

Werk

Jahr: 1926

Kollektion: fid.geo

Signatur: 8 GEOGR PHYS 203:2

Digitalisiert: Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

Werk Id: PPN101433392X_0002

PURL: http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X_0002

LOG Id: LOG_0007

LOG Titel: Theorie der magnetischen Aufschlußmethode

LOG Typ: article

Übergeordnetes Werk

Werk Id: PPN101433392X

PURL: <http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X>

OPAC: <http://opac.sub.uni-goettingen.de/DB=1/PPN?PPN=101433392X>

Terms and Conditions

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

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

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

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

Contact

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

Theorie der magnetischen Aufschlußmethode.

Von **H. Haalck***. — (Mit vier Abbildungen.)

Nach Erörterung der Ursachen erdmagnetischer Störungsgebiete wird auf Grundlage der Annahme, daß die Massen infolge der induzierenden Wirkung des erdmagnetischen Feldes gleichmäßig magnetisiert werden, der Verlauf der magnetischen Störung berechnet für verschiedene Formen und Lagerung einer im Untergrund befindlichen magnetischen Störungsmasse. Die Anwendung der theoretischen Ergebnisse auf praktische Messungen wird in einem zweiten Aufsatz behandelt, welcher am Schluß die Literaturangabe enthält.

1. Über die Ursachen der erdmagnetischen Störungsgebiete. Von den hinsichtlich ihrer Ausdehnung in regionale und lokale eingeteilten erdmagnetischen Störungsgebieten sind die letzteren für die praktische Geologie von besonderer Bedeutung, da ihre Ursache weniger in den tieferen Partien der Erdkruste als in den äußeren Teilen zu suchen ist. Um aus solchen Anomalien Schlüsse in bezug auf den Bau des Untergrundes ziehen zu können, muß zunächst die Frage nach ihren Ursachen geklärt sein. Als mögliche Ursachen kommen in Betracht:

- a) die Induktion des erdmagnetischen Feldes auf die Massen der äußeren Erdkruste,
- b) der Eigenmagnetismus der Massen des Untergrundes,
- c) die elektromagnetische Wirkung lokaler elektrischer Erdströme.

Infolge der induzierenden Wirkung des Erdfeldes wird in den Massen des Untergrundes ein Magnetismus induziert, dessen Stärke abhängt:

1. von dem Verhältnis der Permeabilität der betreffenden Substanz zu derjenigen des umgebenden Mediums,
2. von der Form der Masse,
3. von der Größe und Richtung des erdmagnetischen Feldes.

Es besteht nun die Möglichkeit, daß (besonders bei kompakten Massen, wie z. B. bei Lagerstätten von stark magnetisierbaren Erzen) infolge der langen Zeitdauer der Einwirkung der induzierte Magnetismus permanent wird, so daß diese Massen einen permanenten Eigenmagnetismus besitzen, dessen Richtung mit der Richtung des induzierten Feldes übereinstimmt; es ist aber auch möglich, daß es Massen gibt, welche einen nicht mit der Richtung des induzierten Feldes zusammenfallenden Eigenmagnetismus besitzen. Die plausibelste Erklärung für den Ursprung gründet sich auf folgende Erscheinung: Gewisse Körper, z. B.

*) Wissenschaftl. Mitarbeiter d. Exploration, G. m. b. H.
Zeitschrift für Geophysik. 2. Jahrg. / - 5

eisenhaltiger Ton und ähnliche Massen, behalten, wenn sie während des Brennens magnetisiert werden, bei der Abkühlung ihre Feldrichtung bei. Analog läßt sich denken, daß gutflüssige Massen während der Zeit des Erkalten magnetisiert werden, sei es durch die Induktionswirkung des erdmagnetischen Feldes oder sei es — was allerdings unwahrscheinlich ist — durch die elektromagnetische Wirkung starker elektrischer Erdströme, die — wie Naumann¹⁾ annimmt — eine Begleiterscheinung bei der Bildung der großen tektonischen Störungen bildeten. Dieser in den Massen erzeugte Magnetismus wurde während des Erkalten permanent. Die Richtung, in welcher diese Massen magnetisiert sind, fällt nun im allgemeinen nicht mehr mit der Richtung des erdmagnetischen Feldes zusammen, und zwar können mehrere Gründe dafür maßgebend sein: einmal kann das permanente Magnetfeld infolge geologischer Umgestaltungen, Verschiebungen, Drehungen der Massen usw. die ursprüngliche Richtung ändern, andererseits hat sich, wie die wissenschaftliche Forschung ergeben hat — und das dürfte der wesentliche Grund sein — das erdmagnetische Feld im Laufe der Zeit erheblich geändert, sowohl in der Richtung als höchstwahrscheinlich auch in der Intensität. Folgheraiter und Brunhes haben diese Idee auf erstarrende Lava angewandt und daraus Schlüsse in bezug auf die Richtung des Erdfeldes in alten Zeiten gezogen. Da nun aber die Kraft des erdmagnetischen Feldes im Laufe der Zeit eine Ummagnetisierung des nicht mit der Richtung des Erdfeldes zusammenfallenden Eigenmagnetismus der Gesteinsmassen bewirkt, so ist es wahrscheinlich, daß in der Hauptsache die Feldrichtungen bei dem Magnetismus der im Untergrund befindlichen Massen mehr oder weniger mit der Richtung des induzierten Feldes zusammenfallen, wie man es in einer ganzen Reihe von Fällen hat feststellen können. Systematisch untersucht wurde diese Frage von O. E. Meyer (Riesengebirge, Zobtenberg), Melloni am Vesuv, Locke für nordamerikanische Berge, Reich im Erzgebirge, Rücker in Großbritannien u. a.²⁾ Ebenfalls die Untersuchungen von Carlheim-Gyllenskölds³⁾ an den sehr starken magnetischen Anomalien (über 2 cm/g/sec) von Kiirunavaare in Schweden haben lediglich den Einfluß von induziertem Magnetismus erkennen lassen, ohne irgend welche erhebliche Störungen durch permanenten Eigenmagnetismus (vgl. auch S. 6/7, Heft 2).

Eine besondere Art von Eigenmagnetismus ist der Eigenmagnetismus (z. B. Hohneklappen, „Schnarher“ im Harz, „Wachtknüppel“ in der Rhön), den öfter kleinere Blöcke oder Felsstücke und Klippen, welche isoliert dastehen, zeigen. Die Untersuchungen haben zuweilen das Vorhandensein einer kleinen Zahl von regulären Achsen, dann aber auch wieder ein völlig regelloses Verhalten gezeigt; ihre Wirkung beschränkt sich nur auf engbegrenzte Räume. Von den vielen Theorien desselben hat wohl jetzt, wenigstens für die Mehrzahl der Fälle, die von Pockels²⁾ und Folgheraiter den Sieg davongetragen, wonach es sich um die Wirkung von häufigen Blitzschlägen handelt.

Die Beobachtungen der in der Erde fließenden elektrischen Ströme, besonders diejenigen an sehr langen Leitungen, lassen Zusammenhänge zwischen Erdströmen und zeitlicher Variation der erdmagnetischen Elemente erkennen, wenn auch diese Zusammenhänge noch nicht vollkommen klar festgestellt sind⁴⁾. Nun wissen wir, daß die Erdströme lokal sehr stark beeinflusst werden können⁵⁾

einmal durch Zufuhr an elektrischen Ladungen durch Niederschläge und ähnliche Ursachen, zum andern können chemische Umwandlungsprozesse im Erdboden (z. B. durch Grundwasser hervorgerufene Oxydationen oder dgl.) Ursachen einer EMK bilden. Da nun Gesteinsarten, wie Basalt oder Granit oder auch andere Eruptivgesteine, namentlich wenn sie erzführend sind, bessere Leiter für die Erdströme sind als die Sedimente, so könnten — rein theoretisch betrachtet — natürliche Erdströme sehr wohl zur Erklärung der Ursache lokaler erdmagnetischer Anomalien herangezogen werden; doch ist diese Frage noch sehr wenig geklärt; ein Fall, in welchem mit Sicherheit ein natürlicher Erdstrom als Ursache einer lokalen erdmagnetischen Anomalie nachgewiesen wird, ist nicht bekannt*). Jedenfalls ist es als unwahrscheinlich zu bezeichnen⁶⁾, daß lokale natürliche Erdströme einen wesentlichen Einfluß auf die lokalen Anomalien ausüben, wenn auch die Möglichkeit eines Einflusses auf die zeitliche Variation der erdmagnetischen Elemente im ganzen Untersuchungsgebiet nicht von der Hand zu weisen ist; ein solcher Einfluß läßt sich aber durch gleichzeitige Verwendung eines registrierenden Stationsinstruments eliminieren.

2. Die theoretischen Beziehungen zwischen eingelagerter Störungsmasse und Verzerrung des Erdfeldes. Die Erkenntnis, daß zwischen den erdmagnetischen Anomalien und der Lagerung der Massen in den äußeren Teilen der Erdkruste ein Zusammenhang besteht, reicht bis in die erste Hälfte des vorigen Jahrhunderts zurück (Kreil, Lamont, Messerschmidt u. a.). Es zeigte sich, daß magnetische Anomalien, geologische Struktur und Schwerkräftenanomalien oft in Beziehungen zueinander standen, deren Ursache man richtig darauf zurückführte, daß Eruptivgesteine, welche die Schwereanomalien verursachen, in der Regel auch wegen ihres Magnetitgehaltes die stärker magnetisierbaren sind und daher gleichzeitig auch die Ursache der magnetischen Anomalien bilden. Als man vor etwa einem halben Jahrhundert die praktische Bedeutung magnetischer Beobachtungen für den Bergbau erkannte und ausnutzte (Brooks 1873 in den Vereinigten Staaten und Thalén 1876 in Schweden), wurde auch die theoretische Deutung der lokalen erdmagnetischen Anomalien in die Wege geleitet, wenn auch teilweise noch recht unvollkommen. Thalén⁷⁾ faßte die magnetischen Erzlagerstätten als ideelle stabförmige Magnete auf; Smyth⁸⁾ betrachtet sie als plattenförmige Lagerstätten von bestimmter Mächtigkeit, die nach unten zu unbegrenzt sind. P. Uhlich⁹⁾ erweiterte die theoretischen Untersuchungen auch für Fälle, in welchen die plattenförmigen Lagerstätten nach der Tiefe zu begrenzt sind. Bei den bekannten erdmagnetischen Anomalien der Magnetitlagerstätte von Kiirunavaara in Schweden identifiziert Carlheim-Gyllensköld³⁾ das Erzlager mit einem elliptischen Zylinder von unbegrenzter Länge und berechnet daraus die

*) Eine einzelne beträchtliche lokale Störung bei Kirchwärd bei Hamburg, welche sich als zeitlich inkonstant erwies, führt C. Heiland⁵⁾ auf die Wirkung natürlicher Erdströme zurück. Eine solche Deutung erscheint jedoch als zu hypothetisch, da einmal die Stärke des natürlichen Erdstroms unwahrscheinlich hohe Beträge erreichen müßte, um eine derartige Anomalie ($\pm 300 \gamma$) hervorzurufen, andererseits die Schlußfolgerungen durch zu wenig Messungen gestützt werden.

drei zueinander senkrechten Komponenten der magnetischen Kraft im Außenfeld des Zylinders. Auf Grund dieser Annahme wurden die Messungsergebnisse der magnetischen Störungen dazu verwendet, das Streichen und Fallen des Erzlagers und die Tiefe unter der Erdoberfläche zu bestimmen; Rechnung und Beobachtung stimmten in genügender Weise überein.

In der neueren Zeit, seitdem man das magnetische Verfahren auf mannigfache Aufgaben der geologischen Forschung ausdehnte und weiter ausgestaltete, indem vorzügliche Instrumente für exakte Präzisionsmessungen schwach magnetischer Anomalien konstruiert und erprobt wurden, genügten solche einfachen Vorstellungen nicht mehr, und die Theorie der Beziehungen, welche zwischen den erdmagnetischen Anomalien und den magnetisch störenden Massen bestehen, mußte notwendigerweise weiter ausgebaut werden. Im allgemeinen sind diese Beziehungen wegen der Unregelmäßigkeit im Bau des Untergrundes sehr verwickelt und lassen sich streng nur für die einfachsten Fälle feststellen. Für den besonderen Fall, daß ein im Erdboden eingelagertes Ellipsoid von anderer Permeabilität als das umgebende Medium die Ursache der erdmagnetischen Anomalie bildet, sind die Beziehungen für Horizontalintensität und Deklination untersucht worden von R. Griesser¹⁰⁾.

Als Grundlage, auf welcher sich eine allgemeine Theorie aufbauen läßt, gehen wir aus von dem — als ziemlich gesichert anzusehenden — Ergebnis der Forschungen, daß die induzierende Wirkung des erdmagnetischen Feldes auf die Massen des Untergrundes im wesentlichen die Ursache der erdmagnetischen Anomalien bildet. Die Verschiedenheit in der Permeabilität der im Untergrund befindlichen Massen wird in erster Linie durch den prozentualen Gehalt an Eisenerzen, namentlich stark magnetisierbaren, wie Magnetit, Hämatit usw. bedingt, während im allgemeinen die anderen Bestandteile der Masse deren Magnetisierbarkeit nur unwesentlich beeinflussen, weswegen auch Eruptivgesteine eine sehr große, Sedimente eine bedeutend schwächere Permeabilität besitzen, die je nach dem Gehalt an magnetisierbaren Erzen variiert. Demnach kann man eine magnetisch störende Masse ganz allgemein auffassen, als wenn sie eine ungezählte Menge winziger Magnetstäbe enthalte, deren jeder seine typischen Pole aufweist, und die im ganzen Gestein gleichmäßig magnetisiert und gleichgerichtet — in Richtung der Kraftlinien des erdmagnetischen Feldes — sind. Diese Annahme bedeutet nichts anderes, als daß wir eine gleichmäßige Magnetisierung der Masse annehmen. Unberücksichtigt lassen wir den Fall ungleichmäßig magnetisierter Massen, d. h. also den Fall, daß man noch berücksichtigt, daß die einzelnen Elementarmagnete sich noch gegenseitig beeinflussen, so daß sie nicht alle in Richtung des erdmagnetischen Feldes gerichtet sind. Berücksichtigt man, daß Inhomogenitäten in der magnetisierten Substanz, Unregelmäßigkeiten in der äußeren Begrenzung derselben, die sich mathematisch nicht wiedergeben lassen, es unmöglich machen, die Beziehungen zwischen erdmagnetischen Anomalien und magnetisch störenden Massen in aller Strenge wiederzugeben, so liegt es durchaus innerhalb der überhaupt jeder Theorie anhaftenden Unsicherheit, wenn man von der Annahme der gleichmäßigen Magnetisierung als Grundlage der Theorie ausgeht.

Nach dem bekannten Satze für das Potential P eines gleichmäßig magnetisierten Körpers ist:

$$P = J \frac{dQ}{dx} = J \sum_M \frac{d\left(\frac{1}{r}\right)}{dx} dv,$$

wo J die Stärke der Magnetisierung, Q das Newtonsche Potential, die x -Achse die Richtung der Magnetisierung, r den Radiusvektor des einzelnen Volumenelements dv bedeuten. Führen wir ein anderes Koordinatensystem (xyz) ein mit der horizontalen Erdoberfläche als xy -Ebene, x in Richtung des magnetischen Meridians positiv nach Norden, z in Richtung der Vertikalen positiv nach unten, so wird der obige Ausdruck:

$$P = -J \sum_M \frac{x \cos i + z \sin i}{r^3} dv = C \sum_M \frac{x \cdot H + z V}{r^3} dv \quad \left. \vphantom{P} \right\} \quad (1)$$

für $C = -\frac{J}{\sqrt{V^2 + H^2}}$

wo i die Inklination, H die Horizontalintensität positiv in Richtung nach Norden, V die Vertikalintensität positiv nach unten gerechnet bedeuten.

Auf Grund dieser Formel lassen sich für die wichtigsten Lagerungsformen der Massen des Untergrundes die magnetisch störenden Wirkungen an der Erdoberfläche theoretisch feststellen, wobei natürlich die Formen der Lagerung soweit idealisiert werden, daß sie eine mathematische Behandlung ermöglichen; das klarste Bild erhalten wir durch Betrachtung der Querschnitte durch den magnetischen Störungskörper senkrecht zur Erdoberfläche, indem wir die Kurven der in diesen Schnittebenen liegenden horizontal und vertikal gerichteten Komponenten der störenden magnetischen Kraft auf der Erdoberfläche untersuchen, wobei die betreffenden Störungskomponenten mit der Vertikalen als Ordinate eingetragen werden. Die horizontale Störungskomponente F setzt sich zusammen aus einer Störung in der Horizontalintensität und einer Störung in der Deklination:

Bedeutet z. B. AB die Lage des Querschnitts, welcher mit der normalen (ungestörten) Nordrichtung N des magnetischen Meridians den Winkel ε bildet, H_0 die normale (ungestörte), H die gestörte Horizontalintensität, β die Störung in der Deklination im Punkte A , so ist die in der Schnittebene AB liegende horizontale Störungskomponente F (positiv in Richtung nach B gerechnet):

$$F = H \cos(\varepsilon - \beta) - H_0 \cos \varepsilon \dots \dots \dots (2)$$

(β und ε positiv im Drehungssinne von Norden nach Westen gerechnet).

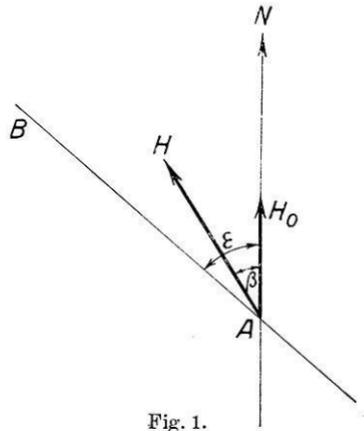


Fig. 1.

3. Besondere Formen der störenden Masse. Um zunächst einen Ausdruck für den Faktor C in Formel (1) zu erhalten, d. h. also um die Abhängigkeit der erdmagnetischen Störung von dem Verhältnis der Permeabilität der störenden Substanz zu derjenigen des umgebenden Mediums klarzustellen, betrachten wir folgende Beispiele:

- a) Abgeplattetes Rotationsellipsoid mit vertikal stehender Achse,
- b) Kugel,
- c) abgeplattetes Rotationsellipsoid mit horizontal stehender Achse parallel zum magnetischen Meridian,
- d) unbegrenzter Kreiszyylinder senkrecht zum Erdfeld.

In allen Fällen betrachten wir den in der Meridianebene liegenden Querschnitt durch den Mittelpunkt; der Ursprung des Koordinatensystems liege senkrecht über dem Mittelpunkt des Störungskörpers auf der Erdoberfläche. Die entsprechenden Formeln*) sind:

- a) Abgeplattetes Rotationsellipsoid mit vertikal stehender Achse:

$$\left. \begin{aligned} F &= AV \frac{xz}{p^2(a^2 + \nu)\sqrt{b^2 + \nu}} + BH \left[\frac{x^2 \sqrt{b^2 + \nu}}{p(a^2 + \nu)^2} - \frac{\text{arctg } l - \frac{l}{1+l^2}}{2(a^2 - b^2)^{3/2}} \right] \\ Z &= AV \left[\frac{-z^2}{p(b^2 + \nu)^{3/2}} + \frac{l - \text{arctg } l}{(a^2 - b^2)^{3/2}} \right] - BH \frac{xz}{p(a^2 + \nu)\sqrt{b^2 + \nu}}; \end{aligned} \right\} \dots (3)$$

dabei bedeuten

- a = große Halbachse,
 b = Rotationshalbachse,
 r = Radiusvektor,

$$l = \sqrt{\frac{a^2 - b^2}{b^2 + \nu}}, \quad p = a^2 + b^2 + 2\nu - r^2,$$

$$2\nu = r^2 - a^2 - b^2 + \sqrt{r^2 + (a^2 - b^2)(a^2 - b^2 + 2z^2 - 2x^2)},$$

$$A = \frac{a^2 b \frac{\mu_0 - \mu}{\mu_0}}{1 + \frac{\mu_0 - \mu}{\mu_0} \cdot \frac{1 + u^2}{u^3} (\text{arc tg } u - u)},$$

$$B = \frac{a^2 b \frac{\mu - \mu_0}{\mu_0}}{1 + \frac{\mu_0 - \mu}{\mu_0} \cdot \frac{1 + u^2}{2u^3} \left(\frac{u}{1 + u^2} - \text{arc tg } u \right)},$$

$$u = \sqrt{\frac{a^2 - b^2}{b^2}},$$

- μ = Permeabilität der störenden Masse,
 μ_0 = Permeabilität des umgebenden Mediums.

*) Die zum Teil sehr umfangreichen Ableitungen sind im folgenden der Kürze halber fortgelassen.

b) Kugel:

$$\left. \begin{aligned} F &= \frac{\mu_0 - \mu}{2 \mu_0 + \mu} \cdot \frac{R^3}{r^5} \{3 V x z - H (2 x^2 - z^2)\}, \\ Z &= \frac{\mu_0 - \mu}{2 \mu_0 + \mu} \cdot \frac{R^3}{r^5} \{3 H x z - V (2 z^2 - x^2)\}. \end{aligned} \right\} \dots \dots (4)$$

c) Abgeplattetes Rotationsellipsoid mit horizontal gerichteter Achse parallel zum magnetischen Meridian:

Die Ausdrücke ergeben sich aus Formel (3) dadurch, daß man in diesen vertauscht:

$$F \text{ und } Z, \quad H \text{ und } V, \quad x \text{ und } z.$$

d) Unbegrenzter Kreiszyylinder senkrecht zum Erdfeld:

$$\left. \begin{aligned} F &= \frac{3}{2} \frac{\mu_0 - \mu}{2 \mu_0 + \mu} \cdot \frac{a^2}{r^4} \{2 V z x - H (x^2 - z^2)\}, \\ Z &= \frac{3}{2} \frac{\mu_0 - \mu}{2 \mu_0 + \mu} \cdot \frac{a^2}{r^4} \{2 H z x + V (x^2 - z^2)\}. \end{aligned} \right\} \dots \dots (5)$$

Die klarste Übersicht über die Ergebnisse der Theorie gibt die graphische Darstellung eines Systems von numerischen Beispielen, wie es Fig. 2 zeigt. Die ausgezogene Kurve stellt die vertikale, die gestrichelt gezeichnete die horizontale

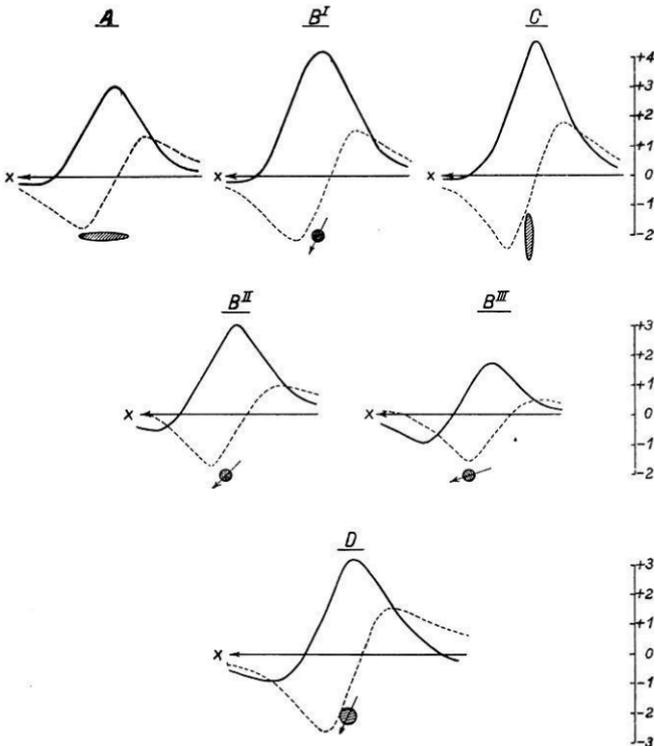


Fig. 2.

Störungskomponente als Funktion des Ortes auf der x -Achse dar; der Pfeil gibt die Richtung der Magnetisierung an. Längeneinheit ist die Tiefe z des Mittelpunktes der störenden Masse unter der Erdoberfläche, Einheit der Ordinate ist:

$\frac{\mu - \mu_0}{2\mu_0 + \mu} \cdot \frac{R^3}{5}$ bzw. $\frac{\mu - \mu_0}{2\mu_0 + \mu} \cdot \frac{a^3}{5}$. In den Beispielen a), b) und c) wird das Volumen der störenden Masse als gleich groß angenommen; für die Halbachsen des Rotationsellipsoids bzw. den Radius der Kugel sind gesetzt:

$$a = 0.4 z, \quad b = 0.02 z, \quad R = 0.15 z.$$

Einem mittleren Wert der Vertikal- bzw. Horizontalintensität für Mitteleuropa entsprechend ist gesetzt:

$$\left. \begin{array}{l} V = 0.4 \\ H = 0.2 \end{array} \right\} \text{d. i. } i = 63\frac{1}{2}^\circ.$$

Um zu zeigen, wie die störenden Kräfte von Stärke und Richtung des normalen erdmagnetischen Feldes beeinflußt werden, betrachten wir für den Fall B der Kugel noch folgende Beispiele, welche den Gegenden von geringerer Inklination entsprechen:

$$\begin{array}{l} \text{II. } V = 0.24, \quad H = 0.24, \quad \text{d. i. } i = 45^\circ, \\ \text{III. } V = 0.075, \quad H = 0.30, \quad \text{d. i. } i = 14\frac{1}{2}^\circ. \end{array}$$

Die dargestellten Kurven zeigen, daß die extreme positive Anomalie sowohl in der Vertikalintensität wie in der Horizontalintensität gegen die Projektion des Mittelpunktes der störenden Masse auf der Erdoberfläche nach Süden, die extreme negative nach Norden hin verschoben ist, und zwar um so mehr, je geringer die Inklination ist; nur bei dem negativen Maximum in der Horizontalintensität ist das Umgekehrte der Fall. Die Größe der Störung (d. i. die Differenz zwischen positivem und negativem Maximum) ist für beide Kraftkomponenten bei horizontal liegendem Rotationsellipsoid größer als bei der Kugel; mit abnehmender Inklination nimmt sie ebenfalls ab.

e) Einfallende Schicht. Eine gleichmäßige, magnetisch störende Schicht von geringer Dicke, dem Einfallen α , dem geringsten Abstand von der Erdoberfläche z , setze sich nach unten bis ins Unendliche fort, ebenfalls nach beiden Seiten senkrecht zur Figurebene, der betrachtete Querschnitt AB schließe mit der Richtung des magnetischen Meridians den Winkel ε ein (positiv im Drehungsinne von Norden nach Westen). Liegt der Nullpunkt des Koordinatensystems auf der Erdoberfläche senkrecht über der geringsten Tiefe der Schicht, x positiv in Richtung des Einfallens, so erhält man für die horizontale bzw. vertikale Komponente der störenden Kraft:

$$\left. \begin{array}{l} F = \frac{C \cdot V}{R^3 (x \sin \alpha + z \cos \alpha)^2} \{ z^3 \cos \alpha - x^3 \sin \alpha - R^3 \cos \alpha \sin \alpha \\ \quad - \frac{H}{V} \cos \varepsilon [(z - R \sin \alpha) R^2 \sin \alpha + xz (x \sin \alpha + z \cos \alpha)] \dots \}, \\ Z = \frac{C \cdot V}{R^3 (x \sin \alpha + z \cos \alpha)^2} \{ R^3 \cos \alpha (x + R \cos \alpha) + xz (x \sin \alpha + z \cos \alpha) \\ \quad - \frac{H}{V} \cos \varepsilon [x^3 \sin \alpha - z^3 \cos \alpha + R^3 \cos \alpha \sin \alpha] \dots \}, \end{array} \right\} \cdot (6)$$

wobei gesetzt ist:

$$R = \sqrt{x^2 + z^2}.$$

Die Kurven der vertikalen und horizontalen Komponente der störenden magnetischen Kraft sind also außer von der Tiefe und dem normalen Wert der Vertikal- und Horizontalintensität auf der Erde noch abhängig von dem Einfallen der Schicht und der Lager der Streichungsrichtung zur Richtung des magnetischen Meridians. In dem auf Fig. 3 oben dargestellten praktischen Beispiel ist gesetzt:

$$\frac{H \cos \varepsilon}{V} = 0$$

(indem wir eben den praktisch für mitteleuropäische Breiten unerheblichen Einfluß der Streichungsrichtung unberücksichtigt lassen).

- I. $\alpha = 0^\circ$,
- II. $\alpha = 45^\circ$,
- III. $\alpha = 90^\circ$,

an Hand derer die Fälle von beliebigem

Einfallen durch Interpolation gefunden werden können. Einheit der Kraft ist $C \cdot V$, Längeneinheit die Tiefe z .

f) Verwerfung bei horizontaler Lagerung. Bedeutet d die Dicke der Schicht, so sind die störenden Kräfte für den einen Teil der durch die Verwerfung geteilten Schicht:

$$\left. \begin{aligned} F &= C \left\{ V \left(\frac{1}{\sqrt{x^2 + z^2}} - \frac{1}{\sqrt{x^2 + (z+d)^2}} \right) - H \cos \varepsilon \cdot x \left[\frac{1}{x^2 + z^2 + z\sqrt{x^2 + z^2}} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{1}{(z+d + \sqrt{x^2 + (z+d)^2})\sqrt{x^2 + (z+d)^2}} \right] \right\} \dots \\ Z &= C \left\{ V \left[\frac{2d}{z(z+d)} + \frac{z+d}{\sqrt{x^2 + (z+d)^2}(x + \sqrt{x^2 + (z+d)^2})} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{z}{\sqrt{x^2 + z^2}(x + \sqrt{x^2 + z^2})} \right] + H \cos \varepsilon \left(\frac{1}{\sqrt{x^2 + z^2}} - \frac{1}{\sqrt{x^2 + (z+d)^2}} \right) \right\} \dots \end{aligned} \right\} (7)$$

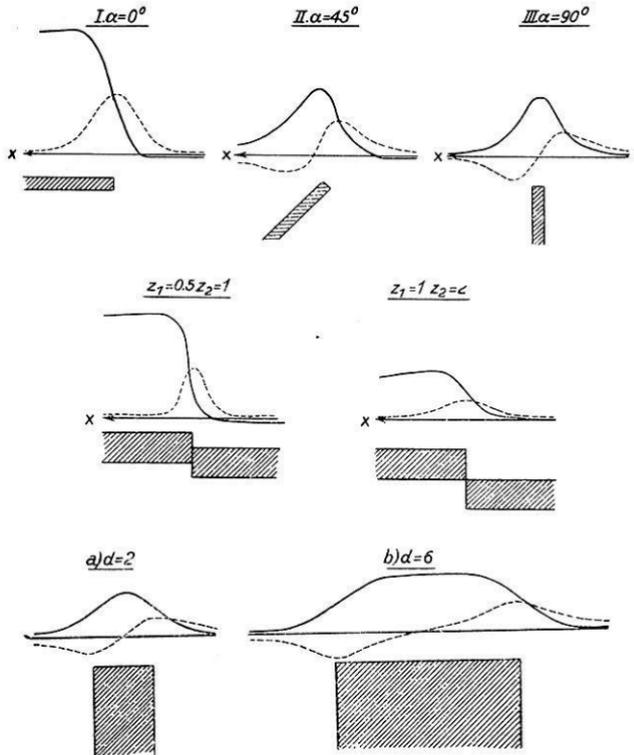


Fig. 3.

Durch Superposition der Störungskomponenten der beiden Teile der durch die Verwerfung geteilten Schicht erhalten wir die Störungskomponenten der Verwerfung.

In dem auf Fig. 3 (Mitte) dargestellten graphischen Beispiel ist gesetzt:

$$a) z_1 = 0.5 \quad z_2 = 1$$

$$b) z_1 = 1. \quad z_2 = 2,$$

wo z_1 und z_2 die Tiefen der Oberfläche der durch die Verwerfung in zwei Teile geteilten Schicht bedeuten.

g) Senkrecht einfallende Schicht von größerem Durchmesser. Fällt der Nullpunkt des Koordinatensystems mit dem Schnittpunkt der Mittellinie der störenden Schicht mit der Erdoberfläche zusammen, so ergeben sich folgende Ausdrücke:

$$F = C \left\{ V \left(\frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1} \right) + H \cos \varepsilon \left[\frac{x - \frac{d}{2}}{R_1(R_1 - z)} - \frac{x + \frac{d}{2}}{R_2(R_2 - z)} - \frac{2d}{x^2 - \frac{d^2}{4}} \dots \right] \dots \right\} \quad (8)$$

$$Z = C \left\{ Vz \left[\frac{1}{R_2 \left(R_2 - x - \frac{d}{2} \right)} - \frac{1}{R_1 \left(R_1 - x + \frac{d}{2} \right)} \right] - H \cos \varepsilon \left(\frac{1}{R_2} - \frac{1}{R_1} \right) \dots \right\}$$

wobei gesetzt ist:

$$R_1 = \sqrt{z^2 + \left(x - \frac{d}{2} \right)^2}$$

$$R_2 = \sqrt{z^2 + \left(x + \frac{d}{2} \right)^2}.$$

In dem auf Fig. 4 unten dargestellten graphischen Beispiel ist gesetzt:

$$\frac{H \cos \varepsilon}{V} = 0, \quad C \cdot V = 1, \quad z = 1,$$

$$a) d = 2, \quad b) d = 6.$$

Als bemerkenswertes Resultat zeigt sich, daß die Intensität der Störung mit der Zunahme des horizontalen Durchmessers nur unwesentlich zunimmt.

h) Horizontal gelagerte Schicht von endlicher Erstreckung. Für einen unendlich langen horizontalen Durchmesser von gleichmäßiger Dicke d und gleichmäßiger Tiefe z gibt Gleichung (7) die Komponenten der störenden Kraft an; daraus läßt sich ohne Schwierigkeit der Verlauf der störenden Kraft für eine endliche Länge der Schicht konstruieren.

Um an diesem Spezialfall zu untersuchen, wie stark die Streichungsrichtung der störenden Schicht die Kurve der störenden Kräfte beeinflußt, betrachten wir folgende Beispiele: Für eine Inklination von $i = 14^\circ$ z. B. kann der Faktor

$n = \frac{H \cos \varepsilon}{V}$ etwa innerhalb der Grenzen $-4 \leq n \leq +4$ schwanken; dementsprechend setzen wir folgende numerischen Werte:

- | | |
|-------------------|--------------|
| A. $n = 0,$ | |
| B. $n = \pm 1/2,$ | $CV = 1,$ |
| C. $n = \pm 2,$ | |
| D. $n = \pm 4,$ | $z = d = 1.$ |

Durch Interpolation kann man daraus den Verlauf der Kurven für jede beliebige Inklination und Streichungsrichtung finden; z. B. für mitteleuropäische Breiten kann der Faktor n etwa zwischen den Grenzen $-1/2 \leq n \leq +1/2$ variieren. Die Rechnung ergibt das auf Fig. 4 dargestellte graphische Bild.

Die Kurven lassen erkennen, daß der Einfluß der Streichungsrichtung auf den Verlauf der Kurve der störenden Kräfte in Gegenden von großer Inklination nur unerheblich ist, so daß praktisch bei erdmagnetischen Untersuchungen in nördlichen Gegenden dieser Einfluß vernachlässigt werden kann; dagegen in südlicheren Gegenden, in welchen die Inklination kleiner ist, verlaufen die Kurven der störenden Kraft je nach dem Streichen recht verschieden.

Was den Einfluß der Tiefe der störenden Masse auf die Intensität der Störungen an-

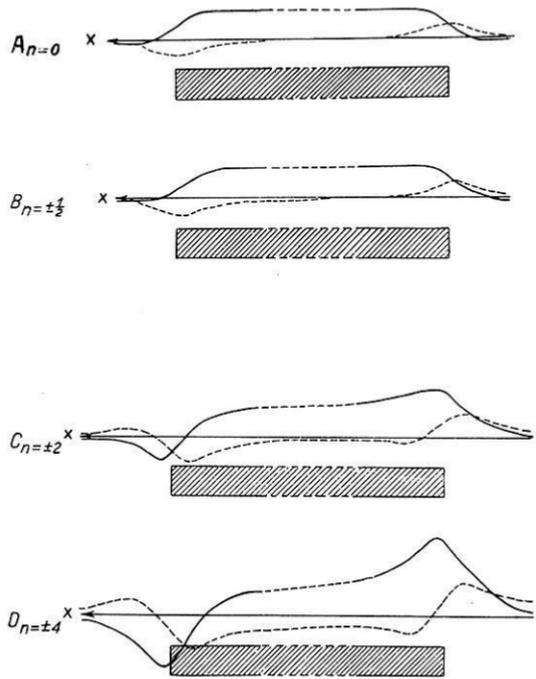


Fig. 4.

belangt, so folgt aus den Formeln allgemein, daß diese etwa mit der zweiten bis dritten Potenz der Tiefe abnimmt; z. B. erfolgt die Abnahme der maximalen Störung bei der Kugelform nach Formel (4) proportional dem reziproken Wert der dritten Potenz der Tiefe, bei einer senkrecht einfallenden unbegrenzten Schicht nach Formel (6) etwa proportional dem reziproken Wert der zweiten Potenz. Allgemein gültige Regeln über die Beziehungen zwischen der Kurve der störenden Kräfte und der Tiefe der Störungsmasse lassen sich nicht aufstellen; sie sind in den einzelnen Beispielen verschieden. Als durchschlagende Regel für sämtliche magnetische Anomalien gilt folgende: Das stärkste Anwachsen in der vertikalen Störungskomponente fällt zusammen mit einem Maximum oder Minimum in der horizontalen Störungskomponente, und umgekehrt