

ZEITSCHRIFT
FÜR
GEOPHYSIK

Herausgegeben im Auftrage der

Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

von

B. Brockamp, Münster i. W.

unter Mitwirkung von **A. Defant**, Innsbruck — **W. Dieminger**, Lindau b.
Northelm — **W. Hiller**, Stuttgart — **K. Jung**, Clausthal — **O. Meyer**,
Hamburg — **F. Möller**, Mainz — **H. Reich**, München.

Jahrgang 21

1955

Heft 1

PHYSICA - VERLAG · WÜRZBURG

INHALTSVERZEICHNIS

<i>Argence, E.</i> : Kritische Betrachtung der Wellenausbreitung in einem isotropen, absorbierenden Medium	1
<i>Kunetz, G.</i> : Einfluß vertikaler Schichten auf elektrische Sondierungen	10
<i>Wilckens, F.</i> : Die Grundlage der Eigenpotentialmethode	25
<i>Hellbardt, G.</i> : Seismische Versuche auf einer Eisplatte	41
<i>Cipa, W.</i> : Kurzbericht über einige erdmagnetische Untersuchungen an Lavaströmen und Tuffschloten in der Vordereifel	48
<i>Schmidt H.</i> : Untersuchungen zur photoelektrischen Schwingzeitmessung	53

Die ZEITSCHRIFT FÜR GEOPHYSIK

erscheint in Jahrgängen zu je 4 Heften. Der Bezugspreis beträgt je Jahrgang DM 16.—, Einzelhefte je nach Umfang. Abonnements verlängern sich jeweils um einen Jahrgang, falls keine ausdrückliche Abbestellung zum Ende eines Jahrganges vorliegt.

Die Autoren werden gebeten, die Manuskripte in Maschinenschrift mit handschriftlich eingetragenen Formeln druckfertig einzureichen und gesondert eine „Anweisung für den Setzer“ beizufügen, aus der zu ersehen ist, wie kursiver, gesperrter oder fetter Satz und griechische, gotische oder einander ähnliche Typen und Zeichen kenntlich gemacht sind (z. B. durch farbige Unterstreichung). Die Vorlagen für die Abbildungen sollen reproduktionsfertig (Tuschzeichnung) möglichst im Maßstab 2:1 eingesandt werden. Die Beschriftung der Abbildungen soll auf einem lose vorgeklebten, durchsichtigen Papier erfolgen. Fußnoten sind fortlaufend zu numerieren und am Ende des Manuskriptes zusammenzustellen; bei Zitaten sind 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 Schriftleiters 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 Erstattung der Selbstkosten. Eine Honorierung der Beiträge erfolgt nicht.

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

Dr. habil. B. Brockamp, Münster (Westf.) Pferdegasse 3

Anschrift der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft:

Hamburg 13, Rothenbaumchaussee 80

Alle Rechte, auch die des auszugsweisen Nachdrucks, der photomechanischen Wiedergabe u. der Übersetzung, vorbehalten. Druck: fotokop, Darmstadt.

Bekanntmachung lt. Bayr. Pressegesetz : Verlag : PHYSICA-VERLAG Rudolf Liebing K.-G., Würzburg, Rotlöwengasse 2. Pers. haft. Ges. : Rudolf Liebing, Arnulf Liebing u. Hildgund Holler, sämtl. Buchhändler in Würzburg. Kommanditisten : Friedr. Gäbler, Buchhändler u. Charl. Kuhnert, beide Würzburg. Verantwortl. f. d. Anzeigenteil : Arnulf Liebing.



ZEITSCHRIFT
FÜR
G E O P H Y S I K

Herausgegeben von der

Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft

Jahrg. 18 - 20
1943 - 1954

PHYSICA - VERLAG · WURZBURG

In dem hier vorliegenden Register sind die Jahrgänge 18-20 zusammengefaßt worden, um den Benutzern das Nachschlagen zu erleichtern. Durch die Kriegereignisse sind von Jahrgang 18 nur die Hefte 1-4 erschienen. Die Zeitschrift konnte dann zunächst nicht fortgesetzt werden, bis 1953 anlässlich des 30 jährigen Bestehens der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft der Sonderband erschien, der nachträglich als Jahrgang 19 gezählt wird. Ab Jahrg. 20 erscheint die Zeitschrift wieder fortlaufend mit zunächst 4 Heften im Jahr.

Autorenverzeichnis

- | | | |
|--|--|--|
| <p>Argence, E. 20, 91.
 Argence, E. u. Rawer, K. 20, 84.</p> <p>Bartels, J. 18, 42, 106, 109.
 Berg, H. 19, 12.
 Berroth, A. 18, 76, 180.
 Bibl, K. 19, 136.
 Brunner, W. 18, 183, 184, 185, 186.
 Buchheim, W. 19, 124.
 Burkard, O. 20, 75.
 Burmeister, F. 18, 123.</p> <p>David, E. 20, 1.
 Dieminger, W. 20, 167.</p> <p>Fanselau, G. 18, 78.
 Fleischer, U. 20, 120.
 Förtsch, O. 19, 59, 20, 113.
 Fries, G. u. Israel, H. 20, 137.</p> <p>Graf, A. 20, 208.</p> <p>Haalck, F. 19, 1, 21.</p> | <p>Haalck, H. 18, 27, 32, 19, 46.
 Hammecke, K. u. Kappler E. 19, 181.
 Hardtwig, E. 18, 1, 150, 184.
 Hiller, W. 19, V.</p> <p>Israel, H. u. Fries. G. 20, 137.</p> <p>Juilfs, J. 18, 129.
 Jung, K. 19, 54, 20, 47, 201.</p> <p>Kappler, E. u. Hammecke, K. 19, 181.
 Kilching, K. 18, 51.</p> <p>Linsser, H. 20, 150.</p> <p>Mattern, G. 20, 104.
 Meissner, R. 19, 161.
 Mintrop, L. 18, 140, 19, 101, 20, 219.</p> | <p>Mügge, R. 20, 65.
 Mühleisen, R. 19, 142.
 Mühlhäuser, S. 19, 76.
 Müller, M. 18, 59, 67.</p> <p>Pietsch, D. 20, 25.</p> <p>Ramsbeck, A. 18, 21.
 Rawer, K. 20, 188.
 Rawer, K. u. Argence, E. 20, 84.
 Reich, H. 20, 8.
 Rosenbach, O. 19, 37.</p> <p>Schleusener, A. 19, 33, 37.
 Schumann, R. 18, 99.
 Stahl, P. 19, 68.
 Strobach, K. 20, 160.</p> <p>Tams, E. 19, 92.
 Thyssen, St. von, 18, 53, 134.</p> <p>Werner, F. 19, 8.</p> <p>Zirkler, J. 18, 126.</p> |
|--|--|--|
-

Sachverzeichnis

I. Physik des festen Erdkörpers

- | | |
|---|--|
| <p>1. Bewegung und Aufbau der Erde, Schwere</p> <p>H. Haalck: Zur Kuhn-Rittmannschen Theorie über die Beschaffenheit des Erdinnern. 18, 32.</p> <p>A. Berroth: Numerische Werte der Masse und Dichte der Erde sowie ihrer Hauptträgheitsmomente. 18, 42.</p> <p>K. Kilchling: Ein dynamisch-elastischer Schweremesser. 18, 51.</p> <p>A. Berroth: Über die Lage der physischen Erdpole. 18, 106.</p> <p>A. Berroth: Das Schwerefeld des Harzes. 18, 109.</p> <p>F. Haalck: Die Genauigkeit eines modernen Gravimeters. 19, 21.</p> <p>A. Schleusener: Radius der sphärischen Bouguer-Platte bei Benutzung des üblichen ebenen Bouguer-Faktors 0,0419 mgal/m. 19, 29.</p> <p>A. Schleusener: Der größte Ring bei Geländeverbesserungen der Gravimetrie der Lagerstättengeophysik. 19, 33.</p> <p>O. Rosenbach: Ein Verfahren zur Berechnung des Horizontalgradienten aus Schwerewerten. 19, 37.</p> <p>H. Haalck: Die Berechnung von W_{zzz} aus Gravimetermessungen und ihre Bedeutung für die angewandte Geophysik. 19, 46.</p> | <p>K. Jung: Zur Bestimmung der Bodendichte nach dem Nettleton-Verfahren. 19, 54.</p> <p>E. David: Materie im Erdinnern. 20, 1.</p> <p>K. Jung: "Schweydarsche" Formeln für die Geländewirkung auf g. 20, 47.</p> <p>K. Jung: Betrachtungen zum dreiachsigen Erdellipsoid. 20, 201.</p> <p>A. Graf: Das Problem der Schwere-messungen auf See mit Gravimetern. 20, 208.</p> <p>2. Deformationen, Seismik, Gezeiten</p> <p>E. Hardtwig: Über die Wellenausbreitung in einem visko-elastischen Medium. 18, 1.</p> <p>A. Ramsbeck: Reine Longitudinal- und Transversalwellen im elastisch-homogenen Halbraum. 18, 21.</p> <p>H. Haalck: Über die Größe der Elastizitätskonstanten und die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Raumwellen im Innern des Erdkerns. 18, 27.</p> <p>L. Mintrop: Über die Ausbreitung an der Erdoberfläche erzeugter periodischer Bodenschwingungen (Maschinenschwingungen) in die Tiefe. 18, 140.</p> <p>E. Hardtwig: Über die Eintauchtiefe von Rayleigh-Wellen. 18, 150.</p> |
|---|--|

- E. Hardtwig: Zur Theorie der Rayleigh-Wellen. **18**, 164.
- O. Förtsch: Beiträge zur Ausbreitung elastischer Oberflächenwellen. **19**, 59.
- P. Stahl: Seismische Messungen der französischen Polarexpeditionen in Grönland und Island. **19**, 68.
- S. Mühlhäuser: Die Richtung der ersten Bodenbewegung in Stuttgart für die Hauptbebengebiete der Erde. **19**, 76.
- E. Tams: Über Gruppenbildung bei Erdbeben in der rheinischen Region. **19**, 92.
- L. Mintrop: Die Entwicklung der Sprengseismik. **19**, 101.
- H. Reich: Über die Ausbreitung seismischer Impulse in der Malmkalkplatte des schwäbisch-fränkischen Juras. **20**, 8.
- D. Pietsch: Ein Verfahren zur direkten Berechnung der Schichtgeschwindigkeiten in der Reflexionsseismik. **20**, 25.
- R. Mügge: Das Grundwasser als geophysikalischer Indikator. **20**, 65.
- H. Linsser: Anwendungsmöglichkeiten transversaler Wellen in der Untertage-Seismik. **20**, 150.
- K. Strobach: Die neue Erdbebenstation in Hamburg. **20**, 160.

II. Magnetisches und elektrisches Feld der Erde

- Erdmagnetismus, Polarlicht, Ionosphäre, Erdströme, Durchdringende Strahlung, Luftelektrizität.
- M. Müller: Die Messung der Frequenzabhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante von Gesteins-

proben. **18**, 59.

- M. Müller: Die Abnahme der Stromdichte einer elektrischen Doppelquelle mit wachsender Entfernung. **18**, 67.
- J. Bartels: Potsdamer erdmagnetische Kennziffern. 13. Mitteilung. **18**, 76.
- G. Fanslau: Vorläufige Ergebnisse der erdmagnetischen Beobachtungen in Niemeck in den Jahren 1941 und 1942. **18**, 78.
- F. Burmeister: Über die Verwendung von Photozellen bei Messungen der Schwingungsdauer von Magneten. **18**, 123.
- J. Zirkler: Solare Korpuskularstrahlung – weiche Komponente der Höhenstrahlung. **18**, 126.
- J. Juilfs: Zählrohrmessungen der radioaktiven und Ultrastrahlung im Segelflugzeug. **18**, 129.
- J. Bartels: Potsdamer erdmagnetische Kennziffern. 14. Mitteilung. **18**, 180.
- W. Brunner: Tägliche Sonnenfleck-Relativzahlen für das 4. Vierteljahr 1942. **18**, 183.
- W. Brunner: Tägliche Sonnenfleck-Relativzahlen für das 1. Vierteljahr 1943. **18**, 184.
- W. Brunner: Tägliche Sonnenfleck-Relativzahlen für das 2. Vierteljahr 1943. **18**, 185.
- W. Brunner: Tägliche Sonnenfleck-Relativzahlen für das 3. Vierteljahr 1943. **18**, 186.
- F. Haalck: Ein Universal-Torsions-Magnetometer zur Bestimmung von D , H u. Z. **19**, 1.
- H. Berg: Zur Struktur des erdmagnetischen Störungscharakters. **19**, 12.
- K. Bibl: Die Ionosphärenschichten und ihre dynamischen Phänomene. **19**, 136.

- R. Mühleisen: Die luftelektrischen Elemente im Großstadtbereich. **19**, 142.
- O. Burkard: Studie zum geomagnetischen Effekt der F_2 -Schicht. **20**, 75.
- K. Rawer u. E. Argence: Zur Entstehung der E-Schicht der Ionosphäre. **20**, 84.
- E. Argence: Methoden zur Bestimmung der wahren Höhen der Ionosphärenschichten. **20**, 91.
- G. Mattern: Über "Sferics"-Registrierungen im Frequenzbereich bei etwa 1000 Hz. **20**, 104.
- U. Fleischer: Charakteristische erdmagnetische Baystörungen in Mitteleuropa und ihr innerer Anteil. **20**, 120.
- H. Israel u. G. Fries†: Luftelektrische Untersuchungen während der Sonnenfinsternis am 30.6.1954 **20**, 137.
- W. Dieminger: Erdmagnetismus und Ionosphäre. **20**, 167.
- K. Rawer: Die traditionellen Meßgrößen für die "sporadische E-Schicht". **20**, 188.

III. Physik der Atomsphäre

Statik, Dynamik der Atmosphäre, Strahlungsvorgänge

- R. Meissner: Der Einfluß von Luftdruckschwankungen auf den Grundwasserstand. **19**, 161.
- K. Hammecke u. E. Kappler: Eine neue Methode zur Bestimmung der Oberflächentemperatur des Wassers bei Verdampfungsversuchen. **19**, 181.
- G. Mattern: Über "Sferics"-Registrierungen im Frequenzbereich

bei etwa 1000 Hz. **20**, 104.

IV. Physik des Meeres und der Gewässer

- R. Meissner: Der Einfluß von Luftdruckschwankungen auf den Grundwasserstand. **19**, 161.
- R. Mügge: Das Grundwasser als geophysikalischer Indikator. **20**, 65.

V. Angewandte Geophysik

(Gravimetrische und seismische Methoden siehe auch I_1 u. 2; magnetische und elektrische Methode II.)

- M. Müller: Die Messung der Frequenzabhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante von Gesteinsproben. **18**, 59.
- M. Müller: Die Abnahme der Stromdichte einer elektrischen Doppelquelle mit wachsender Entfernung. **18**, 67.
- L. Mintrop: Über die Ausbreitung an der Erdoberfläche erzeugter periodischer Bodenschwingungen (Maschinenschwingungen) in die Tiefe. **18**, 140.
- F. Haalck: Ein Universal-Torsions-Magnetometer zur Bestimmung von D, H u. Z. **19**, 1.
- F. Haalck: Die Genauigkeit eines modernen Gravimeters. **19**, 21.
- A. Schleusener: Radius der sphärischen Bouguer-Platte bei Benutzung des üblichen ebenen Bouguer-Faktors 0,0419 mgal/m. **19**, 29.
- A. Schleusener: Der größte Ring bei Geländeverbesserungen der Gravimetrie der Lagerstättengeo-

physik. **19**, 33.

- O. Rosenbach: Ein Verfahren zur Berechnung des Horizontalgradienten aus Schwerewerten. **19**, 37.
- H. Haalck: Die Berechnung von W_{zzz} aus Gravimetermessungen und ihre Bedeutung für die angewandte Geophysik. **19**, 46.
- K. Jung: Zur Bestimmung der Bodendichte nach dem Nettleton-Verfahren. **19**, 54.
- P. Stahl: Seismische Messungen der französischen Polarexpedition in Grönland und Island. **19**, 68.
- L. Mintrop: Die Entwicklung der Sprengseismik. **19**, 101.
- W. Buchheim: Das magnetische Feld einer geradlinigen Wechselstromleitung auf homogen leitendem Untergrund. **19**, 124.
- H. Reich: Über die Ausbreitung seismischer Impulse in der Malmkalkplatte des schwäbisch-fränkischen Juras. **20**, 8.
- D. Pietsch: Ein Verfahren zur direkten Berechnung der Schichtgeschwindigkeiten in der Reflexionsseismik. **20**, 25.
- K. Jung: "Schweydarsche" Formeln für die Geländewirkung auf g . **20**, 47.
- H. Linsser: Anwendungsmöglichkeiten transversaler Wellen in der Untertage-Seismik. **20**, 150.

VI. Instrumentelles

(siehe auch I-V)

- K. Kilchling: Ein dynamisch-elastischer Schweremesser. **18**, 51.
- St. v. Thyssen: Versuche mit einer neuartigen Schneidentlastung. **18**, 53.
- F. Burmeister: Über die Verwen-

dung von Photozellen bei Messungen der Schwingungsdauer von Magneten. **18**, 123.

- St. v. Thyssen: Einige Fehlerquellen schneidegelagerter Systeme. **18**, 134.
- F. Haalck: Ein Universal-Torsions-Magnetometer zur Bestimmung von D , H u. Z . **19**, 1.
- F. Werner: Die Temperaturkompensation bei Torsions-Magnetometern. **19**, 8.
- K. Hammecke u. E. Kappler: Eine neue Methode zur Bestimmung der Oberflächentemperatur des Wassers bei Verdampfungsversuchen. **19**, 181.
- A. Graf: Das Problem der Schwere-messungen auf See mit Gravimetern. **20**, 208.

Verschiedenes und Mitteilungen

- E. Tams: Prof. Richard Schütt zum Gedächtnis. **18**, 85.
- A. Berroth: Das Lebenswerk des überragenden Meisters der Erdmessung Friedrich Robert Helmert **18**, 87.
- Preisausschreiben der Physikalischen Vereins in Frankfurt a. M.: Über die Zusammensetzung der atmosphärischen Luft, insbesondere an Spurenstoffen. **18**, 84.
- Nordlichtbeobachtung am 8. VIII. 1943. ϕ $56^{\circ} 30' N$ λ $30^{\circ} 15' E$ **18**, 187.
- H. Jung: Sigismund Kienow: Grundzüge einer Theorie der Faltung- und Schieferungsvorgänge. **18**, 188.
- St. v. Thyssen-Bornemisza: Taschenbuch der angewandten Geophysik. Herausgegeben von H. Reich u. R. v. Zwerger. **18**, 191.
- F. Burmeister: R. Bock. Praxis

- | | |
|---|---|
| der magnetischen Messungen. 18, | 1952. 19, V. |
| 193. | Mitgliederverzeichnis. 19, 186. |
| M. Müller: Dr. Volker Fritsch. Die | Druckfehlerverzeichnis. 19, 192. |
| Messungen von Erdwiderständen. | Gustav Heinrich Angenheister † 20, |
| 18, 193. | 113. |
| M. Müller: Dr. Volker Fritsch. Meß- | In Memoriam Dr. Karl Röpke. 20, 219. |
| verfahren der Funkmutung. 18, 194. | |
| W. Hiller: 30 Jahre Deutsche Geo- | Geophysik Berichte = 129 Seiten. 18. |
| physikalische Gesellschaft. 1922- | |
-

Kritische Betrachtung der Wellenausbreitung in einem isotropen, absorbierenden Medium

Von E. Argence, Neuershausen b. Freiburg ¹⁾

Zusammenfassung: Der Einfluß der Absorption auf die Ausbreitung der Kurzwellen in der Ionosphäre wird untersucht. Das Problem kann von zwei verschiedenen Gesichtspunkten her behandelt werden, entweder nach der Methode von *Epstein* (1930) oder nach denen von *Mc Cullagh*, *Cauchy*, *Arzeliès*, die zur Behandlung der Metall-Reflexion ausgearbeitet wurden.

Im vorliegenden ersten Teil werden die für die Metall-Reflexion erhaltenen Ergebnisse benutzt.

Abstract: The influence of absorption on ionospheric short wave propagation is studied. We may handle the problem from two different view points: or with *Epstein's* method (1930), or with those of *Mc. Cullagh*, *Cauchy*, *Arzeliès*. The latter have been developed for the treatment of reflexion from metals.

In this first part results obtained for reflexion from metals are used.

I. Brechung und selektive Absorption

Die Behandlung der metallischen Reflexion geht auf *Mc Cullagh* (1836) und *Cauchy* (1838) zurück, die den Gebrauch eines komplexen Brechungsindex eingeführt haben. Diese Methode ist kürzlich von *Arzeliès* kritisiert worden, der selbst eine direkte Methode benutzt (1947).

Wir haben es unternommen, die Tragweite des *Martynschen* Theorems (1935) nochmals zu diskutieren; angeregt wurden wir dazu durch die Messungen von *Beynon* (1954) über Absorption bei schiefem Einfall und die folgende theoretische Betrachtung von *Appleton* und *Beynon* (1955) über die Rolle der partiellen Reflexion für die Absorption der Kurzwellen bei der Ausbreitung in der Ionosphäre.

Wenn wir voraussetzen (was praktisch für die E und F Region bestätigt ist), daß immer gilt:

$$\omega^2 \gg \nu^2$$

finden wir für das Absorptionsdekrement bei senkrechtem Einfall:

$$(1) \quad \delta_0 = \log \rho = \int k dz$$

1) E. Argence, Neuershausen b. Freiburg i. Brg., Service de Prévision Ionosphérique Militaire

wobei

$$k = \frac{\nu}{2c} \frac{\omega_0^2 / \omega^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2}}$$

und bei schieferm Einfall:

$$\delta\phi_0 = \int k \frac{dz}{\cos\phi} = \int \frac{\nu}{2c} \frac{\omega_0^2 / \omega^2}{\sqrt{\cos^2\phi_0 - \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2}} dz$$

Das *Martynsche* Theorem folgt aus dem letzten Ausdruck, es gilt ja

$$\omega_0 = \omega_c F(z)$$

$$\delta\phi_0 = \cos\phi_0 \int_0^{z_1} \frac{\nu}{2c} \frac{\omega_0^2 / \omega^2 \cos^2\phi_0}{\sqrt{1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega \cos\phi_0}\right)^2}} dz$$

wobei z_1 , der Reflexionspunkt, die kleinste Wurzel von $1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega \cos\phi_0}\right)^2 = 0$ ist. Man erhält schließlich:

$$\delta\phi_0 = \cos\phi_0 \cdot \delta_0(\omega \cos\phi_0)$$

Als allgemeinsten Ansatz für elektromagnetische Wellen kann geschrieben werden

$$E_x = \mathfrak{E}_x \cdot e^{i(\omega t - \Phi) - \Phi'}$$

$$H_z = \mathfrak{H}_z \cdot e^{i(\omega t - \Phi) - \Phi'}$$

$$\Phi = (\alpha x + \beta y + \gamma z) \frac{2\pi}{\lambda} \quad ; \quad \Phi' = (u x + v y + w z) \frac{2\pi}{\lambda}$$

Φ, Φ' bezeichnen die Wellen-Ebene bzw. die Extinktions-Ebene; α, β, γ sind die *Richtungs-Kosinus* der Phasen-Ausbreitungs-Richtung, u, v, w sind *Richtungs-Parameter* für die Extinktion. Im allgemeinen Fall ist

$$\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = 1 \quad u^2 + v^2 + w^2 \neq 1$$

Weil das Medium isotrop ist, können wir willkürlich zwei Achsen wählen. Es sei Oz die Extinktions-Richtung, Oy die Schnitt-Richtung der Wellen-Ebene mit der Extinktions-Ebene; die Richtung der Ausbreitung liegt dann in der Ebene xOz und wir können schreiben:

$$(3) \quad \vec{E}_x = \mathfrak{E}_x e^{i[\omega t - \frac{2\pi}{\lambda}(\alpha x + \gamma z)]} - \frac{2\pi}{\lambda} w z$$

Wir müssen Oz senkrecht zur Schichtung annehmen, weil bei gegebenem Einfallswinkel wegen der Isotropie die Amplitude ausschließlich von der Höhe über der Trennfläche abhängt.

Wir schreiben die *Maxwell-Lorentz'schen* Gleichungen

$$(1') \quad \vec{\nabla} \times \vec{E} = \kappa \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} \qquad (3') \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0$$

$$(2') \quad \vec{\nabla} \times \vec{H} = K_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + 4\pi\rho\vec{v} \qquad (4') \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{H} = 0$$

und setzen $\kappa = 1 \quad K_0 = 1$

Daraus läßt sich ableiten:

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{E}) &= -\nabla^2 \vec{E} \\ \nabla^2 \vec{E} &= \frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \times \vec{H}) \end{aligned}$$

Woraus

$$(4) \quad \nabla^2 \vec{E} - \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - 4\pi\rho\vec{\Gamma} = 0 \quad \left(\vec{\Gamma} = \frac{d\vec{v}}{dt} \right)$$

Für die Auslenkung eines Oszillators können wir ansetzen:

$$x = \mathfrak{U} e^{i\omega t}$$

$$y = \mathfrak{B} e^{i\omega t}$$

$$z = \mathfrak{B} e^{i\omega t}$$

Unterschlagen wir den Faktor $e^{i\omega t}$; so folgt daraus:

$$\frac{dx}{dt} = i\omega \mathfrak{U} \quad \frac{d^2x}{dt^2} = -\omega^2 \mathfrak{U} \quad \text{etc.}$$

Andererseits haben wir die Bewegungs-Gleichungen eines Ions (wobei eine etwaige elastische Kraft und die Wirkung eines äußeren Magnetfeldes vernachlässigt werden):

$$m \frac{d^2 \mathbf{x}}{dt^2} = e \mathbf{E}_x - g \frac{d\mathbf{x}}{dt} \quad \text{etc.}$$

$$- m \omega^2 \mathbf{U} = e \mathfrak{E}_x - ig \omega \mathbf{U} \quad \text{etc.}$$

(g beschreibt die Reibung, die durch Zusammenstöße hervorgerufen ist.) So folgt

$$(5) \quad \mathbf{U} = \frac{e}{ig\omega - m\omega^2} \mathfrak{E}_x \quad \text{etc.}$$

Andererseits haben wir

$$4\pi\rho\Gamma_x = -4\pi Ne \omega^2 \mathbf{U} \quad \text{etc.}$$

Setzen wir diese Werte ($\rho = Ne$ ist die Ladungsdichte) in (4) ein, so erhalten wir mit Hilfe von (3):

$$1 - w^2 = V^2 p$$

$$2 \gamma w = V^2 q \quad \left(V = \frac{\omega \lambda}{2\pi} \right)$$

woraus

$$V = \sqrt{\frac{1 - w^2}{p}}$$

folgt, wenn die folgenden Abkürzungen benutzt werden:

$$(6) \quad \left\{ \begin{array}{l} p = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 + \nu^2} \\ q = \frac{\nu \omega_0^2}{\omega(\omega^2 + \nu^2)} \end{array} \right. \quad \left(\nu = \frac{g}{m} \right)$$

ϕ_0 ist der Einfallswinkel, ϕ der Brechungswinkel; durch geometrische Überlegung sieht man sofort, daß für das Geschwindigkeitsverhältnis gilt:

$$(7) \quad \frac{V_1}{V_2} = \mu = \frac{\sin \phi_0}{\sin \phi}$$

wobei $\mu = \frac{V_1}{V_2}$ den Brechungsindex im absorbierenden Medium definiert.

Wir setzen voraus, daß das Medium 1 ein ideales Dielektrikum mit $p_1 = 1$, $q_1 = 0$. Im zweiten inhomogenen Medium dagegen sind p und q variabel. Wir bezeichnen die Wellenlänge im Medium 1 mit λ_1 , die variable Wellenlänge im zweiten Medium mit λ_2 . Man kann den Extinktionsterm dann schreiben: $-\frac{2\pi}{\lambda_2} w z$ aber es ist zu beachten, daß im zweiten Medium

$$V = \frac{\lambda}{T} = \sqrt{\frac{1-w^2}{p}}$$

$$\lambda_2 = \sqrt{\frac{1-w^2}{p}} \lambda_1$$

daraus folgt:

$$(8) \quad \frac{2\pi}{\lambda_2} w = \frac{2\pi}{\lambda_1} w \sqrt{\frac{p}{1-w^2}} = \frac{2\pi}{\lambda_1} \chi$$

χ ist der *Absorptionskoeffizient*. ($\chi = w \sqrt{\frac{p}{1-w^2}}$) Setzen wir $K_0 = 1$, so haben wir im ersten Medium $V_1 = 1$ und im zweiten Medium

$$\begin{cases} (9) & 2 \cos \phi w = V_2^2 q \\ (10) & 1 - w^2 = V_2^2 p \end{cases} \quad (\gamma_2 = \cos \phi)$$

Andererseits

$$\mu = \sqrt{\frac{p}{1-w^2}}$$

so daß wir aus (9) und (10) erhalten:

$$(11) \quad 2 \cos \phi \cdot \frac{w}{1-w^2} = \frac{q}{p}$$

somit

$$\mu \chi = p \frac{w}{1-w^2}$$

Aus den drei letzten Formeln ergibt sich:

$$(12) \quad 2\mu\chi = \frac{q}{\cos \phi}$$

und

$$(13) \quad \mu^2 - \chi^2 = p$$

Wir haben also in einem ionisierten Medium die folgenden Zusammenhänge:

$$(14) \quad \left\{ \begin{array}{l} \mu = \frac{\sin \phi_0}{\sin \phi} \\ \mu^2 - \chi^2 = p \\ 2\mu\chi = \frac{q}{\cos \phi} \end{array} \right. \quad \text{mit} \quad \begin{array}{l} p = 1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2 + \nu^2} \\ q = \frac{\nu}{\omega} \frac{\omega_0^2}{\omega^2 + \nu^2} \end{array}$$

Die vorstehenden Gleichungen erlauben die Berechnung von

$$(15) \quad \left\{ \begin{array}{l} \mu^2 = \frac{1}{2} [p + \sin^2 \alpha_0 + \sqrt{(p - \sin^2 \alpha_0)^2 + q^2}] \\ \chi^2 = \frac{1}{2} [-(p - \sin^2 \alpha_0) + \sqrt{(p - \sin^2 \alpha_0)^2 + q^2}] \end{array} \right.$$

Nun sind die Phasen-Trajektorien bestimmt durch

$$(16) \quad \left(\frac{dx}{dz} \right)^2 = \frac{2 \sin^2 \phi_0}{p - \sin^2 \phi_0 + \sqrt{(p - \sin^2 \phi_0)^2 + q^2}}$$

Bemerkung

Die Formeln (14) sind von *Cauchy* unter Benutzung der Vorstellung eines komplexen Brechungsindex

$$\eta^2 = (\mu - i\chi)^2$$

aufgestellt worden, wobei dieser Brechungsindex *a priori* eingeführt worden war. (Ein sehr klarer Beweis findet sich bei *Stratton* 1941) Wir sehen, daß das Absorptionsdekrement (21) einen erheblich größeren Wert hat, als das nach *Martyn* berechnete Dekrement (2).

Für das Absorptionsdekrement gilt der Ausdruck:

$$(17) \quad \delta = \int_0^{z_1} k ds = \frac{\omega}{c} \int_0^{z_1} \chi ds \quad \left(k = \frac{\omega}{c} \chi \right)$$

Bei senkrechtem Einfall haben wir:

$$(18) \quad \delta_0 = \frac{\omega}{c} \int_0^{z_1} \sqrt{-\frac{p}{2} + \sqrt{\left(\frac{p}{2}\right)^2 + \left(\frac{q}{2}\right)^2}} dz$$

Wenn man, wie das manche Autoren tun, das Absorptionsdekrement längs des Phasenweges berechnet, erhält man

$$(19) \quad \delta\phi_0 = \frac{\omega}{c} \int_0^{z_1} \frac{q}{2\mu \cos^2 \phi} dz$$

z_1 ist immer der Reflexionspunkt, also die kleinste Wurzel von

$$p - \sin^2 \phi_0 = 0$$

Wir bezeichnen mit $\Delta_{1,0}, \Delta_{1,\phi_0}$ den Integranden, der im Absorptionsdekrement auftritt, jeweils für senkrechten und schiefen Einfall, und zwar für die *Martynsche* Annahme, wo man $k = k_0$ voraussetzt. Bezeichnen wir mit $\Delta_{2,0}, \Delta_{2,\phi_0}$ die entsprechenden Ausdrücke, die wir jetzt erhalten haben, so erhalten wir die folgenden Ergebnisse (wir setzen die Stoßzahl ν dabei als konstant im Medium 2 an und schreiben dafür den mittleren Wert $\bar{\nu}$):

$$\Delta_{1,0} = \frac{\bar{\nu}}{2c} \frac{\omega_0^2 / \omega^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2}} ; \Delta_{2,0} = \frac{\omega}{c} \sqrt{-\frac{p}{2} + \sqrt{\left(\frac{p}{2}\right)^2 + \left(\frac{q}{2}\right)^2}}$$

$$\Delta_{1,\phi_0} = \frac{\bar{\nu}}{2c} \frac{\omega_0^2 / \omega^2}{\sqrt{\cos^2 \phi_0 - \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2}} ; \Delta_{2,\phi_0} = \frac{\omega}{c} \frac{q}{2\mu \cos^2 \phi}$$

Man sieht, daß für $\omega = \omega_0$, $\Delta_{1,0}$ unendlich wird, ebenso wird Δ_{1,ϕ_0} unendlich, wenn $\omega \cos \phi_0 = \omega_0$. Für eine gegebene Frequenz f_1 sind die Kurven $\Delta_{1,0}$ und Δ_{1,ϕ_0} Asymptoten zur Geraden $z = z_1$, wobei z_1 die Höhe bezeichnet für die $\omega_1 = \omega_0$ oder $\omega_1 \cos \phi = \omega_0$ gilt.

Dagegen haben die Integrale

$$\int_0^{z_1} \Delta_{1,0} dz \quad \text{und} \quad \int_0^{z_1} \Delta_{1,\phi_0} dz$$

einen endlichen Wert. Um $\Delta_{z,0}$ angenähert zu berechnen gehen wir davon aus, daß in der ionisierten Region

$$p^2 \gg q^2$$

(Für die E-Schicht z. B. ist $(\frac{v}{\omega})^2 \approx 10^{-6}$, was sehr klein ist)

In diesem Bereich ($0_1 z_1 - \Delta z_1$) gilt nahezu $\Delta_{2,0} \approx \Delta_{1,0}$, sodaß

$$\delta_{2,0} = \frac{\bar{v}}{2c} \int_0^{z_1 - \Delta z_1} \frac{\omega_0^2 / \omega^2}{\sqrt{1 - \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2}} dz + \int_{z_1 - \Delta z_1}^{z_1} \Delta_{2,0} dz$$

wobei $\Delta_{2,0} \approx \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{q}{2}} = \sqrt{\frac{\nu \omega}{2}}$, in der Nähe des Reflexionspunktes. Bei schiefem Einfall führt eine entsprechende Rechnung zu dem Ausdruck:

$$\delta_{2,\phi_0} = \frac{\bar{v}}{2c} \int_0^{z_1 - \Delta z_1} \frac{\frac{\omega_0^2}{\omega^2} \sqrt{1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}}}{\cos^2 \alpha_0 - \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^2} dz + \int_{z_1 - \Delta z_1}^{z_1} \Delta_{2,\phi_0} dz$$

und hier gilt in der Nähe des Reflexionspunktes

$$\Delta_{2,\phi_0} = \frac{\omega}{\sqrt{2}c} \sqrt{2 \sin^2 \alpha_0 + \frac{\nu}{\omega} \cos^2 \alpha_0}$$

Wir haben sicher

$$\delta_{2,\phi_0} > \delta_{1,\phi_0}$$

allerdings ist die Wahl von Δz_1 meist ziemlich kritisch.

Benutzte Symbole: $\omega_0^2 = \frac{4\pi N e^2}{m}$ örtliche kritische Frequenz (Plasma-Frequenz), ω Kreis-Frequenz der Welle, ϕ_0 Einfallswinkel, ϕ gebrochener Winkel, $\underline{\nu}$ Stoßzahl.

Literatur

- Appleton, E. V. and Beynon, W. J. G.* — 1955 *J. Atmosph., Terr. Phys.* 6, p. 141
- Arzelliès, H.* — *Ann. Phys.* 1947, p. 154.
- Arzelliès, H.* — *C. R. Ac. des Sc.* 1952, 235, p. 421.
- Arzelliès, H.* — *C. R. Ac. des Sc.* 1952, 235, p. 1619.
- Beynon, W. J. G.* — 1954, *Proc. Inst. Elect. Engrs* 101, part III, 15.
- Cauchy, A.* — 1838, *C. R. Ac. des Sc.* VII p. 953.
- Cauchy, A.* — 1839, *C. R. Ac. des Sc.* VIII pp. 553, 658, 961.
- Mc Gullagh* — 1836, *Proc. Roy. Irish, Acad.* I p. 22.
- Mc Gullagh* — 1843, *Proc. Roy. Irish Acad.* II p. 376.
- Epstein, P. S.* — 1930 *Proc. Nat. Ac. Sci. Wash.* 16, p. 40.
- Stratton* — *Electromagnetic Theory* (1941).

Einfluß vertikaler Schichten auf elektrische Sondierungen

Von G. Kunetz, Paris¹⁾

Zusammenfassung: Obwohl diese Frage Gegenstand eines jüngst in "GEOPHYSICS" erschienenen Artikels war^[1], halten wir es für lohnenswert, unsererseits über die auf diesem Gebiet in unabhängiger Weise von uns erzielten Ergebnisse zu berichten. Die von uns angewandte Lösungsmethode ist in der Tat nicht die gleiche: wir wenden sie für eine andere Form der Elektroden an und dehnen sie auf eine andere und kompliziertere Anordnung der Gesteinkörper aus.

Unsere Arbeit betrifft hauptsächlich die Einwirkung von ebenen, dünnen Schichten mit sehr hohem oder, im Gegenteil, sehr niedrigem elektrischen Widerstand auf die Potentialverteilung, die durch Gleichstrom, der mittels punktförmiger Elektroden in die Erde gesendet wird, entsteht.

Es wird zuerst angenommen, daß die genannte Schicht in einem unendlichen, homogenen Medium eingebettet ist, alsdann aber wird das Medium nach oben durch die horizontale Erdoberfläche und nach unten durch die ebenso horizontale Fläche eines elektrisch nicht leitenden Substratums begrenzt, und die dünne Schicht vertikal vorausgesetzt.

Aus dieser Potentialverteilung wird das elektrische Feld an der Erdoberfläche im Mittelpunkt von zwei Stromelektroden ermittelt, wobei die Elektroden parallel oder senkrecht zu der Schicht angeordnet werden. Nach Multiplikation mit einem zum Quadrat der Elektrodenentfernung proportionalen Faktor erhält man den sog. "scheinbaren spezifischen Widerstand", ein wohlbekannter Parameter, der in einem homogenen Medium dem wahren spezifischen Widerstand gleich ist.

Die numerischen Ergebnisse für verschiedene Anordnungen der Schichten und ihrer Widerstände werden als Funktion der Länge der Meßanordnung durch mehrere Kurvengruppen dargestellt. Anschließend werden auch Ergebnisse für vertikalen Kontakt von zwei weitausegedehnten horizontalen Schichten verschiedener Leitfähigkeiten, die auf einem nichtleitenden Substratum liegen, angegeben.

Résumé: Cette note est principalement consacrée à l'étude de la distribution des potentiels résultant de l'envoi d'un courant continu dans le sol, par une électrode ponctuelle, en présence d'une couche plane très mince et dont la résistivité électrique est, soit très élevée, soit au contraire très basse, par rapport à celle du milieu environnant. On suppose d'abord que cette couche est plongée dans un milieu homogène indéfini, puis, considérant la couche comme verticale, on admet que le milieu environnant est limité vers le haut par la surface horizontale du sol et vers le bas par un substratum également horizontal, infiniment résistant ou infiniment conducteur au point de vue électrique.

¹⁾ G. Kunetz, Compagnie Générale de Géophysique, 50, Rue Fabert, Paris VII^e, Frankreich. Vorgetragen an der Tagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft in München, den 29. April 1955.

Dans chacun de ces cas on déduit de cette distribution des potentiels le champ électrique à la surface du sol, au milieu de deux électrodes d'envoi de courant, ces deux électrodes étant alignées soit perpendiculairement, soit parallèlement à la couche mince. Ce champ fournit, après multiplication par un facteur proportionnel au carré de la distance entre les électrodes, la "résistivité apparente", paramètre bien connu, qui, dans un terrain homogène est égal à la résistivité vraie de celui-ci.

Les résultats des calculs numériques sont présentés groupés en abaques, pour des dispositifs de mesure de longueur variable et pour des terrains de disposition et de résistivités diverses. Ils sont complétés par ceux relatifs au contact vertical de deux couches très étendues de résistivités différentes reposant sur un substratum infiniment résistant.

Wir beginnen mit einer dünnen Schicht von hohem spezifischen Widerstand in einem unbegrenzten homogenen Medium. Jede Ebene, die senkrecht zu dieser Schicht durch die Quelle geht, ist ein Symmetriepan des Problems: sie wird daher von keinem Strom durchdrungen und wir können als eine derartige Ebene die Erdoberfläche ansehen. Unsere dünne Schicht ist dann vertikal.

Wir bezeichnen mit:

ρ_2 den spezifischen Widerstand der dünnen Schicht,

ϵ die Schichtdicke

ρ_1 den spezifischen Widerstand des einbettenden Mediums.

Zur Erstellung der Formeln setzen wir voraus, daß ρ_2 nach dem Unendlichen strebt, und ϵ nach Null geht, während deren Produkt $\epsilon \cdot \rho_2$ einen beschränkten Wert hat. Wie aber insbesondere *R. Maillet*^[2] nachgewiesen hat, weiß man, daß für dünne Schichten von sehr hohem, jedoch endlichen spezifischen Widerstand die Ergebnisse praktisch unverändert bleiben, solange das Produkt dieser beiden Parameter einen konstanten Wert bewahrt. Wir setzen fortan:

$$R = \frac{\epsilon \rho_2}{\rho_1}$$

Desweiteren nehmen wir zylindrische Koordinate an. Die Lösung hat eine Rotationsymmetrie um die von der Quelle aus auf die dünne Schicht errichtete Normale OX, da, wie gesagt, die Bodenoberfläche in diesem Fall keinerlei Störung mit sich bringt. Wir bezeichnen andererseits durch $r = \sqrt{y^2 + z^2}$ den Radiusvektor in der vertikalen Ebene der Quelle (fig. 1)

Man weiß, daß die *Laplace*sche Gleichung $\Delta V = 0$, die das Potential erfüllen muß, mit diesen Koordinaten die elementare Lösungen

$$e^{\lambda x} J_0(\lambda r)$$

$$V_2 = \int_0^{\infty} A_2(\lambda) e^{-\lambda x} J_0(\lambda r) d\lambda \dots \dots \dots x > b$$

Die unbekannt Funktionen $A_1(\lambda)$ und $A_2(\lambda)$ müssen durch die Grenzbedingungen auf der dünnen Schicht bestimmt werden, d.h. für $x = b$. Diese Bedingungen sind sehr einfach:

einerseits, da keinerlei Strom von der dünnen und widerstandsfähigen Schicht abgelenkt wird, ist seine zur Schicht normale Komponente auf beiden Seiten derselben die gleiche:

$$i_x = -\frac{1}{\rho_1} \frac{\partial V_1}{\partial x} = -\frac{1}{\rho_1} \frac{\partial V_2}{\partial x} \quad (\text{für } x = b)$$

sodaß das Normalfeld ein stetiges ist

$$\frac{\partial V_1}{\partial x} = \frac{\partial V_2}{\partial x} \quad (\text{für } x = b)$$

da wir angenommen haben, daß der spezifische Widerstand auf beiden Seiten der Schicht der gleiche ist;

andererseits findet beim Durchgang durch die Schicht ein Potentialabfall statt, der auf Grund des Ohmschen Gesetzes erfolgt und gleich ist mit:

$$V_1(b) - V_2(b) = i_x \cdot \epsilon \rho_2 = -\frac{\epsilon \rho_2}{\rho_1} \frac{\partial V}{\partial x}(b) = -R \frac{\partial V}{\partial x}(b)$$

Da diese Bedingungen für $x = b$ für alle Werte von r zu erfüllen sind, müssen sie für die Funktionen unter dem Integralzeichen, die die Potentiale definieren, erfüllt sein. Sie genügen demnach zum Bestimmen der beiden unbekannt Funktionen $A_1(\lambda)$ und $A_2(\lambda)$, wofür man folgende Beziehungen erhält:

$$A_1(\lambda) e^{\lambda b} - e^{-\lambda b} = -A_2(\lambda) e^{-\lambda b}$$

$$A_1(\lambda) e^{\lambda b} + e^{-\lambda b} - A_2(\lambda) e^{-\lambda b} = R \lambda A_2(\lambda) e^{-\lambda b}$$

Das ergibt:

$$A_1(\lambda) = e^{-2\lambda b} \frac{\frac{\lambda R}{2}}{1 + \frac{\lambda R}{2}} \quad A_2(\lambda) = \frac{1}{1 + \frac{\lambda R}{2}}$$

Beim Einsetzen dieser Ausdrücke in die Integrale, die das Potential ergeben, erhält man die Lösung unseres Problems, da sie allen geforderten Bedingungen entspricht.

Leichte Umänderungen erlauben uns übrigens, der Lösung nachstehende Form zu geben, die für die numerischen Berechnungen geeigneter ist:

$$V_1 = \bar{V}_1 = \frac{1}{\sqrt{x^2 + r^2}} + \frac{1}{\sqrt{(2b-x)^2 + r^2}} - \frac{1}{\alpha} e^{\frac{2b-x}{\alpha}} \int_{2b-x}^{\infty} \frac{e^{-\frac{u}{\alpha}}}{\sqrt{u^2 + r^2}} du$$

$$V_2 = \frac{1}{\alpha} e^{\frac{x}{\alpha}} \int_x^{\infty} \frac{e^{-\frac{u}{\alpha}}}{\sqrt{u^2 + r^2}} du$$

($\alpha = \frac{R}{2}$)

Wir werden uns hier nicht weiter über die elementare Berechnung des Feldes auslassen, das eine Ableitung des Potentials entweder im Verhältnis zu x oder im Verhältnis zu y ist, je nachdem die Meßanordnung senkrecht oder parallel zur dünnen Schicht verläuft. Wir bemerken lediglich, daß man in ersterem Fall in den erhaltenen Formeln $r = 0$ zu setzen habe, was die darin figurierenden Integrale zu transzendenten "exponentialen Integralen" reduziert, worüber man sehr ausführliche Tabellen vorfindet. Bei den parallel zur Schicht vorgenommenen Messungen bleibt x gleich Null und die Integrale reduzieren sich nicht zu klassischen Transzendenten; jedoch bietet ihre Berechnung keinerlei Schwierigkeiten, da sie ziemlich rasch konvergieren.

Wir werden auch nicht die Berechnungen für eine sehr gut leitende dünne Schicht entwickeln, die den vorstehenden ähnlich sind. Anstelle des Querwiderstandes $\epsilon \rho_2$, der bei der dünnen Schicht mit hohem Widerstand zur Geltung kam, ist es in diesem Fall die "Längsleitfähigkeit" $\epsilon \sigma_2$, das Produkt aus der nach Null strebenden Schichtdicke und der nach dem Unendlichen strebenden Leitfähigkeit, das einen beschränkten Wert haben wird. Wir setzen jetzt $C = \frac{\epsilon \sigma_2}{\sigma_1}$. Die Bedingungen, die das Potential beim Schichtdurchgang zu erfüllen hat, sind etwas weniger augenfällig als im vorhergehenden Fall, doch führen sie zu ebenso einfachen Ergebnissen. Wohlverstanden ist es diesmal das Potential, das auf dieser Grenze beständig bleibt, während seine normale Ableitung eine Unstetigkeit erleidet, die auf den durch die Schicht abgelenkten Strom zurückzuführen und proportional zu C ist. Das bemerkenswerte Resultat ist, daß die Schlußformeln genau

dieselbe Form, aber verschiedene Vorzeichen haben, wie die für eine Schicht von hohem spezifischen Widerstand, sodaß sich die numerischen Ergebnisse sofort aus diesen letzteren für gleiche Werte der Parameter R und C ergeben.

Die Verwendung der vorausgehenden Schlüsse zur Bestimmung der scheinbaren spezifischen Widerstände, die verschiedenen Meßanordnungen entsprechen, ergibt keine Schwierigkeiten. Unsere Berechnungen wurden für elektrische Sondierungen, die mit den "Schlumberger-Quadrupolen" ausgeführt sind, vorgenommen. Die Meßvorrichtung für diese Vierpunktmethode besteht bekanntlich aus zwei Stromelektroden mit veränderlichen Abständen, während man den hiermit erzeugten Potentialabfall zwischen zwei anderen Elektroden (Meß-Sonden) mißt. Letztere liegen auf der Geraden der Stromelektroden, symmetrisch zu ihrer Mitte, in einem Abstände, der klein genug ist, um eine zum Feld praktisch proportionale Spannung zu messen. Diese Messungen werden mit einem Koeffizienten multipliziert, der nur von der gegenseitigen Abständen der vier Elektroden sowie von dem in den Boden gesandeten Strom abhängt, und dessen Wert so festgesetzt ist, daß man in homogenem Gebirge den spezifischen Widerstand des Gebirges erhält.

Bei Anwendung der gleichen Formel in nicht homogenem Gebirge erhält man den sogen. "scheinbaren spezifische Widerstand", dessen Veränderungen man als Funktion der Entfernung der Stromelektroden darstellt: die so erhaltene Kurve wird elektrische Sondierkurve genannt.

Für die theoretischen Kurvengruppen nimmt man an, daß der Abstand der beiden Meß-Sonden unendlich klein ist; der scheinbare spezifische Widerstand ist dann einfach proportional zu dem mit dem Quadrat des Stromelektrodenabstandes multiplizierten Feld. Wir haben die scheinbare spezifischen Widerstände mit dieser Voraussetzung berechnet.

Im Falle einer zu dünnen Schicht parallelen Meßanordnung ist diese Berechnung eine unmittelbare, da die durch beide Stromelektroden erzeugten Felder miteinander identisch sind. Mit den angenommenen Bezeichnungen hat man demnach

$$\rho_{app} = -r^2 \frac{\partial V_1}{\partial x} \quad (x = 0)$$

Bei einer zur Schicht senkrechten Sondierung sind die von den beiden Stromelektroden stammenden Felder nicht mehr gleich; außerdem sind zwei Fälle zu unterscheiden, je nachdem diese Elektroden auf der gleichen Seite oder beiderseits der dünnen Schicht liegen.

In den numerischen Berechnungen haben wir als Längeneinheit die Entfernung D vom Meßzentrum zur Schicht genommen: wir haben demnach den

Parametern ohne Dimension $\bar{R} = \frac{\epsilon \rho_2}{D \rho_1}$ und $\bar{C} = \frac{\epsilon \sigma_2}{D \sigma_1}$ eine gewisse Anzahl von numerischen Werten, die von 0,25 bis ∞ geht, gegeben.

Die Gesamtheit der diesen Fall betreffenden Ergebnisse ist in den Tafeln 1 und 2 dargestellt. In bilogarithmischem Maßstab haben wir in der Abszisse die Halblänge der Stromlinie (mit D als Längeneinheit), als Ordinate den scheinbaren spezifischen Widerstand (mit ρ_1 als Einheit) aufgetragen.

Wir gehen jetzt zum Studium der Wirkung einer vertikalen dünnen Schicht über, falls das einbettende Medium nach unten durch ein nichtleitendes, horizontales Substratum begrenzt ist. Man kann dieses Problem auf den vorstehend behandelten Fall eines unendlichen Mediums zurückführen, indem man auf der Senkrechten der wirklichen Quelle eine unendliche Folge von fiktiven Quellen errichtet, die die gleiche Ergiebigkeit wie die wirk-

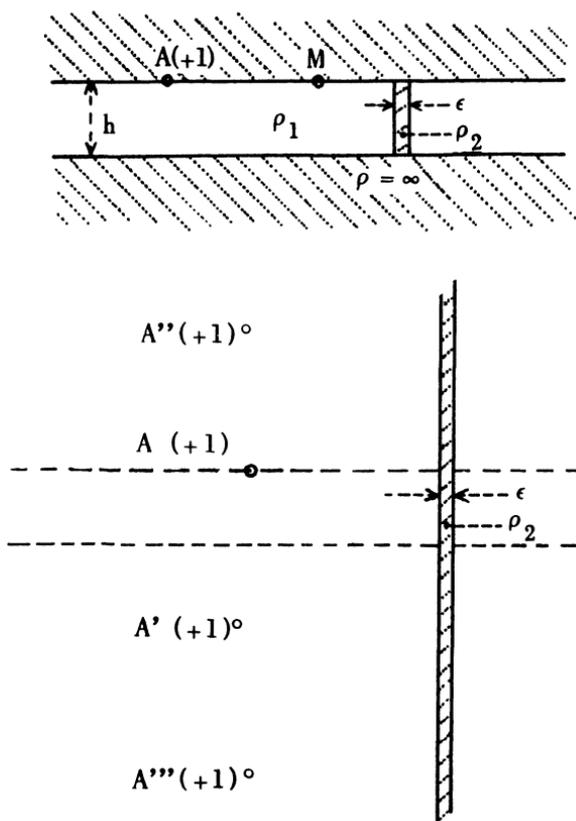


fig. 2

liche haben und voneinander um das Doppelte der Tiefe h des Substratums (fig. 2) entfernt sind.

In der Tat ist die so erhaltene Konfiguration in Bezug sowohl zur Erdoberfläche als auch zur Substraturoberfläche symmetrisch; es wird daher kein Strom diese beiden Oberflächen durchfließen, was genau die Bedingung ist, die die Potentialverteilung über diesen Grenzen zu erfüllen hat. Um die Lösung des Problems zu finden, wird es daher genügen, die in einem bestimmten Punkte dieses unbegrenzten Mediums durch die Gesamtheit unserer Quellen erzeugten Potentiale zu addieren, wobei das Potential, das durch irgendeine dieser Quellen entsteht, jenes ist, dessen Ausdruck wir weiter oben bestimmt haben.

Dieses Verfahren wäre jedoch für die numerischen Berechnungen unpraktisch, falls man tatsächlich eine unendliche Reihe von durch annähernde Methoden ausgerechnete Integralen zu summieren hätte. Die Berechnungen sind in der Tat bedeutend einfacher. Bestimmen wir zum Beispiel die horizontale Komponente des Feldes an der Erdoberfläche senkrecht zur dünnen Schicht und in einer Entfernung x zur wirklichen Quelle. Man kann ohne Mühe feststellen, daß die Wirkung der Gesamtheit unserer Quellen durch folgenden Ausdruck gegeben ist:

$$-\frac{\partial V_1}{\partial x} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{|x|}{[(2nh)^2 + x^2]^{3/2}} - \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{|2b-x|}{[(2nh)^2 + (2b-x)^2]^{3/2}} + \frac{1}{\alpha} e^{\frac{2b-x}{\alpha}} \int_{2b-x}^{\infty} e^{-\frac{u}{\alpha}} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{|u|}{[(2nh)^2 + u^2]^{3/2}} du$$

wo man im letzten Glied die Reihe der Integration und der Summation umgekehrt hat. In jedem der drei vorstehenden Glieder findet man eine Summe in der Form von

$$\mathfrak{F}(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{|t|}{[(2nh)^2 + t^2]^{3/2}}$$

die, wie man weiß, das Feld an der Oberfläche einer horizontalen Schicht von einer Dicke h darstellt, die auf einem nichtleitenden Substratum ruht, in Abwesenheit jeglicher Heterogenität. Diese Funktion, oder besser, ihr Produkt mit t^2 :

$$G(t) = t^2 \mathfrak{F}(t) = 1 + 2t^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{|t|}{[(2nh)^2 + t^2]^{3/2}}$$

das den entsprechenden "scheinbaren spezifischen Widerstand" darstellt, ist den Geophysikern, die elektrische Sondierungen ausführen, gut bekannt: es ist die erste ihrer theoretischen Vergleichskurven, für die mangenauer numerische Tabellen besitzt. Da der scheinbare spezifische Widerstand sich aus zwei Gliedern der Form:

$$-x^2 \frac{\partial V_1}{\partial x} = G(x) - \frac{x^2}{(2b-x)^2} G(2b-x) + \frac{x^2}{\alpha} e^{\frac{2b-x}{a}} \int_{2b-x}^{\infty} \frac{e^{-\frac{u}{\alpha}}}{u^2} G(u) du$$

zusammensetzt, die keine unendliche Reihe mehr enthält, dauert ihre Berechnung nicht länger als jene für ein unbegrenztes Medium.

Genau die gleiche Überlegung erlaubt, das Problem mit einem unendlich gut leitenden Substratum zu lösen: die in diesem Falle zu verwendende Funktion ist der "scheinbare spezifische Widerstand" für eine auf einem derartigen Substratum ruhende homogene Schicht. Andererseits kann man nicht in derselben Weise den Fall von zwei übereinanderliegenden Schichten behandeln, die beide einen begrenzten spezifischen Widerstand haben und von einer gleichen dünnen, vertikalen Schicht durchschnitten sind; um das gleiche Verfahren anwenden zu können, müßte man annehmen, daß der Querwiderstand der einbettenden Schichten wechselt. Es wäre im Gegenteil leicht, den Fall zu behandeln, in dem das Gebirge beiderseits der dünnen, vertikalen Schicht nicht den gleichen spezifischen Widerstand haben würde.

Wir verzichten auf Einzelheiten der Berechnung des scheinbaren spezifischen Widerstandes. Die Formeln sind von gleicher Art wie jene, die wir vorher für elektrische Sondierungen sowohl parallel als auch senkrecht zur dünnen Schicht und für Schichten von sehr großem oder sehr kleinem spezifischen Widerstand angegeben haben.

Wir haben die Resultate, die wie im Falle eines unbegrenzten Mediums dargestellt sind, in den Tafeln 3, 4 und 5 zusammengefaßt. Doch haben wir dieses Mal als Längeneinheit die Tiefe h des Substratums genommen. Die Entfernung D vom Meß-Zentrum zur dünnen Schicht stellt daher nunmehr einen zusätzlichen unabhängigen Parameter dar, woraus sich eine höhere Zahl von Kurvengruppen ergibt.

Im Anschluß an diese Kurven, die für dünne, vertikale Schichten gelten, werden auch einige Resultate angegeben, die man durch ganz gleiche Methoden für den Fall eines vertikalen Kontaktes von zwei lateral weit ausgedehnten, auf einem nicht leitenden Substratum ruhenden Schichten erhält. Die entsprechenden Kurven für elektrische Sondierungen parallel oder senkrecht zum Kontakt sind in den Tafeln 6 und 7 aufgeführt.

Unsere Ergebnisse könnten natürlich in mannigfacher anderer als in der von uns gewählten Weise zusammengestellt werden. Unsere Gruppierung in Form elektrischer Sondierungen entspricht nicht der Auffindung und der Interpretation der vertikalen Strukturen selbst. Sie soll aber vor allem zeigen, in welcher Weise derartige Heterogenitäten die elektrischen Sondierungen, die zur Erforschung der vertikalen Reihenfolge der spezifischen Widerstände ausgeführt werden, beeinflussen. Sie sollen, auch wenn sie nicht stets diese störenden Einflüsse zu korrigieren *erlauben*, doch über Beschaffenheit und Größenordnung der möglichen Fehler Klarheit vermitteln, und damit die Leistungsfähigkeit dieser Methode verbessern.

Für die Erforschung der vertikalen Strukturen selbst wird bestens die Technik des Profilmessens oder der Kartierung der spezifischen Widerstände gewählt und nicht die der elektrischen Sondierung. Die scheinbaren spezifischen Widerstände, die mit einer Vierpunktanordnung konstanter Abstände, die man auf der Erdoberfläche verschiebt, gewonnen werden, sind in diesem Fall in Form von Profilen oder Karten dargestellt. Wenn unsere Resultate nach konstanten Werten der Länge der Meßanordnung und nach veränderlichen Werten ihrer Entfernung zur dünnen Schicht zusammengestellt werden, können sie für die Interpretation dieser Messungen dienen.

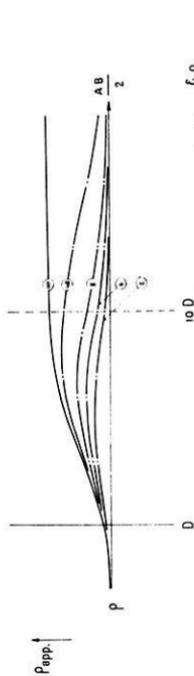
Literatur

- [1] O. Logn — Mapping Nearly Vertical Discontinuities by Earth Resistivities — GEOPHYSICS — Vol. XIX — No. 4 — Octobre 1954 —
- [2] R. Maillet — The Fundamental Equations of Electrical Prospecting "GEOPHYSICS", vol. 12, No. 4, October 1947

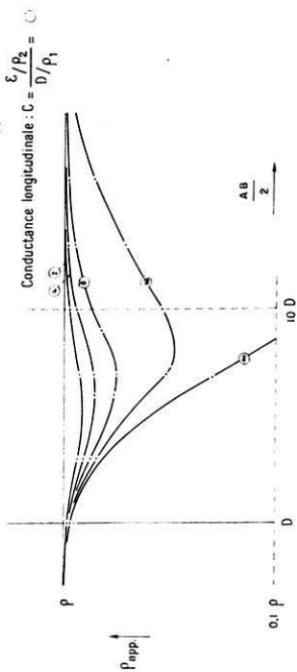
CVM 1 SL
CVM 2 SL

COUCHE VERTICALE MINCE
SUBSTRATUM REJETE A L' INFINI
SONDAGE ELECTRIQUE PARALLELE A LA COUCHE

CVM 1 SL
COUCHE RESISTANTE



CVM 2 SL
COUCHE CONDUCTRICE

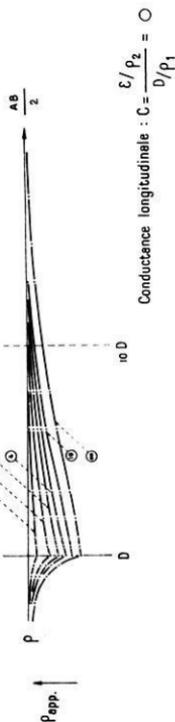


Tab. 1

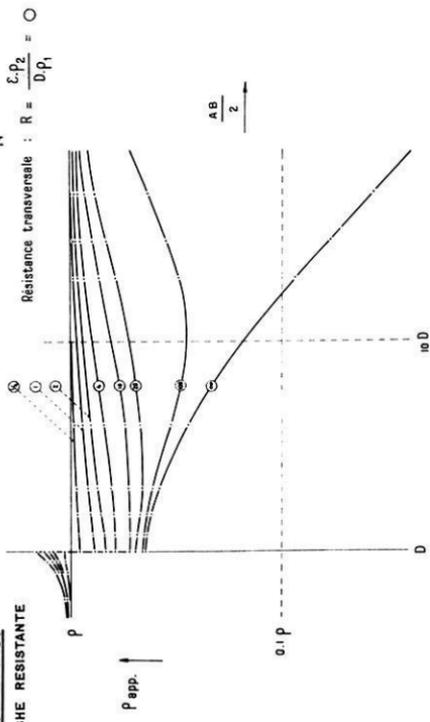
CVM 2 ST
CVM 1 ST

COUCHE VERTICALE MINCE
SUBSTRATUM REJETE A L' INFINI
SONDAGE ELECTRIQUE PERPENDICULAIRE A LA COUCHE

CVM 2 ST
COUCHE CONDUCTRICE



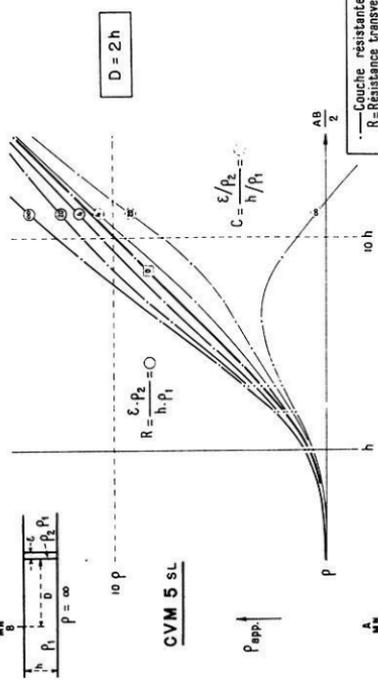
CVM 1 ST
COUCHE RESISTANTE



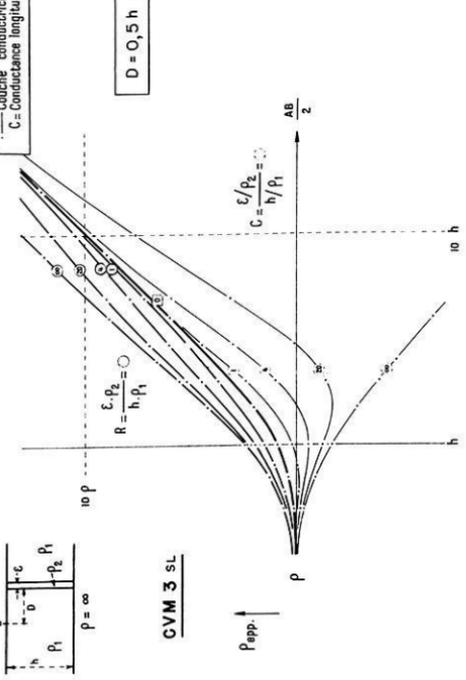
Tab. 2

CVM 5 SL
CVM 3 SL

COUCHE VERTICALE MINCE — SUBSTRATUM INFINITMENT RESISTANT
SONDAGE ELECTRIQUE PARALLELE A LA COUCHE



CVM 5 SL



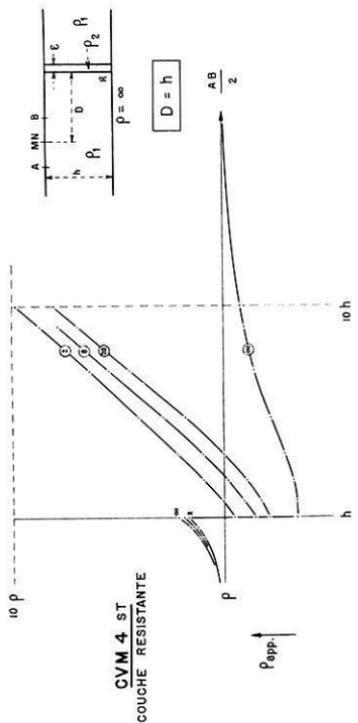
CVM 3 SL

Tab. 3

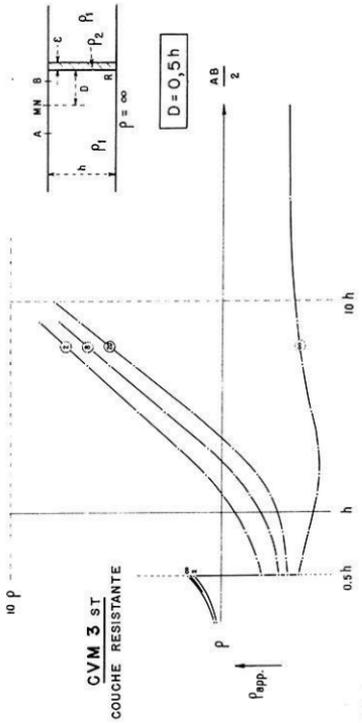
Proprieté intellectuelle de la Compagnie Générale de Électrologique - Paris - Reproduction interdite.

CVM 4 ST
CVM 3 ST

COUCHE VERTICALE MINCE — SUBSTRATUM INFINITMENT RESISTANT
SONDAGE ELECTRIQUE PERPENDICULAIRE A LA COUCHE



CVM 4 ST
COUCHE RESISTANTE



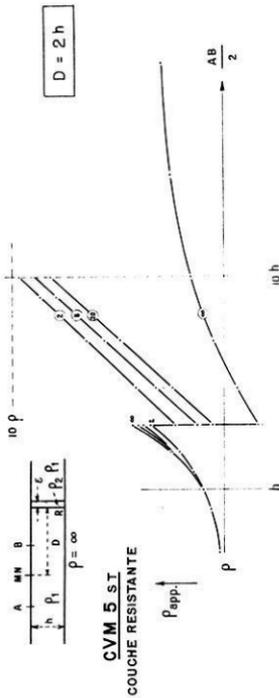
CVM 3 ST
COUCHE RESISTANTE

Tab. 4

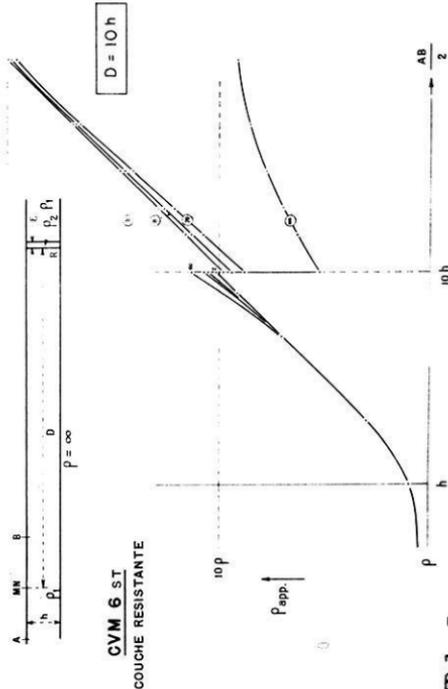
Proprieté intellectuelle de la Compagnie Générale de Électrologique - Paris - Reproduction interdite.

CVM 5 ST
CVM 6 ST

COUCHE VERTICALE MINCE — SUBSTRATUM INFINIMENT RESISTANT
SONDAGE ELECTRIQUE PERPENDICULAIRE A LA COUCHE



Résistance transversale : $R = \frac{\epsilon_2 \rho_2}{h \rho_1} = 0$

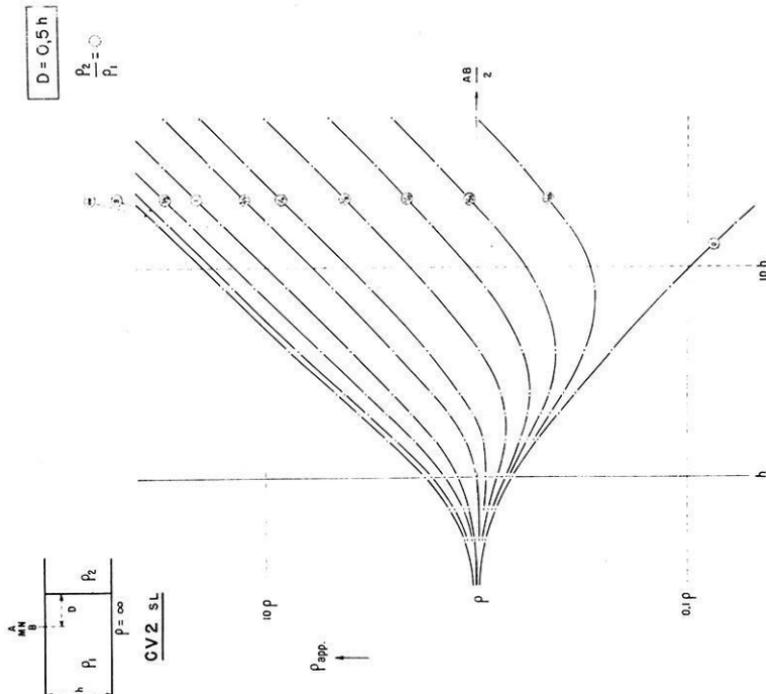


Tab. 5

Projeté soutenu par Compagnie Générale de Géophysique - Paris - République Française.

CV 2 SL

CONTACT VERTICAL
SUBSTRATUM INFINIMENT RESISTANT
SONDAGE ELECTRIQUE PARALLELE AU CONTACT

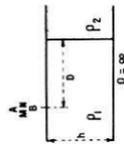


Tab. 6a

Projeté soutenu par Compagnie Générale de Géophysique - Paris - République Française.

CV 3 sL

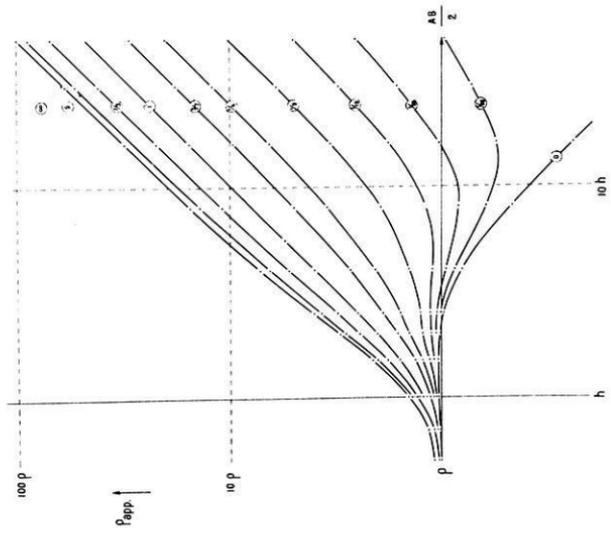
CONTACT VERTICAL
SUBSTRATUM INFINITMENT RESISTANT
SONDAGE ELECTRIQUE PARALLELE AU CONTACT



$$D = h$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \infty$$

CV 3 sL

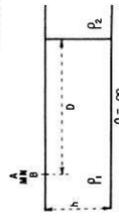


Tab. 6b

Proprietăți măsurate de la Compania Generală de Geofizică - Petrol - Reproducție liberă.

CV 4 sL

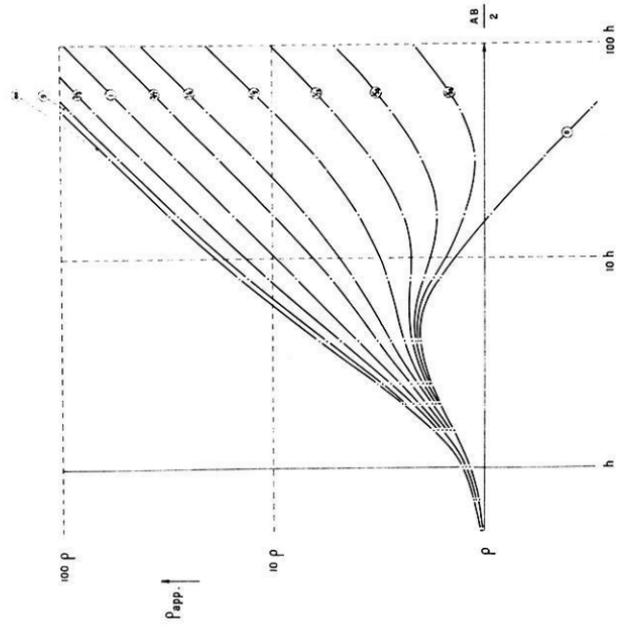
CONTACT VERTICAL
SUBSTRATUM INFINITMENT RESISTANT
SONDAGE ELECTRIQUE PARALLELE AU CONTACT



$$D = 2h$$

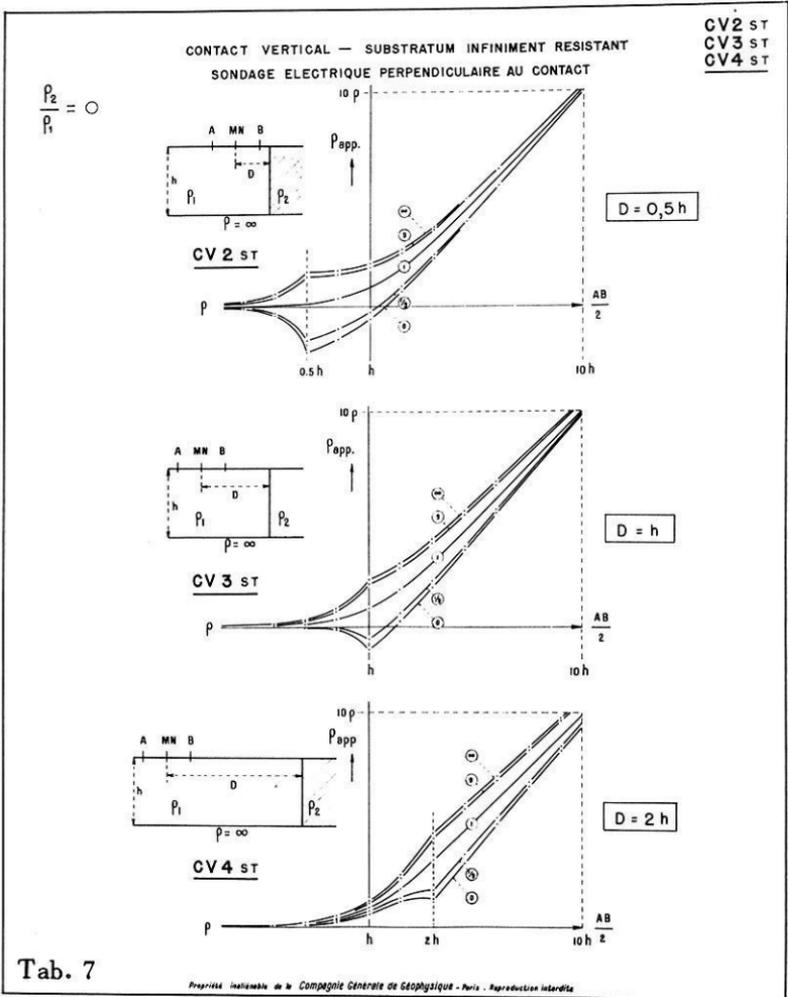
$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \infty$$

CV 4 sL



Tab. 6c

Proprietăți măsurate de la Compania Generală de Geofizică - Petrol - Reproducție liberă.



Die Grundlagen der Eigenpotentialmethode

Von F. Wilckens, Bonn¹⁾

Zusammenfassung: Nach einer Erörterung der Widersprüche im Schrifttum über die Eigenpotentialmethode wird gezeigt, daß durch die Berücksichtigung des Potential-sprunges an der Grenzfläche Erz/Elektrolyt eine Erklärung der mittels der Eigenpotentialmethode gewonnenen Meßergebnisse im Rahmen der bisherigen Oxydations-Reduktions-Theorie möglich ist. Weitere Probleme der elektrochemischen Vorgänge im Bereich von Erzlagerstätten sowie der Meßmethodik bei Eigenpotentialuntersuchungen werden diskutiert.

Abstract: After a discussion of the contradictions in literature concerning the self-potential (SP) method, it is shown that the SP curve measured near ore bodies is mostly due to the potential drop on the boundary ore/electrolytes. This explanation is in accordance to the hitherto existing oxidation theory. Further problems are discussed concerning electrochemical actions near ore bodies and the surveying method of SP investigations.

I. Die bisher vertretenen Ansichten über die Entstehung von Eigenpotentialen an Erzlagerstätten

In der neueren Literatur findet man im allgemeinen die folgenden Voraussetzungen, die für die Entstehung von Eigenpotentialen an Erzlagerstätten gegeben sein müssen (*Fritsch*, 1949; *Heiland*, 1940; *Jakosky*, 1950; *Meißer*, 1952; *Militzer*, 1953; *Poldini*, 1941 u.a.):

1.) Chemische Unsymmetrie im Untergrund, in Sonderheit zufolge teilweiser Oxydation der Erze, mithin sekundäre Teufenunterschiede der Erz-lagerstätte.

2.) Das Vorhandensein von Unterschieden in der Konzentration und chemischen Zusammensetzung der Lösungen, die an den gut leitenden Erzkörper grenzen; Unterschiede im pH-Wert der Grundwässer in verschiedenen Teufen (*Kelly*, 1945).

3.) Gut leitende Erzmassen, die über größere Entfernungen, vor allem in der Vertikalen, in kontinuierlicher, gut leitender Verbindung stehen.

4.) Das Vorhandensein bestimmter Erzminerale.

Sind diese Voraussetzungen erfüllt, so entstehen elektromotorische Kräfte im Bereich der Lagerstätte, und in der von ihr gebildeten galvanischen Kette fließt ein Strom, weil diese geschlossen ist. Erstere werden als Po-

¹⁾ Dr. Friedrich Wilckens, Bonn, Argelanderstr. 9.

tentialdifferenz an der Oberfläche meßbar, wenn weiter folgende Voraussetzungen erfüllt sind:

1.) Die Oberflächenschicht darf elektrisch nicht abschirmen.

2.) Die zu bestimmenden Diskontinuitäten im Untergrund müssen von ihrer Umgebung genügend scharf differenziert sein. In Sonderheit müssen sie ein genügend großes Volumen haben, das um so größer sein muß, je tiefer die zu untersuchende Struktur liegt (*Fritsch*, 1949).

3.) Erzvorkommen dürfen nicht teils über, teils unter Wasserhorizonten anstehen (*Bellugi*, 1939). Keine Eigenpotentialanomalien sollen unter dem ständigen Grundwasserspiegel und unter Dauerfrostböden auftreten (*Brant*, 1948).

Diese hier aufgeführten, wesentlichen Gesichtspunkte für die theoretischen Grundlagen der Eigenpotentialmethode zeigen vielfach fließende Übergänge. Auch legen die zitierten Autoren auf einzelne Vorgänge verschiedenes Gewicht. Als wesentliches Agens für die Entstehung der chemischen Unsymmetrie im Untergrund wird aber stets die Verwitterung der oberflächennahen Teile einer Lagerstätte betont. Es entstehen also zwei chemisch unterschiedliche Erze, die sich in verschiedenen Teufen einer Lagerstätte befinden. Über das Vorzeichen dieser beiden Erze, die die Elektroden der von der Lagerstätte gebildeten Kette sind, entnimmt man der Literatur widersprechende Angaben: nach *Fritsch* (1949), *Jakosky* (1950) und *Militzer* (1953) besitzt der Eiserner Hut ein positives Potential gegenüber dem nicht oxydierten Erz, nach *Dobrin* (1952), *Heiland* (1940) und *Meißer* (1952) hingegen ein negatives im Verhältnis zu dem dann positiven unverwitterten Erz. Nach *Eve* und *Keys* (1954) hat gemäß Text der Eiserner Hut ein negatives Potential, das Erz in größerer Teufe ein positives; die beigegebene Abbildung zeigt aber das Gegenteil hiervon.

Kelly (1945) sieht die Teufenunterschiede in der Wasserstoffionenkonzentration der Grundwässer zwar nicht als den einzigen, wohl aber als den hauptsächlichsten Faktor für die Entstehung von Eigenpotentialen an. Er fand, daß die Lösungen im Eisernen Hut einen pH-Wert von etwa 3 oder weniger, die von tieferen Lagerstättenteilen einen solchen von etwa 8 bis 9 haben.

Da im Bereich einer solchen Erzlagerstätte infolge der elektromotorischen Kräfte Ströme fließen, ist dort eine bestimmte Stromverteilung vorhanden, über die die Ansichten in der Literatur ebenfalls auseinander gehen. Nach *Heiland* (1940) fließt ein Strom von oben nach unten sowohl im Erzkörper als auch außerhalb desselben; die von ihm beigegebene Figur 10-21 auf Seite 669 stellt jedoch die entgegengesetzte Stromverteilung dar. Letztere zeigt Fig. 1 a). Die gleiche Ansicht vertritt *Militzer* (1953) (Fig. 1 b)), jedoch bei anderer Spannungsverteilung in der Lagerstätte. *Poldini* (1941) gibt an, daß der Strom innerhalb der Lagerstätte von oben nach unten, außer-

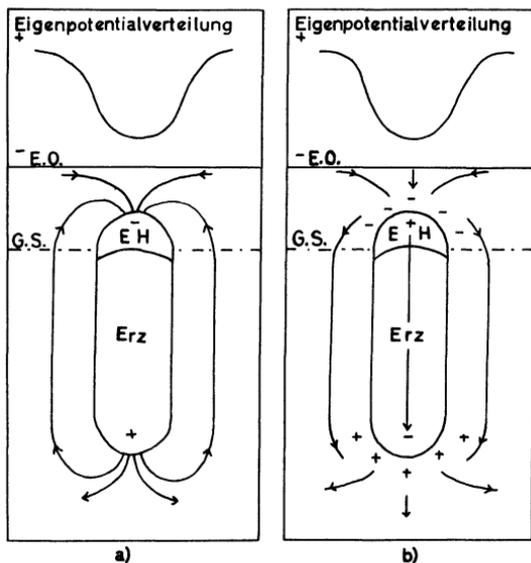


Fig. 1: Eigenpotential- und Stromverteilung an einer Schwefelkieslagerstätte
a) nach Heiland (1940), b) nach Militzer (1953)

E. H. Eiserner Hut, G. S. ständiger Grundwasserspiegel, E. O. Erdoberfläche

halb von unten nach oben fließt. Ähnlich sind z. B. die Angaben über die Stromverteilung von *Eve* und *Keys* (1954), *Jakosky* (1950) und *Meißer* (1952).

Weitere Unklarheiten bestehen hinsichtlich der für die Anwendung der Eigenpotentialmethode außerordentlich wichtigen Tatsache, daß der Erzkörper bei Untersuchungen in der Horizontalen in allen hierbei bisher aufgesuchten Teufen immer ein anderes, meistens ein negatives Potential gegenüber der erzfreien Umgebung aufweist. Um diesen Effekt zu erklären, werden z. B. von *Eve* und *Keys* (1954), *Militzer* (1953) und *Poldini* (1941) gemäß den von diesen gebrachten Abbildungen zusätzlich negative Ladungen im Nebengestein angenommen.

Diese Zusammenfassung der derzeitigen Auffassung von dem Phänomen des Eigenpotentials an Erzlagerstätten bezieht sich im wesentlichen auf Pyritlagerstätten. Diese Erscheinung ist aber nicht nur auf diese Lagerstätten beschränkt, sondern erstreckt sich u. a. auch auf Vorkommen von Kupfersulfiden, Kobalterzen, Manganoxiden und Spateisen, unter Umständen Bleiglanz, schließlich von Anthrazit und Graphit.

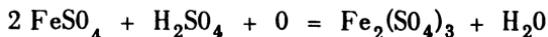
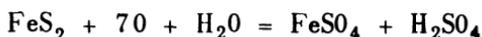
Über die Ursachen der Entstehung von Eigenpotentialen an Graphitvorkommen finden sich in der Literatur nur wenige Angaben (*Wilckens*, 1955). *Poldini* (1941) bemerkt lediglich, daß der Graphit ein guter Leiter mit sehr

guter Oxydierbarkeit sei und somit starke Eigenpotentiale zeige. Bereits 30 Jahre vor *Kelly* (1945) hat *Hummel* (1924) darauf hingewiesen, daß durch Mineralien guter Leitfähigkeit wie Graphit eine leitende Verbindung zwischen Zonen verschiedener Acidität hergestellt wird. In der Verwitterungszone sei stets die Kathode, in größerer Teufe die Anode. "Graphit ist ein nur schwer oxydierbarer Stoff, doch kann er dem Angriff des naszierenden Anoden-Sauerstoffs nicht ganz widerstehen und wird unter dessen Einfluß teilweise zu Kohlensäure zersetzt." *Kelly* (1945) führt alle Erscheinungen hauptsächlich auf die unterschiedliche Acidität der Lösungen auch bei Graphitlagerstätten zurück, wie bereits ausgeführt. *Jakosky* (1950) bemerkt, daß bei Graphitlagerstätten die Potentialsprünge auf einen niedrigen pH-Wert an der Oberfläche zurückzuführen sind, besonders dann, wenn keine Sulfide vorhanden sind.

Über Graphitlagerstätten werden sowohl positive als auch negative Anomalien des Eigenpotentials beobachtet (*Kelly*, 1945). *Eve* und *Keys* (1954) führen aus, daß über einer Graphitlagerstätte ein positives Eigenpotential auftrete, über einem Eisernen Hut dagegen ein negatives, so daß man auf diese Weise beide unterscheiden könne. Dieser Schluß ist jedoch nach den vorliegenden Meßergebnissen nicht zulässig.

II. Elektrochemische Vorgänge im Bereich von Erzlagerstätten

Unterliegt eine Erzlagerstätte dem Einfluß der Verwitterung, so wird in Oberflächennähe vor allem eine Oxydation des Erzes erfolgen: es kommt zur Bildung eines "Eisernen Hutes", die Lagerstätte weist sekundäre Teufenunterschiede auf. Diese chemischen Prozesse können etwa durch folgende Reaktionen bei Pyritlagerstätten dargestellt werden (*Petrascheck*, 1950):



Die Schwefelsäure löst die löslichen Bestandteile des Erzes und der Nebengesteine. Das gebildete Ferrosulfat wird durch die Atmosphärien zu Brauneisen ($\text{Fe}_2\text{O}_3 \cdot \text{H}_2\text{O}$) oxydiert, das nur sehr wenig löslich ist. Infolgedessen können die Erze der Oxydationszone als Oxydelektrode aufgefaßt werden, deren Potential von der Konzentration der an ihr wirksamen, von dem Oxyd gelieferten Metallionen und damit von der Löslichkeit des Oxyds abhängt. Da aber die Löslichkeit u.a. von dem pH-Wert des Elektrolyten bestimmt wird, ist das Potential von Oxydelektroden im allgemeinen eine Funktion des pH-Wertes des Elektrolyten (*Dassler*, 1950). Die Beobachtungen von *Kelly* (1945) werden von hier aus verständlich und bedeuten keinen Widerspruch zu der bisherigen Oxydations-Reduktions-Theorie. Es muß jedoch betont werden, daß bei allen Erzlagerstätten mit Ausnahme solcher

von Platin keine Säure-Alkali-Kette im Sinne der Elektrochemie vorliegt. Denn eine direkte elektromotorische Wirksamkeit der Wasserstoffionen setzt die Anwesenheit von Platinmetallen voraus (*Dassler*, 1950), die meistens nicht gegeben ist. Die Oxydationszone einer Erzlagerstätte stellt im allgemeinen eine Oxydelektrode, nicht aber eine Wasserstoffelektrode dar. Aus dem dargelegten Zusammenhang ist ersichtlich, daß die Oxydation der oberflächennahen Erze erst die Voraussetzung für die Entstehung saurer Lösungen in diesem Lagerstättenbereich schafft, die wesentlich das Potential der entstandenen Oxyde bestimmen.

Das Potential der Oxydelektrode ist also von der Löslichkeit des Oxydes, von der dem Metall eigenen Lösungstension abhängig, die für Eisenoxyde etwa von der Größenordnung 10^{-30} at ist, während Pyrit eine Lösungstension der Größenordnung 10^7 at hat (*Heiland*, 1940). Metalle mit geringer Lösungstension laden sich positiv gegen ihre Lösung auf, solche mit großer negativ. Diese Ergebnisse auf eine Pyritlagerstätte angewendet, bedeutet, daß auf dieser Lagerstätte eine elektromotorisch wirksam werdende Unsymmetrie in der Vertikalen besteht, sofern beide Erze vorhanden sind. Setzt man zunächst voraus, daß die chemische Zusammensetzung und Konzentration der Lösungen im Bereich einer derartigen Erzlagerstätte in der Vertikalen konstant ist, so folgt, daß die Erze des Eisernen Hutes gegen diejenigen der unverwitterten Lagerstätte ein positives Potential aufweisen müssen.

Eine Beobachtung des mit der Teufe zunehmenden negativen Potentials wird von *Militzer* (1953) mitgeteilt: In einer Grube wurden in etwa 600 m Teufe Potentialdifferenzen von über -300 mV erfaßt, und die Beobachtungen weisen eher auf eine Zunahme als eine Abnahme des negativen Potentials mit der Teufe hin.

Außer der chemischen Unsymmetrie der Erze besteht aber auch eine solche bezüglich der auf der Lagerstätte vorhandenen Lösungen. In der Oxydationszone sind saure Lösungen mit Sauerstoff, Kohlensäure und Metallsulfaten angereichert; in tieferen Lagerstättenbereichen herrschen dann sauerstofffreie Grundwässer vor (*Petrascheck*, 1950). Diese Zonen sind nicht scharf voneinander getrennt, so daß sowohl hinsichtlich der Zusammensetzung und Konzentration der Erze als auch der Lösungen in der Vertikalen gleitende Übergänge bestehen. Durch diesen Umstand werden die elektrochemischen Verhältnisse kompliziert.

Zusammenfassend ist festzuhalten, daß durch den Oxydationsvorgang bei Erzlagerstätten chemisch verschiedene Metallverbindungen bzw. Erze und Lösungen entstehen. In der Oxydationszone ist eine Oxydelektrode vorhanden, die einmal in metallisch leitender Verbindung mit den unverwitterten Erzen in größerer Tiefe steht, zum anderen von Lösungen mit ebenfalls in der Vertikalen variierender chemischer Zusammensetzung und Konzen-

tration umgeben ist. Die Erzlagerstätte bildet eine galvanische Kette, speziell eine Kombination von chemischer und Konzentrations-Kette. Bei einer Schwefelkieslagerstätte liegt aber nicht eine Oxydations-Reduktions-Kette vor, weil diese das Vorhandensein von chemisch unangreifbaren Elektroden voraussetzt. Die Kette ist bei einer Pyritlagerstätte von der folgenden Form:

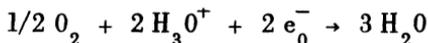
– Eisensulfide / Lösungen ($\text{pH} \geq 8$) / Lösungen ($\text{pH} \leq 3$) / Eisenoxyde +
 und Nebengesteine, und Nebengesteine,
 tief oberflächennah

In dieser Kette treten die Potentialsprünge einmal als Elektrodenpotentiale an der Grenzfläche der Erze bzw. Metalle gegen die Lösungen ihrer Ionen, zum anderen als Diffusionspotentiale an der Grenzfläche verschiedener Lösungen auf. Dies stellt schon eine weitgehende Abstraktion gegenüber den in der Natur vorhandenen Verhältnissen dar. Es wurde bereits bemerkt, daß von scharfen Grenzflächen zwischen verschiedenen Lösungen und Erzen vielfach nicht die Rede sein kann. Ungeklärt ist weiter der Einfluß der als feste Elektrolyte anzusehenden Nebengesteine. So weisen z.B. Messungen von *Dickey* (1943) daraufhin, daß Potentialsprünge an den Grenzflächen von Sandsteinen und Schiefnern auftreten, ein Effekt, der auch bei den Messungen mittels der Eigenpotentialmethode von Wichtigkeit ist. Die bei Eigenpotentialmessungen in Bohrlöchern angestellten Untersuchungen ergaben, daß weiter Membranpotentiale eine wesentliche Rolle spielen (*Wyllie*, 1949). Diese dürften besonders bei Untertagemessungen das Meßergebnis von Eigenpotentialuntersuchungen beeinflussen. Die unvollständige Aufzählung der Zusatzbedingungen, die den Betrag der von der Kette gebildeten elektromotorischen Kraft mitbestimmen, sei abgeschlossen mit dem Hinweis, daß bei Erzlagerstätten niemals eine reine Phase, sondern stets ein Gemisch von Erz, festen und flüssigen Elektrolyten und auch Gasen einerseits und von festen und flüssigen Elektrolyten und Gasen in den erzfreien Nebengesteinen andererseits vorhanden ist.

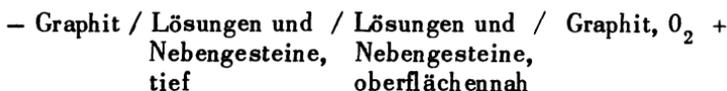
III. Elektrochemische Vorgänge im Bereich von Graphitlagerstätten

Einer der an Graphitlagerstätten elektromotorisch wirksam werdenden Vorgänge ist die Oxydation der oberflächennahen Graphite (*Poldini*, 1941; *Wilckens*, 1955). Diese Oxydation ist aber keineswegs so intensiv wie bei einer Schwefelkieslagerstätte; sekundäre Teufenunterschiede einer Graphitlagerstätte sind in analoger Form zu denen an Schwefelkieslagerstätten nicht zu beobachten. Eine Oxydation des Graphits kann also nur in der Form vorliegen, daß an seiner Oberfläche "basische Oberflächenoxyde" entstehen, die sich immer dann bilden, wenn Kohlenstoff bei Zimmertemperatur mit Luft in Berührung kommt (*Hofmann* und *Ohlerich*, 1950). Der mit einem Überzug von "basischen Oberflächenoxyden" versehene, oberflächennahe Teil einer Graphitlagerstätte kann so als Sauerstoffelektrode aufgefaßt wer-

den, denn für eine solche sind alle Voraussetzungen erfüllt: es liegt ein metallisch leitender²⁾ und gegenüber dem Elektrolyten indifferenten "Träger" des Sauerstoffs vor, der sowohl mit dem Sauerstoff, als auch mit dem Elektrolyten, dem Grundwasser, in Berührung steht (*Dassler*, 1950). Es ist jedoch unbekannt, wie weit der grundsätzlich elektromotorisch träge Sauerstoff hier wirksam wird. An sogenannten Kohle-Luft-Elektroden ist zu beobachten, daß aktive Kohle die Reaktion

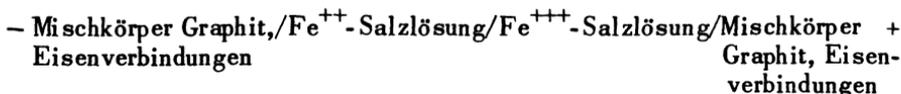


katalytisch zu beschleunigen vermag (*Kortüm*, 1950), ein Vorgang, der möglicherweise auch an einer Graphitlagerstätte in Oberflächennähe stattfinden kann. Aber hier ist keine aktive Kohle, sondern ein grob kristalliner Graphit von verhältnismäßig sehr geringer Oberfläche vorhanden; die Aktivkohle hat im Vergleich zum Graphit eine außerordentlich viel größere Oberfläche (*Hofmann*)³⁾. Zu bedenken ist weiter auch, daß Gase nur an trockenen Elektroden elektromotorisch wirksam sind; letztere dürfen nur teilweise den Elektrolyten berühren. Man muß also annehmen, daß das durch die Primärreaktion gebildete Oxyd selbst elektromotorisch wirkt, wie das bei den meisten Sauerstoffelektroden der Fall ist. Der oberflächlich oxydierte Teil der Graphitlagerstätte ist mithin als Oxydelektrode aufzufassen, deren Potential von pH-Wert des Elektrolyten abhängt. Aber auch bei einer Graphitlagerstätte kann keine Wasserstoffelektrode vorliegen, da erfahrungsgemäß Wasserstoff an Kohlelektroden nicht elektromotorisch wirkt. Grundsätzlich kann somit die Graphitlagerstätte eine Oxydations-Reduktions-Kette der folgenden Form bilden (*Wilckens*, 1955):



Hierbei ist die Sauerstoff- bzw. Oxydelektrode positiv geladen gegenüber der reinen Graphitelektrode in größeren Teufen.

Vielfach tritt neben Graphit auch Pyrit auf einer Lagerstätte auf. Allgemein wird eine Graphitlagerstätte, die einen wesentlichen Gehalt von Eisen(2)- und Eisen(3)-Verbindungen besitzt, hierdurch einen elektromotorisch wirksam werdenden chemischen Unterschied aufweisen: es existiert eine Oxydations-Reduktions-Kette in der Form:



2) Graphit ist die metallische Kohlenstoffmodifikation (*Ryschkewitsch*, 1926).

3) Herrn Prof. Dr. U. Hofmann, Direktor des Eduard-Zintl-Instituts für anorganische Chemie der Technischen Hochschule Darmstadt, ist Verfasser für freundliche Stellungnahme zu diesen Problemen zu Dank verpflichtet.

Auch bei Graphitlagerstätten sind außerdem die bereits erwähnten Zusatzbedingungen von großer Bedeutung. Und ebenso ist hier zu berücksichtigen, daß nie eine reine Phase, sondern ein Mischkörper vorhanden ist.

IV. Ursachen der mittels der Eigenpotentialmethode gemessenen Potentialdifferenz

Die Eigenpotentialmethode beruht darauf, daß eine elektrische Spannungsmessung vorgenommen wird, und zwar meistens übertage, aber auch untertage. Die Potentialdifferenzen werden auf einen in bestimmter Weise definierten Bezugspunkt bezogen, und die Meßergebnisse vielfach in einer kartenförmigen Darstellung der Äquipotentiallinien zusammengefaßt.

Die Ursachen dafür, daß die auftretenden Spannungen im Bereich von Erzlagerstätten allgemein von größerem Betrage sind als die des normalen elektrischen Erdfeldes, liegen in den bisher erörterten elektrochemischen Vorgängen. Das Meßergebnis wird im wesentlichen von zwei chemischen und physikalischen Vorgängen bestimmt:

1.) Im durchströmten Leiter existiert gemäß dem *Ohmschen* Gesetz ein Spannungsabfall, der mittels der Eigenpotentialmethode gemessen wird. Dieser ist einmal bedingt durch die tellurischen Ströme. Der Gradient des normalen tellurischen Feldes in der Horizontalen ist von der Größenordnung einige 10 mV/km und kann bei den hier verwendeten kurzen Leitungen außer Betracht bleiben (*Porstendorfer*, 1954). In der Vertikalen sind hingegen erhebliche Gradienten des elektrischen Erdfeldes gemessen worden, die in der Größenordnung von 60 bis 80 mV/100 m Höhenunterschied liegen können (*Koenigsberger* und *Hecker*, 1924). Vielfach fließt der Erdstrom von unten nach oben, so daß im gebirgigen Gelände die Höhen elektrisch negativ gegenüber tieferen Lagen sind. Demnach wird man in stark profiliertem Gelände, besonders in den Alpen, eine Eigenpotentialverteilung finden, die mit durch den Erdstrom bedingt ist, und es ist wie bei den tellurischen Messungen erforderlich, derartige topographische Effekte bei Eigenpotentialuntersuchungen qualitativ zu berücksichtigen (*Heiland*, 1940; *Porstendorfer*, 1954). Ferner ist von Belang, daß eine Erzlagerstätte eine Inhomogenität im Untergrund darstellt, die in vielen Fällen zufolge ihrer besseren Leitfähigkeit eine größere Stromdichte aufweisen muß als ihre schlechter leitende Umgebung. Hieraus resultiert eine anomale Potentialverteilung, die dann als Überlagerung des Erdfeldes mit den bisher erörterten elektromotorischen Kräften gemessen wird. Da eine genaue Trennung dieser beiden Komponenten im konkreten Falle nicht möglich ist, wird von diesem Einfluß des Erdstromes auf die beobachtete Eigenpotentialverteilung im allgemeinen abgesehen. Zum anderen wird der Spannungsabfall längs dem geologischen Leiter gemessen, in dem die von der geschlossenen natürlichen Kette bedingten Ströme fließen.

2.) Die Eigenpotentialmethode mißt ferner die Potentialdifferenzen, die durch die elektromotorischen Kräfte im Untergrund verursacht werden. Wie bereits mehrfach betont wurde, ist die von der Lagerstätte gebildete Kette in der Vertikalen angeordnet, d.h. der positive Pol liegt in Oberflächennähe, der negative in größerer Teufe. Diese nach der Theorie zu fordernde Potentialverteilung an einer Lagerstätte scheint zunächst in Widerspruch mit der Erfahrung zu stehen, wonach nämlich die Ausbisse einer Erzlagerstätte im allgemeinen mit einer negativen Anomalie des Eigenpotentials korreliert sind. Auch bei Untertagemessungen sind Erzvorkommen vielfach mit negativen Eigenpotentialwerten behaftet.

Dieser scheinbare Widerspruch löst sich sofort, wenn man bedenkt, daß mit der Eigenpotentialmethode niemals bei Oberflächenuntersuchungen und nur in seltenen Fällen bei Korrelation von Übertage- und Untertagemessungen einzig und allein der Potentialsprung zwischen Anode und Kathode der von der Lagerstätte gebildeten Kette gemessen wird. Dies folgt aus der vertikalen Anordnung der Kette. Vielmehr werden in erster Linie die einzelnen Elektrodenpotentiale dieser Kette gemessen.

Immer entsteht an der Phasengrenze ein Einzelpotential, in Sonderheit an der Grenzfläche Metall/Elektrolyt ein bestimmter Potentialsprung, der als Elektrodenpotential bezeichnet wird. Bei einer Kette sind aber immer zwei (verschiedene) Elektroden neben einem oder mehreren Elektrolyten vorhanden, so daß die elektromotorische Kraft einer galvanischen Kette sich allgemein aus der Summe der einzelnen Potentialsprünge an den Elektroden zusammensetzt. Bezeichnet man mit V das Potential einer an der Kette beteiligten Phase, so gilt für die EMK einer Kette

Metall a / Elektrolyt 1 / Elektrolyt 2 / Metall b

mit ihren Phasen a, b, 1 und 2 die Gleichung

$$(1) \quad \text{EMK} = (V_a - V_1) + (V_1 - V_2) + (V_2 - V_b)$$

$$(2) \quad \text{EMK} = V_a - V_b$$

Für die Gesamt-EMK der Kette ist somit nur die Potentialdifferenz zwischen Anode und Kathode maßgebend; die einzelnen Elektrodenpotentiale (und Diffusionspotentiale) sind nicht von Belang (*Kortüm, 1952*).

Bei den Messungen mittels der Eigenpotentialmethode werden aber die Klammerausdrücke der Gleichung (1) gemessen, indem nämlich eine künstliche Kette – im Gegensatz zu der bisher besprochenen natürlichen – gebildet wird. Durch die Verwendung unpolarisierbarer Elektroden ist diese etwa von der Form

– Cu / CuSO₄ / Erz / Grundwasser und Nebengestein / CuSO₄ / Cu + ,

flächen gegen die Umgebung unweit des Meßortes anstehen.

Bei einem Vergleich der maximalen, an Graphitlagerstätten beobachteten Eigenpotentialdifferenzen mit dem C-Gehalt des Graphits ergibt es sich, daß diese beiden Größen einander proportional sind: je höher der C-Gehalt des Graphits, desto größer die auftretenden Potentialdifferenzen, wie die folgende Tabelle zeigt (*Wilckens*, 1955):

Lagerstätte:	C-Gehalt: %	Pyritgeh.: %	Größe der max. Pot.- diff.: mV	Vorzeichen d. Graphits:	Autor:
Mysore State	gering	20	150	positiv (?)	R. Rao
Kolar Distr.	5-27	0	400	neg.u.pos.	R. Rao
Kropfmühle	30-46	5-10	750	negativ	Wilckens
Dandatappa	?	gering	900	negativ	Dessau
Sunk	50-80	0	1200	negativ	Wilckens
Katanga	?	?	1200	negativ	Poldini

Infolge des Umstandes, daß bei großem C-Gehalt des Graphits die chemische Unsymmetrie zwischen Graphit-Elektrode und Elektrolyt größer ist als bei kleinem, und da zum anderen Mischphasen vorliegen, deren Potential von der Konzentration der an ihnen beteiligten Stoffe abhängt, ist dieser Zusammenhang durchaus erklärlich. *Meißer* (1952) fand in einem Falle ebenfalls eine Korrelation zwischen Erzgehalt und Eigenpotential, jedoch dann nicht, wenn der Erzgehalt relativ gering ist. Das beruht im letzteren Falle darauf, daß dann die elektrochemische Differenz zwischen Erz und Elektrolyt klein ist, und Zusatzbedingungen von größerer Bedeutung werden.

Im Zusammenhang mit den Elektrodenpotentialen sei dazu abschließend bemerkt, daß die an einer Erzlagerstätte gemessene Potentialverteilung rein formal auch durch das Potential eines senkrecht stehenden Dipols berechnet werden kann (*Poldini*, 1941). Hierbei handelt es sich aber nur um eine formale Analogie, bei der es erforderlich ist, in der Oxydationszone den negativen Pol anzunehmen, um den Beobachtungstatsachen gerecht zu werden (*Heiland*, 1940). Wie gezeigt wurde, ist aber in der Oxydationszone im allgemeinen ein positives Potential im Vergleich zu tieferen Lagerstättenbereichen. Mithin ist eine gültige kausale Erklärung der an Erzlagerstätten beobachteten Eigenpotentialverteilung nicht durch eine formale Zurückführung des Problems auf das Potential eines Dipols möglich.

Eine besondere Gruppe elektrischer Grenzflächenerscheinungen stellen die elektrokinetischen Vorgänge dar. Von diesen werden Strömungspotentiale als Ursache erheblicher Eigenpotentialanomalien angegeben. So bringen *Meißer* (1952) und *Poldini* (1941) ihre Meßergebnisse an stark sili-

fizierten Bergen in Serbien mit "Elektrofiltrationspotentialen" in Zusammenhang⁴⁾. Das am Hang gemessene Spannungsgefälle, das der Bodenerhebung proportional ist, soll seine Ursache in rascher gravitativer Infiltration der Niederschlagswässer haben. *Militzer* (1953) führt aus, daß man "mit Sicherheit" auf "Elektrofiltrationsreaktionen" schließen kann, wenn man in einem Schurfschacht ein positives elektrisches Potentialgefälle beobachten kann. Hierzu ist zu bemerken, daß ein Strömungspotential aus einer Potentialdifferenz in der Flüssigkeit selbst besteht. Dieses Potential kann man so messen, daß man zwei Normal-Kalomel-Elektroden in die Flüssigkeit bringt, die eine vor, die andere hinter der Kapillare, so daß beim Durchfluß der Lösung durch die Kapillare an einem Galvanometer, das mit den beiden Elektroden verbunden ist, ein Strom festgestellt werden kann (*Kortüm*, 1952). Die Existenz von elektrokinetischen Potentialen in der Erdkruste ist zwar grundsätzlich nicht ausgeschlossen, jedoch erscheint die alleinige Zurückführung der Beobachtungsergebnisse auf Strömungspotentiale mangels einer Erzführung als sicherlich unzutreffend. Denn mit der verwendeten normalen Eigenpotentialmeßanordnung ist es nicht möglich, Strömungspotentiale exakt zu messen, da durch die unpolarisierbaren Elektroden ein leitender Kontakt nicht nur mit den Lösungen im Boden, sondern auch mit diesem selbst hergestellt wird. Ohne sehr genaue Kenntnis aller mechanischen und elektrischen Bedingungen ist es also nötig, bei der Interpretation Vorsicht walten zu lassen (*Lange*)⁵⁾. In diesem Zusammenhang ist auch auf die Untersuchungen von *Wyllie* (1951) zu verweisen; er konnte zeigen, daß selbst bei Eigenpotentialmessungen in Bohrlöchern das beobachtete Potential nur teilweise aus elektrokinetischen Potentialen resultiert. Die Beobachtungen von *Meißer* (1952) und *Poldini* (1941) an Bergen in Serbien werden im übrigen vor allem auf den bereits besprochenen topographischen Effekt zurückzuführen sein.

V. Das Stromsystem im Bereich von Erzlagerstätten

Da die von einer Erzlagerstätte gebildete galvanische Kette geschlossen ist, fließt in ihrem Bereich ein Strom. Um zugleich einen Überblick über das Stromsystem einer Erzlagerstätte und über die Polung verschiedener Lagerstättenteile zu geben, wurde in der Fig. 2 das Modell einer Graphitlagerstätte konstruiert unter der Annahme, daß diese eine Sauerstoffelektrode in Oberflächennähe aufweist, und daß der äußere Leiterkreis kurz geschlossen ist und sich in dem Graphitkörper selbst befindet, während die

4) Mit Elektrofiltrationspotentialen sind elektrokinetische Erscheinungen, insbesondere Strömungspotentiale gemeint. Dieser Begriff ist der (älteren) amerikanischen und französischen Literatur entnommen, im deutschsprachigen Schrifttum der Elektrochemie ist der Begriff Elektrofiltrationspotential im allgemeinen nicht üblich (*Kortüm*, 1952).

5) Herrn Prof. Dr. E. Lange, Direktor des Instituts für Physikalische Chemie der Universität Erlangen, ist Verfasser für freundliche Stellungnahme zu diesen Problemen zu Dank verpflichtet.

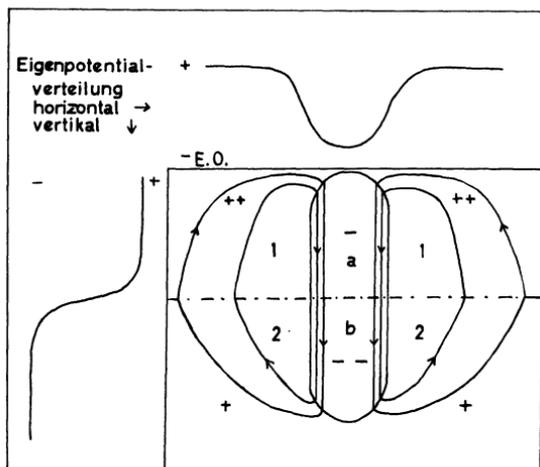


Fig. 2: Schematische Eigenpotential- und Stromverteilung zu einem Modell einer Graphitlagerstätte ohne Berücksichtigung des Erdstroms.

E. O. Erdoberfläche, 1 Oxydationszone, 2 Zone der sauerstofffreien Grundwässer, a Sauerstoffelektrode Graphit, O_2 , b unoxydierter Graphit

Nebengesteine der Lagerstätte den inneren Leiterkreis bilden. Einflüsse der tellurischen Ströme wurden nicht berücksichtigt. Für die Potentiale der Lagerstättenteile a, b, 1 und 2 gelte erfahrungsgemäß die Ungleichung

$$V_1 > V_2 > V_a > V_b ,$$

ausgedrückt durch zwei oder ein Vorzeichen, und für die spezifischen Widerstände

$$\rho_1 > \rho_2 \gg \rho_{a,b} .$$

Dann erfahren die Strömungslinien an den Grenzflächen verschiedener Leiter eine Brechung und nehmen den eingetragenen Verlauf in Pfeilrichtung. Fig. 2 zeigt schließlich den grundsätzlichen Verlauf des Eigenpotentials in der Horizontalen und Vertikalen für dieses Lagerstättenmodell (Wilckens 1955).

VI. Die Messung der elektrischen Vorgänge an Erzlagerstätten

Zufolge der Existenz von elektromotorischen Kräften im Bereich von Erzlagerstätten kann man Spannungs- und Strommessungen vornehmen. Hierbei sind erstere im allgemeinen üblich und stellen die eigentliche Eigenpotentialmethode dar.

Am zweckmäßigsten wird die Spannungsmessung mit einem Meßgerät, das eine Kompensationsschaltung nach Poggendorff besitzt, längs Profilen vorgenommen. Der Kontakt mit dem Boden wird durch unpolarisierbare Elek-

troden hergestellt, wobei eine Anfeuchtung der Meßstelle durch Wasser oder Salzlösungen unter Mitteleuropa entsprechenden klimatischen Bedingungen im allgemeinen nicht erforderlich ist (*Kelly*, 1945). *Militzer* (1953) betont, daß eine Temperaturkorrektur der Meßwerte erforderlich ist, weil bei 1° C Temperaturdifferenz zwischen den Elektrolyten in den beiden Sonden eine Spannungsänderung zwischen diesen von 1 mV auftritt, worauf in der geophysikalischen Literatur wohl *Arnold* (1937) zuerst aufmerksam gemacht hat. Die Berücksichtigung dieses Temperatureffektes erfordert einen erhöhten meßtechnischen Aufwand, der jedoch für die Praxis kaum gerechtfertigt erscheint, weil die z. B. bei einer schon erheblichen Temperaturdifferenz von 10° C auftretenden 10 mV im allgemeinen nicht ins Gewicht fallen. Denn eine so verursachte Verschiebung von Eigenpotentialwerten mit der Zeit nach der negativen oder positiven Seite ist bei der üblichen qualitativen Interpretation der Meßergebnisse nicht von Belang. Entsprechendes gilt aus diesem Gesichtspunkt auch für andere meßtechnisch bedingte Fehlerquellen.

Die Wahl eines Bezugspunktes für die gemessenen Potentialdifferenzen ist eine reine Definitionsfrage. Meistens wird dieser so gewählt, daß er außerhalb des eigentlichen Lagerstättenbereiches im sogenannten ungestörten Gebiet liegt, das daran erkennbar ist, daß der Gradient sich stetig um geringe Beträge gleichen Vorzeichens ändert (*Militzer*, 1953). Das so erforderliche Heranholen des Bezugspunktes ist aber unter Umständen mit erheblichen meßtechnischen Schwierigkeiten verbunden, die z. B. unter alpinen Verhältnissen nicht außer acht gelassen werden können. Deswegen ist der von *Dessau* (1950) angegebene Weg vorzuziehen, und als Nullpunkt annähernd das arithmetische Mittel aller Meßwerte festzusetzen. Die Festsonde wird möglichst für alle Messungen an derselben Stelle belassen, weil sich so Meßfehler durch Anschlußmessungen auf ein Minimum reduzieren lassen.

Bei Eigenpotentialmessungen untertage wird von *Militzer* (1953) vorgeschlagen, die an den beiden gegenüberliegenden Stößen gemessenen Potentialdifferenzen zu mitteln. Dies ist aber nicht angebracht, weil an diesen beiden Stellen nicht das gleiche Gestein anzustehen braucht. Das ist allgemein dann der Fall, wenn bei rasch wechselnder Gesteinsfolge das Streichen der Gesteine und Erze mit dem der Strecke, in der gemessen wird, einen spitzen Winkel bildet. Falls möglich, kann man die Untertagemessungen an die übertage gewonnenen anschließen; für praktische Zwecke ist es aber nicht unerläßlich.

Man kann ferner die durch die elektrochemischen Vorgänge bedingten Ströme im Untergrund messen. Diese Ergebnisse sind jedoch wegen des variablen Übergangswiderstandes Elektrode / Boden weniger genau als die bei einer Spannungsmessung erhaltenen. Nach *Eve* und *Keys* (1954) entspricht einer Stromstärke von 1 μ A eine Potentialdifferenz von 1 mV, so

daß ein Meßprofil genüge, um eine Vererzungszone anzuzeigen. Eine derartige Interpretation setzt nach dem Ohmschen Gesetz voraus, daß der Widerstand des Meßkreises, in den auch der des Untergrundes eingeht, längs eines Profils konstant bleibt. Dies ist aber im allgemeinen nicht realisiert. *Wilckens* (1955) konnte zeigen, daß die Verteilung der natürlichen Ströme an der Oberfläche in einem speziellen Fall nur mit dem scheinbaren spezifischen Widerstand der etwa fünf m mächtigen oberflächennahen Schicht korrelierbar ist. Auch ergibt sich kein eindeutiger Zusammenhang zwischen Eigenpotential- und Widerstandsverteilung, da kein quellenfreies Strömungsfeld vorliegt. Infolgedessen ist es nicht möglich, Auswertungsmethoden der Tellurik bei der Eigenpotentialmethode anzuwenden. Ebenso erscheinen Strom- anstelle von Spannungsmessungen für die Praxis kaum geeignet.

Die Reaktion $H_2 \rightarrow 2 H^+ + 2 e^-$ stößt bei Nicht-Pt-Metallen auf außerordentliche Hemmungen. Gewiß können z. B. reines Eisen und auch verschiedene Erzminerale (nach *Wells*) in wässrigen Lösungen ein Potential zeigen, das dem einer Wasserstoffelektrode ähnlich ist. Jedoch treten bei vielen Metallen außer Pt und Pd erhebliche Überspannungen auf, so daß ein reversibles Potential bei größeren Stromstärken nicht erreichbar ist. Bei den hier vorliegenden komplexen Vorgängen erscheint somit eine wesentliche Zurückführung der Eigenpotentialwerte auf Unterschiede im pH-Wert nicht möglich, besonders in allen solchen Fällen, wo Eigenpotentialdifferenzen über 354 mV beobachtet werden, die durch die erwähnten Messungen des pH-Unterschiedes von *Kelly* nicht erklärt werden können. Weitere Einzelheiten dieser Fragen z. B. bei *Kortüm* (1952), S. 392 ff. Bei Messungen im Gelände konnte in einem Falle keine Korrelation zwischen pH-Wert- und Eigenpotentialverteilung gefunden werden (*Wilckens*, 1955).

Literatur

- [1] *Arnold, G.*, Fehlerquellen bei der Messung von Erdströmen in kurzen Leitungen; *Gerl. Beitr. z. Geoph.*, Bd. 49, S. 140 ff., 1937.
- [2] *Belluigi, A.*, Theoretische Grundzüge der Selbstpotentialmessungen über Erz-lagerstätten; *Beitr. z. ang. Geoph.*, Bd. 7, S. 172 ff., 1939.
- [3] *Brant, A. A.*, Some limiting factors and problems of mining geophysics; *Geophysics*, Vol. XIII, S. 556 ff., 1948.
- [3] *Dassler, A.*, Elektrochemie und ihre physikalisch-chemischen Grundlagen, 2 Bde., Berlin 1950.
- [5] *Dessau, G.*, Some results of geophysical prospecting conducted for the Geological Survey of India from 1945-1948; *Geophysics*, Vol. XV, S. 704 ff., 1950.
- [6] *Dickey, P. A.*, Natural potentials in sedimentary rocks; *AIME Tech. Publ.* 1625, *Petr. Techn.* (Sept. 1943) Vol. 6, 1943.
- [7] *Dobrin, M. B.*, Introduction to geophysical prospecting; New York 1952.
- [8] *Eve, A. S.*, and *Keys, D. A.*, Applied geophysics in the search for minerals; 4th Ed., Cambridge, 1954.

- [9] *Fritsch, V.*, Grundzüge der angewandten Geoelektrik; Wien, 1949.
- [10] *Heiland, C. A.*, Geophysical exploration; 4th Print. (1951), New York, 1940.
- [11] *Hofmann, U.*, und *Ohlerich, K.*, Oberflächenchemie des Kohlenstoffs; Ang. Chemie, 62. Jg., S. 16 ff., 1950.
- [12] *Hummel, K.*, Einiges über die geologische Bedeutung der Erscheinungen spontaner Polarisation an elektrisch leitenden Gesteinen; Centralbl. f. Min. etc., Bd. 3, S. 66 ff., 1924.
- [13] *Jakosky, J. J.*, Exploration Geophysics; Los Angeles, 1950.
- [14] *Jensen, K. D.*, Geoelectrical investigations of manganese ore bodies in India; Geof. pura e appl., Vol. 28, S. 91 ff., 1954.
- [15] *Kelly, S. F.*, Discussion; AIME Trans., Vol. 164, S. 113 ff., 1945.
- [16] *Koenigsberger, J.*, und *Hecker, O.*, Beobachtungen des vertikalen Erdstroms an einem Berge (Gonzen bei Sargans, Schweiz) und in der Ebene (Borth bei Wesel, Niederrhein); Z. f. Geoph., 1. Jg., S. 153 ff., 1925.
- [17] *Kortüm, G.*, Lehrbuch der Elektrochemie; Weinheim, 1952.
- [18] *Meißer, O.*, Derzeitiger Stand und einige Aufgaben der angewandten Geophysik; Freiburger Forschungshefte Nr. C 3, Berlin, 1952.
- [19] *Militzer, H.*, Die elektrische Eigenpotentialmethode im Erzbergbau, Bergbautechnik, 3. Jg., S. 444 ff., 1953.
- [20] *Petrascheck, W.*, und *Petrascheck W. E.*, Lagerstättenlehre, Wien, 1950.
- [21] *Poldini, E.*, La Prospection Électrique du sous-sol; Lausanne, 1941.
- [22] *Porstendorfer, G.*, Tellurik, Grundlagen und Anwendungen; Freiburger Forschungshefte Nr. C 16, Berlin, 1954.
- [23] *Rao, R. M. B.*, On the electrical prospecting for graphite near Ganacharpur, Kolar District; Rec. Mysore State Geol. Dept., Vol. XLII, S. 56 ff., 1943.
- [24] *Rao, R. M. B.*, Spontaneous polarization surveys near Guddarangavvanahalli, Chitadrug, Mysore State, India; AIME Trans., Vol. 164, S. 107 ff., 1945.
- [25] *Ryschkewitsch, E.*, Graphit. Charakteristik, Erzeugung, Verarbeitung und Verwendung; Leipzig, 1926.
- [26] *Schmidt, G.*, Eigenpotentialmessungen unter Tage auf Siegerländer Spateisenstein-Gruben; Z. f. Erzbergbau u. Metallhüttenwesen, Bd. VII, S. 306 ff., 1954.
- [27] *Wilckens, F.*, Geoelektrische Untersuchungen zur Erschließung von Graphitlagerstätten unter besonderer Berücksichtigung der Eigenpotentialmethode; Diss. naturw. Fak. d. Univ. München, 1955.
- [28] *Wyllie, M. R. J.*, A quantitative analysis of the electrochemical component of the S. P. curve; AIME Trans., Vol. 186, S. 17 ff., 1949.
- [29] *Wyllie, M. R. J.*, An investigation of the electrokinetic component of the self potential curve; AIME Trans., Vol. 192, T. P. 2940, 1951.

Seismische Versuche auf einer Eisplatte

Von G. Hellbardt, Göttingen¹⁾

Zusammenfassung: Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der elastischen Wellen in einer Eisplatte wurde gemessen. Dabei wurden Dehnungs-, SH- (Love-) und BiegeWellen beobachtet sowie nicht erklärte Einsätze. Die gemessenen Geschwindigkeiten und und die daraus berechneten Elastizitätskonstanten stimmen gut mit den Ergebnissen anderer Autoren und mit der Theorie überein. Eine Berechnung zur Ausbreitung von Impulsen bei vorhandener Dispersion veranschaulicht die Entstehung der Wellenzüge in den Seismogrammen.

Abstract: The propagation of elastic waves in an ice-sheet was observed. Dilational, flexural and SH (=Love) waves were observed, as well as onsets not yet explained. The measured velocities and the elastic constants computed therefrom agree well with the results of other authors and with theory. The generation of the wave trains in the seismogram is discussed in a computation of the propagation of model pulses.

Am 9. Februar 1954 wurde auf der Eisplatte des Kiesees bei Göttingen ein Versuch durchgeführt, der dazu beitragen sollte, die Natur der Wellen in einer Platte und ihre Ausbreitung zu klären und frühere Messungen zu bestätigen. Wie die Theorie zeigt, lassen sich nur dann streng und in einfacher Form drei getrennte Lösungen der Wellengleichung angeben, wenn die Platte, in der sich die Wellen ausbreiten sollen, von Vakuum umgeben ist [1-4]. Die symmetrischen und die asymmetrischen Lösungen sind von *Lamb* angegeben worden, und die dritte Lösung ist die der SH- oder Love-Welle [1, 4, 5]. Der Einfluß einer Flüssigkeit unter der Platte auf diese drei Lösungen kann für sehr hohe und sehr tiefe Frequenzen näherungsweise berechnet werden, und man findet, daß sich nur die Dämpfung und die Dispersion etwas ändern [4].

Wenn man in einer Eisplatte einen elastischen Impuls durch einen Schlag auslöst, dann enthält dessen Spektrum wegen der relativ langen Impulsdauer (etwa 0,1 sec [6]) nur tiefe Frequenzen. Die Phasengeschwindigkeiten ergeben sich in diesem Fall bereits hinreichend genau aus den Grenzwerten der Dispersionsformeln für lange Wellen. Entstehen andererseits durch Bruchvorgänge oder dergleichen Wellen hoher Frequenzen mit merklicher Amplitude, so genügt das zeitliche Auflösungsvermögen der seismischen Registriergeräte meistens nicht mehr, um einzelne Schwingungen aufzuzeichnen. Sie erscheinen im Seismogramm als geschlossener Einsatz, dessen Geschwindigkeit man aus dem Grenzwert der Dispersionsformel für hohe Frequenzen erhält.

¹⁾ Dipl. Phys. G. Hellbardt, Geophysikalisches Institut der Universität Göttingen

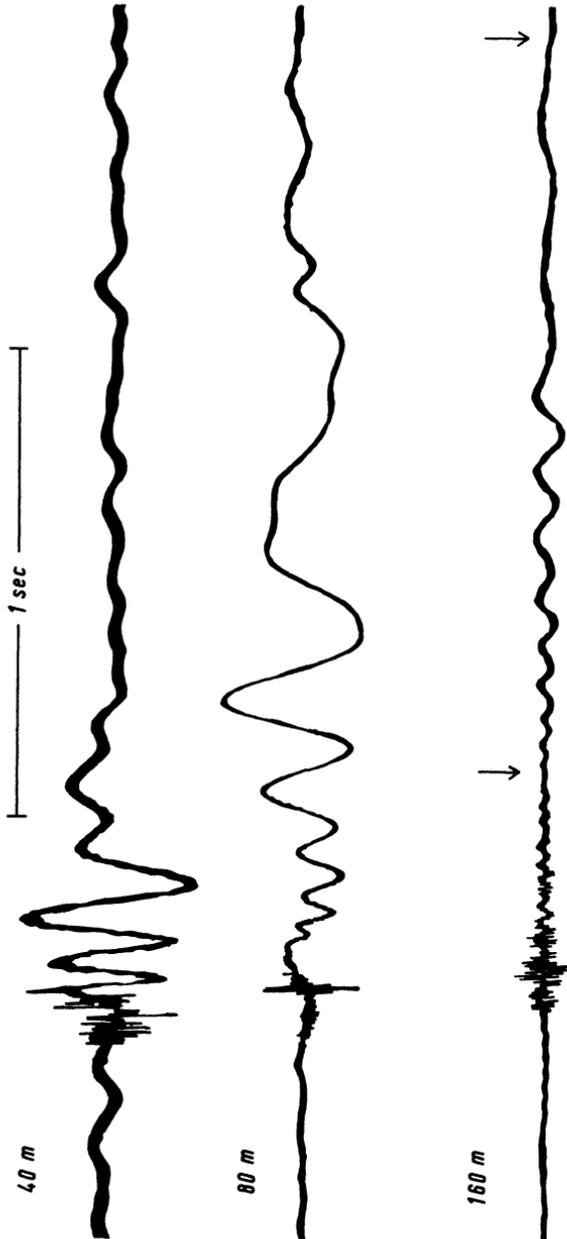


Abb. 1: Biegewellen, aufgenommen, von Vertikalseismographen in 40, 80, und 160 m Abstand vom Anregungspunkt. In der untersten Spur bezeichnen die Pfeile Anfang und Ende der Biegewellen.

In den Seismogrammen (Abb. 1) treten als Abschluß der registrierten Schwingungen stets Gruppen von Biegewellen (asymm. Wellen) auf, deren Amplituden an- und abschwollen und deren Frequenz von 50 sec^{-1} auf 5 sec^{-1} sinkt. Diese Gruppen werden mit zunehmendem Abstand vom Erregungspunkt immer länger, und sie bekommen einen größeren Frequenzumfang. Ein senkrechter Hammerschlag auf die Platte verbiegt sie elastisch und löst dadurch in ihr einen Impuls aus, der sich in ihr ausbreitet. Dabei wird er infolge der Dispersion so deformiert, daß er in einiger Entfernung vom Anregungsort in den Seismogrammen als Wellenzug erscheint. Solch ein Impuls läßt sich durch eine Überlagerung von Biegewellen darstellen, deren Frequenz-, Amplituden- und Phasenverhältnisse mit Hilfe der Fourieranalyse bestimmt werden können, sobald man die Impulsform an einem Ort kennt. Wenn der Impuls die Platte durchläuft, werden die Phasenverhältnisse durch die Dispersion dauernd geändert, so daß er von Station zu Station in einer anderen Form erscheint.

Im folgenden benutzte Abkürzungen:

t = Zeit; $u = 2\pi n$; n = Frequenz; T = Impulsdauer; H = Eisdicke; ρ = Dichte; λ, μ = Lamésche Konstanten des Eises; $V_T = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$.

Man kann nun Impuls-Modelle vorgeben und sie am Ort der Erregung darstellen durch ihr Fourierintegral $f(t)$

$$(1) \quad f(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} C(u) \cos(ut + \phi(u)) du$$

Will man ihre Form an anderen Orten berechnen, so muß die Phase entsprechend dem Dispersionsgesetz verändert werden. Die durch Schläge in Eisplatten erregten Impulse umfassen nur so tiefe Frequenzen, daß das Dispersionsgesetz in der folgenden Form benutzt werden kann:

$$(2a) \quad V = \left[\frac{2\pi}{\sqrt{12}} V_L \right]^{1/2} \cdot [2Hn]^{1/2} = K \cdot \sqrt{2\pi n}$$

Darin ist

$$(2b) \quad V_L^2 = \frac{4(\lambda + \mu)}{\lambda + 2\mu} V_T^2$$

der Grenzwert für tiefe Frequenzen bei den symmetrischen Wellen. Im Fourierintegral muß man also als Phase einsetzen:

$$(3) \quad \phi(u) = \text{const} \sqrt{u} x,$$

wenn der Impuls den Weg x durchlaufen hat; auf diese Weise sind drei Impulse berechnet worden:

1)	2)	3)	
0	0	0	$t < -T/2$
$\cos \frac{2\pi t}{T}$	$\sin \frac{2\pi t}{T}$	$\cos^2 \frac{2\pi t}{T}$	$-T/2 \leq t \leq +T/2$
0	0	0	$t > +T/2$

$T = 0,1 \text{ sec}$

Das Ergebnis (Abb. 2) zeigt, daß alle drei Impulse nach einem Weg von

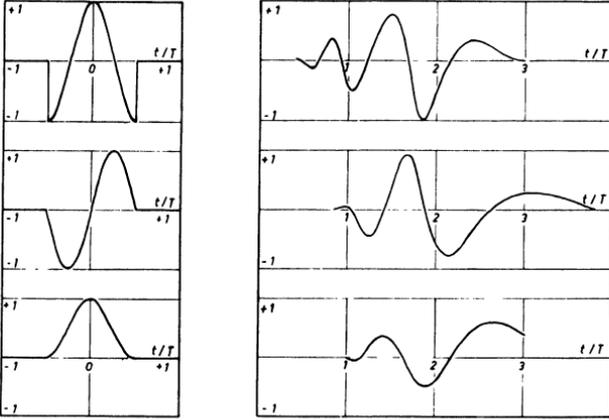


Abb. 2: Links: Drei verschiedene Modellimpulse am Ort der Anregung. Rechts: Berechnete Form der Modellimpulse nach einem Weg von 40 m durch eine Eisplatte von 21 cm Dicke.

40 m durch eine 21 cm dicke Eisplatte zu Wellengruppen deformiert worden sind, die denen in den Seismogrammen sehr ähnlich sind. Die Abweichungen sind natürlich dadurch zu erklären, daß die Modellimpulse nicht genau denen des Experiments entsprechen. *Güth* [7] hat für ein ähnliches Problem mit Hilfe der Sattelpunktmethode Impulsberechnungen durchgeführt und kommt zu entsprechenden Ergebnissen.

Die Biegewellen in den Seismogrammen stellen also den angeregten Impuls dar, der die Platte unter ständiger und stetiger Umformung durchläuft. Die Methode der Auswertung, die *Förtsch* [6] beschrieben hat und die auch hier angewandt worden ist, besteht darin, daß man gewisse Teile des Wellenzuges von Station zu Station eines Meßprofils verfolgt und ihnen dann eine Gruppengeschwindigkeit zuordnet. Dieses Auswertungsverfahren wird nicht dadurch gerechtfertigt, daß die Teile des Wellenzuges sich unverändert über das ganze Profil hinwegbewegen, sondern nur dadurch, daß sich die so erhaltenen Laufzeiten in einem Diagramm sehr gut durch eine Laufzeitgerade verbinden lassen. Denn verfolgt man zum Beispiel eine Schwingung, die bei einer Station eine bestimmte Länge hat, dann erscheint sie bei der nächsten

mit einer ganz anderen Länge, so daß sie dort im Seismogramm nicht mehr als die vorher betrachtete zu erkennen ist. Andererseits kann sich dort gerade eine Schwingung der gesuchten Länge aus einem anderen Teilstück des Wellenzuges gebildet haben.

Der Versuch wurde vom Geophysikalischen Institut der Universität Göttingen auf einem kleinen See in der Nähe der Stadt durchgeführt. Die Eisdicke war 21 cm dick, ihre Temperatur betrug $-1,6^{\circ}$ C. Ein Profil von 160 m war mit drei Vertikalseismographen und zwei Dreikomponentenstationen besetzt. Die Anregung erfolgte auf der Profillinie durch Hammerschläge senkrecht auf die Eisoberfläche oder in vorbereitete Löcher in Richtung des Profils. Dadurch wurden die asymmetrische und die SH-Welle bzw. die symmetrische Welle bevorzugt angeregt. Auf den Seismogrammen ist der Unterschied deutlich ausgeprägt. Bei den Dreikomponentenstationen erkennt man genau die Polarisationsrichtung der SH-Welle in Plattenebene und senkrecht zur Ausbreitungsrichtung.

Bevor die Biegewellen beginnen, sind drei scharfe Einsätze zu bemerken:

- 1) Die symmetrische Welle mit der Grenzggeschwindigkeit

$$V_L = 3410 \pm 70 \text{ m/sec},$$

- 2) die SH-Welle mit ihrer Grenzggeschwindigkeit, die gleich der der Transversalwellen im Vollraum ist [4], gemessen

$$V_T = 1770 \pm 90 \text{ m/sec},$$

- 3) eine Welle mit großer Amplitude, deren Natur nicht geklärt werden konnte, anscheinend senkrecht zur Plattenebene polarisiert. Gemessene Geschwindigkeit:

$$770 \pm 20 \text{ m/sec}.$$

Wenn man die Biegewellen nach der oben diskutierten Methode auswertet, dann erhält man die Gruppengeschwindigkeit U . Sie hängt mit der Phasengeschwindigkeit V bei dieser Form des Dispersionsgesetzes (2) sehr einfach zusammen:

$$(4) \quad U = 2V$$

Es ergab sich, daß die gemessene Dispersion gut mit der theoretisch berechneten übereinstimmte. Ferner wurde ein zusätzlicher Versuch ausgeführt, bei dem nicht mit einem Schlag, sondern mit einer Schwingmaschine lange Wellenzüge konstanter Frequenz angeregt wurden. Damit konnten für einige Frequenzen auch die Phasengeschwindigkeiten ermittelt werden. Aus der Gruppengeschwindigkeit ergab sich für die Konstante K aus (2)

$$(5) \quad 2K = (157 \pm 4) \text{ m sec}^{-1/2},$$

aus der Phasengeschwindigkeit

$$(6) \quad K = 80 \text{ m sec}^{-1/2} .$$

Setzt man das gemessene V_L in (2) ein, dann erhält man

$$(7) \quad K = 78 \text{ m sec}^{-1/2} .$$

Die Messungen stimmen also gut miteinander überein.

Aus den gemessenen Werten von V_L und V_T und den Gleichungen (2 a, b) lassen sich die elastischen Konstanten berechnen. In Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Autoren [6, 8–11] ergab sich:

Youngscher Elastizitätsmodul: $E = 8,4 \cdot 10^{10} \text{ dyn/cm}^2 \pm 10 \%$

Schubmodul : $G = 2,9 \cdot 10^{10} \text{ dyn/cm}^2 \pm 10 \%$

Poisson-Konstante : $\nu = 0,46 \pm 17 \%$

Die eben benutzten Formeln (2 a, b) gelten eigentlich nur für eine Platte im Vakuum. Aber ihre Anwendung ist hier wohl erlaubt, denn aus der Dispersion der Biegewellen sieht man, daß das Wasser keinen merklichen Einfluß ausgeübt hat. Nach einer Formel von *Press* und *Ewing* [4] müßte man sonst

$$2 K = 151 \text{ m sec}^{-1/2}$$

erhalten, was gerade außerhalb unserer Fehlergrenze liegt.

Dem Herrn Direktor und allen Herren des Geophysikalischen Instituts Göttingen danke ich für die Förderung und Unterstützung dieser Arbeit.

Literatur

- [1] *Lamb, H.*: On Waves in an Elastic Plate. Proc. Roy, Soc. London (A), **93**, 114, 1916;
- [2] *Sezawa und Kanai*: Bull. Earthqu. Res. Inst., **13**, 237, 1935;
- [3] *Förtsch, O.*; Gerl. Beitr. **63**, 16, 1953;
- [4] *Press und Ewing*: Trans. Amer. Geophys. Union, **32**, 673, 1951;
- [5] *Angenheister, G.*: Gerl. Beitr. **61**, 296, 1950;
- [6] *Förtsch, O.*: Gerl. Beitr. **61**, 1950;
- [7] *Güth*: Acustica, **5**, 35-43;
- [8] *Ewing, Crary, Thorne*: Physics **5**, 1934;
- [9] *Ewing und Crary*: Physics **5**, 181, 1934;
- [10] *Köhler, R.*: Z. Geoph. **5**, 314, 1929;
- [11] *Mothes, H.*: Z. Geoph. **3**, 121, 1927; **5**, 120, 1929.

Kurzbericht über einige erdmagnetische Untersuchungen an Lavaströmen und Tuffschloten in der Vordereifel

Von W. Cipa, Hohne bei Lachendorf¹⁾

Zusammenfassung: In Fortsetzung der Arbeiten von *Ahrens* (1932) und *Kienow* (1941) führte der Verfasser im Vulkangebiet der Eifel Untersuchungen mit einem magnetischen Vertikalvariometer durch. In der Umgebung von Gillenfeld und Gerolstein-Hillesheim ermittelte er die Grenzen einiger Lavaströme, die mit Tuff und Alluvionen bedeckt sind. Die hoch magnetischen basaltischen Aschen ermöglichten es, einen Vulkanschlot und die Form einiger Vulkane, die nur Tuffe gefördert haben, ausfindig zu machen.

Abstract: Continuing the works of *Ahrens* (1932) and *Kienow* (1941) the author made researches with a magnetic verticalvariometer in the volcanic area of the Eifel. In the surroundings of Gillenfeld and Gerolstein-Hillesheim he ascertained the limitations of some lava flows, covered with tuffs and alluvions. The highly magnetic basaltic ashes made it possible to find out a volcanic vent and the form of some volcanoes, which only had produced tuffs.

In den letzten beiden Jahren wurden im Vulkanzug der Vordereifel zwei vulkanologische Kartierungen in größerem Maßstab durchgeführt (*G. Rahm* 1954 und *W. Cipa* 1954). Dabei hatte sich herausgestellt, daß die Begrenzung einiger Lavaströme wegen ihrer Tuff- oder Alluvialbedeckung mit üblichen geologischen Mitteln nicht ausreichend festzulegen war. Außerdem konnte über den Bau einiger Trockenmaare und die Lage eines Tuffschlotes nicht genügend Klarheit erhalten werden. Zur Lösung dieser Probleme wurde – auf den Arbeiten von *Ahrens* (1932) und *Kienow* (1941) fußend – ein magnetisches Vertikalvariometer der Firma Watts & Sohn, LTD., London, (Instrumentnummer: 60906) eingesetzt, das Herr Prof. Dr., Dr.-Ing. E. h. *Niemczyk*, Institut für Markscheidkunde Aachen, freundlicherweise zur Verfügung stellte.

Mit Hilfe dieses Instrumentes wurde die Begrenzung der Lavaströme von Dockweiler, vom Alftal bei Strohn, vom Mühlenberg bei Hohenfels und von Gerolstein ermittelt, der Bau der Maare von Dreis, von Trautzberg und von Strohn wurde geklärt, der Schlot des Wöllersberges gefunden und ein Tuffschlot bei Rockeskyll untersucht. Abb. 1 zeigt die geographische Lage der einzelnen Objekte.

Die einzelnen Meßstationen wurden je nach den geologischen Gegeben-

¹⁾ W. C i p a, Erdölwerke Hohne, Hohne bei Lachendorf (20a).

heiten entweder in dichten Meßreihen angeordnet oder schachbrettartig verteilt. Der Stationsabstand betrug normalerweise 25 m. In den Grenzbereichen wurde er z. T. bis zu 5 m herabgesetzt. Die Meßwerte wurden wie üblich korrigiert und an das Netz I. Ordnung angeschlossen.

Um die Deutung der Meßergebnisse zu erleichtern, wurden an Basalt- und Tuffproben der untersuchten Objekte Remanenz- und Suszeptibilitätsmessungen durchgeführt.

Durchschnittswerte der gemessenen Remanenzen und
Suszeptibilitäten:

	Gestein	Suszeptibilität	Remanenz
		in 10^{-4}	in 10^{-4} Gauß
Lavastrom Dockweiler	Basalt	2,3	3,6
Lavastrom im Alftal	Basalt	2,0	4,2
Mühlenberg	Basalt	4,3	4,7
Mühlenberg	Tuff	1,0	
Lavastrom Gerolstein	Basalt	3,5	
Dreiser Weiher	Tuff	0,8	1,0 (nur 2 Proben)
Wöllersberg	Tuff	1,0	
Trautzberger Maar	Tuff	0,5	
Tuffschlot bei Rockeskyll	Tuff	1,0	

Die Basaltproben ergaben in Richtung und Größe stark streuende Werte der Remanenz und große Suszeptibilitätsunterschiede (aus den Durchschnittswerten nicht ganz ersichtlich). Die Tuffproben zeigten eine gleichbleibende Suszeptibilität, die niedriger war als die der Basalte.

An zwei Proben der Tuffe des Dreiser Weihers durchgeführte Remanenzbestimmungen ergaben in der Richtung der Remanenz eine Übereinstimmung mit dem heutigen Erdfeld. Sollte diese Tatsache für die ganze Ausdehnung des Tuffvorkommens zutreffen, dann würde das bedeuten, daß die Tuffe bei ihrer Ablagerung noch eine Temperatur gehabt haben müssen, die über dem Curie-Punkt des Magnetits lag. Damit wäre dann ein geologisches Thermometer gewonnen.

Wie schon eingangs erwähnt, waren einige der Lavaströme zumindest teilweise mit Tuff überdeckt. Schon Ahrens (1932) hatte über Tuffen in der Umgebung des Laacher Sees hohe Anomalien gemessen. Es war deshalb ebenfalls eine Aufgabe dieser Vermessungen festzustellen, wie hoch die Anomalien über Tuffdecken sein konnten, welche Form sie hatten und welche Mächtigkeiten die Decken der in dieser Gegend fast durchweg basaltischen Tuffe erreichen konnten, ohne die Anomalien eventuell darunterlie-

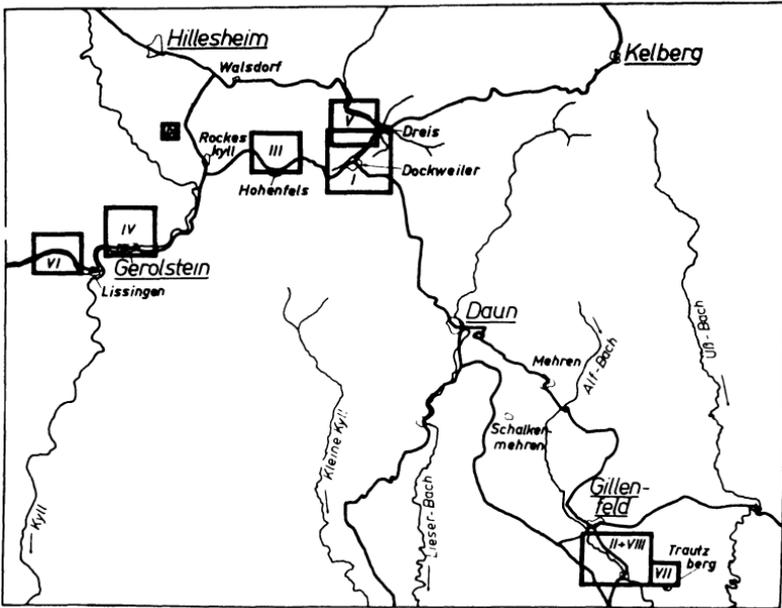


Abb. 1: I = Lavastrom Dockweiler. II = Lavastrom Alftal. III = Basaltvorkommen Hohenfels. IV = Lavastrom Gerolstein. V Dreiser Weiher (Maar von Dreis). VI Wöllersberg. VII = Trautzberger Maar. VIII = Strohner Maarehen (Maar von Strohn). IX = Tuffschlot in der Flur "auf Dickel".

gender Laven zu verwischen. – Testmessungen über reinen Tuffdecken ergaben ähnlich hohe Werte wie über reinen Basaltdecken, doch unterschieden sich beide durch die Amplitudenschwankungen der ΔZ -Werte. Während die Amplitudenschwankungen über Tuffdecken im Durchschnitt fast nie über 100 Gamma hinausgingen, betrugten sie bei den Basalten ein Mehrfaches davon. Im Falle des Basaltes vom Mühlenberg bei Hohenfels – der Basalt ist hier von einer stellenweise ca. 10 m mächtigen Tuffdecke bedeckt – stellte sich dieses Charakteristikum zur Begrenzung des Basaltes als brauchbar heraus, jedoch zeigte sich bei diesem Objekt auch, daß 10 m ungefähr die Grenze einer basaltischen Tuffbedeckung darstellen, unter der ein Lavastrom magnetisch noch nachweisbar ist.

Im Folgenden wird auf zwei Objekte etwas näher eingegangen, deren Vermessung als besonders gelungen bezeichnet werden kann.

Abb. 2 zeigt den Isanomalenplan des Lavastromes vom Alftal nördlich Strohn, südlich Gillenfeld.

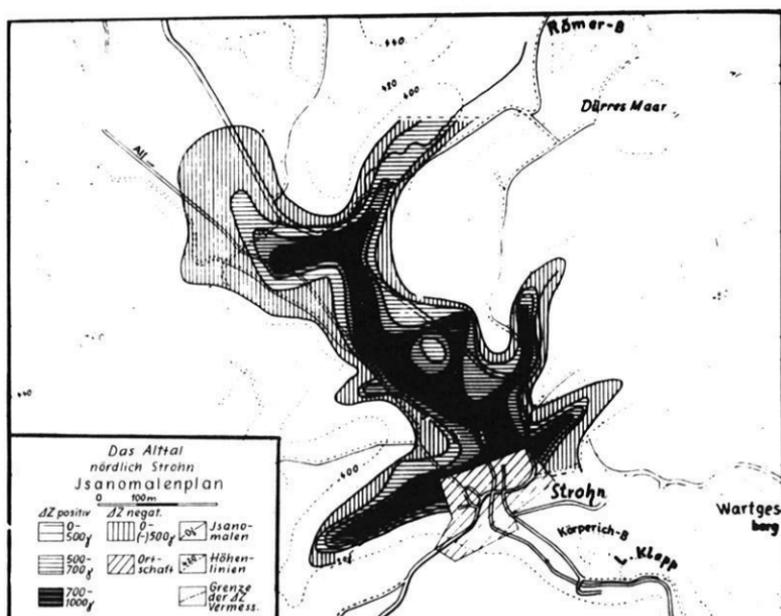


Abb. 2

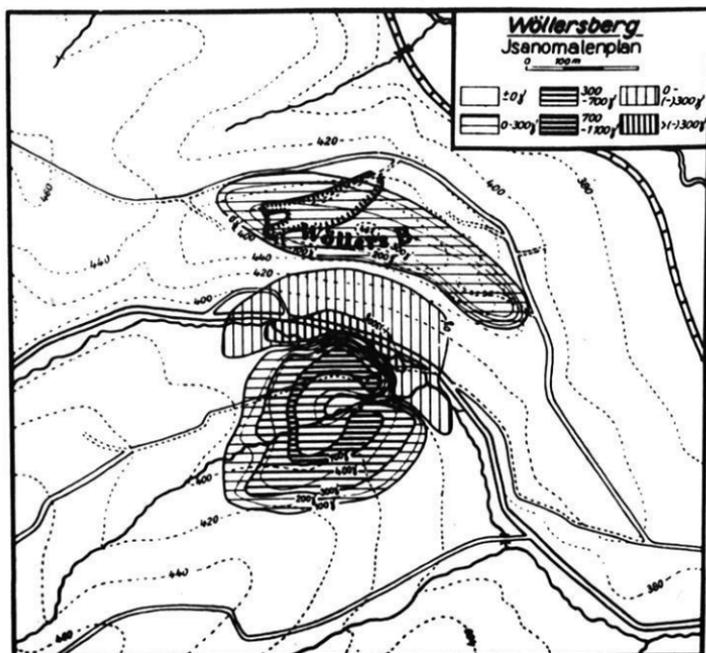


Abb. 3

Der Lavastrom stammt von der an der rechten unteren Bildseite sichtbaren "Langen Klopp" (zur Wartgesbergvulkangruppe gehörend). Die Vulkangruppe des Wartgesberges hatte das Tal der Alf abgesperrt, deshalb hatte sich der etwas später ausfließende Lavastrom der "Langen Klopp" flüßaufwärts hochgestaut. Der heute von mindestens 5 m mächtigen Alluvionen bedeckte Lavastrom wurde in den vierziger Jahren durch Wasserbohrungen im Tal der Alf erstmalig nachgewiesen. Aufgabe der Vermessung war es, die Ausdehnung und evtl. die Mächtigkeit der Lava nachzuweisen. Wie der Isanomalenplan zeigt, folgte die Lava den alten Flußmäandern, umschloß und überflutete einen Umlaufberg und drang recht weit in die Nebentäler ein. Bei dem im Grenzbereich recht steilen Gefälle der ΔZ -Werte stellt die 0-Isanomale in erster Annäherung die Grenze der Lava dar.

Abb. 3 zeigt einen Isanomalenplan, der das Gebiet des Wöllersberges und seines Schlotens umfaßt. Der Wöllersberg bei Lissingen, (ein Aschenberg) nördlich der Straße Gerolstein-Prüm, ist geologisch schon lange und gut bekannt, doch war es bisher nicht gelungen, den Schlot des Aschenberges zu finden. Aufgrund der Bombeneinschläge in den Aschen vermutete man den Schlot zwar auf der Südseite des Berges, doch gelang es nicht, diesen zu lokalisieren, da die Landschaft durch die Erosion vollkommen überarbeitet worden ist. — Wie der Isanomalenplan zeigt, war die alte Vermutung richtig. Knapp südlich des Wöllersberges wurde eine recht hohe Anomalie ermittelt, die sich scharf gegen die Umgebung absetzt und deren Form und Lage sehr gut auf den Schlot schließen läßt. Die Depression der magnetischen Werte in der Mitte der Anomalie dürfte wohl dadurch zu erklären sein, daß die Schlotwände aus verschweißtem Material bestehen, während das Schlotinnere mit den Lockermassen des letzten Ausbruches angefüllt ist.

Abschließend ist noch zu bemerken, daß die vorausgegangenen geologischen Untersuchungen sich als eine unentbehrliche Unterlage der magnetischen Vermessungen erwiesen. Sie schränkten die Deutungsmöglichkeiten der Meßergebnisse stark ein und erleichterten die Festlegung der Meßstationen.

Literatur

- Ahrens, W.*, Ergebnisse magnetischer Untersuchungen im Vulkangebiet des Laacher Sees, im Vulkangebiet der Eifel. Ergänzungs-Hefte f. angew. Geophysik, Bd. 2, H. 4, 1932.
- Cipa, W.*, Vulkanologische Untersuchungen in der Umgebung des Pulvermaares. Diplomarb., Geol. Inst. Aachen, 1954.
- Kienow, S.*, Erdmagnetische Vermessung der Basaltvorkommen bei Bad Bertrich. Jahrb. d. Reichsst. f. Bodenf. 1939, Bd. 60, Berlin 1941.
- Rahm, G.*, Der quartäre Vulkanismus im zentralen Teil der Westeifel. Ein Beitrag zum Eruptionsmechanismus der Eifel-Vulkane. Diss. Geol. Inst. Freiburg 1954.

Untersuchungen zur photoelektrischen Schwingzeitmessung¹⁾

(Mitteilung aus dem Geomagnetischen Institut und Observatorium Potsdam-Niemegk Nr. 44)

Von H. Schmidt, Niemegk²⁾

Zusammenfassung: Die Bewegungen eines am Faden hängenden, horizontal schwingenden Magneten wurden in vier Freiheitsgraden berechnet. Hieraus folgt das kürzestmögliche Meßintervall. Eine neue Methode optischer Impulsverkürzung wird angegeben, die eine höhere Genauigkeit in der Erfassung eines einzelnen Durchgangs als frühere Methoden liefert. Eine automatisch arbeitende Schwingzeitmeßanlage wird beschrieben und Meßergebnisse werden mitgeteilt.

Abstract: Motions of an oscillating magnet, horizontally suspended and movable in four rates of libration, have been computed. Hence it follows the shortest possible measuring-interval. A new method of optical puls-shortening is suggested, which gives higher precision in fixing a single passage than preceding methods. A apparatus for automatic measuring the period of oscillation is described and results are given.

Zur Absolutmessung der erdmagnetischen Horizontalintensität wird nach wie vor hauptsächlich die *Gauß-Lamontsche* Methode angewandt. Diese erfordert bekanntlich zwei Meßsätze, einen Satz von Ablenkungsmessungen und einen von Schwingzeitmessungen. Beide Sätze werden mit dem gleichen Standardmagneten ausgeführt und liefern sowohl die gewünschte Horizontalintensität als auch das magnetische Moment des Magneten. Führt man die Schwingzeitmessung mit der seit *Gauß'* Zeiten üblichen Aug- und Ohrmethode durch, so läßt die relative Genauigkeit der Schwingzeitmessungen gegenüber derjenigen der Ablenkungsmessungen zu wünschen übrig. Es war Ziel der in dem Vortrag dargelegten Arbeiten, diese Diskrepanz zu beheben und die Schwingzeitmessung zu automatisieren.

Im ersten Teil des Vortrages wurden die Bewegungen eines in vier Freiheitsgraden beweglichen, am Faden aufgehängten Magneten behandelt. Legt

¹⁾ Vortrag, gehalten auf der 20. Jahrestagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft 1955 in München. Die ausführliche Darstellung erscheint in den Abhandlungen des Geomagnetischen Institutes u. Observatoriums Potsdam-Niemegk unter Nr. 16: H. Schmidt: Untersuchungen zur Theorie und Praxis geomagnetischer Schwingungsmessungen mit Angabe einer neuen Schwingzeitmeßanlage.

²⁾ Dr. Herbert Schmidt, Niemegk Kr. Belzig, Geomagnetisches Observatorium.

man vier Winkelkoordinaten zugrunde, so lassen sich bei Annahme eines schematischen Magneten (zwei magnetisch wirksame Massenpunkte an masseloser Stange und masselosem Faden) die potentielle und kinetische Energie im homogenen Schwere- und Magnetfeld berechnen. Mittels *Lagrange'scher* Gleichungen liefert die aus der Differenz der Energien folgende *Lagrange-Funktion* ein Simultan-System von vier Differentialgleichungen vom Typ der Schwingungsgleichung mit einer Reihe von Kopplungstermen. Eine Diskussion dieser Terme führt zu Vereinfachungen des Problems. Letztlich werden hiermit die Schwingzeitänderungen rechnerisch erfaßt, die der Standardmagnet nach unsymmetrischer Anregung durch einen Hilfsmagneten zeigt. Diese Änderungen wurden mit der weiter unten beschriebenen Anlage experimentell bestätigt.

Der zweite Teil des Vortrags enthielt eine kritische Betrachtung bisheriger Schwingzeitmeßeinrichtungen. Speziell wurde bei Photozellenanordnungen die Abhängigkeit der Anzeigeunsicherheit von Schwankungen der Lampenspeisespannung und des Verstärkungsgrades besprochen. Die hieraus resultierenden erheblichen Anforderungen an die Konstanz dieser Betriebsgrößen werden unwesentlich bei einer neuen Anordnung, die im linken Teil des Bildes 1 angegeben ist. Das vom Schwingerspiegel reflektierte Lichtbündel gelangt nicht direkt auf die Photozelle, sondern überstreicht

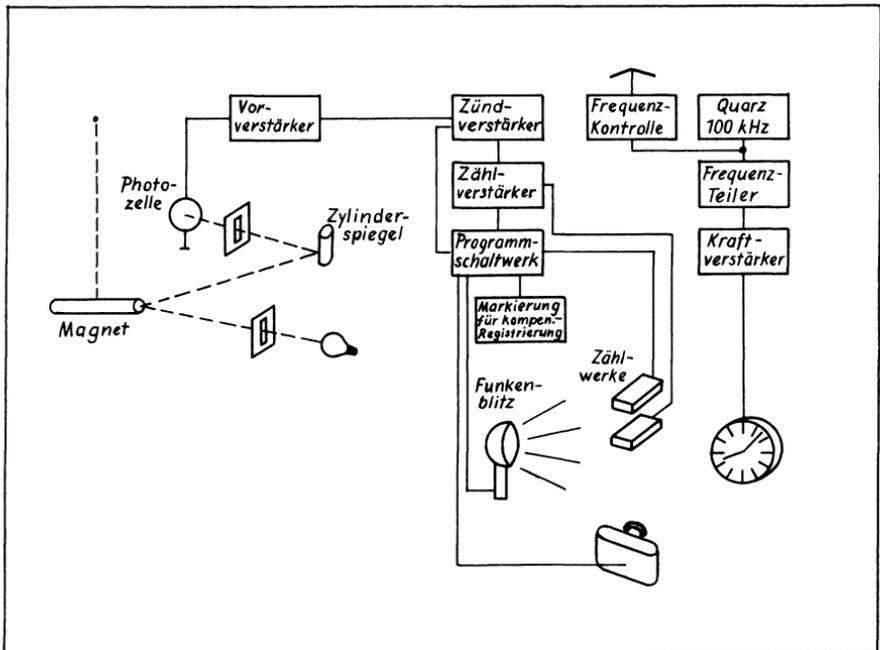


Abb. 1: Das Prinzip der Schwingzeitmeßanlage

erst eine reflektierende kreiszylindrische Fläche. Hierdurch wird eine erhebliche Vergrößerung der Winkelgeschwindigkeit des Bündels erzielt und dem optischen Impuls eine hohe Flankensteilheit gegeben. Man hat die Möglichkeit, die Anstiegszeit des Impulses auf diese Weise so zu verkürzen, daß sie mit der Anzeigungsunsicherheit eines Durchgangs vergleichbar wird. Schwankungen der Lampenspeisespannung und des Verstärkungsgrades haben dann praktisch keinen Einfluß auf das Meßergebnis. Rechnerische Angaben über die Bemessung derartiger Anordnungen wurden gegeben.

Es folgte eine Beschreibung der in Bild 1 im Prinzip dargestellten Schwingzeitmeßanlage. Nach der Reflexion am Zylinderspiegel gelangt das Lichtbündel auf die Photozelle, die den optischen Impuls in einen elektrischen verwandelt. Dieser wird über Vorverstärker (und Kathodenverstärker) einem Kabel zugeführt, das den eben beschriebenen, eisenfrei aufgebauten Teil der Apparatur mit dem etwa 100 m entfernten Anzeigeteil verbindet. Das Programm-Schrittschaltwerk, das der Impuls ebenso wie den Zündverstärker durchläuft, sorgt dafür, daß bei gewissen Durchgängen des Magneten (1, 4, 51, 54, 101, 104 usw.) das Funkenblitzgerät ausgelöst wird. Das Zifferblatt einer quarzgesteuerten Synchronuhr erfährt eine nur Mikrosekunden währende Belichtung, die eine photographische Fixierung der Zeigerstellungen ermöglicht. Ein einzelner Durchgang läßt sich hiermit auf etwa $2,5 \cdot 10^{-4}$ sec genau bestimmen. Das Programmschrittschaltwerk steuert weiterhin Signalmarken, um die zeitliche Zuordnung der Schwingzeitmessungen zur Registrierung der Horizontalintensität zu gewährleisten. Die Zahl der Durchgänge und die Nummer der Messung werden von Zählwerken angezeigt.

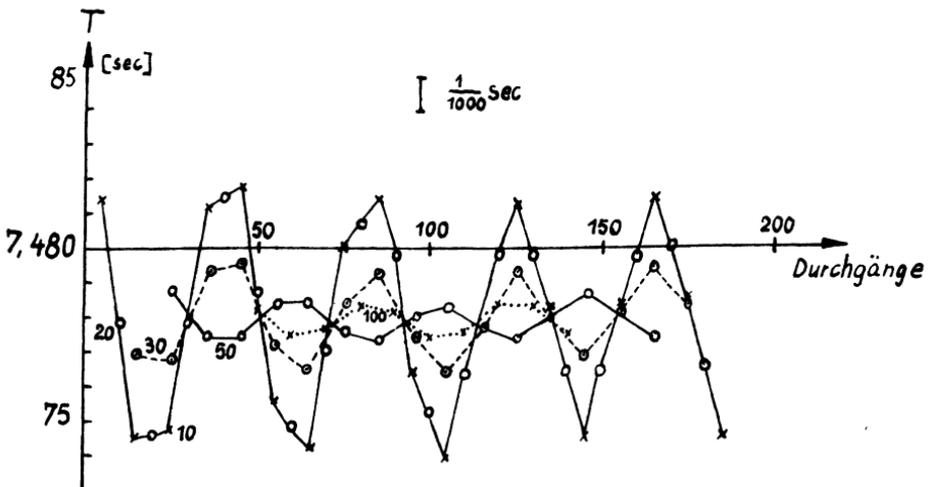


Abb. 2: Schwingzeitänderungen eines unsymmetrisch angeregten Magneten

Mit dieser Anlage, die sich auch für Pendelmessungen eignet, wurden die bereits erwähnten Kopplungsbetrachtungen bestätigt, wobei jeder zehnte Durchgang links- und rechtsseitig fixiert wurde. Bild 2 gibt ein Beispiel von Schwingzeitänderungen eines betont unsymmetrisch ausgelenkten Magneten. Es sind jeweils 10 Durchgänge auseinanderliegende Differenzen der Meßwerte von 10, 20, 30, 50 und 100 Durchgängen eingetragen.

Weiterhin wurde im Hinblick auf kürzestmögliche Meßdauer untersucht, wieviel Durchgänge mindestens notwendig sind, um in den Schwingzeitwerten die aus der Schwingungsgleichung folgende gegenläufige H-Variations-tendenz ohne fälschenden Einfluß unsymmetrischer Anregung zu erkennen. Bild 3 verdeutlicht, daß offenbar 30 Durchgänge die Mindestanzahl darstel-

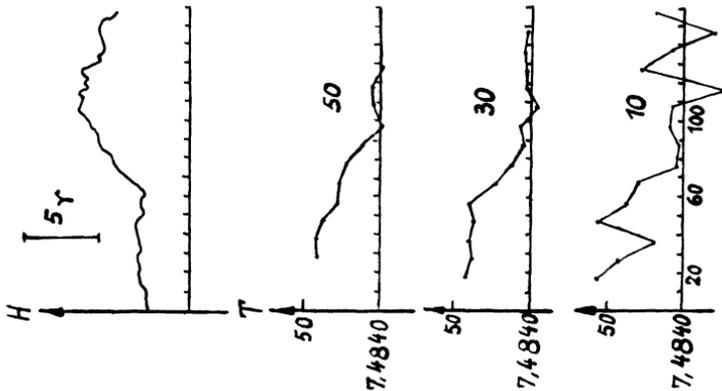


Abb. 3: Zur Feststellung der Mindestanzahl von Schwingungen

len, daß bei 10 Durchgängen die Kopplungseinflüsse stark auftreten, wohingegen bei 50 Durchgängen bereits eine Mittelung über wesentliche Teile der in diesem Bild oben angegebenen Kurve der Horizontalintensität erkennbar ist. Aus diesen Untersuchungen resultiert das jetzt automatisch ablaufende Meßprogramm von 4 mal 50 Durchgängen, mit dem seit etwa einem Jahr die Absolutmessungen am Geomagnetischen Institut und Observatorium Potsdam-Niemegg durchgeführt werden.

Wie Fehlerbetrachtungen zeigen, weisen nunmehr die Schwingzeitmessungen eine höhere relative Genauigkeit auf als die Ablenkungsmessungen.



Geophysikalische
Untersuchungen
IN VIER KONTINENTEN

Modernste Geräte
Langjährige Erfahrung

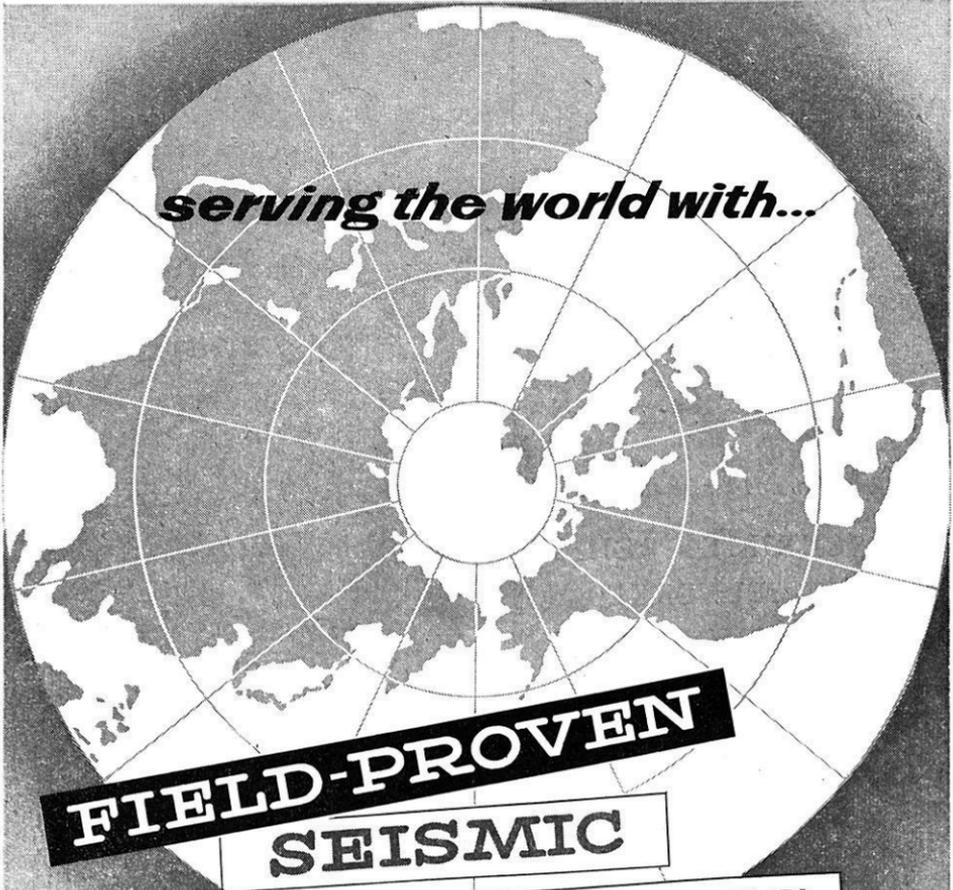
PRAKLA



PRAKLA

HANNOVER · HAARSTRASSE 5
RUF: 801 48 · FERNSCHREIBER: 023847 · DRAHT: PRAKLA

Bitte nehmen Sie bei Anfragen und Bestellungen auf unsere Zeitschrift Bezug.
Please, mention our review in writing to advisers.



serving the world with...

**FIELD-PROVEN
SEISMIC
INSTRUMENTS**

Rugged construction . . . advanced engineering . . .
service protection. Three reasons why more than 90%
of the world's operating crews depend on Electro-Tech
seismic equipment.

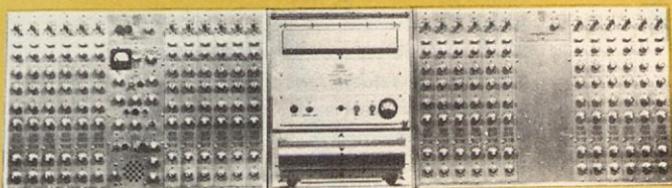
Electro-Tech

Electro-Tech manufactures and
markets its own complete line
of lab-tested and field-proven
seismic equipment.

Specify Electro-Tech . . . the
name known for quality
throughout the industry.

ELECTRO-TECH INTERNATIONAL

GENERAL OFFICE . . . P. O. BOX 2025 . . . HOUSTON 1, TEXAS
AFFILIATES: ELECTRO-TECH INC., HOUSTON • ELECTRO-TECH CANADA LTD., CALGARY, ALTA., CANADA • ELECTRO-TECH
PACIFIC - TULUNGA, CALIFORNIA • SEISMIC INSTRUMENTS LTD., CAMBRIDGE, ENGLAND • PROCEDES T. L., PARIS, FRANCE
AGENCIES: PARIS • ROME • TOKYO . . . CABLE ADDRESS: ELTEC

SIE*G-22A***SEISMOGRAPHEN****SYSTEM**

für höchste Ansprüche

FREQUENZEMPFINDLICHKEIT: Innerhalb 3 db von 20 - 500 Hz. Filterung wie angegeben.

GERINGE VERZERRUNG: Weniger als 1% im Bereich von 10 - 500 Hz bei 0,1 V Eingangsspannung.

AGC-REGELBEREICH: 0,5 Mikrovolt bis 0,1 Volt Eingangsspannung. (3 Zeitkonstanten an der Frontplatte einstellbar.)

SCHALTUNGEN ZUR VERSTÄRKUNGS-REGELUNG: AGC, Expander oder gleichzeitige Anwendung von AGC und Expander.

REGISTRIERART: Einfache Registrierung; zweifacher Ausgang; Doppelregistrierung.

- Erste Einsätze ungefiltert.
- Möglichkeit zum Parallelschalten und Prüfen beliebiger Spuren.
- Einfachste Bedienung.

Besondere Vorrichtungen für schnelles Arbeiten - die bei vielen anderen Systemen nur auf zusätzliche Bestellung geliefert werden - gehören zur Standardausrüstung des Geräts G-22A, des letzten Modells aus der Serie SIE-G.

Die neuartige Schaltung ermöglicht eine unerreichte Leistung bei allen Registrieremethoden unter gleichzeitig vereinfachter Abstimmung und Bedienung.

AGC Zeitkonstanten, Mischungsart und Mischungsverhältnis sind auf der Frontplatte einzustellen. Wahl der Flankensteilheit der Hoch- und Tiefpassfilter in je 2 Stufen gestattet Hunderte von Filterungsmöglichkeiten.

Von dem neuen AGC-Kreis mit automatischer Gittervorspannung bis zur vereinfachten Bedienungsfläche vereinigt die aus vielseitiger Felderfahrung hervorgegangene Konstruktion der G-22A praktische Arbeitsweise mit hoher Anpassungsfähigkeit an alle Arbeitsbedingungen.

SIE**SOUTHWESTERN INDUSTRIAL ELECTRONICS CO.**

2831 Post Oak Rd. P.O. Box 13058 Houston 19, Texas

DAS WISSEN DES 20. JAHRHUNDERTS
IM TASCHENBUCH

rowohlt's deutsche
enzyklopädie

will im Rahmen einer Taschenbuchreihe jedem geistig Interessierten alle Gebiete der Wissenschaft durch ihre angesehensten Vertreter erschließen. In rascher Erscheinungsfolge wird sie über das jeweils Neueste an Forschung und Erkenntnis unterrichten. Sie strebt ein sinnvolles Gebäude menschlichen Denkens an und begnügt sich nicht mit der zufälligen Aneinanderreihung einzelner Essays. Ein ausführliches «Enzyklopädisches Stichwort» führt den Leser in den Problembereich ein, dem das behandelte Thema entstammt. Jedem Band ist eine Biographie des Autors sowie ein Verzeichnis der einschlägigen Quellen- und Standardwerke zur selbständigen Weiterarbeit beigegeben. Alle Veröffentlichungen der Reihe enthalten Namen- und Sachregister, die nach je fünf- und zwanzig Bänden zu einem besonderen Gesamtregisterband vereint werden, um das in den einzelnen Beiträgen vermittelte Wissen lexikalisch zusammenzufassen. Er wird den Abonnenten der Reihe zu einem Vorzugspreis zur Verfügung stehen.

Hans Sedlmayr, Die Revolution der modernen Kunst Helmut Schelsky, Soziologie der Sexualität / Günter Schmölders, Konjunkturen und Krisen / Werner Kemper, Der Traum und seine Bedeutung / Franz Altheim, Reich gegen Mitternacht (Asiens Weg nach Europa) / J. Robert Oppenheimer, Wissenschaft und allgemeines Denken.

Die Reihe wird fortgesetzt

Jeder Band DM 1.90

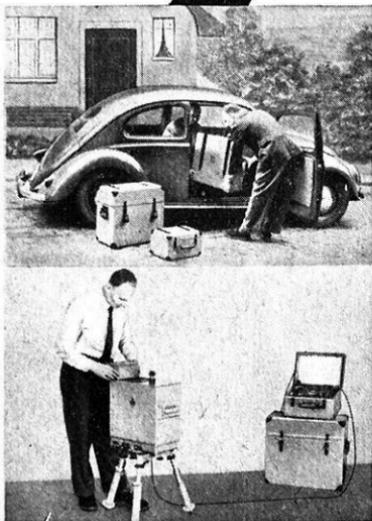
Zu beziehen nur durch Ihre Buchhandlung. Einen ausführlichen Prospekt verlangen Sie bitte direkt vom

Rowohlt Taschenbuch Verlag
Hamburg 13



Ab
Ankunft

*in weniger als
60 Min.*



**registrier-
bereit!**

So schnell kann die Registrierung der Variationen D, Z und H an jedem beliebigen Ort beginnen mit dem

TRAGBAREN ERDMAGNETISCHEN VARIOGRAPHEN

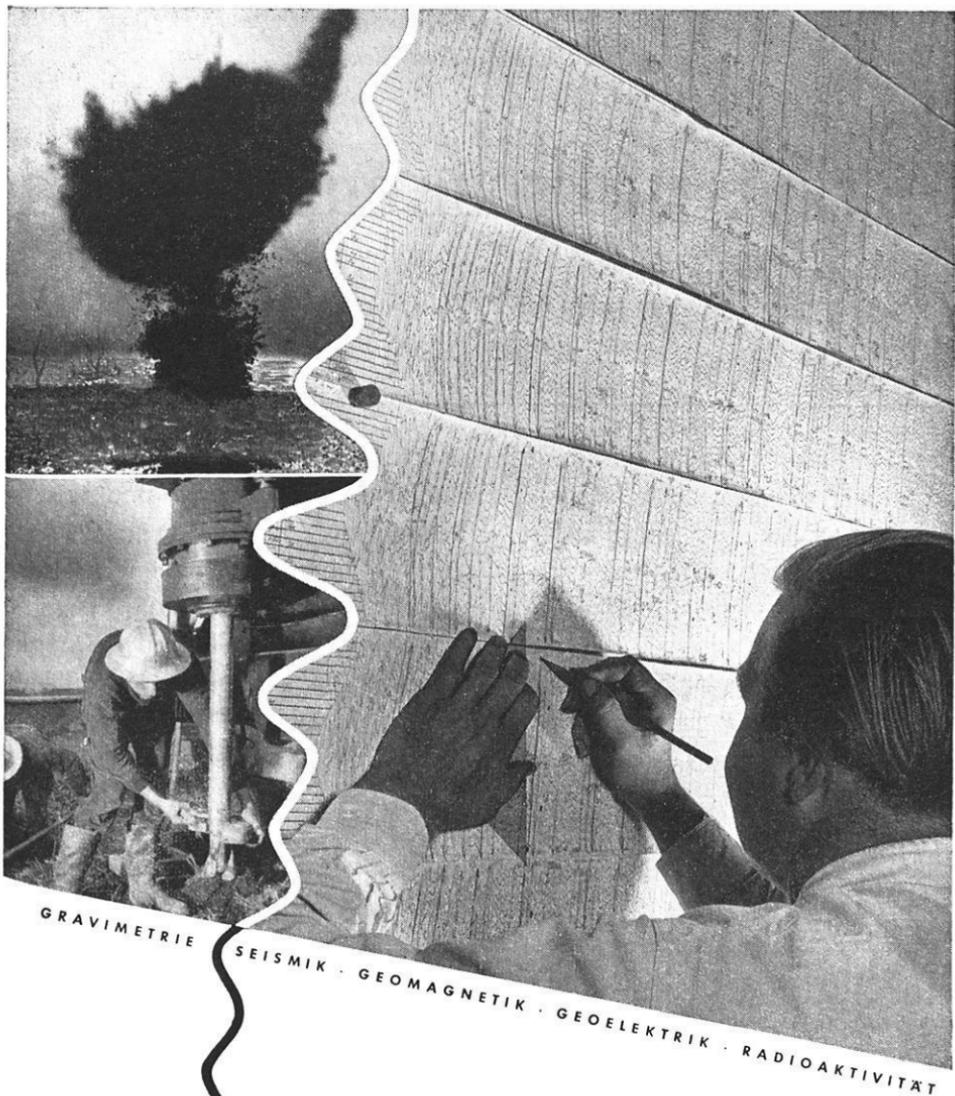
Besonders bei magnetischen Bodenforschungen ist die Kenntnis der täglichen magnetischen Variationen im Prospektionsgebiet in vielen Fällen erforderlich und von größtem Nutzen.

A S K A N I A - W E R K E A G.
BERLIN · FRIEDENAU · BUNDESALLEE 86-89 · AMERIKAN. SEKTOR

Enquiries from USA may be directed to our US Branch Office, Service Department
4913 Cordell Avenue, Bethesda, Maryland.

Bitte nehmen Sie bei Anfragen und Bestellungen auf unsere Zeitschrift Bezug.

Please, mention our review in writing to advisers.



GRAVIMETRIE

SEISMIK ·

GEOMAGNETIK ·

GEOELEKTRIK ·

RADIOAKTIVITÄT

SEISMOS
G. M. B. H.

verringert Ihr Risiko

H A N N O V E R

Fernschr. 023419 · Ruf 70831

Bitte nehmen Sie bei Anfragen und Bestellungen auf unsere Zeitschrift Bezug.
Please, mention our review in writing to advisers.