

ZEITSCHRIFT
FÜR
G E O P H Y S I K

Herausgegeben im Auftrage der

Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

von

W. Dieminger, Lindau über Northeim

unter Mitwirkung von *B. Brockamp*, Münster i. W. — *A. Defant*, Innsbruck — *W. Hiller*, Stuttgart
K. Jung, Kiel — *O. Meyer*, Hamburg — *F. Möller*, München — *H. Reich*, Göttingen

Jahrgang 30

1964

Heft 1



P H Y S I C A - V E R L A G · W Ü R Z B U R G

INHALTSVERZEICHNIS

HÉDERVÁRI, P.: On the Geophysical Interpretation of the Seismical Great-circle of the Earth	1
KUNKIS, A., und G. RIES: Anlage zur Messung und Registrierung der Lufterlektrischen Elemente mit automatischer Stundenmittelauswertung	5
STILLER, H., and F. FRÖLICH: Studies on Rock Forming Magnetic Minerals	13
MACKE, W., P. RENNERT, F. RIEGER und K. VOSS: Über die Gestalt und das Schwerefeld der Erde	21
WFAVER, J. T.: On the Separation of Local Geomagnetic Fields	29
ANGENHEISTER, G.: Kolloquium zum Thema: Gesteinsmagnetismus	37
Der radioaktive Kollektor bei lufterlektrischen Sondierungen	43
Briefe an den Herausgeber	45
Buchbesprechungen	48

DIE ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

erscheint zweimonatlich. Der Bezugspreis beträgt je Jahrgang 48,— DM, Einzelhefte je nach Umfang. Abonnements verlängern sich jeweils um einen Jahrgang, falls keine ausdrückliche Abbestellung zum Ende eines Jahrgangs vorliegt.

In der Zeitschrift werden Originalarbeiten, die weder im In- noch im Ausland veröffentlicht wurden und die der Autor auch anderweitig nicht zu veröffentlichen sich verpflichtet, aus dem Gebiet der reinen und angewandten Geophysik sowie aus den Grenzgebieten aufgenommen. Mit der Annahme des Manuskriptes geht das ausschließliche Verlagsrecht an den Verlag über.

Die Autoren werden 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 Beschriftung der Abbildungen soll auf einem lose vorgeklebten, durchsichtigen Papier erfolgen. Fußnoten sind fortlaufend zu numerieren und am Ende des Manuskriptes zusammenzustellen; bei Zitaten sind neben Autornamen, Titel und Zeitschriftentitel auch Bandnummer, Erscheinungsjahr und Seitenzahl anzugeben.

Jeder Arbeit ist eine „Zusammenfassung“ in deutscher und englischer oder französischer Sprache beizufügen.

Der Verfasser liest von der Arbeit in der Regel nur eine Korrektur; etwaige Autorenkorrekturen können nur als Fußnoten bzw. am Schluß des Artikels gebracht werden. Umfangreiche Änderungen bedürfen der Zustimmung des Herausgebers und können nur gebracht werden, wenn sich der Autor bereit erklärt, die Korrekturkosten zumindest teilweise zu tragen.

Von seiner Arbeit erhält der Verfasser 50 Sonderdrucke ohne Umschlag kostenlos. Weitere Sonderdrucke liefert der Verlag gegen Berechnung. Eine Honorierung der Beiträge erfolgt nicht.

Für die *Zeitschrift für Geophysik* bestimmte Manuskripte und redaktionelle Anfragen bitten wir an den Herausgeber zu richten:

Prof. Dr. WALTER DIEMINGER, Max-Planck-Institut für Aeronomie, 3411 Lindau über Northeim (Hann.)

Anschrift der *Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft*:

2 Hamburg 13, Von-Melle-Park 6, 14. Stockwerk, Postscheck: Hamburg Nr. 55983

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.

On the Geophysical Interpretation of the Seismical Great-circle of the Earth

Von P. HÉDERVÁRI, Budapest¹⁾

Eingegangen am 25. März 1963

Summary: The article deals with a comparison between the seismical great-circle of the Earth and the two belts which join the centers of the large arcs of mountain ranges and oceanic trenches. According to author's opinion these two zones may be parts of the Earth's crust where the stresses are maximal.

Zusammenfassung: Der Artikel behandelt einen Vergleich zwischen dem seismischen Großkreis der Erde und den zwei Zonen, die sich an die Zentren der großen Bogen der Bergketten und Ozeangraben anschließen. Laut Meinung des Verfassers können diese Zonen Teile der Erdkruste sein, wo die Spannung eine maximale ist.

In 1951, H. BENIOFF [1] showed that there are certain regularities in the occurrence of the greatest ($M \geq 8,0$) shallow earthquakes both in space and time. From the end of the last Century till 1950 the tectonic strains were released in five active intervals of decreasing lengths. These periods were interrupted by quiescent intervals of very insignificant seismicity. The epicenters of the terminating shocks of the seismically active periods are situated along a great-circle of the Earth the northern pole of which is about 55° N and 127° W.

According to the results of the present author's investigation [2] the mentioned distribution of these epicenters was not accidental. The plane defined by the seismical great-circle represents a shearing surface which—as BENIOFF also noted—divides the Earth into two hemispheres.

The African-Eurasian part of the seismical great-circle passes parallel with the Alpidan-mediterranean orogenic zone. It seems therefore to be probable that the seismical great-circle represents a mobile fracture zone, extending to the whole Earth. In our mentioned paper [2] we showed that the accumulation and liberation of strains along the seismical great-circle was a regular process in time. The seismical great-circle and its $\pm 15^{\circ}$ surrounding has probably a particular seismological role, but neither the seismical great-circle nor the geographical equator of the Earth may be considered to be a seismical "equator".

¹⁾ PÉTER HÉDERVÁRI F. R. A. S., F. I. L. S., "Gamma", Geofizika, Budapest/Ungarn.

BENIOFF [1] wrote the followings: "It is necessary to assume the existence of some world-wide mechanism which locks all of the fault simultaneously, possibly through variations in the normal stress on the fault surfaces ..." We may suppose that this world-wide mechanism due to the mass-movements in the interior of the Earth, perhaps to the motion of the inner core relative to the surface of the Earth [2].

A. SCHEIDEGGER [3] stated that "... the island- and mountain-arcs themselves form chains, the centers of each arc of a chain lying almost on a great-circle. One of the most systematic analyses on mountain ranges has been made by T. WILSON, who defines only four types of junction between arcs of one chain ... The great-circle chains of mountain arcs themselves seem to form a system, in which two such great-circles appear to be crossing each-other at right angles. Geological age determinations show that mountain building occurs in singular diastrophism of which there were about ten since the beginning of the geological (Precambrian) age. The diastrophism were separated by long periods of acquiescences. Each diastrophism is believed to express itself in the formation of two great-circle systems of chains of mountain arcs. Unfortunately, it becomes increasingly difficult to trace such mountain systems the older they are. It is quite easy to see the two great-circles formed by the centers of the arcs of the youngest mountains, but for the older ones this is not so easy ..."

We can see by the figure of SCHEIDEGGER (Fig. 1) that there is a rather good congruence between the seismic great-circle and the Eurasian one, the latter drawing by SCHEIDEGGER. It is obvious that the Eurasian great-circle (and the Circumpacific

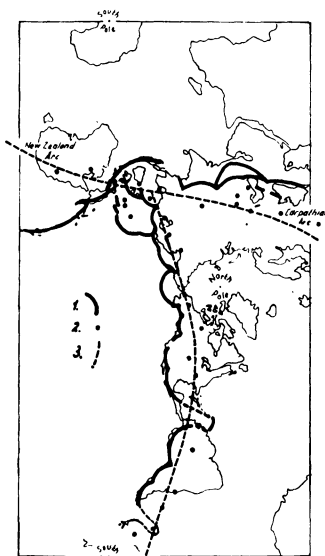


Fig. 1: The arcs of the mountain ranges and the distribution of the centers of the arcs. Legend: 1: arcs of mountain ranges, 2: the centers, 3: the two great-circles (After the figure of SCHEIDEGGER).

one, too) passes through territories of the Earth's surface where the stresses in the crust may be (or are) maximal. By other words in the proximity of the large mountains and especially in territories where the centers of the arcs of mountain ranges are, the solid crust underwent mighty horizontal and vertical bending stresses. The belts which join the different centers of arcs of mountain ranges and oceanic trenches represent the relative mostly centrally loaded areas of the Earth's surface.

On the tectonic map of Asia we determined the distribution of the centers of arcs of mountain ranges (Fig. 2). The situation of mountain ranges was taken from the map of the famous Hungarian geographer, J. CHOLNOKY. By this figure we may state the fact that the Eurasian great-circle of SCHEIDEGGER and the seismical great-circle are almost exactly the same, although the seismical great-circle passes along the Southern coast of the Black Sea and Caspian Sea while the Eurasian one passes North from these seas.

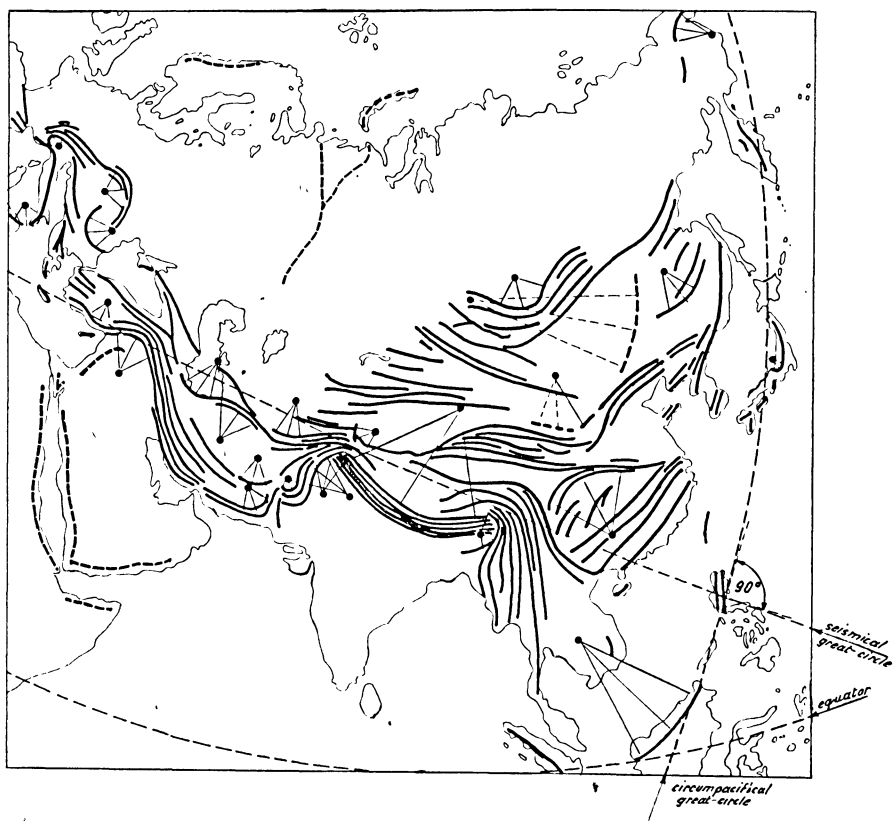


Fig. 2: The mountain-system of Asia (according to CHOLNOKY). The figure shows the distribution of the different centers of arcs of mountain ranges. The distribution of the centers was determined by HÉDERVÁRI.

Our last figure (Fig. 3) shows the distribution of arcs of mountain ranges on the whole Earth. It may be stated that the coordinates of the northern pole of the Circumpacific great-circle are: 27° N and 25° E. This pole is signed by P_2 , while P_1 means the northern pole of the seismical great-circle. The point P_1 is very near the Circumpacific great-circle and the point P_2 is naturally in the proximity of the seismical great-circle.

The two great-circles (that is the Circumpacific and the seismical ones) cross each other nearly exactly in a right angle.

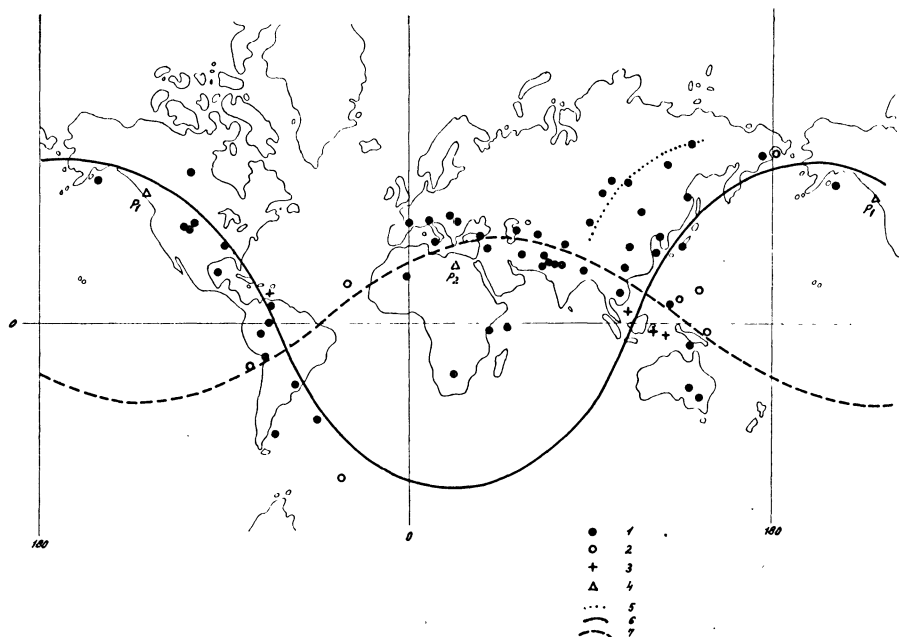


Fig. 3: The distribution of the centers of mountain ranges, the oceanic trenches and of the zones of negative gravity anomalies respectively. Legend: 1: centers of arcs of mountain ranges, 2: centers of arcs of oceanic trenches, 3: centers of narrow zones of negative gravity anomalies, 4: poles of the great-circles (P_1 : the Northern pole of the seismical great-circle, P_2 : the Northern pole of the Circumpacific great-circle), 5: arc of none-Alpine-mediterranean mountain-system in Asia, 6: the Circumpacific great-circle, 7: the seismical great-circle of the Earth.

References

- [1] BENOFF, H.: Global Strain Accumulation and Release as Revealed by Great Earthquakes. Bulletin of the Geological Society of America, Vol. 62. April, 1951.
- [2] HÉDERVÁRI, P.: Investigations Regarding the Earth's Seismicity. Part I. The Seismical Great-circle of the Earth. Gerlands Beiträge zur Geophysik, 1963 (In press).
- [3] SCHEIDEGGER, A. E.: Forces in the Earth's Crust. Encyclopedia of Physics, Vol. XLVII·Geophysics (edited by J. Bartels), Part I. Berlin, 1956. Pp. 258—287.

Anlage zur Messung und Registrierung der luftelektrischen Elemente mit automatischer Stundenmittelauswertung

A. KUNKIS und G. RIES, Aachen¹⁾

Eingegangen am 12. Juni 1963

Zusammenfassung: Eine neue, vereinfachte Anlage für die Dauerregistrierung der luftelektrischen Elemente mit automatischer Stundenmittelwertbildung wird beschrieben. Die Anlage arbeitet mit nur einem hochwertigen Elektrometerverstärker, dessen Eingang mittels eines hierfür besonders entwickelten hochohmigen Umschalters die einzelnen Meßkanäle (Potentialgradient, Vertikalstromdichte und positiv und negativ polare Leitfähigkeit) abtastet. Am Elektrometerausgang ist über einen weiteren, gewöhnlichen Umschalter ein Mehrkanalpunkt-schreiber zur Registrierung und eine mehrkanalige, auf elektromagnetischem Prinzip arbeitende Integrationsanlage zur automatischen Berechnung der Stundenmittelwerte angeschlossen.

Summary: A new simplified apparatus for long time registrations of the air-electric elements with a device for the evaluation of the hourly mean values is presented in this paper. Only one first-rate electrometeramplifier is used in this apparatus. The input of the electrometer is connected in turns to the measuring channels (potential gradient, air-earth current, positiv and negativ polar conductivity) by means of a high-resistance-distributor especially developed for this purpose. A multi-channel recorder for the registration and a multi-channel integration-device for the automatical calculation of the hourly mean values are connected to the output of the electrometer by a common switch.

Einleitung

Um den Zusammenhang zwischen dem Verlauf luftelektrischer und meteorologischer Elemente zu erforschen, bzw. um aus dem Verhalten der luftelektrischen Elemente Rückschlüsse auf das meteorologische Geschehen zu ziehen, ist es notwendig, die luftelektrischen Elemente, Potentialgradient, Vertikalstromdichte, positiv und negativ polare Leitfähigkeit, fortlaufend zu messen, zu registrieren und nach Stundenmittelwerten auszuwerten.

Zur Messung und Registrierung sind in den letzten Jahren immer wieder verbesserte Anlagen entwickelt worden (KASEMIR 1951, ISRAËL u. DOLEZALEK 1957, ISRAËL 1961), deren letzte (DOLEZALEK 1962) im Prinzip in Abbildung 1 dargestellt ist. Die in dieser Anlage verwendeten Elektrometerröhrenbrückenverstärker (DOLEZALEK 1956) erweisen sich im Dauerbetrieb als störanfällig infolge der großen Empfindlichkeit der Elektrometerröhren. Ferner sind sie nicht besonders geeignet zum Anschluß einer Integrationsanlage zur automatischen Stundenmittelwertbildung, da sich die

¹⁾ Dipl.-Ing. G. RIES, Aachen, Pipinstraße 12. A. KUNKIS, Aachen, Friedrichstraße 72.

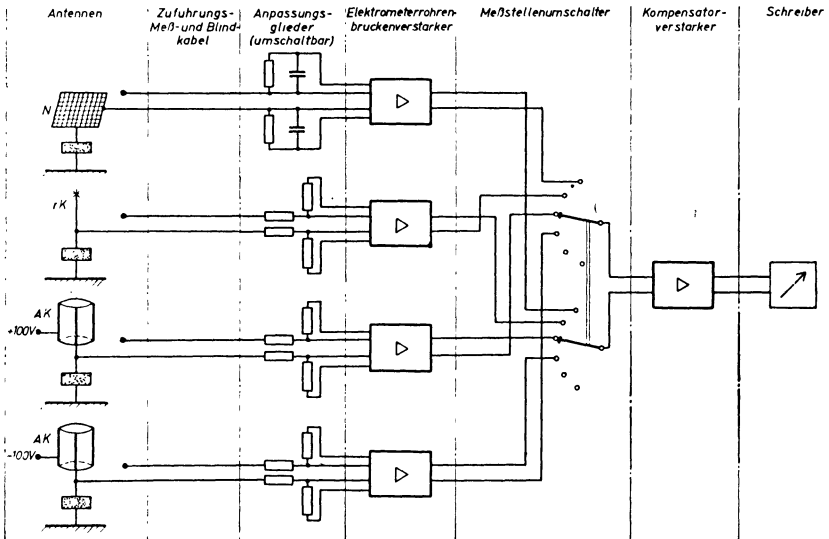


Abb. 1: Luftelektrische Station System Kasemir-Dolezalek.

nichtlinearen Kennlinien und die nicht vollkommen zu vermeidenden Nullpunktswanderungen mit vertretbarem Aufwand nicht berücksichtigen lassen.

Diese Störungen und Schwierigkeiten können weitgehendst vermieden werden, wenn anstelle der Elektrometerröhrenverstärker hochwertige Schwingkondensatorelektrometer verwendet werden. Der Aufwand für die Gesamtanlage ist dann jedoch infolge der hohen Kosten der Schwingkondensatorelektrometer bedeutend größer, so daß versucht wurde, eine Anlage nach dem in Abbildung 2 angegebenen Prinzipschaltbild aufzubauen. Der Gedanke, für sämtliche Meßkanäle nicht nur einen Schreiber, sondern auch nur einen Elektrometerverstärker zu benutzen, ist naheliegend und wurde bereits früher in Erwägung gezogen, jedoch nicht ausgeführt, um den hochohmigen Meßstellenumschalter als weiteres, wahrscheinlich höchst stör anfälliges Element in der Anlage zu vermeiden. Die Einsparung von drei kostspieligen Schwingkondensatorelektrometern ließ die Untersuchung und Entwicklung eines solchen Schalters lohnend erscheinen.

In den folgenden Abschnitten wird eine Registrieranlage entsprechend Abbildung 2 mit einer angeschlossenen Integrationsanlage zur automatischen Stundenmittelauswertung beschrieben.

1. Auffangantennen

Die Antennen, radioaktiver Kollektor (rK) für den Potentialgradienten, Vertikalstromnetz (N) für die Vertikalstromdichte und Gerdienscher Aspirationskondensator (AK) für die Leitfähigkeiten, (DOLEZALEK 1956) und die hochohmigen Freiluftisolatoren (DOLEZALEK 1956, 1961) wurden in der bekannten Art beibehalten.

2. Anpassungsglieder

Die Ableitwiderstände R in den Anpassungsgliedern (Abb. 2) erzeugen aus den von den Meßfühlern gelieferten Strömen die für das als Spannungsverstärker arbeitende Schwingkondensatorelektrometer geeigneten Spannungen. Um den Einfluß der

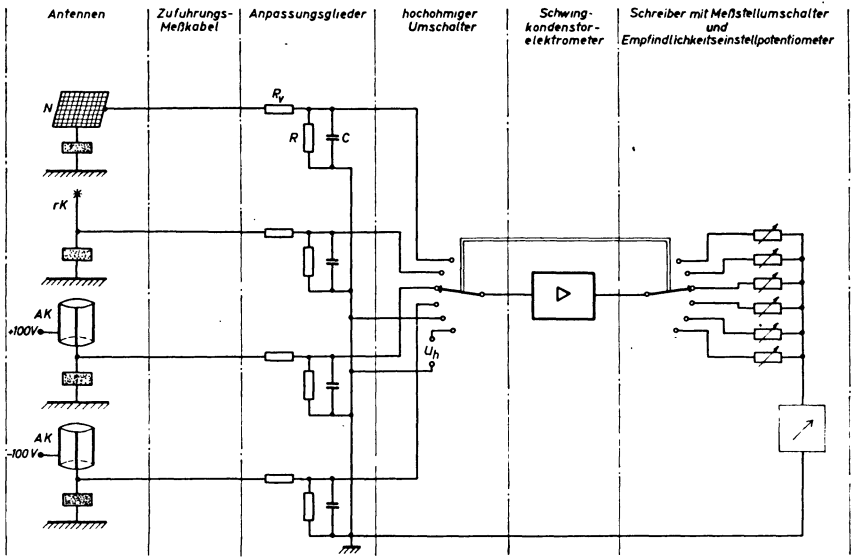


Abb. 2: Luftelektrische Station mit hochohmigem Umschalter.

parallel liegenden Isolationswiderstände klein zu halten, sollen die Ableitwiderstände möglichst niederohmig ($< 10^{12} \Omega$) ausgelegt werden. Die untere Grenze ist durch die minimale Aussteuerungsspannung des Elektrometerverstäkers und die einstreuenen Störspannungen gegeben. Unter Berücksichtigung der Reduktionsfaktoren und Abmessungen der benutzten Auffangantennen sind die Ableitwiderstände so ausgelegt, daß sich bei den im Mittel zu erwartenden Strom-, Feld- und Leitfähigkeitswerten am Elektrometereingang Spannungen von ungefähr 100 mV ergeben. Die Parallelkapazität C im Vertikalstromkreis bewirkt die Anpassung an den luftelektrischen Kreis (KASEMIR 1951), die Widerstände R_p dienen in Verbindung mit den Kondensatoren C zur Störspannungsunterdrückung.

Auf eine Umschaltmöglichkeit der Anpassungsglieder zur Empfindlichkeitseinstellung wurde aus Gründen der Kosteneinsparung und Störanfälligkeitsverminderung bewußt verzichtet. In bestimmten Grenzen läßt sich die Empfindlichkeit durch Potentiometer im Elektrometerausgangskreis wählen, extreme Änderungen sind durch Auswechseln der Anpassungsglieder möglich.

3. Hochohmiger Umschalter

Die Behandlung der bei der Entwicklung des hochohmigen Umschalters aufgetretenen Probleme und Störungen überschreitet den Rahmen dieser Anlagenbeschreibung und wird in einer späteren Veröffentlichung erfolgen.

Der Schalter wird, um Synchronisationsschwierigkeiten zu vermeiden, von der Schalterwelle des zur Registrierung benutzten Sechsfarbenpunktschreibers angetrieben und ist zu diesem Zweck in einem Schutzgehäuse, in dem gleichzeitig die Anpassungsglieder untergebracht sind, am Schreiber montiert. Die vom Schalter erzeugten Störspannungen sind kleiner als 1 mV, so daß die zusätzlich durch den hochohmigen Umschalter bedingten Fehler bei mittleren Meßwerten unter 1 % liegen.

4. Elektrometer

Das verwendete Elektrometer ist ein hochwertiges, industriell gefertigtes Schwingkondensatorelektrometer, das gegenüber den bisher in luftelektrischen Anlagen üblichen Elektrometerröhrenverstärkern folgende Vorteile aufweist:

a) Gute Nullpunktstabilität

Die Nullpunktabweichungen innerhalb vierundzwanzig Stunden sind garantiert kleiner als 1 mV. Dieser Wert wurde auch im mehrmonatigen Dauerbetrieb nicht überschritten.

b) Gute Linearität

Die Ausgangsspannung ist der Eingangsspannung streng proportional, Abweichungen sind nicht meßbar.

c) Gute Konstanz des Verstärkungsfaktors

Im mehrmonatigen Dauerbetrieb war keine Änderung des Verstärkungsfaktors meßbar.

d) Geringe Störanfälligkeit

Während eines fast zweijährigen Dauerbetriebes ergaben sich keinerlei Störungen. Eventuell auftretende Störungen lassen sich durch Auswechseln gealterter Röhren oder, wenn notwendig, einzelner Bausteine einfach beheben. Die anschließende Neueichung ist mittels eines Spannungsnormals leicht möglich.

Auf Grund der angeführten Vorteile und der übrigen im Betrieb gesammelten Erfahrungen kann gesagt werden, daß unter den gegebenen Bedingungen — wartungsfreier Dauerbetrieb — das eingesetzte Schwingkondensatorelektrometer den bisher benutzten Elektrometerröhrenverstärkern überlegen ist.

5. Registrierung

An den Gleichspannungsausgang des Schwingkondensatorelektrometers ist ein Sechsfarbenpunktschreiber mit Drehspulmeßwerk entsprechend Bild 2 angeschlossen. Es werden registriert:

- Kanal 1: Positiv polare Leitfähigkeit (λ_+)
- Kanal 2: Potentialgradient (E)
- Kanal 3: Spannung 0 zur Nullpunktskontrolle
- Kanal 4: Negativ polare Leitfähigkeit (λ_-)
- Kanal 5: Vertikalstromdichte (I)
- Kanal 6: Positive Hilfsspannung (U_h) zur Verstärkungskontrolle

Die Potentiometer in den einzelnen Kanälen dienen zur Empfindlichkeitseinstellung und sind so ausgelegt, daß der Schreiberausschlag zwischen $1/2$ bis $1/20$ Schreibervollauschlag für 100 mV Elektrometereingangsspannung, d. h. für die zu erwartenden Mittelwerte der einzelnen Elemente, gewählt werden kann. Die zu den jeweils gewünschten Empfindlichkeiten erforderlichen Potentiometereinstellungen lassen sich aus einmal ermittelten Eichkurven entnehmen. Anstelle der Potentiometer können umschaltbare Festwiderstände zur einfachen Umschaltung für bestimmte Empfindlichkeitsstufen eingebaut werden.

6. Integrationsanlage zur automatischen Stundenmittelwertbildung

Zur automatischen Stundenmittelwertbildung der gemessenen luftelektrischen Elemente wird eine aus industriell gefertigten Einheiten aufgebaute vierkanalige Integrationsanlage benutzt, deren Eingänge am Meßstellenumschalter parallel zu den entsprechenden Schreibereingängen angeschlossen sind.

Die Prinzipschaltung eines Integrationskanals zeigt Abbildung 3. Die zu verarbeitenden Gleichspannungen werden in hochkonstanten Gleichstromkompensationsverstärkern hinreichend verstärkt und von anschließenden Analog-Digital-Wandlern

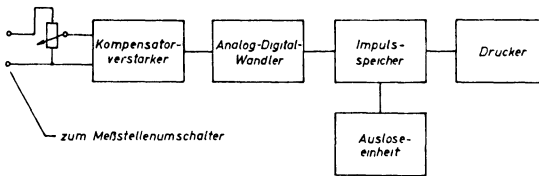


Abb. 3: Blockschaltbild des Integrationskanals.

(Integrationsmotoren) in eine entsprechende Impulszahl je Zeiteinheit umgeformt. Die Impulse werden in dekadischen Speichern gesammelt und gezählt, stündlich automatisch von einer besonderen Auslöseeinheit abgerufen und von einer Springwagenrechenmaschine ausgedruckt. Somit entsprechen die ausgedruckten Werte bis auf konstante Multiplikationsfaktoren, die durch die Potentiometer im Eingangskreis eingestellt werden können, den Stundenmittelwerten der Meßgrößen. In einem beliebig wählbaren der vier Kanäle kann zusätzlich mittels des Maschinenrechenwerkes die Tagessumme der Stundenmittelwerte zur einfachen Tagesmittelwertbildung gedruckt werden.

Bedingt durch die diskontinuierliche Meßart der Registrieranlage liegen nicht während der gesamten Meßzeit die den einzelnen Meßwerten entsprechenden Spannungen an den Integrationseingängen, sondern sie werden immer nur kurzzeitig für die Dauer der Einschaltzeit des entsprechenden Kanals angeschaltet. Die Ergebnisse werden hierdurch aber nicht verfälscht, wenn die Meßgrößen sich innerhalb einer Umschaltperiode nur wenig ändern und wenn ferner die Anlauf- und Abbremszeitkonstante der Integrationsmotoren, sowie die Einschwingzeit des Elektrometerverstärkers klein gegen die Einschaltzeit sind. Diese Voraussetzungen sind gegeben, so daß sich gegenüber der kontinuierlichen Meßart lediglich die oben erwähnten Multiplikationsfaktoren ändern.

Ein Nachteil der Integrationsanlage ist, daß keine negativen Eingangsspannungen verarbeitet werden können und damit keine den normalen Schönwetterwerten entgegengesetzte Potentialgradienten- und Vertikalstromdichtewerte. Dieser Nachteil wirkt sich jedoch nicht allzu störend aus, da am Meßort im Schönwetterfeld nur selten Zeiten mit solchen „negativen“ Werten auftreten und die negativen Werte zu Niederschlagszeiten ohnehin nicht berücksichtigt werden sollen. Zudem sind Ab-

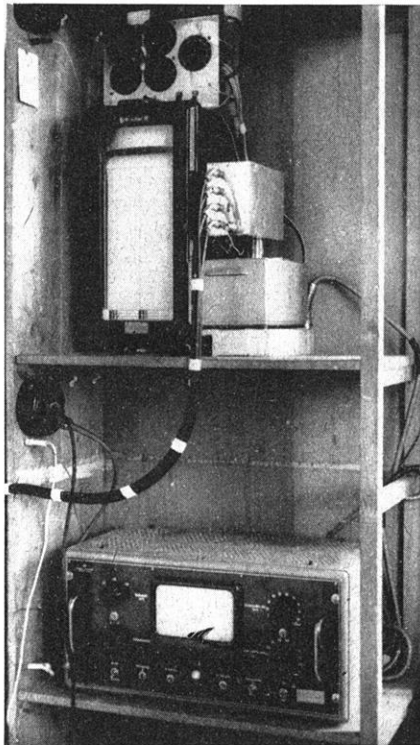


Abb. 4: Versuchsaufbau der Meß- und Registrieranlage.

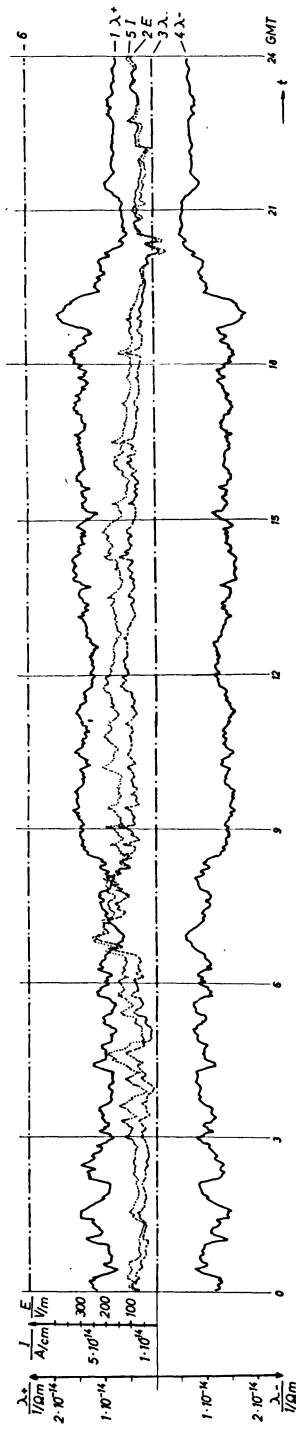


Abb. 5: Registrierbeispiel.

Korrektur: Maßstab für I
 A/cm^{-1} anstelle von A/cm
 $5 \cdot 10^{-14}$ anstelle von $5 \cdot 10^{-11}$
 $1 \cdot 10^{-14}$ anstelle von $1 \cdot 10^{-11}$

schnitte mit negativen Werten anhand der parallel laufenden Registrierung nachträglich manuell auswertbar.

Die aufgezeigte Grenze der Integrationsanlage zeigt, daß es notwendig ist, den zeitlichen Verlauf der Meßwerte mit zu registrieren, um anhand dieser Registrierung bei der weiteren Bearbeitung der gedruckten Stundenmittelwerte die nicht brauchbaren Zeiten ausscheiden zu können. Es ist durchaus möglich, diese Ausscheidung von einer erweiterten Anlage automatisch ausführen zu lassen, der hierfür zu betreibende Aufwand überschreitet jedoch die gegenwärtig zur Verfügung stehenden Mittel.

7. Aufbau der Registrieranlage und Registrierbeispiel

Der Versuchsaufbau der Meß- und Registrieranlage ist aus Abbildung 4 zu ersehen. Im oberen Gestellfach hängt der Sechsfarbenpunktschreiber mit einem zusätzlichen Schaltbrett für die Potentiometer zur Empfindlichkeitseinstellung. Das Schaltergehäuse mit den Eingängen für die Antennenzuleitungskabel und den eingebauten Anpassungsgliedern ist rechts am Schreiber anmontiert. Um die Kapazität der Verbindung vom Mittelkontakt des hochohmigen Umschalters zum Elektrometereingang möglichst klein zu halten, steht der Vorverstärker des Schwingkondensatorelektrometers unmittelbar unter dem Schaltergehäuse. Der Hauptverstärker des Schwingkondensatorelektrometers ist im unteren Gestellfach untergebracht.

Ein Registrierbeispiel zeigt Abbildung 5 (Bedeutung der Beschriftung, siehe Abschnitt 5). Meßstation ist das meteorologische Observatorium Aachen, die Auffangantennen sind an verschiedenen Stellen des Observatoriumgebäudes angebracht. Der stark gestörte zeitliche Verlauf der einzelnen Elemente ist durch die Einflüsse der nahegelegenen Stadt bedingt.

Literatur

- DOLEZALEK, H.: Zur Methodik luftelektrischer Messungen VIII, IX und X. Die luftelektrische Station. Gerlands Beiträge zur Geophysik 71, 1962, Nr. 2, 3 und 4.
- , Freiluftisolator von über 10^{14} Ohm für alle Klimate. *Geofisica pura e applicata*. 33, 1956.
- , The electrometer-tube-amplifier in the atmospheric electrical measurement technique. 1956. Techn. Note Nr. 2 Contract Nr. AF 61 (514)—640.
- , On antennas for atmospheric electrical measurements. 1956. Techn. Note Nr. 4 Contract Nr. AF 61 (514)—640.
- , Der Freiluftisolator mit 10^{14} Ohm. Verbesserungen und Ergänzungen. *Geofisica pura e applicata*. 49, 1961.
- ISRAËL, H.: Atmosphärische Elektrizität Teil II. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft 1961.
- , und H. DOLEZALEK: Luftelektrische Meßmethoden und Geräte. Linkes Meteorologisches Taschenbuch Bd. 3, Leipzig 1957.
- KASEMIR, H.: An apparatus for simultaneously registration of potential-gradient and air-earth-current. *Journal of Atm. a. Terr. Phys.* 2, 1951.

Studies on Rock Forming Magnetic Minerals¹⁾

By H. STILLER and F. FRÖLICH²⁾

Eingegangen am 31. August 1963

Summary: Changes in NÉEL temperatures of α -Fe₂O₃ and changes in CURIE temperatures of Fe₃O₄ caused by Ti substitutions are theoretically discussed based on BETHE-WEISS method. Comparison of the theory with experimental values of NÉEL and CURIE temperatures suggests that superexchange interactions containing Fe³⁺ ions only have appreciable contributions, while the interactions containing Fe²⁺ ions have much less contributions to the total exchange energy which determines NÉEL and CURIE temperatures in both α -Fe₂O₃-FeTiO₃ and Fe₃O₄-Fe₂TiO₄ series; although in the latter series the Fe²⁺ contributions are somewhat more important than in the former.

Zusammenfassung: Die Abnahme der NÉEL-Temperatur von Hämatit bzw. der CURIE-Temperatur von Magnetit bei zunehmendem Titangehalt wird diskutiert an Hand der BETHE-WEISS-Methode. Hierbei zeigt sich im Vergleich mit den experimentellen Werten, daß lediglich diejenigen Superaustauschwechselwirkungen von entscheidendem Einfluß sind, bei denen Ferriionen beteiligt sind. Die Beiträge der Ferroionen in diesem Zusammenhang treten dagegen stark zurück. Dies gilt nicht nur für den Korundtypbereich, Hämatit-Ilmenit, sondern auch für den spinellsymmetrischen: Magnetit-Ulvöspinell (allerdings in letzterem weniger stark).

1 Changes of NÉEL-temperatures of α -Fe₂O₃—FeTiO₃ series

1.1 Introduction

In this section we shall discuss the changes of NÉEL-temperatures T_N of antiferromagnetic hematite caused by Ti substitutions. In order to obtain an adequate model for discussion we have to review proper results of theories treating antiferromagnetism. We consider an antiferromagnetic system with nearest neighbour interactions between equivalent *A* and *B* sublattices only. The molecular-field theory is the simplest approximation of all and gives a description of ferro-, antiferro- and ferrimagnetism, which is generally good at all temperatures. Unfortunately short-range-order effects are neglected by this theory. Other approximations such as BETHE-WEISS-method (LI 1951, BROWN and LUTTINGER 1955), the method of VLASOV 1954 and others take account of short-range-order but are only valid for high temperatures ($T \approx T_N$).

¹⁾ Paper presented to the XIII. General Assembly IUGG, Berkeley 1963, Committee on Secular Variation and Paleomagnetism.

²⁾ Dr. H. STILLER und Dr. F. FRÖLICH, Geomagnetisches Institut der Deutschen Akademie der Wissenschaften in Berlin, Potsdam, Telegraphenberg. Mitt. Nr. 156.

In the BETHE-WEISS-method the interactions in a cluster containing an arbitrary ion (the central ion) and all its immediate neighbours are treated in detail. The interactions of the cluster with the rest of the crystal can be replaced by an internal field. The treatment of the antiferromagnetic case by the cluster method requires the consideration of the two equivalent sublattices A and B . All the nearest neighbours of any A - or B -site are on the other B - or A -sublattice. Therefore we have two kinds of clusters with the central ion either on an A -site or a B -site and two kinds of internal fields H_A and H_B replacing the interactions between the nearest neighbours with those outside the group.

The Hamiltonian of the cluster is given by

$$\bar{H} = -2J\bar{S}_0 \sum_{i=1}^n \bar{S}_i - g\beta H_f \sum_{i=1}^n S_{iz} - g\beta H_0 S_{0z}. \quad (1)$$

The central spin \bar{S}_0 is acted upon by applied field \vec{H}_0 only, the direction of which is taken as the z -axis. S_z is the z -component of \bar{S} . $H_f = H_A$ or H_B according as the central ion of the cluster is a B -site or an A -site ion. H_A and H_B are directed either parallel or antiparallel to the applied field. The magnitude of the exchange integral characterizes the exchange coupling energy of all the interacting pairs of spins $\bar{S}_0 \cdot \bar{S}_i$ of the cluster ions. β is the BOHR magneton and g the LANDÉ-factor.

The crystal lattices considered by LI 1951 are the simple and body centered cubic structures, the quadratic net, the honeycomb net and the linear chain for spin $1/2$ per ion. BROWN and LUTTINGER have extended the cluster method of BETHE-WEISS to obtain the NÉEL-temperature T_N for arbitrary spin per ion. They derived a complicated transcendental equation, the roots J/kT_N of which were found by machine (k : BOLTZMANN-constant). The numerical values of the roots depend on spin \bar{S} per ion and on the number n of nearest neighbours. BROWN and LUTTINGER found also a classical spin approximation. This approximation consists of replacing the quantum-mechanical spin operators by classical vectors fixed in length, but free to orient in any direction.

Generalizing the results of different approximations, we obtain the relation

$$kT_N = |J| f(n, \bar{S}), \quad (2)$$

determining the NÉEL-temperature (J : exchange integral).

The function $f(n, \bar{S})$ varies from each theory to the other. Similar relations are also obtained from other theories not mentioned above. SMART 1959 found a good agreement between the values of $|J|$ obtained from the different forms of the formula (2) on the same compound.

1.2 The exchange coupling model of hematite

The crystal structure of hematite was determined by PAULING and HENDRICKS 1925. The unit of structure is a rhombohedron with $\alpha_r = 55^\circ 17'$ and $a = 5.420 \pm 0.010 \text{ \AA}$.

Each cation is surrounded by six oxygen anions; three of the latter are somewhat closer to the cation than the other three. Each anion is surrounded by four cations, two of which are nearer than the other two. The hematite lattice is made up of planes containing cations only, separated by planes containing anions only. These planes lie perpendicular to the rhombohedral axis [111] of the unit cell and will be referred to as (111) planes.

The magnetic properties and the magnetic structure of hematite and hematite-ilmenite series are discussed in detail by several authors (NAGATA, AKIMOTO 1956, 1957; LI 1956; JIDA 1956, 1957; GORTER 1957). Neutron diffraction and MÖSSBAUER-absorption results are reported by SHULL et al. 1951 and others. The cations are arranged along the [111] axis, and they are ordered in + — — + sequence. There are two antiferromagnetic states with the same magnetic lattice, which are different only in the orientation of magnetic axis. Below the NÉEL-temperature of about 950°K (the exact value of T_N of hematite is discussed in detail by FREIER and others 1962) the magnetic moments of the cations are arranged ferromagnetically within (111) sheets¹⁾. Near 250°K there is an antiferromagnetic transition. Below the transition the spins are aligned in the [111] direction.

In hematite Fe^{3+} ions take part in the interaction. Direct exchange interactions are of no importance, since the neighbouring magnetic ions are effectively shielded by oxygen ions; those not quite shielded by oxygen ions are located too far away to cause overlap in the distribution of 3d-electrons (LI 1956). Therefore we have to consider indirect interactions via the adjoining anions (superexchange). A quantitative theory of the dependence of the strength of superexchange interactions on angle and distance is lacking. It is only possible to make a comparison between two configurations cation- p - O^{2-} - q -cation when either the angle or the distances p and q are approximately equal. The two nearest-neighbour distances in hematite are $p = 1.97 \text{ \AA}$ and $q = 2.07 \text{ \AA}$. The configurations cation-anion-cation responsible to superexchange interactions in $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3$ are pointed out by LI 1956. The results of LI are corrected by JIDA 1956.

Considering only nearest-neighbour interactions, there remain only the following negative interactions:

Fe^{3+} positiv	included angle	Fe_B^{3+} positiv
[111]	132° 41'	[111]
[111]	116° 59'	[111]
[111]	94° 20'	[111]
[111]	88° 23'	[111]

The predominant interactions are the first two. The coupling caused by these two kinds of interactions covers the three dimensional magnetic lattice. The magnetic structure of

¹⁾ but with antiferromagnetic coupling between neighbouring sheets.

hematite can be completely understood from these two predominant negative interactions only. The $132^041'$ -interaction consists of two different branches (LI 1957, GORTER 1957).

Considering the predominant interactions only, GILLES 1958 discussed superexchange interaction energy of $\text{Fe}^{3+}-\text{O}^{2-}-\text{Fe}^{3+}$ configurations in several oxides. For hematite each Fe^{3+} ion appears in a total of eighteen $\text{Fe}^{3+}-\text{O}^{2-}-\text{Fe}^{3+}$ configurations of which nine are important as exchange interactions.

1.3 Variation of T_N of hematite with increasing FeTiO_3 content

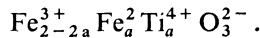
As shown in section 1.1, the magnitude of the exchange integral $|J|$ characterizes the exchange energy of the interacting pairs of spins in the cluster (nearest-neighbour interactions only). According to GILLES 1958 each magnetic Fe^{3+} ion of hematite appears in $l = 9$ predominant nearest-neighbour configurations $\text{Fe}^{3+}-\text{O}^{2-}-\text{Fe}^{3+}$ being responsible for magnetic structure. These l predominant superexchange interactions in the following correspond with the nearest-neighbour interactions of the cluster (1). Therefore BETHE-WEISS-method is applicable to our problem (STILLER, FRÖLICH 1963) and $|J|$ can be written

$$|J| = lJ_l. \quad (3)$$

Thus one obtains assuming that T_N is proportional to the number l of complete predominant configurations

$$kT_N^{III} = lJ_l f(n, \bar{S}). \quad (4)$$

Under suitable conditions, titanium may be substituted for iron in the hematite lattice:



With each added Ti ion the Fe^{3+} number is diminished by two so that after a substitution of $m\%$ hematite- by ilmenite-molecules $2L/m/100$ configurations per mol fall out i. e. only $l(1 - m/100)$ predominant configurations per cluster of initial model are existing responsible for the NÉEL-temperature $T'_N \leq T_N^{III}$:

$$kT'_N = l \left(1 - \frac{m}{100}\right) J_l f(n, \bar{S}) \quad (5)$$

or

$$T'_N = \left(1 - \frac{m}{100}\right) T_N^{III}$$

(fig. 1, curve a).

By regarding configurations containing Fe^{2+} ions as quasi equivalent with the predominant ones the T'_N -relation may be written as

$$T'_N = \left(1 - \frac{m}{200}\right) T_N^{III}$$

(fig. 1, curve b).

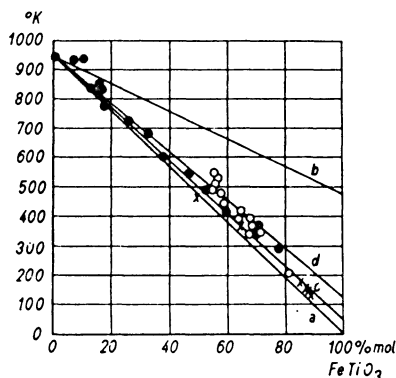


Fig. 1: T_N' vs increasing ilmenite parts { \times , \circ natural \bullet synthetic} specimens

Good agreement with experimental values is realized by

$$T_N' = \left(1 - \frac{m}{115}\right) T_N^{Ht}$$

for natural specimens (fig. 1, curve d) and by

$$T_N' = \left(1 - \frac{m}{106}\right) T_N^{Ht}$$

for synthetic material (curve c),

demonstrating a small contribution to superexchange coupling by configurations with Fe^{2+} ions.

The unimportant growth of lattice constant with increasing ilmenite part lets the cation-anion-distances practically unchanged and is therefore neglected.

2. Changes of CURIE-temperatures of $Fe_3O_4 - Fe_2TiO_4$ series

2.1. Introduction

BETHE-WEISS-method is applied to ferrimagnetism by SMART 1956. SMART is referring the term ferrimagnetism to systems with nonequivalent sublattices, regardless of the relative orientations of the sublattice magnetizations.

The Hameltonian of the cluster is assumed to have the form (1), valid also for nonequivalent sublattices. In general, numerical methods must be used to find the values of $kT_C/|J|$ for ferrimagnetics. These values depend on \bar{S} and n . Thus, we have the general expression (6), determining the CURIE-temperature:

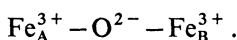
$$kT_C = |J| f(n, \bar{S}). \quad (6)$$

2.2 The exchange coupling model of magnetite

In spinel there are one tetrahedrally, 8 (a), and three octahedrally, 16 (d), coordinated iron ions per anion. Magnetite has an inverse spinel structure. Fe^{3+} (8a) is antiparallel with $(\frac{1}{2} \text{Fe}^{3+} + \frac{1}{2} \text{Fe}^{2+})$ 16 (d). T_C has the value of 848°K. There are $\lambda = 8$ predominant $\text{Fe}_A^{3+} - \text{O}^{2-} - \text{Fe}_B^{3+}$ negative superexchange interactions per Fe^{3+} per formula unit (GILLES, 1958). The presence of Fe^{2+} in the octahedral sites effects the exchange energy as discussed in section 2.3. We have to expect a random distribution of Fe^{2+} ions in the octahedral sites as a consequence of electron transfer. Therefore each octahedral iron ion is divalent or trivalent for one half of the time of average.

2.3 Changes of T_C of magnetite with increasing Fe_2TiO_4 content

Each Fe^{3+} ion of magnetite appears in $\lambda = 8$ predominant nearest -neighbour configurations



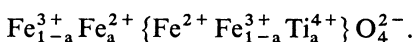
Therefore it is possible to write:

$$|J| = \lambda J_\lambda \quad (7)$$

and

$$kT_C^{Mt} = \lambda J_\lambda f(n, \bar{S}). \quad (8)$$

Under suitable conditions Ti may be substituted:



According to section 1.3, we have only $\lambda(1 - \mu/100)$ predominant configurations per cluster after substitution of $\mu\%$ magnetite by Fe_2TiO_4 :

$$kT_C' = \lambda \left(1 - \frac{\mu}{100} \right) J_\lambda f(n, \bar{S}) \quad (9)$$

or

$$T_C' = \left(1 - \frac{\mu}{100} \right) T_C^{Mt}.$$

From the latter equation one obtains the curve a of fig. 2. The curve b corresponds to the assumption, that configurations, containing Fe^{2+} ions are equivalent to complete $\text{Fe}^{3+} - \text{O}^{2-} - \text{Fe}^{3+}$ linkages:

$$T_C' = \left(1 - \frac{\mu}{200} \right) T_C^{Mt}.$$

Curve c is in good agreement with the experimental results:

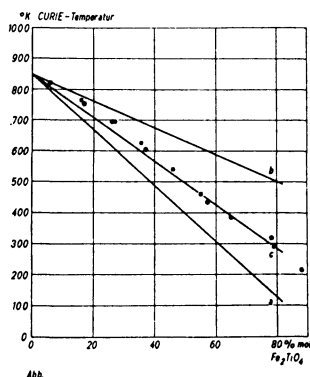


Fig. 2: T_C' vs increasing ulvospinel parts { * natural ● synthetic } specimens

$$T_C' = \left(1 - \frac{\mu}{122} \right) T_C^{Mt}$$

Therefore, superexchange interactions containing Fe^{2+} ions have only small contributions to the exchange energy, determining CURIE-temperatures. In $\text{Fe}_3\text{O}_4 - \text{Fe}_2\text{TiO}_4$ series these contributions are somewhat more important than in $\alpha\text{-Fe}_2\text{O}_3 - \text{FeTiO}_3$ series.

The increase of the lattice constant is unimportant with respect to predominant cation-anion-distances.

References

- AKIMOTO, S.: Adv. Phys., 6 (1957), 288.
 ISHIKAWA, Y., AKIMOTO, S.: J. Phys. Soc. Japan, 13 (1958), 1298.
 JIDA, S.: J. Phys. Soc. Japan, 11 (1956), 1300, 12 (1957), 222.
 LI, Y. Y.: Phys. Rev., 84 (1951), 721, 102 (1956), 1015.
 NAGATA, T., AKIMOTO, S.: Geofis. pura e appl., 34 (1956), 36.
 SHIRANE, G. et al.: J. Phys. Chem. Solids, 10 (1959), 35, J. Phys. Soc. Japan, 17 (1962), 1598.
 SHULL, C. G. et al.: Phys. Rev., 83 (1951), 333.
 VLASOV, K. B.: Nachr. Akad. Wiss. USSR, XVIII (1954), 339.
 GORTER, E. W.: Adv. Phys., 6 (1957), 336.
 GILLES, M. A.: Phys. Rev., 109 (1958), 777.
 BROWN, H. A., LUTTINGER, J. M.: Phys. Rev., 100 (1955), 685.

SMART, J. S.: Phys. Rev., 101 (1956), 585, J. Phys. Chem. Soc., 11 (1959), 97.

FREIER, S. et al.: Phys. letters, 2 (1962), 191.

FRÖLICH, F., STILLER, H.: Geofis. pura e appl., **55** (1963/II), 91.

LÖFFLER, H., FRÖLICH, F., STILLER, H.: Geophys. J. Roy. Soc., (1963) in press.

STILLER, H., FRÖLICH, F.: phys. stat. sol., (1963), No. 6.

Über die Gestalt und das Schwerfeld der Erde

Von W. MACKE, P. RENNERT, F. RIEGER, K. VOSS, Dresden¹⁾

Eingegangen am 28. August 1963

Zusammenfassung: Mit einem in einer früheren Arbeit entwickelten Verfahren werden Gestalt und Schwerfeld der Erde berechnet. Die Massenverteilung der Erde wird dabei durch zwei schalenförmig angeordnete, inkompressible, homogene Flüssigkeiten angenähert. Die Dichtewerte werden so gewählt, daß Gesamtmasse und Gesamtdrehimpuls der Erde richtig wiedergegeben werden. Schon mit dieser groben Annahme über den Dichteverlauf erhält man Werte für die Abplattung und für die Schwerebeschleunigung an der Erdoberfläche, die von den experimentellen Daten nur innerhalb der Meßschwankungen abweichen.

Summary: With a method, developed in a first paper, the earth's figure and the gravity field were calculated. For the density within the earth we suppose that it consists of a mantle and a core, both incompressible and homogeneous liquids. The distribution gives the correct total mass and the correct angular momentum of the earth. Even with this poor approximation the ellipticity and the gravity at the surface were pointed out very exactly. The difference to experimental data is within the error of measurement.

1. Einleitung

Infolge der Rotation ist die Erde abgeplattet. Die Größenordnung der Abplattung wird durch das Verhältnis von Zentrifugalkraft und Gravitationskraft an der Oberfläche $\alpha \approx 1/290$ charakterisiert. Die ersten Versuche, diese Abplattung zu berechnen, stammen von NEWTON [1, 2], der erkannte, daß sie durch Überlagerung von Gravitation und Zentrifugalkraft zustande kommt. Unter der Annahme, daß die Erde eine homogene, inkompressible Flüssigkeit ist und die Form eines Rotationsellipsoids besitzt, bestimmte er für die Abplattung $A = 5 \alpha/4 \approx 1/230$. Die Abweichung vom experimentellen Wert $A = 1/297$ tritt auf, weil die Massendichte nach dem Erdinnern zu wächst und weil die Erdgestalt Abweichungen vom Rotationsellipsoid zeigt, wobei der erste Fehler am größten ist. So berechnete HUYGENS [3] die Abplattung für den der homogenen Verteilung entgegengesetzten Grenzfall. Er benutzte das Gravitationsfeld, das die im Erdmittelpunkt vereinigt gedachte Gesamtmasse erzeugt, und erhält für die Abplattung $A = \alpha/2 \approx 1/580$, also einen zu kleinen Wert.

Zu einem gewissen Abschluß wurden diese Betrachtungen von CLAIRAUT [4] gebracht, dem es gelang, die Dichteänderungen zu berücksichtigen. Von der Annahme

¹⁾ Prof. Dr. WILHELM MACKE, Dr. PETER RENNERT, cand. phys. FRANK RIEGER und Dipl.-Phys. KLAUS VOSS, Institut für Theoretische Physik der Technischen Universität Dresden.

ausgehend, daß die Flächen gleicher Dichte alle Rotationsellipsoide sind, erhält er eine Integrodifferentialgleichung für den Verlauf der Massendichte. Von der Lösung dieser Gleichung fordert man, daß sie die richtige Gesamtmasse und das richtige Drehmoment der Erde liefert. Um die zweite Bedingung zu erfüllen, wird auch noch der experimentell gesicherte Dichtesprung im Inneren der Erde in die Rechnung hineingesteckt. Unter diesen Nebenbedingungen wurde von BULLEN [5] durch numerische Lösung der CLAIRAUTSchen Gleichung gezeigt, daß sie eine Lösung besitzt, zu der eine Abplattung von der Größe des experimentellen Wertes gehört. Abgesehen davon, daß der dazu erforderliche Rechenaufwand außerordentlich groß ist, haftet dieser Lösung auch der schon oben genannte Fehler an. Die Oberflächenform wird vorgegeben, man erhält sie nicht zwangsläufig als Lösung des Randwertproblems. Zwar wurde das Verfahren erweitert, indem man allgemeinere Ansätze für die Oberfläche machte, das beseitigt jedoch nicht die Unzulänglichkeit dieser Methode.

In einem früheren Artikel [6] wurde nun eine allgemeine Lösung des Randwertproblems für die Dichteverteilung einer rotierenden, homogenen und inkompressiblen Flüssigkeit angegeben, aus der man deren Gleichgewichtsform in gewünschter Näherung berechnen kann. Will man dieses Verfahren zur Berechnung der Erdgestalt anwenden, wo muß man es dahingehend erweitern, daß Dichteänderungen erfaßt werden können. Denn mit einer homogenen Massenverteilung kann nur die eine

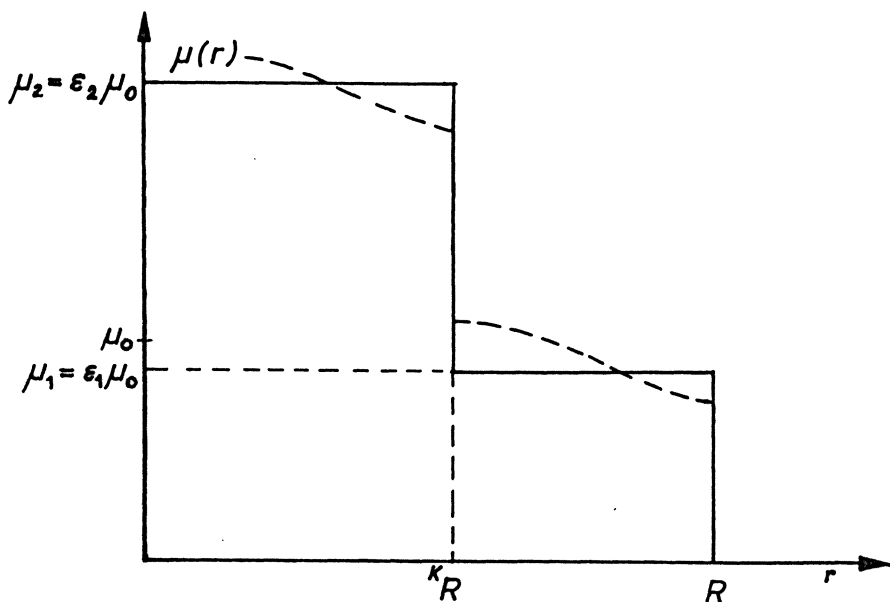


Abb. 1: Dichteverteilung der Erde. Im Zweischalenmodell wird sie durch einen Kern und einen Mantel konstanter Dichte angenähert. μ_0 ist die der homogenen Kugel entsprechende Dichte.

Nebenbedingung, die richtige Gesamtmasse, befriedigt werden. Das Modell für die rotierende Erde soll aber auch den richtigen Drehimpuls wiedergeben.

Hier soll die einfachste Form für die Dichteverteilung angenommen werden, die diese beiden Nebenbedingungen erfüllen kann und die dem experimentellen Verlauf möglichst nahekommt, siehe Abb. 1.

Die Werte von μ_1 und μ_2 bzw. ε_1 und ε_2 werden dabei durch die beiden Nebenbedingungen festgelegt. Der Radius des Kernes ${}^K R$ wurde experimentell ziemlich genau bestimmt [7].

In Teil 2 wird zunächst die Erweiterung des Verfahrens auf das Zweischalenmodell besprochen. Mit Hilfe der drei experimentellen Werte für Masse, Drehimpuls und Kernradius werden dann in Teil 3 die Oberflächenform der Erde und die Schwerebeschleunigung an der Erdoberfläche bestimmt.

2. Zweischalennäherung

Hier soll der Gleichgewichtszustand zweier schalenförmig angeordneter homogener, inkompressibler Flüssigkeiten, die als Ganzes mit der Winkelgeschwindigkeit ω rotieren, berechnet werden. Die Massenverteilung stellt sich so ein, daß die potentielle Energie im rotierenden System

$$E = -\frac{\gamma}{8\pi} \iint d\tau d\tau' \frac{\mu(\mathbf{r})\mu(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} - \frac{1}{2} \int d\tau \mu(\mathbf{r}) (\vec{\omega} \times \mathbf{r})^2 \quad (1)$$

einen Minimalwert besitzt. Den Voraussetzungen entsprechend lautet die Dichte

$$\mu(\mathbf{r}) = \mu_0 \{ \varepsilon_1 \theta[f(\mathbf{r})] + (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \theta[{}^K f(\mathbf{r})] \}. \quad (2)$$

In diese einfache Form kann sie mit Hilfe der θ -Funktion

$$\theta(x) = \begin{cases} 1 & \text{für } x > 0 \\ 0 & \text{für } x < 0 \end{cases} \quad \frac{d\theta}{dx} = \delta(x) \quad (3)$$

gebracht werden. Die Funktionen $f(\mathbf{r})$ und ${}^K f(\mathbf{r})$ müssen also die Bedingungen

$$\begin{array}{l} > & \text{innen} \\ f(\mathbf{r}), {}^K f(\mathbf{r}) = 0 & \text{an der Oberfläche} \\ < & \text{außen} \end{array} \quad (4)$$

erfüllen. $f(\mathfrak{R}) = 0$ und ${}^K f({}^K \mathfrak{R}) = 0$ sind danach die Gleichungen der Oberfläche von Mantel und Kern.

Die Variation der potentiellen Energie

$$\delta E = - \int d\tau \delta\mu \left[\frac{\gamma}{4\pi} \int \frac{d\tau' \mu'}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} + \frac{1}{2} (\vec{\omega} \times \mathbf{r})^2 \right] \equiv \int d\tau \delta\mu U(\mathbf{r}) \quad (5)$$

erfolgt unter der Nebenbedingung, daß die Masse der beiden Schalen einzeln konstant bleibt. Sie wird über LAGRANGESche Parameter

$$\delta(E - a\lambda M_1 - a^K \lambda M_2) = 0 \quad a = \mu_0 \gamma R_0^2 \quad (6)$$

in das Variationsverfahren eingeführt. Wegen der Inkompressibilität kann man die Dichte nur variieren, indem man die Oberfläche verformt. Die unabhängige Variation beider Flächen führt auf die Forderung, daß sie entsprechend

$$U(\mathfrak{R}) = a\lambda \quad U({}^K\mathfrak{R}) = a^K \lambda \quad (7)$$

Potentialflächen des in (6) eingeführten Potentials $U(r)$ der Schwerebeschleunigung $g = -\partial U/\partial r$ sind. $a\lambda$ bzw. $a^K \lambda$ sind die zugehörigen Potentialwerte.

Mit diesem Ergebnis kann man das Randwertproblem, die Bestimmung des Potentials (6), allgemein lösen. Die in der Dichte (2) enthaltenen unbekanntenen Funktionen $f(r)$ und ${}^K f(r)$ können bis auf eine Normierungskonstante mit dem Potential identifiziert werden

$$af(r) = a\lambda - U(r) \quad a^K f(r) = a^K \lambda - U(r) = af(r) + a({}^K \lambda - \lambda), \quad (8)$$

so daß für das Potential $U(r)$ bzw. $f(r)$ eine nichtlineare Integralgleichung

$$f(r) = \lambda + \frac{1}{4\pi R_0^2} \int \frac{d\tau'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} [\varepsilon_1 \theta(f') + (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \theta(f' + {}^K \lambda - \lambda)] + \frac{1}{2a} (\vec{\omega} \times \mathbf{r})^2 \quad (9)$$

entsteht, die alle Randbedingungen enthält. Die LAGRANGESCHEN Parameter λ und ${}^K \lambda$ müssen darin aus der Forderung, daß die Massen der einzelnen Schalen konstant bleiben sollen,

$$\int d\tau \theta(f) = \frac{4\pi}{3} R_0^3 \quad \int d\tau \theta(f + {}^K \lambda - \lambda) = \frac{4\pi}{3} \eta^3 R_0^3 \quad \eta = {}^K R_0 / R_0 \quad (10)$$

bestimmt werden. R_0 bzw. ${}^K R_0$ sind die Radien bei kugelförmiger Massenverteilung.

Da das Verhältnis von Zentrifugal- und Gravitationskraft

$$\alpha = \frac{R_0 \omega^2}{g_0} = \frac{3\omega^2}{\mu_0 \gamma} \ll 1 \quad g_0 \equiv \frac{\gamma M}{4\pi R_0^2} = \frac{\mu_0 \gamma R_0}{3} \quad (11)$$

klein und die Lösung für verschwindende Rotation $\alpha = 0$ bekannt ist, wird das Potential nach Potenzen von α

$$f(r) = \sum_{n=0}^{\infty} \alpha^n f_n(r) \quad \lambda = \sum_{n=0}^{\infty} \alpha^n \lambda_n \quad {}^K \lambda = \sum_{n=0}^{\infty} \alpha^n {}^K \lambda_n \quad (12)$$

$$\theta[f(r)] = \theta(f_0) + \alpha f_1 \delta(f_0) + \dots$$

entwickelt. (9) und (10) gehen dabei in nullter Ordnung in

$$f_0(r) = \lambda_0 + \frac{1}{4\pi R_0^2} \int \frac{d\tau'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} [\varepsilon_1 \theta(f'_0) + (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) \theta(f'_0 + {}^K \lambda_0 - \lambda_0)]$$

$$\int d\tau \theta(f_0) = \frac{4\pi}{3} R_0^3 \quad \int d\tau \theta(f_0 + {}^K \lambda_0 - \lambda_0) = \frac{4\pi}{3} \eta^3 R_0^3 \quad (13)$$

und in erster Ordnung in

$$f_1(r) = \lambda_1 + \frac{1}{4\pi R_0^2} \int \frac{d\tau'}{|r-r'|} [\varepsilon_1 f_1' \delta(f_0') + (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) (f_1' + {}^K\lambda_1 - \lambda_1) \delta(f_0' + {}^K\lambda_0 - \lambda_0)] \\ + \frac{1}{2\alpha x} (\vec{\omega} \times r)^2 \\ \int d\tau f_1 \delta(f_0) = 0 \quad \int d\tau (f_1 + {}^K\lambda_1 - \lambda_1) \delta(f_0 + {}^K\lambda_0 - \lambda_0) = 0 \quad (14)$$

über. In nullter Ordnung erhält man das kugelsymmetrische Gravitationspotential

$$f_0 = \frac{\varepsilon_1}{6} (1 - s^2) + \frac{1 - \varepsilon_1}{3} \left(\frac{1}{s} - 1 \right) \quad \text{für } \eta < s < 1 \quad s = r/R_0 \\ \lambda_0 = -\frac{1}{3} \quad {}^K\lambda_0 = -\frac{\varepsilon_1}{2} \left(1 - \frac{\eta^2}{3} \right) - \frac{1 - \varepsilon_1}{3\eta} \quad (15)$$

der nichtrotierenden Erde. Dabei kann man sich auf die Betrachtung des Bereiches $\eta < r/R_0 < 1$ beschränken, da aus dem Potentialverlauf in diesem Bereich alle interessierenden Größen berechnet werden können.

Die lineare Integralgleichung in erster Ordnung wird durch Entwicklung nach LEGENDRESCHEN Polynomen

$$f_1(r) = \sum_{v=0}^{\infty} \beta_{2v}(s) P_{2v}(\zeta) \quad \frac{1}{|r-r'|} = \frac{1}{R_0 s} \sum_{v=0}^{\infty} \left(\frac{s'}{s} \right)^v P_v(ee') \\ \frac{1}{2\alpha x} (\vec{\omega} \times r)^2 = \frac{s^2}{9} (1 - P_2(\zeta)) \quad (16)$$

gelöst. Die zweite Formel gilt für $s' < s$. In (16) wurden die Variablen $s = r/R_0$ und $\zeta = \cos \vartheta$ eingeführt. Von φ hängt $f(r)$ aus Symmetriegründen nicht ab. Mit Hilfe der Relationen

$$\int_{-1}^{+1} d\zeta P_v(\zeta) P_{v'}(\zeta) = \frac{2\delta_{vv'}}{2v+1} \quad \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\varphi P_v(ee') = P_v(e\alpha) P_v(e'\alpha) \quad (17)$$

und durch Koeffizientenvergleich entstehen die Gleichungen

$$\beta_0(s) = \lambda_1 + \frac{s^2}{9} + 3\varepsilon_1 \beta_0(1) + 3 \frac{1 - \varepsilon_1}{\varepsilon_2} \frac{1}{s^3} (\beta_0(\eta) - \lambda_1 + {}^K\lambda_1) \\ \beta_2(s) = \varepsilon_1 \frac{3}{5} \beta_2(1) s^2 + \frac{1 - \varepsilon_1}{\varepsilon_2} \frac{3}{5} \beta_2(\eta) \frac{1}{s^3} - \frac{s^2}{9} \\ \beta_{2v}(s) = 0 \quad \text{für } v \geq 2, \quad (18)$$

während die Nebenbedingung auf $\beta_0(1) = 0$ und $\beta_0(\eta) - \lambda_1 - \kappa\lambda_1 = 0$ führt.

Zur einfacheren Darstellung der Lösung von (18) werden die Beziehungen

$$\varepsilon_1 + \eta^3(\varepsilon_2 - \varepsilon_1) = 1 \quad \varepsilon_1 + \eta^5(\varepsilon_2 - \varepsilon_1) = l \quad (19)$$

zwischen ε_1 , ε_2 und η hinzugezogen. Sie bestimmen ε_1 und ε_2 so, daß Masse und Drehimpuls die richtigen Werte haben. l bedeutet darin das Verhältnis des Drehimpulses der Erde zum Drehimpuls der homogenen Flüssigkeit $L = 2MR_0^2\omega/5$. Indem man in (18) für s die Werte 1 und η einsetzt, erhält man

$$\beta_0(s) = -\frac{1}{9}(1-s^2) \quad \lambda_1 = -\frac{1}{9} \quad \kappa\lambda_1 = -\frac{\eta^2}{9} \quad (20)$$

$$\beta_2(1) = \frac{-(3l+2\varepsilon_2)/9}{(3l+2\varepsilon_2)(1-3\varepsilon_1/5)-3(l-\varepsilon_1)} \quad \beta_2(\eta) = \frac{5\eta^2\varepsilon_2}{3l+2\varepsilon_2}\beta_2(1),$$

womit man auch die Funktion $\beta_2(s)$ explizit kennt.

Mit den Lösungen (18) und (15) kann jetzt das Potential im Mantelbereich angegeben werden

$$f(r) = \frac{\varepsilon_1}{6}(1-s^2) + \frac{1-\varepsilon_1}{3}\left(\frac{1}{s}-1\right) + \frac{\alpha}{9}(s^2-1) + \alpha\beta_2(s)P_2(\zeta). \quad (21)$$

Aus ihm ergibt sich in erster Ordnung von α über $f(r) = 0$ die Gleichung der Oberfläche

$$R(\zeta) = R_0 [1 + 3\alpha\beta_2(1)P_2(\zeta)] \quad A = -\frac{9}{2}\alpha\beta_2(1) \quad (22)$$

nebst der Ableitung. Durch Gradientenbildung an der Oberfläche erhält man

$$g(\zeta) = g_0 \left[1 - \frac{2}{3}\alpha + \alpha \left(3\beta_2(1) + \frac{5}{3}P_2(\zeta) \right) \right] \quad (23)$$

für die Schwerebeschleunigung an der Erdoberfläche.

3. Auswertung und Zusammenfassung

Die Ergebnisse von Teil 2 sollen jetzt dazu benutzt werden, um die Gestalt der Erdoberfläche, die Abplattung und die Schwerebeschleunigung an der Erdoberfläche, explizit zu berechnen. Aus Messungen der Gravitationskonstanten und der Schwerebeschleunigung an der Erdoberfläche bzw. aus Messungen der Polbewegung und der Störung der Mondbewegung sind die Werte von Masse [8] und Drehmoment [9] der Erde zu

$$M = 5,973 \cdot 10^{24} \text{ kg} \quad L = 5,92 \cdot 10^{33} \text{ kgm}^2\text{s}^{-1} \quad (1)$$

bekannt. Für den mittleren Radius von Mantel [10] und Kern [7] werden

$$R_0 = 6371,22 \text{ km} \quad \eta = \frac{{}^K R_0}{R_0} = 0,5448 \quad (2)$$

verwendet. Damit ergeben sich

$$l = 0,837 \quad \varepsilon_1 = 0,7683 \quad \varepsilon_2 = 2,2012 \quad (3)$$

für die in (2.19) eingeführten Größen l , ε_1 , ε_2 . Die Schwerebeschleunigung der nicht-rotierenden volumen- und massengleichen Kugel [11] hat den Wert

$$g_0 = 9,820368 \text{ ms}^{-2}, \quad (4)$$

während das Verhältnis von Zentrifugal- zu Gravitationskraft

$$\alpha = 1/289,9 \quad (5)$$

beträgt.

Mit diesen Werten ergeben sich die Koeffizienten $\beta_2(1)$ und $\beta_2(\eta)$ aus (2.20) zu

$$\beta_2(1) = -0,2182 \quad \beta_2(\eta) = -0,1031. \quad (6)$$

Mit ihnen erhält man aus (2.22)

$$R(\zeta) = R_0 [1 - 0,002258 P_2(\zeta)] \quad A = \frac{R(0) - R(1)}{R_0} = \frac{1}{295} \quad (7)$$

für die Oberfläche der Erde und für die zugehörige Abplattung. Aus (2.23) folgt

$$\begin{aligned} g(\zeta) &= g_0 [0,997700 + 0,003491 P_2(\zeta)] \\ &= [9,79778 + 0,03428 P_2(\zeta)] \text{ ms}^{-2} \end{aligned} \quad (8)$$

für die Schwerebeschleunigung an der Erdoberfläche. Vergleicht man diese Werte mit denen des internationalen Erdellipsoids [10, 11]

$$\begin{aligned} R(\zeta) &= R_0 [1 - 0,002246 P_2(\zeta)] \quad A = 1/297 \\ g &= [9,79770 + 0,03446 P_2(\zeta)] \text{ ms}^{-2} \end{aligned} \quad (9)$$

so erkennt man eine hervorragende Übereinstimmung. Die Abplattung des Kerns kann auch aus dem Potentialverlauf (2.21) berechnet werden. Man erhält ${}^K A = 1/408$, ebenfalls in guter Übereinstimmung mit anderen Daten [12].

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die Vorgabe von Masse, Drehimpuls und Radius der Erde im wesentlichen genügt, um die obengenannten Größen zu berechnen. Die Abhängigkeit vom Kernradius ist unbedeutend. Bei einer Änderung von ${}^K R_0$ um 100 km tritt in der Abplattung (7) noch keine Änderung auf.

Die hier besprochene Methode ist geeignet, aus diesen wenigen, aber wesentlichen experimentellen Daten maximale Aussagen auf kürzestem Wege zu erhalten. Will man die Ergebnisse weiter verbessern, so muß der Dichteverlauf genauer berücksichtigt werden, etwa in einem Drei- oder Vierschalenmodell. Dieses läßt sich analog zum

Zweischalenmodell auswerten, wobei auch kein größerer Rechenaufwand entsteht. Bei diesen Verbesserungen sind aber auch die Korrekturen [6] in der Ordnung α^2 zu berücksichtigen, die ebenfalls in der Größenordnung der Unterschiede der oben berechneten zu den experimentellen Daten liegen. In dieser Näherung ergeben sich dann auch die Abweichungen der Erdfigur vom Rotationsellipsoid.

Literatur

- [1] NEWTON, J.: *Philosophiae naturalis principia mathematica*, London 1687, deutsch von J. Wolfert 1872.
- [2] Eine ausführliche Darstellung der historischen Entwicklung ist zu finden in:
HOPFER-WIEN, F.: *Figur der Erde, Dichte und Druck im Erdinnern*. Handbuch der Geophysik, Band 1, S. 139, Berlin 1936.
- [3] HUYGENS, CHR.: *Traité de la lumière avec un discours sur la cause de la pesanteur*, Leyden 1690.
- [4] CLAIRAUT, A. C.: *Theorie der Erdgestalt*, Ostwalds Klassiker, Band 189, Leipzig 1913.
- [5] BULLEN, K. E.: *Bull. Seism. Soc. Amer.* 30, 235 (1940), 32 19 (1942).
- [6] MACKE, W.: *Mechanik der Teilchen, Systeme und Kontinua*, Leipzig 1962, S. 543.
MACKE, W., P. RENNERT, F. RIEGER, K. VOSS: *Hydrostatisches Gleichgewicht einer rotierenden Flüssigkeit*, *Ann. Phys. Leipzig*, in Druck.
- [7] JACOBS, J. A.: *The Earth's Interior*, Handbuch der Physik (Herausgeber S. Flüge), Band 47/1, S. 375, Berlin 1956.
- [8] LANDOLT-BÖRNSTEIN: 6. Aufl., Bd. 3, *Astronomie und Geophysik*, S. 261, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1952.
- [9] ebenda S. 257.
- [10] ebenda S. 259.
- [11] ebenda S. 265.
- [12] JUNG, K.: *Figur der Erde*, Handbuch der Physik, Band 47/1, S. 604, Berlin 1956.

On the Separation of Local Geomagnetic Fields into External and Internal Parts

By J. T. WEAVER, Victoria

Eingegangen am 13. Oktober 1963

Summary: The formulae for separating a local geomagnetic field into its external and internal parts are derived by a simple method in which use of the Faltung theorem for FOURIER transforms is made. Both three- and two-dimensional fields are treated in this way.

Zusammenfassung: Mit Hilfe des Faltungssatzes für FOURIER-Transformationen wird ein lokales erdmagnetisches Feld auf einem einfachen Weg, der sowohl für dreidimensionale als auch für zweidimensionale Felder gilt, in äußeren und inneren Anteil zerlegt.

In recent years, local anomalies of conductivity in the interior of the earth have been detected and studied from an analysis of magnetic variations at a number of stations distributed over a small area of the earth's surface. The procedure requires the total field of the magnetic disturbance recorded at the earth's surface to be decomposed into its external and internal parts, i.e. those parts representing the field of the ionospheric currents and the field of the currents induced in the earth respectively. This has led several authors to develop formulae giving the separated field components in terms of the total field, whose behaviour over a limited region of the earth's surface is assumed known from the recordings made at the various magnetic stations. The time variations of geomagnetic disturbances are sufficiently slow that displacement currents may be neglected everywhere in the region of interest. Thus it is possible to describe the magnetic field in the non-conducting medium between the earth's surface and the ionosphere by a scalar potential satisfying LAPLACE's equation, and to use the methods of potential theory in deriving the separation formulae. A variety of such methods has been used by the different authors investigating this problem.

Using a separation of the variables, KERTZ [2] obtained the general solutions for the potential of a two-dimensional field, a case which has particular relevance to the north German anomaly. He was then able to express the separated field components in terms of the total field with the aid of a linear operator K which he defined for functions having a FOURIERS integral representation. His method was subsequently discussed in greater detail by SIEBERT and KERTZ [8], and the proof extended to show that the operator $-K$ was, in fact, equivalent to a HILBERT transform. The corresponding formulae for a three-dimensional field were derived in an analogous manner by

¹⁾ Dr. JOHN T. WEAVER, Pacific Naval Laboratory, Defence Research Board of Canada, Esquimalt, Victoria, British Columbia.

SIEBERT [6]. More recently, SIEBERT [7] has used the powerful tools of analytic function theory to show how the separation formulae for a two-dimensional field can be derived directly in terms of the HILBERT transform in a very simple way. However, the nature of the proof excludes the possibility of it being generalized to apply to three-dimensional fields.

A quite different approach has been taken by HARTMANN [1] in an extensive study of the methods available for treating local magnetic fields. He uses a GREEN'S function to solve the boundary value problem for the magnetic potential, and is thereby able to deduce the separation formulae for both two- and three-dimensional fields. This type of method was also used by SCHEUBE [5].

Despite the abundance of proofs already available, yet another is given here, since it seems to be as simple as that given in [7], but has the added advantage that it is equally applicable to both two- and three-dimensional fields. The approach used is very similar to that in [6] and [8], general solutions for the potential function being obtained by using a FOURIER transform on LAPLACE'S equation. However, the separation formulae are then deduced directly, in their most useful form, by noting that they are an immediate consequence of the well-known Faltung theorem for FOURIER transforms.

Since only local fields are under consideration, we may represent the earth's surface by a horizontal plane, taken to be the xy -plane of a rectangular co-ordinate system, with the z -axis directed downwards, into the earth. The x - and y -axes are taken to point northwards and eastwards respectively. We assume that the ionospheric currents are situated at a height h , or higher, above the earth, so that the region $-h < z < 0$ can be considered non-conducting. We assume also that this region is non-magnetic, i.e. that in electro-magnetic units (which will be used for all quantities in this work), the permeability is unity. Let the magnetic disturbance field at any particular instant of time be denoted by the vector \mathfrak{F} . Then, owing to the neglect of displacement currents, we have $\text{rot } \mathfrak{F} = 0$ in $-h < z < 0$, so that we can write

$$\mathfrak{F} = -\text{grad } \Omega, \quad (1)$$

defining Ω as the magnetic scalar potential. Since $\text{div } \mathfrak{F} = 0$ also, it follows at once that Ω satisfies LAPLACE'S equation

$$\Delta \Omega = 0, \quad (2)$$

at all points in $-h < z < 0$.

We shall derive the separation formulae for three-dimensional fields first. For this case, we need to introduce the double FOURIER transform of a function $f(x, y)$, defined by

$$\bar{f}(\xi, \eta) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(x, y) e^{i(\xi x + \eta y)} dx dy, \quad (3)$$

with an inversion formula giving

$$f(x, y) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{f}(\xi, \eta) e^{-i(\xi x + \eta y)} d\xi d\eta. \quad (4)$$

This definition follows that given by SNEDDON [9, 10]. The integral in (3) and the inversion formula (4) exist under fairly wide conditions on f . It is sufficient that f be a piecewise smooth function of the variables x and y , and that the integrals

$$\int_{-\infty}^{\infty} |f(x, y)| dx, \quad \int_{-\infty}^{\infty} |f(x, y)| dy$$

exist. From (3) and (4) it is readily established (see [9]) that if \bar{f} and \bar{g} are respectively the double FOURIER transforms of f and g , and if an interchange in the order of double integrals is permitted, then

$$\begin{aligned} & \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{f}(\xi, \eta) \bar{g}(\xi, \eta) e^{-i(\xi x + \eta y)} d\xi d\eta \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(u, v) g(x-u, y-v) dudv. \end{aligned} \tag{5}$$

This is the Faltung theorem for double FOURIER transforms. The given conditions under which (3), (4) and (5) are valid are sufficient for the type of function needed to represent geomagnetic fields. More general conditions are stated in [10].

For a three-dimensional field, equation (2) expressed in rectangular co-ordinates is

$$\frac{\partial^2 \Omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial z^2} = 0. \tag{6}$$

Applying the transform (3) to this equation, integrating by parts and using the fact that Ω and its first derivatives must tend to zero as $(x^2 + y^2) \rightarrow 0$, we obtain

$$\frac{\partial^2 \bar{\Omega}}{\partial z^2} = (\xi^2 + \eta^2) \bar{\Omega}. \tag{7}$$

The solution of (7) is

$$\bar{\Omega} = a(\xi, \eta) e^{-vz} + b(\xi, \eta) e^{vz} \tag{8}$$

where

$$v = +\sqrt{\xi^2 + \eta^2},$$

and $a(\xi, \eta)$ and $b(\xi, \eta)$ are determined by the boundary values at $z = 0$. The inversion formula (4) applied to (8) then gives the required solution

$$\Omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} [a(\xi, \eta) e^{-vz} + b(\xi, \eta) e^{vz}] e^{-i(\xi x + \eta y)} d\xi d\eta. \tag{9}$$

We can now write

$$\Omega = \Omega_e + \Omega_i \tag{10}$$

where Ω_e is the external part, and Ω_i the internal part, of the total field Ω . Since $\Omega_e \rightarrow 0$ as $z \rightarrow +\infty$, and $\Omega_i \rightarrow 0$ as $z \rightarrow -\infty$, it follows from (9) that

$$\Omega_e = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a(\xi, \eta) \exp(-vz - i\xi x - i\eta y) d\xi d\eta \tag{11}$$

and

$$\Omega_i = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} b(\xi, \eta) \exp(vz - i\xi x - i\eta y) d\xi d\eta. \quad (12)$$

In accordance with the usual geophysical notation, we denote the components of \mathfrak{F} at the surface of the earth ($z = 0$) by X , Y and Z respectively. Then it follows from the defining equation (1), that by differentiating (11) and (12) with respect to z and letting $z \rightarrow 0$, we obtain

$$Z_e = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} va(\xi, \eta) e^{-i(\xi x + \eta y)} d\xi d\eta \quad (13)$$

and

$$Z_i = -\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} vb(\xi, \eta) e^{-i(\xi x + \eta y)} d\xi d\eta. \quad (14)$$

Hence, by the inversion formula (4), it can be seen that

$$a(\xi, \eta) = Z_e/v, \quad b(\xi, \eta) = -Z_i/v \quad (15)$$

where Z_e and Z_i are the double FOURIER transforms of Z_e and Z_i respectively. These expressions for a and b can be substituted back into (11) and (12), which then yield the following formulae for the other separated components;

$$X_e = \frac{i}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} Z_e \frac{\xi}{v} e^{-i(\xi x + \eta y)} d\xi d\eta \quad (16)$$

$$Y_e = \frac{i}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} Z_e \frac{\eta}{v} e^{-i(\xi x + \eta y)} d\xi d\eta \quad (17)$$

$$X_i = -\frac{i}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} Z_i \frac{\xi}{v} e^{-i(\xi x + \eta y)} d\xi d\eta \quad (18)$$

$$Y_i = -\frac{i}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} Z_i \frac{\eta}{v} e^{-i(\xi x + \eta y)} d\xi d\eta. \quad (19)$$

Now by successive integration, and with the aid of a standard FOURIER transform and a standard FOURIER sine transform (see [4] and Table 5 in [10] respectively), we have

$$\begin{aligned} \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\xi}{v} e^{-i(\xi x + \eta y)} d\xi d\eta &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \xi e^{-i\xi x} d\xi \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-i\eta y} d\eta}{\sqrt{\xi^2 + \eta^2}} \\ &\quad - \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} \xi e^{i\xi x} d\xi \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-i\eta y} d\eta}{\sqrt{\xi^2 + \eta^2}} \\ &= -\frac{2i}{\pi} \int_0^{\infty} \xi K_0(\xi|y|) \sin \xi x d\xi \\ &= -\frac{ix}{(x^2 + y^2)^{3/2}} \end{aligned}$$

where K_0 is the modified BESSEL function of the second kind and order zero. Comparison of this result with (4) shows that ξ/ν is the double FOURIER transform of $-ix/(x^2 + y^2)^{3/2}$. By analogy, the double FOURIER transform of $-iy/(x^2 + y^2)^{3/2}$ is clearly η/ν . We can now use the Faltung theorem (5) in equations (16) to (19) to give

$$X_e = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} Z_e(u, v) \frac{x-u}{[(x-u)^2 + (y-v)^2]^{3/2}} du dv = M_1 Z_e, \quad (20)$$

$$Y_e = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} Z_e(u, v) \frac{y-v}{[(x-u)^2 + (y-v)^2]^{3/2}} du dv = M_2 Z_e, \quad (21)$$

$$X_i = -M_1 Z_i, \quad (22)$$

$$Y_i = -M_2 Z_i. \quad (23)$$

The integral operators M_1 and M_2 defined by (20) and (21) are identical with those introduced by SIÉBERT [6]. However, they appear here directly in their most useful form whereas in [6] they were defined quite differently and only later shown to be equivalent to the integral operators given above. The expressions for Z_e and Z_i are most readily found by noting from (16) and (17) that

$$\bar{X}_e = (i\xi/\nu) \bar{Z}_e, \quad \bar{Y}_e = (i\eta/\nu) \bar{Z}_e,$$

whence

$$-\bar{Z}_e = (i\xi/\nu) \bar{X}_e + (i\eta/\nu) \bar{Y}_e.$$

Applying the inverse transform to this equation and using the Faltung theorem as before, we have immediately

$$Z_e = -M_1 X_e - M_2 Y_e. \quad (24)$$

The corresponding formula for Z_i is clearly

$$Z_i = M_1 X_i + M_2 Y_i. \quad (25)$$

On combining the results (20) to (25) with the three equations

$$X \doteq X_e + X_i, \quad Y = Y_e + Y_i, \quad Z = Z_e + Z_i$$

derived from (10), we obtain finally the required separation formulae,

$$X_e = \frac{1}{2}(X + M_1 Z), \quad X_i = \frac{1}{2}(X - M_1 Z),$$

$$Y_e = \frac{1}{2}(Y + M_2 Z), \quad Y_i = \frac{1}{2}(Y - M_2 Z),$$

$$Z_e = \frac{1}{2}(Z - M_1 X - M_2 Y), \quad Z_i = \frac{1}{2}(Z + M_1 X + M_2 Y).$$

An analogous procedure can also be used to derive the separation formulae for two-dimensional fields. We assume that the magnetic potential Ω is independent of the co-ordinate y , so that equation (2) is now written

$$\frac{\partial^2 \Omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial z^2} = 0. \quad (26)$$

The FOURIER transform of a function of one variable will be used to treat this equation. It is defined as

$$\bar{f}(\xi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} f(x) e^{i\xi x} dx, \quad (27)$$

the inverse transform being

$$f(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{f}(\xi) e^{-i\xi x} d\xi. \quad (28)$$

These relations are also true if f is a so-called generalized function [3]. The Faltung theorem, which states that

$$\int_{-\infty}^{\infty} \bar{f}(\xi) \bar{g}(\xi) e^{-i\xi x} d\xi = \int_{-\infty}^{\infty} f(u) g(x-u) du, \quad (29)$$

is valid when g is a generalized function, provided that f is a good function, i.e. $f(x) = O(|x|^{-N})$ for all N as $|x| \rightarrow \infty$.

We assume at the outset that Ω is a good function. This is not a particularly restrictive condition on its behaviour at infinity, and in any case we are at liberty to postulate how the magnetic field tends to zero outside the limited region of practical interest. It follows that the transforms (27) and (28) of Ω and its derivatives certainly exist, and that they can be used in the Faltung theorem (29) in conjunction with a generalized function.

Following exactly the same procedure as before, we take the transform of (26) and solve the resulting differential equation to obtain

$$\bar{\Omega} = \alpha(\xi) e^{-|\xi|z} + \beta(\xi) e^{|\xi|z}. \quad (30)$$

This can be inverted by (28) and the resulting solution for Ω separated into its external and internal parts to give

$$\Omega_e = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \alpha(\xi) e^{-|\xi|z - i\xi x} d\xi, \quad (31)$$

and

$$\Omega_i = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \beta(\xi) e^{|\xi|z - i\xi x} d\xi. \quad (32)$$

Differentiating these equations with respect to z , and letting $z \rightarrow 0$, we find that

$$Z_e = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} |\zeta| \alpha(\zeta) e^{-i\zeta x} d\zeta, \quad (33)$$

$$Z_i = -\frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} |\zeta| \beta(\zeta) e^{-i\zeta x} d\zeta, \quad (34)$$

from which it is clear that

$$\alpha(\zeta) = Z_e / |\zeta|, \quad \beta(\zeta) = -Z_i / |\zeta|. \quad (35)$$

Also from (31) and (32) we can obtain the corresponding expressions for X_e and X_i , which, after substitution for α and β by (35), become

$$X_e = \frac{i}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} Z_e \operatorname{sgn} \xi e^{-i\xi x} d\xi, \quad (36)$$

$$X_i = -\frac{i}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} Z_i \operatorname{sgn} \xi e^{-i\xi x} d\xi, \quad (37)$$

where $\operatorname{sgn} \xi$ equals 1 for $\xi > 0$ and -1 for $\xi < 0$. It is shown in [3] that the generalized function $\operatorname{sgn} \xi$ is the FOURIER transform of $-ix^{-1} \sqrt{2/\pi}$, so that by the Faltung theorem (29) we have

$$X_e = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{Z_e(u)}{x-u} du = KZ_e \quad (38)$$

and

$$X_i = -KZ_i. \quad (39)$$

The function $1/(x-u)$ in the integrand must be interpreted as a generalized function, but, as described in [3], this is actually the same thing as taking the CAUCHY principal value of the integral.

The definition of the integral operator K by (38) is in agreement with that given by SIEBERT [7], and shows that $-K$ is, in fact, the HILBERT transform. Another way of defining K follows from (36) and (38); we have

$$KZ_e = \frac{i}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} Z_e \operatorname{sgn} \xi e^{-i\xi x} d\xi, \quad (40)$$

where, by (28)

$$Z_e = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} Z_e e^{-i\xi x} d\xi. \quad (41)$$

Apart from a slight difference in notation, this is the definition adopted by SIEBERT and KERTZ [8]. By a separate proof they then established the connection between their K , so defined, and the HILBERT transform, and actually used the latter for numerical computations. In this paper, however, the equivalence of the two definitions is made at once apparent by the Faltung theorem.

In order to find the expressions for Z_e and Z_i we can follow the same procedure that was used in the three-dimensional case, viz. write down the relationship between \bar{X}_e and \bar{Z}_e , and \bar{X}_i and \bar{Z}_i from (36) and (37), make a FOURIER inversion and use the Faltung theorem. Alternatively, we can note that by (40) and (41) $K(KZ_e) = -Z_e$, and then operate on (38) and (39) with K . In either case, we achieve the result

$$Z_e = -KX_e, \quad Z_i = KX_i,$$

which, together with (38), (39) and

$$X = X_e + X_i, \quad Z = Z_e + Z_i,$$

leads to the separation formulae

$$\begin{aligned} X_e &= \frac{1}{2}(X + KZ), & X_i &= \frac{1}{2}(X - KZ) \\ Z_e &= \frac{1}{2}(Z - KX), & Z_i &= \frac{1}{2}(Z + KX). \end{aligned}$$

References

- [1] HARTMANN, O.: Behandlung lokaler erdmagnetischer Felder als Randwertaufgabe der Potentialtheorie. Abhandl. Akad. Wiss. Göttingen, Math.-Phys. Kl. Beitr. Internat. Geophys. Jahr, H. 9, 1963.
- [2] KERTZ, W.: Modelle für erdmagnetisch induzierte elektrische Ströme im Untergrund. Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, Math.-Phys. Kl. Abt. IIa, 1954, p. 101—110.
- [3] LIGHTHILL, M. J.: An Introduction to FOURIER Analysis and Generalised Functions. Cambridge University Press, 1958.
- [4] MAGNUS, W., und F. OBERHETTINGER: Formeln und Sätze für die speziellen Funktionen der mathematischen Physik. Kap. 8, § 1. Springer Verlag, Berlin 1948.
- [5] SCHEUBE, H. G.: Die Lösungen der DIRICHLETSchen und NEUMANNschen Randwertaufgaben als Hilfsmittel zur Behandlung von Problemen des Erdmagnetismus. Abhandl. Akad. Wiss. Göttingen, Math.-Phys. Kl. Beitr. Internat. Geophys. Jahr, H. 4, 1958, p. 1—32.
- [6] SIEBERT, M.: Die Zerlegung eines lokalen erdmagnetischen Feldes in äußeren und inneren Anteil mit Hilfe des zweidimensionalen FOURIER-Theorems. Abhandl. Akad. Wiss. Göttingen, Math.-Phys. Kl. Beitr. Internat. Geophys. Jahr. H. 4, 1958, p. 33—38.
- [7] SIEBERT, M.: Die Zerlegung eines zweidimensionalen Magnetfeldes in äußeren und inneren Anteil mit Hilfe der CAUCHYschen Integralformel. Z. Geophys. 28, 1962, p. 231—236.
- [8] SIEBERT, M., und W. KERTZ: Zur Zerlegung eines lokalen erdmagnetischen Feldes in äußeren und inneren Anteil. Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, Math.-Phys. Kl. Abt. IIa, 1957, p. 87—112.
- [9] SNEDDON, I. N.: FOURIER Transforms, Chap. I, § 7.1. McGraw-Hill, New York 1951.
- [10] SNEDDON, I. N.: Functional Analysis, B II, Handbuch der Physik, Bd. II. Springer Verlag, Berlin 1955.

Kolloquium zum Thema: Gesteinsmagnetismus

München (1963)

G. ANGENHEISTER

Vom 29. Juli bis 1. August 1963 fand ein Kolloquium zum Thema Gesteinsmagnetismus im Institut für Angewandte Geophysik der Ludwig-Maximilians-Universität München statt. Das Kolloquium wurde unter der Obhut der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft durchgeführt. Es wurde in 22 Referaten über zum größten Teil noch nicht abgeschlossene Arbeiten auf dem Gebiet des Gesteinsmagnetismus berichtet und lebhaft diskutiert. Den Teilnehmern konnten teilweise sehr ausführliche Vortragszusammenfassungen zur Verfügung gestellt werden.

Am Dienstag, dem 30. Juli, nahmen fast alle Teilnehmer an einer Exkursion teil, die Privatdozent Dr. J. SCHNEIDER führte und welche die Geologie der Faltenmolasse westlich und nordwestlich von Murnau zum Thema hatte. Auf Grund seiner hervorragenden Lehrerfahrung verstand es Herr Dr. SCHNEIDER, auch dem Nichtgeologen ein Bild von der Geologie des Alpenvorlandes zu vermitteln.

Zum Thema *Ferrimagnetismus der Oxyde einiger Minerale* berichtete H. DACHS über Untersuchungen der magnetischen Strukturen von Manganit $MnOOH$ mit Hilfe von Neutronenbeugung (Neutronenschwenkaufnahmen). — Über 3 Referate von F. FRÖLICH, H. STILLER und H. LÖFFLER, die leider am Kolloquium nicht teilnehmen konnten, wurde diskutiert. Hierbei handelte es sich um Berechnung der NÉEL-Temperaturen im System Hämatit-Ilmenit, ferner um die Wechselwirkung im Spinell-Gitter und um die Bindungsarten im Magnetit-Gitter. — H. SOFFEL zeigte Bilder von Bereichsgrenzen WEISS'scher Bezirke (BITTER'sche Streifen). Er diskutierte seine Bemühungen, unverspannte Oberflächen von Anschliffen durch elektrolytische Politur und Verdampfen bei polykristallinem Magnetit zu erhalten.

Magnetisierung ferrimagnetischer Minerale des ternären Systems $FeO - Fe_2O_3 - TiO_2$. W. MEITZNER zeigte licht- und elektronenmikroskopische Aufnahmen von Erzkörnern des Backenberges (Basaltvorkommen am Westrand des Leinetalgrabens bei Göttingen). Außerdem zeigte er Aufnahmen mit dem Microscan x-ray analyser der

Firma Hilger und Watts, aus denen die Verteilung von Ti und Fe in einigen Proben des Backenberges zu erkennen war. W. MEITZNER hat Proben des Backenberges mehrere Stunden auf Temperaturen zwischen 250⁰—350⁰C erhitzt und nach Erkalten die Zeitabhängigkeit der künstlichen Remanenz untersucht. Bei einem Teil der Proben trat bei einer Erhitzung von 250⁰C über etwa 40 Stunden eine inverse remanente Magnetisierung auf, die aber bereits nach wenigen Stunden wieder verschwand. — N. PETERSEN berichtete über Erhitzungsversuche mit Basaltproben des Rauhen Kulms (Oberpfalz) und des NW-Vogelsberges. Die Proben wurden in normaler Atmosphäre und im Vakuum auf Temperaturen über 600⁰C für mehrere Stunden erhitzt und die $J_s(T)$ -Kurven gemessen. Zugleich hatte PETERSEN mit einer Hochfrequenzapparatur nach F. FRAUNBERGER die verschiedenen CURIE-Punkte gemessen. — Im Verlaufe des Kolloquiums wurde im Anschluß an die Berichte von W. MEITZNER und N. PETERSEN mehrfach darüber diskutiert, wie weit die Änderungen der magnetischen Parameter bei Erhitzen und Abkühlen durch Entmischung und Oxydation gesteuert werden. — G. ZECH diskutierte die Verteilung der magnetischen Eigenschaften in Basaltsäulen vom Steinberg und der Grefenburg (W-Rand des Leinetalgrabens). Die Variation der magnetischen Kenngrößen (z. B. der Sättigungsmagnetisierung) vom Zentrum einer Basaltsäule bis zum Rand derselben konnte durch die Variation der Erzkomponente, so wie sie sich aus Untersuchungen der Licht- und Elektronenmikroskopie ergab, nicht gedeutet werden, wengleich die Untersuchung von Anschliffen im Auflicht eine Häufung von Hämatitlamellen in den Erzkörnern am Rande einiger Säulen ergab. Es wird daraus geschlossen, daß die magnetischen Kenngrößen geringfügige Veränderungen im Gitter vermitteln, die mikroskopisch noch nicht erkennbar sind.

Inverse Magnetisierung. Zu Beginn des Kolloquiums berichtete G. ANGENHEISTER über mehrere Modelle zur inversen Magnetisierung durch Selbstumkehr: 1. Zweikörper-Modell: magnetostatische Wechselwirkung zweier geologischer Körper; 2. Zweikomponenten-Modell: magnetostatische Wechselwirkung benachbarter Erzkörner; 3. und 4. Zweikomponenten-Modell: magnetostatische Wechselwirkung oder Austauschwechselwirkung (super exchange interaction) zwischen Wirtsmineral und Entmischungskörper eines Erzkornes; 5. Schlieren-Modell, bei dem submikroskopische und durch Diffusion im Gitter gebildete Schlieren unter Austauschwechselwirkung mit ihrer Umgebung stehen; 6. Einkomponenten-Modell, bei dem Ersatz der Ionen und Platzwechsel der Ionen durch Diffusion die Umkehr der Remanenz bewirkt; und schließlich 7. das Modell, bei dem die Selbstumkehr durch den Vorzeichenwechsel der Differenz der spontanen Magnetisierung zweier ferrimagnetisch gekoppelter Untergitter bei Abkühlung bewirkt wird. Durch keines der genannten Modelle können alle beobachteten Erscheinungen der inversen Magnetisierung gedeutet werden. Möglicherweise wird durch das Modell 5. die Beobachtung einiger Vorkommen interpretiert werden können. — Über folgende invers magnetisierte Vorkommen Mittel- und Süddeutschlands wurde auf dem Kolloquium diskutiert:

Tabelle 1:

Vorkommen	Anzahl der		Zahl der bisher untersuchten Vorkommen	Autoren
	normal magnetisierten	invers geologischen Einheiten		
Basalte zwischen Leinetalgraben u. Weser und S. von Hann. Münden	9	17	26	A. SCHULT
Lauscher bei Kassel	—	2	2	R. PUSCHER
SW Vogelsberg (mit Bohrungen durchteufte Basalt- lagen)	17	11	28	C. TURKOWSKY
Lauterbach E-Rand des Vogelsbergs	2	1 (dazu ein invers magnetisierter Kontaktsaum)	3	C. TURKOWSKY
NW Vogelsberg	29	13	42	G. ANGEN- HEISTER (1956)
Ries, bei Nörd- lingen, Suevite	—	3	3	W. HORRIG G. ANGEN- HEISTER J. POHL O. MÄUSSNEST
Vulkangebiet bei Urach	etwa 270	etwa 30	etwa 300	G. KNEPPER
Kaiserstuhl	—	6	6	J. P. LAUER A. ROCHE

Am Schluß des Kolloquiums wurden die Teilnehmer gefragt, welche der folgenden Deutungen sie für die inverse natürliche Remanenz als möglich ansehen: inverse natürliche Remanenz ist entstanden

Zahl der Stimmen

1. nur durch Umkehr des erdmagnetischen Feldes, nur Feldumkehr 0
2. nur durch Selbstumkehr 4
3. teils durch Feldumkehr, teils durch Selbstumkehr 14
4. Stimmenthaltungen 10

J. D. A. ZIJDERVELD erwähnte in der Diskussion ein umgekehrt magnetisiertes Tonvorkommen aus der Wende Pliozän-Pleistozän.

Über Erscheinungen am Kontakt Basalt—Buntsandstein auf der Blauen Kuppe bei Eschwege berichtete R. PUSCHER, und über Erscheinungen am Kontakt Basalt—Basalt berichteten R. PUSCHER und C. TURKOWSKY. C. TURKOWSKY stellte seine Messungen der natürlichen Remanenz von Bohrkernen vor, die bei Bohrungen im Basalt des SW-Vogelsberges gewonnen wurden. Bei dem größten Teil der durchteuften Basaltlagen ergab sich eine systematische Änderung der natürlichen Remanenz und teilweise auch der Suszeptibilität von der Hangendgrenze zur Liegendgrenze der Basaltlagen, und zwar derart, daß an der Hangendgrenze in der Nähe des Kontaktes zur aufliegenden Basaltlage die natürliche Remanenz besonders groß ist.

Viskose Magnetisierung wurde von den Teilnehmern des Kolloquiums bei einer größeren Anzahl von Proben beobachtet. Einige Proben besaßen eine normale natürliche Remanenz; nach Wechselfeldmagnetisierung blieb jedoch eine charakteristische (siehe Abschnitt Nomenklatur) Remanenz übrig, die invers war (R. PUSCHER, A. SCHULT, J. D. A. ZIJDERVELD). Bei den untersuchten Proben magnetischer und sedimentärer Gesteine änderte sich durch Wechselfeldabmagnetisierung die Richtung, die Remanenz und meist auch die Streuung der Richtung der verbleibenden charakteristischen Remanenz (J. P. LAUER, R. PUSCHER, A. SCHULT, C. TURKOWSKY, J. D. A. ZIJDERVELD).

Palaeomagnetismus: J. A. AS verwendete bei der Darstellung der saekularen Variation des Erdfeldes die Beobachtungen der letzten 300 Jahre. Er bediente sich dabei einer besonderen Darstellung, mit der die Abweichungen der Feldrichtungen an der Erdoberfläche vom Dipolfeld mit einer Figur verdeutlicht werden. Es wurde ersichtlich, daß die Abweichungen vom Dipolfeld in den letzten 300 Jahren stark gewachsen sind. Es kann daher nicht ausgeschlossen werden, daß nach etwa 2000 Jahren das Erdfeld nicht mehr durch ein Dipolfeld beschrieben werden kann. — Für die Basalte zwischen dem Leinetalgraben und der Weser diskutierte A. SCHULT die mittlere Richtung der charakteristischen Remanenz und die daraus resultierenden Lagen des Durchstoßpunktes der Achse eines zentrischen Dipols durch die Erdoberfläche (geomagnetischer Pol). Er fand Übereinstimmung mit Ergebnissen anderer Autoren. — C. TURKOWSKY zeigte an Hand seiner Messungen, daß sich die Inklination der natürlichen Remanenz innerhalb einer Basaltlage systematisch, allerdings nicht sehr stark, und von Basaltlage zu Basaltlage ändert. J. A. AS und J. D. A. ZIJDERVELD machten den Vorschlag, diese systematischen Änderungen genauer zu untersuchen und gaben dafür Modelle an, die in diesem Zusammenhang diskutiert werden könnten. — J. D. A. ZIJDERVELD beschrieb an Hand von Bildern seine umfangreichen Messungen der charakteristischen Remanenz von Sedimentgesteinen der Lahn-Dill-Mulde in Hessen (Devon), aus dem Synklinorium von Dinant der belgischen Ardennen, der Trias und des Juras von Schwaben. J. A. AS berichtete über analoge Messungen an Gesteinen vom Unterdevon bis zur Obertrias aus dem Sauerland und der NW-Eifel. Aus dem „Ausfaltungstest“ ergab sich, daß teilweise die charakteristische Remanenz erst bei der Faltung der Gesteine entstanden ist. — Eine kurze Abhandlung über palaeomagnetische Messungen in Madagaskar von A. ROCHE wurde verlesen.

Instrumente: F. FRAUNBERGER erläuterte die von ihm entwickelte Hochfrequenzapparatur zur Bestimmung der CURIE-Temperatur bzw. der HOPKINSON-peaks, die von N. PETERSEN mit Erfolg bei der Bestimmung von CURIE-Temperaturen von Gesteinsproben eingesetzt werden konnte. — I. TREU berichtete über eine im Bau befindliche Apparatur zur Wechselfeldabmagnetisierung von Gesteinen, bei der Feldstärken von über 1000 Oe und eine nahezu kontinuierliche Variation des Wechselfeldes erreicht werden soll. — J. A. AS berichtete ebenfalls über zwei Apparaturen zur Wechselfeldabmagnetisierung von Gesteinen, von denen eine gegenwärtig gebaut wird. J. A. AS zeigte einige Bilder von einem astatischen Magnetometer in der Bilt zur Messung der Magnetisierung der Sedimente (meßbar $10^{-7} T$). In der Diskussion wurde auch von dem astatischen Magnetometer des Geophysikalischen Instituts in Göttingen mit etwa gleicher Empfindlichkeit berichtet. Es wurde über die Notwendigkeit von Trimmermagneten und über die erforderliche Dämpfung diskutiert.

Feldmessungen: Zur Frage, welche Verfahren für die Auswertung magnetischer Messungen im Gelände hinsichtlich Geld- und Zeitaufwand für den Feldgeophysiker zu empfehlen sind, gab K. HELBIG eine Abschätzung: nur wenn bei Auswertungen feste Programme vorliegen, die bei sehr vielen oder sehr umfangreichen Untersuchungen eingesetzt werden können, lohnt es sich, die Auswertung mit den großen elektronischen Maschinen durchzuführen. In den meisten Fällen sind dagegen die Methoden der Auszählprogramme überlegen; die Handhabung der Diagramme ist einfach; die Diagramme wiegen fast nichts; sie können also überall mitgenommen werden. Die erforderliche Zeit dürfte meist geringer sein als bei der Verwendung der Rechenmaschinen, da bei dieser nicht die Rechenzeit, sondern die Wartezeit den Zeitbedarf bestimmt. Mechanische Integratoren gestatten zwar schnelle Feldberechnungen, haben aber gegenüber den Auszählprogrammen den Nachteil der höheren Kosten und des höheren Gewichtes und eine gewisse Störanfälligkeit durch Verschmutzen. In der Vortragszusammenfassung hatte K. HELBIG das Formelwerk zusammengestellt. — O. MÄUSSNEST berichtete über die Feldmessungen (ΔZ) im Uracher Vulkangebiet und im Hegau und K. FROMM über Flugmagnetometrie (T) im Hegau. K. BADER hat Feldmessungen (ΔZ) an den Serpentiniten der Münchberger Gneismasse ausgeführt; CHR. HESS berichtete über Messungen (ΔZ) an Serpentiniten bei Erbdorf (30 km E von Bayreuth, Oberpfalz), K. BADER und CHR. HESS erörterten die geologische Situation, die Auswertung der Messungen (ΔZ) und die Magnetisierung der Serpentinite. — W. A. GOSE zeigte eine Karte der Vermessung von ΔZ am Basaltvorkommen im Lohner Holz bei Fritzlar, die noch fortgeführt wird. — H. A. ROESER hat Blitzschlaganomalien intensiv untersucht: es wurden ΔZ und ΔH im Raum der Blitzschlaganomalien vermessen und bei einer Anomalie in einem selbstausgeführten Schurf bis 4 m Proben gerichtet entnommen und die Verteilung der Magnetisierung bestimmt. H. A. ROESER gab eine ausführliche Interpretation seiner Messungen. — E. HOFFERT teilte mit, daß er mit der Vermessung von ΔZ mit dem Askania-Torsionsmagnetometer in den Lienzer Dolomiten zwischen Drau und Gail begonnen hat. — K. BADER

berichtete von der magnetischen Vermessung einer Erzlagerstätte in Spanien, deren Randpartien teilweise invers magnetisiert sind.

Zur Nomenklatur: J. D. A. ZIJDERVELD stellte zur Diskussion, ob von „Wechselfeld-entmagnetisierung“ oder „Wechselfeldabmagnetisierung“ gesprochen werden soll, wenn es um die Beseitigung der viskosen Magnetisierung geht. Es wurde der Bezeichnung Wechselfeldabmagnetisierung der Vorzug gegeben. — Es wurde mehrfach über die Bezeichnung Titanomaghemit diskutiert. Es bildete sich folgende Meinung heraus: mit Titanomaghemit sind solche Mineralkomponenten zu bezeichnen, die Spinellstruktur besitzen und in das quaternäre System: Magnetit—Ulvöspinell—Ilmenit—Hämatit gehören. — J. D. A. ZIJDERVELD machte den Vorschlag, diejenige Remanenz, deren Richtung sich bei Wechselfeldabmagnetisierung mit zunehmender Amplitude des Wechselfeldes nicht mehr ändert, „charakteristische Remanenz“ zu nennen.

Rückfragen, die sich aus diesem Bericht ergeben, sollten direkt an die Autoren gerichtet werden. Anschriften: W. MEITZNER, R. PUSCHER, W. A. GOSE, H. A. ROESER, J. TREU, A. SCHULT, G. ZECH: Geophysikalisches Institut, Göttingen, Herzberger Landstr. 180. H. DACHS: Institut für Kristallographie und Mineralogie, München 2, Luisenstr. 37. J. A. AS, J. D. A. ZIJDERVELD: Koninklijk Nederlands Meteorologisch Instituut, de Bilt/Holland. J. P. LAUER, A. ROCHE: Institut du Physique de Globe, Straßburg. O. MÄUSSNEST: Geophysikalisches Institut, Stuttgart, Richard-Wagner-Str. 44. F. FRAUNBERGER: I. Physikalisches Institut, München, Amalienstraße. G. ANGENHEISTER, K. BADER, K. HELBIG, CHR. HESS, N. PETERSEN, J. POHL, C. TURKOWSKY, H. SOFFEL: Institut für Angewandte Geophysik, München 2, Richard-Wagner-Str. 10. F. FRÖLICH, H. STILLER, H. LÖFFLER: Geomagnetisches Institut, Potsdam, Telegraphenberg. K. FROMM: Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung, Hannover, Wiesenstr. 1. E. HOFFERT: Geologisches Institut Universität Innsbruck.

Der radioaktive Kollektor bei luftelektrischen Sondierungen

Diskussionsbeitrag zu einer Veröffentlichung von G. RÖNICKE

Eingegangen am 5. April 1963

In dieser Zeitschrift hat G. RÖNICKE [1] eine Abbildung gebracht, nach der der vom radioaktiven Kollektor ausgehende Ionenschlauch am Boden eine wirksame Länge in der Größenordnung von zehn bis hundert Metern hat. Wenn das zuträfe, könnte man das luftelektrische Feld mit dem radioaktiven Kollektor nur dann messen, wenn in allen möglichen Windrichtungen um den Aufstellungsort des Kollektors herum keine geerdeten Gegenstände in Kollektorhöhe näher als etwa 100 m sich befinden. Rund 90% aller seit 1902 mit dem radioaktiven Kollektor angestellten Feldmessungen würden damit als unsinnig zu bezeichnen sein. Außerdem würde — wegen der Schwankungen eines so langen „Schlauches“ im Winde — der Referenzpunkt des radioaktiven Kollektors so unbestimmt sein, daß Messungen überhaupt unmöglich würden.

Diese Interpretation seiner Angaben ist von G. RÖNICKE ganz sicher nicht beabsichtigt. Er verfügt selber über ausgedehnte Erfahrungen mit dem radioaktiven Kollektor, und er benützt ihn auch derzeit bei seinen luftelektrischen Bodenmessungen. Da jedoch in der letzten Zeit auch andernorts (siehe z. B. [2]) unzutreffende Angaben über die durch den Ionenschlauch des Kollektors verursachten „Störungen“ gemacht worden sind, scheint es angebracht, die wirklichen Verhältnisse kurz darzustellen.

Ein sehr einfaches Experiment gestattet die Prüfung der wirksamen Länge der „Ionenfahne“. Man nähert ein vertikales, geerdetes Metallnetz erst von der Windseite dem richtig aufgestellten und an das Meßgerät angeschlossenen Kollektor, um die elektrostatische Schirmwirkung als Funktion der Entfernung Kollektor — Netz zu bekommen. Dann nähert man dasselbe Netz von der windabgekehrten Seite, um zu messen, in welcher Entfernung der „Ionenschlauch“ einen vollständigen oder teilweisen Kurzschluß herstellt. Es zeigt sich, daß die wirksame Länge des Ionenschlauchs in der Größenordnung von Dezimetern liegt. Die Erklärung dafür erhält man, wenn man einen Parallelversuch mit einer Rauchkerze anstellt, die auf dem Kollektor montiert ist. Es zeigt sich, daß schon bei sehr geringen Windgeschwindigkeiten die Rauchfahne sehr bald in einzelne Pakete aufgelöst wird.

Die Länge der Ionenfahne wird einmal durch die Wiedervereinigung der Kleinionen bestimmt — und darauf allein ist die Berechnung von G. RÖNICKE gegründet. Außerdem aber tritt eine Verdünnung des Ionengehalts auch durch Diffusion auf; weiterhin durch die Wirkung des luftelektrischen Feldes, das die Ionen beider Vorzeichen aus-

einander zieht. Bei einer Feldstärke von 100 V/m beträgt diese senkrechte Abweichung allein 1 cm pro sec, bei einem Wind von 5 m/sec also 1 cm für 5 m. Alle diese Effekte können das Resultat des mitgeteilten Experiments nicht erklären. Sehr viel wirksamer dürfte also die Aufteilung der „Ionenfahne“ in einzelne Pakete durch die Turbulenz sein. Nach dem Experiment sind die Ionenpakete, die in einem Abstand von etwa 1 m windabgekehrt vom Kollektor bestehen, bereits nicht mehr in hochleitender Verbindung mit dem Kollektor selber. Die Ionenfahne ist also sehr kurz. — Die Lebensdauer der einzelnen Ionenpakete selber ist natürlich größer, und bei unsachgemäßer Aufstellung der luftelektrischen Antennen vermögen sie weitere Auffangelemente in der Leeseite des Kollektors noch zu stören, nicht aber die Feldmessung selber. Die Feldmessung mit dem radioaktiven Kollektor ist also — in diesen Grenzen — einwandfrei.

RÖNICKE's Untersuchungen bezogen sich auf die luftelektrische Radiosonde. Hier sind die Verhältnisse anders: Ballon, Kollektor *und* die senkrechte Ionenfahne, erzeugt durch den Aufstieg des Ballons, bewegen sich alle mit dem Wind, und nur Windscherungen vermögen hier den Ionenschlauch zu zerreißen.

HANS DOLEZALEK

Literatur

- [1] RÖNICKE, G.: Erfahrungen mit luftelektrischen Sondierungen in der freien Atmosphäre. Zs. f. Geophysik 28 (1962) 105...126, siehe Seite 119/120.
- [2] ANDERSON, R. V.: The NRL Semiautomatic Atmospheric Electric Station. US Naval Research Laboratory, NRL Report 5787, June 6, 1962 (zu beziehen über Library of Congress, Publication Board, Project Photoduplication Service, Washington 25, D. C.; USA).

Briefe an den Herausgeber

Die Sichtbarmachung von Grenzen Weißscher Bezirke von polykristallinem Magnetit mit der Methode der Bitterschen Streifen

Eingegangen am 4. November 1963

Bei den Untersuchungen zur Sichtbarmachung der Weißschen Bezirke mit der Methode der Bitterschen Streifen auf mechanisch polierten Oberflächen von polykristallinem Magnetit (H. SOFFEL [1]) stößt man auf folgende Schwierigkeit: statt der Bereichsstruktur, welche die Grenzen der Weißschen Bezirke wiedergibt, beobachtet man die sogenannte Mäanderstruktur. — Diese Mäanderstruktur wird durch Streufelder hervorgerufen, die ihre Ursache in der Verspannung der Oberfläche haben, die bei der mechanischen Politur entsteht und die von den Grenzen der Weißschen Bezirke herrührenden Streufelder verzerren und sich ihnen überlagern. — Die Mäanderstruktur ist zwar ein Indiz für das Vorhandensein einer ferri-(0)-magnetischen Mineralkomponente in einem Anschlag, gibt jedoch keine Angaben über die Größe der an die Oberfläche angrenzenden Weißschen Bezirke und die Richtung ihrer spontanen Magnetisierung.

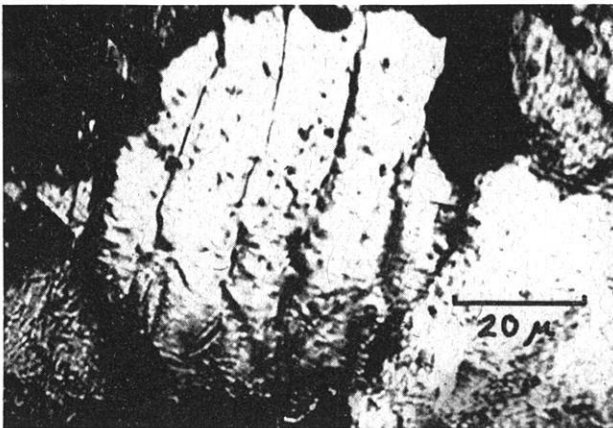
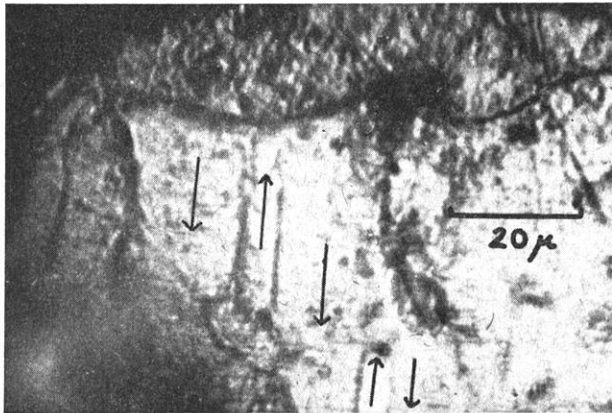
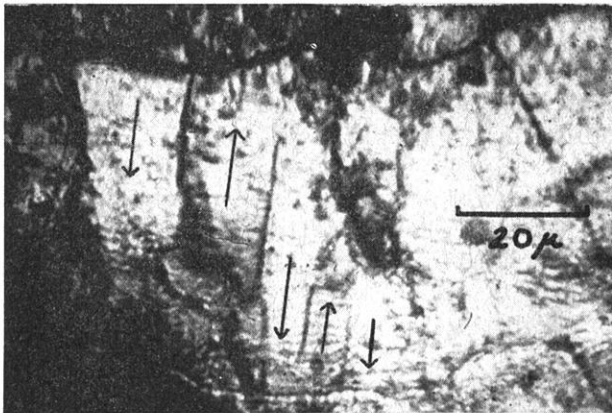


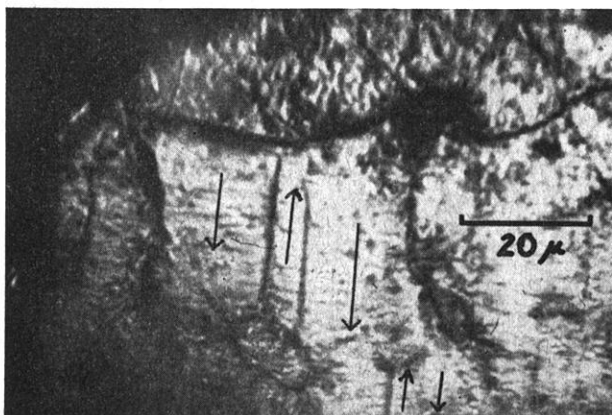
Abb. 1: Bittersche Streifen auf einer Probe von Magnetit aus Kirunavaara, die nach einer mechanischen Politur bei einem Druck von 10^{-5} Torr 12 Stunden lang auf 900°C erhitzt wurde. (Ohne äußeres Feld)



a) ohne äußeres Feld,



b) äußeres Feld 100 Oersted,



c) äußeres Feld wieder Null.

Abb. 2: Bittersche Streifen auf einer Probe von Magnetit aus Kirunavaara, die nach einer mechanischen Politur bei einem Druck von 10^{-5} Torr 12 Stunden lang auf 900°C erhitzt wurde. Die Pfeile geben die Richtungen der spontanen Magnetisierungen der Weißchen Bezirke an.

Um spannungsfreie Oberflächen zu erhalten, wurden die zuvor mechanisch polierten Proben im Hochvakuum von 10^{-5} Torr bei etwa $900\text{ }^{\circ}\text{C}$ 12 Stunden lang gegläht. Die Abkühlung auf Zimmertemperatur erfolgte langsam — über einen Zeitraum von 2 Stunden —, um das Auftreten neuer Spannungen zu vermeiden.

Bei einer so vorbehandelten Probe von Magnetit erz aus Kirunavaara konnten die Grenzen der Weißschen Bezirke sichtbar gemacht werden. Abb. 1 zeigt ein Korn mit gut parallel liegenden Blochwänden. Die Abb. 2a bis c zeigen die Bewegungen der Bereichsgrenzen unter dem Einfluß eines äußeren Feldes. Die Richtung des äußeren Feldes ist am rechten Rand der Abb. 2b mit einem Pfeil angegeben. Die Richtungen der spontanen Magnetisierungen der Weißschen Bezirke lassen sich bestimmen, indem man beobachtet, welche Bereiche bei Anlegen des äußeren Feldes wachsen. Die Richtungspfeile in den Abb. 2a bis c markieren die so ermittelten Richtungen der spontanen Magnetisierungen der Weißschen Bezirke.

Es konnten bisher nur 180° -Wände beobachtet werden. Die Größe der in den Abb. 1 und 2 gezeigten Weißschen Bezirke liegt etwas unter der bei natürlichen Magnetiteinkristallen beobachteten.

Diese Untersuchungen wurden im Rahmen eines von der Deutschen Forschungsgemeinschaft unterstützten Forschungsprogramms über Gesteinsmagnetismus im Institut für Angewandte Geophysik der Universität München durchgeführt.

Institut für Angewandte Geophysik der Universität München

HEINRICH SOFFEL

Literatur

[1] SOFFEL, H.: Untersuchungen an einigen ferrimagnetischen Oxyd- und Sulfid-Mineralien mit der Methode der Bitterschen Streifen, Zeitschrift für Geophysik, 29 (1963) 1, S. 21—34.

Buchbesprechungen

F. GERECKE: *Seismische Registrierungen in Jena, 1. Januar 1959 bis 31. Dezember 1959*. Deutsche Akademie der Wissenschaften zu Berlin. Veröffentlichungen des Institutes für Bodendynamik und Erdbebenforschung in Jena. Herausgegeben vom Direktor Prof. Dr. H. Martin. Heft 70. Akademie-Verlag, Berlin 1962. 145 pp., brosch. DM 14,50.

Die Darstellung des Erdbebenberichts ist von gleicher Qualität wie in Heft 69.

In das Heft wurde eine Tabelle aufgenommen, welche die jeweils für ein Vierteljahr gültigen Konstanten der Instrumente wiedergibt. Dem eigentlichen Erdbebenbericht schließt sich eine Auswertung der mikroseismischen Bodenunruhe für Monate mit starker Aktivität an.

G. SCHNEIDER

F. GERECKE und D. GÜTH: *Seismische Registrierungen der Nebenstationen von Jena: Potsdam, Halle, Plauen und Sonneberg 1958*. Deutsche Akademie der Wissenschaften zu Berlin. Veröffentlichungen des Institutes für Bodendynamik und Erdbebenforschung in Jena. Herausgegeben vom Direktor Prof. Dr. H. Martin. Heft 69. Akademie-Verlag, Berlin 1962. 224 pp., brosch. DM 23,—.

Die Darstellung der seismischen Auswertung für die Stationen Potsdam, Halle, Plauen und Sonneberg folgt den internationalen Richtlinien. Die Anordnung der Daten ist lobenswert übersichtlich und einheitlich. Eine Tabelle der verwendeten Kurzzeichen am Anfang des Heftes ermöglicht auch einem Nicht-Seismologen, benötigte Angaben über die Erdbeben-tätigkeit diesem Bericht entnehmen zu können. Die für das Berichtsjahr gültigen Konstanten der Stationsseismographen sind in sehr übersichtlicher Form jeweils am Anfang der Einzelberichte zusammengestellt. Die Auswertung für Halle/Saale enthält neben den Einsatzzeiten für Erdbeben detaillierte Angaben über die mikroseismische Bodenunruhe. G. SCHNEIDER

D. S. PARASNIS: *Principles of Applied Geophysics*. Methuen & Co Ltd., London / John Wiley & Sons Inc., New York, 1962. 167 Seiten, 64 Abbildungen, Preis: 21 s.

Das in der Reihe „Methuen's Monographs on Physical Subjects“ erschienene Bändchen behandelt in knapper Form die Grundlagen der Angewandten Geophysik. Der Autor legt Wert auf eine Herausarbeitung der physikalischen und mathematischen Prinzipien für die einzelnen Methoden und behandelt auf diese Weise durchgängig Magnetik, Gravimetrie, Geoelektrik, Elektromagnetik, Seismik, Radioaktivität, Vermessungen in der Luft und einige weitere Themen kleineren Umfangs. Im Sinne dieser Konzeption werden Beschreibungen von Instrumenten und der Feldpraxis auf ein geringes Maß beschränkt. Die Darstellung ist klar und geeignet zur Information über die theoretischen Grundlagen und die Anwendung von Interpretationsmethoden. Hierbei ist auch das neuere Schrifttum weitgehend berücksichtigt, insbesondere auch solches, das weitergehende mathematische Kenntnisse verlangt, als es üblicherweise in Lehrbüchern der Angewandten Geophysik zitiert wird. Die zahlreichen Figuren sind geschickt ausgewählt; als störend könnte man das Fehlen von Legenden hierzu empfinden. Der Inhalt wie auch die bekannt gute Verlagsausstattung des Büchleins empfehlen seine Anschaffung und Benützung.

O. ROSENBACH

Die Welt der Sterne

von W. BRUNNER. 2., unveränderte Auflage. Mit 152 Abbildungen. 288 Seiten,
Leinen DM 16,-

Traité des sections coniques,

faisant suite au traité de géométrie supérieure

von M. CHASLES. Teil 1 (Alles Erschienene). Mit 5 Tafeln. 1865. Neudruck 1962.
XII, 368 Seiten, Leinen DM 56,-

Triumph der Mathematik

Hundert berühmte Probleme aus zwei Jahrtausenden mathematischer Kultur
von H. DÖRRIE. 5. Auflage. Mit 122 Abbildungen. 391 Seiten, Leinen DM 18,50

Introduction to Boolean Algebras

von PH. DWINGER. VI, 61 Seiten, Leinen DM 12,-, broschiert DM 10,-

Handbuch der Kugelfunctionen

Theorie und Anwendungen

von E. HEINE. 2., umgearbeitete und erweiterte Auflage. 2 in 1 Band. 1878-1881.
Neudruck 1961. XVI, 484 und XII, 380 Seiten. Leinen DM 78,-

Lebendige Mathematik

von W. LIETZMANN. 2. Auflage. 343 Abbildungen und 10 Tafeln. 435 Seiten,
Leinen DM 16,80

Diophantische Approximationen

Eine Einführung in die Zahlentheorie

von H. MINKOWSKI. Mit 82 Abbildungen. 1907. Neudruck 1961. 235 Seiten,
Leinen DM 27,-

Vorlesungen über die Theorie der Integralgleichungen

von I. G. PETROVSKIJ. Übersetzt von R. HERSCHEL. 100 Seiten, Halbleinen DM 7,80

Theorie der endlich erzeugbaren kommutativen Halbgruppen

von L. RÉDEI. 226 Seiten, Leinen DM 35,-

Formeln und Lehrsätze zum Gebrauch der elliptischen Funktionen

von K. WEIERSTRASS. Herausgegeben von H. A. Schwarz. 2. Ausgabe 1893.
Neudruck 1962. 96 Seiten, Leinen DM 22,-

Tafeln zur harmonischen Analyse und Synthese periodischer Funktionen

Tables for the Harmonic Analysis and Synthesis of Periodic Functions

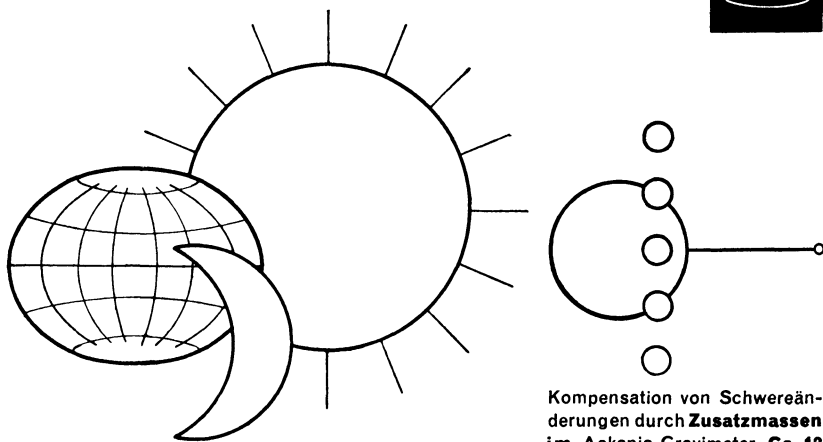
von L. ZIPPERER. In englischer und deutscher Sprache. 1961. 8 Seiten, 24 Tafeln,
20 Grundtafeln und 20 Berechnungsblätter. In Mappe DM 9,75.

Zu beziehen durch jede Buchhandlung



PHYSICA - VERLAG · WÜRZBURG

ASKANIA Instrumente von Weltruf



Präzise Registrierung der **Erdgezeiten** mit dem Askania-Gravimeter **GS 11**

Kompensation von Schwereänderungen durch **Zusatzmassen** im Askania-Gravimeter **Gs 12** für Messungen über große Entfernungen

CONTINENTAL ELEKTROINDUSTRIE AKTIENGESELLSCHAFT
ASKANIA · WERKE · BERLIN · MARIENDORF

GEOPHYSICS

A Journal of General and Applied Geophysics

Published Quarterly by
**SOCIETY OF EXPLORATION
GEOPHYSICISTS**

Box 1536 Tulsa, Oklahoma

- The official journal of the leading international group of prospecting geophysicists
- Devoted to current problems in seismograph, gravity, magnetic and other methods of geophysical prospecting for oil and other minerals
- Covers geophysical instrumentation

SUBSCRIPTION RATES

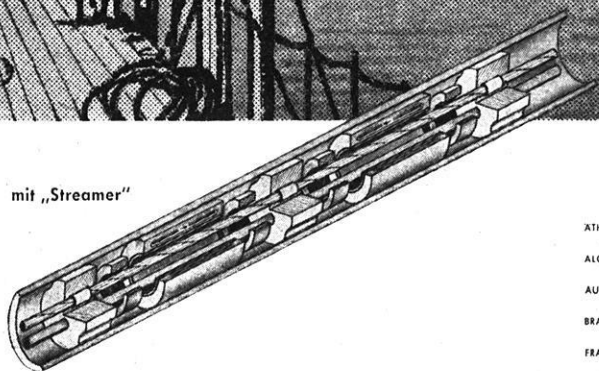
ONE YEAR (4 issues) \$ 10.00,
foreign \$ 10.50 (payment with order)

Also available on microcards

35 000 Schußpunkte im Jahre 1963



mit „Streamer“



- | | |
|------------|--|
| ATHIOPIEN | PRAKLA ETHIOPIAN BRANCH
P.O. Box 119 - DIRE DAWA |
| ALGERIEN | SOCIÉTÉ NORD AFRICAINE DE GÉOPHYSIQUE
6, Boulevard Mohamed V - ALGER |
| AUSTRALIEN | PRAKLA (AUSTRALIA) PTY. LTD.
Box 320 E.G.P.O. - BRISBANE/QUEENSLAND |
| BRASILIEN | PRAKLA S.A.
Av. Franklin Roosevelt 23 12 ^a andá - RIO DE JANEIRO |
| FRANKREICH | COMPAGNIE POUR L'APPLICATION DES
TECHNIQUES GÉOPHYSIQUES "C.A.T.G."
77, Champs Elysées - PARIS - VIII ^e |
| LIBYEN | PRAKLA LIBYA
P.O. Box 429 - TRIPOLIS |
| MÄROKKO | PRAKLA MAROC
52, Rue Aït el ben Abdallah - CASABLANCA |
| ÖSTERREICH | PRAKLA GMBH
WIEN 19 - Krenndl Gasse 15/10 |
| SPANIEN | PRAKLA SEISMOS ESPAÑOLA S.L.
Calle Nervion 4 - MADRID (2) |
| SYRIEN | PRAKLA SYRIA
BP 1074 - ALEPPO |
| TÜRKEI | PRAKLA ANKARA
P.K. 41 - ÇANKAYA ANKARA |

HANNOVER · HAARSTRASSE 5 · RUF: 807 21 · FERNSCHREIBER: 092 2847 · DRAHT: PRAKLA

Über 40 Jahre weltweite Erfahrung **SEISMOS**

Ältester geophysikalischer Contractor mit modernster Ausrüstung

Führend in vielseitiger Abspieldtechnik: Geeignetes Stapeln Δ „Continuous Integrating“
Anwendung des Time-Domain Filters Δ Verschiedene Möglichkeiten zur Beseitigung
multipler Reflexionen Δ Geeignete Kombination von Frequenz- und Wellen-
längen-Filterung

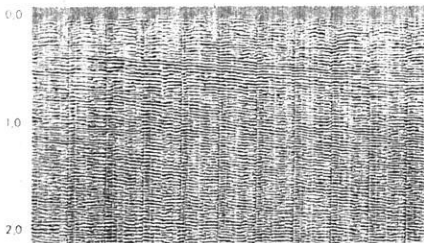
in „Very Low Frequency“ Refraktionsseismik zur Erforschung tiefer Becken

in genauester und wirtschaftlicher Arbeit mit dem Worden Gravimeter

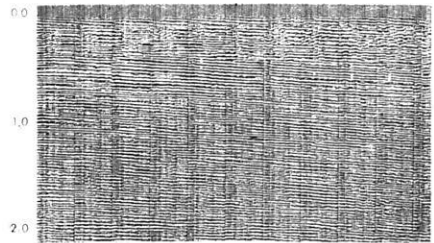
Geoelektrik - Geomagnetik - Scintillometrie

Regionale und Detail-Untersuchungen in Europa und Übersee mit wirtschaftlichen
Kosten pro Quadratkilometer

SEISMOS ist bekannt für sorgfältige Interpretationen und auch für Reinterpre-
tationen



Seismogramm-Sektion mit statischen Korrekturen,
Filterung 26/85 Hz



Dieselbe Sektion, verbessert durch überschlagende Mischung
und „Continuous Integrating“

SEISMOS GmbH, Hannover
Wilhelm-Busch-Straße 4

Telegramm-Adresse: Seismos Hannover Δ Tel.: 71 08 31 Δ Fernschreiber: 092 24 19