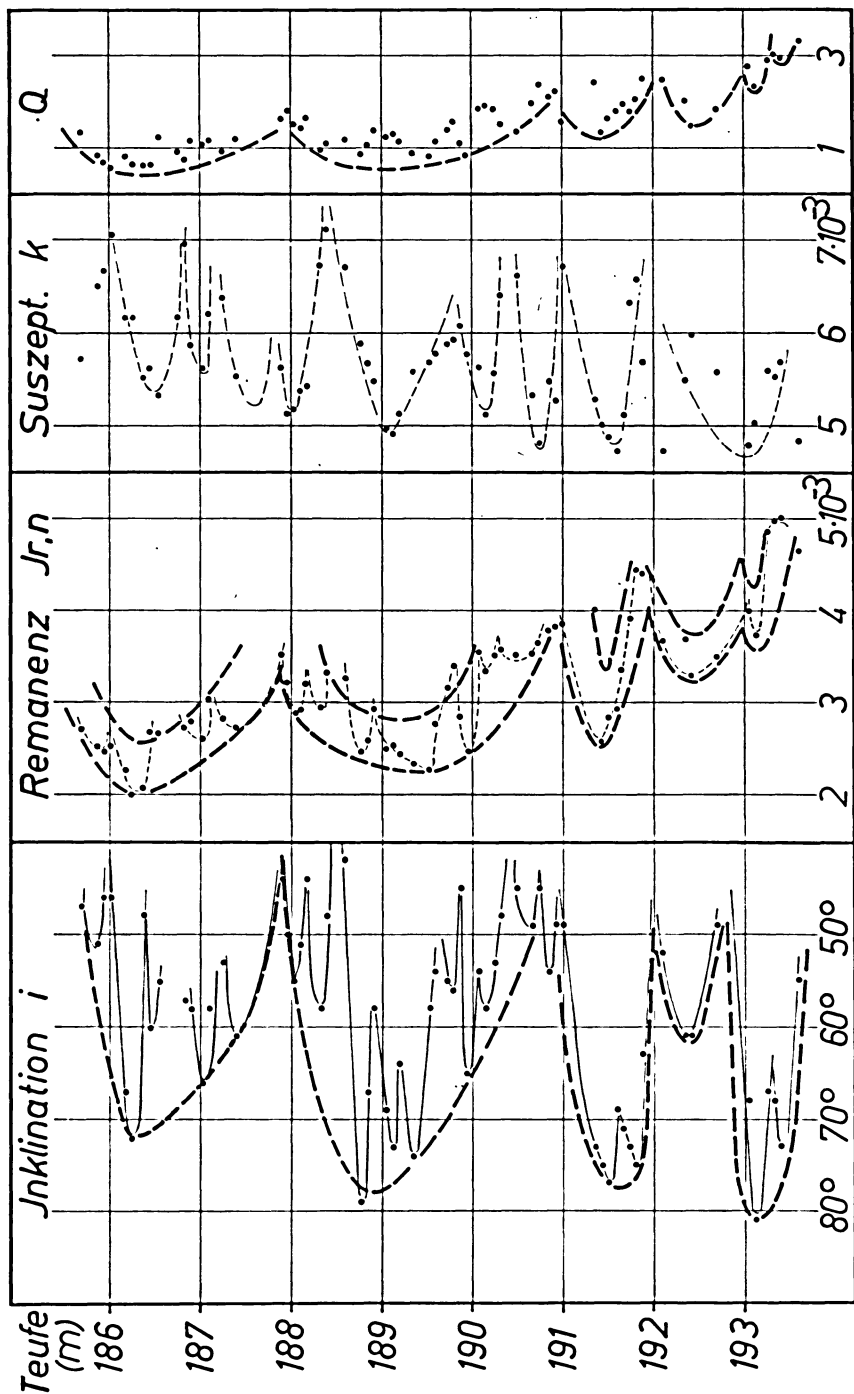


Abb. 10: Diagramm mit der Verteilung der Inklination, Remanenz, Suszeptibilität und des Königsberger-Faktors Q einer fast lückenlosen Meßreihe an den Kernproben im Abschnitt 185,6–193,6 m der Bohrung Nr. 62 bei Merkenfritz.

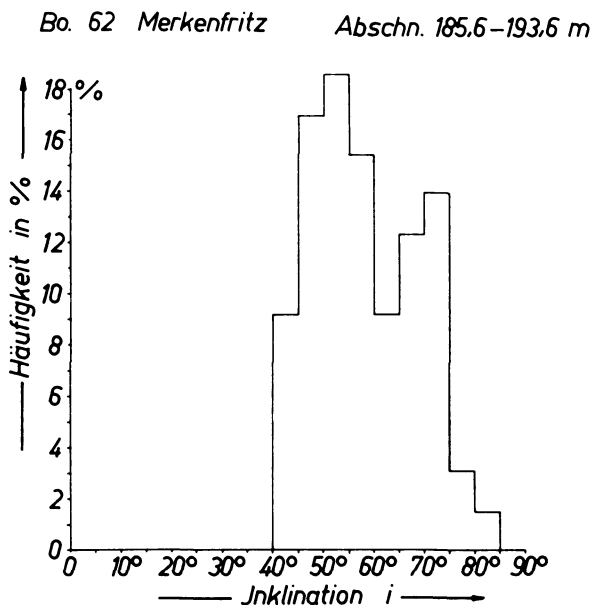


Abb. 11: Histogramm der an den Kernproben aus dem Abschnitt von 185,6–193,6 m der Bohrung Nr. 62 bei Merkenfritz gemessenen Inklination.

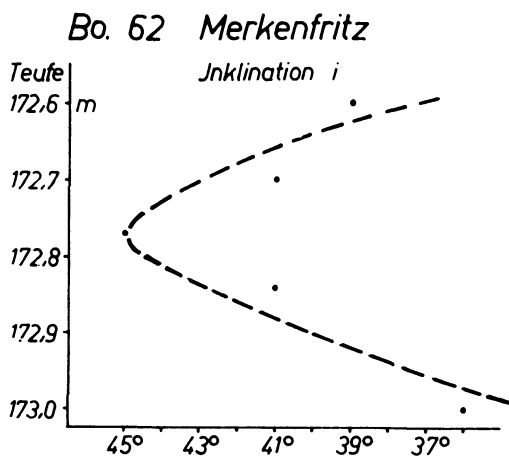


Abb. 12: Graphische Darstellung der an den Kernproben aus dem Abschnitt von 172,6 bis 173,0 m der Bohrung Nr. 62 bei Merkenfritz gemessenen Inklination.

Durch die freihändige Konstruktion der Mittellinie treten in dem kompakten, äußerlich ungliederten Basalt also zwei Einheiten von jeweils 2,5–3 m hervor mit flacher Inklination in den Grenzzonen und sehr großer Inklination im mittleren Abschnitt bzw. im oberen Drittel der jeweiligen Mächtigkeit. Eine dritte bogenförmig anschließbare Einheit ergibt sich von 191,0–192,5 m und eine vierte von 192,5 bis 193,6 m. Außerdem sieht es so aus, als ob diese kleinen Einheiten aus vielen weiteren lamellenartigen Untereinheiten zusammengesetzt wären.

Tatsächlich zeigen nun die über nur 25–40 cm gehenden, absolut lückenlosen Probenfolgen mit deutlichen oder wenigstens angedeuteten Fließgefügen eine kontinuierliche gesetzmäßige Abwandlung der Inklination von flachen zu steilen Winkeln. In dem Abschnitt von 172,60–173,00 m (Abb. 12, s. a. Abb. 5) geht die Inklination von 39° an der Obergrenze auf 45° in der Mitte und zurück auf 36° an der Basis. In dem Abschnitt von 191,30–191,90 m (Abb. 10) liegen zwei solcher Lamellen auf 60 cm vor. Hier aber bewegt sich die Inklination von 73° bis zu 77° und wieder zurück auf 63° . Die nächsttiefer Probe bei 192,10 m hat sogar nur 52° und die der oberen Lamelle nächsthöhere nur 49° (Abb. 5).

Diese Feststellungen nötigen dazu, das Zickzack der Streuungen auch dort als eine mit dem lamellaren Fließgefüge verknüpfte Veränderung anzuerkennen, wo die Messungen nicht lückenlos erfolgen konnten. Jede als Einheit erscheinende Basaltlage besteht demnach aus einer Vielzahl von Lamellen, die durch die Inklination abgebildet sind.

In der Bohrung Nr. 31 — Rainrod wurden sowohl Effusiv- wie Intrusivbasalte durchbohrt. Intrusionsbreccien an der oberen und unteren Grenze, die von den Ergußschlacken sich unterscheiden, kennzeichnen vielfach horizontale Intrusivlager, während der innere Teil durch kompakten, blasenfreien Basalt mit Fließgefüge ausgezeichnet ist. Die Abwandlung der Inklination mit diesem Gefüge erscheint überzeugend. In der Hangend- und Liegendgrenzzone treten, wie in dem Abschnitt von 141–145 m (Abb. 13), die kleinsten Winkel (20 – 50°) auf, im zentralen Teil der Lage der größte mit mehr als 60° .

Je geringer die Abstände zwischen den Einzelproben aus einer Vulkaniteinheit sind, um so ausgeprägter kann das Fließgefüge hervortreten, um so größer ist dann auch die Streubreite der Inklination.

In dem in Abb. 14 wiedergegebenen Abschnitt von 59–73 m der Bohrung Nr. 31 (Rainrod) sind die Effusionsschlacken kaum zu erkennen, da flüssige Lava alle Hohlräume und Fugen zwischen ihnen ausgefüllt hat. Beim Abtrocknen des naßgemachten Gesteins treten jedoch die Grenzen der einzelnen Schlackenbrocken deutlich hervor. Hier zeigt sich nun wiederum, daß tatsächlich eine Beziehung der Inklination zur Fließstruktur bzw. zu den Grenzflächen besteht. In der Schlackenlage und unmittelbar darunter und darüber treten die kleinsten Werte für die Inklination auf, im Innern der kompakten Basaltlage die größten. Wie die Abb. 13 zeigt, ist diese Erscheinung nicht auf Alkalibasalt beschränkt, sondern genau so auch in den Tholeiiten (Trapp) zu beobachten. Selbst wenn man große Lücken in den Meßreihen hat, wie in Bohrung

Bo. 31, Rainrod I

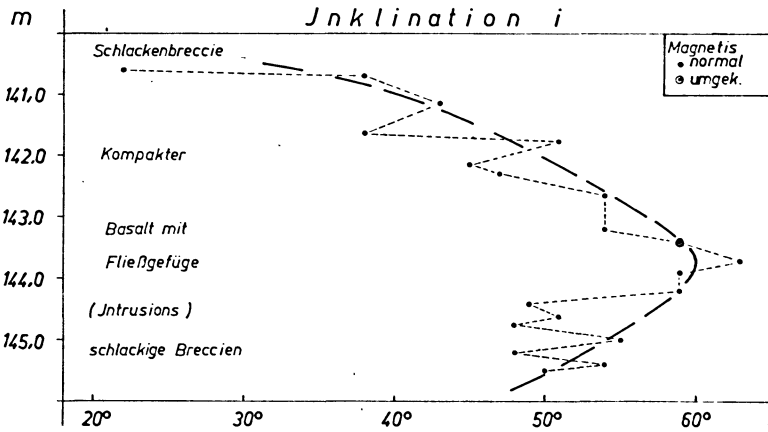


Abb. 13: Darstellung des geologischen Profils und der an den Kernproben gemessenen Inklination im Abschnitt von 140,5–145,5 m in der Bohrung Nr. 31 bei Rainrod.

Bo. 31, Rainrod I

Alkalibasalt
dünne Ergußdecken

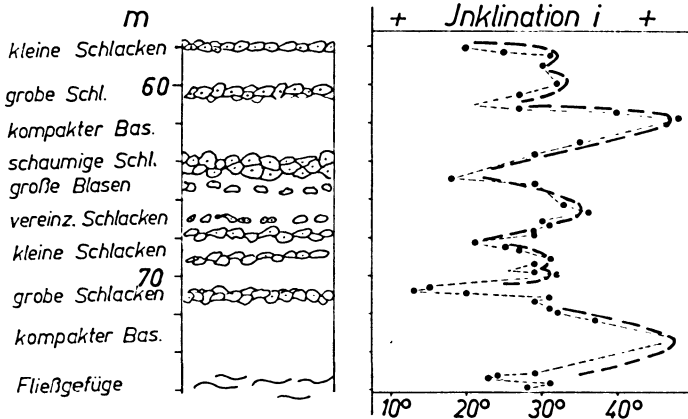


Abb. 14: Geologisches Profil und Verteilung der Inklination im Abschnitt von 59,0–73,0 m der Kernbohrung Nr. 31 bei Rainrod.

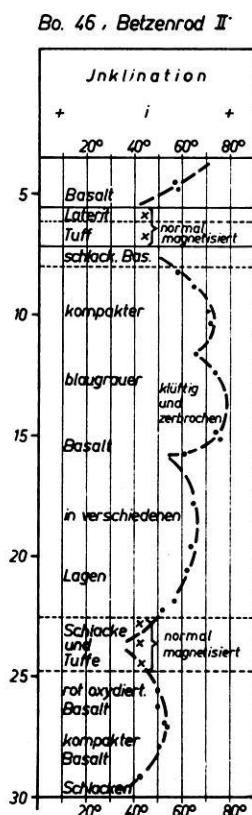


Abb. 15: Die Verteilung der Inklination in den Basaltlagern der Kernbohrung Nr. 46 bei Betzenrod.

Nr. 46 — Betzenrod II (Abb.15) mit sehr zerklüfteten, zerbrochenen und schlackigen Lagen des Vockenheimer Lavastromes [s. SCHOTTLER 1937 und 1924], so ist nicht zu verkennen, daß die Inklination in den Grenzschichten auch großer Einheiten kleiner ist als im mittleren Abschnitt. Bei lückenhaften Messungen bleibt also die Frage offen, ob man größte, kleinste oder auch nur mittlere Inklinationen erfaßt hat. Das Bild ist jedenfalls um so ruhiger, je kleiner das Beobachtungsmaterial ist. Das Ergebnis einer solchen Untersuchung ist dann aber auch um so unzutreffender oder jedenfalls ungewisser.

Die Auswertung der paläomagnetischen Messungen

Es ist jetzt klar erkennbar, daß die außerordentlich breite Streuung der Inklinationenwerte in mächtigen Vulkaniteinheiten wie in der Bohrung Merkenfritz ebenso wie die Variabilität der Remanenz und Suszeptibilität gesetzmäßig ist und im wesentlichen

auf der großen Vielzahl von dünnen laminaren Fließeinheiten beruht, in deren Grenz-zonen die Inklinationswinkel abgeflacht sind. Damit wird es notwendig, die von allen Autoren festgestellte, oft recht große Streuung bei der Auswertung zu berücksichtigen und nicht zu eliminieren. Die Aufteilung von Proben (samples) und die Messung und Mittelung der Teilproben (specimen) kann wohl das Meßergebnis sichern, nicht aber repräsentative Werte für eine Vulkaniteinheit liefern.

Die „Abflachung“ der Winkel nimmt ab mit der Entfernung von den Grenzflächen. Das gilt für die einzelnen Lavalamellen wie für ihre Zusammenpackung zu einer Fließeinheit von einigen Dezimetern, die wiederum nur Bestandteil einer vielleicht einige Meter umfassenden Einheit einer noch viel mächtigeren Ergußdecke oder eines Intrusions- bzw. Subfusionskörpers (sill) sind. In den Grenzzonen solcher Großeinheiten treten die extrem flachen Winkel auf (s. Abb. 5 und 10), während die größten jeweils auf den ungefähr mittleren Teil beschränkt sind. Es ist dabei sehr wichtig, festzustellen, daß in den Untereinheiten sehr oft auch in ihren mittleren Abschnitten, die größten Winkel in bezug auf den Gesamtkomplex nicht immer erreicht wurden und die flachen und mittleren dadurch zu der Häufigkeit von Mittelwerten wesentlich beitragen.

Die zunächst rein phänomenologisch mit dem Fließvorgang verknüpfte Häufung von flachen und mittleren Winkeln muß sich auch in der Statistik ausdrücken. Die Zahl der Grenzzonen und Grenzflächen ist doppelt so groß wie die Zahl der Fließeinheiten. Also muß auch die Häufigkeit flacher und mittlerer Inklinationswinkel von vornherein mindestens doppelt so groß sein wie die der größten Inklination. Die nach der Häufigkeitsanalyse mit 30% signifikante Inklination von 55—60° wie in Abb. 9 kann also niemals repräsentativ sein.

Um gleiches Gewicht der statistischen Elemente zu erreichen, müßten die Häufigkeitszahlen der flachen und mittleren Winkel durch die Zahl der jeweils bei der Messung erfaßten Einheiten dividiert werden. Das hiermit erreichbare Ergebnis ist aber einfacher dadurch zu erhalten, daß man die Gruppen der größten Inklinationswerte betrachtet, unwahrscheinlich extreme Werte evtl. verwirft und dann arithmetisch mittelt.

Am klarsten ist aber die graphische Darstellung der räumlichen und geomagnetischen Verhältnisse. Mit der Inklination von etwa 75° (Abb. 10) ist auf diese Weise für die Vulkaniteinheit von 185—191 m in der Bohrung Merkenfritz die Richtung der Magnetisierung zutreffender erfaßt als durch eine Statistik, die alle Werte berücksichtigt. Es ergibt sich ferner mit diesen Feststellungen, daß auch eine Probe aus dem mittleren Teil einer Vulkanitplatte nicht unbedingt repräsentative Werte für die mittlere Richtung der Magnetisierung bringt, denn sie kann ja einer Lage angehören, die zufällig in einer Grenzzone zwischen zwei Fließeinheiten des gleichen vulkanischen Ereignisses liegt. Man kommt also nicht umhin, die gesamte Vulkaniteinheit zu untersuchen. Das gilt nach eigenen Erfahrungen auch für die vertikal stehenden Intrusionskörper, in deren Randzonen beträchtliche Abweichungen auftreten. Versucht man nun an Hand des Diagrammes für die Bohrung Merkenfritz (Abb. 5) die jeweils

repräsentative Inklination der einzelnen Einheiten zu ermitteln, so kommt man zu folgenden Werten:

von 50—78 m	~ + 70°
80—100 m	~ + 80°
100—125 m	~ - 80°
130—160 m	~ - 60°
170—185 m	~ + 60°
185—200 m	~ + 80°
200—205 m	~ + 70°
205—210 m	~ + 65°
210—215 m	~ + 70°
215—220 m	~ + 80°

Eine eingehende Interpretation dieser Daten, bei der auch erörtert werden müßte, warum die flachen Winkel nicht repräsentativ sind, kann hier nicht gegeben werden und soll an anderer Stelle erfolgen.

In der Zeit der vulkanischen Tätigkeit im Raum der Bohrung Merkenfritz müßte also eine Inklination größer als 60° und kleiner als 80° in unserer geographischen Breite gewesen sein, keinesfalls aber, wie nach der üblichen Statistik, unter Berücksichtigung aller Werte, eine Inklination von 55°. Auch die schon erwähnten Mittelwerte von ANGENHEISTER, NAIRN, SCHULT, TURKOWSKY u. a. sind zu klein und keinesfalls repräsentativ und lediglich unsubstanzierte statistische Werte.

Die Lage des geomagnetischen Pols läßt sich nur bestimmen, wenn man auch die Deklination kennt. An den Proben der Bohrkerne ließ sie sich aus bekannten Gründen nicht bestimmen. Die Messungen an einer etwa 100 m langen O—W verlaufenden Steinbruchwand am Alten Berg bei Lauterbach, zu denen ich Herrn TURKOWSKY [1963] anregte, zeigen jedoch, daß auch die Deklination eine echte geologisch-petrographisch bedingte Streuung aufweist, und zwar sowohl in der Vertikalen als auch in der Horizontalen. Die Streuung umfaßt einen Winkel von 16°—22° [TURKOWSKY 1963]. Die Messungen von ANGENHEISTER weisen noch viel größere Differenzen (55—65°) auf, ebenso die von NAIRN. Solche Unterschiede erscheinen also nicht weniger bedeutungsvoll für die Auswertung als die Streuung der Inklination.

In Anbetracht solcher Befunde ist es nicht zugänglich, Proben an beliebig ausgewählten Stellen in Basaltaufschlüssen für paläomagnetische Messungen zur Bestimmung des geomagnetischen Pols zu entnehmen. Die weitaus größte Zahl aller bisherigen Bestimmungen wird aber auf solchen unzulänglichen Probenentnahmen beruhen. Die bisherigen Ergebnisse der Paläomagnetik sind also in bezug auf die Berechnung der Pollagen fragwürdig. Daß damit auch alle geotektonischen Auswertungen der bis heute vorliegenden paläomagnetischen Daten u. a. auch zur Stützung der Theorie der Kontinentalverschiebung keine zuverlässigen Grundlagen haben, bedarf keiner weiteren Ausführungen.

Merkenfritz, Kernbohrung 62

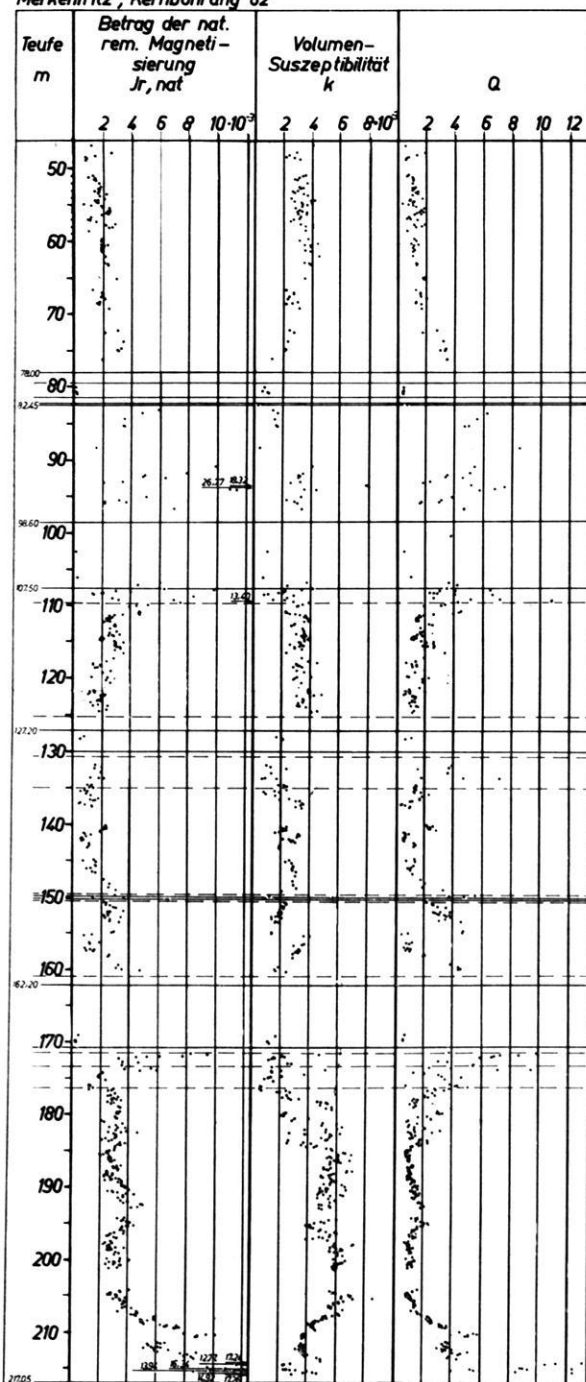


Abb. 16: Graphische Darstellung der Remanenz, Suszeptibilität und des Königsberger-Faktors im Basalt der Bohrung Nr. 62 bei Merkenfritz im westlichen Vogelsberg.

Nach diesen Feststellungen gilt es jetzt zunächst einmal, die Grundlagen für die Erlangung repräsentativer paläomagnetischer Daten zu erarbeiten, denn auch die Verknüpfung der Streuung der Inklination und wahrscheinlich auch der Deklination mit dem laminaren Fließgefüge erscheint sehr problematisch. So klar sie phänomenologisch auch ist, bewiesen ist eine Kausalität damit noch nicht, und es ist zweifelsohne schwer, sie mit einer Einregelung des Magnetits in Verbindung zu bringen, da diese winzigen Kriställchen dem regulären System angehören und an sich keinen Anlaß zu Längserstreckungen geben. Vielleicht sind solche aber durch Magnetitschlieren im Basalt gegeben. Ob die gesetzmäßige Variabilität der paläomagnetischen Parameter auf eine Brechung der Kraftlinien zurückzuführen oder eine Erscheinung der Striktion ist [s. IRVING 1964], bleibt noch zu untersuchen. Hier liegen also mikromagnetisch-petrographische Aufgaben vor, die erst gelöst werden müssen, ehe paläomagnetische Deutungen versucht werden können.

Zusammenfassung

Kernbohrungen im Basalt des Paläovulkans Vogelsberg in Hessen boten die Möglichkeit, zylindrisch geschnittene Proben für lückenlose Meßreihen über viele Dezimeter und Meter von Effusions- und Subfusions-(Intrusions)Einheiten aus Basalt zu untersuchen. Durch Messen wurden die Inklination (i), die Remanenz (J_{rn}), die Suszeptibilität (k) und der Königsberger-Faktor (Q) festgestellt.

Dabei wurden folgende Ergebnisse erzielt:

- I. 1) In einer Groseinheit aus Basalt variiert oft die Inklination fast über die ganze Skala von $0-90^\circ$, sowohl bei normaler als auch bei inverser Magnetisierung. In den Untereinheiten der bis zu 30 cm starken Lamellen ist die Variation auf kleinere, aber ebenfalls variable Bereiche beschränkt. Die Winkel sind im mittleren Teil der jeweiligen Einheit am größten, in ihren Grenzzonen am kleinsten. Selbst dann, wenn das Gesamtbild einer großen, ziemlich dicht vermessenen Einheit nur kleine Streuungen als unwesentlich erkennen läßt, sind größere Streuungen vorhanden und bestimmend.
- 2) Die Remanenz (J_{rn}) zeigt ebenfalls eine beachtliche Variabilität. Sie ist am absolut größten in den Grenzzonen der Groseinheiten und ist relativ am größten ebenfalls in den Grenzzonen der Untereinheiten. Ihre Veränderung ist also gegenseitig zur Veränderung der Inklination. Im allgemeinen ist die Remanenz kleiner als 4×10^{-3} Gauß. In Grenzzonen können die Werte aber 10mal größer sein.
- 3) Auch die Suszeptibilität (k) weist eine mit der Inklination korrespondierende Variation auf. Sie nimmt im gleichen Sinn zu und ab.
- 4) Schließlich ist auch die Veränderlichkeit des Königsberger-Faktors an die geometrische und petrographische Gliederung der Vulkaniteinheit gebunden. Seine Variation mit der Teufe ist gleich der Veränderung der Remanenz, und die Beziehung zur Vulkaniteinheit ist vielfach noch deutlicher.

- II. 1) Die Variabilität der Parameter ist eine Funktion des Abstandes von der Mitte der magnetischen Basaltlage bzw. der Achse der jeweiligen Groß- und Untereinheit des Vulkanits und spiegelt gewissermaßen sein lamellares Fließgefüge oft bis in die feinsten Details. Dementsprechend könnte man die geometrische Beziehung sinnvoll formulieren, wenn man die halbe Mächtigkeit der Einheit gleich 1 setzt.
- 2) Diese Gesetzmäßigkeit ermöglicht eine schnellere und feinere Gliederung von Vulkanitkomplexen, als das nach geologischen und petrographischen Methoden möglich ist.
- III. 1) Die bisher geübte statistische Behandlung, bei der die Meßwerte aller Proben verwendet werden, ergibt Mittelwerte, die zwar signifikant für einen speziellen kleinen Abschnitt im Vulkanit sein können, aber nicht repräsentativ sein müssen, weder für eine Untereinheit noch für eine Großeinheit.
- 2) Da über die Position der vermessenen Proben innerhalb der Vulkaniteinheit kaum hinreichend präzise Angaben von anderen Autoren gegeben wurden und vielfach naturgemäß auch nicht gemacht werden konnten, haben die bisherigen Deutungen paläomagnetischer Daten keine zuverlässigen Grundlagen.
- IV. Die repräsentativen Werte der Inklination und vermutlich auch der Deklination für paläomagnetische Auswertungen sind im mittleren Abschnitt von mittleren Untereinheiten im mittleren Bereich der Großeinheiten zu erwarten, niemals in Grenzbereichen.

Herrn Prof. ANGENHEISTER, der so freundlich war, dieses Manuskript kritisch durchzusehen und mir wichtige Hinweise und Anregungen gab, danke ich auch an dieser Stelle für seine Unterstützung.

Literatur

- ANGENHEISTER, G.: Über die Magnetisierung der Basalte des Vogelsberges. — Nachrichten der Akademie der Wissenschaften in Göttingen, Mathematisch-Physikalische Klasse, Nr. 9, Jahrgang 1956, S. 187—204
- ANGENHEISTER, G., und C. TURKOWSKY: Die Verteilung der induzierten und natürlichen remanenten Magnetisierung innerhalb einiger Basaltlager des Vogelsberges. — Bollettino di Geofisica Teorica ed Applicata, Vol. VI — N. 24 Dicembre 1964, S. 285—295
- BLACKETT, P. M.: Lectures on rock magnetism. — Weizmann Science Press, Jerusalem 131 pp, 1956
- BULL, C., E. IRVING, and J. WILLIS: Further palaeomagnetic results from South Victoria Land, Antarctica. — Geophys. J. 6, p. 320—336
- COX, A., and R. DOELL: Review of Palaeomagnetism. — Bulletin of the Geological Society of America, Vol. 71, pp. 645—768, 1960

- CREER, K. M.: Palaeomagnetic investigations in Great Britain VI, Geophysical interpretation of palaeomagnetic directions from Great Britain. — Royal Soc. London Philos. Trans., serv. A, v. 250, p. 144—156, 1957
- FRMOM, K.: Measurement of N.R.M. with Fluxgate Unit (Section III. Fluxgate magnetometers) in: Methods in Palaeomagnetism — by COLLINSON, D. W., K. M. CREER, and S. K. RUNCORN, (S. 157—158). — Amsterdam-London-New York, 1967
- JAEGER, J. C., and Germaine A. JOPLIN: Rock magnetism and the differentiation of dolerite sill. — J. Geol. Soc. Australia 2, p. 1—19, 1955
- HAHN, A.: Das Magnetfeld der Basalte des Vogelsberges. Quantitative Erfassung seiner unregelmäßigen räumlichen Schwankungen und Interpretation unterschiedlicher Schwankungsverhältnisse. — Dissertation, Göttingen 1956
- HATHERTON, T.: The permanent magnetisation of horizontal volcanic sheets. — J. Geophys. Res. 59, pp. 223—232, 1954a
- : The magnetic properties of the Whakamaru ignimbrites. — New Zealand J. Sci. Techn. B. 35, pp. 421—432, 1954b
- IRVING, E.: Palaeomagnetism. — New York, London, Sydney, 1964, 339 S.
- MURAWSKI, H.: Geologische Erfahrungen mit geomagnetischen Geräten (Anwendung auf Vorkommen vulkanischer Gesteine). — N. Jb. Geol. Paläont. Abh., 122, 3, S. 351—370, Stuttgart 1965
- NAIRN, A. E. M.: Palaeomagnetic results from Europe: a reply to E. IRVING. — J. Geol., 69, pp. 231—235, 1961a
- : Paleomagnetic investigations of the Tertiary and Quaternary igneous rocks, 1. Preliminary collections in the Eifel, Siebengebirge and Westerwald. — Notizbl. hess. L.-Amt Bodenforsch., 90, S. 412—424, 1962
- NÉEL, L.: L'inversion de l'aimantation permanente des roches. — Annales Géophysique, Vol. 7, p. 90—102, 1951
- : Some theoretical aspects of rockmagnetism. — Advances in Physics, Vol. 4, p. 191—243, 1955
- RUNCORN, S. K.: Rock magnetism — geophysical aspects. — Advances in Physics, v. 4, pp. 244—291, 1955
- SCHENK, E.: Die geologischen Erscheinungen der Subfusion des Basaltes. — Abh. hess. L.-Amt Bodenforsch., Bd. 46, 31 S., 6 Abb., 2 Tab., 16 Taf., Wiesbaden 1964
- : Über die Magnetisierung der Tuffe und Paläosole im Paläovulkan des Vogelsberges. — Zeitschr. f. Geophysik (im Druck)
- SCHOTTLER, W.: Erläuterungen zur Geologischen Karte von Hessen im Maßstab 1 : 25000. Blätter Nidda und Schotten. — Hessischer Staatsverlag, Darmstadt 1924
- : Der Vogelsberg. — Notizbl. der Hess. Geol. Landesanstalt zu Darmstadt, V. Folge, 18. Heft, 1937, S. 1—86
- SCHULT, A. VON: Über die Magnetisierung der Basaltvorkommen in der Umgebung von Göttingen. — Zeit. Geophys., 29, S. 1—20, 1963
- TURKOWSKY, C.: Die Verteilung der induzierten und natürlichen remanenten Magnetisierung innerhalb einiger Basaltlager des Vogelsberges. — Diplom-Arbeit, Univ. München 1963 (75 S.)
- ZIJL, J. S. V. VAN, K. W. T. GRAHAM, and A. L. HALES: The palaeomagnetism of the Stormberg lavas of South Africa (I and II). — Geophys. J., 7, 23—39 and 169—182, 1962a and b

Briefe an den Herausgeber

**Crustal and upper mantle structure of the
Ethiopian Rift derived from seismic and
gravity data¹⁾**

J. MAKRIS²⁾, H. MENZEL²⁾, J. ZIMMERMANN²⁾, K.-P. BONJER³⁾, K. FUCHS³⁾
and J. WOHLBERG⁴⁾

Eingegangen am 16. Dezember 1969

Seismic and gravity data have been combined to refine the crustal models proposed recently for the Ethiopian Plateau [BONJER, FUCHS and WOHLBERG 1970; MAKRIS, THIELE and ZIMMERMANN 1970]. These two papers will be referred to as paper I and paper II, respectively, throughout this communication.

The crustal model derived from seismic evidence in paper I has been used to fix the depth of crustal layers at Addis Ababa. The densities have been defined from the P-wave velocities according to the empirical Nafe-Drake relationship [TALWANI, SUTTON and WORZEL 1969]. Using these constraints, the gravity data have been inverted into new twodimensional crustal models.

In Figure 1, the crustal cross-section is presented which begins in the Ethiopian Plateau, passes Addis Ababa, traverses the Northern part of the East African Rift System (Long. 39° E, Lat. 9° N) and extends into the Somali-Plateau. The Bouguer anomaly [MOHR and ROGERS 1966] is clearly related to the topography. The morphologic minimum of the rift coincides with the maximum of the Bouguer anomaly. The seismic velocities correspond to a density of 2.75 g/cm³ which is higher than was assumed in paper II. The reduced density contrast between upper and lower crust requires additional high density material at shallower depth beneath the rift proper than was described in paper II.

1) Contribution No. 49, Geophysical Institute, University Karlsruhe.

2) Institut für die Physik des Erdkörpers, Universität Hamburg, 2 Hamburg 13, Biederstraße 22, Germany.

3) Geophysikalisches Institut, Universität Karlsruhe, 75 Karlsruhe, Hertzstr. 16, Germany.

4) University College Nairobi, P.O. Box 30197, Nairobi, Kenya.

PROFILE V
PROFIL V

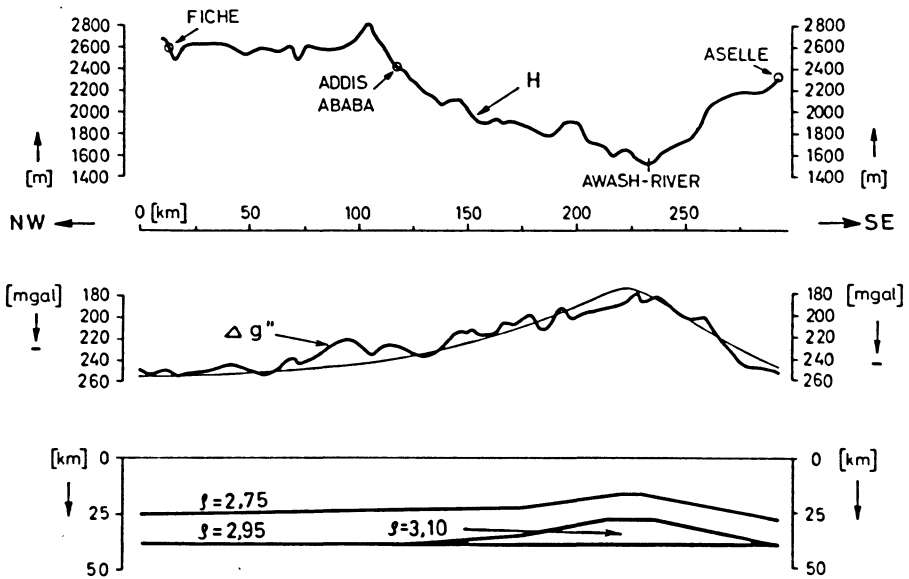


Fig. 1: Profile V crossing the northern part of the Ethiopian Rift.

H topographic elevations along the profile.

$\Delta g''$ Bouguer anomaly without terrain corrections in comparison to computed anomaly.

At the lowest part the geological body causing the anomaly.

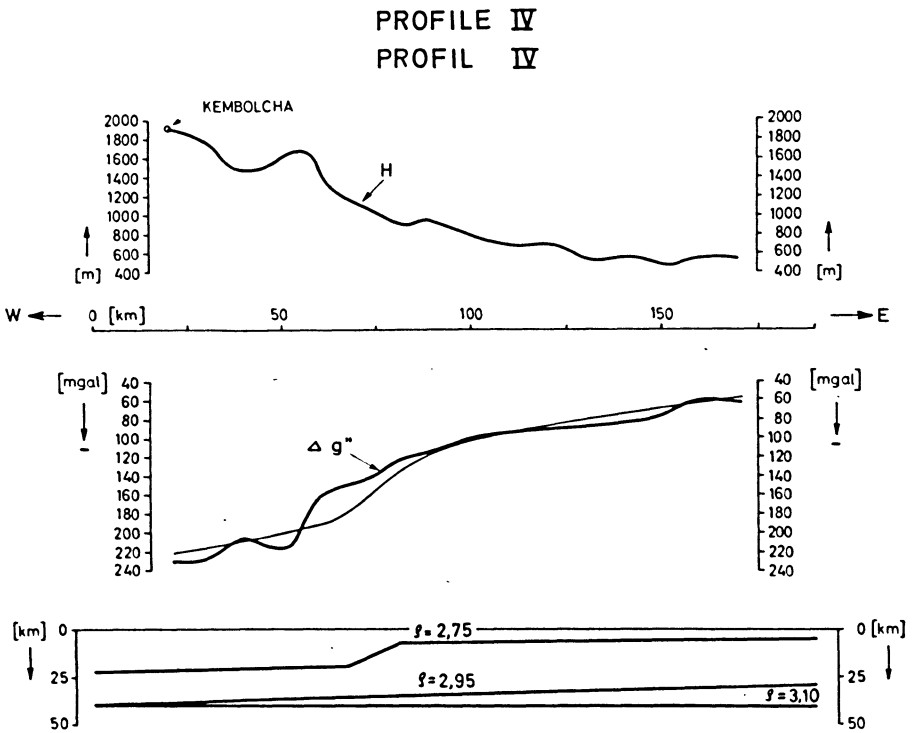


Fig. 2: Profile VI crossing the escarpment of the Ethiopian Plateau near Kembolcha towards the Depression of Afar.

For further explanations see Fig. 1.

The presently available Bouguer values for the Ethiopian Plateau range between -200 and -260 mgal. The Bouguer values at Addis Ababa and Dase, both located at the edge of the Plateau, are -226 and -230 mgal, respectively. This encouraged the authors to extrapolate the crustal model obtained in Addis Ababa to the area of Dase. In Figure 2, the crustal cross-section beginning at the edge of the Plateau and descending into the AFAR-depression is shown [GOUIN and MOHR 1964]. As a consequence of the density modification the top of the intermediate layer towards the depression of Afar had to be placed at a shallower depth.

The new crustal model differs from the corresponding model in paper II in two aspects. The base of the intermediate layer has been lowered by 5 km. Furthermore, as a consequence of the density modification within the upper part of the crust, the top of the intermediate layer towards Afar had to be placed at shallower depth. The fit of the computed and observed gravity values is better in this case than it has been in paper II. It is very likely that the densities reported in this paper are applicable to other parts of the Ethiopian Rift.

The low density of the upper mantle requires some explanation. This density, assumed in paper II, is confirmed by new seismic evidence given in paper I. The regional variation of P-travel times [HERRIN and TAGGART 1968] has been split into two parts corresponding to the crust and to the upper mantle. A delay of 1.3 sec for P-waves approaching Addis Ababa from an azimuth of $N 40^\circ E$ has to be attributed to the upper mantle, since the crustal model established for Addis Ababa has the same travel time as the crustal model used for the 1968 tables [HERRIN, TUCKER, TAGGART, GORDON and LOBDELL 1968].

This delay can be explained by a slab of reduced velocity in the upper mantle. Its thickness H is estimated as a function of the velocity decrement Δv assuming a standard upper mantle velocity of 8.2 km/s. We have selected a reasonable combination $H = 150$ km and $\Delta v \approx 0.45$ km/sec. This gives an estimate of the upper mantle P velocity of 7.7–7.8 km/sec. In addition, the density variation $\Delta \rho = 0.15$ is taken from the derivative of the Birch relation [BIRCH 1961]: $\Delta v / \Delta \rho = 3.31$. A density of 3.10 g/cm^3 has been used for the upper mantle.

If the density deficit were a local phenomenon under Addis Ababa, a strong change of the gravity level of more than 100 mgals should have been observed within the Ethiopian Plateau. Since this is not the case and the observed variations between Plateau and Afar depression must be explained by crustal inhomogeneities, we very strongly suspect that we are dealing with a regional density deficit of the upper mantle.

This research has been sponsored by the Deutsche Forschungsgemeinschaft.

References

- BIRCH, F.: Composition of the Earth's Mantle. *Geophys. J.* 4, 295—311, 1961.
- BONJER, K.-P., K. FUCHS, and J. WOHLBERG: Crustal structure of the East African Rift System from spectral response ratios of longperiod body waves. *Z. Geophys.* 36, 1970.
- GOIN, P., and P. A. MOHR: Gravity traverses in Ethiopia (interim report). Haile Sellasie I University. *Bulletin of the Geophysical Observatory*, 7, 1964.
- HERRIN, E., W. TUCKER, J. TAGGART, D. W. GORDON, and J. L. LOBDELL: Estimation of surface focus P travel times. *Bull. Seism. Soc. Am.* 58, 1273—1291, 1968.
- HERRIN, E., and J. N. TAGGART: Regional variations in P travel times. *Bull. Seism. Soc. Am.* 58, 1325—1337, 1968.
- MAKRIS, J., P. THIELE, and J. ZIMMERMANN: Crustal investigations from gravity measurements at the scarp of the Ethiopian Plateau. *Z. Geophys.* 36, 1970.
- MOHR, P. A., and A. S. ROGERS: Gravity traverses in Ethiopia (Second Interim Report). Haile Sellasie I University. *Bulletin of the Geoph. Observ.* 9, 1966.
- TALWANI, M., G. H. SUTTON, and J. L. WORZEL: A Crustal Section across the Puerto Rico Trench. *J. Geophys. Res.* 64, 1545—1555, 1959.

Im Forschungszentrum Oberpfaffenhofen der Deutschen Forschungs- und Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt e. V. (DFVLR) ist die Stelle des

Direktors des Instituts für Physik der Atmosphäre

neu zu besetzen.

Qualifizierte Wissenschaftler aus den Gebieten der Meteorologie, Geophysik und verwandten Wissenschaften, die an der Leitung eines Instituts in einer Großforschungsanstalt interessiert sind, werden gebeten, Bewerbungen mit Lebenslauf, kurzer Darstellung der bisherigen Tätigkeit und Verzeichnis der wissenschaftlichen Veröffentlichungen bis zum **30. November 1970** an den

Vorsitzenden des Berufungsausschusses, Prof. Dr.-Ing. V. Aschoff
Deutsche Forschungs- und Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt e. V.
5050 Porz-Wahn, Linder Höhe

zu richten.

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

Gerlands Beiträge zur Geophysik

Band 34—53 oder ähnliche Reihe

Zeitschrift für Geophysik

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

Beiträge zur angewandten Geophysik

Möglichst vollständige Reihe

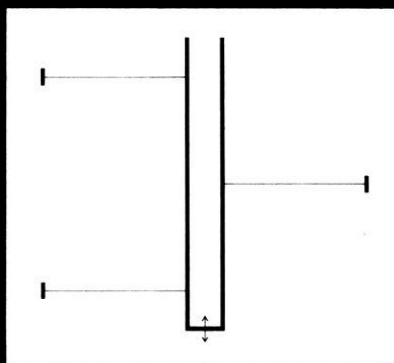
**Angebote auf weitere Titel
sind uns jederzeit willkommen
Bitte senden Sie uns
auch Ihre Desideratenliste**



JOURNALFRANZ ARNULF LIEBING oHG

87 Würzburg • Werner-von-Siemens-Straße 5 • Telefon 2 11 20 • Germany

How about a Sea Gravity Meter with translatory moved reference mass ?



Askania has it !

To this really new design Askania has added all the advantages of modern electronics. The result is a sea gravity meter of small dimensions, high flexibility and excellent accuracy. Making it an ideal medium for exploration and science.

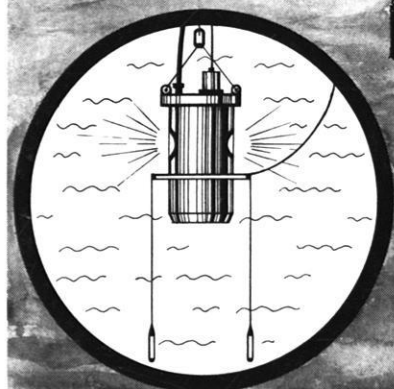
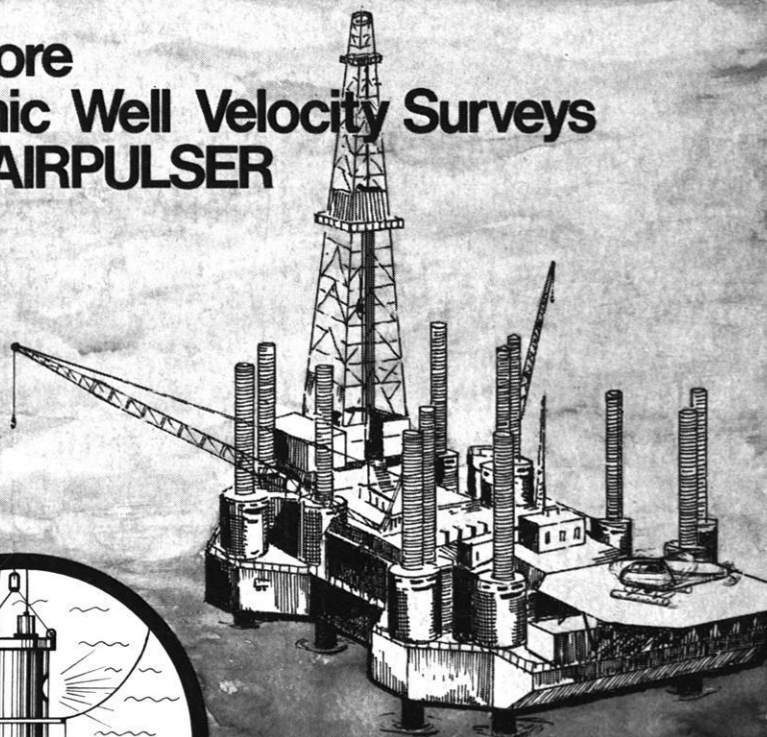
ASKANIA

Gravimeters, Seismometers, Borehole Tiltmeters, Magnetometers, Geoelectric Equipments, Barometers

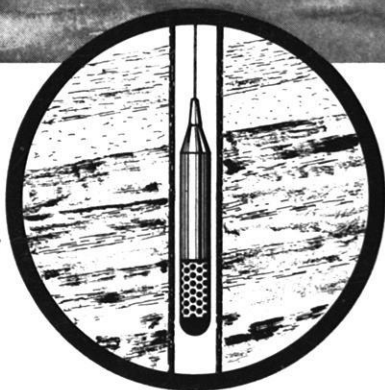
ASKANIA GMBH
D 1 Berlin 42
Großbeerenstr. 2-10
Phone: (03 11) 70 231
Telex: 0184348 askn bln

ASKANIA-WERKE U.S. BRANCH
4931, Cordell Avenue
Bethesda, Maryland 20014
Phone: (301) 6546060
Telex: askania bhda 898 440

Offshore Seismic Well Velocity Surveys with AIRPULSER



Two-detector-well-geophone
Pressure and velocity receiver
Tool Diameter 3 3/4" and 2"



PRAKLA GMBH · 3000 HANNOVER 1 · P. O. BOX: 4767
PHONE: 80721 · TELEX: 922847 · CABLE: PRAKLA
GERMANY

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