

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 6



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

INHALTSVERZEICHNIS

PARASNIS, D. S.: The electric potential and apparent resistivity due to a pair of long line electrodes in the presence of a vertical outcropping vein	261
MAYER, W.: Neuberechnung der BLUTSCHEN Ergebnisse für Reflexion und Brechung elastischer Wellen an Unstetigkeitsflächen	275
HELLENTHAL, W.: Magnetische Eigenschaften ferromagnetischer Granulate	282
BOSE, S. K.: The Vertical Component of L_g and R_g	294
STILLER, S.: Freiluftisolator für lufterlektrische Messungen	301
Nachtrag zum Verzeichnis der geophysikalischen Vorlesungen an den deutschsprachigen Universitäten und Hochschulen (in Heft 5)	307
Buchbesprechung	307

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 nummerieren 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. 559 83

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.

Bekanntmachung lt. Bayer. Pressegesetz; Verlag: PHYSICA-VERLAG Rudolf Liebing K.-G., Würzburg, Münzstr. 12. Pers. haft. Ges.: Rudolf Liebing, Amulf Liebing und Hildegund Holler, sämtlich Buchhändler in Würzburg. Kommanditisten: Friedr. Gäßler, Buchhändler, und Gertrud Liebing, beide Würzburg.

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

Printed in Germany



PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1964

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



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

Alle Rechte, insbesondere das der Übersetzung in fremde Sprachen, vorbehalten.
Nachdruck und photomechanische Wiedergabe, auch von Teilen, nicht gestattet.

R. Oldenbourg, Graphische Betriebe GmbH, München
Printed in Germany

©

PHYSICA-VERLAG, Würzburg 1964

AUTORENVERZEICHNIS

Angenheister, G.:	37, 258	Hiller, W.:	49	Rieger, F.:	21
Bose, S. K.:	235, 294	Israël, H.:	152	Ries, G.:	5
Creytz, D. v.:	140	Kohl, H.:	112	Rosenbach, O.:	48
Dieminger, W.:	113	Kunkis, A.:	5	Soffel, H.:	45
Dolezalek, H.:	43	Liebscher, H. J.:	51, 115	Schneider, G.:	48, 111
Dürbaum, H. J.:	260	Macke, W.:	21	Schwentek, H.:	155, 156
Friedemann, H.:	105	Mälzer, H.:	245	Stiller, H.:	13
Frölich, F.:	13	Mayer, W. G.:	275	Stiller, S.:	301
Gutdeutsch, R.:	158	Müller, G.:	127	Strobach, K.:	157, 192, 249
Hänsel, H.:	182	Parasnis, D. S.:	261	Voss, K.:	21
Hahn, A.:	154	Plaumann, S.:	97	Wachholz, H.:	127
Hartmann, G.:	155	Pohl, J.:	258	Weaver, J. T.:	29
Hédervári, P.:	1	Prodehl, C.:	161		
Hellenthal, W.:	282	Rennert, P.:	21		

SACHVERZEICHNIS

I. Physik der festen Erde

W. Macke, P. Rennert, F. Rieger u. K. Voss: Über die Gestalt und das Schwerefeld der Erde. 21

H. Wachholz u. G. Müller: Über einen Zusammenhang von Bruchfestigkeit und Schallgeschwindigkeit bei gefrorenen Erdschichten im Hinblick auf den Gefrierschachtbau. 127

D. v. Creytz: Die Gezeiten- und Luftdruckwirkung im überfluteten Reichenbergsschacht. 140

K. Strobach: Entstehung und Charakter der Mikroseismik als Resultatschwingung zahlreicher seismischer Oszillatoren. 192

Crustal Structure in Western Germany. 209

K. Bose: A Wave Theory for the Generation of *T*-Waves. 235

W. G. Mayer: Neuberechnung der Blutschen Ergebnisse für Reflexion und Brechung elastischer Wellen an Unstetigkeitsflächen. 275

K. Bose: The vertical component of *L_g* and *R_g*. 294

II. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde

H. Stiller u. F. Frölich: Studies on Rock Forming Magnetic Minerals. 13

J. T. Weaver: On the Separation of Local Geomagnetic Fields. 29

G. Angenheister: Kolloquium zum Thema: Gesteinsmagnetismus. 37

H. Soffel: Die Sichtbarmachung von Grenzen Weißfischer Bezirke von polykristallinem Magnetit mit der Methode der Bitterschen Streifen. 45

A. Hahn: Methode zur Interpretation magnetischer Flächenvermessungen durch Berechnung des Oberflächenreliefs einer magnetisierten Schicht. 154

A. Angenheister u. J. Pohl: The Remanent Magnetization of the Suevite from the Ries Area (Southern Germany). 258

W. Hellenthal: Magnetische Eigenschaften ferromagnetischer Granulate. 282

D. S. Parasnis: The electric potential and apparent resistivity due to a pair of long line electrodes in the presence of a vertical outcropping vein. 261

III. Physik der Atmosphäre

H. Hänsel: Einige kritische Bemerkungen zu den Terellaexperimenten von Block. 182

IV. Angewandte Geophysik

H. J. Liebscher: Deutungsversuche für die Struktur der tieferen Erdkruste nach reflexionsseismischen und gravimetrischen Messungen im deutschen Alpenvorland (Teil I). 51

S. Plaumann: Schweremessungen auf dem zugefrorenen Steinhuder Meer. 97

H. J. Liebscher: Deutungsversuche für die Struktur der tieferen Erdkruste nach reflexionsseismischen und gravimetrischen Messungen im deutschen Alpenvorland (Teil II). 115

C. Prodehl: Auswertung von Refraktionsbeobachtungen im bayerischen Alpenvorland (Steinbruchsprengungen bei Eschenlohe 1958–1961) im Hinblick auf die Tiefenlage des Grundgebirges. 161

K. Strobach: Kolloquium der Deutschen Forschungsgemeinschaft zum Schwerpunktprogramm: Geophysikalische Erforschung des tieferen Untergrundes Mitteleuropas. 249

V. Instrumentelles

P. Hédevári: On the Geophysical Interpretation of the Seismical Great-circle of the Earth. 1

A. Kunkis u. *G. Ries*: Anlage zur Messung und Registrierung der luftelektrischen Elemente mit automatischer Stundenmittelauswertung. 5

H. Dolezalek: Der radioaktive Kollektor bei luftelektrischen Sondierungen. 43

H. Friedemann: Von neuen Erfindungen: Magnetometer zur Messung der Inhomogenitäten des magnetischen Erdfeldes. 105

H. Israël: Zur Verwendung des radioaktiven Kollektors in der luftelektrischen Meßtechnik. 152

H. Mälzer: Eine Tintenregistrierung für Seismographen. 245

S. Stiller: Freiluftisolator für luftelektrische Messungen. 301

VI. Sonstiges

W. Hiller: In Memoriam Ernst Tams. 49

Verzeichnis der geophysikalischen Vorlesungen an den deutschsprachigen Universitäten und Hochschulen. 106

W. Dieminger: In Memoriam Julius Bartels. 113

Verzeichnis der geophysikalischen Vorlesungen an den deutschsprachigen Universitäten und Hochschulen. 254

Nachtrag zum Verzeichnis der geophysikalischen Vorlesungen an den deutschsprachigen Universitäten und Hochschulen. 307

VII. Buchbesprechungen

F. Gerecke: Seismische Registrierungen in Jena, 1. Jan. 1959 bis 31. Dez. 1959 (G. Schneider). 48

F. Gerecke u. *D. Güth*: Seismische Registrierungen der Nebenstationen von Jena: Potsdam, Halle, Plauen und Sonneberg 1958. (G. Schneider) 48

D. S. Parasnis: Principles of Applied Geophysics. (O. Rosenbach) 48

O. Meisser: I. Internationale Symposium über rezente Erdkrustenbewegungen (21.–26. Mai 1962 in Leipzig). (G. Schneider) 111

E. Rössler u. *H. Zehle*: Feststellung Ortung und Verfolgung radioaktiver Wolken und deren Einfluß auf die Funkortung II. (H. Kohl) 112

C. de Witt, *J. Hieblot* and *A. Lebeau*: Geophysics: The Earth's Environment. (G. Hartmann) 155

J. J. von Littrow: Die Wunder des Himmels. (H. Schwentek) 155

W. Gerlach: Die Sprache der Physik. (H. Schwentek) 156

E. Hardtwig: Theorien zur mikroseismischen Bodenunruhe. (K. Strobach) 157

John S. Steinhart u. *Robert P. Meyer*: Explosion studies of continental structure. (R. Gutdeutsch) 158

B. A. Tkhostov: Initial Rock Pressures in Oil and Gas Deposits. (H. J. Dürbaum) 260

J. A. Jacobs: The Earth's Core and Geomagnetism. (J. Meyer) 307

The electric potential and apparent resistivity due to a pair of long line electrodes in the presence of a vertical outcropping vein

By D. S. PARASNIS, Boliden¹⁾

Zusammenfassung: Das elektrische Potential und der scheinbare Widerstand zweier paralleler, unendlich langer Stromelektroden in Gegenwart eines gangartig auftretenden Gesteinskörpers können aus der Lösung der LAPLACESchen Gleichung unter zweckmäßigen Grenzbedingungen erhalten werden. Dabei wird angenommen, daß der Gesteinskörper beliebig mächtig ist, vertikale Lagerung aufweist, am Tage ansteht und einen Widerstand besitzt, der sich von den Widerständen der umgebenden Gesteinseinheiten unterscheidet. Der Schlüssel des Problemes liegt in der Tatsache, daß sich das normale logarithmische Potential als Unterschied zweier unendlicher Integrale mit den Faktoren $\exp(\lambda x)$ und $\exp(-\lambda x)$ ausdrücken läßt. Die Ausdrücke für die Potentiale und scheinbaren Widerstände können im allgemeinen Falle nur mittels numerischer Integration ausgewertet werden. Ist der Gesteinskörper ein viel besserer Leiter als die beiden umgebenden Gesteinseinheiten, so kann man dagegen einen sehr einfachen Ausdruck für den scheinbaren Widerstand des Untergrundes erhalten, wenn man einen HERMITESchen Limitsatz in der Theorie der RIEMANNSchen Zeta-Funktion verwendet.

Wenn die Mächtigkeit des Gesteinskörpers zum Grenzwert 0 strebt, so erhält man den Spezialfall, daß zwei Gesteinseinheiten mit verschiedenen Widerständen längs einer ebenen, vertikalen Fläche aneinander grenzen. In diesem Falle erlangen die Potentiale und die scheinbaren Widerstände immer äußerst einfache Ausdrücke, die aus dem Spiegelbildverfahren hergeleitet werden können.

Der Aufsatz enthält für einige typische Fälle Diagramme über die scheinbaren Widerstände.

Summary: The electric potential and the apparent resistivity due to a pair of infinitely long line electrodes in the presence of a vertical outcropping vein of arbitrary thickness are found from the solution of LAPLACE's equation with appropriate boundary conditions. The key to the problem lies in the fact that the normal logarithmic potential can be expressed as the difference between two infinite integrals containing the factors $\exp(\lambda x)$ and $\exp(-\lambda x)$. The expressions for the potentials and the apparent resistivities cannot be evaluated in the general case except by numerical integration. However, if the vein is a much better conductor than the rock formations on either side, very simple expressions can be obtained for the apparent resistivity, if a limit-result in the theory of RIEMANN's zeta-function, due to HERMITE, is used.

If the thickness of the vein is zero we get the special case of two extensive rock formations of different resistivity in contact with each other along a plane, vertical boundary. In this case the potentials and the apparent resistivities assume extremely simple forms which can also be deduced by the method of images.

The paper contains several apparent resistivity diagrams for typical cases.

¹⁾ Department of Geophysical Research, Boliden Mining Company, Boliden (Sweden).

1. Introduction

Expressions for the electric potential of a point electrode in the presence of a vertical, outcropping vein and for the associated apparent resistivity have been derived by HEDSTRÖM (1932) and LOGN (1954). The corresponding problem for an infinitely long line electrode has not, it seems, been handled so far. The reason is probably that a line electrode is dismissed as impractical to use except in very special cases.

There are, in Sweden, many areas where the geological conditions can be approximated as "two-dimensional" over very large distances, where the terrain is flat or has gentle relief and where, moreover, the relatively thin overburden (moraine or marsh) may be considered to be electrically homogeneous. The use of linear current electrodes parallel to the strike offers certain operational and interpretational advantages in such areas and many resistivity mapping surveys of this type have been carried out in recent years by the Boliden Mining Company in ore prospecting campaigns.

Several theoretical problems have been handled by the author in studying the apparent resistivity function when the current is supplied by two very long, parallel electrodes. The following one deals with a vein cutting the country rock. A special case of it is the plane vertical contact when the thickness of the vein is zero.

2. The problem and the method of attack

The geometry of the two dimensional configuration considered here is shown in fig. 1. The origin of the coordinates is the point midway between the two infinitely long electrodes, the negative one at the left and the positive one on the right. The earth's surface is assumed to be flat. The positive x -axis points towards the right and the positive z -axis downwards.

The vein of resistivity ρ_2 is embedded between two rock formations of resistivities ρ_1 and ρ_3 and its contacts with them have x -coordinates u and v respectively. No restriction is placed on the thickness of the vein, except that $-L \leq u \leq v \leq L$.

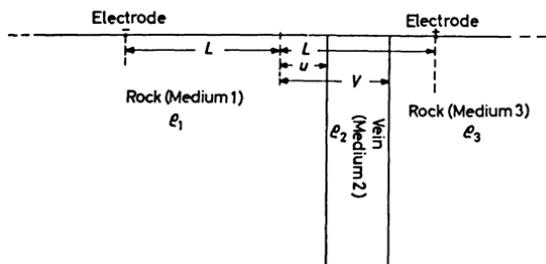


Fig. 1: An outcropping vein between two infinitely long current electrodes.

The problem is to solve LAPLACE's equation in two dimensions

$$\frac{\partial^2 V_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_i}{\partial z^2} = 0,$$

where V_i is the electric potential in the medium i ($i = 1, 2, 3$), with the following boundary conditions:

$$V_i \text{ is finite everywhere (except at the electrodes).} \quad (1)$$

For all z :

$$V_1 = V_2 \quad \text{at} \quad x = u \quad (2)$$

$$\frac{1}{\rho_1} \frac{\partial V_1}{\partial x} = \frac{1}{\rho_2} \frac{\partial V_2}{\partial x} \quad \text{at} \quad x = u \quad (3)$$

$$V_1 = V_3 \quad \text{at} \quad x = v \quad (4)$$

$$\frac{1}{\rho_2} \frac{\partial V_2}{\partial x} = \frac{1}{\rho_3} \frac{\partial V_3}{\partial x} \quad \text{at} \quad x = v \quad (5)$$

together with the conditions that the normal potentials in media 1 and 3 are to be

$$\frac{I\rho_1}{\pi} \ln \frac{\{(L+x)^2 + z^2\}^{\frac{1}{2}}}{\{(L-x)^2 + z^2\}^{\frac{1}{2}}} \quad \text{and} \quad \frac{I\rho_3}{\pi} \ln \frac{\{(L+x)^2 + z^2\}^{\frac{1}{2}}}{\{(L-x)^2 + z^2\}^{\frac{1}{2}}} \quad (6)$$

respectively. The normal potentials tend to zero as x (or z) tends to $-\infty$ and $+\infty$.

The method of images can, of course, be used to obtain the solution but it is tedious and, moreover, is not convenient for generalizing the problem to any number of veins with arbitrary resistivities and thicknesses. We shall therefore use the usual method of separating the variables in LAPLACE's equation. The generalized problem will not, however, be dealt with here.

3. The solution for the potentials

The most general solution of the two-dimensional LAPLACE equation in rectangular coordinates is

$$\int_0^\infty \{A(\lambda) e^{-\lambda x} + B(\lambda) e^{\lambda x}\} \{C \cos \lambda z + D \sin \lambda z\} d\lambda.$$

The term in $\sin \lambda z$ must be excluded in the problem at hand for reasons of symmetry.

The total potential in each of the media 1 and 3 is the sum of the appropriate normal potential and a disturbing potential due to the presence of the vein. The disturbing potential in medium 1 cannot involve $\exp(-\lambda x)$ and that in medium 3 cannot involve $\exp(\lambda x)$ as these terms would make the total potential infinite at a point where there is no electrode, thus contradicting (1). The potential in V_2 contains $\exp(\lambda x)$ as well as $\exp(-\lambda x)$.

A result in elementary calculus (see appendix) enables us to express the logarithmic normal potentials (6) as infinite integrals with respect to the parameter λ . Using this result the total potentials in the various media become:

$$V_1 = \int_0^\infty -\frac{I\varrho_1 e^{-\lambda|L+x|} - e^{-\lambda|L-x|}}{\pi \lambda} \cos \lambda z d\lambda + \int_0^\infty A_1 e^{\lambda x} \cos \lambda z d\lambda \quad (-\infty < x \leq u)$$

$$V_2 = \int_0^\infty (A_2 e^{-\lambda x} + B_2 e^{\lambda x}) \cos \lambda z d\lambda \quad (u \leq x \leq v)$$

$$V_3 = \int_0^\infty -\frac{I\varrho_3 e^{-\lambda|L+x|} - e^{-\lambda|L-x|}}{\pi \lambda} \cos \lambda z d\lambda + \int_0^\infty A_3 e^{-\lambda x} \cos \lambda z d\lambda \quad (v \leq x \leq \infty)$$

where A_1 , A_2 , B_2 and A_3 are functions of λ to be determined.

From the boundary conditions (2)–(5) we now obtain, by the usual reasoning which implies the use of FOURIER'S integral theorem, equations (7)–(10) below. The differentiation under the integral sign leading to (8) and (10) is justified since the resulting integrals are uniformly convergent.

$$-\frac{I\varrho_1 e^{-\lambda L}}{\pi \lambda} (e^{-\lambda u} - e^{\lambda u}) + A_1 e^{\lambda u} = A_2 e^{-\lambda u} + B_2 e^{\lambda u} \quad (7)$$

$$\frac{I e^{-\lambda L}}{\pi \lambda} (e^{-\lambda u} + e^{\lambda u}) + \frac{A_1}{\varrho_1} e^{\lambda u} = \frac{1}{\varrho_2} (-A_2 e^{-\lambda u} + B_2 e^{\lambda u}) \quad (8)$$

$$A_2 e^{-\lambda v} + B_2 e^{\lambda v} = -\frac{I\varrho_3 e^{-\lambda L}}{\pi \lambda} (e^{-\lambda v} - e^{\lambda v}) + A_3 e^{-\lambda v} \quad (9)$$

$$\frac{1}{\varrho_2} (-A_2 e^{-\lambda v} + B_2 e^{\lambda v}) = \frac{I e^{-\lambda L}}{\pi \lambda} (e^{-\lambda v} + e^{\lambda v}) - \frac{A_3}{\varrho_3} e^{-\lambda v} \quad (10)$$

This is a system of four linear simultaneous equations in the four unknowns A_1 , A_2 , B_2 , A_3 and can be readily solved. It is unnecessary to present the details since the procedure is merely as follows.

Multiply (8) by ϱ_1 and subtract from (7) which eliminates A_1 and leaves an equation in A_2 and B_2 . Similarly multiply (10) by ϱ_3 and add to (9) which yields another equation in A_2 and B_2 . Putting

$$\beta = \frac{\varrho_2 - \varrho_1}{\varrho_2 + \varrho_1} \quad \text{and} \quad \gamma = \frac{\varrho_2 - \varrho_3}{\varrho_2 + \varrho_3} \quad (11)$$

for the resistivity contrasts, the equations in A_2 and B_2 are

$$A_2 + \beta e^{2\lambda u} B_2 = -\frac{I}{\pi} \frac{e^{-\lambda L}}{\lambda} \varrho_2 (1 - \beta) \quad (12)$$

$$\gamma e^{-2\lambda v} A_2 + B_2 = \frac{I}{\pi} \frac{e^{-\lambda L}}{\lambda} \varrho_2 (1 - \gamma) \quad (13)$$

Solving these we get

$$A_2 = -\frac{I \varrho_2 e^{-\lambda L} (1 - \beta) + \beta (1 - \gamma) e^{2\lambda u}}{\pi \lambda \frac{1 - \beta \gamma e^{-2\lambda(v-u)}}{1 - \beta \gamma e^{-2\lambda t}}} \quad (14)$$

$$B_2 = +\frac{I \varrho_2 e^{-\lambda L} (1 - \gamma) + \gamma (1 - \beta) e^{-2\lambda v}}{\pi \lambda \frac{1 - \beta \gamma e^{-2\lambda(v-u)}}{1 - \beta \gamma e^{-2\lambda t}}} \quad (15)$$

Insert the values of A_2 and B_2 in (7) and (9) to obtain A_1 and A_3 . The algebra becomes somewhat easier if we observe that the left hand side of (12), for instance, can be written as

$$\beta (A_2 + e^{2\lambda u} B_2) + (1 - \beta) A_2$$

Taking cognizance of the relations

$$\varrho_2 (1 - \beta) = \varrho_1 (1 + \beta) \quad \text{and} \quad \varrho_2 (1 - \gamma) = \varrho_3 (1 + \gamma)$$

which immediately follow from the defining equations (11) we find finally,

$$A_1 = -\frac{I \varrho_1 e^{-\lambda L}}{\pi \lambda} \left\{ \frac{\beta (e^{-2\lambda u} - 1) - \gamma (e^{-2\lambda v} - 1) - \beta \gamma (e^{-2\lambda t} - 1)}{1 - \beta \gamma e^{-2\lambda t}} \right\} \quad (16)$$

$$A_3 = +\frac{I \varrho_3 e^{-\lambda L}}{\pi \lambda} \left\{ \frac{\gamma (e^{2\lambda v} - 1) - \beta (e^{2\lambda u} - 1) - \beta \gamma (e^{-2\lambda t} - 1)}{1 - \beta \gamma e^{-2\lambda t}} \right\} \quad (17)$$

where $t = v - u$ is the thickness of the vein.

Note that A_3 can be obtained from A_1 by replacing β by γ , γ by β , u by $-v$, v by $-u$ and $I \varrho_1$ by $-I \varrho_3$, which is also evident from the symmetry of the problem.

Insertion of the functions given by (14)–(17) in the expressions for V_1 , V_2 , V_3 completes the formal solution of the problem. The resulting integrals involving A_1 , A_2 , B_2 and A_3 cannot be simplified further so that numerical integration must be resorted to if we wish to obtain the potentials in an actual case.

4. Apparent resistivity

The usual procedure in resistivity prospecting is to measure the difference of potentials between two probes, when these are moved on the surface, rather than the potential itself at any point with respect to a fixed point. In the Boliden Mining Com-

pany's field work with linear current electrodes, the mutual distance between the probes is small compared with the distance of either probe from the nearest current electrode. The measurements therefore are, in effect, those of $(dV/dx) z = 0$. This procedure bears an obvious resemblance to the normal SCHLUMBERGER sounding procedure.

For a pair of infinitely long current electrodes the apparent resistivity function is defined by

$$\rho_a = \frac{\pi}{I} \frac{L^2 - x^2}{2L} \left(\frac{dV}{dx} \right)_{z=0} \tag{18}$$

It is immediately verified that for a homogenous medium equation (18) yields $\rho_a = \rho$ where ρ is the true resistivity.

The expressions for the apparent resistivities in the media 1, 2, 3 obtained by substituting for dV_1/dx , dV_2/dx and dV_3/dx in (18) must again be evaluated by numerical integration. These computations are in progress and it is hoped to publish a catalogue of the ρ_a -values for various combinations of u, v, β and γ .

The general trend of the apparent resistivity function can, however, be envisaged from its values for the special case $\beta = \gamma = -1$ which implies a perfectly conducting vein between two rock formations.

Putting $\beta = \gamma = -1$ in (16) we get

$$A_1 = -\frac{I\rho_1}{\pi} \frac{e^{-\lambda L}}{\lambda} \left\{ \frac{-e^{-2\lambda u}}{1 - e^{-2\lambda t}} + \frac{e^{-2\lambda v}}{1 - e^{-2\lambda t}} + 1 \right\} \tag{19}$$

Now,

$$\left(\frac{dV_1}{dx} \right)_{z=0} = \frac{I\rho_1}{\pi} \frac{2L}{L^2 - x^2} + \int_0^\infty \lambda A_1 e^{\lambda x} d\lambda$$

Substituting for A_1 from (19) and using (18) we find

$$\rho_{a1} = \rho_1 \left[1 - \frac{L^2 - x^2}{2L} \int_0^\infty \left\{ e^{-\lambda(L-x)} + \frac{-e^{-\lambda a} + e^{-\lambda b}}{1 - e^{-2\lambda t}} \right\} d\lambda \right] \tag{20}$$

where we have put $a = (L + 2u - x)$ and $b = (L + 2v - x)$.

The first term of the integral in (20) integrates to $1/(L-x)$. To integrate the second term put $2\lambda t = \mu$ and we have for the integral

$$\frac{1}{2t} \int_0^\infty \left[\frac{-e^{-(a/2t)\mu}}{1 - e^{-\mu}} + \frac{e^{-(b/2t)\mu}}{1 - e^{-\mu}} \right] d\mu \tag{21}$$

$$= Lt \left[-\zeta(s, a/2t) + \zeta(s, b/2t) \right]_{s \rightarrow 1} \tag{22}$$

where ζ is the generalized zeta function of RIEMANN.

Using a result due to HERMITE (see, for example, WHITTAKER and WATSON, 1962, p. 271),

$$Lt \left\{ \zeta(s, a) - \frac{1}{s-1} \right\} = -\frac{\Gamma'(a)}{\Gamma(a)} \quad (23)$$

the expression (22) becomes

$$\frac{1}{2t} \left\{ \frac{\Gamma'(a/2t)}{\Gamma(a/2t)} - \frac{\Gamma'(b/2t)}{\Gamma(b/2t)} \right\} \quad (24)$$

The arguments of the gamma functions in (24) are

$$\frac{L+2u-x}{2t} \quad \text{and} \quad \frac{L+2v-x}{2t}$$

If all the lengths are expressed in units of L (half the current electrode separation) these arguments become

$$U = 1 + \frac{1+2(u_L-t_L)-x_L}{2t_L} \quad \text{and} \quad V = 1 + \frac{1+2(v_L-t_L)-x_L}{2t_L}$$

where $u_L = u/L$ etc.

Substituting (24) in (20) we then have

$$\begin{aligned} \rho_{a1}/\rho_1 &= 1 - \frac{L+x}{2L} \left[1 + \frac{L-x}{2t} \{ \Psi(U) - \Psi(V) \} \right] \\ &= 1 - \frac{1}{2} (1+x_L) \left[1 + \frac{1-x_L}{2t_L} \{ \Psi(U) - \Psi(V) \} \right] \end{aligned} \quad (25)$$

where $\Psi(z)$ is the standard abbreviation for $\Gamma'(1+z)/\Gamma(1+z)$.

If we now observe that $U = V - 1$, then equation (25) can be further reduced by using the relation

$$\Psi(z) = \Psi(z-1) + \frac{1}{z}$$

which follows from the definition of Ψ and from the fact that

$$\ln \Gamma(1+z) = \ln \Gamma(z) + \ln z$$

We get the very simple equation,

$$\rho_{a1}/\rho_1 = 1 - \frac{(1+x_L)u_L}{1+2u_L-x_L} \quad (26)$$

and, in a similar manner,

$$\rho_{a3}/\rho_1 = (\rho_3/\rho_1) \left\{ 1 + \frac{(1-x_L)v_L}{1-2v_L+x_L} \right\} \quad (27)$$

Thus, when the vein is perfectly conducting the apparent resistivities in media 1 and 3 depend only on the position of the vein-rock contact nearest to the electrode in the respective medium. The position of the contact on the far side has no effect on the apparent resistivity.

It is also interesting to note that, while the potentials V_1 and V_3 (section 2) tend, as x tends to $-\infty$ or $+\infty$, to the normal potentials (6), the functions ρ_{a1} and ρ_{a3} , which are, in effect, surface potential gradients *do not* tend to ρ_1 and ρ_3 but to $(1 + u_L)\rho_1$ and $(1 - v_L)\rho_3$ respectively.

Fig. 2a–2c illustrate the apparent resistivities for three typical cases:

$$(a) \quad u_L = \frac{1}{4}, \quad v_L = \frac{3}{4}, \quad t_L = \frac{1}{2}$$

$$(b) \quad u_L = -\frac{1}{4}, \quad v_L = \frac{3}{4}, \quad t_L = 1 \quad \text{and}$$

$$(c) \quad u_L = 0, \quad v_L = \frac{3}{4}, \quad t_L = \frac{3}{4}$$

It is assumed for the sake of convenience that $\rho_3 = \rho_1$ but this does not imply any loss of generality, since for other values of ρ_3 the ordinates of the curve in medium 3 are simply to be multiplied by ρ_3/ρ_1 .

In case (c) the left-hand contact is exactly at the midpoint of the electrode line and the apparent resistivity in medium 1 is equal to its true resistivity. In this position of the contact, resistivity measurements in medium 1 alone will give no indication whatever of the existence of the perfectly conducting vein!

5. Vein outside the current electrodes (fig. 3)

The formal analysis for this case is similar to that in section 3. It is only necessary to remember that for $u \geq x \geq L$ and, in particular, at the contact $x = u$, the normal potential in medium 1 is to be expressed as

$$\int_0^\infty \frac{I\rho_1}{\pi} \frac{e^{-\lambda(L+x)} - e^{-\lambda(x-L)}}{\lambda} \cos \lambda z d\lambda$$

since $|L - x| = x - L$ in this region (see appendix).

Furthermore, the first term in V_3 drops out because there is no electrode in medium 3 to account for the singularity.

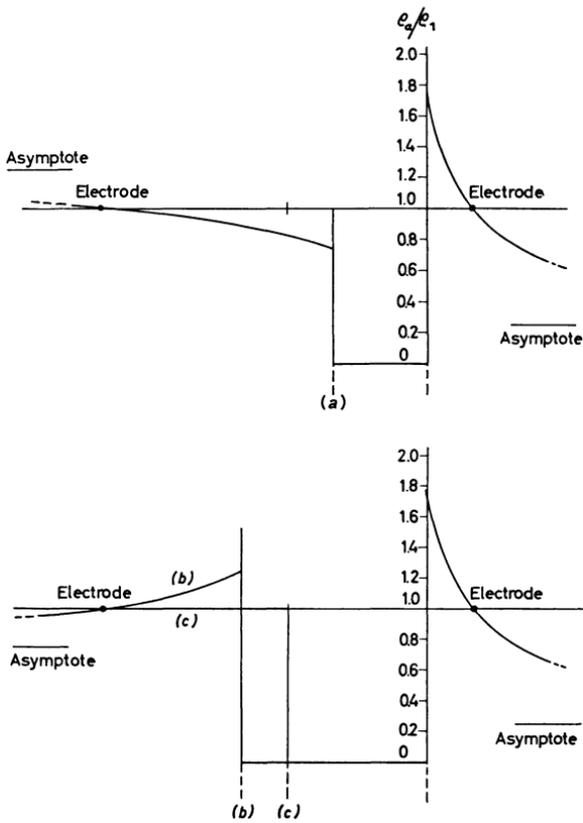


Fig. 2: Apparent resistivity across a perfectly conducting vein between the electrodes.

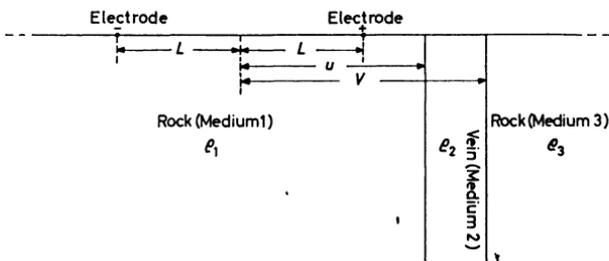


Fig. 3: Vein outside the current electrodes.

With these facts in mind we get for A_1, A_2, B_2, A_3 in this case,

$$A_1 = -\frac{Iq_1}{\pi} \frac{e^{-\lambda L} - e^{+\lambda L}}{\lambda} \frac{\beta e^{-2\lambda u} - \gamma e^{-2\lambda v}}{1 - \beta\gamma e^{-2\lambda t}} \tag{28}$$

$$A_2 = -\frac{Iq_2}{\pi} \frac{e^{-\lambda L} - e^{+\lambda L}}{\lambda} \frac{1 - \beta}{1 - \beta\gamma e^{-2\lambda t}} \tag{29}$$

$$B_2 = +\frac{Iq_2}{\pi} \frac{e^{-\lambda L} - e^{+\lambda L}}{\lambda} \frac{(1 - \beta) e^{-2\lambda v}}{1 - \beta\gamma e^{-2\lambda t}} \tag{30}$$

$$A_3 = -\frac{Iq_3}{\pi} \frac{e^{-\lambda L} - e^{+\lambda L}}{\lambda} \frac{(1 - \beta)(1 + \gamma)}{1 - \beta\gamma e^{-2\lambda t}} \tag{31}$$

which completely determine the potentials V_1, V_2 and V_3 .

Neither the potentials nor the apparent resistivity functions can be evaluated in the general case except by numerical integration.

However, for $\beta = \gamma = -1$ the apparent resistivities assume extremely simple forms. In particular, it is obvious from (29)–(31), that q_{a2} and $q_{a3} = 0$. By an analysis which differs but little from that in the previous section we find

$$q_{a1}/q_1 = 1 - \frac{1 - x_L^2}{(2u_L - x_L - 1)(2u_L - x_L + 1)} \tag{32}$$

which shows that the apparent resistivity in this case depends only on the position of the nearer contact and not on the thickness of the vein. Furthermore it is independent of the resistivity of medium (3). The last result is understandable because a perfectly conducting vein will screen the medium on the other side of the vein.

6. A plane, vertical contact between the electrodes

This case is obtained when the thickness t of the vein is zero, that is, when $u = v$, giving for (16) and (17)

$$A_1 = -\frac{Iq_1}{\pi} \frac{e^{-\lambda L}}{\lambda} \frac{\beta - \gamma}{1 - \beta\gamma} (e^{-2\lambda u} - 1) \tag{33}$$

$$A_3 = -\frac{Iq_3}{\pi} \frac{e^{-\lambda L}}{\lambda} \frac{\beta - \gamma}{1 - \beta\gamma} (e^{2\lambda u} - 1) \tag{34}$$

From (11) it follows that

$$\frac{\beta - \gamma}{1 - \beta\gamma} = \frac{\varrho_3 - \varrho_1}{\varrho_3 + \varrho_1} = \alpha, \quad \text{say.}$$

Hence the potentials in media 1 and 3 become

$$V_1 = -\frac{I\varrho_1}{\pi} \left[\int_0^\infty \frac{e^{-\lambda|L+x|} - e^{-\lambda|L-x|}}{\lambda} \cos \lambda z d\lambda \right. \\ \left. + \alpha \int_0^\infty \frac{e^{-\lambda(L-x+2u)} - e^{-\lambda(L-x)}}{\lambda} \cos \lambda z d\lambda \right] \quad (-\infty < x \leq u) \quad (35)$$

$$V_3 = -\frac{I\varrho_3}{\pi} \left[\int_0^\infty \frac{e^{-\lambda(L+x)} - e^{-\lambda|L-x|}}{\lambda} \cos \lambda z d\lambda \right. \\ \left. + \alpha \int_0^\infty \frac{e^{-\lambda(L+x+2u)} - e^{-\lambda(L+x)}}{\lambda} \cos \lambda z d\lambda \right] \quad (u \leq x < \infty) \quad (36)$$

Since the coefficients of $-\lambda$ in the powers of e in the second terms of (35) and (36) are always positive for the ranges of x indicated, V_1 and V_3 can be converted into logarithmic expressions by the result quoted in the appendix.

In particular, the surface potentials ($z = 0$) then become

$$V_1 = \frac{I\varrho_1}{\pi} \left\{ \ln \frac{|L+x|}{L-x} - \alpha \ln \frac{L-x}{L-x+2u} \right\} \quad (37)$$

$$V_3 = \frac{I\varrho_3}{\pi} \left\{ \ln \frac{L+x}{|L-x|} - \alpha \ln \frac{L+x}{L+x+2u} \right\}, \quad (38)$$

results which are almost too obvious from electrical images.

For the apparent resistivity across a plane vertical contact we get from (32), (33) and (18)

$$\varrho_{a1}/\varrho_1 = \left\{ 1 + \alpha \frac{(1+x_L)u_L}{1-x_L+2u_L} \right\} \quad (-\infty < x_L \leq u_L) \quad (39)$$

$$\varrho_{a3}/\varrho_1 = (\varrho_3/\varrho_1) \left\{ 1 + \alpha \frac{(1-x_L)u_L}{1+x_L-2u_L} \right\} \\ = \frac{1+\alpha}{1-\alpha} \left\{ 1 + \alpha \frac{(1-x_L)u_L}{1+x_L-2u_L} \right\} \quad (u_L \leq x_L < \infty) \quad (40)$$

A reasonably complete set of curves for all values of the resistivity contrasts ($\alpha = -1$ to $+1$) is given in fig. 4 (see pag. 272) for the typical case $u_L = \frac{1}{2}$.

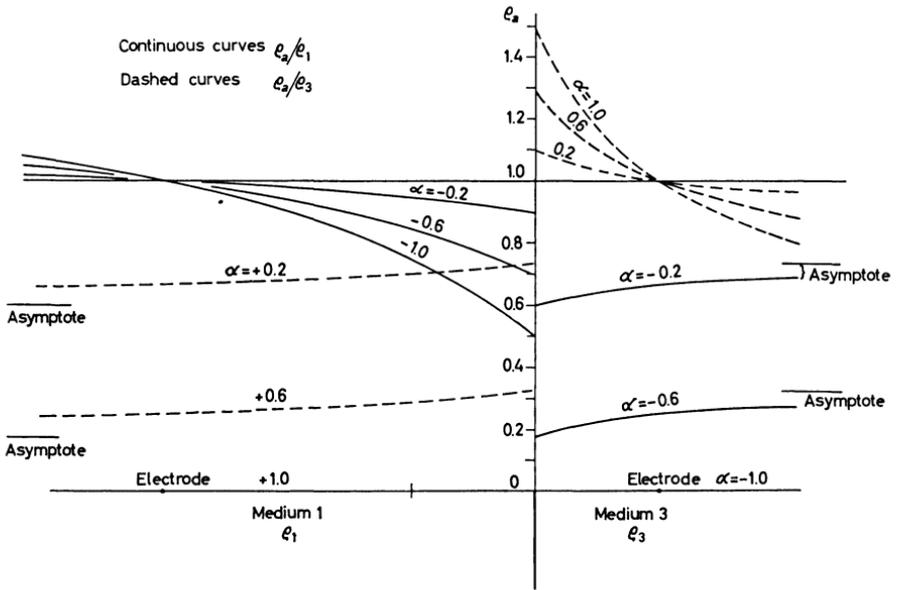


Fig. 4: Apparent resistivity across a plane contact between the current electrodes ($u_L = \frac{1}{2}$).

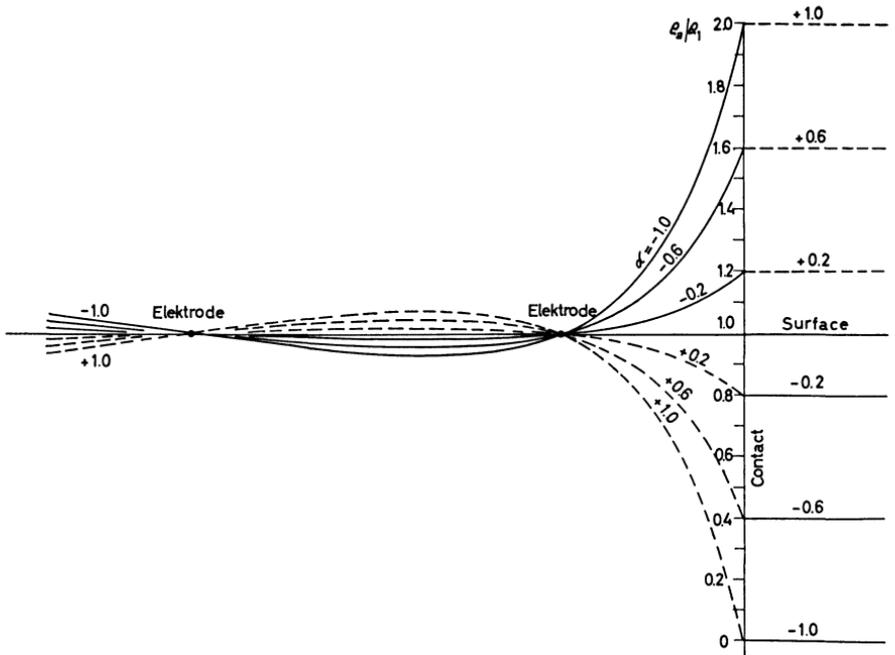


Fig. 5: Apparent resistivity across a plane contact outside the current electrodes ($u_L = 2$).

7. Plane, vertical contact outside the electrodes

On putting $u = v$ in (28) and (31) we get

$$V_1 = -\frac{IQ_1}{\pi} \left[\int_0^\infty \frac{e^{-\lambda|L+x|} - e^{-\lambda|L-x|}}{\lambda} \cos \lambda z d\lambda \right. \\ \left. + \alpha \int_0^\infty \frac{e^{-\lambda(2u-x+L)} - e^{-\lambda(2u-x-L)}}{\lambda} \cos \lambda z d\lambda \right] \quad (41)$$

and

$$V_3 = -\frac{IQ_3}{\pi} (1-\alpha) \int_0^\infty \frac{e^{-\lambda(L+x)} - e^{-\lambda(x-L)}}{\lambda} \cos \lambda z d\lambda. \quad (42)$$

Converting (41) and (42) into logarithmic expressions, which is justifiable since $2u - x + L$ and $2u - x - L > 0$ in medium 1 and $x > L$ in medium 3, the surface potentials are

$$V_1 = \frac{IQ_1}{\pi} \left(\ln \frac{|L+x|}{|L-x|} + \alpha \ln \frac{2u-x+L}{2u-x-L} \right) \quad (43)$$

$$V_3 = \frac{IQ_3}{\pi} (1-\alpha) \ln \frac{x+L}{x-L} \quad (44)$$

These equations are very easily derived by the method of images also. The apparent resistivities become

$$\rho_{a1}/\rho_1 = 1 + \alpha \frac{1-x_L^2}{(2u_L-x_L-1)(2u_L-x_L+1)} \quad (45)$$

$$\rho_{a3}/\rho_3 = (\rho_3/\rho_1)(1-\alpha) = 1 + \alpha. \quad (46)$$

A complete set of curves for the case $u_L = 2$ is given in fig. 5.

References

HEDSTRÖM, H.: Min. Mag., April 1962.

LOGN, Ö.: Geophysics, vol. 19 (1954).

WHITTAKER, E. T., and G. N. WATSON: A Course of Modern Analysis, 4th Edition, 1962 (Cambridge).

Appendix

The evaluation of the following integral I is well known. It is reproduced here merely for the sake of convenience.

$$I = \int_0^{\infty} \frac{e^{-\lambda a} - e^{-\lambda b}}{\lambda} \cos c\lambda d\lambda.$$

Write the first factor of the integrand as

$$\int_a^b \exp(-t\lambda) dt$$

Then interchanging the orders of integration with respect to t and λ

$$\begin{aligned} I &= \int_a^b dt \int_0^{\infty} e^{-\lambda t} \cos c\lambda d\lambda \\ &= \int_a^b dt (t^2 + c^2)^{-1} t \end{aligned}$$

provided $t > 0$ implying, $a > 0$, $b > 0$. Hence

$$I = \ln \frac{(b^2 + c^2)^{\frac{1}{2}}}{(a^2 + c^2)^{\frac{1}{2}}}$$

The logarithmic potential *between* two infinitely long electrodes is

$$\frac{Iq}{\pi} \ln \frac{\{(L+x)^2 + z^2\}^{\frac{1}{2}}}{\{(L-x)^2 + z^2\}^{\frac{1}{2}}}$$

that *outside* of the electrodes is

$$\frac{Iq}{\pi} \ln \frac{\{(L+x)^2 + z^2\}^{\frac{1}{2}}}{\{(x-L)^2 + z^2\}^{\frac{1}{2}}}$$

Both expressions are included, by the above, in

$$\int_0^{\infty} \frac{Iq}{\pi} \frac{e^{-\lambda|L+x|} - e^{-\lambda|L-x|}}{\lambda} \cos \lambda z d\lambda$$

In solving the LAPLACE equation in section 3 it must be remembered that, since x is automatically less than L for $0 \leq x \leq u$ and $v \leq x \leq L$, the normal parts of V_1 and V_3 in these regions (and, in particular, near the contacts $x = u$ and $x = v$) must be expressed as

$$\int_0^{\infty} -\frac{Iq}{\pi} \frac{e^{-\lambda L}}{\lambda} (e^{-\lambda x} - e^{\lambda x}) \cos \lambda z d\lambda \quad (q = q_1, q_3)$$

Neuberechnung der BLUTschen Ergebnisse für Reflexion und Brechung elastischer Wellen an Unstetigkeitsflächen

Von W. MAYER, East Lansing¹⁾

Eingegangen 14. Februar 1964

Zusammenfassung: Die von BLUT ermittelten Energieanteile gebrochener und reflektierter elastischer Wellen an Grenzschichten Fels-Eis, Granitschicht-Deckgebirge und Basalt-Granitschicht wurden für einfallende Longitudinalwellen als Funktion des Einfallswinkels neu berechnet. Die Ergebnisse ermöglichen Korrekturen und Verbesserungen einiger der ursprünglichen Kurven.

Summary: The energy partition between refracted and reflected elastic waves computed by BLUT for rock-ice, granite-rock cover, and basalt-granite was recalculated for incident longitudinal waves as a function of angle of incidence. The results were used to correct and improve some of the original curves.

Die von BLUT¹⁾ angegebenen Formeln für die Berechnung der Energieanteile reflektierter und gebrochener Wellen an Grenzschichten zwischen verschiedenen Medien haben in den letzten Jahren sowohl in der Geophysik als auch in der Materialprüfung und im Ultraschall vielfach Anwendung gefunden.

Da die Formeln für die Energieverhältnisse an Grenzflächen zwischen zwei Festkörpern sehr kompliziert sind, kann man über den Verlauf der einzelnen Kurven kaum Aussagen machen, ohne vorher langwierige Rechnungen anzustellen. BLUT hat daher numerische Ergebnisse für Fels-Eis, Deckgebirge-Granitschicht und Basalt-Granitschicht für einfallende Longitudinalwellen als Beispiele für den Kurvenverlauf seinen Arbeiten [1], [2] beigefügt. Zur numerischen Auswertung wurde von ihm eine elektrische Rechenmaschine benutzt. Trotzdem war es bei der Vielzahl der zu berechnenden Werte äußerst schwierig, Rechenfehler zu vermeiden.

Da der longitudinale Anteil der durchgehenden Welle in einer der Abbildungen (BLUT, Abb. 8) eine etwas unerwartete (siehe unten) Senkung vor dem Grenzwinkel dieser Welle aufweist, wurden die Ergebnisse mit Hilfe einer elektronischen Rechenmaschine CDC 3600 für die von BLUT angegebenen Werte von Dichten und Geschwindigkeiten neu berechnet.

Im wesentlichen stimmen die Ergebnisse der Neuberechnung für Fels ins Eis, Granitschicht ins Deckgebirge und Basalt- in die Granitschicht mit den von BLUT an-

¹⁾ Dr. WALTER G. MAYER • Physics Department, Michigan State University, East Lansing, Michigan, USA.

gegebenen Werten überein. Einige Abweichungen zwischen alten und neuen Werten sind in den folgenden Tabellen wiedergegeben. E_{rl} , E_{dl} , E_{dt} und E_{rt} sind die Energieanteile der reflektierten und durchgelassenen longitudinalen und transversalen Wellen. Der Einfallswinkel ist mit e_l bezeichnet.

Die Abweichungen sind jedoch weit größer für die Grenzschichten Eis in Fels und Deckgebirge in die Granitschicht, wie aus Tabelle 2 und 4 und aus Abb. 1 und 2 ersichtlich ist. In den Figuren sind auch einige der Daten nach BLUT zum Vergleich eingetragen.

Obwohl, wie oben bemerkt, ohne Rechnungen keine besonderen Aussagen über den Kurvenverlauf gemacht werden können, stellt es sich jedoch heraus, daß die Energieanteile der durchgelassenen Longitudinalwellen von Medium A nach Medium B und von B nach A einander gleichen, vorausgesetzt, man ändert den Winkelmaßstab, daß der Brechungswinkel der durchgelassenen Longitudinalwelle für den Fall, daß ein Grenzwinkel existiert (Tabelle 2, 4 und 6), dem Einfallswinkel für den umgekehrten Fall, wo kein Grenzwinkel auftritt (Tabellen 1, 3 und 5), entspricht. Vergleicht man aber die von BLUT gegebenen Werte für die jeweiligen E_{dl} in Tabelle 3 und 4, so ist zu erkennen, daß in einem Fall die Werte mit zunehmendem Einfallswinkel innerhalb kleiner Fehlergrenzen abnehmen, während im anderen Fall beachtliche Schwankungen vorkommen, die zu der in Abb. 1 angedeuteten Senkung der durchgelassenen Longitudinalwelle führen.

Die Werte für Abb. 1—3 wurden für Abstände von 2^0 des Einfallswinkel ermittelt. Die von BLUT gewählten Abstände von 10^0 scheinen etwas zu groß zu sein, um den genauen Verlauf der Kurven festzulegen. So hat z. B. die Kurve der durchgelassenen Longitudinalwelle in Abb. 2 keinen Knick (BLUT, Abb. 9), während die Energie der durchgelassenen Transversalwelle beim Grenzwinkel merklich abfällt und dann schnell ansteigt. Aus Abb. 3 ist zu entnehmen, daß E_{rt} kurz vor dem Grenzwinkel den Wert Null hat. In den ursprünglichen Angaben blieb dieser Nullpunkt unberücksichtigt, auch konnte die Steilheit beider Longitudinalwellenkurven kurz vor dem Grenzwinkel in der ursprünglichen Zeichnung (BLUT [2], Abb. 15) nicht festgestellt werden. Diese Abweichungen sind darauf zurückzuführen, daß für die ursprünglichen Kurven nicht genügend Werte des Einfallswinkels in Betracht gezogen wurden.

In Abb. 1 verläuft die Energiekurve der durchgehenden Longitudinalwelle bis etwa 40^0 beinahe horizontal, weist also bei 20^0 keine Senkung auf (BLUT, Abb. 8). Den selben Verlauf erhält man, wenn man die E_{dl} Werte von Tabelle 3 nach der oben angegebenen Maßstabumrechnung verwendet.

Besonders bei Unstetigkeitsflächen, an denen Grenzwinkel auftreten, scheint es daher ratsam, die Berechnung der Energieanteile für möglichst kleine Intervalle des Einfallswinkels vorzunehmen, da sonst der wirkliche Verlauf der Kurven u. U. nicht genau bestimmt werden kann. In dieser Hinsicht vervollständigen die neuermittelten Werte die von BLUT veröffentlichten Daten.

Herrn Professor Dr. E. A. HIEDEMANN sei an dieser Stelle für wertvolle Diskussionen herzlichst gedankt.

Tabelle 1: Granitschicht ins Deckgebirge

el	E_{rl}		E_{at}		E_{at}		E_{rt}	
	BLUT	Verf.	BLUT	Verf.	BLUT	Verf.	BLUT	Verf.
0°	0,0977	0,0901	0,9023	0,9099	0	0	0	0
10°	0,0859	0,0817	0,9029	0,9066	0,0038	0,0037	0,0074	0,0081
20°	0,0600	0,0607	0,9000	0,8969	0,0140	0,0147	0,0260	0,0277
30°	0,0372	0,0369	0,8820	0,8817	0,0333	0,0335	0,0475	0,0479
40°	0,0195	0,0194	0,8626	0,8622	0,0597	0,0601	0,0582	0,0583
50°	0,0126	0,0119	0,8399	0,8396	0,0931	0,0937	0,0544	0,0549
60°	0,0170	0,0163	0,8104	0,8113	0,1305	0,1308	0,0421	0,0416
70°	0,0546	0,0535	0,7604	0,7597	0,1590	0,1606	0,0260	0,0262
80°	0,2320	0,2308	0,6240	0,6042	0,1303	0,1512	0,0137	0,0137
90°	1	1	0	0	0	0	0	0

Tabelle 2: Deckgebirge in die Granitschicht (Abb. 2)

el	E_{rl}		E_{at}		E_{at}		E_{rt}	
	BLUT	Verf.	BLUT	Verf.	BLUT	Verf.	BLUT	Verf.
0°	0,0924	0,0901	0,9076	0,9099	0	0	0	0
10°	0,0822	0,0815	0,8997	0,9004	0,0105	0,0105	0,0076	0,0076
20°	0,0621	0,0625	0,8725	0,8720	0,0426	0,0427	0,0228	0,0228
30°	0,0559	0,0608	0,8183	0,8196	0,1007	0,0982	0,0251	0,0215
36° 23'	0,8178	0,8317	0	0	0,1276	0,1027	0,0546	0,0656
40°	0,5363	0,5359			0,2487	0,2494	0,2150	0,2146
50°	0,3802	0,3922			0,3339	0,3094	0,2859	0,2984
60°	0,4796	0,4876			0,2800	0,2628	0,2404	0,2495
70°	0,6485	0,6485			0,1880	0,1880	0,1635	0,1635
80°	0,8270	0,8317			0,1035	0,0939	0,0695	0,0743
90°	1	1			0	0	0	0

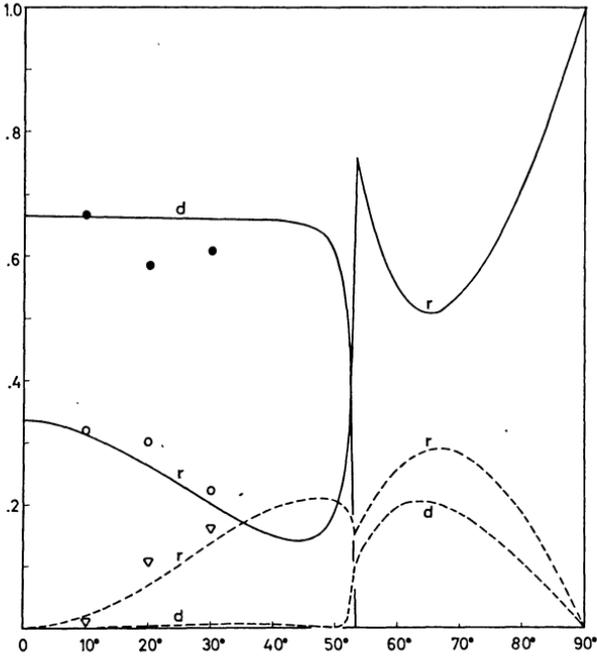


Abb. 1: Energieanteile bei Reflexion und Brechung an Eis-Fels-Grenschicht für einfallende Longitudinalwelle in Eis (Energie = 1,0).

— Longitudinalwelle, - - - - Transversalwelle, *r* reflektiert, *d* durchgehend.

Daten nach BLUT: Kreise, Longitudinalwellen; Dreiecke, Transversalwellen.

Tabelle 3: Fels ins Eis

<i>el</i>	E_{rl}		E_{dt}		E_{dt}		E_{rt}	
	BLUT	Verf.	BLUT	Verf.	BLUT	Verf.	BLUT	Verf.
0°	0,3352	0,3352	0,6648	0,6648	0	0	0	0
10°	0,3358	0,3160	0,6502	0,6643	0,0004	0,0004	0,0136	0,0193
20°	0,2653	0,2650	0,6641	0,6630	0,0018	0,0015	0,0688	0,0705
30°	0,2010	0,1990	0,6561	0,6613	0,0039	0,0033	0,1390	0,1364
40°	0,1411	0,1375	0,6521	0,6597	0,0050	0,0056	0,2018	0,1973
50°	0,0954	0,0953	0,6578	0,6581	0,0083	0,0082	0,2385	0,2384
60°	0,0825	0,0823	0,6525	0,6529	0,0107	0,0107	0,2543	0,2542
70°	0,1283	0,1184	0,6060	0,6260	0,0121	0,0122	0,2536	0,2435
80°	0,2977	0,2971	0,5020	0,5023	0,0103	0,0107	0,1900	0,1900
90°	1	1	0	0	0	0	0	0

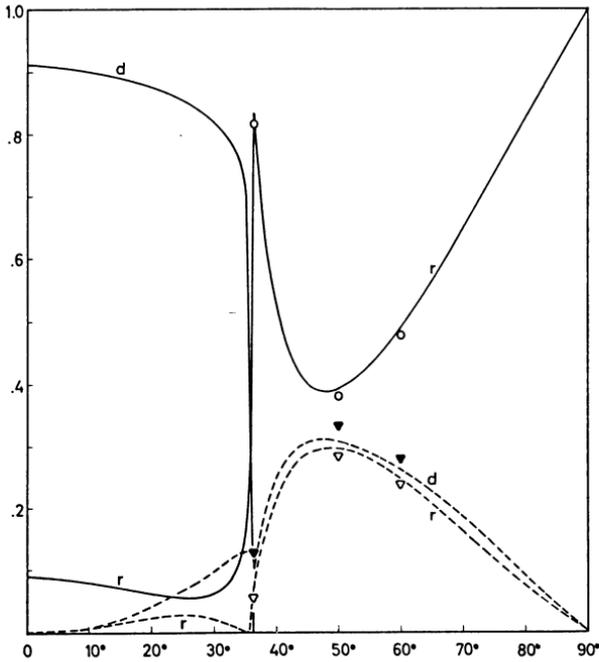


Abb. 2: Wie Abb. 1 für Deckgebirge-Granitschicht, einfallende Longitudinalwelle im Deckgebirge.

Tabelle 4: Eis in Fels (Abb. 1)

el	E_{rl}		E_{al}		E_{at}		E_{rt}	
	BLUT	Verf.	BLUT	Verf.	BLUT	Verf.	BLUT	Verf.
0°	0,3354	0,3352	0,6646	0,6648	0	0	0	0
10°	0,3202	0,3163	0,6663	0,6641	0,0006	0,0007	0,0129	0,0190
20°	0,3037	0,2657	0,5868	0,6621	0,0037	0,0024	0,1058	0,0697
30°	0,2244	0,2006	0,6098	0,6599	0,0066	0,0042	0,1592	0,1353
40°	0,1475	0,1471	0,6569	0,6571	0,0035	0,0036	0,1921	0,1922
50°	0,1906	0,1902	0,6020	0,6035	0,0011	0,0008	0,2063	0,2055
$53^\circ 08'$	0,7547	0,7546	0	0	0,0954	0,0955	0,1499	0,1499
60°	0,5503	0,5501			0,1942	0,1951	0,2555	0,2448
70°	0,5346	0,5349			0,1834	0,1834	0,2820	0,2817
80°	0,7097	0,7097			0,1063	0,1064	0,1840	0,1839
90°	1	1			0	0	0	0

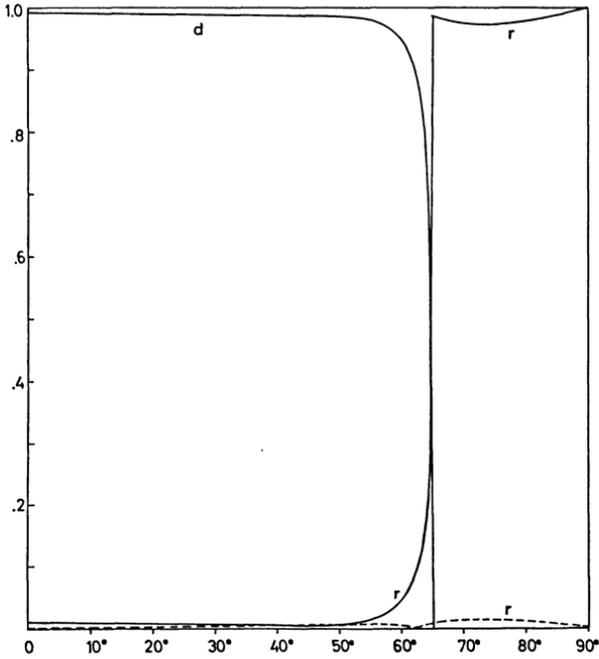


Abb. 3: Wie Abb. 1 für Granitschicht-Basalt,
einfallende Longitudinalwelle in der Granitschicht.

Tabelle 5: Basalt- in die Granitschicht

el	E_{rt}		E_{at}		E_{at}		E_{rt}	
	BLUT	Verf.	BLUT	Verf.	BLUT	Verf.	BLUT	Verf.
0°	0,0082	0,0082	0,9918	0,9918	0	0	0	0
10°	0,0077	0,0076	0,9915	0,9916	0,0002	0,0002	0,0006	0,0006
20°	0,0059	0,0060	0,9905	0,9913	0,0012	0,0007	0,0024	0,0020
30°	0,0048	0,0042	0,9893	0,9907	0,0022	0,0015	0,0037	0,0036
40°	0,0032	0,0029	0,9888	0,9899	0,0036	0,0028	0,0044	0,0044
50°	0,0042	0,0029	0,9875	0,9887	0,0043	0,0044	0,0040	0,0041
60°	0,0061	0,0062	0,9850	0,9848	0,0061	0,0062	0,0028	0,0028
70°	0,0264	0,0267	0,9642	0,9640	0,0080	0,0080	0,0014	0,0014
80°	0,1546	0,1545	0,8367	0,8368	0,0082	0,0083	0,0005	0,0004
90°	1	1	0	0	0	0	0	0

Tabelle 6: Granit- in die Basaltschicht (Abb. 3)

<i>el</i>	<i>E_{rl}</i>		<i>E_{al}</i>		<i>E_{at}</i>		<i>E_{rt}</i>	
	BLUT	Verf.	BLUT	Verf.	BLUT	Verf.	BLUT	Verf.
0°	0,0074	0,0082	0,9926	0,9918	0	0	0	0
10°	0,0074	0,0076	0,9920	0,9916	0,0002	0,0002	0,0004	0,0005
20°	0,0058	0,0060	0,9915	0,9912	0,0008	0,0008	0,0019	0,0020
30°	0,0044	0,0043	0,9904	0,9905	0,0018	0,0018	0,0034	0,0034
40°	0,0035	0,0035	0,9897	0,9894	0,0030	0,0032	0,0038	0,0038
50°	0,0059	0,0059	0,9864	0,9863	0,0051	0,0051	0,0026	0,0027
60°	0,0451	0,0430	0,9428	0,9495	0,0071	0,0072	0,0050	0,0003
65° 12'	0,9860	0,9861	0	0	0,0073	0,0073	0,0067	0,0066
70°	0,9743	0,9749			0,0130	0,0127	0,0127	0,0123
80°	0,9797	0,9792			0,0088	0,0104	0,0115	0,0104
90°	1	1			0	0	0	0

Literatur

[1] BLUT, H.: Z. f. Geophysik **8** (1932).

[2] —: Z. f. Geophysik **8** (1932).

Magnetische Eigenschaften ferromagnetischer Granulate

Von W. HELLENTHAL, Münster¹⁾

Eingegangen am 21. 3. 1964

Zusammenfassung: Experimentelle Ergebnisse des Verfassers aus Untersuchungen an ferromagnetischen dünnen Schichten verschiedener Struktur und daran anschließende theoretische Überlegungen, die auch Granulate mit einer Feld-Wechselwirkung sowie einzelne Teilchen betreffen, sind zusammenfassend dargestellt. Insbesondere die zu Fragen des Gesteinsmagnetismus in Beziehung stehenden Resultate werden diskutiert. Es werden speziell die Probleme der Teilchengrößenabhängigkeit der spontanen Magnetisierung, des magnetischen Verhaltens von Granulaten mit Dipol-Dipol-Wechselwirkung und schließlich, im Zusammenhang mit direkten Beobachtungen von Zeiteffekten bei der Ummagnetisierung, ein Modell für solche Prozesse behandelt.

Summary: Experimental data from the authors work on ferromagnetic thin films of different structures are compiled and in connection herewith some theoretical considerations, including granulates with field interaction and single particles. Especially the results referring to problems of rock magnetism are discussed. Particularly there are treated the problem of size effect on the spontaneous magnetization, collective properties of granulates with dipol-dipol interaction and, in connection with direct observations of time effects at magnetization reversals, an appropriate model for the latter.

1. Einführung

Untersuchungen magnetischer Eigenschaften dünner ferromagnetischer Schichten sind aus mehreren Gründen von Interesse. Insbesondere ist hier zu nennen die Möglichkeit, Elementarprozesse der Magnetisierung direkt zu beobachten, die sonst lediglich partiell oder indirekt erfaßt werden können. Ferner laufen diese Vorgänge wegen der veränderten (z. B. Rand-) Bedingungen in einigen Fällen in übersichtlicherer Form ab. Es kommen jedoch bei Proben hinreichend geringer mittlerer Dicke auch neue Magnetisierungszustände vor, die zum Teil durch die erhebliche Dimensionseinschränkung bedingt sind, oder aber bei solchen Objekten durch deren besondere Struktur verursacht werden, die in vielen Fällen von jener des kompakten Materials erheblich abweicht.

Bei sehr dünnen Schichten (deren mittlere Dicke unter etwa 100 Å liegt) oder bei entsprechend kleinen Teilchen, aus denen solche Proben aufgebaut sein können, tritt zusätzlich noch die für das Verständnis des Ferromagnetismus wichtige Frage auf, inwieweit die spontane Magnetisierung dort infolge der sehr geringen Dimensionen

¹⁾ Dozent Dr. W. HELLENTHAL, Physikalisches Institut der Universität Münster, Schloßpl. 7.

der magnetischen Bereiche erniedrigt ist. Zur Deutung der pauschal meßbaren magnetischen Eigenschaften solcher Objekte sind daher sowohl dieser Effekt, als auch die schon genannten besonderen Magnetisierungszustände an derartigen Proben zu berücksichtigen.

Dieses ist deshalb besonders wichtig, weil infolge des Einflusses thermischer Schwankungen die Tendenz besteht, sowohl die Ordnung benachbarter Spins zu verringern, als auch die Orientierung ganzer Bereiche einheitlicher spontaner Magnetisierung durch en-bloc-Rotation gegeneinander zu verdrehen. Beides kann zu schwer unterscheidbaren Änderungen der pauschalen magnetischen Eigenschaften solcher Proben führen. Eine Trennung der Einflüsse dieser beiden Effekte erscheint möglich, wenn man direkte Messungen der Zeitabhängigkeit der magnetischen Daten an derartigen Schichten ausführt.

Strukturen der im Rahmen der genannten Fragestellungen interessanten und zum Teil auch experimentell realisierbaren Objekte reichen von der Einkristallschicht (und deren polykristalliner Annäherung) über das dicht gepackte Granulat bis zu den isolierten Einzelteilchen. Im Bereich des Endes dieser Folge von Strukturen ergibt sich unmittelbar eine Verbindung zwischen den Untersuchungen an Schichten (sehr geringer mittlerer Dicke) und physikalischen Problemen des Gesteinsmagnetismus. Dabei können insbesondere die Fragen des primären ferromagnetischen Ordnungszustandes der Individuen eines Kollektivs von Körnern aus ferro-, ferri- oder antiferromagnetischem Material und ihrer, auch über äußere Bedingungen (Temperatur, Feld, Vorgeschichte) beeinflussbaren, pauschalen Magnetisierungszustände betrachtet werden.

2. Zur Teilchengrößenabhängigkeit der spontanen Magnetisierung kleiner Partikel

Wie schon seit langem bekannt ist, hängen die besonderen magnetischen Eigenschaften bestimmter Gesteine mit der sehr geringen Größe der darin enthaltenen (ferro- oder ferri-) magnetischen Körner zusammen (vgl. [1, 2] und [3], dort jeweils auch weitere Lit.). Ähnliches gilt auch für Kollektive kleiner Teilchen, die im Labor hergestellt werden, z. B. Kolloide (wo ELMORE [4] den schon 1931 von MONTGOMERY [5] vorausgesagten Effekt des Superparamagnetismus²⁾ fand). Ferner wären hier zu nennen ferromagnetische Ausscheidungen in fester nichtferromagnetischer Matrix (Lit. vgl. in [6]) oder auch dünnste Schichten, bei denen schon sehr kleine (mehr oder minder) schwach gekoppelte Kristallite vorliegen können [7].

Für die quantitative Beschreibung des Verhaltens solcher (evtl. gekoppelter) kleiner Teilchen bei der Einwirkung magnetischer Felder und/oder thermischer Schwankungen, sowie für den Anschluß an die Daten des kompakten Materials ist von Interesse, bei welchen Dimensionen der primäre ferromagnetische Ordnungszustand durch Teilchengrößeneffekt verringert ist.

²⁾ Diese Bezeichnung ist erst seit einigen Jahren gebräuchlich.

Nach Untersuchungen zur Schichtdickenabhängigkeit der Sättigungsmagnetisierung I_S an aufgedampften Proben schien bei Dicken unterhalb einiger hundert Å bereits ein merklicher I_S -Abfall einzutreten (Zusammenfassung der Lit. in [8]). Durch einen solchen Effekt konnten auch Messungen an Fe-Teilchen in Hg gedeutet werden (z. B. [9]). Das hätte nun zur Folge, daß schon bei Teilchengrößen, die über den Superparamagnetismus hinaus noch weit in das Gebiet des magnetischen Kriechens hineinreichen, für I_S , K (Kristallenergie) und λ (Magnetostriktion) andere Werte als beim kompakten Material zu verwenden wären.

Zu der Frage, bei welchen Dimensionen eine solche „Grenze“ liegt, sind in den letzten Jahren durch Untersuchungen an ferromagnetischen Ausscheidungs-Teilchen (s. in [6]), sowie aus Meßergebnissen an polykristallinen Schichten mit besonders sauberen Herstellungsbedingungen (Ultrahochvakuum [10, 11]) und auch an Einkristall-Lamellen [7], neue Ergebnisse mitgeteilt worden. Danach läßt sich nunmehr schließen, daß der primäre ferromagnetische Ordnungszustand bei Probendicken oder Teilchengrößen sogar im Bereich zwischen etwa 50 und 20 Å höchstens sehr wenig vom Wert des kompakten Materials abweicht (für $T \lesssim \frac{1}{2} \theta_B$; θ_B ist die Curie-temperatur des kompakten Materials).

Zum Vergleich mit diesen experimentellen Daten gibt es auch bereits Arbeiten zur theoretischen Beschreibung der spontanen Magnetisierung kleiner Teilchen. Sowohl die Behandlung des Problems mittels eines Molekularfeld-Ansatzes (MFT) (Verf. [6, 7]), als auch eine detaillierte Betrachtung der Energien möglicher Spin-Konfigurationen (DRESSELHAUS [12]) liegen vor. In der Tabelle sind Ergebnisse für einfache Atomanordnungen zusammengestellt, die von beiden Methoden behandelt werden können. Mittels der MFT ist es darüber hinaus gelungen, auch für die in der Natur realisierten kubisch-flächenzentrierten, kubisch-raumzentrierten und hexagonalen Gitter ferromagnetischer Metalle Temperatur- und Teilchengrößenabhängigkeit der spontanen Magnetisierung zu berechnen [6].

Tabelle: Für würfelförmige Teilchen aus N -Atomen eines kub.-prim. Gitters berechnete Curietemperatur θ_A , im Verhältnis zum Wert θ_B des kompakten Materials.

N	θ_A/θ_B	
	Mittels MFT (Verf. [6, 7])	Nach DRESSELHAUS [12]
2^3	0,50	0,43
3^3	0,67	
4^3	0,78	0,60
5^3	0,83	
6^3	0,89	0,73

Für Meßtemperaturen $T < \theta_B$ ist somit, auch von der theoretischen Seite her, eine Veränderung des primären ferromagnetischen Ordnungszustandes erst für Teilchendimensionen zu erwarten, bei denen die Magnetisierung der Partikel (bei fehlender

Austauschwechselwirkung zwischen den Individuen) weitgehend superparamagnetisches Verhalten zeigen sollte. Damit liegen sie jedoch unterhalb des für die Mehrzahl gesteinsmagnetischer Probleme interessanten Größenbereiches, in dem mehr oder minder stabile Magnetisierungszustände untersucht werden.

Die vorstehenden Ausführungen dieses Abschnittes behandeln die Frage des Teilchenkleinheitseffektes für ferromagnetisches Material. Soweit hiermit der Einfluß des Fehlens von Nachbarn bei den Außenatomen dargestellt wird, erscheint eine qualitative Übertragung der Ergebnisse auch auf Partikel aus ferri- oder antiferromagnetischem Material zulässig. Für eine direkte Behandlung solcher Spin-Anordnungen liegen erst (für den Fall von Schichten) einige Überlegungen von NÉEL [13] (dort weitere Lit.) vor, bei denen sowohl die Unpaarigkeit von Untergitterebenen, als auch das Fehlen von Nachbarn in den äußeren Atomlagen berücksichtigt werden.

3. Teilchenkollektive mit Wechselwirkung

3.1. Zur Theorie solcher Systeme

Sind in einem anderen Material einzelne ferro- oder ferrimagnetische Körner mit einem nichtverschwindenden Moment μ eingebettet, so ist für eine Behandlung der Eigenschaften dieses Kollektivs auch die (Feld-) Wechselwirkung der Individuen untereinander zu berücksichtigen. Hierzu kann man für einen herausgegriffenen Dipol den Einfluß der näheren Umgebung proportional zu dem (Orientierungs-) Ordnungszustand derselben erwarten. Dies ist nun gerade die Situation, die sich durch einen Molekularfeld-Ansatz beschreiben läßt (der jedoch in dieser Anwendung streng von der Berechnung der spontanen Magnetisierung einzelner Teilchen (Abschn. 2) unterschieden werden muß).

Zu dem auf einen (Teilchen-) Dipol wirkenden äußeren Feld H_a sind in einem solchen Fall noch das entmagnetisierende Feld der Probe H_e und der Beitrag \tilde{H} durch die anderen Partikel auf den herausgegriffenen zu berücksichtigen. Somit ist insgesamt ein Feld:

$$H_{\Sigma} = H_a - H_e + \tilde{H} = H_a - H_e + w\tilde{I} \quad (1)$$

wirksam. Der Anteil \tilde{H} ist proportional zur (mittleren) Magnetisierung \tilde{I} (in Feldrichtung) der Teilchen der Umgebung. Diese Verknüpfung läßt sich mittels eines Faktors w (des Wechselwirkungskoeffizienten) darstellen. Ähnliche Ansätze, das äußere Feld noch jeweils um einen zur Magnetisierung proportionalen Anteil zu korrigieren, wurden im Zusammenhang mit Untersuchungen an superparamagnetischen Teilchen schon verschiedentlich angegeben [14, 15, 16]. Auf Möglichkeiten, mittels Gl. (1) das Verhalten schichtenförmig angeordneter Granulate [7, 8] darzustellen, wird im Abschn. 3.2 noch näher eingegangen. Auch im Zusammenhang mit gesteinsmagnetischen Fragen wurde kürzlich auf die Beachtung einer solchen Wechselwirkung hingewiesen [17].

Für die folgenden Ausführungen kann man noch zusammenfassen:

$$H = H_a - H_e = H_a - N_p I_p, \quad (2)$$

worin N_p den Entmagnetisierungsfaktor der ganzen Probe und I_p deren pauschale Magnetisierung bedeutet³⁾. Da in einer Probe verschiedene lokale Vorzugsrichtungen gleichzeitig auftreten können (vgl. hierzu auch Abschn. 3.3), sind \tilde{I} und I_p nicht für alle H -Werte einander proportional. Dies gilt insbesondere im Bereich von Ummagnetisierungen bei kleinen Feldern H . Erst bei Feldstärken, die groß genug sind, um in allen Teilen einer Probe die gleiche Richtung und Größe des lokalen Orientierungsordnungszustandes der einzelnen Dipole zu bewirken, erhält man:

$$I_p = c \tilde{I}, \quad (3)$$

wobei c den Volumenanteil des ferro- (oder ferri-) magnetischen Materials an der ganzen Probe angibt.

Für ein in (Feld-)Wechselwirkung stehendes Kollektiv von Partikeln läßt sich der Formalismus einer einfachen Molekularfeldtheorie verwenden. Es gilt dann, sofern vorausgesetzt werden kann, daß $KV \ll kT$ (K Anisotropieenergiedichte, V Teilchen-volumen) ist, oder wenn Teilchen mit einachsiger Anisotropie bei isotroper Orientierungsverteilung der Vorzugsachsen vorliegen für beliebige Werte von KV :

$$\frac{\tilde{I}}{I_{S,A}} = L_\infty(\alpha) \quad \text{mit} \quad \alpha = \frac{\mu}{kT} (H + w\tilde{I}), \quad (4)$$

wobei $I_{S,A}$ die spontane Magnetisierung der Partikel angibt. Der Index A gestattet die ggf. noch auftretende Dimensionsabhängigkeit zu berücksichtigen. Der Wechselwirkungskoeffizient w kann bei reiner Feldkopplung für einige Sonderfälle von Dipolanordnungen näherungsweise berechnet werden.

Die besonderen Eigenschaften solcher Kollektive sind vorwiegend im Bereich kleiner Felder zu erwarten. Im Grenzfall des Verschwindens von H ergibt sich mit $\mu = V I_{S,A}$:

$$\frac{\tilde{I}_{Sp}}{I_{S,A}} = L_\infty\left(\frac{\mu w \tilde{I}_{Sp}}{kT}\right) = L_\infty\left(\frac{V \cdot I_{S,A}^2 \cdot \tilde{I}_{Sp}}{kT \cdot I_{S,A}}\right). \quad (5)$$

Die linke Seite von Gl. (5) beschreibt dann die spontane Kollektivmagnetisierung \tilde{I}_{Sp} , die sich infolge der Wechselwirkung auch ohne die dauernde Einwirkung eines äußeren Feldes einstellt.

³⁾ Alle Magnetisierungsgrößen außer I_p sind jeweils nur auf den ferro- oder ferrimagnetischen Anteil des Materials in der Gesamtprobe bezogen.

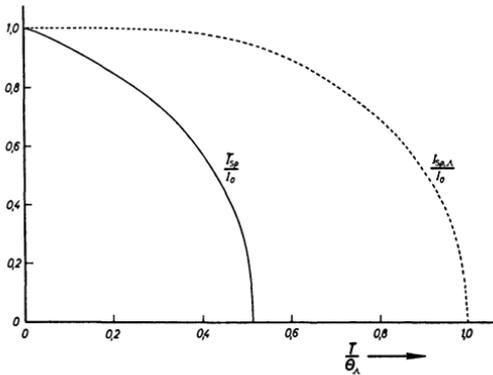


Abb. 1: Berechnete Temperaturabhängigkeit der spontanen Kollektivmagnetisierung \tilde{I}_{Sp} im Vergleich mit der spontanen Magnetisierung $I_{Sp,A}$ für (Nickel-)Einzelteilchen, die sich noch nicht wesentlich vom kompakten Material unterscheidet. $V^{1/3} = 50 \text{ \AA}$, w ist für eine zwei-dimensionale dichte Packung eingesetzt.

Als Beispiel zeigt Abb. 1 die Auswertung von Gl. (5) unter Zugrundelegung des für eine ebene Anordnung von Körnern als Dipol-Netz näherungsweise berechenbaren Wechselwirkungskoeffizienten w . Man erkennt hier die durch den Kooperativeffekt bedingte Temperaturabhängigkeit der Kollektivmagnetisierung \tilde{I}_{Sp} , die sich wesentlich vom $I_{Sp}(T)$ -Verhalten der Individuen unterscheidet. Es ergibt sich eine Übergangstemperatur T_A , die erheblich niedriger als die Curietemperatur Θ_A der einzelnen Teilchen sein kann. Dazwischen ist dann kollektiv-quasiparamagnetisches Verhalten zu erwarten.

Anhand der Abb. 1 ist auch zu ersehen, in welcher Weise es schwierig sein kann, das pauschale Kollektivverhalten eines granulierten Objektes von dem Verlauf der Temperaturabhängigkeit der Kornmomente

$$\mu(T) = V \cdot I_{S,A}(T)$$

bei Eindomänenteilchen zu trennen.

Die Bedingung für das Verschwinden eines solchen spontanen Ordnungszustandes läßt sich auch aus der Näherung von Gl. (5) für kleine relative Kollektivmagnetisierung direkt berechnen. Man erhält dann für die Übergangstemperatur:

$$T_A = \frac{wV I_{Sp,A}^2}{3k}. \quad (6)$$

Es ist noch anzumerken, daß die voranstehenden Überlegungen sich auf Gleichgewichtszustände beziehen, deren Einstellgeschwindigkeit in den angegebenen Formeln nicht unmittelbar enthalten ist. Bei Kenntnis der Teilchengröße läßt sich auf Grund vorliegender theoretischer Arbeiten [18, 19] mitunter schon übersehen, ob die Relaxationszeiten hinreichend klein sind gegenüber der Meßzeit. Ansonsten besteht auch die Möglichkeit, experimentelle Daten hierüber zu gewinnen.

3.2. Vergleich mit experimentellen Daten

Die Überlegungen, wie sie im Abschn. 3.1. angegeben wurden, führen bei gesteinsmagnetischen Untersuchungen (an Proben hinreichend hoher Konzentration magnetischen Materials) ggf. zu der Frage, inwieweit solche Wechselwirkungseffekte bei der Interpretation experimenteller Ergebnisse berücksichtigt werden sollten. In diesem Zusammenhang sei nun über einige Versuche des Verfassers an dünnen Schichten berichtet, die in Verbindung mit den Erwartungen über das Verhalten gekoppelter Körner-Kollektive gedeutet werden konnten.

3.2.1. *Untersuchungen über den Einfluß der Meßzeit auf die beobachtbaren magnetischen Daten.* Bei sehr dünnen Schichten im Bereich mittlerer Dicken unterhalb etwa 1000 Å findet man häufig Werte der Koerzitivkraft H_c , die größer sind als beim kompakten Material. Dies kann im Zusammenhang mit der Struktur solcher Objekte gedeutet werden, wobei zum Teil auch schon die für (einzelne) kleine Eindomänen-Teilchen theoretisch abgeleiteten Bedingungen [20] herangezogen werden (vgl. z. B. [21]). Im Bereich von mittleren Probendicken um und unter etwa 100 Å wird nun oft ein erheblicher Rückgang der H_c -Werte gefunden. Dieses kann durch eine Veränderung der möglichen Koerzitivkraftursachen (magnetokristalline Anisotropie, Spannungsanisotropie oder das Auftreten nichthomogener entmagnetisierender Felder (z. B. Formanisotropie)) bedingt sein und/oder infolge thermischer Schwankeffekte auftreten. Hier ist eine direkte Unterscheidung insoweit möglich, als die letztgenannte Erscheinung zu einer Zeitabhängigkeit der Meßwerte im Bereich kleiner Felder führt.

In diesem Zusammenhang wurde ein Verfahren [22] zur H_c -Messung mittels der elektrischen Widerstandsänderung im Magnetfeld benutzt, mit dem H_c -Daten bei Ummagnetisierungen im Wechselfeld bis zu 10 kHz ermittelt werden konnten. Ein

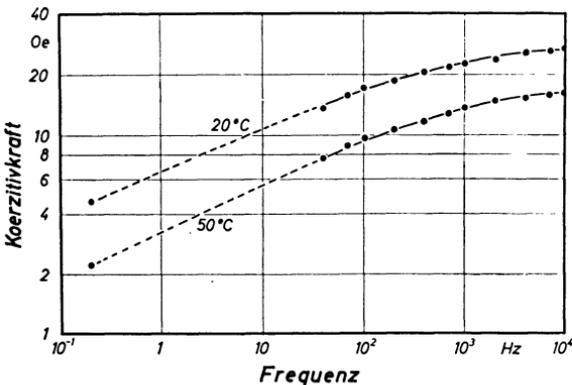


Abb. 2: Frequenzabhängigkeit der Koerzitivkraft, gemessen an einer etwa 60 Å dicken Nickelschicht, die auf einen Glasträger bei 400°C aufgedampft worden war. Meßtemperaturen 20 und 50°C.

Beispiel hierzu zeigt Abb. 2. Das Diagramm enthält außer den bis zu 40 Hz herunter gemessenen Werten jeweils auch noch das Ergebnis einer Messung mittels Galvanometer, die einer Ummagnetisierungsfrequenz von etwa 0,1 bis 0,2 Hz zugeordnet werden kann. Ein derartiger Anschluß der oszillographisch und mittels Galvanometer ermittelten Daten ließ sich für alle untersuchten Proben verschiedener Dicke ($D < 300 \text{ \AA}$) und Struktur, sowie auch bei verschiedenen Temperaturen herstellen (vgl. [23]).

Neben den schon erwähnten thermischen Schwankungen, die Zeiteffekte erwarten lassen, muß man auch an die Wirkung einer elektromagnetischen (Wirbelstrom-) Dämpfung denken, wie sie bei dicken Schichten oder am kompakten Material zu berücksichtigen ist. Die Betrachtung der Temperaturabhängigkeit des spezifischen elektrischen Widerstandes zeigt jedoch, daß die erheblichen Einflüsse der Meßtemperatur auf die beobachteten Zeiteffekte hiermit kaum erklärt werden können. Daher ist wohl den Schwankungserscheinungen der überwiegende Einfluß zuzuschreiben. Diese Zuordnung hängt nicht von der Frage ab, welches der von verschiedenen Autoren diskutierten Ummagnetisierungsmodelle (Lit. vgl. in [23]) das Verhalten der untersuchten Schichten am besten beschreibt.

Ein Vergleich von Proben übereinstimmender mittlerer Dicke, jedoch verschiedener Kristallitgröße, zeigt den wesentlichen Einfluß dieses Parameters auf die beobachteten Zeiteffekte. Auch ergab sich an Schichten, die keine sehr starken Zeiteffekte aufwiesen, daß die gemessenen H_c -Werte noch in der Größenordnung der theoretisch für magnetisch isolierte Eindomänen-Teilchen berechneten Daten lagen. Dies galt selbst für dünnere Proben, sofern der etwa durch Zeiteffekte bedingte H_c -Rückgang abgezogen wurde.

Für Versuche einer quantitativen Beschreibung solcher Zeiteffekte an dünnsten Schichten eignet sich der Vergleich mit Beobachtungen von Magnetisierungsänderungen bei konstantem äußeren Feld weit besser, als die Daten aus einem Wechselfeldverfahren. Deshalb wurden mittels des Faraday-Effektes bei schräger Probendurchstrahlung Messungen der zeitlichen Änderung der pauschalen Magnetisierung in der Schichtebene bei verschiedenem (jeweils festem) Feld h ausgeführt [24]. Die Apparatur gestattete, Ummagnetisierungen nach vorheriger Sättigung in der entgegengesetzten Richtung, im Zeitbereich zwischen etwa 10 sec und einem Tag zu beobachten, wobei die Temperatur der Probe konstant gehalten wurde.

Abb. 3 enthält eine Darstellung von Ergebnissen bezüglich der Zeit t^* , die von der Einschaltung des Gegenfeldes h bis zur Ummagnetisierung in den pauschal unmagnetischen Zustand ($I = 0$) erforderlich war.

Die hier beobachtete Erscheinung magnetischer Viskosität an sehr dünnen Nickelschichten, die z. T. bereits eine Granulat-Struktur aufwiesen, legt einen Vergleich mit der NÉELSchen Theorie [18] nahe. Da die mittleren Kristallitgrößen aus Elektronenbeugungsuntersuchungen bekannt waren, konnten die entsprechenden Relaxationszeiten nach jener Theorie berechnet werden. Die sehr viel größeren gemessenen Zeiten weisen darauf hin, daß, anscheinend infolge gegenseitiger Beeinflussung der Körner,

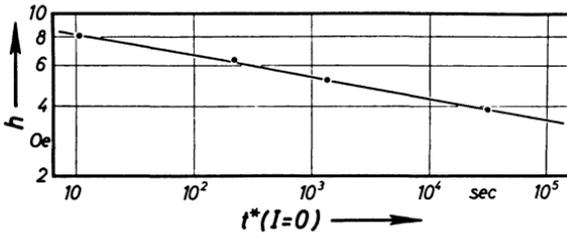


Abb 3: Abhängigkeit der Zeit t^* bis zur Erreichung des pauschal unmagnetischen Zustandes ($I = 0$) von der Größe des angelegten Gegenfeldes h . Nickel-Aufdampfschicht, Dicke 75 Å.

andere Bedingungen vorlagen [25]. Auch eine inzwischen von WOHLFARTH [26] ausgeführte Rechnung ergibt Unstimmigkeiten, die in gleicher Weise gedeutet werden.

Bei der Probe von Abb. 3 lag die Ummagnetisierungszeit noch in der Größenordnung der Meßdauer. Es war jedoch zu erwarten, daß mit abnehmender mittlerer Schichtdicke auch Objekte auftreten sollten, bei denen sich innerhalb des erfaßten Zeitbereiches schon die dem thermischen Gleichgewicht entsprechende Orientierungsverteilung der Magnetisierungsvektoren einstellen konnte. Demzufolge war bei einer solchen Probe keine Hysterese mehr zu erwarten, obgleich es sich durchaus noch um ferromagnetisches Material handelte. Die auf geheizten Trägern entstandenen Schichten sehr geringer mittlerer Dicke (um und unter etwa 50 Å) zeigten dann derartige Formen von Magnetisierungskurven (Abb. 4). Im Zusammenhang mit den vorausgegangenen Überlegungen kann man sagen, daß hier bereits ein beginnender Übergang zu dem Fall des Kollektivs isolierter Teilchen, d.h. dem Superparamagnetismus vorliegt. Insoweit ergibt sich dann eine Annäherung an die Bedingungen des von NÉEL behandelten Falles. Die Magnetisierungszustände der hier untersuchten Systeme sind jedcch noch durch Wechselwirkungseinflüsse mitbestimmt.

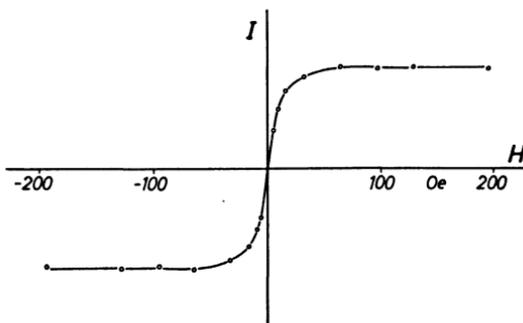


Abb. 4: Magnetisierungskurve einer Nickel-Aufdampfschicht mit Granulatstruktur; mittlere Massendicke etwa 50 Å.

3.2.2. *Kollektivmagnetisierung und Curietemperatur.* Auf die Diskrepanz zwischen einer Reihe älterer Untersuchungen zur Curietemperatur (Lit. in [8]) und neueren Ergebnissen [7, 10, 11] wurde bereits hingewiesen. Im Zusammenhang mit den voranstehend kurz dargestellten Untersuchungen an (mehr oder minder) granulierten Schichten, deren Magnetisierungsverhalten mit der Vorstellung eines Teilchenkollektivs mit einer (gegenüber der Austauschkopplung schwachen) Wechselwirkung gedeutet werden kann, läßt sich auch jene Diskrepanz erklären. Geht man von der Annahme aus, daß bei einer Reihe von Messungen der Übergang bei T_A im Sinne einer Curietemperatur θ interpretiert wurde, so lassen sich eine Reihe von Widersprüchen zwischen den Mitteilungen verschiedener Autoren vermeiden.

Diese Vorstellung wird auch gestützt durch Messungen des Verfassers an sehr dünnen Schichten verschiedener Kristallitgröße, wobei sich dann letztere als geeigneter Parameter für eine einheitliche Darstellung der T_A -Werte von Proben unterschiedlicher Herstellungsbedingungen erwies. Außerdem lagen die T_A -Daten in der Größenordnung der gemäß Gl. (6) zu erwartenden Werte, sofern die aus Elektronenbeugungsuntersuchungen bekannten mittleren Kristallitgrößen benutzt und der Wechselwirkungskoeffizient w für den Fall eines dicht gepackten Kollektivs in ebener Anordnung beim Vorliegen reiner Feldkopplung eingesetzt wurde.

3.3. Die Kollektivmagnetisierung in größeren Orientierungsbereichen und deren Grenzen

Die Vorstellungen über die bislang behandelten Eigenschaften eines Wechselwirkungskollektivs bedürfen, in Verbindung mit noch weiteren experimentellen Ergebnissen, der Ergänzung bezüglich einer Domänenvorstellung für solche Granulatproben [8]. Demnach kann angenommen werden, daß man bei derartigen Objekten Bereiche findet, die zwar lokal eine gewisse Kollektivmagnetisierung aufweisen, sich jedoch nicht über die ganze Probe erstrecken. Die Möglichkeit des Auftretens solcher Domänen ist an die Realisierbarkeit einer energetisch günstigen Zwischenzone (Grenze) gebunden. Für einen solchen Grenzbereich zwischen zwei Gebieten unterschiedlicher pauschaler Orientierung läßt sich nun ein Modell angeben, wie es in der Abb. 5 dargestellt ist.

Hierbei braucht die pauschale Magnetisierung der Probe nicht mehr mit deren Kollektivmagnetisierung übereinzustimmen, sondern man kann in Anlehnung an die übliche Form schreiben:

$$I = \overline{\tilde{I} \cos \vartheta}. \quad (7)$$

Darin bedeutet $\overline{\cos \vartheta}$ die Mittelung über die Verteilungsfunktion dieser (Wechselwirkung-) Domänen. Eine solche Art von Domänen entspricht weitgehend dem experimentellen Befund in einer Notiz von CRAIK und ISAAC [27] über Eisen-Ausscheidungsteilchen. Dort wurde an ferromagnetischen Partikeln in einer Hg- und Sn-Einbettung beobachtet, daß sich größere Bereiche der makroskopischen Probe in einheitlicher Richtung einstellten, und hierfür die Bezeichnung „interaction-domain“ vorgeschlagen.

Das in Abb. 5 dargestellte Modell erfordert zur Ausbildung der Grenzzone keine nennenswerte Energie (verglichen mit einer BLOCH- oder NÉEL-Wand). Ferner befinden sich an der Grenzlinie jeweils einige Körner, für die gerade eine Kompensation des Wechselwirkungsfeldes der Nachbarn eintritt. Eine Ummagnetisierung ist nun in der Weise möglich, daß ein solches Korn (z. B. Nr. 1 in der Abb. 5) unter der Einwirkung

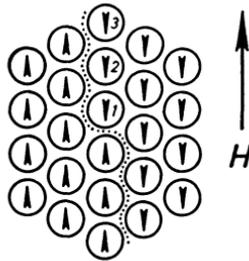


Abb. 5: Modell eines Grenzgebietes zwischen Wechselwirkungs-Domänen.

des äußeren Feldes und/oder thermischer Schwankungen umklappt. Anschließend ergibt sich die analoge Situation für Nr. 2, dann Nr. 3 usw. Hiermit kann einerseits erklärt werden, wie bei sehr dünnen Schichten H_c -Werte möglich sind, die man für isolierte Einzelteilchen erwarten sollte, andererseits sind auch die im Abschn. 3.2. dargestellten Messungen über Zeiteffekte mit diesem Bild in Einklang zu bringen.

Literatur

- [1] NAGATA, T.: Rock-Magnetism, Tokyo 1953.
- [2] NÉEL, L.: Some Theoretical Aspects of Rock-Magnetism. *Advances in Physics*, 4 (1955).
- [3] STACEY, F. D.: The Physical Theory of Rock-Magnetism. *Advances in Physics* 12 (1963).
- [4] ELMORE, W. C.: The Magnetization of Ferromagnetic Colloids. *Phys. Rev.* 54 (1938).
- [5] MONTGOMERY, C. G.: The Magnetization of Colloidal Suspensions. *Phys. Rev.* 38, 1782 (1931).
- [6] HELLENTHAL, W.: Theorie der spontanen Magnetisierung kleiner ferromagnetischer Teilchen. *Z. Physik* 170 (1962).
- [7] —, Zur Curietemperatur dünnster Nickelschichten. *Z. angew. Physik* 13 (1961).
- [8] —, On the Magnetic Properties of Thin Polycrystalline Nickel Films. *Proc. Symp. on the Electric and Magnetic Properties of Thin Metallic Layers*, Leuven 1961.
- [9] MAYER, A., und E. VOGT: Magnetische Messungen an Eisenamalgam zur Frage: Ferromagnetismus und Korngröße. *Z. Naturforsch.* 7a (1952).

- [10] NEUGEBAUER, C. A.: Saturation Magnetization of Nickel Films of Thickness Less than 100 Å. *Phys. Rev.* 116 (1959).
- [11] STÜNKEL, D.: Die Magnetisierung sehr dünner Eisenschichten. *Z. Physik* 176 (1963).
- [12] DRESSELHAUS, G.: Ferro- und Antiferromagnetism in a Cubic Cluster of Spins. *Phys. Rev.* 126 (1962).
- [13] NÉEL, L.: Sur le calcul de la susceptibilité additionnelle super-antiferromagnétique des grains fins et sa variation thermique. *C. R. Acad. Sci. Paris* 253 (1961).
- [14] KNELLER, E., und E. BIEDERMANN: Gefüge und magnetische Eigenschaften von Dauer-magnetlegierungen während der isothermen Ausscheidungshärtung. *Z. Metallkde.* 47 (1956).
- [15] VOGT, E., W. HENNING, und A. HAHN: Magnetisches Verhalten und Korngröße von hochdisperssem Eisen und Kobalt in Quecksilber im Übergangsbereich zwischen Ferromagnetismus und „Superparamagnetismus“. *Ber. Arbeitsgem. Ferromagnetismus*, 1958.
- [16] BEAN, C. P., and J. D. LIVINGSTON: Superparamagnetism. *J. Appl. Phys.* 30 (1959).
- [17] STACEY, F. D.: A Generalized Theory of Thermoremanence, Covering the Transition from Single Domain to Multi-domain Magnetic Grains. *Phil. Mag.* (8) 7 (1962).
- [18] NEEL, L.: Théorie du trainage magnétique des ferromagnétiques en grains fins avec application aux terres cuites. *Ann. géophys.* 5 (1949).
- [19] BROWN, W. F. jr.: Relaxation Behaviour of Fine Magnetic Particles. *J. Appl. Phys.* 30 (1959).
- [20] KITTEL, C.: Theory of the Structure of Ferromagnetic Domains in Films and Small Particles. *Phys. Rev.* 70 (1946).
- [21] REIMER, L.: Magnetische Eigenschaften dünner ferromagnetischer Schichten. *Z. Geophysik* 24 (1958).
- [22] HELLENTHAL, W.: Zur Frequenzabhängigkeit der im magnetischen Wechselfeld gemessenen Koerzitivkraft von dünnen Nickel-Aufdampfschichten. *Z. Naturf.* 14a (1959).
- [23] —, Zur Frequenz- und Temperaturabhängigkeit der Koerzitivkraft dünner polykristalliner Nickelschichten bei Wechselfeldmagnetisierung. *Z. Physik* 177 (1964).
- [24] —, Untersuchung langsam verlaufender Magnetisierungsvorgänge in dünnen Schichten. *Naturwissenschaften* 47 (1960).
- [25] —, Einfluß von Schichtdicke und Struktur auf das Relaxationsverhalten dünner Nickelschichten bei der Ummagnetisierung. *Phys. Verh.* 11 (1960).
- [26] WOHLFARTH, E. P.: Thermal Fluctuation Effects in Thin Magnetic Films. *J. El. and Control* 10 (1961).
- [27] CRAIK, D. J., and E. D. ISAAC: Magnetic Interaction Domains. *Proc. Phys. Soc.* 76 (1960).

The Vertical Component of Lg and Rg

By S. K. BOSE, Calcutta¹⁾

Eingegangen am 24. Januar 1964

Summary: The generation of vertical component of Lg and Rg has been demonstrated with the first model of the earth's crust suggested in EWING, JARDETZKY AND PRESS [3]. Further reasons have been found in support of the first model.

1. Introduction

The Lg -waves are small period (1 to 6 sec) waves with large transverse oscillations and some vertical motion, propagating with velocity nearly equal to the S -velocity in the upper part of the crust (3.51 km/sec). The Rg -waves are also small period (8 to 12 sec) waves with large vertically polarised oscillations propagating with velocity nearly equal to the Rayleigh wave velocity in the upper part of the crust. Other characteristics are, elimination of both by even a small intervening ocean and long duration of the former and shorter duration of the latter.

It is believed (cf EWING, JARDETZKY AND PRESS [3]) that the whole phenomenon is due to concentration of energy, in the low period range, in the Love and Rayleigh wave propagation in an earth with a crust in which the wave velocities either increase uniformly or first decrease and then increase, with depth.

It has been shown by BOSE [1] that the transverse part of Lg most probably takes place due to the first model. Here it is intended to demonstrate mathematically with the first model, the occurrence of the vertical component of Lg and Rg despite their low periods. It has been demonstrated that concentration of energy in the low period range does takes place.

Since we are interested in waves with velocities round about the mean S -velocity in the crust which is the least among the four body wave velocities in the crust and the mantle, we can assume, for simplicity, the other three body wave velocity to be infinite, without much change in the quantitative result. Accordingly, we shall assume the crust to be incompressible and the variations in S -velocity in the crust is assumed to be due to variations in the rigidity μ only. Taking z -axis vertically upwards, μ , which is a linear function of z according to the first model has been represented by (cf. BOSE [1])

$$\mu = \mu_0 (1 + \varepsilon_1 \cos mz + \varepsilon_3 \cos 3 mz + \dots),$$

where $\varepsilon_1, \varepsilon_3, \dots$ are small positive constants.

¹⁾ S. K. BOSE, Presidency College, Calcutta-12, India.

The first order analysis for vertically polarised motion in such an earth shows that two kinds of short period waves can propagate to considerable distances:

(a) waves travelling with velocity nearly equal to the mean S -velocity in the crust, with some amplitude, and

(b) waves travelling with velocity nearly equal to the mean Rayleigh wave velocity in the crust, with large amplitude. These waves correspond to the end of Reyleigh wave spectrum in an earth, with a crust, as stated in EWING, JARDETZKY and PRESS [3]. The vertical component of Lg and Rg showing similar characteristics are identified with these waves. Finally a discussion of the period ranges of Lg and Rg has further shown the possibility of the first model.

It will not be out of place to mention a work by NEWLANDS [6] who considered a similar problem but solved it by an entirely different process.

2. The problem and the basic equations

Consider an inhomogeneous, incompressible plate of thickness H with one face welded to a rigid semi-infinite body. Let its density and rigidity be ρ (constant) and μ (variable); and the other infinite Lamé constant be λ . Let the source of disturbance be normal periodic forces (period $2\pi/\omega$) acting on a line on the free surface.

Taking the x -axis, on the interface in the direction of wave propagation and z -axis vertically upwards through the source, the equations of incompressibility and motion are

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} &= 0, \\ -\frac{\partial \Pi}{\partial x} + \mu \nabla^2 u + \frac{d\mu}{dz} \left(\frac{\partial w}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right) &= \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2}, \\ -\frac{\partial \Pi}{\partial z} + \mu \nabla^2 w + 2 \frac{d\mu}{dz} \frac{\partial w}{\partial z} &= \rho \frac{\partial^2 w}{\partial t^2}, \end{aligned} \right\} 0 < z < H \quad (1)$$

where

$$\left. \begin{aligned} -\Pi &= \lambda \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right), \\ \mu(z) &= \mu'_0 - az, \\ &= \mu_0 \left(1 + \sum_{n=1,3,5,\dots} \epsilon_n \cos nmz \right), \quad m = \frac{\pi}{H} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

(cf. BOSE [1]).

Let us introduce potentials φ and ψ such that

$$u = \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad w = \frac{\partial \varphi}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial x}. \quad (3)$$

The first of the equations (1) becomes

$$\nabla^2 \varphi = 0. \quad (4)$$

The second and the third of equations (1) now give with the help of (4) and the condition $d\mu/dz = -a$

$$\frac{\partial}{\partial x} \left[-\Pi - \varrho \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - 2aw \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[\mu \nabla^2 \psi - \varrho \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} \right] = 0,$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left[-\Pi - \varrho \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - 2aw \right] - \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu \nabla^2 \psi - \varrho \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2} \right] = 0.$$

These equations are satisfied if

$$\mu \nabla^2 \psi = \varrho \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}, \quad (5)$$

and

$$-\Pi = \varrho \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + 2aw, \quad (6)$$

which are in agreement with those of STONELEY [8].

The boundary conditions are

$$\left. \begin{aligned} &\text{on } z=0, \quad u=0, \quad w=0, \\ &\text{on } z=H, \quad 2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = 0, \\ &\varrho \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} - 2 \frac{d\mu}{dz} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) + 2\mu \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \\ &\quad = -2\pi F e^{-i\omega t} \delta(x), \quad F = \text{const.} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

3. The solution of the field equations

The solutions of (4) and (5) can be taken in the form

$$\varphi = e^{-i\omega t} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(z, k) e^{ikx} dk, \quad (8)$$

$$\psi = e^{-i\omega t} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi(z, k) e^{ikx} dk, \quad (9)$$

where from (4)

$$\Phi(z, k) = A(k) e^{kz} + B(k) e^{-kz} \quad (10)$$

The solution of (14) yields

$$\left. \begin{aligned} A_0 \Delta &= \frac{2F}{\mu_0} [2k^2 s_0 e^{-kH} - (k^2 - s_0^2)(s_0 \cos s_0 H - k \sin s_0 H)], \\ B_0 \Delta &= \frac{2F}{\mu_0} [-2k^2 s_0 e^{kH} + (k^2 - s_0^2)(s_0 \cos s_0 H + k \sin s_0 H)], \\ C_0 \Delta &= \frac{2F}{\mu_0} [2ik^2 s_0 \sinh kH - 2k^3 \cosh kH + k(k^2 - s_0^2)e^{-is_0 H}], \\ D_0 \Delta &= \frac{2F}{\mu_0} [-2ik^2 s_0 \sinh kH - 2k^3 \cosh kH + k(k^2 - s_0^2)e^{is_0 H}], \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

where,

$$\Delta = \begin{vmatrix} (k^2 - s_0^2)e^{kH} & (k^2 - s_0^2)e^{-kH} & 2ks_0 e^{is_0 H} & -2ks_0 e^{-is_0 H} \\ 2ik^2 e^{kH} & -2ik^2 e^{-kH} & (k^2 - s_0^2)e^{is_0 H} & (k^2 - s_0^2)e^{-is_0 H} \\ 1 & -1 & -i & -i \\ k & k & s_0 & -s_0 \end{vmatrix} \quad (17)$$

The coefficients A_n, \dots, D_n can now be obtained from (15). It is evident that each of them will be a multiple of $1/\Delta^2$. These coefficients will not be necessary in the discussion which follows.

5. The predominant phases

The first order integral representations of u and w , given by (3) with equations (8)—(17), when integrated by the usual methods of contour integration will consist of superposition of several phases, those corresponding to the poles of the integrand, i.e. $\Delta = 0$ and those corresponding to the branch points for $s_0 = 0$; the former being predominant at large distances from the source. These predominant phases satisfy the dispersion equation

$$\begin{aligned} \Delta \equiv & -2e^{kH} [(k^2 - s_0^2)^2 (s_0 \cos s_0 H - k \sin s_0 H) + 4k^3 s_0 (s_0 \sin s_0 H + k \cos s_0 H)] \\ & - 2e^{kH} [(k^2 - s_0^2)^2 (s_0 \cos s_0 H + k \sin s_0 H) - 4k^3 s_0 (s_0 \sin s_0 H - k \cos s_0 H)] \\ & + 16k^2 s_0 (k^2 - s_0^2) = 0. \end{aligned} \quad (18)$$

The above is a particular case of the dispersion equations discussed by many authors, among them by LOVE [4], LEE [5], SEZAWA and KANAI [9], NEWLANDS [7] and TOLSTOY and USDIN [10]. The general characteristics of (18) will therefore be similar to those discussed by these authors. For example, two branches of this equation will exist corresponding to RAYLEIGH and SEZAWA waves and for large values of the wave number k the phase velocity in the first mode ($c < \beta_0$) will tend to the mean RAYLEIGH

wave velocity in the layer and in the higher modes ($c > \beta_0$) to the mean S -velocity. The latter property also easily follows from the discussions of the next paragraph.

We shall here restrict our attention to waves with short wave lengths and short periods only. For these waves k and ω are large, Δ in the second and higher modes ($c > \beta_0$) is approximately given by

$$\Delta \approx -2 e^{kH} [(k^2 - s_0^2)^2 (s_0 \cos s_0 H - k \sin s_0 H) + 4 k^3 s_0 (s_0 \sin s_0 H + k \cos s_0 H)], \tag{19}$$

and in the first mode ($c < \beta_0$) by

$$\left. \begin{aligned} \Delta &\approx i e^{kH} e^{s_0' H} [(k^2 + s_0'^2)^2 - 4 k^3 s_0'] (s_0' - k), \\ s_0' &= i s_0 = (k^2 - \omega^2 / \beta_0^2)^{\frac{1}{2}}. \end{aligned} \right\} \tag{20}$$

The dispersion equation for the second and higher modes thus becomes

$$\tan s_0 H \approx \frac{s_0 [(k^2 - s_0^2)^2 + 4 k^4]}{k [(k^2 - s_0^2)^2 - 4 k^2 s_0^2]},$$

which shows that for these short period waves (and hence c nearly equal to β_0), $s_0 H$ is nearly equal to an even multiple of π i.e. s_0 is nearly equal to an even multiple of m . The dispersion equation for the first mode is evidently

$$(k^2 + s_0'^2)^2 - 4 k^3 s_0' = 0,$$

which is the usual RAYLEIGH wave equation, giving the velocity of propagation of the short period waves to be nearly equal to $0.95 \beta_0$. In this case s_0' is very large.

The expressions for u and w show that for the second and higher modes, in the low period range, the term independent of $\epsilon_1, \epsilon_3, \dots$ is of the order of $1/k^2$, while the terms containing $\epsilon_1, \epsilon_3, \dots$ are of the order of 1. Similarly, for the first mode, in the low period range, the term independent of $\epsilon_1, \epsilon_3, \dots$ is of the order of 1, whereas the terms containing $\epsilon_1, \epsilon_3, \dots$ are of the order of k . It is to be remarked at this stage that for low periods s_0 does not tend to $nm/2$ in the second and higher modes, diminishing the order of relative largeness of the first order terms in (11) and hence in u and w .

As in BOSE [1], we expect that at large distances, two kinds of low period vertically polarised waves will be observed

(a) waves travelling with velocity nearly but slightly greater than β_0 —the mean S -velocity in the layer, with some amplitude, and

(b) waves travelling with velocity nearly but slightly greater than $0.95 \beta_0$ —the mean RAYLEIGH velocity in the layer, with large amplitudes.

The above discussion ofcourse brings out the nature of the vertically polarised waves only qualitatively.

Both the kinds of waves will be completely eliminated across a small intervening ocean primarily due to short periods, a theoretical explanation of which was attempted by BOSE [2] and secondarily due to a change in the geological structure—an ocean lying on thin crust in which the overall variations in rigidity is negligible.

Waves of the type (a) will also be accompanied by large transverse oscillations, whose amplitudes are of the order of k^2 as has been shown by BOSE [1]. These waves most probably appear on seismograms as the vertical and longitudinal components of the *Lg*-waves, the transverse oscillations being much larger than the other components. Waves of the type (b) most probably occur on seismograms as the *Rg*-waves.

One factor which remains to be explained is the relatively larger period range of 8—12 sec of the *Rg*-waves compared to the period range of 1—6 sec of the *Lg*-waves. This seems to be in agreement with our analysis because of the fact that the amplitudes of *Rg* and the transverse component of *Lg* are of the orders of k and k^2 respectively; viscosity making impossible the propagation of shorter period *Rg*-waves. This point further strengthens the arguments in favour of the first model of the earth's crust proposed in EWING, JARDETZKY and PRESS [3]. For in the second model the order of amplitude of the transverse component is k (cf. BOSE [1]) which becomes comparable to the amplitude of the *Rg*-waves.

References

- [1] BOSE, S. K.: Zeit. für Geoph. in press.
- [2] —, Geof. pura Appl. 49 (1961), 15—35.
- [3] EWING, M., W. S. JARDETZKY, and F. PRESS: Elastic waves in Layered Media (1957), McGraw-Hill, 219—222.
- [4] LOVE, A., E., H.: Some Problems of Geodynamics (1911), Cambridge, 165—172.
- [5] LEE, A. W.: M. N. R. A. S. (Geo. Supp.) 3 (1932), 83—105.
- [6] NEWLANDS, M.: M. N. R. A. S. (Geo. Supp.) 6 (1950), 109—125.
- [7] —, Phil. Trans. Roy. Soc. A 245 (1952), 213—308.
- [8] STONELEY, R.: M. N. R. A. S. (Geo. Supp.) 3 (1934), 222—232.
- [9] SEZAWA, K., and K. KANAI: Bull. Earthquake Res. Inst. 13 (1935), 471—475.
- [10] TOLSTOY, I., and E. USDIN: Geophysics (18) (1953), 844—870.

Freiluftisolator für luftelektrische Messungen

Von S. STILLER, Aachen¹⁾

Eingegangen am 29. Juni 1964

Zusammenfassung: Es wird die neue Konstruktion eines höchstohmigen Freiluftisolators für luftelektrische Messungen beschrieben. Der Isolator wurde zur Erprobung drei Monate lang den verschiedensten Witterungseinflüssen ausgesetzt. Der Isolationswiderstand betrug im Mittel ca. 10^{15} Ohm bei einer Meßspannung von 200 Volt; er blieb auch unter ungünstigsten Witterungsbedingungen (Dauerregen) größer als $5 \cdot 10^{14}$ Ohm.

Summary: A new high-ohm insulator to be used for atmospheric-electric measurements is described. The insulator was set up outside. The insulation was tested during three month under all weather conditions. If applied 200 volts the mean value of the resistance has been 10^{15} Ohm. During a raining period the resistance was diminished to the value of $5 \cdot 10^{14}$ Ohm.

A. Einleitung

Eine wichtige Voraussetzung für die einwandfreie Registrierung des Potentialgradienten und der Vertikalstromdichte ist eine zuverlässige Isolation der Antennen. Dazu werden Freiluftisolatoren gebraucht, die auch unter ungünstigen Witterungsbedingungen einen Isolationswiderstand von $10^{14} \Omega$ haben. Man erreicht dies durch Einschließen des hochisolierenden Materials (z. B. Teflon oder Trolitul) in eine Metallkapsel mit möglichst geringem Luftzutritt, möglichst langem Kriechweg und Trocknung oder elektrischer Heizung.

Es sind bereits eine Reihe brauchbarer Freiluftisolatoren beschrieben worden; in neuerer Zeit von H. KASEMIR [1], H. ISRAËL [2], R. MÜHLEISEN [3] und H. DOLEZALEK [4], [5], [6]. Jeder Freiluftisolator ist Störungen ausgesetzt und muß regelmäßig nachgesehen und gereinigt werden. Bei den bisher in der Literatur beschriebenen Isolatoren ist die Wartung meist ziemlich umständlich und zeitraubend, was besonders ungünstig ist, wenn die Auffangantennen in schlecht erreichbarer Lage angebracht sind. Der neue Isolator wurde deshalb so aufgebaut, daß er bei möglichster Sicherheit gegen Störungen besonders schnell und einfach geöffnet und gereinigt werden kann.

B. Beschreibung

Zur ersten Erprobung des neuen Aufbaus wurde ein Isolator gebaut (Modell 1), bei dem auf mechanische Festigkeit noch kein besonderer Wert gelegt wurde. Bei einer zweiten Ausführung (Modell 2) wurde die Festigkeit erhöht, die Anbringung der Heizung und die Befestigung des Zuleitungskabels abgeändert.

¹⁾ Dipl.-Phys. STEGFRIED STILLER, Meteorologisches Observatorium des Deutschen Wetterdienstes Aachen, Pippinstr. 12.

I. Modell 1

Abbildung 1 zeigt einen Schnitt (Maßstab 1:1) durch dieses Modell. Das Kernstück des Isolators ist ein Stück Trolitul-Rohr *a*, das in zwei Aluminiumflansche *b* und *c* mit Uhu-Plus eingeklebt ist. Durch den doppelwandigen Hut *d* ist das Isolationsstück gegen Witterungseinflüsse geschützt. In den Raum zwischen den beiden Hutwänden greift noch ein Schutzring *f* ein, der durch eine Pertinax-Scheibe *g* mit dem Flansch *c* verbunden ist. Dieser Ring dient zur Verlängerung der Verbindung des Isolationsstückes zur Außenluft. Damit soll das Eindringen von Staub, Kondensationskernen und Feuchtigkeit verzögert werden. Die Abstände zwischen den Hutwänden und dem Schutzring wurden relativ groß gewählt, damit durch anfliegende Insekten kein Kurzschluß verursacht wird. Denn bei dem Freiluftisolator nach H. DOLEZALEK [4] hatte sich gezeigt, daß Störungen in der Isolation kaum durch Verschmutzung des Isolationsstückes, sondern durch fliegende Insekten und Spinnenfäden verursacht werden.

Der Schutzring *f* trägt eine Heizwicklung. Das Heizkabel wird über eine Lüsterklemme, die unter der Pertinax-Scheibe *g* befestigt ist, angeschlossen. Der Hut *d* wird mit einer einzigen Schraube, die gleichzeitig auch zur Befestigung der lufterlektrischen Antenne dient, mit dem Flansch *b* verschraubt.

Das Anschlußkabel ist durch den Flansch *c* durchgeführt und in diesem mit Uhu-Plus fest eingeklebt. Der Kabelanschluß liegt damit in einem vollkommen abgeschlossenen Raum *j* und braucht nicht gewartet zu werden. Durch den Schraubverschluß *i* konnte in den Raum *j* ein Trockenmittel eingebracht werden. Diese Maßnahme erwies sich aber als überflüssig.

Die Wartung des Isolators besteht nur im Freihalten der Gänge zwischen *d*, *f*, *g* und *c* und der Reinhaltung der leicht zugänglichen Oberfläche des Isolationsstückes. Dazu braucht nur die Halteschraube *h* des Hutes gelöst zu werden.

Der Flansch *c* sitzt in einem Rohr, aus dem das Anschlußkabel seitlich herausgeführt wird.

II. Modell 2

Es ist sicher ein Nachteil, daß das Anschlußkabel fest mit dem Isolator verklebt ist. In einem zweiten Modell, welches sehr ähnlich aufgebaut ist, wurde dieser Nachteil vermieden.

Abbildung 2 zeigt einen Schnitt (Maßstab 1:1) durch diesen Isolator. Das Isolierstück *a* besteht aus Teflon. Die Flansche *b* und *c* sind genau eingepaßt und mit dem Teflon-Rohr verschraubt. Die Heizwicklung (CN-Lack Heizdraht oder Philips Thermo-coax-Miniaturheizleiter) wurde direkt um den Flansch *c* gelegt. Auf dem Ring *f* ist eine zweite Heizwicklung angebracht.

Das Anschlußkabel wird mit einem Miniaturstecker *s* an den Flansch *b* angeschlossen und durch eine dichtschießende Stopfbuchse *k* im Flansch *c* gehalten. Dadurch ist der Kabelanschluß wieder wartungsfrei angebracht, Kabel und Isolator können aber voneinander getrennt werden.

Der übrige Aufbau entspricht dem Modell 1. Die stärkere Ausführung des Isolierstückes bei Modell 2 gibt diesem eine größere mechanische Festigkeit.

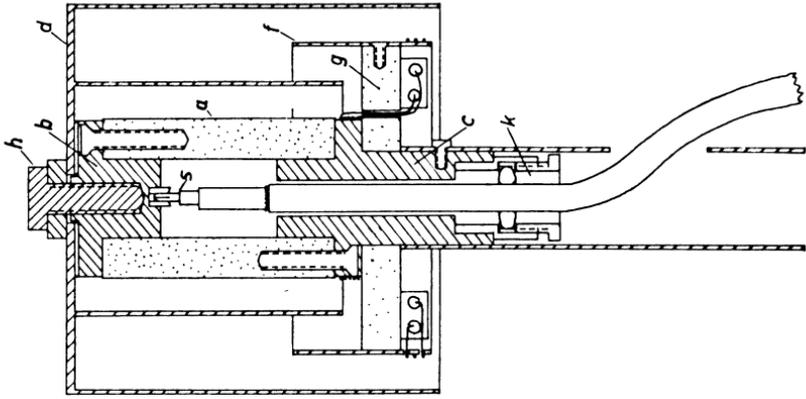


Abb. 2: Schnitt durch den Freiluftisolator Modell 2.

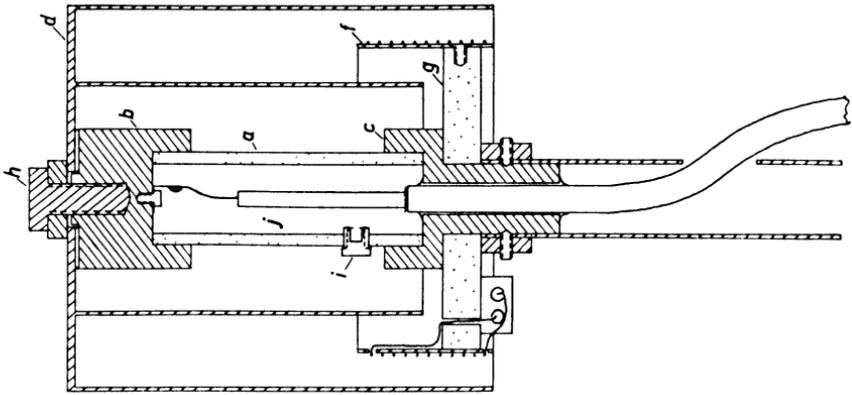


Abb. 1: Schnitt durch den Freiluftisolator Modell 1.

C. Erprobung

Der Isolationswiderstand beider Isolatoren wurde in einer Spannungsteilerschaltung mit einem Meßwiderstand von $2 \cdot 10^{11} \Omega$ verglichen. Die Abbildungen 3a und 3b zeigen eine schematische Skizze des Meßaufbaus und das zugehörige Schaltbild.

Als Spannungsquelle diente ein stabilisiertes Netzgerät (Heathkit IP-32), als Meßgerät ein Schwingkondensator-Elektrometer (Frieseke und Höpfner) in Verbindung mit einem Schreiber (Whico-Elnik, 5 mA).

Zur Vermeidung von Hochfrequenzeinstreuungen war es notwendig, ein RC -Glied (R_s, C) einzuschalten; der Widerstand R_s wurde zum Schutz des Elektrometers bei Kurzschluß im Isolator im allgemeinen mit $10^{13} \Omega$ bemessen.

Die Abschirmung des Kabels zum Isolator war geerdet. Der Isolationswiderstand des Kabels (ca. $10^{14} \Omega$) liegt dann parallel zum Meßwiderstand.

Der Isolator war außen im Abstand von 70 cm von der Hauswand neben einem Fenster an der Ostseite des Meteorologischen Observatoriums Aachen angebracht.

Der Isolationswiderstand des Modells 1 wurde vom 4. 2. bis zum 31. 3. 1964 registriert. Die Meßspannung U betrug 200 V. Sie mußte so hoch gewählt werden, um einen meßbaren Spannungsabfall am Meßwiderstand zu erhalten; denn das Schwingkondensator-Elektrometer arbeitete auf dem unempfindlichsten Bereich (1 V Vollausschlag), da es über einen hochohmigen Umschalter gleichzeitig für die Registrierung von Potentialgradient, Vertikalstromdichte und Leitfähigkeit eingesetzt war. Ein anderes geeignetes Meßinstrument stand nicht zur Verfügung.

Der Isolator war unter einem nach unten offenen Schutzkorb angebracht, da er sonst als Vertikalstromantenne wirkt und die Widerstandsmessung verfälscht wird.

Als mittlerer Isolationswiderstand R_i ergab sich ca. $10^{15} \Omega$ (bei 200 V Meßspannung). Bei Regen verminderte sich R_i kurzzeitig bis auf $5 \cdot 10^{14} \Omega$. Durch das RC -Glied ($R_s = 10^{13} \Omega, C = 100 \text{ pF}$) wurden alle kurzperiodischen Schwankungen geglättet. Wurde der Widerstand R_s von $10^{13} \Omega$ zeitweise durch $10^9 \Omega$ ersetzt, so zeigte die Registrierung einen dem Potentialgradienten ähnlichen Verlauf mit etwa gleichem mittlerem Ausschlag wie bei einem Widerstand R_s von $10^{13} \Omega$.

Die Stärke der Heizung hatte keinen Einfluß auf den Isolationswiderstand. Auch zeitweises Abschalten der Heizung zeigte sich ohne Wirkung. Plötzliche Temperatur-

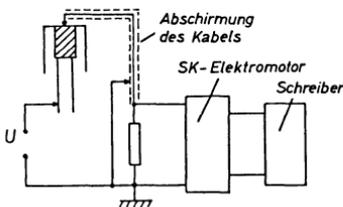


Abb. 3a: Skizze des Meßaufbaus.

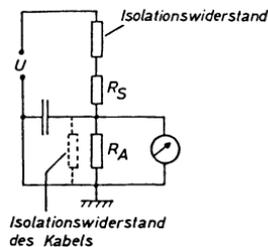


Abb. 3b: Zugehöriges Schaltbild.

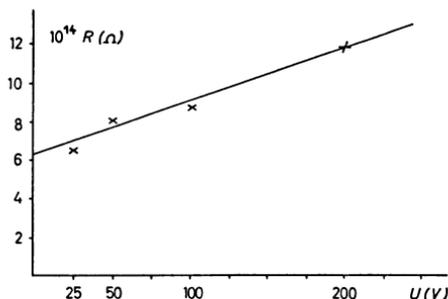


Abb. 4: Spannungsabhängigkeit des Isolationswiderstandes von Modell 2.

schwankungen (ca. 20°C) durch Änderung der Intensität der Heizung erzeugen Störströme, die am Meßwiderstand einen Spannungsabfall bis 50 mV hervorrufen können. Dieser Effekt hängt stark von der Meßspannung am Isolator ab. Bei der Meßspannung 0 betrug der Spannungsabfall noch etwa 10 mV.

Eine Verminderung des Isolationswiderstandes durch Verunreinigung der Oberfläche des Isolationsstückes wurde während der Zeit der Registrierung nicht festgestellt. Der Isolator wurde zweimal wegen Störung durch Spinnfäden gereinigt.

Modell 2 zeigte etwa die gleichen Eigenschaften. Der Isolationswiderstand wurde eine Woche in gleicher Anordnung wie bei Modell 1 registriert. Der mittlere Isolationswiderstand ist mit $7 \cdot 10^{14} \Omega$ etwas geringer als bei Modell 1.

Die Wirkung der zweiten Heizwicklung auf f , die so stark geheizt werden sollte, daß sie Insekten vor dem Eindringen abschreckt, konnte noch nicht untersucht werden.

Extrem hohe Widerstände zeigen im allgemeinen eine ziemliche Spannungsabhängigkeit. An Modell 2 wurde die Spannungsabhängigkeit des Isolationswiderstandes untersucht. Abbildung 4 zeigt das Ergebnis. Bei Abnahme der Spannung auf ein Achtel des Ausgangswertes ist der Isolationswiderstand auf die Hälfte gesunken.

In mehrwöchigem Einsatz zur Isolation der Feldantenne und des Vertikalstromnetzes haben sich an beiden Typen keine nachteiligen Erscheinungen bemerkbar gemacht.

D. Schlußfolgerungen

Der Vorteil des neuen Isolators ist seine einfache Wartungsmöglichkeit. Die elektrischen Eigenschaften sind für lufterlektrische Anforderungen hinreichend. Das Auftreten von Störströmen bei Temperaturschwankungen kann allerdings unter Umständen Fehler verursachen. Eine genauere Untersuchung dieses Effektes erscheint angebracht.

Eine wichtige Störungsursache für die Isolation, anfliegende Spinnfäden, wird aber durch diesen Isolator auch nicht vermieden. Folgende Maßnahmen könnten hier eine Verbesserung bringen:

Der Isolator könnte mit einem Bügel versehen werden (siehe Abb. 5), der pro Minute einige Male umläuft und die Spinnenfäden zerreißt. Bei der Vertikalstromantenne hätte eine Drehung der ganzen Antenne in einem zentralen hochisolierten

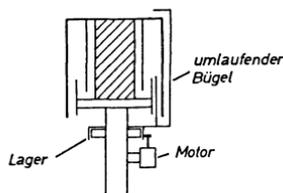


Abb. 5: Isolator mit Vorrichtung zum Zerreißen von Spinnenfäden.

Lager die erwünschte Wirkung. Es wäre zu untersuchen, ob diese Mechanismen nicht zusätzliche Störungen in die Messung bringen. Eine drehbare Vertikalstromantenne wurde bereits von E. VON KILINSKY konstruiert und mit Erfolg eingesetzt [7].

Literatur

- [1] KASEMIR, H.: An apparatus for simultaneous registration of potential gradient and air-earth current. (Discription and first results.) *J. Atmospheric and Terr. Phys.* **2** (1951), 32—37.
- [2] ISRAËL, H.: Ergebnisse der luftelektrischen Arbeiten in Buchau a. F. (Studien über das atmosphärische Potentialgefälle VII.) *Archiv f. Meteorol. Geophys. und Bioklimat.* (a) **7**; (1954), 266—282.
- [3] MÜHLEISEN, R.: Verminderung der Isolationsschwierigkeiten bei luftelektrischen Potentialmessungen. *Beitr. Phys. d. Atmosph.* **26** (1956) Nr. 2, 97—101.
- [4] DOLEZALEK, H.: Freiluftisolator mit über 10^{14} Ohm Widerstand für alle Klimate. *Geofis. pur. e appl.* **33** (1956) 223—228.
- [5] DOLEZALEK, H.: Der Freiluftisolator mit 10^{14} Ohm, Verbesserungen und Ergänzungen. *Geof. pura e applicata* **49** (1961) 249—254.
- [6] DOLEZALEK, H.: Die luftelektrische Station, Teil III: Betrieb und Ergänzungen. *Gerl. Beitr. z. Geophys.* **71** (1962), 242—253.
- [7] VON KILINSKY, E.: Verbesserung der Auffangvorrichtung des Potsdamer Vertikalstromgerätes. *Zeitschr. f. Met.* **12** (1958), 352—354.

**Nachtrag zum Verzeichnis der geophysikalischen Vorlesungen
an den deutschsprachigen Universitäten und Hochschulen (in Heft 5)**

Technische Hochschule Aachen

Einführung in die Geophysik II (1)

ISRAËL

Radioaktive Meßmethoden im geophysikalischen Bereich (1)

ISRAËL

Buchbesprechung

J. A. JACOBS: *The Earth's Core and Geomagnetism*. The Commonwealth and International Library of Science, Technology, Engineering and Liberal Studies, Geophysics Division, Vol. 1. Pergamon Press, Oxford 1963. 137 S., 38 Abb., Preis 17 s. 6 d.

Kenntnis über das tiefere Erdinnere zu erlangen ist nur auf indirekte Weise möglich. Neben die klassischen Verfahren der Seismik und der Schwereuntersuchungen ist in den letzten beiden Jahrzehnten in zunehmendem Maße die Methode getreten, Hypothesen über Aufbau und Vorgänge im Erdkern mit einer Theorie des erdmagnetischen Hauptfeldes zu koordinieren. Einerseits können von der Verteilung des Nichtdipolfeldes und seiner Säkularvariation, die sehr wahrscheinlich ihren Ursprung in den obersten Schichten des gut leitenden Erdkerns haben, Rückschlüsse auf die dortige Stromverteilung und auf Strömungsverhältnisse gezogen werden. Zum andern wird versucht, das erdmagnetische Permanentfeld mit Hilfe einer Reihe zusätzlicher Annahmen über den Erdkern plausibel zu erklären, die eben damit wiederum begründet werden. Dabei scheinen jedoch in jedem Falle „ziemlich extreme Annahmen für eine befriedigende Theorie notwendig zu sein“. Es ist zweifelsohne lobenswert, wenn sich der Verfasser die Aufgabe gestellt hat, in knapper Form das gesamte heutige Wissen über den Erdkern und seine Rolle im Erdmagnetismus faßlich darzulegen.

Das Büchlein erscheint innerhalb einer neuen Reihe verständlicher Hochschulbücher und ist für Studenten geschrieben. In insgesamt sechs Kapiteln werden behandelt: 1. die seismologischen Ergebnisse über die Struktur des Erdinnern und die Bestimmung von Profilen der mechanischen Materialkonstanten, 2. die Zusammensetzung des Erdkerns, insbesondere die experimentellen und theoretischen Hinweise auf einen Eisenkern, 3. der mögliche Verlauf von Temperatur- und Schmelzpunktkurven als Funktionen der Tiefe, 4. das erdmagnetische Hauptfeld, seine Säkularvariation und die bisherigen Deutungsversuche, 5. die hydromagnetischen Theorien (Dynamo-Theorie), 6. Paläomagnetismus und Hinweise auf echte Feldumkehrungen des axialen Dipolfeldes. Bei der Kürze der Darstellung mußte auf mathematische Deduktionen oder auch nur ausführliche Begründungen verzichtet werden. Jedem Kapitel folgen jedoch Literaturangaben (im wesentlichen aus dem angelsächsischen Sprachbereich) für ein eingehenderes Studium. Im Anhang werden einige formale Betrachtungen zur Magnetik und Magneto-Hydrodynamik sowie über die Behandlung der Vektor-Wellengleichung gegeben.

Der Inhalt kann durchaus aktuell genannt werden. Der größte Teil des Bändchens ist den neueren Ergebnissen und Hypothesen gewidmet, die einander z. T. kritisch gegenübergestellt werden. (Leider vermißt man, trotz einiger historischer Notizen, unter der Vielzahl der genannten Namen den eigentlichen Entdecker des Erdkerns.) Die Darstellung der hydromagnetischen Theorien des Erdmagnetismus, die allein über ein Viertel des Buches einnimmt, vermag aber dennoch einen skeptischen Leser nicht ganz zu überzeugen. Überhaupt sind wohl wenige der heutigen Vorstellungen über den Erdkern bereits als endgültig zu betrachten.

Das vorliegende Büchlein ist geeignet, einen Einblick zu verschaffen in die Probleme (und Problematik), wie sie bei diesem wichtigen Forschungszweig auftreten. Als solches kann es besonders Studenten empfohlen werden. Immer noch bleibt aber die Frage nach dem Ursprung des permanenten Magnetfeldes der Erde eine der unangenehmsten, die man einem Geophysiker stellen kann.

J. MEYER

Die
Bundesanstalt für Gewässerkunde
sucht einen jüngeren
Geophysiker,
Diplom-Meteorologen
oder
angewandten Mathematiker

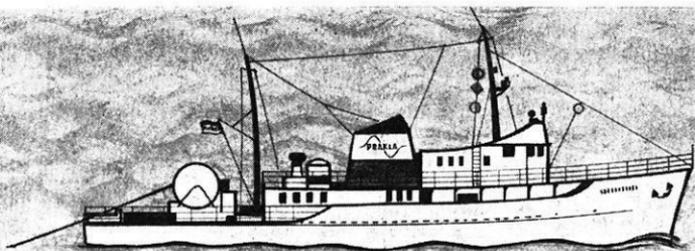
nach Verg.-Gr. II BAT

Kennziffer 51

Bewerbungsunterlagen (Lebenslauf, Lichtbild, Zeugnisabschriften) werden erbeten unter Angabe der Kennziffer an

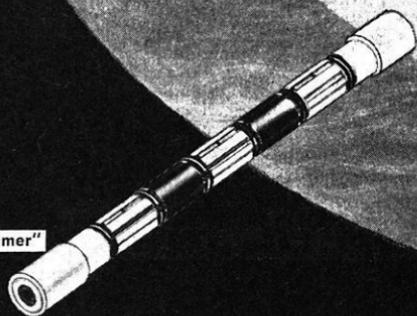
Bundesanstalt für Gewässerkunde

54 Koblenz Postfach 309



Watt und Hochsee

mit „Streamer“



1964
11 Meßgruppen
59450 Schüsse



- | | |
|------------|---|
| 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 12º andar – RIO DE JANEIRO |
| FRANKREICH | COMPAGNIE POUR L'APPLICATION DES
TECHNIQUES GÉOPHYSIQUES "C.A.T.G."
79, Champs Élysées – PARIS – VIII e |
| LIBYEN | PRAKLA LIBYA
P.O. Box 679 – TRIPOLIS |
| MAROKKO | PRAKLA MAROCC
2, Rue Lavoisier – RABAT |
| ÖSTERREICH | PRAKLA GMBH
WIEN 19 – Kreindl-Gasse 15/10 |
| SPANIEN | PRAKLA-SEISMOS ESPAÑOLA S.L.
Calle Nervion 4 – MADRID (7) |
| SYRIEN | PRAKLA SYRIA
BP 1074 – ALEPPO |
| TURKEI | PRAKLA ANKARA
P.K. 41 – ÇANKAYA-ANKARA |

HANNOVER · HAARSTRASSE 5 · RUF: 80721 · FERNSCHREIBER: 092 2847 · DRAHT: PRAKLA