

Werk

Jahr: 1928

Kollektion: fid.geo

Signatur: 8 GEOGR PHYS 203:4

Digitalisiert: Niedersächsische Staats- und Universitätsbibliothek Göttingen

Werk Id: PPN101433392X_0004

PURL: http://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?PPN101433392X_0004

LOG Id: LOG_0007

LOG Titel: Über die Tiefenwirkung bei geoelektrischen Potentiallinienmethoden

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

Über die Tiefenwirkung bei geoelektrischen Potentiallinienmethoden.

Von **J. N. Hummel.** — (Mit drei Abbildungen.)

Es wird die Dicke der Deckschicht über einer Lagerstätte, bei der man gerade noch feststellbare Indikationen an der Erdoberfläche erhält, für zwei spezielle Fälle berechnet.

Eine elektrische Methode der Bodenerforschung besteht darin, daß vermitteltst zweier Elektroden Strom durch den leitenden Boden gesandt und das sich hierbei an der Erdoberfläche ausbildende Strom- bzw. Potentiallinienbild vermessen wird. Aus den Abweichungen des in Wirklichkeit erhaltenen Bildes von dem bekannten regelmäßigen, wie es sich an der Oberfläche eines homogenen Mediums darstellen würde, lassen sich dann Schlüsse auf die Beschaffenheit des Untergrundes. insbesondere auf gut leitende Einlagerungen im sonst homogenen oder geschichteten Medium ziehen. Es ist oft die Frage aufgeworfen worden, wie tief eine Einlagerung eingebettet sein kann, um mit diesem Verfahren von der Erdoberfläche aus noch aufgedeckt werden zu können. Diese „Tiefenwirkung“ der Methode soll im folgenden untersucht werden.

Wir knüpfen hierzu an einen Fall an, den bereits Maxwell behandelt hat¹⁾. In einem zunächst homogenen isotropen, unendlich ausgedehnten Leiter mit der spezifischen Leitfähigkeit σ_1 , der in der positiven x -Richtung eines Koordinatensystems von einem konstanten spezifischen Strom i durchflossen wird, ist das Potential gegeben durch

$$\varphi_1 = -\frac{i}{\sigma_1} x.$$

Bringt man in diesen Leiter eine Kugel von der spezifischen Leitfähigkeit σ_2 und dem Radius a derart an, daß ihr Mittelpunkt mit dem des Koordinatensystems zusammenfällt (Fig. 1), so erhält man das resultierende Stromfeld, indem man zu dem ursprünglichen Potential noch ein Zusatzpotential φ_2 addiert. Dieses ist im Innern der Kugel durch die Gleichung

$$\varphi_2^i = -\frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2\sigma_1 + \sigma_2} \cdot \frac{i}{\sigma_1} x$$

und außerhalb derselben im Abstand r von ihrem Mittelpunkt durch die Gleichung

$$\varphi_2^a = -\frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2\sigma_1 + \sigma_2} \cdot \frac{i}{\sigma_1} \cdot \frac{a^3}{r^3} x$$

dargestellt.

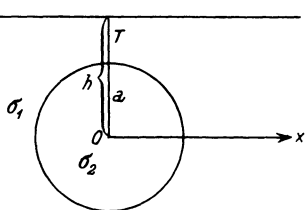


Fig. 1.

Wir denken uns in dem homogenen isotropen Leiter eine Schnittebene parallel der x -Achse im Abstand h vom Mittelpunkt der Kugel und wollen das Potentiallinienbild dieser Ebene untersuchen. Wäre die Einlagerung nicht vorhanden, so wären die Potentiallinien in dieser Ebene Parallelen im gleichen Abstand voneinander. Wir greifen uns eine von ihnen, z. B. diejenige, die die Koordinate x_1 und das Potential $\varphi_1 = -\frac{i}{\sigma_1} x_1$ besitzt, heraus und wollen die Ausbuchtung untersuchen, die sie erfährt, wenn die Kugel in das Medium hineingebracht wird. Sie geht dann durch diejenigen Punkte x , die sich aus der Gleichung

$$-\frac{i}{\sigma_1} x_1 = -\frac{i}{\sigma_1} x - \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2\sigma_1 + \sigma_2} \cdot \frac{i}{\sigma_1} \cdot \frac{a^3}{r^3} \cdot x$$

oder

$$x_1 = x + \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2\sigma_1 + \sigma_2} \cdot \frac{a^3 \cdot x}{(h^2 + y^2 + x^2)^{3/2}}$$

errechnen, wobei die y -Achse der Schnittebene parallel gedacht ist.

Die so ausgebuchtete Linie mit dem alten Potential φ_1 ist also an jeder Stelle um das Stück

$$x_1 - x = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2\sigma_1 + \sigma_2} \cdot \frac{a^3 \cdot x}{(h^2 + y^2 + x^2)^{3/2}}$$

in der x -Richtung verschoben. Wir entnehmen dieser Gleichung, daß die Verschiebung für $y = 0$, d. h. auf der x -Achse, am größten ist. In genügender Entfernung von der x -Achse, d. h. für sehr großes y , wird die Verschiebung Null, die Linie mündet wieder in die ursprüngliche ein. Für diejenigen Linien, für die $x_1 = 0$ oder $x_1 = \infty$ ist, ist die Verschiebung überall gleich Null, wie von vornherein ersichtlich. In der Fig. 2 ist ein Potentiallinienbild, wie es sich aus dieser Gleichung ergibt, aufgezeichnet, und zwar für den Fall, daß die Schnittebene gerade die Kugel berührt, daß also $h = a$ ist und daß der Bruch, der das Verhältnis der spezifischen Leitfähigkeiten enthält, gleich -1 ist.

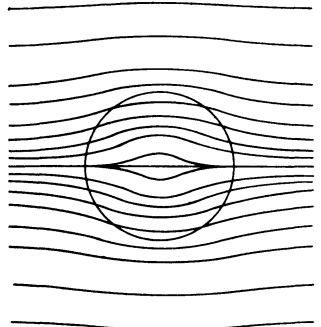


Fig. 2.

Es fragt sich nun, was wir als Maß für die Größe einer Indikation wählen wollen. Die berechnete Verschiebung $x_1 - x$ kann es natürlich nicht sein. Denn bei Vergrößerung aller Dimensionen vergrößert sich diese Differenz ebenfalls, während wir von dem Betrage der Indikation verlangen müssen, daß er unabhängig vom Maßstab ist. Es empfiehlt sich, hierfür das Verhältnis $\frac{x_1 - x}{h}$ zu wählen.

Wir wollen uns jetzt mit dem Fall beschäftigen, in dem die Indikationen so klein sind, daß sie eben noch gestatten, die Lagerstätte aufzuspüren. Es soll also $x_1 - x \ll h$ sein. Ist diese Bedingung erfüllt, so läßt sich der Ausdruck

für die Größe der Verschiebung noch etwas vereinfachen. Wir können dann x durch x_1 auf der rechten Seite der Gleichung ersetzen und erhalten

$$x_1 - x \equiv \Delta x = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2\sigma_1 + \sigma_2} \cdot \frac{a^3 \cdot x_1}{(h^2 + y^2 + x_1^2)^{3/2}}.$$

Aus dieser Gleichung ist leicht zu ersehen, daß die Verschiebung Δx auf der x -Achse für die beiden Punkte ein Maximum hat, für die $\pm x = \frac{h}{\sqrt{2}}$ ist. Die Größe der Verschiebungen in diesen beiden Punkten beträgt

$$\Delta x_{\max} = \pm \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2\sigma_1 + \sigma_2} \cdot \frac{2}{9} \sqrt{3} \cdot \frac{a^3}{h^2}.$$

Haben wir es mit endlichen Indikationen zu tun, so verschiebt sich ihr Maximum nach der y -Achse zu.

Noch ein weiterer Vorteil ergibt sich, wenn wir unsere Betrachtungen auf kleine Ausbuchtungen beschränken. Wir befinden uns dann nämlich mit der fiktiven Schnittebene so nahe am Bereich des homogenen Gebietes, in das die Störungen nicht mehr eindringen, daß wir uns den oberhalb der Schnittebene befindlichen Teil des Leiters fortgelassen denken können, ohne daß hierdurch wesentliche Änderungen der Ausbuchtungen im Störungsgebiete hervorgerufen werden. Wir können bei geringen Indikationen die für die Schnittebene gültigen Betrachtungen auf eine Grenzebene, insbesondere auf die Erdoberfläche übertragen. Und damit kommen wir zur praktischen Verwertung unserer Untersuchungen.

Haben wir ein Potentiallinienbild vermessen, dessen Charakter dem in Fig. 2 wiedergegebenen ähnlich, dessen Ausbuchtungen aber kleiner sind, so läßt sich zunächst die absolute Tiefe der Einlagerung bis zu ihren Mittelpunkt gerechnet aus dem Abstand zwischen den beiden Punkten ermitteln, in denen die Verschiebungen den größten Betrag haben. Weiter ergibt sich der Radius a der Kugel durch Umformen der letzten Gleichung zu

$$a = \sqrt{\frac{2\sigma_1 + \sigma_2}{\sigma_1 - \sigma_2} \cdot \frac{3}{2} \sqrt{3} \cdot h^2 \cdot \Delta x_{\max}}.$$

Die Dicke der über der Einlagerung befindlichen Schicht ist demnach

$$h - a \equiv T = \left(\sqrt[3]{\frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2\sigma_1 + \sigma_2} \cdot \frac{2\sqrt{3}}{9} \cdot \frac{h}{\Delta x_{\max}}} - 1 \right) a.$$

Nehmen wir an, daß zur zweifelsfreien Ermittlung einer derartigen Einlagerung die auf h bezogene Verschiebung der Potentiallinien an der Stelle, wo sie am größten ist, also die Größe $\frac{\Delta x_{\max}}{h}$, nicht kleiner als 0.1 sein darf, und

daß der Bruch $\frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2\sigma_1 + \sigma_2}$ den für das Auftreten von Verzerrungen günstigsten Wert besitzen, nämlich gleich -1 betragen soll, so ergibt sich als äußerst zu-

lässige Dicke der Deckschicht der Wert $T = 0.56 a$. Diese Verhältnisse sind in der Fig. 1 dargestellt. Hätten wir für die eben noch feststellbare Größe der Ausbuchtung die Werte 0.05 und 0.01 angenommen, so dürfte die über der Kugel liegende Schicht 0.97 bzw. $2.37 a$ betragen.

Befindet sich eine schlecht leitende kugelförmige Einlagerung im besser leitenden Medium, so beträgt der Wert des Bruches $\frac{\sigma_1 - \sigma_2}{2\sigma_1 + \sigma_2}$ im günstigsten Falle nur noch $+ \frac{1}{2}$. Die entsprechenden Tiefen der obersten Kugelwölbung sind dann $0.24 a$ und 0.57 bzw. $1.68 a$. Daß das Verhältnis der Leitfähigkeiten von Lagerstätte und Muttergestein bei kugelförmigen Störungskörpern nur geringen Einfluß auf die Größe der Indikationen besitzt, wofern es nur einen gewissen Wert, etwa 1:10, überschreitet, hat Sundberg bereits betont²⁾.

Die wirklichen Verhältnisse bei einem kugelförmigen Störungskörper sind der Erreichung dieser errechneten Tiefenwirkung nicht so günstig, wie die angenommenen idealisierten. Der einzige Umstand, der zu einer geringen Vergrößerung der Indikationen führt, ist das Fehlen des über der Oberfläche befindlichen Leiterteils. Dem steht gegenüber eine Verkleinerung der Ausbuchtungen, die durch einen endlichen Elektrodenabstand bedingt wird, da hierbei die Stromdichte in der Tiefe und entsprechend die Rückwirkung bis zur Oberfläche geringer ist. Weiterhin besitzt das Verhältnis der Leitfähigkeiten einen endlichen Wert, weshalb der absolute Betrag des betreffenden Faktors kleiner als 1 bzw. $\frac{1}{2}$ wird. Auch ist das Muttergestein niemals völlig homogen, sondern besitzt eine gewisse Struktur, die ihrerseits ebenfalls zu Indikationen führt, die sich den errechneten überlagern. Man wird endlich bei der Vermessung nicht gerade auf diejenige Potentiallinie stoßen, die die größte Ausbuchtung besitzt. Hierzu kommen noch die unvermeidlichen Meßfehler, die der Feststellung der von dem Störungskörper stammenden Verzerrungen eine Grenze setzen. Aus allen diesen Gründen dürfte eine kleinere Indikation als die gewählte von 0.1 kaum feststellbar sein. Legen wir uns auf eine bestimmte Größe der Indikation fest, so steht die Tiefenwirkung der Potentiallinienmethode nach den Voraussetzungen, die wir bisher gemacht haben, in einem festen Verhältnis zur Ausdehnung der Einlagerung.

Wir wollen jetzt einen Fall betrachten, der auf die geologischen Verhältnisse, wie sie bei den meisten Untersuchungen vorliegen, etwas mehr Rücksicht nimmt. In der Natur lagert über einer schlecht leitenden Gesteinsschicht gewöhnlich eine verhältnismäßig gut leitende, vom Grundwasser durchfeuchtete Deckschicht, deren Dicke von wenigen Metern bis zu etwa 400 m betragen mag, aber selten tiefer herunterreicht³⁾. Sie besitze die spezifische Leitfähigkeit σ_3 , deren reziproker Wert sich zwischen $3 \cdot 10^8$ bis $1.5 \cdot 10^4 \Omega \cdot \text{cm}$ bewegt, während der spezifische Widerstand der darunter befindlichen trockenen Gesteinsschicht vielleicht zwischen 10^6 bis $10^{11} \Omega \cdot \text{cm}$ schwanken mag.

Befindet sich die Lagerstätte zum wesentlichen Teile in der gut leitenden Oberschicht, so lassen sich natürlich die bisherigen Betrachtungen in Anwendung

bringen. Anders jedoch liegen die Verhältnisse, wenn der aufzusuchende Störungskörper unterhalb der Deckschicht eingebettet ist. Es ist ohne weiteres klar, daß die Tiefenwirkung dann geringer sein muß, da die Ausbuchtungen durch die gut leitende Schicht verwischt werden. Zur Berechnung denken wir uns die gut leitende Schicht durch eine solche von der spezifischen Leitfähigkeit des schlecht leitenden Muttergesteins ersetzt, wobei ihre Dicke so groß sein soll, daß die gesamte Leitfähigkeit dieser fiktiven Schicht gleich derjenigen der tatsächlich vorhandenen sein soll. Um diese Bedingung zu erfüllen, müssen sich die Dicken beider Schichten wie ihre spezifischen Leitfähigkeiten verhalten. Man gelangt auf diese Weise natürlich nur zu einer ersten Annäherung an die wirklichen Verhältnisse. Es erscheint aber plausibel, daß man in beiden Fällen an der Oberfläche ähnliche Potentiallinienbilder erhalten wird. Während das Verhältnis der spezifischen Leitfähigkeit des Muttergesteins zu derjenigen der Einlagerung nicht wesentlich war, wenn es nur einen gewissen Wert überschritt, erkennt man sofort, daß das Verhältnis der spezifischen Leitfähigkeit des trockenen Muttergesteins zu der vom Grundwasser durchfeuchteten Schicht von erheblich größerer Bedeutung und nicht irgendwie in seiner Wirkung begrenzt ist. Besäße die Deckschicht

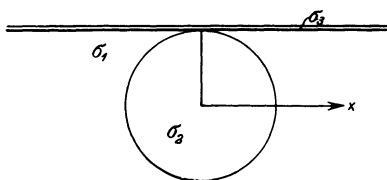


Fig. 3.

z. B. die Leitfähigkeit von reinem Kupfer, so würde sie zweifellos überhaupt keine feststellbaren Indikationen mehr bis zu ihrer Oberfläche gelangen lassen.

Um auch hier an einem Beispiel, bei dem die feuchte Schicht gerade bis zur Kugelkuppe reicht, Zahlenwerte zu geben, nehmen wir das Verhältnis von $\sigma_1 : \sigma_2$ mit

1 : 10 an. Dann ergibt sich bei ähnlichen Voraussetzungen über die Größe der äußersten noch merkbaren Indikationen, wie wir sie oben gemacht haben, für die gerade noch zulässige Tiefe T nur noch der zehnte Teil des früheren Wertes (Fig. 3). Bedenkt man, daß das Verhältnis von $\sigma_1 : \sigma_2$ meist nicht den günstigen Wert 1 : 10 besitzen sondern beträchtlich größer sein wird, so erhellt die große Bedeutung dieser Deckschicht. Man kann wohl sagen, daß kugelförmige Einlagerungen, die sich unterhalb der von Grund- und Sickerwasser durchfeuchteten Schicht im trockenen Gestein befinden, mit Potentiallinienverfahren nicht aufgespürt werden können, es sei denn, daß die Einlagerung sehr große Dimensionen besitzt und die Untersuchungen über entsprechend ausgedehnte Gebiete erstreckt werden, so daß die gut leitende Schicht als sehr dünn im Verhältnis zu den übrigen Dimensionen angesprochen werden kann.

Ist der Störungskörper nicht kugelförmig, sondern langgestreckt oder flach, wie es bei Öllagerstätten häufig der Fall ist, so mögen sich die Indikationen in vielen Fällen etwas deutlicher ausprägen, als es hier berechnet ist. Sendet man statt Gleichstrom Wechselstrom durch den Boden und mißt das magnetische Wechselfeld mit einer Induktionsspule, so gestalten sich oft die

Verhältnisse wohl ebenfalls etwas günstiger. Indessen soll auf diese Komplikationen nicht näher eingegangen werden. Die wesentlichen Momente der obigen Rechnungen dürften bei allen mit Elektroden arbeitenden Verfahren zu beachten sein.

Literatur.

1) J. C. Maxwell: Treatise on electricity and magnetism 1, 398, Art. 10 f., Oxford 1881; vgl. auch Enzyklopädie d. math. Wiss. 5, 415, 2. Teil oder Felix Auerbach in Grätz, Elektrizität und Magnetismus 2, 120 (1921).

2) K. Sundberg, H. Lundberg und J. Eklund: Electrical Prospecting in Sveden. Arsbok 17, 1923, No. 8, Sver. Geol. Unders. No. 327, S. 14—15, Stockholm 1925.

3) R. Beck: Die Lehre von den Erzlagerstätten, 3. Aufl., 2, 309 (1909); J. Koenigsberger: Verwendung von elektrischem Strom in der Erde für die Zwecke der praktischen Geologie. Geol. Rundschau 14, 175—177 (1923); Th. Dahlblom: The permeability of rocks. Economic Geologie, 19. Jahrg., S. 389—392 (1924).

Anmerkung bei der Korrektur: Die in mancher Hinsicht grundlegende Arbeit von J. Koenigsberger, „Über die Berechnung der Wirkungen von Einlagerungen auf natürliche und künstliche homogene Felder in der Erde“ in Gerlands Beiträgen zur Geophysik 18, 115—126 (1927), war mir bei Abfassung dieses Artikels noch nicht bekannt. Sie wird in einer demnächst in der Zeitschrift für Geophysik erscheinenden Fortsetzung berücksichtigt werden.

Berlin, den 25. Oktober 1927.

Überblick über den Gang der magnetischen Vermessung der Ostsee.

Von Adam v. Gernet. — (Mit einer Abbildung.)

Der Artikel enthält eine Beschreibung der benutzten Instrumente, und gibt eine Übersicht über die Organisation der Arbeit, die darauf bezüglichen Veröffentlichungen und über die bisher vermessenen Teile der Ostsee.

Mit der magnetischen Vermessung der Ostsee wurde im Jahre 1924 begonnen, nachdem im Herbst 1923 die Vorbereitungsarbeiten beendet waren.

Als Arbeitsgerät dienen ein Doppelkompaß nach Dr. Bidlingmaier, eine Vertikalwage mit Deflektor nach Generalmajor Clapier de Colongue, ein Fluidkompaß für Deklinationsbestimmungen und als Beförderungsmittel der Instrumente ein kleines eisenfreies Fahrzeug.

Im Jahre 1924 und am Anfang des Sommers 1925 wurde ein Doppelkompaß benutzt, der, Eigentum der Askaniawerke-Berlin, durch Vermittlung des Potsdamer Observatoriums für die Arbeit zur Verfügung gestellt war. Die Erfahrung des Sommers 1924 lehrte jedoch, daß bei diesem Doppelkompaß die Arretiervorrichtung und die Vorrichtung zum Verstellen der Entfernung stören, da Dank ihnen im Apparat eine viel zu große Bewegungsfreiheit war. Daher wurde im Laufe des darauf folgenden Winters ein neuer Doppelkompaß gebaut, der keinerlei Vorrichtungen, sondern im Kessel nur die Glasscheibe und zwei