

FREIBERGER
FORSCHUNGSHEFTE

C 16

GEOPHYSIK

GOTTFRIED PORSTENDORFER

**Tellurik,
Grundlagen und Anwendungen**

1954

FFH

C 16

AKADEMIE-VERLAG · BERLIN



SLUB

Wir führen Wissen.

UNIVERSITÄTSBIBLIOTHEK
FREIBERG



Deutsches
Bergbau-Institut
Z. Bergbau-Verwaltung
1947



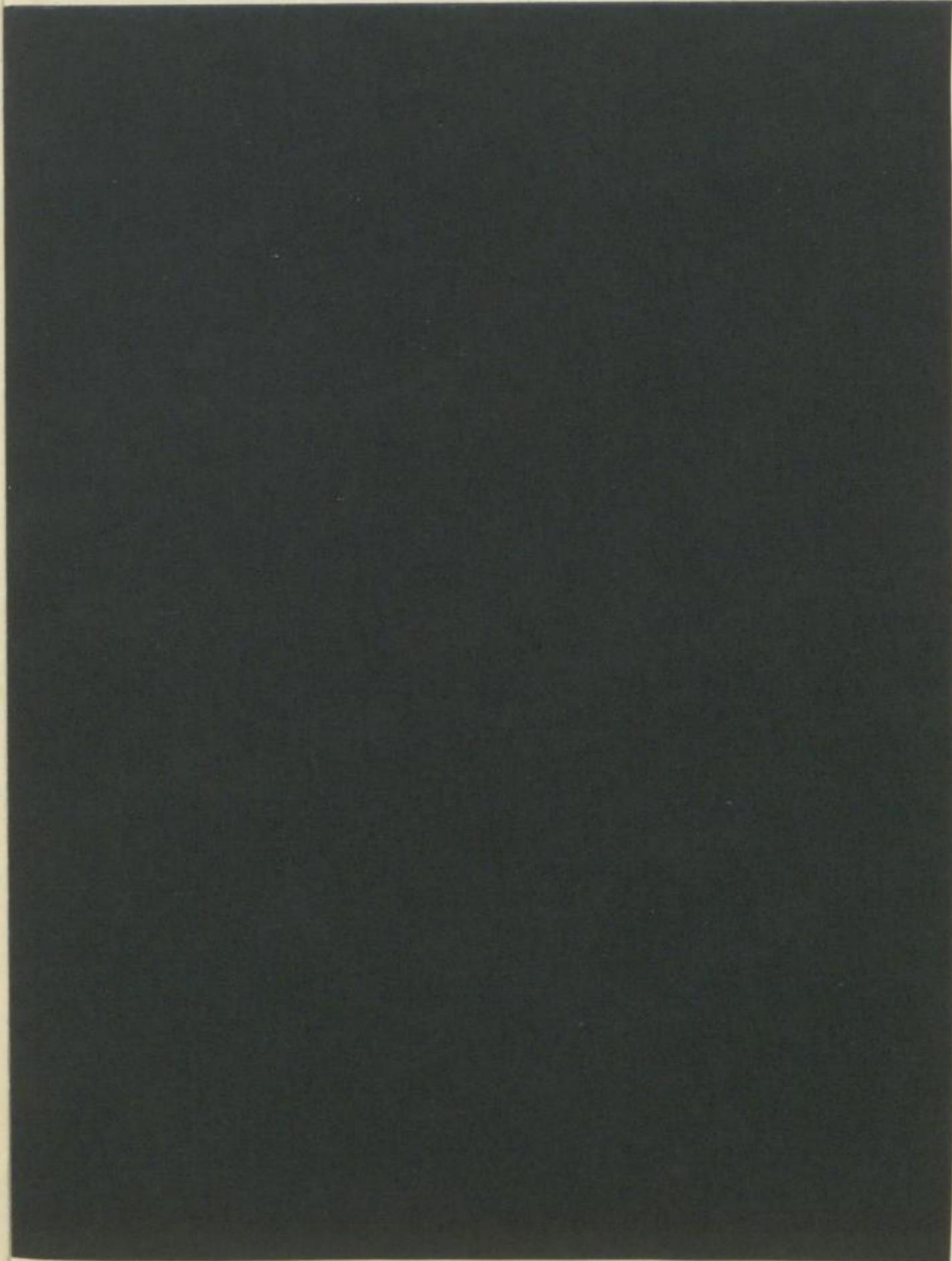
TU BERGAKADEMIE FREIBERG



XVI1142,C16C

FREIBERGER FORSCHUNGSSHEFIE

C 16



Forschungsarbeit aus dem Institut für angewandte Geophysik
der Bergakademie Freiberg
Direktor: Prof. Dr. O. Meißer

Institutsveröffentlichung Nr. 9

„Freiberger Forschungshefte“, Schriftenreihe für alle Gebiete der Montanwissenschaften.
Herausgeber: Der Rektor der Bergakademie Freiberg, Prof. Dr.-Ing. habil. Helmut Kirchnberg. — Chefredakteur: Dipl.-Ing. Rolf Wendler, Freiberg (Sa.), August-Bebel-Straße 5 (Fernruf 2198). — Verlag: Akademie-Verlag, GmbH, Berlin W 8, Mohrenstr. 39 (Fernruf 200386), Postscheckkonto 35021. — Die Freiberger Forschungshefte erscheinen in zwangloser Folge in den Reihen A, B, C und D. Preis dieses Heftes: 8,— DM. Bestell- und Verlags-Nr. 2062/45/C 16
Vertrieb: Für das Gebiet der Deutschen Demokratischen Republik durch den Buchhandel; für das Gebiet der Bundesrepublik Deutschland durch die Buchhandlung Kunst und Wissen, Inh. Erich Bieber, Stuttgart-N., Eduard-Pfeiffer-Str. 99a; für das gesamte Ausland über den Buchhandel bei der Deutschen Buch-Export und -Import GmbH., Leipzig C1, Leninstraße 16.
Satz und Druck: E. F. Keller's Witwe VOB, Stollberg (Sachs), August-Bebel-Straße 16 III/6/50 0,8 1154 (1122). — Veröffentlicht unter der Lizenz-Nr. 1224 des Amtes für Literatur und Verlagswesen der Deutschen Demokratischen Republik. Printed in Germany.
Alle Rechte vorbehalten. Karten: MDI der DDR 1650/K11

FREIBERGER FORSCHUNGSHEFTE

Herausgegeben vom Rektor der Bergakademie Freiberg

C 16

G E O P H Y S I K

Tellurik, Grundlagen und Anwendungen

Von GOTTFRIED PORSTENDORFER

Diplomarbeit 1954
Bergakademie Freiberg

1954

A k a d e m i e - V e r l a g · B e r l i n

Freib. Forsch.-H.	C 16	S. 1—104	49 Bilder	5 Tab.	Berlin, Dez. 1954
-------------------	------	----------	-----------	--------	-------------------

~~Deutsches
Brennstoffinstitut
Freiberg/Ba.~~



SLUB

Wir führen Wissen.

UNIVERSITÄTSBIBLIOTHEK
FREIBERG





XVI M42 C
C 16

I N H A L T

Vorwort	7
Einleitung	9
1 Die tellurischen Ströme	11
1.1 Der Begriff „Erdstrom“	11
1.11 Die künstlichen Erdströme	11
1.12 Die natürlichen Erdströme	11
1.2 Historischer Überblick	12
1.21 Die allgemeine Entwicklung der Erdstromforschung	12
1.22 Die Entwicklung der tellurischen Methode der angewandten Geophysik	13
1.23 Heutige Problemstellung der Erdstromforschung	14
1.3 Erdstrombeobachtungen an Observatorien bzw. festen Stationen	15
1.31 „Erdstrom“, „elektrisches Erdfeld“ und deren Meßprinzip	15
1.32 Experimentelle Grundprobleme	16
1.321 Die Elektroden	16
1.322 Die Meßleitungen	18
1.323 Registrierinstrumente	19
1.33 Ergebnisse von Erdstrombeobachtungen	20
1.331 Die Frage eines konstanten oder durchschnittlichen Erdstromes	20
1.332 Die Variationen des Erdstromes	21
1.4 Die theoretische Fassung der tellurischen Ströme als Teil des elektromagnetischen Erdfeldes	28
1.41 Vergleiche mit den geomagnetischen Variationen und den Variationen des atmosphärisch-elektrischen Feldes	28
1.42 Das elektromagnetische Erdfeld und seine mathematische Grundlage	30
1.43 Die physikalischen Ursachen des elektromagnetischen Erdfeldes	31
1.44 Die quantitativen Zusammenhänge zwischen den Komponenten des elektromagnetischen Erdfeldes und die daraus ableitbaren Schlüsse auf den elektrischen und strukturellen Aufbau des Erdinneren	32
1.441 Die Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit des tieferen Erdinneren aus der Trennung von innerem und äußerem Anteil der geomagnetischen Variationen	32
1.442 Die Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit im Erdinneren aus den Beziehungen zwischen den Komponenten des elektrischen und magnetischen Variationsfeldes	34
1.5 Die Stromverteilung im Erdinneren unter Einfluß der Leitfähigkeit und der Periode der Ströme	40
1.51 Die Leitfähigkeitsverteilung im Erdinneren	40
1.52 Skineffekt und elektromagnetische Eindringtiefe	42

2	Die tellurische Methode der angewandten Geophysik	46
2.1	Das Grundprinzip der tellurischen Methode	46
2.2	Beziehungen zwischen den Feldvektoren an Basis- und Wanderstationen	48
2.21	Zweischichtenfall	48
2.211	Zylindrische Strukturen	48
2.212	Unzylindrische Strukturen	50
2.213	Einfache Interpretationsbeispiele	54
2.22	Mehrschichtenfall	56
2.221	Zylindrische Strukturen	57
2.222	Unzylindrische Strukturen	58
2.23	Zusammenfassende Darstellung der Grenzen der tellurischen Methode unter gewissen geologischen Bedingungen	59
2.24	Ein Sonderproblem der tellurischen Methode: Die Kartierung einer Folge steil einfallender Schichten	60
2.3	Die praktische Analyse tellurischer Messungen	61
2.31	Die numerische Berechnung der Feldvektorellipsen. Beispiel	61
2.32	Karte der Linien gleichen Ellipsenflächeninhaltes	66
2.33	Andere Analysierungsverfahren	66
2.4	Die Auswertung tellurischer Karten	67
2.41	Qualitative Auswertung	67
2.42	Die quantitative Auswertung tellurischer Karten	67
2.421	Allgemeine Grundlagen. Komplexes Potential	67
2.422	Methode der konformen Abbildung	69
2.423	Randwertproblemstellung	79
2.424	Modellversuche	85
2.5	Korrekturen tellurischer Messungen	85
2.51	Topographische Effekte	85
2.52	Endlichkeit der Aufnahmelinien	86
2.53	Vagabundierende Ströme	87
2.54	Gewitterstörungen	87
2.6	Apparatives	87
2.61	Elektroden	88
2.62	Meßleitungen	89
2.63	Registrierapparatur	89
2.631	Elektrischer Teil	89
2.632	Optisch-mechanischer Teil	92
2.64	Versuchsmessung	92
2.7	Die praktische Durchführung tellurischer Messungen	93
2.71	Technisches	93
2.8	Geologische Anwendungsgebiete der tellurischen Methode	94
2.81	Allgemeines	94
2.82	Geologische Anwendungsbeispiele	95

2.821	Beispiele tellurischer Messungen über Salzstöcken	95
2.822	Beispiele tellurischer Messungen über Strukturen, die hochohmige Einlagerungen kalkiger Ausprägung enthalten	99
2.823	Beispiel einer tellurischen Messung über unbekanntem kristallinen Strukturen, die von leitenden Sedimenten bedeckt sind	99
2.83	Vergleiche der tellurischen Methode mit anderen geophysikalischen Aufschlußverfahren	100
2.831	Wissenschaftlicher Vergleich	100
2.832	Wirtschaftlicher Vergleich	102
2.9	Anwendungsmöglichkeiten der tellurischen Methode in der DDR	102
	Literatur	103

VORWORT

Die Tellurik — das Gebiet der zeitlich veränderlichen Erdströme — hat sowohl in der reinen Geophysik durch das Bestreben, die elektrische Leitfähigkeitsschichtung des Erdinnern weiter zu erforschen, wie in der angewandten Geophysik durch das von M. Schlumberger und seinen Mitarbeitern entwickelte praktische Verfahren, elektrisch den Aufbau der obersten Erdschichten mit zu erschließen, in dem letzten Jahrzehnt theoretisch wie experimentell große Fortschritte aufzuweisen.

Die vorliegende Arbeit soll das gesamte neuzeitliche Schrifttum, das international weit zerstreut erschienen ist, einheitlich zusammengefaßt darstellen und gleichzeitig für unsere eigenen experimentellen Vorhaben auf dem Gebiete der Anwendungen als Arbeitsgrundlage dienen.

Freiberg, September 1954

Otto Meißer

Faint, illegible text at the top of the page, possibly bleed-through from the reverse side.

1909

Main body of faint, illegible text, likely bleed-through from the reverse side of the page.

Faint text at the bottom of the page, possibly bleed-through from the reverse side.

EINLEITUNG

Die Geoelektrik hat die Aufgabe, die elektrischen Eigenschaften der Erde zu erforschen. Soweit es sich um relativ oberflächennahe Teile der Erdkruste handelt, stehen hierzu die klassischen Methoden der angewandten Geoelektrik zur Verfügung. Durch galvanische oder induktive Zuführung künstlicher Ströme in die Erdoberfläche und Ausmessung der dabei auftretenden elektrischen und magnetischen Felder gelingt es, Rückschlüsse auf die Leitfähigkeits- und Lagerungsverhältnisse der obersten Erdschichten zu ziehen.

Grundsätzlich lassen sich beide Methoden auch zur Erforschung tieferer Erdschichten anwenden, wobei die Eindringtiefe bei Gleichstrommethoden durch größere Sondenabstände, bei induktiven Methoden durch größere Perioden der Wechselströme erhöht wird. Mit Gleichstromtiefensondierungen wurden unter Verwendung von äußerst langen Speisekabeln, Strömen von hunderten Ampere und Spannungen von etwa 1000 Volt Eindringtiefen bis 25 km erzielt. In der Sowjetunion entwickelte man in den letzten Jahren eine Dipoltiefensondierung, bei der man Eindringtiefen bis 100 km erreichte. Dies sind jedoch Ausnahmen, die z. Z. nur unter einem erheblichen experimentellen Aufwand erreicht werden. Normalerweise bleiben den künstlichen elektrischen Tiefensondierungen Teufen ab 1 km verschlossen.

Dem Geophysiker stehen aber natürliche Stromquellen zur Verfügung, die ihm die zur elektrischen Erkundung des tieferen Erdinnern nötigen Ströme liefern. Durch die in der Ionosphäre fließenden Wirbelströme werden nach Art eines Transformators, der primär- und sekundärseitig nur eine Windung trägt, auch in der Erde große Stromsysteme induziert. Diese sogenannten „tellurischen Ströme“ ändern sich zeitlich in Intensität und Richtung, haben aber die Eigenschaft, in einem in elektrischer und struktureller Hinsicht homogenen Gebiet großer Ausdehnung zu einem bestimmten Zeitpunkt mit gleicher Intensität und Richtung zu fließen. Ihre Eindringtiefe wird durch ihre Periode bestimmt, wobei gemäß einem Frequenzbereich von wenigen Sekunden bis zu mehreren Tagen Eindringtiefen bis 1500 km erreicht werden können. Die Leitfähigkeitsverhältnisse des Erdinnern beeinflussen die der Beobachtung zugänglichen Oberflächenwerte des tellurischen Feldes. Dadurch sind umgekehrt Rückschlüsse von der Form des tellurischen Feldes auf die Leitfähigkeitsverteilung im Erdinnern möglich. Die tellurischen Ströme liefern so neben der Seismik wertvolles Material über den physikalischen Zustand des Erdinnern.

Die angewandte Geoelektrik hat das Ziel, die Leitfähigkeitsverteilung bis etwa 10 km Teufe zu erforschen. Sie bedient sich dazu der kurzperiodischen tellurischen Ströme mit Perioden von etwa 10 Sekunden bis einigen Minuten. Diese Ströme fließen hauptsächlich in den zu untersuchenden Teufenzonen. Stratigraphische und tektonische Inhomogenitäten des Untergrundes bewirken meist auch eine Anisotropie des Untergrundes in elektrischer Hinsicht. Zu einem bestimmten Zeitpunkt ist unter diesen Umständen die Amplitude und die Richtung

der tellurischen Ströme je nach den geologischen Bedingungen örtlich verschieden. So führen z. B. Undulationen von hochohmigen Untergrundstrukturen zu lokalen Unterschieden der Stromdichte der im Sedimentbereich fließenden tellurischen Ströme und verursachen damit Anomalien des an der Erdoberfläche experimentell bestimmbaren elektrischen Erdfeldes. Die Ausmessung dieses tellurischen Feldes und seine Interpretation sind die Aufgaben der tellurischen Methode der angewandten Geophysik — der Tellurik —, deren theoretische und experimentelle Grundlagen in dieser Arbeit für einen praktischen Einsatz zusammengestellt werden sollen.

[The following text is extremely faint and illegible due to low contrast and bleed-through from the reverse side of the page. It appears to be the main body of the introduction, continuing the discussion of telluric currents and their measurement.]

1.1 Der Begriff „Erdstrom“

Um von vornherein Mißverständnisse auszuschalten, soll zunächst herausgestellt werden, welche der in der Erde auftretenden Ströme hier schlechthin als Erdströme bezeichnet werden sollen.

Die in der Erde nachzuweisenden Ströme können sehr mannigfaltiger Herkunft sein. Man unterscheidet Ströme künstlichen und natürlichen Ursprungs.

1.11 Die künstlichen Erdströme

Durch Erdung der im elektrischen Energieverteilungsnetz liegenden Anlagen und deren unvollkommene Isolation, die sie an manchen Stellen gegen die Umgebung aufweisen, werden künstliche Quellen von Erdströmen geschaffen. Diese Erdströme sind meist zeitlich sehr unregelmäßigen Änderungen unterworfen. Als besonders intensive Quellen solcher Ströme werden meist elektrische Bahnen, Hochspannungsmasten, Bergwerkseinrichtungen und Telegrafleitungen genannt. Die Größenordnung dieser Ströme hängt ganz von ihrer Quellenintensität und -entfernung ab. Mit den in der Tellurik benutzten empfindlichen Galvanometern lassen sie sich oft noch in 40—50 km Entfernung von großen Städten nachweisen.

Außer diesen sogenannten „vagabundierenden oder industriellen“ Strömen können künstliche Ströme im Boden induktiv durch die Magnetfelder von Leitungswechselströmen oder allgemein durch elektromagnetische Wellen erzeugt werden. Sofern man sich nicht in unmittelbarer Quellennähe befindet, sind sie kaum galvanometrisch nachzuweisen.

1.12 Die natürlichen Erdströme

Elektrolytische Potentiale

An sulfidischen oder graphitischen Lagerstätten bilden sich auf Grund der verschiedenen chemischen Zusammensetzungen der Lagerstätte in den einzelnen Teufenzonen bei Hinzukommen von elektrolytischen Bodenlösungen elektrolytische Potentiale nach Art eines galvanischen Elementes aus ($\Delta V \sim 10 - 1000 \text{ mV}$).

Konzentrations- und Diffusionspotentiale

Liegen zwei aneinandergrenzende Lösungen verschiedener Konzentration vor, so treten zwischen diesen Konzentrationspotentiale auf, falls beide Lösungen dasselbe Metall oder Erz führen ($\Delta V < 100 \text{ mV}$). Diese Konzentrationspotentiale werden überlagert von elektrolytischen Diffusionspotentialen, die sich auf Grund der verschiedenen Ionenbeweglichkeiten an der Grenzfläche der Lösungen einstellen ($\Delta V < 30 \text{ mV}$).

Reduktions- und Oxydationspotentiale

An den Phasengrenzen Metall—Lösung werden Reduktions- bzw. Oxydationspotentiale beobachtet, wenn eine Reaktion mit reduzierbaren bzw. oxydierbaren Stoffen vorliegt ($\Delta V < 1000$ mV).

Phasengrenzpotentiale

An den Grenzflächen zweier verschiedener Phasen findet man wegen der gegenseitigen Wechselwirkung benachbarter Molekeln elektrische Doppelschichten und damit Phasengrenzpotentiale vor ($\Delta V < 10$ mV).

Voltaspannungen

Bei inniger Berührung zweier Metalle, also z. B. der Komponenten einer Erz-lagerstätte, treten Voltaspannungen auf ($\Delta V < 10$ mV).

Elektrofiltrationspotentiale

Schließlich mißt man beim Einsickern von Lösungen in poröse Schichten der Erdkruste Elektrofiltrationspotentiale ($\Delta V < 200$ mV).

Diese sogenannten „spontanen Potentiale“ mit Potentialgradienten bis 1 V/100 m geben Anlaß zu lokalen, stationären Stromsystemen, deren Ausmessung dem Geophysiker besonders in der Erzlagerstättenprospektion wertvolle Hilfe leistet [31].

Natürliche Erdströme können im Boden weiterhin durch örtliche Temperaturdifferenzen [55] und durch luftelektrische Vorgänge erzeugt werden. Hier sind vor allem Blitzschläge, stille Entladungen, Regenelektrizität, Windreibungen und Induktionen durch Vorbeizug elektrisch geladener Wolken zu nennen. Auch die auf Grund dieser Erscheinungen erzeugten Potentialdifferenzen sind lokaler Natur und außerdem sehr gering, abgesehen von Blitzschlägen, die 10—100 mV/km erzeugen können, aber wiederum nur von sehr kurzer Dauer sind.

In Meeresgebieten werden durch die verschiedenartigen Bewegungen des leitenden Seewassers im erdmagnetischen Feld Ströme induziert, die sich durch zwei ins Wasser eingebrachte Elektroden nachweisen lassen und 20—35 mV/km erreichen können.

All die bisher aufgezeigten Erdströme sind mehr oder weniger lokaler Natur. Daneben existieren aber noch Erdströme weltweiter Verbreitung. Man nennt sie „tellurische Ströme“. Sie zirkulieren in großen Wirbeln in verschiedenen Teufen der Erde und sind einer dauernden zeitlichen Änderung unterworfen. Sie zeigen eine enge Korrelation zur Rotation der Erde und zur Sonnenaktivität und sind auch mit den erdmagnetischen Variationen eng verbunden. Hier sollen nur diese Ströme unter dem Begriff „Erdstrom“ verstanden werden.

1.2

Historischer Überblick

1.21

Die allgemeine Entwicklung der Erdstromforschung

Mit der Vervollkommnung der magnetischen Registriertechnik Ende des 19. Jahrhunderts durch Einführung der fotografischen Registrierung gelang es erstmalig, die magnetischen Variationen exakt zu erfassen. Zugleich tauchte die Frage nach der Ursache dieser Variationen auf, und es lag nach der Entdeckung der Fundamentalsätze der Elektrizitätslehre nahe, die Ursache der Variationen

in elektrischen Vorgängen innerhalb und außerhalb der Erde zu suchen. Obwohl schon Sir Humphrey DAVY 1821 die Existenz von Erdströmen vermutete, war es 1831 FARADAY, der auf Grund der von ihm entdeckten elektrodynamischen Gesetze nicht daran zweifelte, daß Erdströme existieren müßten, wenn auch seine Versuche den experimentellen Nachweis nicht erbrachten. Dies gelang erst 1847 BARLOW durch Messungen an englischen Telegrafienlinien, wie überhaupt die Einführung von Telegrafienlinien das erste Licht in das Erdstromphänomen brachte. Besonders während des Auftretens erdmagnetischer Stürme und Polarlichter wurden anormal hohe Spannungen bis zu einigen Volt/km in Telegrafienlinien beobachtet, was z. T. zur Zerstörung der Empfangsapparaturen führte.

Die systematische Erforschung der Erdströme begann erst Ende des 19. Jahrhunderts. So wurden 1861 in München, 1865—1890 in Greenwich, 1890 in Paris und 1883—1891 in Berlin Erdstrommessungen durchgeführt. Besonders die durch WEINSTEIN veröffentlichten Berliner Registrierungen auf den Meßstrecken Berlin—Dresden und Berlin—Thorn brachten ausgezeichnete Resultate, die auch heute noch nicht ihren wissenschaftlichen Wert verloren haben [57].

Leider schlofen danach weitere Erdstromuntersuchungen in Deutschland wie auch in anderen Ländern ein, was wohl z. T. daran lag, daß mit dem Aufkommen der städtischen Gleichstrom-Versorgungsnetze Erdstromregistrierungen in der Nähe dicht besiedelter Gebiete unmöglich wurden.

Kontinuierliche Beobachtungen wurden erst wieder ab 1910 im Ebro-Observatorium in Spanien und an weiteren magnetischen Observatorien, wie Watheroo, Westaustralien (1923), Huancayo, Peru (1926) und Tuscon, Arizona (1939), durchgeführt. Neben diesen Dauerregistrierungen fanden auch an anderen Orten der Erde zeitweise Registrierungen statt, von denen vor allem die während des Polarjahres 1932—33 in Alaska, Kanada, Finnland und Norwegen durchgeführten von hohem Wert waren. Heute liegen auch Meßergebnisse aus der UdSSR, aus Afrika, Indien, Südamerika, Japan, Deutschland und den USA vor, wie es wohl heute wenig magnetische Observatorien gibt, an denen nicht wenigstens zeitweise Erdstromregistrierungen durchgeführt wurden.

Es muß aber bemerkt werden, daß wir auf der Erde gegenüber 63 magnetischen Stationen nur 20 Erdstromobservatorien in Dauerbetrieb haben, die noch dazu alle in mittleren Breiten liegen. Es ist aber für das Studium des Erdstromes unbedingt erforderlich, daß neben einer Erhöhung der Stationsdichte in mittleren Breiten auch in polaren und äquatorialen Gebieten Erdstromobservatorien eingerichtet werden. Solange dies nicht der Fall ist, ist man hinsichtlich der weltweiten Verteilung und der regionalen Anomalien der Erdströme auf theoretische Extrapolationen angewiesen, die einer experimentellen Nachprüfung noch bedürfen.

1.22 Die Entwicklung der tellurischen Methode der angewandten Geophysik

Studiert man die Aufzeichnungen kurzperiodischer Erdströme, die gleichzeitig an verschiedenen Orten registriert werden, so stellt man wohl in allen Registrierungen dieselbe Form, aber oft erhebliche Unterschiede in den Amplituden fest. Damit erscheinen also lokale und regionale Anomalien des elektrischen Variationsfeldes. Es liegt nahe, diese Anomalien strukturellen Inhomogenitäten und Leitfähigkeitsunterschieden im Untergrund zuzuschreiben. Der

Gedanke, diese Anomalien des kurzperiodischen tellurischen Feldes für Rückschlüsse auf die relativen Formen des Untergrundes bis ca. 10 km Tiefe heranzuziehen, tauchte erstmalig vor ca. 35 Jahren bei Conrad SCHLUMBERGER auf [25]. 1939 erfolgte die erste Erprobung dieses Verfahrens durch Marcel SCHLUMBERGER im Oberelsaß, wobei man eine Salzaufpressung von 30 km Länge nachweisen konnte [44]. Ohne Zweifel wäre diese Methode rasch zu weiteren Erfolgen geführt worden, wenn der 2. Weltkrieg die weitere Entwicklung nicht stark gehemmt hätte. Nach Beendigung des Krieges wurde dieses Aufschlußverfahren vervollkommenet, und sein Prinzip wurde durch MIGAUX 1946 klar herausgestellt [28].

In den letzten Jahren errang die Tellurik in nicht zu stark elektrifizierten Gebieten besonders bei der Feststellung schlecht leitender Horizonte eröhlöffiger Strukturen des tieferen Untergrundes Erfolge und behauptet heute ihren Platz neben den anderen Aufschlußverfahren der angewandten Geophysik.

Um eine Vorstellung zu geben, in welchem Maße diese Methode bereits angewandt wurde, sei mitgeteilt, daß von der Compagnie Générale de Géophysique, Paris, bis 1950 fast 100 000 km² in Frankreich, England, Italien, Süd- und Nordafrika, in den USA und in Venezuela tellurisch vermessen wurden [30]. Daneben ist auch bekannt, daß man in der Sowjetunion und in anderen Ländern die tellurische Methode in großem Umfang einsetzt.

1.23 Heutige Problemstellung der Erdstromforschung

Bei Vergleichen der Erdstromaufzeichnungen mit den entsprechenden magnetischen Variationsaufzeichnungen fiel immer wieder die analoge Form beider Registrierungen auf. Es mußten also gewisse Zusammenhänge zwischen beiden Erscheinungen existieren, und es stand die Frage zur Diskussion: Ist der Erdstrom ein Induktionseffekt der magnetischen Variationen oder sind die magnetischen Variationen die Magnetfelder der Erdströme? Im ersten Fall müßte man eine Phasenverschiebung von $\pi/2$ zwischen Erdstrom- und Magnetfeldregistrierung erwarten, im letzten Fall aber überhaupt keine. Die Nachprüfung an Hand der Registrierungen erbrachte keine eindeutigen Beweise für die eine oder andere Annahme. Es traten Unstimmigkeiten auf, deren Ursache in der Methodik zu suchen war, wie man an das Studium dieser Erscheinungen heranging. Man betrachtete sie mehr oder weniger losgelöst von dem strukturellen Bau und der Leitfähigkeitsverteilung des Untergrundes. Die moderne theoretische Behandlung dieser Probleme faßt das Erdstromfeld, die magnetischen Variationen und die Variationen des luftelektrischen Feldes als eine elektromagnetische Einheit auf, deren mathematische Grundlage die Maxwell'schen Gleichungen bilden. Unter Beachtung der Grenz- und Stetigkeitsbedingungen lassen sich dann gewisse Beziehungen zwischen den Amplituden und Phasen der Erdoberflächenkomponenten des elektromagnetischen Erdfeldes und den elektrischen und strukturellen Parametern des Untergrundes herleiten. Die grundlegenden Arbeiten dazu wurden 1950 gleichzeitig in der UdSSR (TICHONOV [49] [50]) und in Japan (RIKI-TAKE [37], KATO, KIKUCHI [18]) in Angriff genommen, wobei man sich vor allem auf das Studium der langperiodischen Variationen und damit auf die Erforschung des tieferen Untergrundes beschränkte.

CAGNIARD stellte 1952 die Möglichkeit heraus, die amplituden- und phasenmäßigen Zusammenhänge zwischen den kurzperiodischen elektrischen und ma-

netischen Variationen für elektrische Tiefensondierungen zu benutzen [10]. Der tellurischen Kartierungsmethode SCHLUMBERGERS wird somit die „magneto-tellurische“ Sondierungsmethode CAGNIARDS zur Seite gestellt, bei der die Eindringtiefe durch die Periode der Variationen bestimmt wird.

1.3 Erdstrombeobachtungen an Observatorien bzw. festen Stationen

1.31 „Erdstrom“, „elektrisches Erdfeld“ und deren Meßprinzip

Die in der Erde fließenden Ströme verraten sich uns nur durch ihr an der Erdoberfläche auftretendes Potentialfeld V . Durch Einbringen zweier Elektroden an zwei beliebigen Punkten der Erde und Zwischenschaltung eines hochohmigen empfindlichen Meßgerätes können wir die zwischen beiden Punkten auftretende Potentialdifferenz $V_1 - V_2 = \Delta V$ („Erdspannung“) messen. Teilt man diese Spannung durch die Entfernung Δs beider Punkte, so erhält man mit $\frac{\Delta V}{\Delta s}$ den Potentialgradienten, der die Grundlage der Auswertung von Erdstrommessungen bildet. Er wird meist in mV/km angegeben.

Der Potentialgradient $\frac{\Delta V}{\Delta s}$ wird zur Komponente $E_s = \frac{dV}{ds}$ des elektrischen Erdfeldes für einen Punkt P , wenn beide Elektroden unendlich nahe an diesen Punkt heranrücken. Ist dies nicht der Fall, so kann $\frac{\Delta V}{\Delta s}$ nur als Komponente eines mittleren elektrischen Feldes zwischen den Elektroden interpretiert werden.

Für einen beliebigen Punkt der Erdoberfläche gilt für den in Richtung s weisenden Vektor des elektrischen Erdfeldes

$$\mathcal{E} = \frac{dV}{ds} = \bar{R} \cdot j$$

\bar{R} ist hierbei der Tensor des spezifischen Widerstandes, der der Leitfähigkeitsanisotropie des Untergrundes Rechnung trägt; j bezeichnet die Stromdichte. Stromrichtung und Feldrichtung fallen nur für elektrisch isotropen Untergrund zusammen, in welchem Fall der Tensor zum einfachen skalaren Koeffizienten des spezifischen Widerstandes ausartet. Umgekehrt gilt

$$j = \bar{S} \cdot \mathcal{E}$$

wobei S der Leitfähigkeitstensor ist.

Da durch eine Erdstromapparatur immer nur der Potentialgradient $\frac{\Delta V}{\Delta s} \sim \frac{dV}{ds}$ bestimmt wird, gehört zur Festlegung der Stromdichte j die Bestimmung der Bodenleitfähigkeitsverhältnisse. Diese können im Bedarfsfall mit einer in der angewandten Geophysik üblichen Widerstandsmethode (z. B. WENNER-Anordnung) ermittelt werden. Man beachte also, daß mit einer Erdstromapparatur nicht der „Erdstrom“, sondern nur das „elektrische Erdfeld“ bestimmt wird.

Der vektorielle Charakter des elektrischen Erdfeldes erfordert die Messung zweier senkrecht aufeinanderstehender Komponenten dieses Feldes, wodurch dies in jedem Augenblick nach Richtung und Intensität festgelegt ist. Als Meßrichtungen wählt man meist die N-S- und E-W-Richtung (X- und Y-Richtung).

Das Azimut des elektrischen Erdfeldes gegen die Nordrichtung ermittelt man nach Bild 1 aus $\operatorname{tg} \alpha = \frac{E_y}{E_x}$, wenn $\frac{dV}{dx} = E_x$ und $\frac{dV}{dy} = E_y$ bedeuten. Der absolute Betrag des elektrischen Feldes ergibt sich zu

$$|E| = \sqrt{E_x^2 + E_y^2}$$

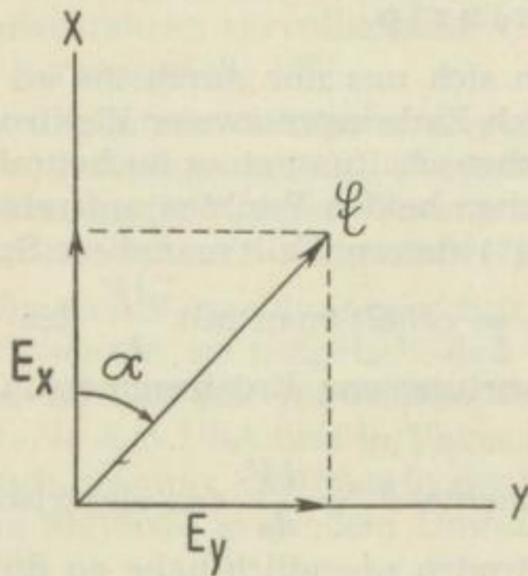


Bild 1
Vektor und Komponenten
des elektrischen Erdfeldes

1.32

Experimentelle Grundprobleme

Die Erdstromregistrierungen an den Observatorien sollen das Verhalten des Erdstromes über lange Zeitperioden möglichst lückenlos erfassen. Diese Registrierung über lange Dauer stellt eine ganze Reihe hoher apparativer Anforderungen, die die Erdstromtechnik in experimenteller Hinsicht zu einem äußerst schwierigen Problem werden lassen. Es wird später zu zeigen sein, daß diese Schwierigkeiten in der Tellurik infolge der sehr kurzen Registrierzeiten von wenigen Minuten nicht in dem Maße auftreten wie im Observatoriumsbetrieb.

1.321 Die Elektroden

1.321.1 Die Tatsache, daß man die Komponenten des elektrischen Erdfeldes nur mit Elektroden messen kann, die in den Boden eingebracht werden, verhindert die Feststellung der absoluten Intensität und Richtung des tellurischen Feldes. Die Elektroden nehmen in gleicher Weise die im Abschnitt 1.1 beschriebenen künstlichen oder natürlichen lokalen Bodenpotentiale auf, so daß eine Überlagerung mit der tellurischen Potentialverteilung stattfindet. Außerdem treten an der Kontaktstelle zwischen Boden und Elektrode sogenannte Kontaktpotentiale auf, die vom Elektrodenmaterial und der Beschaffenheit des Bodens in der Nachbarschaft der Elektroden abhängen. Auch sie überlagern sich dem tellurischen Potential.

In Erkenntnis dieser Schwierigkeiten beschränkt man sich von vornherein auf die Diskussion der zeitlichen Änderungen des tellurischen Feldes. Dazu muß man annehmen, daß die lokalen Boden- und Kontaktpotentiale zeitlich konstant sind.

und sich ein für allemal durch eine Gegen-EMK kompensieren lassen. Leider ist dies oft nicht gegeben. Die zeitliche Inkonzanz der Bodenpotentiale ist vor allem durch das veränderliche Potentialfeld der vagabundierenden Ströme bedingt. Die Kontaktpotentiale sind wegen der meteorologisch bedingten Bodenfeuchtigkeitsschwankungen ebenfalls meist langsamen zeitlichen Änderungen unterworfen, die sich den Variationen des tellurischen Feldes überlagern und die Deutung erschweren können. Während vagabundierende Ströme nur bei Messungen in wenig elektrifizierten Gebieten zu umgehen sind, können Änderungen in den Kontaktpotentialen nur durch Elektroden höchster Qualität vermieden werden.

1.321.2 Das System Elektrode I — unendlicher Erdhalbraum — Elektrode II bietet bei Verwendung von ebenen Elektroden mit den Durchmessern $2r$ und dem Mittelpunktabstand d einen Übertragungswiderstand $w = \frac{\rho}{\pi} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{d} \right)$, wobei ρ der spezifische Widerstand des Bodens ist [36]. Für große Elektrodenabstände ($d > 100$ m), wie sie bei Erdstrommessungen meist verwendet werden, hängt w praktisch nur vom spezifischen Widerstand des Bodens und von den Elektrodenabmessungen ab. Bei kleiner Elektrodenoberfläche und großem spezifischen Bodenwiderstand erhält man große Elektrodenübergangswiderstände. Überschreiten diese die übrigen Meßkreiswiderstände bedeutend, so fällt der Hauptteil der zu messenden Bodenspannung an den Elektrodenübergangswiderständen ab. Das würde meßtechnisch zunächst kein Hindernis darstellen, wenn nicht der Elektrodenübergangswiderstand weitestgehend von dem spezifischen Widerstand der Umgebung abhängig wäre. Die Bodenleitfähigkeit ändert sich unter meteorologischen Einflüssen (Niederschlag, Frost usw.), so daß der Elektrodenübergangswiderstand nicht konstant bleibt. Damit ist auch der an den Elektrodenwiderständen abfallende Spannungsanteil nicht konstant, was einer zeitlichen Änderung des Skalenwertes der Meßapparatur gleichkommt. Man kann dies vermeiden, wenn man mit dem Potentiometer unter dauerndem Stromabgleich arbeitet. Andernfalls versucht man, die Elektrodenübergangswiderstände gegenüber den anderen Meßkreis-Widerständen kleiner als $1/2$ ‰ zu halten. Dann liegen die Spannungsabfallschwankungen an den Elektrodenübergangswiderständen unterhalb der Meßgenauigkeit.

1.321.3 Die Qualität einer Elektrode wird wesentlich gekennzeichnet durch ihren Temperaturkoeffizienten. Man fordert Elektroden mit Temperaturkoeffizienten $< 0,1$ mV/Grad C und vergräbt im Observatoriumsbetrieb die Elektroden in einer Tiefe von 1—2 m, wo plötzliche Temperaturänderungen sich nicht bemerkbar machen und somit keine Erdstromvariationen vortäuschen können.

1.321.4 Es soll nun untersucht werden, in welchem Maße die zur Verfügung stehenden Elektroden den unter 1.321.1 bis 1.321.3 aufgeführten Bedingungen genügen.

1.321.41 Der Forderung eines möglichst geringen Kontaktpotentials sucht man durch Auswahl von Metallen mit einem Minimum an elektrochemischer Energie gerecht zu werden. Dabei werden meist Pb, Fe und Cd genannt. Einen geringen Elektrodenübergangswiderstand erreicht man im Observatoriumsbetrieb, wenn man die Elektroden (meist Pb) in Form von Spiralen mit Durchmessern bis zu

6 m in 1—2 m Tiefe vergräbt. Für solche Anordnungen werden dann Übergangswiderstände von 50—500 Ω angegeben, die aber bei völlig gefrorenem Boden auf 50 000 Ω ansteigen können.

1.321.42 Durch unpolarisierbare Elektroden, bei denen ein Metall in die gesättigte Lösung eines seiner Salze eintaucht, erreicht man zwar die Beseitigung störender Potentiale zwischen Elektrode und Elektrolyt, stellt aber meist immer noch ein Diffusionspotential fest, das sich zwischen Bergfeuchte und Elektrolyt ausbildet. Allerdings ist dieses Diffusionspotential wesentlich niedriger als das an den Elektroden auftretende Kontaktpotential, wenn die Elektroden stets sauber gehalten werden.

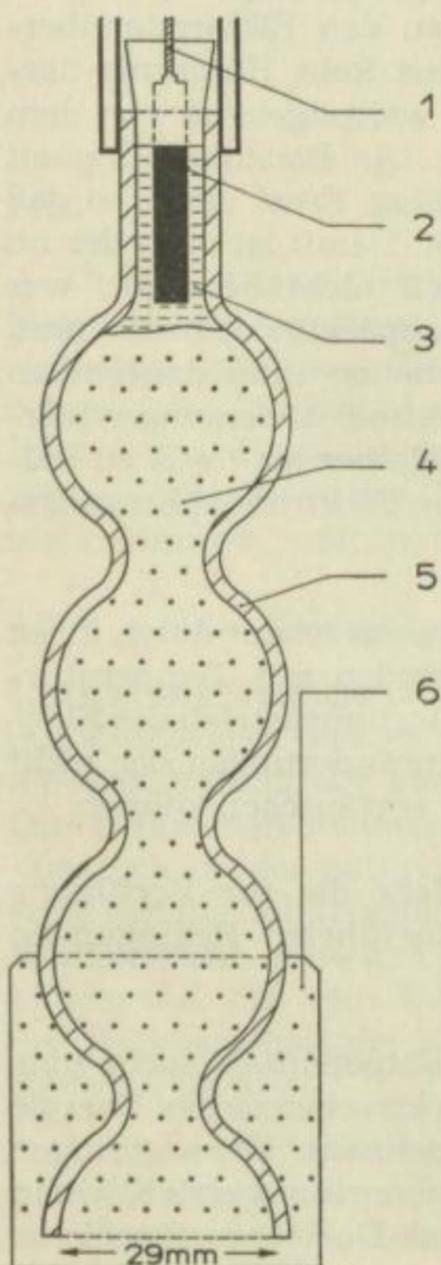
Für längere Registrierungen sind diese Elektroden, bei denen sich der flüssige Elektrolyt über den Kapillaren des porösen Tonzellenbodens befindet, nicht zu gebrauchen. Der Elektrolyt diffundiert in den Boden und ändert den spezifischen Widerstand des umgebenden Mediums. Dadurch ändert sich sowohl der Elektrodenübergangswiderstand als auch das Kontaktpotential, und es wird eine langsame Veränderung des Erdstromes vorgetäuscht. Man hilft sich heute so, daß man die Metallelektrode mit einem mit dem Salz des Metalls präparierten Gel (z. B. Agar-Agar) umgibt, wodurch der Elektrolyt sehr

viel schlechter in das umgebende Gestein diffundieren kann. TURLYGIN und KARELINA [53] schlagen die in Bild 2 gezeigte Elektrode vor, deren kugelförmige Ausbeulungen den Diffusionsweg der Fremdionen zum Elektrodenmetall verlängern. Außerdem werden alle Gefäßwände vermieden, indem die Gelhülle, nur durch einen Baumwollbeutel begrenzt, direkt mit dem umgebenden Medium in Berührung steht. Die über einen Zeitraum von 6 Monaten beobachteten Potentialdifferenzen zwischen solchen Elektroden waren nie größer als 0,1 mV.

1.322 Die Meßleitungen

Theoretisch müßte man mit unendlich kurzen Meßleitungen arbeiten, wenn man die wirkliche Stärke des tellurischen Feldes an einem Punkt bestimmen will. Dies läßt sich meßtechnisch nicht verwirklichen, weil dazu die Genauigkeit der Meßinstrumente nicht ausreicht. Außerdem nimmt erfahrungsgemäß der tellurische Potentialgradient mit der Entfernung zu, während die Boden- und Kontaktpotentiale unter einer gewissen Schranke bleiben und somit um so weniger ins Gewicht fallen, je größer die Elektrodenentfernung ist. Man findet so Elektrodenentfernungen von 100 m bis 15 km,

Bild 2. Unpolarisierbare Diffusionselektrode, umgezeichnet nach TURLYGIN und KARELINA [53]



- | | |
|-----------------------------|--|
| 1 Leitung | 4 Gel mit ZnSO ₄ |
| 2 Zinkstab | 5 Gelhülle |
| 3 ZnSO ₄ -Lösung | 6 Baumwollbeutel mit ZnSO ₄ |

wobei die in diesen Linien registrierten Werte des tellurischen Feldes Mittelbildungen darstellen und örtliche Anomalien der Feldstärke nicht aufzeigen. Man ist heute bestrebt, unter Verwendung von hochwertigem Elektrodenmaterial und höchstempfindlichen Registriergeräten die Elektrodenabstände immer mehr herabzusetzen, um an den wahren Feldwert des Meßpunktes heranzukommen, so wie wir es von der Magnetik oder Gravimetrie kennen.

An Observatorien führt man meist die Kabel unter der Erdoberfläche von Elektrode zu Elektrode, um Induktionen vor allem bei Gewittern zu vermeiden. Dadurch werden an die Kabel erhebliche Anforderungen hinsichtlich der Isolation gestellt. Welche Schwierigkeiten eine vollständige Isolation mitunter bereitet, geht aus den Angaben von ROONEY [41] hervor, wonach 90 % aller Fehlerquellen in den Registrierungen auf schlechte Isolation der Zuleitungskabel zurückzuführen sind. Isolationen von 5—50 M Ω werden als ausreichend angegeben.

Die durch Elektroden und Zuleitungen hervorgerufenen Störeffekte lassen sich überprüfen, wenn man mit zwei parallelen Meßsystemen registriert, deren Aufzeichnungen man vergleicht. In der Tellurik genügt es, verschiedene Elektrodenkombinationen durchzuführen, wobei Fehler, die erst in der einen Komponente auftraten, nun in der anderen erscheinen.

1.323 Registrierinstrumente

Die Aufzeichnung der Erdstromvariationen läßt sich auf zwei verschiedene Arten durchführen. Einmal schaltet man zwischen die Aufnahmeelektroden ein mit einem hohen Vorwiderstand versehenes hochempfindliches Galvanometer und registriert die Variationen fotografisch. Das andere Mal schaltet man eine Kompensationsanlage zwischen die Elektroden und kompensiert die tellurischen Potentiale mit einer Gegen-EMK, so daß Stromlosigkeit eintritt.

1.323.1 Bei Galvanometerregistrierung benutzt man an Erdstromobservatorien meist Spiegelgalvanometer mit Empfindlichkeiten von 10^{-9} — 10^{-10} A/mm · m in

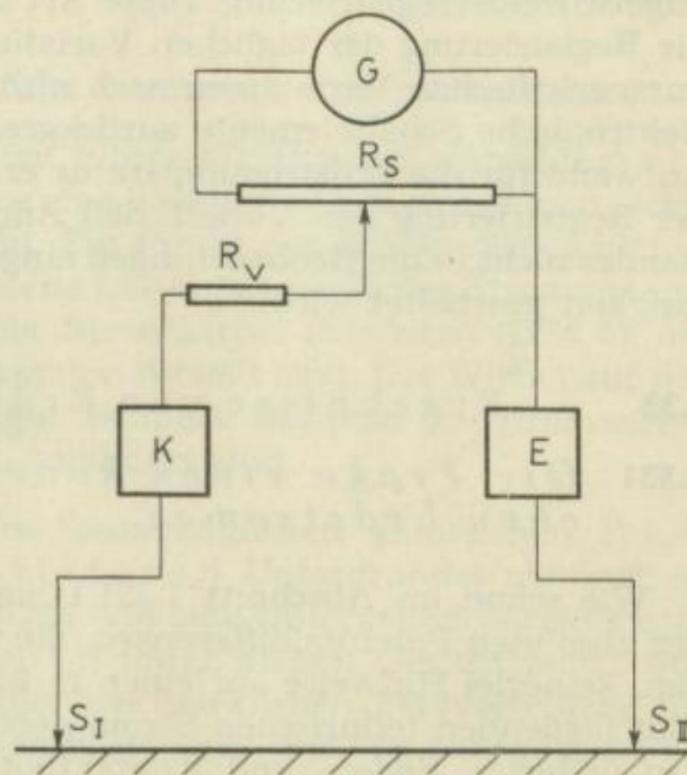


Bild 3. Schaltanordnung einer Erdstromapparatur mit Galvanometerregistrierung

- G Registriergalvanometer
- K Kompensationsteil
- E Eichteil
- S Elektroden
- R Meßkreiswiderstände

der in Bild 3 gegebenen Schaltung. Man trägt dabei der Forderung kleinen Elektroden-Übergangswiderstandes gegenüber großem Meßkreiswiderstand so Rechnung, daß man dem Galvanometer einen Vorwiderstand R_v von 0,5—2 M Ω gibt, wodurch der Strom unabhängig vom Elektrodenübergangswiderstand immer in der Größenordnung von 10^{-8} — 10^{-9} A gehalten wird. Durch diesen hohen Vorwiderstand wird außerdem beim Meßvorgang die Potentialverteilung im Untergrund nicht gestört. Der parallel zum Galvanometer liegende Widerstand R_s muß so eingerichtet sein, daß er ungefähr dem äußeren Grenzwiderstand des Galvanometers gleicht. Dadurch arbeitet das Galvanometer unabhängig von Änderungen anderer Meßkreiswiderstände immer kurz unterhalb der aperiodischen Dämpfung ($\alpha=0,8$ — $0,9$). Ein Schieber am Widerstand R_s gestattet, beliebige Empfindlichkeiten des Galvanometers einzustellen. Die Schwingungsdauer des Galvanometers soll nicht über 1 s liegen, damit auch kurzperiodische Erdstromvariationen (bis 5 s) noch amplitudenmäßig unverzerrt wiedergegeben werden.

Mittels des Kompensationskreises K können störende Boden- und Kontaktpotentiale über ein Potentiometer durch eine Gegenspannung kompensiert werden.

Die Eicheinrichtung E gestattet, dem Galvanometer eine bestimmte Eichspannung zuzuführen und damit den Skalenwert des Galvanometers zu bestimmen.

Die Registrierung erfolgt fotografisch. Von einer Lichtquelle geht ein Strahl aus, der am Galvanometerspiegel reflektiert und auf einen vorbeilaufenden Film gegeben wird. Die Filmgeschwindigkeiten betragen meist wenige Zentimeter pro Stunde, wenn nicht ausgesprochene Schnellaufapparaturen (wenige cm/min) benutzt werden.

1.323.2 Die Registrierung mit dauerndem Abgleich des tellurischen Feldes durch eine Gegen-EMK wird seltener angewandt als die Galvanometerregistrierung. Man arbeitet in diesem Fall mit automatischen Abgleichmechanismen und Fallbügelschreiberregistrierung. Diese Art der Aufzeichnung leistet gute Dienste für die Registrierung der täglichen Variationen, wurde aber meines Wissens für die kurzperiodischen Variationen noch nicht benutzt. In diesem Fall müßte man auf elektronische Schaltelemente zurückgreifen, die einen erhöhten experimentellen Aufwand für die Erdstromapparatur erfordern würden. Allerdings hat diese Art der Registrierung den Vorteil, daß Änderungen des Elektrodenübergangswiderstandes nicht in die Beobachtungen eingehen, da ja immer im Zustand der Stromlosigkeit gearbeitet wird.

1.33 Ergebnisse von Erdstrombeobachtungen

1.331 *Die Frage eines konstanten oder durchschnittlichen Erdstromes*

Wie schon im Abschnitt 1.321.1 ausgeführt wurde, können die Tagesmittel der absoluten Potentialdifferenzen, die zwischen zwei Elektroden gemessen werden, keinerlei Hinweise auf einen in konstanter Richtung mit konstanter Intensität fließenden tellurischen Strom geben. Das Tagesmittel wird weitgehend von den örtlichen Boden- und Kontaktpotentialen bestimmt, die zwar einen kon-

stanten Strom erzeugen, der aber nicht tellurischen Ursprunges ist. Ein wirklich während eines ganzen Tages konstanter tellurischer Strom könnte nur dann entdeckt werden, wenn man die Entfernung zwischen den Elektroden so groß machen könnte, daß der mittlere tellurische Strom sicher größer wäre als der von den lokalen Boden- und Kontaktpotentialen erzeugte. Dazu ständen nur die Telegrafienlinien zur Verfügung, die wiederum für solche exakte Messungen als ungeeignet erscheinen.

1.332 *Die Variationen des Erdstromes*

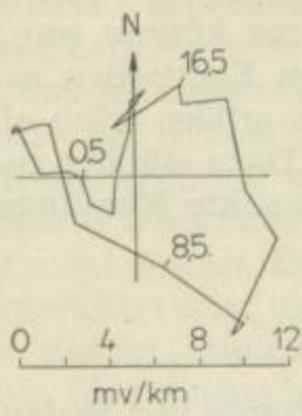
Damit sind also zunächst nur die Variationen des Erdstromes von Bedeutung. Diese Variationen geben den tellurischen Strömen den Charakter niederfrequenter Wechselströme, die als quasistationär betrachtet werden können.

1.332.1 Die am stärksten ausgeprägte und am eingehendsten studierte Variation ist die sonnentägliche Variation. Die graphische Darstellung zeigt die Abweichung vom Mittelwert mit horizontaler Zeitachse oder die Form von Vektordiagrammen, die das tägliche Umwandern des Feldvektors zeigen. In hohen Breiten ist die 24stündige Einzelschwingung vorherrschend, deren Amplitude mit der Breite in der Nachtzeit zunimmt. Über den Kontinenten stellt man die Doppelschwingung mit 12stündiger Periode fest (Bild 4). Dabei werden — von Ort zu Ort verschieden — Amplituden von 1—100 mV/km gemessen. Im einzelnen kann man aus dem örtlichen und zeitlichen Verhalten dieser Variationen noch folgendes schließen:

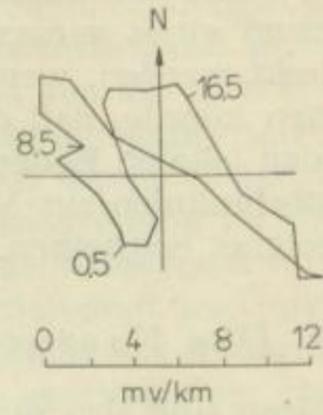
1. Die Amplitude ist während der Tageszeit größer als in der Nacht.
2. Die Intensitäten sind während des Sommers größer als im Winter.
3. Die Hauptänderungen finden in der Nordkomponente statt.
4. Die Aufzeichnungen der Süd- und Nordhalbkugel zeigen Phasenumkehr im Gebiet des Äquators.
5. Während der Mittagszeit fließen die Hauptströme von beiden Halbkugeln zum Äquator hin.
6. Die Umkehr der Stromrichtung erfolgt vormittags und nachmittags.

Die Beachtung dieser Gesetzmäßigkeiten führte GISH zur Konstruktion von großen Stromwirbeln, die relativ zur Sonne eine konstante Lage einnehmen, während sich die Erde unter ihnen durchdreht. Ein Punkt der Erdoberfläche nimmt dann im Laufe der Tagesrotation verschiedene Lagen innerhalb des Stromsystems an. Im einzelnen sollen acht solcher großer Stromwirbel existieren (Bild 5), die ziemlich symmetrisch in bezug auf den Äquator verteilt sind. Die Wirbel auf der Tagesseite der Erde sind dabei groß und gut definiert, während die Stromwirbel der Nachtseite schwächer und weniger gut definiert sind.

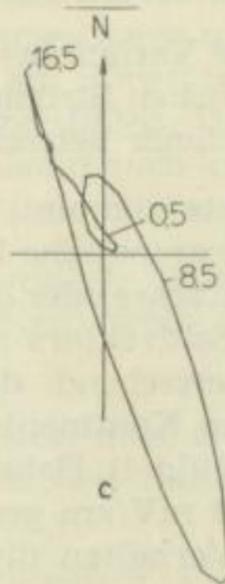
Beachtet man, daß die Verteilung des sonnentäglichen tellurischen Feldes weitestgehend von der Leitfähigkeit des tieferen Untergrundes abhängt, so stellt das Vektordiagramm einer einzelnen Station eine Untergrundcharakteristik dar. Die Konstruktion dieser Stromwirbel hat unter diesem Gesichtspunkt nur qualitative Bedeutung. Um genauere Bilder der wirklichen Feldverteilung für bestimmte Zeitpunkte zu erhalten, müßte man eine viel größere Anzahl von Sta-



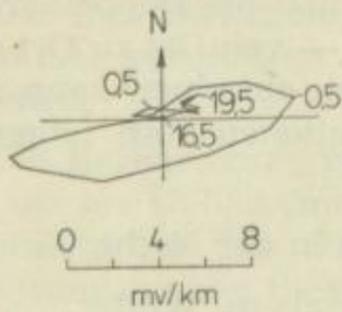
a



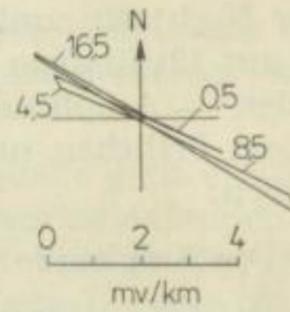
b



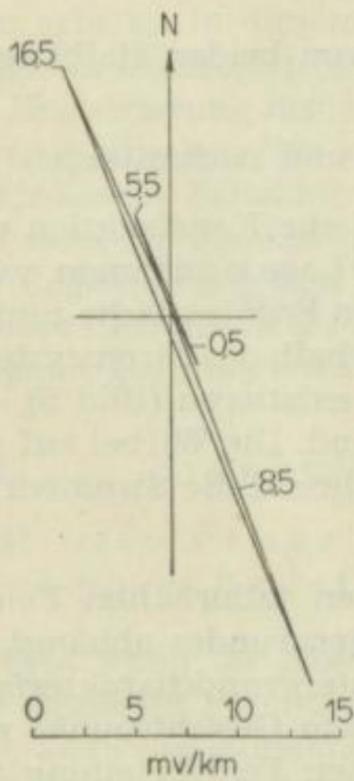
c



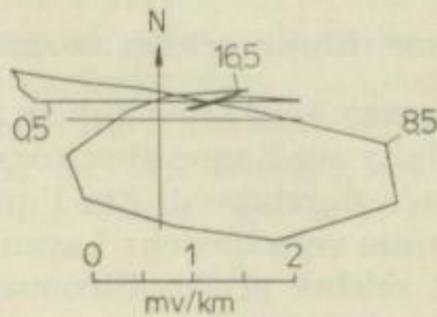
d



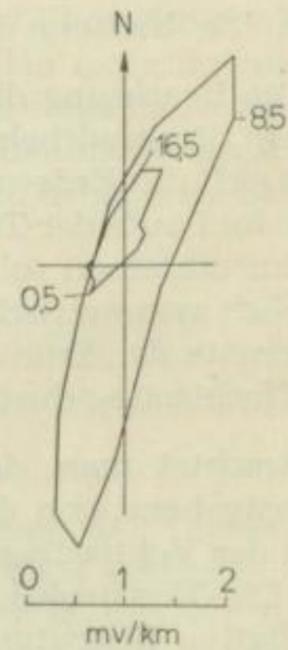
e



g



f



h

Bild 4a—k. Die Abhängigkeit der sonnentäglichen Variation der tellurischen Ströme von der geographischen Breite, umgezeichnet nach GISH und ROONEY aus [11]

a College-Fairbanks, Alaska
 $\varphi = 64,9^\circ \text{ N}; \lambda = 147,8^\circ \text{ W}$
 Oktober 1932—September 1933

b Chesterfield Inlet, Kanada
 $\varphi = 63,3^\circ \text{ N}; \lambda = 90,7^\circ \text{ W}$
 Oktober 1932—September 1933

c Berlin
 $\varphi = 51,6^\circ \text{ N}; \lambda = 14,0^\circ \text{ E}$
 1884—1887

d Houlton, Maine
 $\varphi = 46,0^\circ \text{ N}; \lambda = 67,5^\circ \text{ W}$
 Juli 1932—Juni 1933

e New York
 $\varphi = 41,0^\circ \text{ N}; \lambda = 75,0^\circ \text{ W}$
 Oktober 1932—September 1933

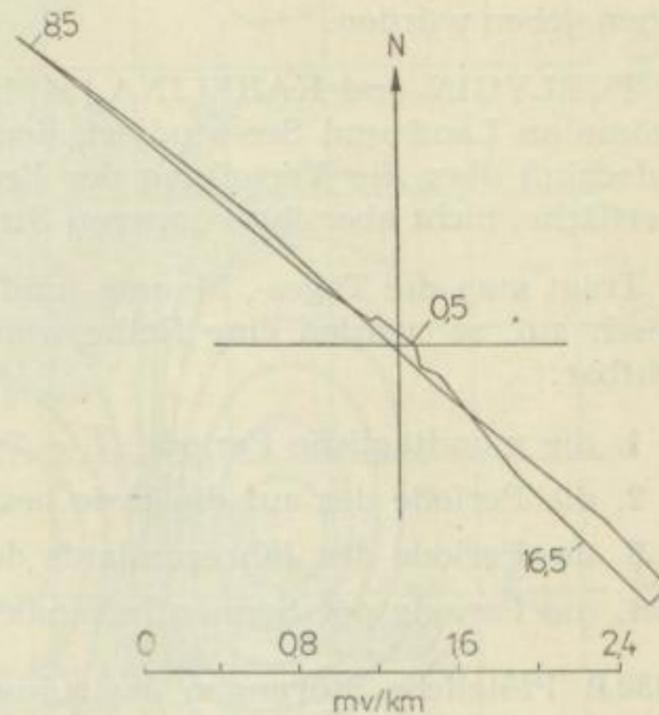
f Wynaet, Illinois
 $\varphi = 41,0^\circ \text{ N}; \lambda = 29,0^\circ \text{ W}$
 Juli 1932—Juni 1935

g Ebro, Spanien
 $\varphi = 40,6^\circ \text{ N}; \lambda = 0,3^\circ \text{ W}$
 1914—1918

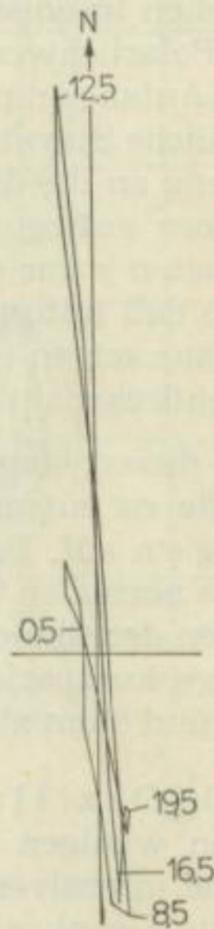
h Tuscon, Arizona
 $\varphi = 32,2^\circ \text{ N}; \lambda = 110,9^\circ \text{ W}$
 1932—1934

i Huancayo, Peru
 $\varphi = 12,0^\circ \text{ S}; \lambda = 75,3^\circ \text{ W}$
 1927—1929

k Watheroo, Westaustralien
 $\varphi = 30,3^\circ \text{ S}; \lambda = 115,9^\circ \text{ E}$
 1928—1932



i



k

tionen heranziehen. Unter Umständen dürften dann regionale Anomalien des tellurischen Feldes ans Tageslicht kommen, die wertvolle Ergebnisse über die elektrische Leitfähigkeit und den strukturellen Bau des tieferen Untergrundes liefern könnten und damit der Tektonik Hinweise auf unterirdische Störungszonen geben würden.

TURLYGIN und KARELINA [54] haben am Modell die Verteilung der Erdströme an Land und See studiert, doch geben diese Untersuchungen höchstens Aufschluß über die Verteilung der Erdströme auf Grund der Gestalt der Erdoberfläche, nicht aber ihrer inneren Struktur.

Trägt man die Tages-, Monats- und Jahresmittel des tellurischen Feldes graphisch auf, so werden eine Reihe weiterer Variationen des tellurischen Feldes sichtbar:

1. die mondtägliche Periode ($T = 24$ Mondstunden)
2. die Periode der auf die Erde bezogenen Sonnenumdrehung ($T = 27$ Tage)
3. die Periode des Jahresumlaufs der Erde um die Sonne ($T = 365$ Tage)
4. die Periode der Sonnenfleckenaktivität ($T = 11$ Jahre)

1.332.2 Plötzliche Störungen des ruhigen Tagesverlaufes und Übergang zu un stetigem Ablauf der Registrierung treten bei sogenannten **Erdstromstürmen** auf.

Sie stehen in enger Verbindung mit den entsprechenden magnetischen Stürmen und Polarlichterscheinungen. Nach einem pötzlichen, überall gleichzeitig auftretenden Anfangsimpuls folgt mit 6—12stündiger Dauer der Hauptimpuls, wonach der eigentliche Sturm beginnt, der innerhalb einiger Tage wieder vergeht und mit Annäherung an die Magnetpole abnimmt. Man hat festgestellt, daß die während des Sturmes auftretenden kurzperiodischen Variationen den 20—30fachen, in hohen Breiten sogar den 100—150fachen Betrag des normalen Tagesganges aufweisen, so daß mitunter Potentialgradienten von einigen V/km auftreten. Auch diese Stürme zeigen eine enge Korrelation zur 27tägigen Rotation der Sonne und zur Sonnenfleckenaktivität.

Neben diesen lang andauernden unperiodischen Variationen treten, ebenfalls in Analogie zu entsprechenden magnetischen Erscheinungen, sogenannte **Baistörungen** auf. Es handelt sich dabei um 1—2stündige baiförmige Ausbuchtungen des normalen Tagesganges mit Amplituden, die in der Größenordnung der Amplituden der sonnentäglichen Variation liegen. Weiterhin findet man noch impulsförmige, kurzperiodische Störungen, die ihr Maximum innerhalb von Minuten erreichen und dann allmählich abklingen.

1.332.3 Die **Oszillationen und Pulsationen** des Erdstromes mit Perioden von wenigen Sekunden bis zu mehreren Minuten sind in letzter Zeit Gegenstand intensiver Forschung geworden, da sie eine große Bedeutung für die angewandte Geophysik besitzen. Sie liegen in Sedimentgebieten in der durchschnittlichen Größenordnung von 0,5 bis 1 mV/km und sind besser zu beobachten als die analoge magnetische Elementarunruhe. Das Verhältnis der Amplituden des elektrischen zum magnetischen Variationsfeld wird um so größer, je kleiner die Periode ist. Außerdem hängt ihre Amplitude stark von der Leitfähigkeit und den

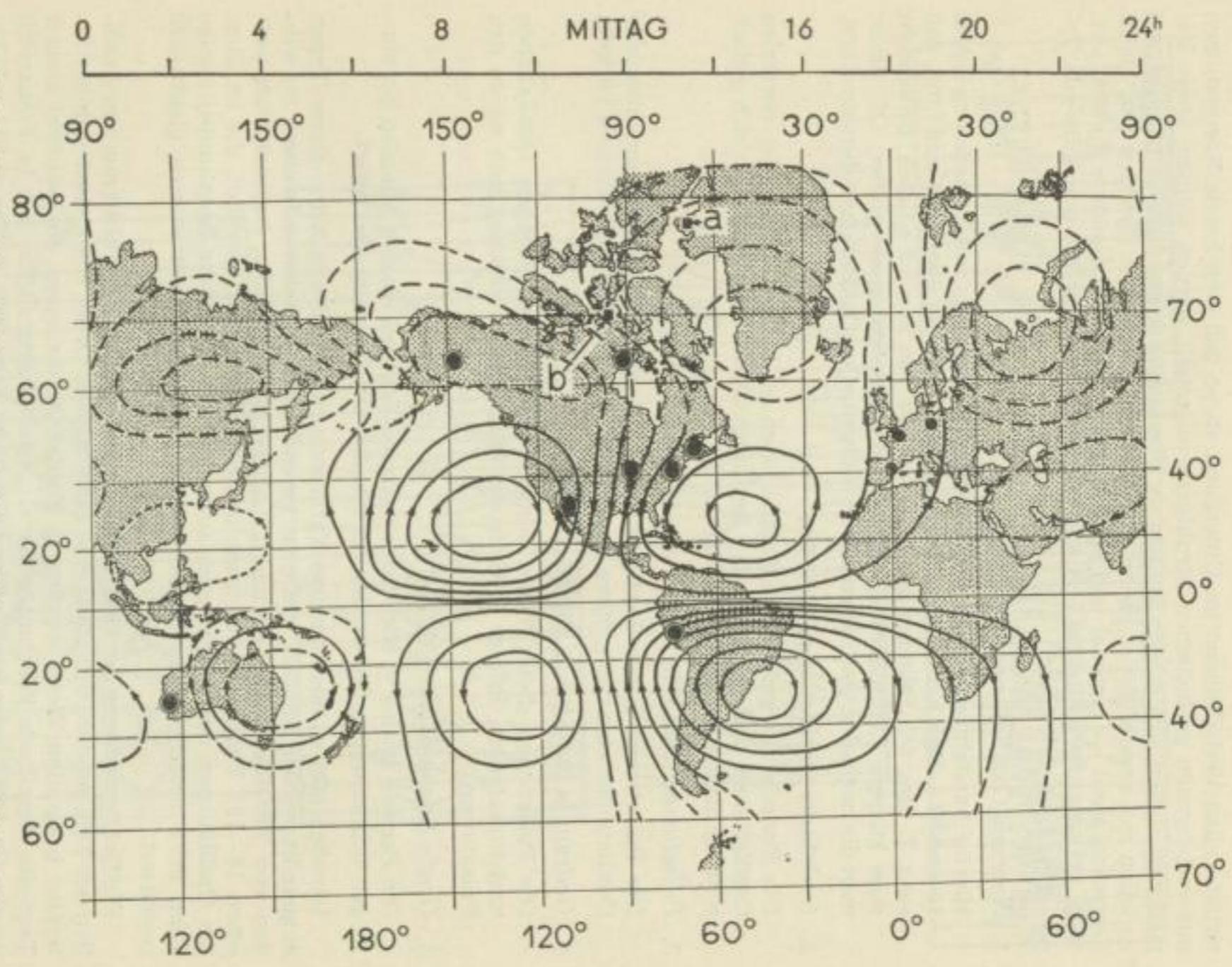


Bild 5. Äquatorialansicht des sonnentäglichen Erdstromsystems um 13h G. M. T., umgezeichnet nach GISH aus [41]

- ⊙ Stationen der Carnegie-Institution und mit dieser zusammenarbeitende Stationen
- Andere Stationen
- a Nordpol für homogene Magnetisierung
- b Wahrer Nordpol

strukturellen Verhältnissen im Untergund ab, so daß eingehende Korrelationen mit verborgenen geologischen Strukturen angestellt werden können. Diese Variationen stellen sich morphologisch als Überlagerung einer großen Anzahl von Anteilen mit verschiedenen mehr oder weniger konstanten Perioden dar. Dabei herrschen meist — regional und zeitlich verschieden — besondere Formen vor. Nach M. SCHLUMBERGER und KUNETZ [46] unterscheidet man folgende Typen (Bild 6):

1. *Normale Oszillationen* (Bild 6 b)

Hierbei handelt es sich um sinusförmige Oszillationen mit Perioden zwischen 15 und 30 s. Man hat in einigen Fällen ihre Stabilität überprüft und fand, daß sie z. T. über 5¹/₂ Stunden mit einer Periode von $24\text{ s} \pm 3\text{ s}$ liefen. Untersucht man kürzere Zeitintervalle, so wird die Stabilität noch größer. Oft findet man die normalen Oszillationen von individuellen Oszillationen durchbrochen.

2. *Gedrängte Oszillationen* (Bild 6 a)

Die Periode der gedrängten Oszillationen ist kleiner als die der normalen Oszillationen und reicht bis 6 s herunter. Diese Formen finden sich jedoch seltener als die normalen Oszillationen.

3. *Pulsationen* (Bild 6 d)

Die Pulsationen haben Perioden von ca. 1 min. Sie haben gegenüber den Oszillationen eine viel größere Instabilität hinsichtlich Amplitude und Periode.

4. *Gedrängte Pulsationen* (Bild 6 c)

Die Pulsationen dieses Types bilden den Übergang zwischen Oszillationen und Pulsationen. Infolge ihrer irregulären Formen rechnet man sie zu den Pulsationen.

5. *Große Schwankungen* (Bild 6 e)

Die Periode solcher großer Schwingungen liegt bei einigen Minuten bis einigen Zehnminuten. Sie werden oft von den Oszillationen überlagert.

Daneben gibt es noch gewisse Variationsgruppen, die in keine dieser Typen eingereiht werden können, vielmehr besondere Eigenheiten aufweisen. So werden von TROITZKAJA [51] und IWANOV [16] plötzliche, hauptsächlich zwischen 18—19^h Weltzeit auftretende impulsive Störungen erwähnt, die im Zuge der Oszillationen und Pulsationen auftreten und erhebliche Amplituden (einige Zehn mV) erreichen können. Sie werden an allen Observatorien gleichzeitig registriert.

Die Größenordnung der Oszillationen und Pulsationen ist nicht nur eine Funktion der Zeit, sondern vor allem eine Funktion des Ortes. Die kleinsten in der Literatur bekannten Werte wurden in Nordafrika gemessen, wo während einiger Tage die Amplitude konstant unter ein paar Mikrovolt/km lag. In Frankreich waren die Amplituden auch während ruhiger Tage stets größer als 0,1 mV/km und im Mittel 0,5 mV/km. Im Erzgebirge liegen sie in der Größenordnung von 50 mV/km. Variationen mit Perioden größer als 3 min haben meist größere Amplituden.

Die spektrale Verteilung dieser Variationen wurde von BEAUFILS [3] untersucht. Dabei ergab sich, daß die Variationen in der Nacht kaum oder nur sehr

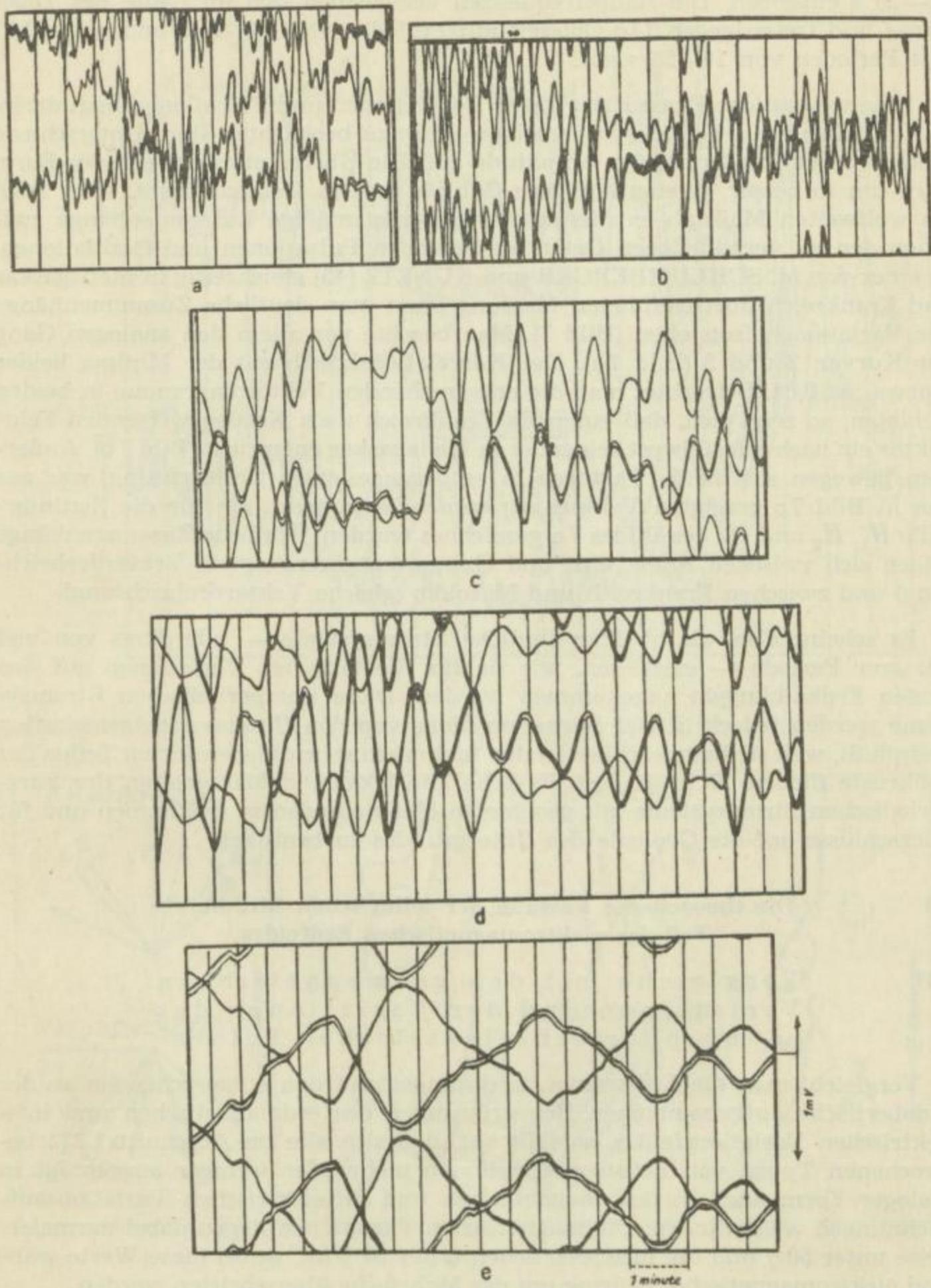


Bild 6a—e. Die Typen der kurzperiodischen Variationen der tellurischen Ströme nach M. SCHLUMBERGER und KUNETZ [46]

schwach auftreten, während sie bei Sonnenaufgang mit Hauptfrequenzen von 23—26 s einsetzen. Die Hauptfrequenzen verschieben sich im Laufe des Tages etwas und treten gegen 14^h Ortszeit mit Perioden von 26—40 s und gegen 16^h mit Perioden von 19—26 s auf.

Eine wesentliche Eigenschaft dieser Oszillationen und Pulsationen liegt darin, daß sie über weite Gebiete in derselben Form zu beobachten sind. Unterschiede treten von Ort zu Ort in der Amplitude auf. Die Übereinstimmung in der Form wird um so besser, je engräumigere Gebiete man in Betracht zieht. Aber auch im weltweiten Maßstab existieren gewisse gesetzmäßige Zusammenhänge zwischen den an verschiedenen Orten auftretenden Pulsationen und Oszillationen. In einer von M. SCHLUMBERGER und KUNETZ [45] gleichzeitig in Madagaskar und Frankreich durchgeführten Messung kann man deutliche Zusammenhänge der Variationen feststellen (Bild 7). Man beachte vor allem den analogen Gang der Kurven 2 und 3 (Bild 7a). Der Korrelationskoeffizient der Minima beider Kurven ist 0,84. Betrachtet man die entsprechenden Vektordiagramme in beiden Gebieten, so zeigt sich, daß einem in Frankreich nach Norden weisenden Feldvektor ein nach Südsüdwest zeigender in Madagaskar entspricht (Bild 7b). Außerdem bewegen sich beide Vektoren in entgegengesetzter Drehrichtung, was aus den in Bild 7c gezeigten Vektordiagrammen hervorgeht, die für die Zeitintervalle H_1 , H_2 und H_3 des Bildes 7a gezeichnet wurden. Ähnliche Zusammenhänge zeigen sich zwischen Frankreich und Gabun (entgegengesetzte Vektordrehrichtung) und zwischen Frankreich und Marokko (gleiche Vektordrehrichtung).

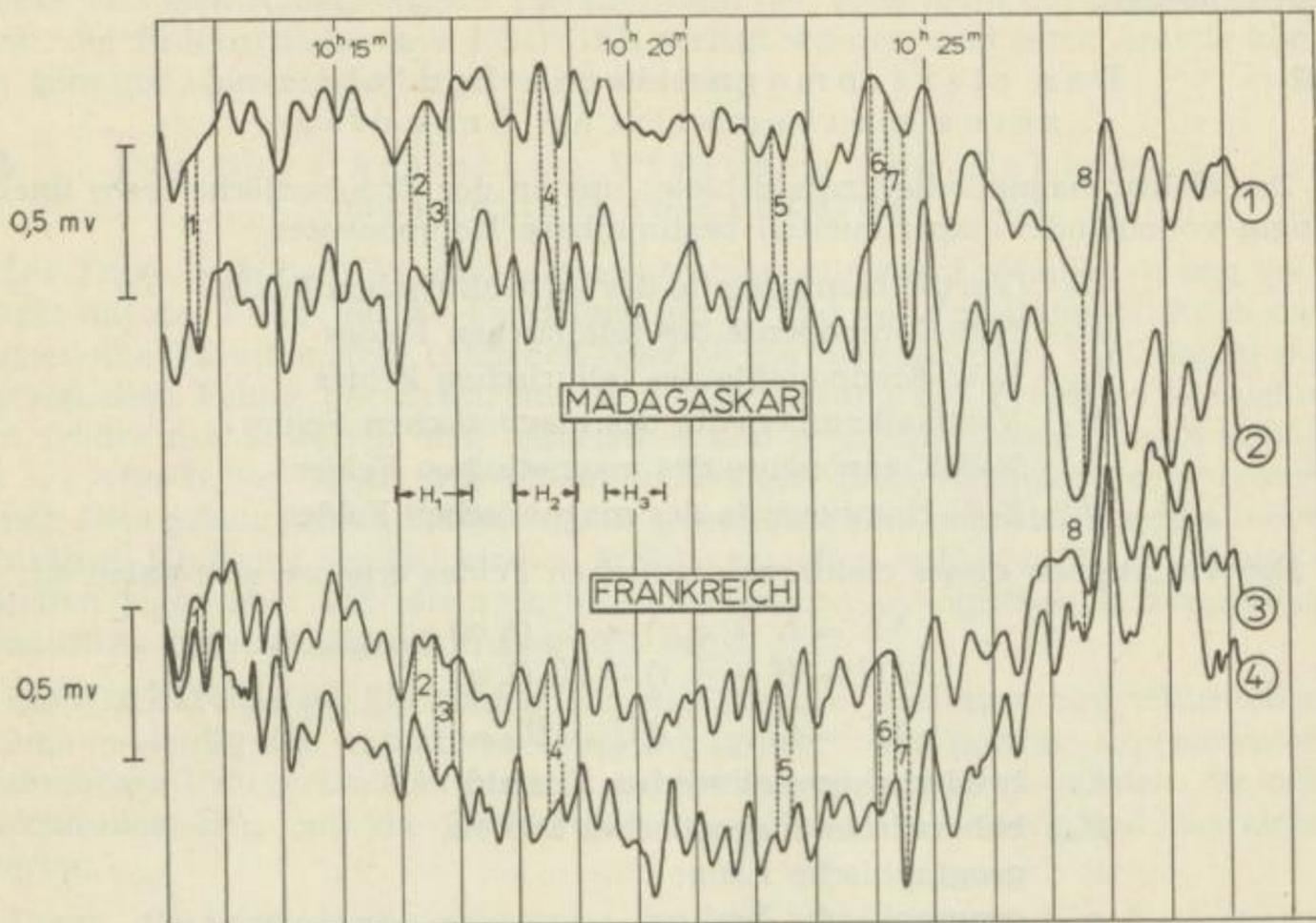
Es scheint also, als ob hier ähnliche Stromsysteme — allerdings von viel kürzerer Periode — existieren, wie sie für die täglichen Variationen auf den beiden Erdhalbkugeln angenommen werden. Diese kurzperiodischen Stromsysteme werden jedoch in viel stärkerem Maße von den Untergrundeigenschaften beeinflußt, weil sie hauptsächlich in den tektonisch sehr differenzierten Teilen der Erdkruste fließen. Es liegt deshalb nahe, die lokalen Feldanomalien der kurzperiodischen Stromsysteme mit geeigneten Meßmethoden zu bestimmen und für Rückschlüsse auf die Geologie des Untergrundes zu benutzen.

1.4 Die theoretische Fassung der tellurischen Ströme als Teil des elektromagnetischen Erdfeldes

1.41 Vergleiche mit den geomagnetischen Variationen und den Variationen des atmosphärisch-elektrischen Feldes

Vergleicht man die Erdstromaufzeichnungen mit den entsprechenden an der Erdoberfläche aufgenommenen Registrierungen des erdmagnetischen und luftelektrischen Variationsfeldes, so fällt auf, daß sich alle im Abschnitt 1.332 besprochenen Typen von Erdstromvariationen mehr oder weniger ausgeprägt in analoger Form auch in den magnetischen und luftelektrischen Variationsaufzeichnungen wiederfinden. Die magnetischen Variationen liegen dabei normalerweise unter 50 γ und die luftelektrischen unter 50 V/m, wobei diese Werte während elektromagnetischer Stürme um das Mehrfache überschritten werden.

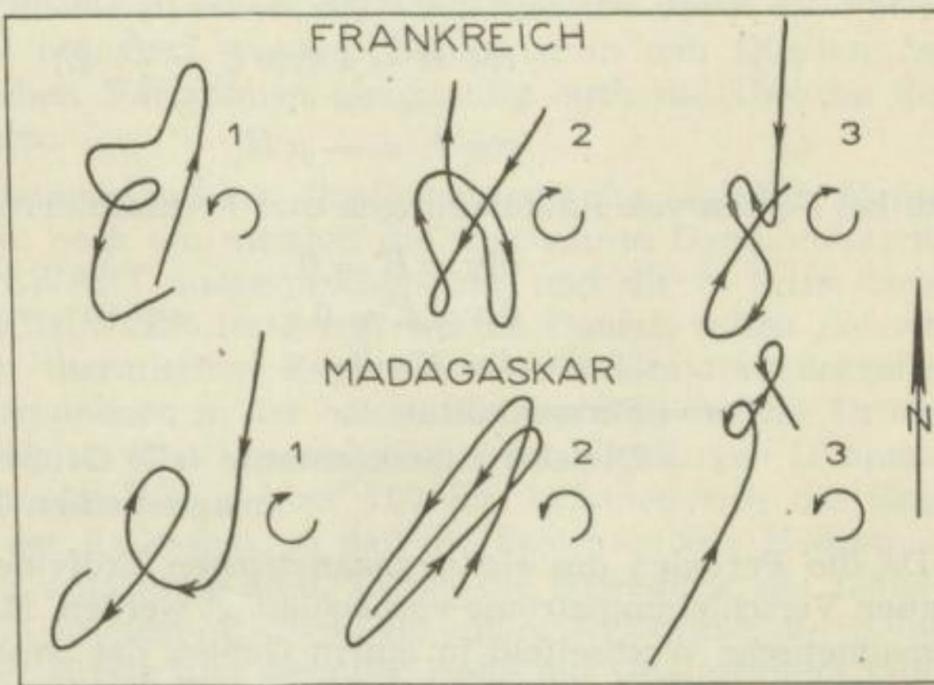
Diese Zusammenhänge lassen keinen Zweifel, daß das tellurische, das magnetische und das luftelektrische Variationsfeld eng miteinander verkoppelt sind.



a



b



c

Bild 7a—c. Gleichzeitige Registrierungen von kurzperiodischen Variationen in Frankreich und Madagaskar am 11. Oktober 1945, umgezeichnet nach M. SCHLUMBERGER und KUNETZ [45]

Man darf die einzelnen Felder als Teile eines elektromagnetischen Erdfeldes ansehen.

1.42 Das elektromagnetische Erdfeld und seine mathematische Grundlage

Das elektromagnetische Erdfeld bietet uns an der Erdoberfläche sechs unabhängig voneinander experimentell bestimmbare Komponenten:

E_z	Vertikalkomponente des luftelektrischen Feldes
E_x	N-S-Komponente des tellurischen Feldes
E_y	E-W-Komponente des tellurischen Feldes
H_z	Vertikalkomponente des magnetischen Feldes
H_x	N-S-Komponente des magnetischen Feldes
H_y	E-W-Komponente des magnetischen Feldes

Die Variationen dieses elektromagnetischen Feldes ergeben sich dabei zu

$$\delta E = E(\lambda, \varphi, t) - E_o(\lambda, \varphi)$$

$$\delta H = H(\lambda, \varphi, t) - H_o(\lambda, \varphi)$$

$$\delta E = \dot{E} \quad \delta H = \dot{H}$$

E_o	beharrliches elektrisches Erdfeld
H_o	beharrliches magnetisches Erdfeld
λ	geographische Länge
φ	geographische Breite
t	Zeit

Die mathematische Grundlage dieses elektromagnetischen Wechselfeldes bilden die Maxwell'schen Gleichungen

$$\text{rot } H = 4\pi \left(\sigma E + \frac{\varepsilon}{4\pi} \dot{E} \right)$$

$$\text{rot } E = -\mu \dot{H}$$

und, bei Fehlen von Raumladungen und Fremdfeldern, die Gleichungen

$$\text{div } \mu H = 0$$

$$\text{div } \varepsilon E = 0$$

$$\text{div } j = 0$$

μ = Permeabilität

ε = Dielektrizitätskonstante (alle Größen werden im elektromagnetischen Maßsystem gemessen)

Da die Perioden des elektromagnetischen Erdfeldes nicht unter 1 s liegen, können Verschiebungsströme vernachlässigt werden. Man kann deshalb das elektromagnetische Wechselfeld in einem Gebiet, das wesentlich kleiner ist als die Wellenlänge, die dem elektromagnetischen Erdfeld entspricht, als quasistationär ansehen. Die Grundgleichungen gelten dann in der Form

$$\begin{array}{lll} \text{rot } H = 4\pi j & \text{rot } E = -\mu \dot{H} & \\ \text{div } \mu H = 0 & \text{div } \varepsilon E = 0 & \text{div } \sigma E = 0 \end{array}$$

In schlecht leitenden Medien kann man auch $\mu \dot{H} = \text{rot } E = 0$ setzen.

Für quasistationäre Ströme gilt das Überlagerungsprinzip wie für Gleichströme. Das elektromagnetische Variationsfeld der Erde kann deshalb für jeden Punkt der Erdoberfläche nach FOURIER zerlegt werden, und seine Anteile können getrennt voneinander untersucht werden.

1.43 Die physikalischen Ursachen des elektromagnetischen Erdfeldes

Die Frage nach den Ursachen des elektromagnetischen Erdfeldes ist eng verknüpft mit der Frage, ob die Erdströme auf Grund von Induktionen durch das magnetische Variationsfeld entstehen oder ob die magnetischen Variationen die magnetischen Felder der Erdströme sind. Zur Lösung des Problems versuchte man früher nachzuweisen, daß tellurisches und erdmagnetisches Variationsfeld um $\pi/2$ verschoben seien, was einem induktiven Zusammenhang entsprechen würde. Dies gelang jedoch keineswegs in jedem Fall, und man stellte deshalb den induktiven Ursprung der tellurischen Ströme zuweilen in Frage [11]. Die Schwierigkeiten lagen aber vor allem darin, daß man die geologischen Untergrundsverhältnisse nicht genügend in Betracht zog.

BONDARENKO [6] [7] konnte für die tägliche Variation der tellurischen Ströme eindeutig den induktiven Ursprung zeigen, wenn gewisse experimentell bestimmbare Untergrundfaktoren in die Rechnung eingeführt wurden, die den strukturellen Bau und die Leitfähigkeitsverteilung im Untergrund charakterisierten.

Durch die harmonische sphärische Analyse der magnetischen Variationen nach SCHUSTER-CHAPMAN kann man nachweisen, daß die Quellen der magnetischen Variationen zu ca. $1/3$ im Erdinnern und zu ca. $2/3$ in der Atmosphäre liegen. Es liegt auf der Hand, in den inneren Quellen des magnetischen Variationsfeldes die tellurischen Ströme zu sehen, die wiederum erst durch die Variationen des äußeren Anteils induziert werden. Damit ist in den Quellen des Außenanteils der magnetischen Variationen gleichzeitig auch die Ursache der tellurischen Ströme zu suchen.

Zur Erklärung dieses primären äußeren Quellensystems der täglichen Variationen befriedigt auch heute noch am meisten die sogenannte Dynamotheorie, die schon 1882 Balfour STEWART ausgesprochen hat und die in ihren technischen Einzelheiten von SCHUSTER festgelegt wurde. Danach sollen die von der Sonne hervorgerufenen thermischen Expansions- und Gravitationskräfte, verbunden mit Resonanzphänomenen in der hohen Atmosphäre, örtliche Druckunterschiede hervorrufen, die zu einer konvektiven oder advektiven Dynamik der Hochatmosphäre führen. In Höhen über 100 km befinden sich die Gase weitestgehend im Zustand der Ionisation, so daß die Schichten der Hochatmosphäre als elektrische Leiter anzusehen sind. Durch die Bewegung des Leiters „Ionosphäre“ im beharrlichen erdmagnetischen Feld entstehen Ströme, die in vier großen Strombändern großer Breite und geringer Höhe mit Gesamtintensitäten bis 100 000 A (10^{-11} A/cm²) in Höhen von 100–150 km parallel zur Erdoberfläche in turbulenter oder laminarer Form fließen. Hinsichtlich der Sonne nehmen sie eine konstante Lage ein, während sich die Erde unter ihnen durchdreht.

In ähnlicher Weise erklärt man auch den in den elektromagnetischen Registrierungen nachzuweisenden mondtäglichen Gang. Die elektromagnetischen

Stürme interpretiert man durch Stromsysteme über den magnetischen Polkappen und einen Ringstrom in der Äquatorebene weit außerhalb der Erde. Diese Vorgänge lassen sich mit der Sonnentätigkeit hinsichtlich der Sonnenflecken und der abgeschleuderten Protuberanzen in Verbindung bringen.

Die kleineren Störungen (Bais, impulsförmige Einsätze) werden wahrscheinlich durch Ströme in den Polarlichtzonen hervorgerufen, die wiederum von einer erhöhten UV-Strahlung bei starker Sonnenfleckenaktivität verursacht werden.

Die Pulsationen und Oszillationen sucht man durch Elektronenwölkchen zu erklären, die von der Sonne kommen und vornehmlich im Äquatorbereich in die Erdatmosphäre einfallen.

Zusammenfassend kann man also etwa folgenden Mechanismus des elektromagnetischen Erdfeldes aufzeigen:

Als primäre Energiequelle dienen die ionosphärischen Strombänder. Das von einem dieser Strombänder, einer riesigen Induktionsschleife von über 1000 km Durchmesser, ausgehende elektromagnetische Wechselfeld ruft über und in der Erde die Variationen des elektrischen und magnetischen Feldes hervor, die wir an der Grenzfläche Erde—Atmosphäre experimentell ermitteln können.

1.44 Die quantitativen Zusammenhänge zwischen den Komponenten des elektromagnetischen Erdfeldes und die daraus ableitbaren Schlüsse auf den elektrischen und strukturellen Aufbau des Erdinneren

1.441 *Die Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit des tieferen Erdinnern aus der Trennung von innerem und äußerem Anteil der geomagnetischen Variationen*

Nach Gauß läßt sich das beharrliche magnetische Feld durch Entwicklung nach Kugelfunktionen in einen inneren und einen äußeren Anteil zerlegen. Später zeigten SCHUSTER und CHAPMAN [11], daß sich auch das magnetische Variationsfeld durch sphärische harmonische Analyse in einen äußeren und einen inneren Anteil zerlegen läßt. Wie schon in Abschnitt 1.43 erwähnt, sieht man den äußeren Anteil als Primäranteil an, während der innere als magnetische Rückwirkung der tellurischen Ströme interpretiert wird. Der innere Anteil enthält damit wichtige Aussagen über Intensität und Phase der tellurischen Ströme. Diese aber hängen von den elektrischen und strukturellen Untergrundparametern ab, so daß man aus den Amplituden- und Phasenbeziehungen zwischen innerem und äußerem Anteil Aussagen über die elektrische und strukturelle Untergrundbeschaffenheit erwarten kann.

Die quantitativen Zusammenhänge zwischen äußerem und innerem Anteil der magnetischen Variationsfelder bei elektromagnetischer Induktion in der Erde wurden von CHAPMAN, WHITEHEAD und PRICE [11] für eine gleichmäßig leitende Erde aufgestellt, die von einem nichtleitenden Mantel umgeben ist. RIKITAKE [36] setzt dagegen ein Erdmodell voraus, das in Anlehnung an seismische Daten aus einem Kern (2900 km Tiefe), einem Mantel von endlicher Leitfähigkeit und einer nichtleitenden Hülle besteht.

In der mathematischen Behandlung dieses Problems geht man von den elektromagnetischen Grundgleichungen für quasistationäre Ströme aus (vgl. Abschnitt 1.42).

$$\begin{array}{lll} \operatorname{rot} H = 4\pi j & \operatorname{div} j = 0 & j = \sigma E \\ \operatorname{rot} E = -\dot{B} & \operatorname{div} B = 0 & B = \mu H \end{array}$$

Diese Gleichungen werden durch das magnetische Vektorpotential befriedigt, wobei gilt

$$B = \operatorname{rot} \mathfrak{A} \quad \operatorname{div} \mathfrak{A} = 0 \quad E = -\frac{\partial \mathfrak{A}}{\partial t}$$

Diese Beziehungen führen zu Differentialgleichungen für das magnetische Vektorpotential in der Form

$$\Delta \mathfrak{A} = 4\pi\sigma \frac{\partial \mathfrak{A}}{\partial t} \quad \text{im leitenden Medium}$$

$$\Delta \mathfrak{A} = 0 \quad \text{im isolierenden Medium}$$

Für die in dem vorgegebenen Erdmodell angesetzten Schichten kann man allgemeine Lösungen dieser Differentialgleichungen angeben.

Aus den Stetigkeitsbedingungen an den Grenzflächen der einzelnen Medien (Stetigkeit der Normalkomponente von B und Tangentialkomponente von H) kann man die in den allgemeinen Lösungen auftretenden Koeffizienten bestimmen. Das so berechnete Vektorpotential \mathfrak{A} und die Anteile des durch sphärische harmonische Analyse der magnetischen Variationen gewonnenen Skalarpotentials V_H lassen sich für die Erdoberfläche in funktionellen Zusammenhang bringen. Als Endergebnis erhält man schließlich die Beziehungen

$$\frac{V_{H_a}}{V_{H_i}} = f_1\left(D, \frac{\sigma}{\mu}, T\right) \quad \varphi_{V_{H_a}} - \varphi_{V_{H_i}} = f_2\left(D, \frac{\sigma}{\mu}, T\right)$$

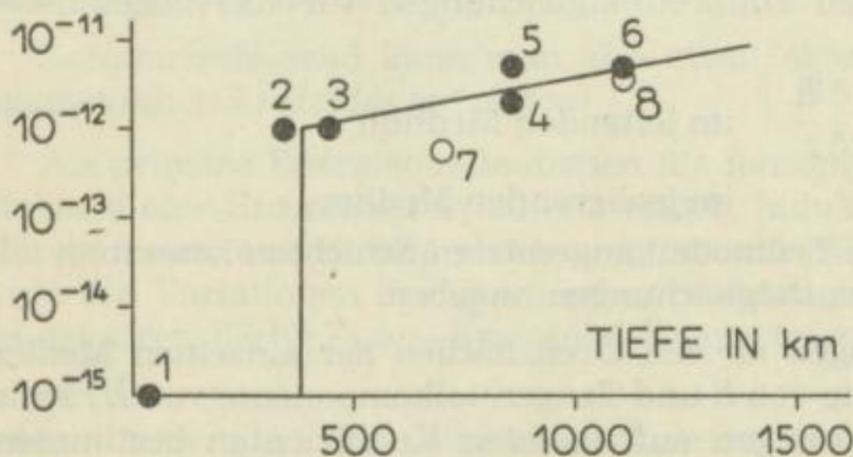
D	Dicke des nichtleitenden Mantels
σ	Leitfähigkeit der gutleitenden inneren Zone
μ	Permeabilität der gutleitenden inneren Zone
T	Periode der Variationen
$\frac{V_{H_a}}{V_{H_i}}$	Amplitudenverhältnis des äußeren zum inneren Anteil des magnetischen Skalarpotentials
$\varphi_{V_{H_a}} - \varphi_{V_{H_i}}$	Phasendifferenz zwischen äußerem und innerem Anteil des magnetischen Skalarpotentials

Da $\frac{V_{H_a}}{V_{H_i}}$ und $\varphi_{V_{H_a}} - \varphi_{V_{H_i}}$ für eine bestimmte Periode T als Resultat der harmonischen Analyse vorliegen, kann man aus obigen Beziehungen die Manteldicke (D) und die Leitfähigkeit der Innenzone (σ) berechnen. Dazu muß allerdings die Annahme gemacht werden, daß die Erde nicht ferromagnetisch ist, d. h., daß man die Permeabilität im Erdinneren gleich 1 setzen kann. Dies ist wohl erlaubt, da man bisher noch nicht nachweisen konnte, daß die Erde eine von 1 stark abweichende Permeabilität hat.

Die auf diese Weise durchgeführten sphärischen harmonischen Analysen ergeben nach dem Gesetz des Skineffektes Aufschluß über um so tiefere Teile des

Erdinnern, je länger die Periode der Variation ist. RIKITAKE gebührt das Verdienst, aus der Analyse 27tägiger Sonnenumdrehungsvariationen, Sturmzeitvariationen, täglicher Variationen, sonnentäglicher Störungen, Baistörungen und Störungen durch Solareruptionen ein wertvolles Material über die elektrische Leitfähigkeitsverteilung im Erdinnern gewonnen zu haben. Die von RIKITAKE ermittelten Werte sind in Bild 8 dargestellt. Danach haben alle Analysen mit Perioden größer als ca. 3 min ergeben, daß die als nichtleitend zu betrachtende

LEITFÄHIGKEIT
IN em. cgs



Analysen:

1. Plötzlicher Sturmeinsatz (sudden commencement)
2. Baistörung
3. Solareruptionsvariationen
4. Tagesvariation an magnetisch ruhigen Tagen (Sq) (Hasagawa)
5. Sq (Benkova)
6. Störungsverlauf während Sturmzeitvariationen (D_{st}) (Chapman-Benkova)
7. Sq (Chapman)
8. D_{st} (Chapman)

Bild 8. Die Leitfähigkeitsverteilung im Erdinnern, umgezeichnet nach RIKITAKE [36]
(10^{11} elektromagnetische (em.) cgs = $1 \Omega m$)

äußere Schale bis in etwa 400 km Tiefe anzusetzen ist. Dort findet ein plötzlicher Anstieg der Leitfähigkeit um 3 Zehnerpotenzen statt. Im tieferen Erdinnern scheint die elektrische Leitfähigkeit um weitere 2 Zehnerpotenzen zuzunehmen, doch ist es bisher unmöglich gewesen, mit der sphärischen harmonischen Analyse Aufschluß über Tiefen größer als 1500 km zu erhalten, weil dazu Perioden von über 10 Jahren analysiert werden müßten. Analysen über so lange Zeitspannen können aber nicht durchgeführt werden, weil die Genauigkeit der Beobachtungen über solche lange Zeiten nicht gewährleistet ist. Man ist also hinsichtlich der Leitfähigkeit in größeren Tiefen auf atomphysikalische Annahmen angewiesen und rechnet mit einer Leitfähigkeit von 10^{-4} — 10^{-6} em. cgs im Erdkern.

1.442 Die Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit im Erdinnern aus den Beziehungen zwischen den Komponenten des elektrischen und magnetischen Variationsfeldes

Unter Ansatz der Grundgleichungen des elektromagnetischen Feldes bei Vernachlässigung von Verschiebungsströmen kann man auch quantitative Beziehungen zwischen den an der Erdoberfläche experimentell bestimmbaren Komponenten des tellurischen und des geomagnetischen Variationsfeldes herleiten, wobei wiederum die Leitfähigkeitsverteilung des Untergrundes eingeht. Je nachdem, ob man hierbei längere oder kürzere Perioden ins Auge faßt, wird man die Leitfähigkeit des tieferen Erdinnern oder der obersten Erdschichten ermitteln können. Während der erste Fall für das Studium des tieferen Erdinnern von großem Interesse ist und wertvolle Ergänzungen zu den in Abschnitt 1.441 aufgeführten

Deutscher
Brennstoffinstitut
Freiberg

Arbeiten RIKITAKEs bringt, gewinnt der letztere Fall für die angewandte Geophysik große Bedeutung, weil hiermit Tiefensondierungen durchgeführt werden können, deren Eindringtiefe von der Periode der Variationen gesteuert wird. Der Vorteil dieses Verfahrens über die in Abschnitt 1.441 aufgezeigte Methode liegt vor allem darin, daß man sich nicht mehr auf die an sich rein formale Trennung von äußerem und innerem Anteil zu stützen braucht, sondern die wirklich experimentell ermittelten Komponenten von E und H zugrunde legen kann.

1.442.1 Unter Ansatz der Grundgleichungen in der Form

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} H &= 4\pi j & \operatorname{rot} E &= -\frac{\partial B}{\partial t} \\ j &= \sigma E & B &= \mu H & \operatorname{div} B &= 0 \end{aligned}$$

und Vorgabe eines Erdmodells mit gut leitender Innenzone und schlecht leitendem Mantel (Bild 9) kann man allgemeine Lösungen von H und E in den einzelnen Schichten angeben. Aus den Stetigkeitsbedingungen für E und H an den einzelnen Schichtgrenzen findet man folgende Beziehungen für die Amplituden und Phasen der senkrecht aufeinander stehenden Komponenten von E und H

$$\frac{|E|}{|H|} = f_1(\sigma_1, \sigma_2, D, T) \quad \varphi_E - \varphi_H = f_2(\sigma_1, \sigma_2, D, T)$$

Für verschiedene feste $\sigma_1 - \sigma_2$ -Kombinationen lassen sich dann Kurven $A = \frac{|E|}{|H|} = f_1(T)_D$ und $\psi = \varphi_E - \varphi_H = f_2(T)_D$ zeichnen, wobei D als Parameter geführt wird. So kann man die Kombinationen von σ_1 , σ_2 und D aussuchen, die am besten die experimentell ermittelten A - T - und ψ - T -Kurven befriedigen.

Zur Technik der Auswertung muß bemerkt werden, daß man die Fourier-Analyse anwenden muß, wenn die Registrierungen keine reinen Sinusschwingungen zeigen.

RIKITAKE [37], KATO und KIKUCHI [18] berechneten in dieser Weise Testkurven. In Bild 10 sind einige von RIKITAKE für das in Bild 9 dargestellte Kugelmodell ermittelte Testkurven wiedergegeben. Man stellt fest, daß das Amplitudenverhältnis $A = \frac{|E|}{|H|}$ mit zunehmender Periode etwa mit $\frac{1}{\sqrt{T}}$ abnimmt, wäh-

rend die Phase $\varphi_E - \varphi_H$ weitestgehend von der Leitfähigkeitsverteilung und der Tiefe der nichtleitenden Schicht abhängt und nicht in einem so einfachen Gesetz erfaßt werden kann. An diesen Kurven sieht man besonders deutlich die Unmöglichkeit, gewisse Voraussagen über die Phasen- und Amplitudenverhältnisse von Erdstrom und geomagnetischen Variationen zu machen.

Außer der japanischen Schule ging der sowjetische Akademiker TICHONOV [49] [50] noch an die Lösung dieses Problems heran. Er behandelt den Zusammenhang zwischen den Komponenten der täglichen elektromagnetischen Variation für eine als eben angenommene Erde. Ausgangspunkt sind wieder dieselben elektromagnetischen Grundgleichungen. Die Feldgrö-

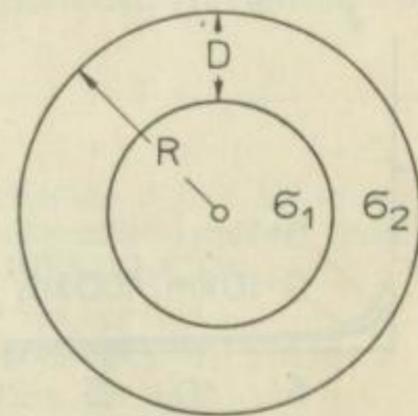


Bild 9. Erdmodell für elektromagnetische Tiefensondierungen

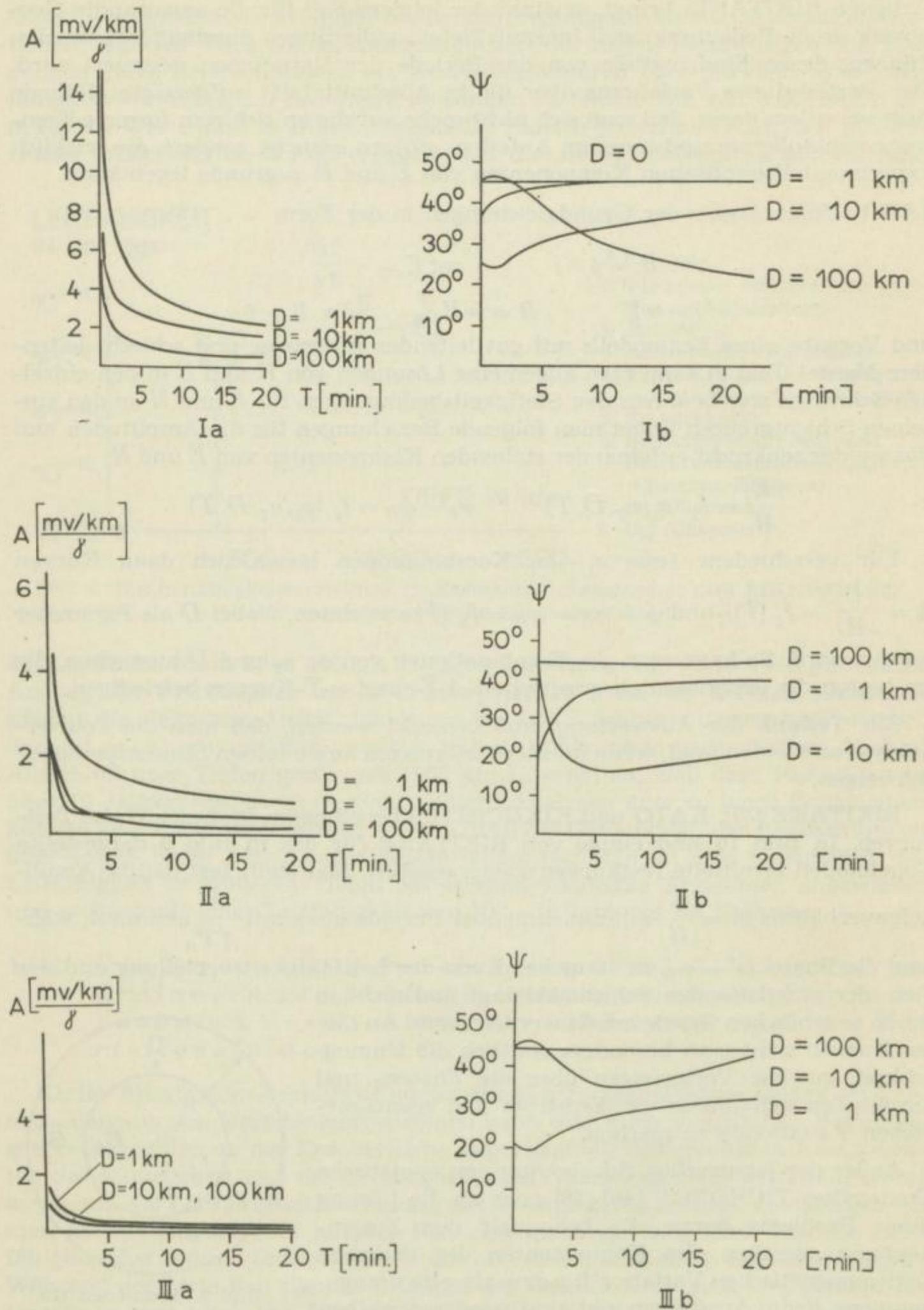


Bild 10. (Bildunterschrift s. Seite 37)

ßen werden als Komponenten einer Welle dargestellt, die sich von Ost nach West mit der Rotationsgeschwindigkeit der Erde ausbreitet. In der Annahme, daß die Erde in erster Annäherung aus einem ideal leitenden Kern und einem Mantel mit endlicher Leitfähigkeit besteht, gibt er folgende Gleichungspaare an, aus denen man getrennt die Leitfähigkeit σ und die Tiefe D des Mantels für den Beobachtungsort bestimmen kann.

$$\begin{array}{ll} 1. \quad \frac{|H_z|}{|H_y|} = f_1(\sigma, D, T) & \varphi_{H_z} - \varphi_{H_y} = f_2(\sigma, D, T) \\ 2. \quad \frac{|H_z|}{|E_x|} = f_3(\sigma, D, T) & \varphi_{H_z} - \varphi_{E_x} = f_4(\sigma, D, T) \\ 3. \quad \frac{|H_x|}{|H_y|} = f_5(\sigma, D, T) & \varphi_{H_x} - \varphi_{H_y} = f_6(\sigma, D, T) \end{array}$$

Da TICHONOV immer nur die Berechnung für eine Beobachtungsstation durchführt, haben seine Ergebnisse nicht für die ganze Erde Gültigkeit. Sie zeigen aber, daß die von RIKITAKE in 400 km Tiefe angenommene elektrische Unstetigkeitsfläche in Wirklichkeit örtlich sehr variabel ist. Für Tuscon (Arizona) soll sie in 1000 km Tiefe liegen, während sie für Sui (Honan, Zentralchina) nur in 100 km Tiefe liegen soll. Auch die spezifischen Widerstände der schlecht leitenden Zone sollen sehr verschieden sein. So gibt TICHONOV für Tuscon $\rho = 300 \Omega\text{m}$ und für Sui $\rho = 3 \Omega\text{m}$ an. Doch erscheinen diese Werte unwahrscheinlich niedrig im Verhältnis zu den RIKITAKESchen Ergebnissen, die mit $\rho = 10\,000 \Omega\text{m}$ etwa die Leitfähigkeit des Kristallins erfassen. Diese hier nur in groben Umrissen geschilderten Verfahren zur Bestimmung elektrischer Kennwerte des tieferen Untergrundes beschränken sich auf das Studium der täglichen Variationen und suchen die Lösung des Zweischichtenfalls Kern—Mantel zu gewinnen. Will man zu eingehenderen Angaben über die absolute Leitfähigkeit in höheren Krustenschichten gelangen, muß man sich dem Studium der kurzperiodischen Pulsationen und Oszillationen zuwenden, deren geringe elektromagnetische Eindringtiefen diese Ströme zwingen, hauptsächlich im Krustenniveau zu fließen.

1.442.2 Die zunächst rein theoretische Aufgabe, die quantitativen Zusammenhänge zwischen den experimentell bestimmbar horizontalen Komponenten des tellurischen und geomagnetischen kurzperiodischen Variationsfeldes für einen Punkt der Erdoberfläche herauszustellen, wurde von CAGNIARD [10] gelöst.

←

Bild 10. Testkurven für die Abhängigkeit des Amplitudenverhältnisses A und der Phase ψ von E und H von der Periode T , Leitfähigkeit σ_1 der gutleitenden Innenzone und der Dicke D des nichtleitenden Erdmantels, umgezeichnet nach RIKITAKE [36]

I	a	Amplitudenverhältnis	für	$\sigma_2 = 10^{-15}$ em. cgs und
	b	Phasendifferenz		$\sigma_1 = 10^{-13}$ em. cgs
II	a	Amplitudenverhältnis	für	$\sigma_2 = 10^{-15}$ em. cgs und
	b	Phasendifferenz		$\sigma_1 = 10^{-12}$ em. cgs
III	a	Amplitudenverhältnis	für	$\sigma_2 = 10^{-15}$ em. cgs und
	b	Phasendifferenz		$\sigma_1 = 10^{-11}$ em. cgs

Er bedient sich in seinen Rechnungen des Hertzschen Vektors Π , der die Maxwell'schen Gleichungen befriedigen muß. Unter der Annahme, daß die harmonischen Erdstromvariationen innerhalb eines tafelförmigen Gebietes in einer Richtung X stattfinden, können die Komponenten des Hertzschen Vektors längs der zur X -Richtung senkrechten Y - und Z -Richtung gleich Null gesetzt werden. Π_x hängt dann nur von z und T ab, und es gelten im elektromagnetischen Maßsystem die Gleichungen

$$\begin{aligned} \Delta \Pi_x + 4\pi\sigma \Pi_x &= 0 \\ H_y &= 4\pi\sigma \frac{\partial \Pi_x}{\partial z} & H_x = H_z &= 0 \\ E_x &= 4\pi\sigma\omega i \Pi_x & E_y = E_z &= 0 \end{aligned}$$

wobei die sich ändernden Größen von der Zeit durch den Faktor $e^{-i\omega t}$ abhängen. In diesem Fall ist E_x proportional Π_x , und man kann E_x als Hertzschen Vektor wählen. Damit erscheinen als Differentialgleichungen für E_x

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + 4\pi\sigma i E_x &= 0 \\ H_y &= -\frac{i}{\omega} \frac{\partial E_x}{\partial z} \end{aligned}$$

Diese Gleichungen werden in den einzelnen Schichten durch einen allgemeinen Ansatz folgenden Typs gelöst:

$$E_x = \bar{A} e^{a\sqrt{\sigma}z} + \bar{B} e^{-a\sqrt{\sigma}z} \quad a = 2\pi \sqrt{\frac{2}{T}} e^{-\frac{i\pi}{4}}$$

\bar{A}, \bar{B} Konstante σ Schichtleitfähigkeit

Unter Beachtung der Stetigkeitsbedingungen von E_x und H_y an den Grenzflächen der Schichten kann man das Amplitudenverhältnis $\frac{|E_x|}{|H_y|}$ und die entsprechenden Phasenbeziehungen $\varphi_{E_x} - \varphi_{H_y}$ an der Erdoberfläche als Funktion der Tiefe der Schichten, deren Leitfähigkeit und der Periode der Variationen angeben.

$$A = \frac{|E_x|}{|H_y|} = f_1(\sigma_i, D_i, T) \quad \psi = \varphi_{E_x} - \varphi_{H_y} = f_2(\sigma_i, D_i, T) \quad i = 1, 2, \dots$$

σ_i Leitfähigkeit in der i -ten Schicht

D_i Mächtigkeit der i -ten Schicht

T Periode der Variationen

Man hat also in zwei zueinander senkrechten Richtungen die Variationen von E und H aufzunehmen und kann dann unter harmonischer Analyse der Aufzeichnungen die Amplitudenverhältnisse und Phasenbeziehungen als Funktion der Periode ermitteln und graphisch auftragen. Nach Art der Auswertung von Gleichstromtiefensondierungen vergleicht man nunmehr die experimentell ermittelten Kurven mit den für den Zwei- und Dreischichtenfall vorliegenden Testkurven (A - T -Kurve und ψ - T -Kurve), deren Parameter die wahren Leitfähigkeitswerte und Tiefen der Schichten festlegen. Diese Auswertemethode läßt sich nach Bedarf bis zum n -Schichtenfall erweitern.

An die tellurischen Ströme wird hierbei nur die Anforderung der Gleichmäßigkeit gestellt, die erfahrungsgemäß gesichert ist. Man braucht keine Voraussetzungen über die Quellen dieser Ströme zu machen. Sie können über oder unter der Erde liegen. So wirken sich u. a. die in der noch eingehender zu besprechenden tellurischen Methode gefürchteten industriellen Ströme nicht schädlich aus, da sie eine hinreichende Gleichmäßigkeit besitzen, um den Erfordernissen der magneto-tellurischen Methode gerecht zu werden.

Experimentelle Ergebnisse der magneto-tellurischen Methode sind meines Wissens noch nicht veröffentlicht worden. Doch dürfte die experimentelle Aufnahme der magneto-tellurischen Komponenten keine Schwierigkeiten bieten, solange man nicht die relativ hohen Frequenzen um 1 Hz erfassen will. Die entsprechend zu den tellurischen Variationen auftretenden Amplituden der magnetischen Variationen erreichen dann nur Werte um $1/100 \gamma$, wie aus Bild 11 ersichtlich ist. Die elektrischen Variationen nimmt man mit einer normalen Erdstromapparatur auf. Die Registrierung der magnetischen Variationen dürfte dagegen in der erforderlichen Genauigkeit nur mit einem auf dem Prinzip der Förstersonde arbeitenden Gerät gelingen.

Ein Nachteil dieser Methode liegt darin, daß man die Frequenzen nicht in der Hand hat, sondern sich immer nur auf den von der Natur dargebotenen Fre-

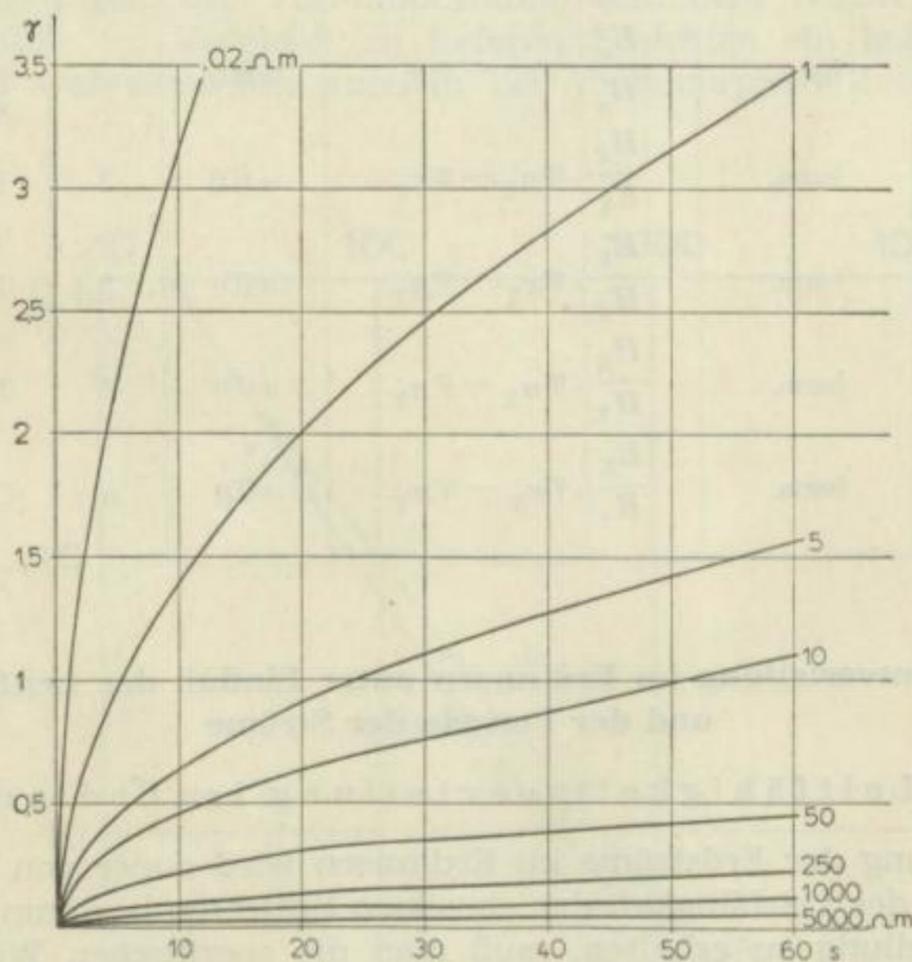


Bild 11. Die bei Erdstromänderungen von 1 mV auftretenden magnetischen Variationen in Abhängigkeit von der Bodenleitfähigkeit und der Periode, gezeichnet nach CAGNIARD [10]

quenzbereich beschränken muß, der zu bestimmten Zeiten oft eine ziemliche Erhaltungstendenz zeigen kann.

1.442.3 Die vorhergehenden Abschnitte haben gezeigt, daß man mittels der Analyse des elektromagnetischen Feldes an der Erdoberfläche in der Lage ist, elektrische Tiefensondierungen durchzuführen, wobei die elektromagnetische Eindringtiefe mit $p = \frac{1}{2\pi} \sqrt{10 \varrho T}$ anzusetzen ist, wenn man ϱ in Ωm und T in s angibt.

Die dazu verwendeten Verfahren unterscheiden sich in den Komponenten, die sie zur Auswertung benutzen. In der folgenden Tabelle 1 sind die verschiedenen Verfahren unter diesem Gesichtspunkt nochmals zusammengestellt.

Tabelle 1

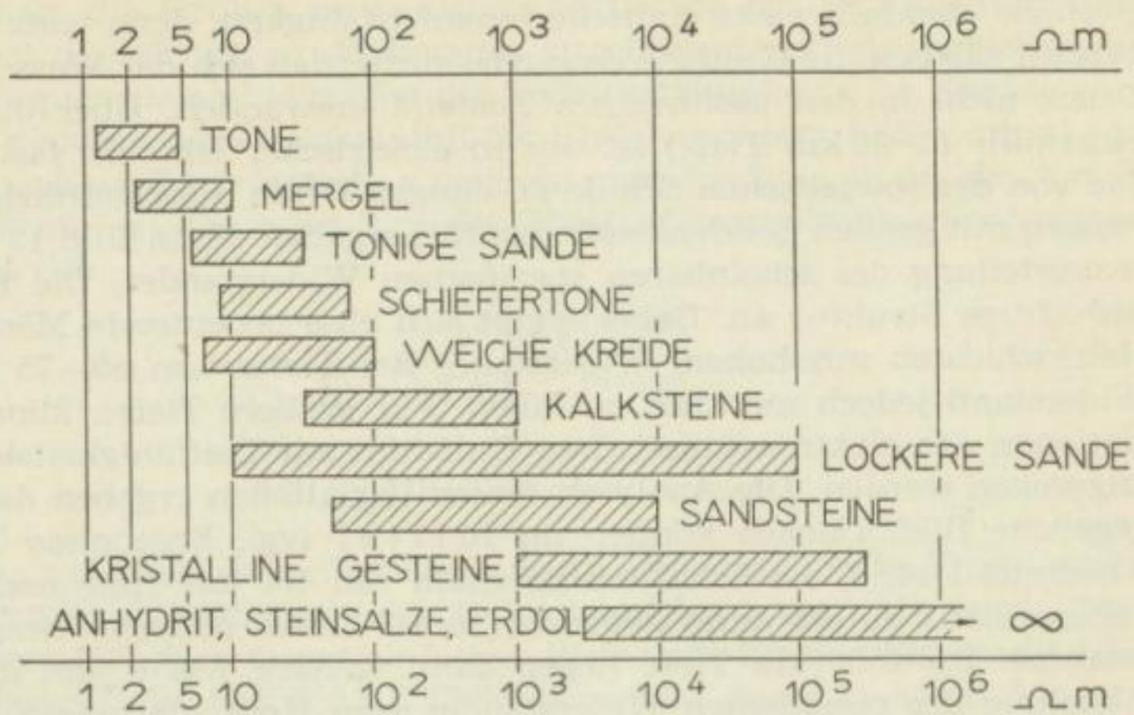
Experimentell aufgenommene Elemente	Analyse	Diagnostische Elemente	Resultat	Schichten	Autor
H	sphär. harm.	$\frac{V_{H_a}}{V_{H_i}}, \varphi_{V_{H_a}} - \varphi_{V_{H_i}}$	$\sigma(D)$	2	CHAPMAN, [11] PRICE, RIKITAKE [36]
E_x, H_y	sphär. harm.	$\frac{E_x}{H_y}, \varphi_{E_x} - \varphi_{H_y}$	$\sigma(D)$	2	RIKITAKE [36]
E_x, H_y	harm.	$\frac{E_x}{H_y}, \varphi_{E_x} - \varphi_{H_y}$	$\sigma(D)$	2	KATO, KIKUCHI [18]
H_z, E_x	harm.	$\frac{H_z}{E_x}, \varphi_{H_z} - \varphi_{E_x}$	$\sigma(D)$	2	TICHONOV [49]
E_x, H_y	harm.	$\frac{E_x}{H_y}, \varphi_{E_x} - \varphi_{H_y}$	$\sigma(D)$	2	TICHONOV [49]
H_x, H_y	harm.	$\frac{H_x}{H_y}, \varphi_{H_x} - \varphi_{H_y}$	$\sigma(D)$	2	TICHONOV [49]
E_x, H_y	harm.	$\frac{E_x}{H_y}, \varphi_{E_x} - \varphi_{H_y}$	$\sigma(D)$	n	CAGNIARD [10]

1.5 Die Stromverteilung im Erdinnern unter Einfluß der Leitfähigkeit und der Periode der Ströme

1.51 Die Leitfähigkeitsverteilung im Erdinnern

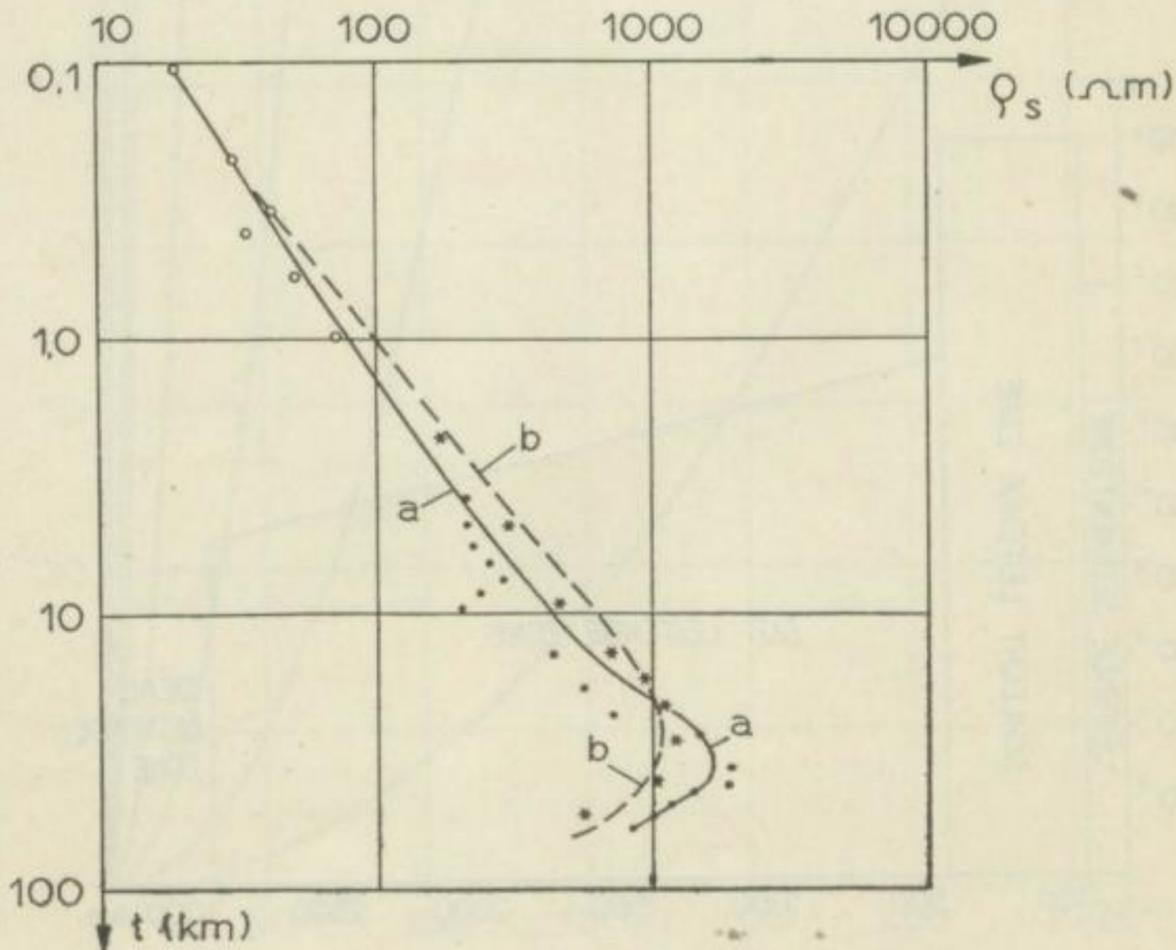
Die Verteilung der Erdströme im Erdinnern wird außer von deren Periode wesentlich von der Leitfähigkeit der einzelnen Schichten bestimmt. Um ein Bild der Stromverteilung zu erhalten, muß man die spezifischen Widerstände des Untergrundes angenähert kennen. Durch künstliche elektrische Tiefensondierungen kann man verhältnismäßig leicht die Leitfähigkeiten der obersten Krustenschichten bestimmen. Die dabei gefundenen Werte sind in Bild 12 graphisch dargestellt. Die natürlichen Gewässer (Meere, Seen, Flüsse, unterirdische Quellen

Bild 12
Leitfähigkeiten
der
Krustengesteine



u. a.) sind Lösungen der verschiedensten Verbindungen, in erster Linie Salzlösungen. Das Leitvermögen der Wasserhülle ($\rho \sim 1 \Omega m$) hat deshalb hauptsächlich ionenartigen elektrolytischen Charakter. In vielen Gebieten, wo die Sand-Tonablagerungen der Formationshülle besonders feucht sind, hat die obere Schichthülle im Vergleich zu tieferen Schichten ein hohes Leitvermögen. Hier und wahrscheinlich auch in der metamorphen Zone besitzen die

Bild 13
Die Verteilung
des scheinbaren
spezifischen Wi-
derstandes im
tieferen Krusten-
niveau für ver-
schiedene Orte
der Sowjetunion,
umgezeichnet n.
KRAJEV [21]
a nach der
Dipolmethode
b nach der Vier-
punktmethode
bestimmt



Gesteine ebenfalls elektrolytische Ionenleitfähigkeit, denn trotz der hohen Temperatur bleiben die Gesteine dadurch feucht, daß sich das Wasser bei dem hohen Druck nicht in den gasförmigen Zustand umwandelt. Über die dann folgende Simahülle (> 30 km Tiefe) ist uns in elektrischer Hinsicht fast nichts bekannt. Die von der sowjetischen Schule an einigen Orten durchgeführten Tiefensondierungen mit großen Sondenabständen [21] ergaben die in Bild 13 dargestellte Tiefenverteilung des scheinbaren spezifischen Widerstandes. Die Kurve zeigt eine 3schichtige Struktur an. Dabei ergibt sich eine bedeutende Mächtigkeit der Gesteinsschichten mit hohem Widerstand. Bei Tiefen um 50—75 km beginnt der Widerstand jedoch merklich zu fallen. Für größere Tiefen können nur die Variationen des elektromagnetischen Erdfeldes zur Leitfähigkeitsbestimmung herangezogen werden. Die Analysen dieser Variationen ergaben das in Bild 14 angegebene Bild. Danach können im Mittel (vgl. Ergebnisse TICHONOVs im Abschnitt 1.442.1) die Schichten oberhalb von 400 km Tiefe noch als hochohmig gelten relativ zu der dann folgenden, um 3 Zehnerpotenzen besser leitenden Innenzone. Bis 1500 km Tiefe liegen dann weitere Werte vor, die eine ständige Abnahme des spezifischen Widerstandes zum Kern hin zeigen. Größere Tiefen können noch nicht experimentell erschlossen werden, aber auf Grund atomphysikalischer Annahmen schließt man auf eine Leitfähigkeit von 10^{-4} em. cgs = 10^7 (Ωm) $^{-1}$ im Erdkern.

1.52 Skineffekt und elektromagnetische Eindringtiefe

Bei den vom elektromagnetischen Erdfeld induzierten Erdströmen tritt die Erscheinung des Skineffektes auf, wonach sich die in einem plattenförmigen Leiter induzierte Stromdichte nach der Formel

$$j(z) = e^{-z\sqrt{2\pi\sigma\omega}} \cos(\omega t - z\sqrt{2\pi\sigma\omega})$$

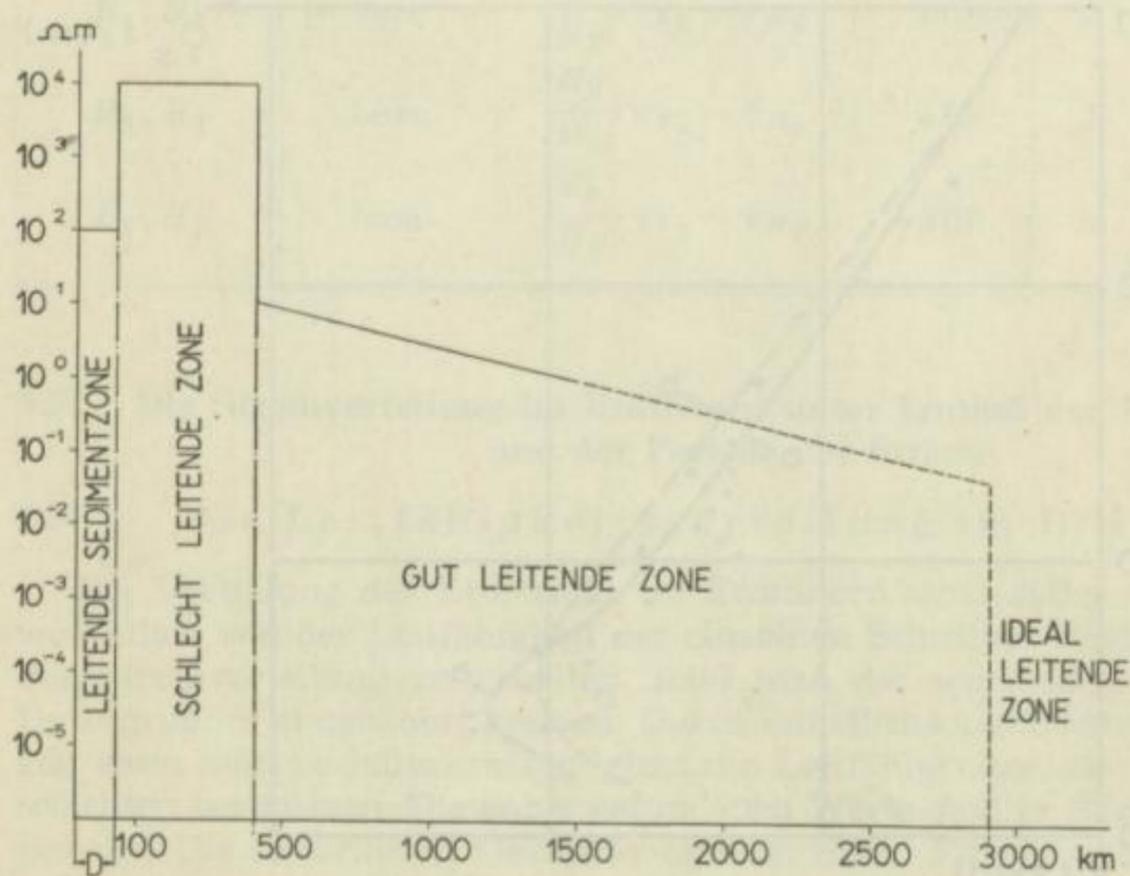


Bild 14
Tiefenabhängigkeit des spezifischen Widerstandes

verteilt, wenn man alle Größen in elektromagnetischen cgs-Einheiten einsetzt. Der Strom j wird danach um so stärker mit zunehmender Tiefe z geschwächt, je höher seine Frequenz ω und je größer die Bodenleitfähigkeit σ ist. Ebenso wird die Phase in der gleichen Abhängigkeit mit der Tiefe verzögert. Unter der elektromagnetischen Eindringtiefe p versteht man die Tiefe, in der die Amplitude der Stromdichte auf den e-ten Teil der Oberflächenamplitude abgenommen hat. Dabei ergibt sich

$$p = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma\omega}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{T^{[\text{em. cgs}]}}{\sigma^{[\text{em. cgs}]}}} \quad \text{oder}$$

$$p = \frac{[\text{km}]}{2\pi} \sqrt{10 \varrho^{[\Omega \text{ m}]} T^{[\text{s}]}}$$

Bild 15 zeigt die erforderlichen Perioden, wenn eine bestimmte Eindringtiefe bei einer bestimmten Leitfähigkeit der Bodenschichten angestrebt wird. Diese Beziehungen gelten jedoch in dieser einfachen Weise nur für den Einschichtenfall und für eine ebene Erde. RIKITAKE [36] behandelte den Skineneffekt für eine mehrschichtige Erde und konnte so die relative Stromverteilung für die verschiedenen elektromagnetischen Variationen im Erdinnern angeben. Eine Zusammenfassung seiner Ergebnisse zeigen Bild 16 und Bild 17. Dabei ist die RIKITAKEsche Leitfähigkeits-Tiefenverteilung zugrunde gelegt. Außerdem sei angenommen, daß die Erde bis 5 km Tiefe (in Wirklichkeit örtlich sehr variabel) von

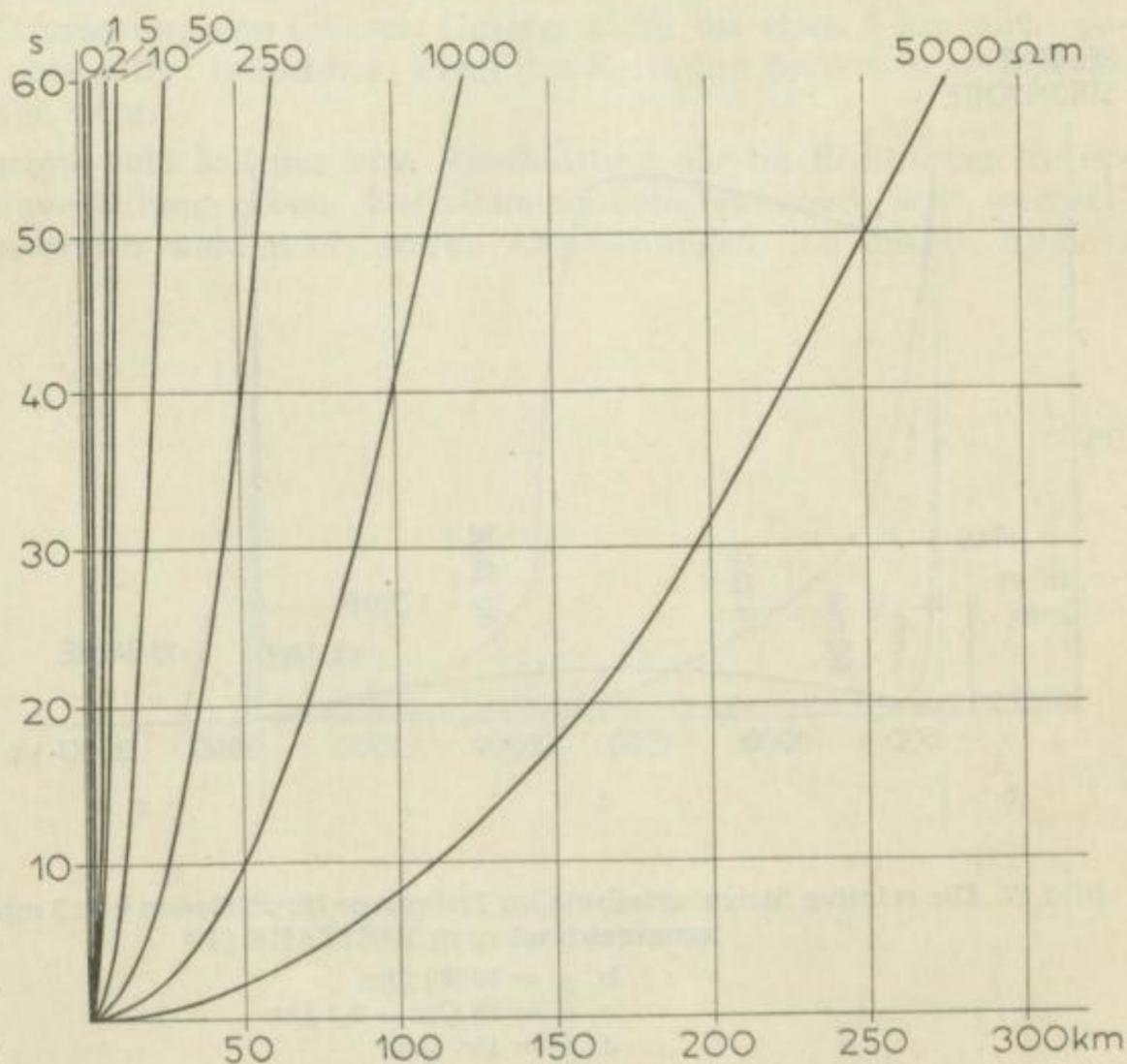


Bild 15
Elektromagnetische Eindringtiefe u. Periode, gezeichnet nach CAGNIARD [10]

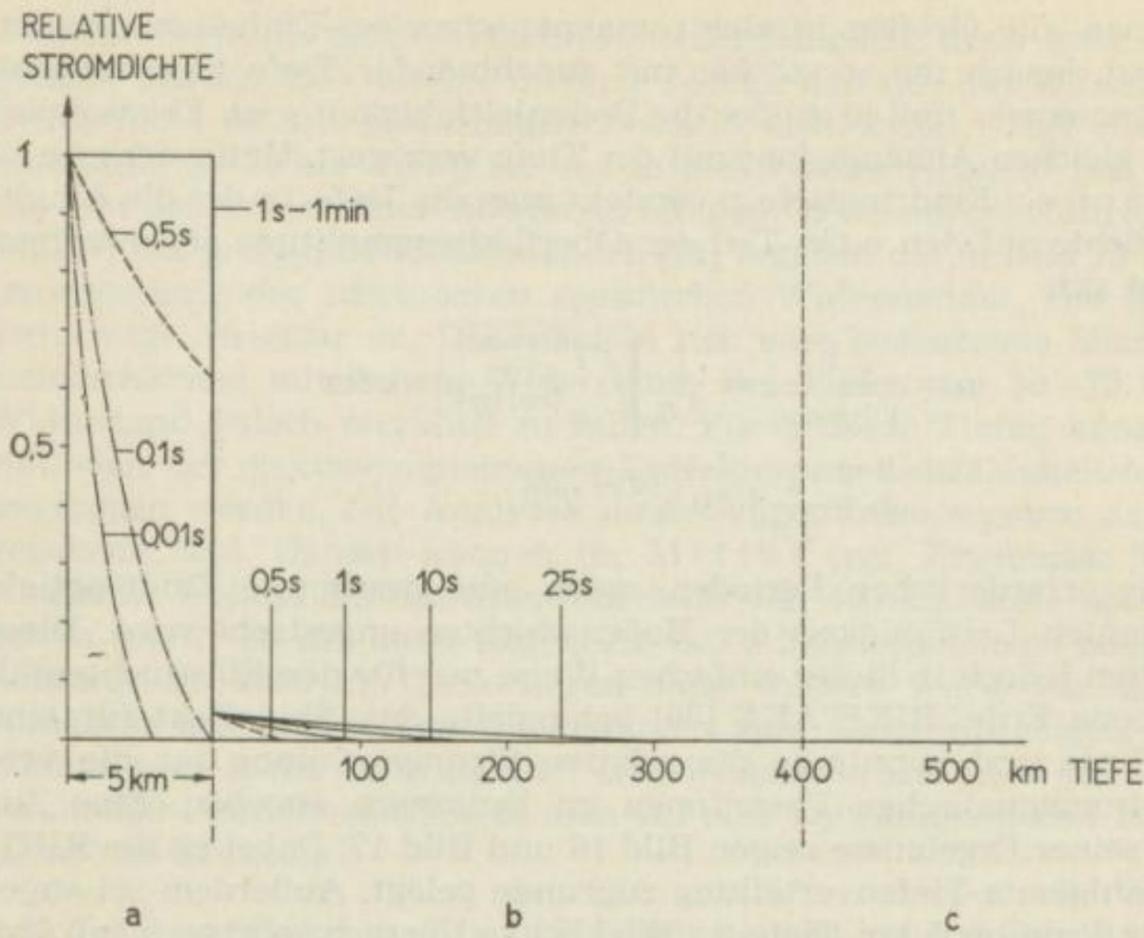


Bild 16
Die relative Stromverteilung im Erdinnern für Perioden von 0,01 s bis 1 min, umgezeichnet n. RIKITAKE [36]
a $\rho = 100 \Omega\text{m}$
b $\rho = 10000 \Omega\text{m}$
c $\rho = 10 \Omega\text{m}$ bis $0,1 \Omega\text{m}$

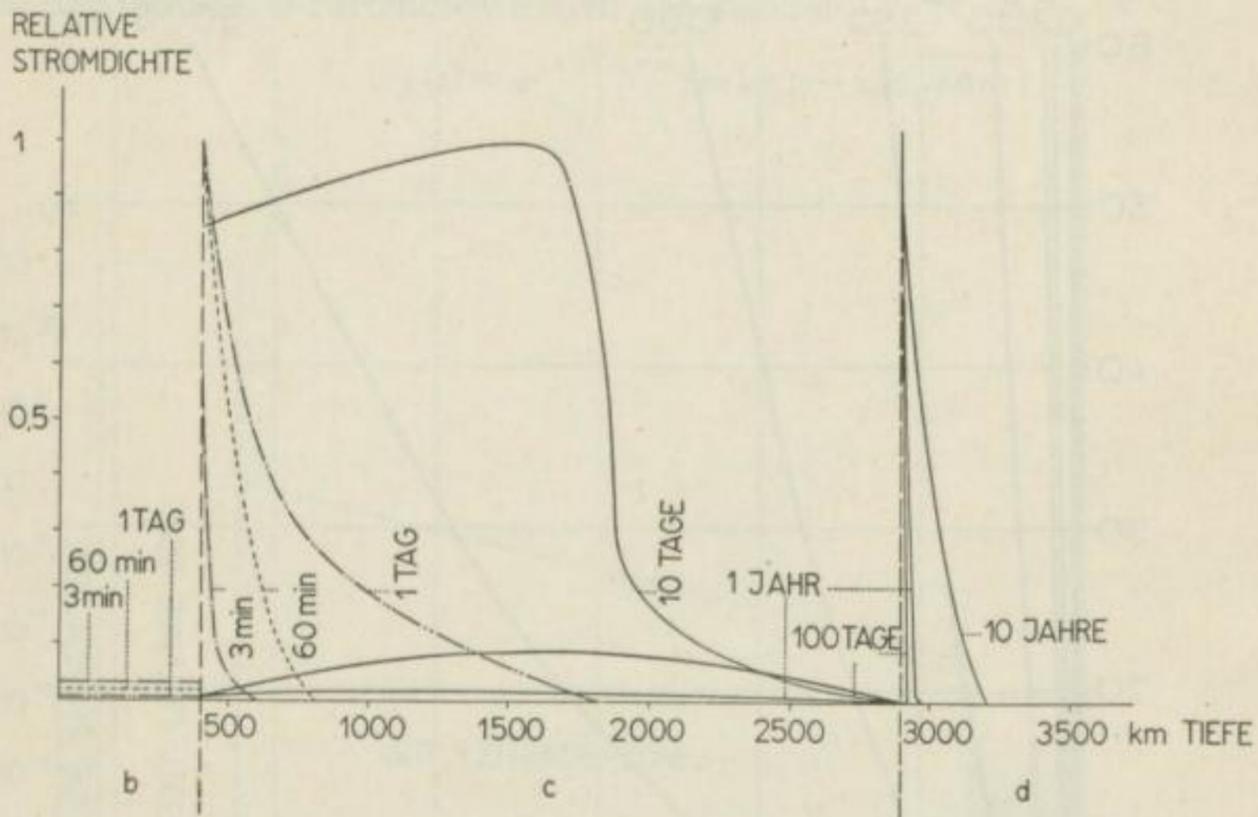


Bild 17. Die relative Stromverteilung im Erdinnern für Perioden von 3 min bis 10 Jahre, umgezeichnet nach RIKITAKE [36]
b $\rho = 10000 \Omega\text{m}$
c $\rho = 10 \Omega\text{m} - 0,1 \Omega\text{m}$
d $\rho = 10^{-7} \Omega\text{m}$

einer gut leitenden Sedimentschicht ($\rho \sim 100 \Omega \text{m}$) umhüllt ist, die auf der kristallinen Schale ($\rho \sim 10\,000 \Omega \text{m}$) liegt. Aus der Darstellung ist ersichtlich, daß der Hauptteil der Ströme der sonnentäglichen Variation erst unterhalb von 400 km Tiefe fließt und in 2000 km Tiefe seinen geringsten Wert hat. Die Ströme der Baistörungen erreichen schon in 500 km Tiefe die Stromdichte Null. Hinsichtlich der ganz langperiodischen Variationen ($T > 10$ Tage) zeigt Bild 17, daß diese unmittelbar an der Kerngrenze ihren größten Wert erreichen, dann aber sehr schnell auf Null abfallen, weil der ideal leitende Kern ein weiteres Eindringen verhindert. Ströme mit Perioden kleiner als etwa 1 min fließen — wie die Rechnungen RIKITAKEs ergeben — fast nur in der gut leitenden Sedimentschicht (Bild 16). Die Stromdichte im Sedimentbereich verhält sich dabei zur Stromdichte im Kristallin an der Grenzfläche etwa umgekehrt wie die Leitfähigkeit im Sedimentbereich und im Kristallin. Dabei sei betont, daß die Ströme mit Perioden oberhalb von 1 s in unserem angenommenen Sedimentbereich keinen Skineneffekt, d. h. keine Stromdichteabnahme mit der Tiefe, zeigen, sondern daß erst im Kristallin die Stromdichte sehr langsam auf Null zurückgeht. Damit erscheinen für Untersuchungen des Sedimentbereiches, wie sie in der angewandten Geophysik angestrebt werden, Perioden von 1 s bis 1 min (Oszillationen + Pulsationen) am besten geeignet. Es liegen dann etwa dieselben Verhältnisse vor, wie sie eintreten, wenn ein homogenes Gleichstromfeld bis zur Tiefe des Kristallins angelegt wird. Stromdichteänderungen werden dann nur durch elektrische oder strukturelle Inhomogenitäten im Sedimentbereich verursacht und spiegeln sich in den Oberflächenwerten wider. Variationen mit Perioden unter 1 s zeigen im Sedimentbereich eine Abnahme der Stromdichte mit der Tiefe und sind für die Aufgaben der Erforschung des tieferen Untergrundes bis etwa 5 km nicht geeignet. Sie sind aber sofort brauchbar, wenn das Kristallin bereits in geringeren Teufen angetroffen wird.

Das hier gezeigte Bild soll nur eine Abschätzung der im Erdinneren zu erwartenden Stromverteilung geben. Vor allem in dem tektonisch sehr wechselhaften Sedimentbereich werden oft starke Abweichungen von diesem Schema auftreten.

Das Grundprinzip der tellurischen Methode

In Abschnitt 1.332.3 wurde berichtet, daß sich die kurzperiodischen Variationen über weite Gebiete nach gleichen Gesetzmäßigkeiten zeitlich ändern. Vergleichsmessungen haben ergeben, daß die Zusammenhänge immer deutlicher und straffer werden, je näher die Vergleichsstationen zusammenrücken. So gut die Übereinstimmung in der Form der Pulsationen und Oszillationen ist, so schlecht ist sie meist in der Amplitude entsprechender Pulsationen und Oszillationen. Es ist naheliegend, diese örtlichen Amplitudenverschiedenheiten auf Änderungen in den geologischen Untergrundsverhältnissen zurückzuführen, die primären induzierenden Felder über weite Gebiete aber als homogen anzusehen.

In Abschnitt 1.52 wurde gezeigt, daß sich die Erdströme mit Perioden von 1 s bis 1 min vornehmlich im Sedimentbereich ausbreiten, wobei der Skineffekt zu vernachlässigen ist. Im einfachsten Fall einer homogenen und isotropen Sedimentschicht fließen dann die Ströme in einer Art „Stromlinienpaket“ parallel zur Erdoberfläche, wobei zu einem gewissen Zeitpunkt überall die gleiche Stromdichte herrscht (Bild 18). Die Parallelität des Stromflusses zur Erdoberfläche ist

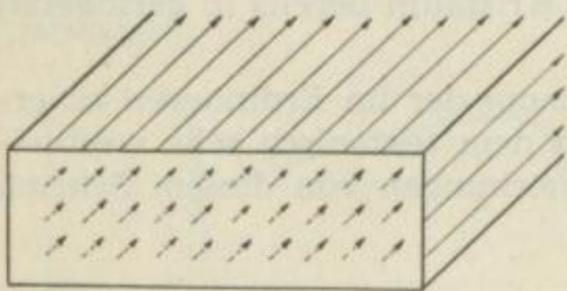


Bild 18. Die Verteilung der tellurischen Stromdichte in einem homogenen Untergrund

deshalb zu fordern, weil wegen der isolierenden Wirkung der Luft ein unter beliebigem Winkel gegen die Erdoberfläche gerichteter Strom seinen Weg in der alten Richtung nicht fortsetzen könnte. Es bleibt gewissermaßen nur der Ausweg einer horizontalen Stromausbreitung. Ein solcher in elektrischer Hinsicht vollkommen homogener und horizontal auf dem Kristallin aufliegender Sedimentbereich kommt in der Natur kaum vor. Die Erdrinde weist sowohl in vertikaler als auch in horizontaler Richtung Inhomogenitäten auf. Letztere können bedingt sein durch fazielle

Veränderungen in der petrographischen Zusammensetzung der Gesteine, durch tektonische Störungen, durch schwankende Mächtigkeit der sedimentären Ablagerungen, durch verschiedene hydrogeologische Bedingungen, durch große Leitfähigkeitsänderungen zwischen Festland und Meer usw. Unter dem Einfluß dieser Inhomogenitäten herrscht dann keineswegs mehr in jedem Punkt dieselbe Stromdichte und Stromrichtung. Jede Veränderung der Stromdichte im Untergrund aber prägt sich in einer Änderung des Potentialfeldes der Erdströme an der Erdoberfläche aus.

Wäre das tellurische Feld zeitlich konstant, so würde seine Ausmessung keine großen Schwierigkeiten bieten. Man würde einfach in den einzelnen Punkten in zwei zueinander senkrechten Richtungen die Komponenten des tellurischen Feldes registrieren und daraus die Intensitäten und Richtungen der Feldvektoren

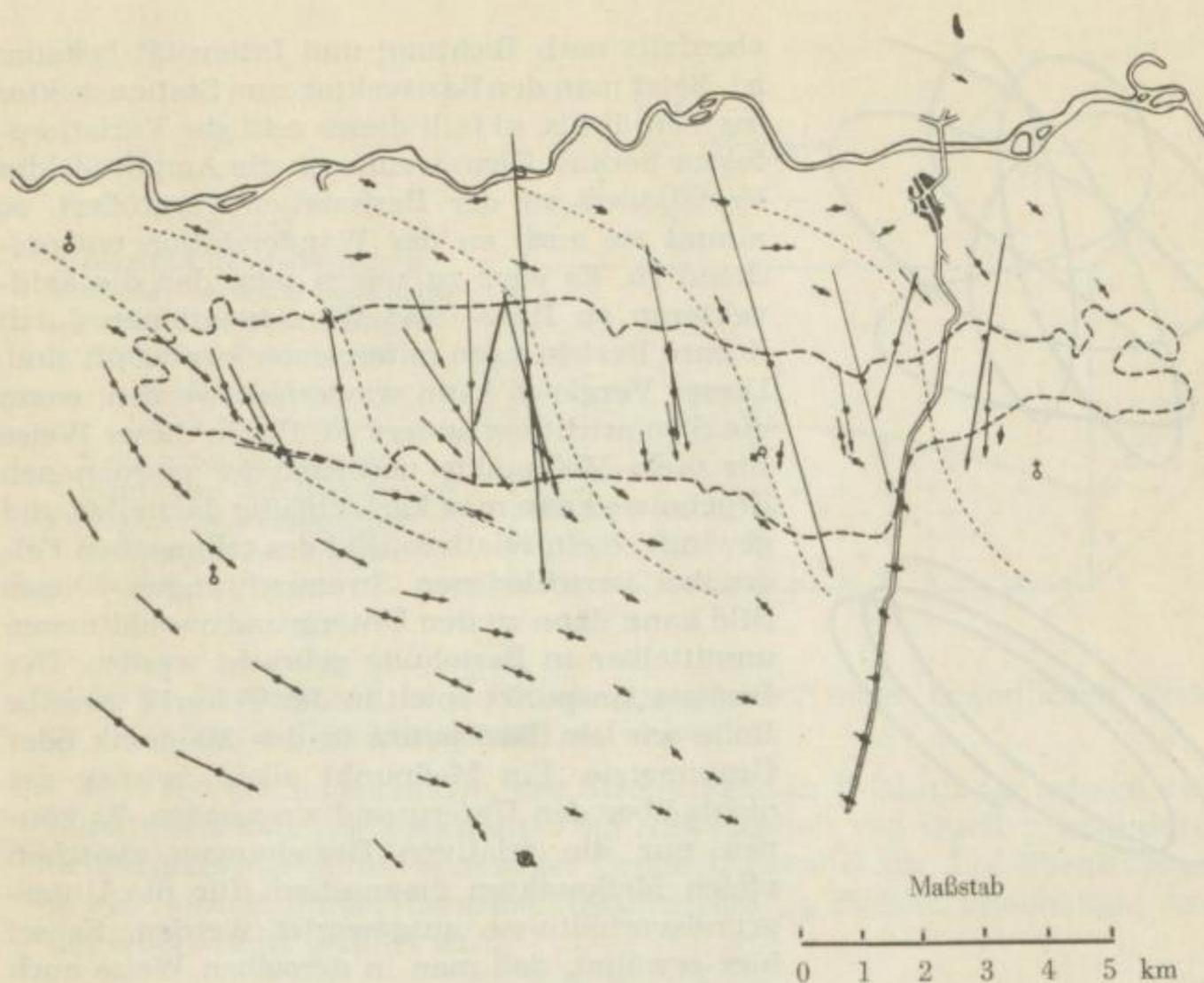


Bild 19. Die Verteilung der tellurischen Feldvektoren für einen bestimmten Augenblick über einer hochohmigen Aufwölbung nach SCHLUMBERGER [46]

- — — — — Umriß der hochohmigen Aufwölbung
- Stromlinien
- Feldvektoren

ermitteln (Bild 19). Bekanntlich sind die tellurischen Ströme aber zeitlich weder in Richtung noch in Intensität konstant. Bild 20 zeigt Diagramme von kurzperiodischen Erdstromvariationen während eines Zeitintervalles von 2 min. Man könnte diese Art von Strömen künstlich hervorrufen, wenn man zwei Elektroden mit unendlich großem Abstand in den Boden einsetzen würde und sie ständig in anderer Azimutlage unter beliebiger Änderung der Stromstärke halten würde. In Abschnitt 1.42 wurde darauf hingewiesen, daß die tellurischen Ströme als quasistationär aufzufassen sind. Zu einem bestimmten Zeitpunkt haben sie deshalb vollkommen die Eigenschaft von Gleichströmen. Man kann also Gleichstromverhältnisse für die Auswertung benutzen, wenn man das tellurische Feld für einen bestimmten Zeitpunkt überall festlegen könnte. Dazu wäre eine große Anzahl gleichzeitig registrierender Meßstationen nötig. Will man dies umgehen, so muß man die zeitlichen Variationen von den örtlichen Feldänderungen trennen, die allein für die Korrelationen mit dem Untergrund von Interesse sind. Dieses Problem wird so gelöst, daß man Richtung und Intensität des tellurischen Feldes an den einzelnen Meßpunkten ermittelt, während der tellurische Vektor an einer gleichzeitig registrierenden festen Basisstation

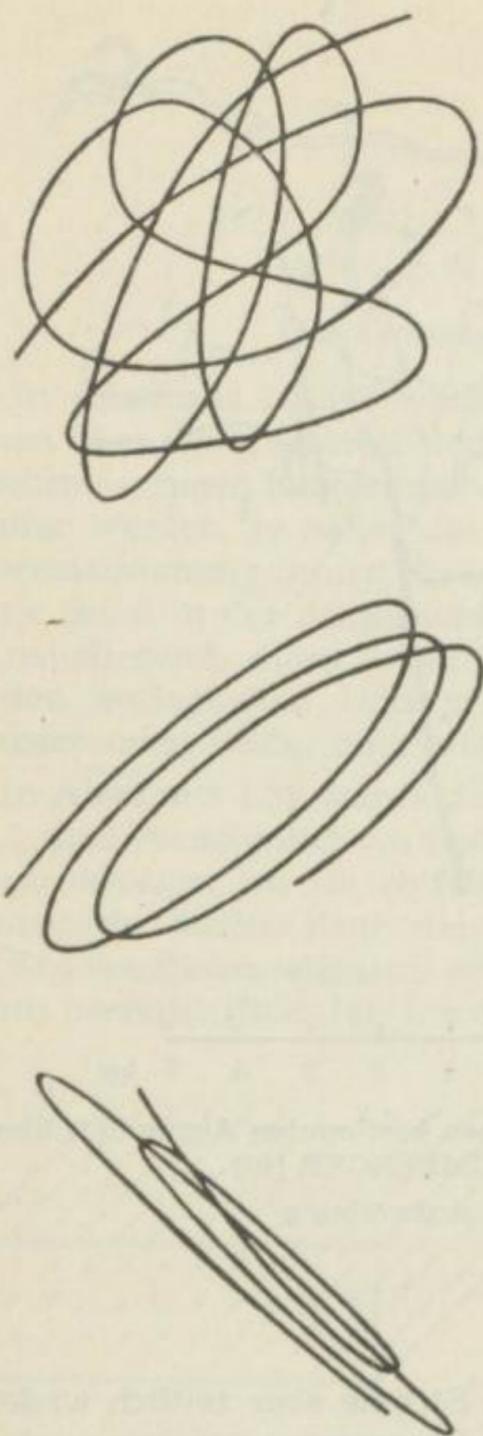


Bild 20
Vektordiagramme kurzperiodischer Erdströme während eines Zeitintervalls von 2 min
nach MIGAUX [30]

ebenfalls nach Richtung und Intensität bekannt ist. Setzt man den Basisvektor zum Stationsvektor ins Verhältnis, so fällt dieser zeitliche Variationsfaktor heraus. Denn wenn sich die Amplitude der Variationen an der Basisstation vergrößert, so nimmt sie auch an der Wanderstation entsprechend zu. Es wird zu zeigen sein, daß die Feldvektoren an Basis- und Wanderstationen durch lineare Beziehungen miteinander verknüpft sind. Dieser Vergleich kann wiederholt werden, wenn die Stromrichtung anders ist. Die in dieser Weise für viele Meßpunkte nacheinander gewonnenen Ergebnisse kann man kartenmäßig darstellen und gewinnt so ein relatives Bild des tellurischen Feldes bei verschiedenen Stromrichtungen. Dieses Bild kann dann zu den Untergrundsverhältnissen unmittelbar in Beziehung gebracht werden. Der Basisstationspunkt spielt in der Tellurik dieselbe Rolle wie ein Basispunkt in der Magnetik oder Gravimetrie. Ein Meßpunkt allein vermag gar nichts über den Untergrund auszusagen. Es können nur die relativen Beziehungen zwischen vielen Meßpunkten diagnostisch für die Untergrundsverhältnisse ausgewertet werden. Es sei hier erwähnt, daß man in derselben Weise auch eine Registrierung des magnetischen Variationsfeldes der Erdströme für Rückschlüsse auf die Untergrundsverhältnisse heranziehen könnte. Hierfür scheint besonders die Aufnahme der Z -Komponente geeignet zu sein, wie neuere Untersuchungen von RIKITAKE [39], BURKHART [9], WIESE [58] u. FLEISCHER [14] an Baistörungen ergaben. So zeigt sich z. B. gegenüber einem ähnlichen Gang von ΔD und ΔH an den europäischen Stationen ein Wechsel des Vorzeichens von ΔZ zwischen Nord- und Südstationen. Dafür wird nach FLEISCHER [14] ein in der Höhe von Bremen von Osten nach Westen in etwa 85 km Tiefe fließender Linienstrom (1500 A) verantwortlich gemacht.

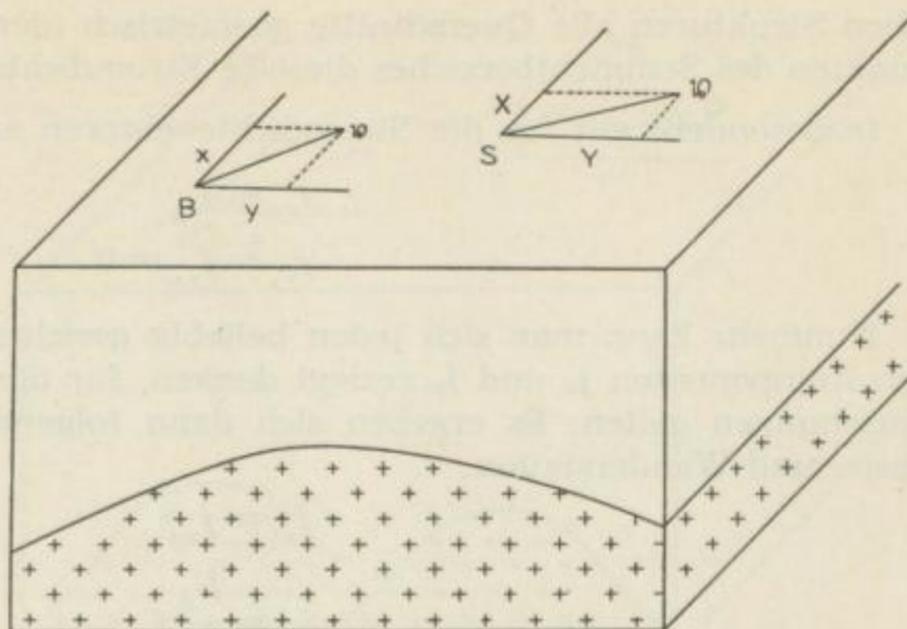
2.2 Beziehungen zwischen den Feldvektoren an Basis- und Wanderstationen

2.21 Zweischichtenfall

2.211 Zylindrische Strukturen

In den weiteren Betrachtungen soll zunächst vom „Idealfall“ der tellurischen Methode ausgegangen werden. Dabei liegt eine Sedimentschicht endlicher Leitfähigkeit σ_s über einem hochohmigen — z. B. kristallinen — Sockel mit der Leitfähigkeit $\sigma_k \ll \sigma_s$ (Bild 21). Die Strukturen sollen zylindrisch sein, d. h. eine

Bild 21
 Idealfall der tellurischen
 Methode: Leitende Sediment-
 schicht über hochohmigem
 zylindrischem Sockel
 B Basisstation
 S Wanderstation
 ∇ Vektor des Potentialgra-
 dienten an der Basis-
 station
 \mathfrak{B} Vektor des Potentialgra-
 dienten an der Wan-
 derstation



endliche Erstreckung in Y -Richtung gegenüber einer unendlichen Erstreckung in X -Richtung (Streichrichtung) aufweisen.

Vorerst sei angenommen, der Strom fließe in Y -Richtung. Infolge der Kontinuitätsgleichung der Elektrizität bei Abwesenheit von Quellen muß durch einen beliebigen Querschnitt konstanter Breite D parallel zur X - Z -Ebene bis zur Tiefe h des Sockels immer derselbe Gesamtstrom J_y fließen, unabhängig davon, wo der Querschnitt geführt wird.

$$J_y = \int_0^h \int_0^D j_y dz dx = \text{const} \quad (1)$$

Wie man durch Modellversuche [52] und an Hand der mit der Methode der konformen Abbildung durchgerechneten Beispiele zeigen kann, ist die Stromdichte dann von der Tiefe unabhängig, wenn die Strukturneigungen nicht größer als 30° sind. Dann ist

$$h_1 j_{y_1} D = h_2 j_{y_2} D = \dots = h_n j_{y_n} D \quad (2)$$

Insbesondere gilt für die Vektoren der Stromdichte an der Basisstation B und der Wanderstation S

$$h_B j_{y_B} = h_S j_{y_S} \quad j_{y_S} = \frac{h_B}{h_S} j_{y_B} \quad (3)$$

$$j_{x_S} = j_{x_B} = 0$$

Nehmen wir nunmehr an, der Strom fließe in X -Richtung. Dann folgt, daß durch einen Querschnitt konstanter Breite D' parallel zur Y - Z -Ebene bis zur Tiefe des Sockels überall derselbe Gesamtstrom J_x fließt, unabhängig davon, wo der Querschnitt geführt wird.

$$J_x = \int_0^h \int_0^{D'} j_x dz dy = \text{const} \quad (4)$$

Auch hier darf man in jedem Punkt dieselbe Stromdichte annehmen, wenn die Strukturneigungen geringer als 30° sind. Da in diesem Fall wegen der zylindri-

schen Strukturen alle Querschnitte geometrisch identisch sind, herrscht in allen Punkten des Sedimentbereiches dieselbe Stromdichte j_x .

Insbesondere gilt für die Stromdichtevektoren an Basis- und Wanderstation

$$\begin{aligned} j_{xS} &= j_{xB} \\ j_{yS} &= j_{yB} = 0 \end{aligned} \quad (5)$$

Nunmehr kann man sich jeden beliebig gerichteten Stromfluß in seine beiden Komponenten j_x und j_y zerlegt denken, für die dann die eben abgeleiteten Beziehungen gelten. Es ergeben sich dann folgende Zusammenhänge zwischen Basis- und Wanderstation:

$$\begin{aligned} j_{xS} &= j_{xB} \\ j_{yS} &= \frac{h_B}{h_S} j_{yB} \end{aligned} \quad (6)$$

Wegen $j = \sigma E$ und $\sigma = \text{const}$ gilt dann mit den im folgenden benutzten Abkürzungen

$$\begin{aligned} E_{xS} &= X & E_{xB} &= x \\ E_{yS} &= Y & E_{yB} &= y \\ X &= x \\ Y &= \frac{h_B}{h_S} y \end{aligned} \quad (7)$$

Die Komponenten des tellurischen Feldes im Punkt S der Wanderstation hängen linear von den entsprechenden Komponenten der Basisstation ab, wobei als Koeffizienten Parameter des Untergrundes auftreten. Da sich die vier Komponenten x, y, X, Y experimentell ermitteln lassen, gestattet die Gleichung (7) die Berechnung der relativen Form der Sockelstruktur senkrecht zum Streichen.

2.212 Unzylindrische Strukturen

Liegt eine Sockelstruktur mit beliebigen Konturen vor, so lassen sich die Verhältnisse nicht so einfach überschauen. Die Stromdichte kann dann örtlich sowohl in ihrer X - als auch in ihrer Y -Komponente sehr verschieden sein und hängt ganz von den speziellen Untergrundsbedingungen ab. Quantitative Beziehungen zwischen unzylindrischen Untergrundsstrukturen und der Größe der Stromdichte an der Erdoberfläche sind bisher mittels der Potentialtheorie nur für einige Randbedingungen besonderer geometrischer Symmetrie gegeben worden. Werden die Strukturen komplizierter, so kann man die Lösungen meist nicht mehr in einfacher Weise darstellen.

Die Zusammenhänge zwischen den Feldvektoren an Basis- und Wanderstationen lassen sich aber ohne Kenntnis der speziellen exakten Lösung des Potentialproblems ganz allgemein herleiten. Betrachten wir dazu für eine bestimmte Stromrichtung die beiden Vektoren der Stromdichte an Basis- und Wanderstation (Bild 22). Sie können infolge des komplexen Charakters des Untergrundes sowohl nach Intensität wie nach Richtung sehr verschieden sein.

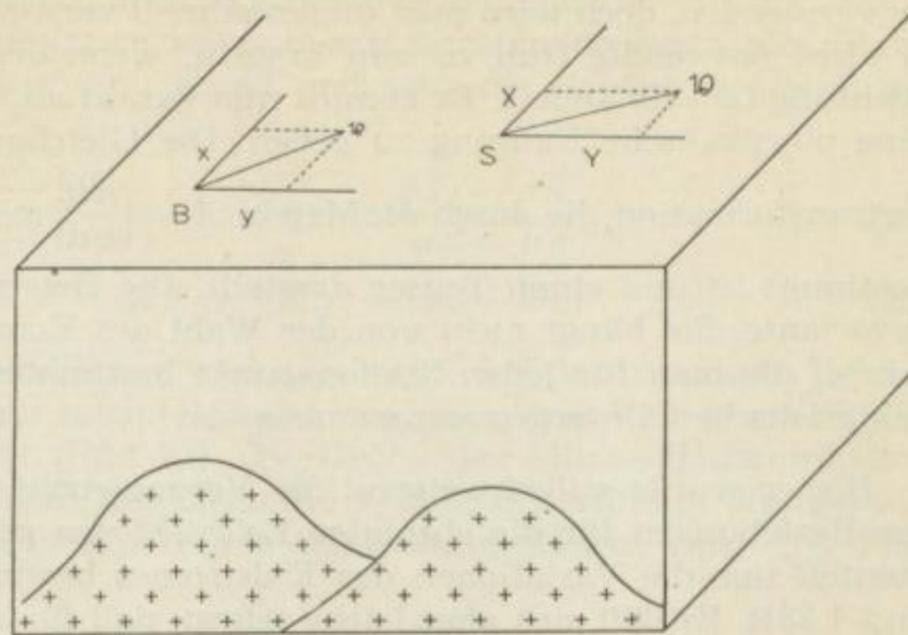


Bild 22
Leitende Sedimentschicht über
hochohmigem unzyklrischem
Sockel

Führt man durch Basis- und Stationspunkt zwei gleichgroße und parallele Querschnitte F mit genügend großer Breite, so kann man auch für diese wieder die Kontinuitätsgleichung

$$J = \int_F j(x, y, z) df = \text{const} \tag{8}$$

anführen. Verstärkt sich die gesamte Stromstärke J um den Faktor k , so zeigt sich wegen

$$J' = k J = \int_F (k j(x, y, z)) df \tag{9}$$

daß sich auch die Stromdichte für jeden beliebigen Punkt des Sedimentbereiches um den Faktor k vergrößert. Anders ausgedrückt: Wächst die Stromdichte der Basisstation um den Faktor k , so muß auch die Stromdichte an der Wanderstation um den Faktor k wachsen. Ein Ansatz für den allgemeinen Zusammenhang von Basis- und Wanderstationsvektor muß dieser Eigenschaft der tellurischen Ströme Rechnung tragen. Stellt man die Zusammenhänge zunächst rein formal in der Form dar:

$$\begin{aligned} X &= ax + by + a'x^2 + b'y^2 + a''x^3 + b''y^3 + \dots \\ Y &= cx + dy + c'x^2 + d'y^2 + c''x^3 + d''y^3 + \dots \end{aligned} \tag{10}$$

wobei

$$\begin{aligned} &a, b, a', b', a'', b'' \\ &c, d, c', d', c'', d'' \end{aligned}$$

feste Koeffizienten sind, so zeigt sich sofort, daß alle Glieder quadratischer und höherer Ordnung die Forderung der Linearität des Zusammenhanges zwischen Basis- und Wanderstationsvektor nicht befriedigen. Es kann der allgemeine Ansatz nur in der Form

$$\begin{aligned} X &= ax + by \\ Y &= cx + dy \end{aligned} \tag{11}$$

bestehen bleiben. Man könnte noch geneigt sein, den Ansatz

$$\begin{aligned} X &= ax \\ Y &= dy \end{aligned} \tag{12}$$

zu verwenden, doch wird man diesen schnell verwerfen, wenn man bedenkt, daß X nicht notwendig Null zu sein braucht, wenn der Basisvektor sich nur in y -Richtung ($x = 0$) ändert. Es kommt nun darauf an, diesem rein formalen Ansatz eine physikalische Deutung zu geben. Die Gleichung (11) ist eine lineare Vektortransformation, die durch die Matrix $A = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix}$ mit der Determinante $A = \begin{vmatrix} a & b \\ c & d \end{vmatrix}$ bestimmt ist und einen Tensor darstellt. Die Determinante des Tensors ist eine Invariante. Sie hängt nicht von der Wahl des Koordinatensystems ab. Die Matrix A , die man für jeden Stationspunkt bestimmen kann, stellt allein die charakteristischen Untergrundparameter dar.

Bisher wurde stillschweigend die Voraussetzung gemacht, daß die abgeleiteten Beziehungen für die absoluten Feldvektoren gelten. Man kann aber experimentell nur die Variationen des Erdstromes bestimmen (vgl. Abschnitt 1.321.1 und 1.331). Es läßt sich aber leicht zeigen, daß für die Änderungen der Komponenten des tellurischen Feldes dieselben Beziehungen gelten wie zwischen den Komponenten selbst.

$$\begin{aligned} \text{Zum Zeitpunkt } t_0 \text{ gilt } X_0 &= a x_0 + b y_0 & Y_0 &= c x_0 + d y_0 \\ \text{Zum Zeitpunkt } t_1 \text{ gilt } X_1 &= a x_1 + b y_1 & Y_1 &= c x_1 + d y_1 \end{aligned} \quad (13)$$

und damit

$$\begin{aligned} X_1 - X_0 &= a (x_1 - x_0) + b (y_1 - y_0) \text{ oder } \Delta X = a \Delta x + b \Delta y \\ Y_1 - Y_0 &= c (x_1 - x_0) + d (y_1 - y_0) \text{ oder } \Delta Y = c \Delta x + d \Delta y \end{aligned} \quad (14)$$

Hier können ΔX und ΔY direkt den Registrierungen der Wanderstation und Δx und Δy direkt den Registrierungen der Basisstation entnommen werden. Im folgenden soll nunmehr stets unter Basis- bzw. Stationsvektor der Vektor der Änderung des tellurischen Feldes an Basis- bzw. Wanderstation gemeint sein.

In der Tellurik ist es üblich, die Elemente der Matrix A in folgender Weise darzustellen und zu interpretieren [5] [28] [43]. Setzt man

$$\Delta x^2 + \Delta y^2 = \Delta z^2 \quad (15)$$

und

$$\begin{aligned} \frac{\Delta X}{\Delta z} &= X' & \frac{\Delta Y}{\Delta z} &= Y' \\ \frac{\Delta x}{\Delta z} &= x' & \frac{\Delta y}{\Delta z} &= y' \end{aligned} \quad (16)$$

so gilt wegen (14)

$$\begin{aligned} X' &= a x' + b y' \\ Y' &= c x' + d y' \end{aligned} \quad (17)$$

und wegen (15)

$$x'^2 + y'^2 = 1 \quad (18)$$

Durch Einführung der Größe Δz nach Gleichung (15) hat man somit die lineare Vektortransformation (17) auf die bekannte Grundform gebracht und außerdem die Normierung des Basisvektors auf die Größe 1 geschaffen (18). Die Spitze des normierten Basisvektors liegt dann grundsätzlich auf einem Einheitskreis, wenn der Strom mit beliebiger Intensität in beliebiger Richtung fließt.

Es soll nun untersucht werden, welche geometrische Figur der entsprechende normierte Vektor der Wanderstation unter diesen Umständen beschreibt. Dazu löst man Gleichung (17) nach x' und y' auf und setzt die Größen in Gleichung (18) ein.

$$x' = \frac{dX' - bY'}{ad - bc} \quad y' = \frac{aY' - cX'}{ad - bc} \quad (19)$$

$$(dX' - bY')^2 + (aY' - cX')^2 = (ad - bc) \quad (20)$$

Dies ist die Gleichung einer Ellipse, und man sieht, daß der normierte Vektor der Wanderstation eine Ellipse zeichnet, wenn der normierte Vektor der Basisstation einen Kreis beschreibt (Bild 23). Die Größe des Ellipsenflächeninhaltes und die Ellipsenform wird durch die Elemente a , b , c , d bestimmt, also gerade durch jene Elemente, für die eine passende Darstellung gesucht wird. Der Flächeninhalt der Ellipse

$$S = \pi (ad - bc) = \pi \begin{vmatrix} a & b \\ c & d \end{vmatrix} \quad (21)$$

ist bis auf einen Faktor gleich der Determinante der Transformationsmatrix A . Es muß betont werden, daß diese Ellipse unabhängig von der Orientierung der beiden Koordinatensysteme an Basis- und Wanderstation ist.

Es hat sich in der Praxis der tellurischen Methode als vorteilhaft erwiesen, diese Ellipsen für die einzelnen Stationspunkte kartenmäßig darzustellen und die Auswertung auf Grund der Form und des Flächeninhaltes der Ellipse durchzuführen. Die Form der Ellipse gibt über die Anisotropie des elektrischen Wider-

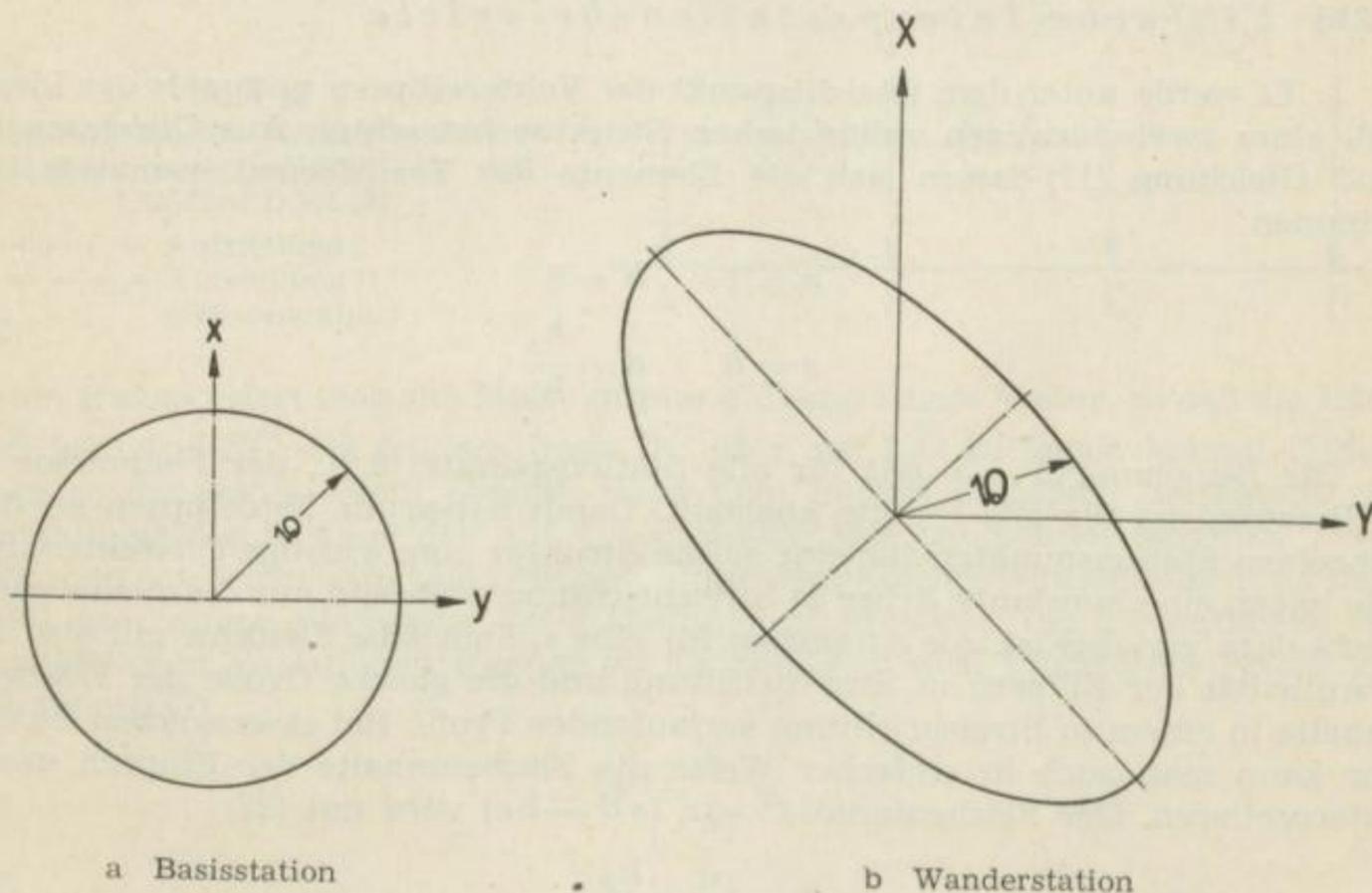


Bild 23. Zusammenhang der normierten Basis- und Stationsvektoren

standes im Untergrund Aufschluß. In der Richtung, in der dem Strom vom Untergrund der größte Widerstand entgegengesetzt wird, wird sich an der Erdoberfläche der größte Potentialgradient zeigen (Ohmsches Gesetz: $U = JR$). Diese Richtung ergibt sich aus der Form der Ellipse durch die Richtung der großen Achse. Stets senkrecht dazu findet man die Richtung, in der der Untergrund dem Strom den geringsten Widerstand entgegengesetzt. Man kann die absolute Größe eines Ellipsenvektors als relatives Maß für den scheinbaren spezifischen Widerstand des Bodens in Vektorrichtung deuten. Der Flächeninhalt der Ellipse ist dem Produkt der absoluten Beträge der Ellipsenachsen, also dem Produkt der scheinbaren spezifischen Widerstände in zwei senkrecht aufeinander stehenden Richtungen, proportional. Besonders hohe scheinbare spezifische Widerstände verursachen große Ellipsenflächeninhalte. Diese geben damit Aufschluß über die mittlere relative Verteilung des scheinbaren spezifischen Widerstandes unter dem Beobachtungspunkt. Da wir vorläufig nur den Zweischichtenfall vorausgesetzt haben, kann der scheinbare spezifische Widerstand unmittelbar mit der Dicke der Sedimentdecke unter dem Stationspunkt in Zusammenhang gebracht werden. Ellipsenflächeninhalt und Dicke der Sedimentschicht sind einander indirekt proportional. Verbindet man die Mittelpunkte der Ellipsen gleichen Flächeninhaltes durch entsprechende Isolinien, so erhält man eine annähernde Projektion der Sockelstrukturen des Untergrundes an die Erdoberfläche. Es darf jedoch nicht vergessen werden, daß diese Karten die relative Höhenlage der Punkte des hochohmigen Untergrundes nicht absolut wiedergeben, sondern daß durch die Ellipsenflächeninhalte nur mittlere Höhenverhältnisse dargestellt werden, deren qualitative Brauchbarkeit sich in der Praxis erwiesen hat.

2.213 Einfache Interpretationsbeispiele

1. Es werde unter dem Gesichtspunkt der Vektorellipsen nochmals der Idealfall einer zweischichtigen zylindrischen Struktur betrachtet. Aus Gleichung (7) und Gleichung (11) lassen sich die Elemente der Transformationsmatrix bestimmen:

$$\begin{aligned} a &= 1 & b &= 0 \\ c &= 0 & d &= \frac{h_B}{h_S} \end{aligned} \quad (22)$$

Die Beziehung $X = x$ gilt für alle Stationspunkte, d. h., der Feldvektor in X -Richtung ist für alle Punkte konstant. Damit haben die Feldellipsen an den einzelnen Stationspunkten für eine solche Struktur eine wichtige Charakteristik. Sie haben eine konstante Achse in Streichrichtung, während nur die Achse senkrecht dazu variabel ist. Als Anzeichen für eine zylindrische Struktur gilt also die Parallelität der Ellipsen in Streichrichtung und die gleiche Größe der Flächeninhalte in einem in Streichrichtung verlaufenden Profil. Bei einer solchen Struktur kann man auch in einfacher Weise die Flächeninhalte der Ellipsen exakt interpretieren. Der Flächeninhalt $S = \pi (ad - bc)$ wird mit (22)

$$S = \pi \frac{h_B}{h_S} \quad (23)$$

Damit gibt das Verhältnis der Ellipsenflächeninhalte für zwei Stationspunkte das Verhältnis der Mächtigkeiten der Sedimentdecke unter diesen Punkten wieder.

$$\frac{S_1}{S_2} = \frac{h_2}{h_1} \tag{24}$$

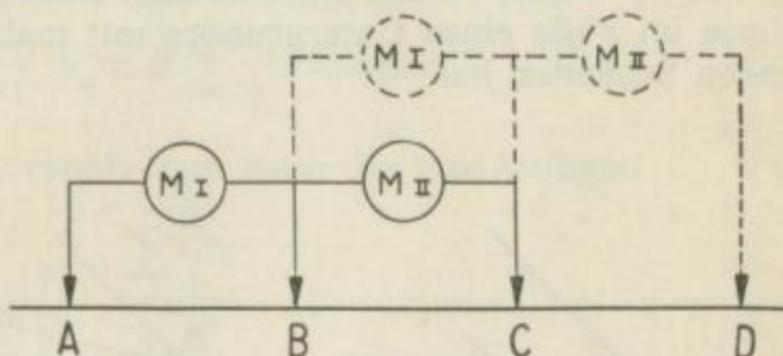
Für beliebige nichtzylindrische zweischichtige Strukturen gilt die Gleichung (24) nicht mehr exakt. Vielmehr muß man diese Beziehung dann in der Form

$$\frac{S_1}{S_2} = \frac{h_2(\Phi)}{h_1} \tag{25}$$

schreiben. $h_2(\Phi)$ ist dabei nicht gleich der wahren Tiefe h_2 unter dem Stationspunkt 2, sondern hängt von den tektonischen Verhältnissen ab, was durch die funktionelle Abhängigkeit von dem sogenannten „tektonischen Faktor Φ “ gekennzeichnet werden soll. Diesen Faktor kann man nicht messen oder berechnen (es sei denn, daß die Dimensionen der Struktur in allen Einzelheiten vorliegen). Unter diesen Umständen lassen sich tellurische Karten meist nur qualitativ auswerten. Angenäherte quantitative Auswertungen sind nur für zylindrische Strukturen ($\Phi = 1$) möglich.

2. In Gebieten, wo man die Streichrichtung einer zylindrischen Untergrundstruktur schon durch andere Aufschlußverfahren ermittelt hat, genügt es nach (7) bereits, allein die Komponente senkrecht zum Streichen aufzunehmen. Man benutzt dazu eine Doppelbasis $\overline{AB} \overline{BC}$ (Bild 24) und registriert die Änderungen der tellurischen Potentialgradienten immer gleichzeitig zwischen \overline{AB} und \overline{BC} .

Bild 24
Die übergreifende Meßmethode, umgezeichnet nach BOISSONNAS und LEONARDON [5]
— — — — — Aufstellung I
- - - - - Aufstellung II
M Meßapparatur



Dann transportiert man die Meßanordnung übergreifend weiter, so daß die Basis \overline{AB} jetzt auf \overline{BC} , die frühere Basis \overline{BC} aber auf \overline{CD} zu liegen kommt. Indem man so das ganze Profil abmißt, kann man mittels einfacher Arithmetik die Potentialgradienten auf den auf 1 normierten Basisgradienten beziehen. Diese Methode entspricht damit im gewissen Sinne dem Eigenpotentialmeßprinzip, doch muß man immer gleichzeitig auf 2 Meßlinien registrieren, um die zeitlichen von den örtlichen Variationen trennen zu können. Für zwei Punkte des Profils gilt dann nach (7)

$$\begin{aligned} Y_1 &= \frac{h_B}{h_1} y_B \\ Y_2 &= \frac{h_B}{h_2} y_B \end{aligned} \tag{26}$$

oder

$$\frac{Y_1}{Y_2} = \frac{h_2}{h_1} \quad (27)$$

Damit besteht eine direkte Proportionalität zwischen den Formen des hochohmigen Untergrundes und dem Verlauf der aufgenommenen Potentialgradientenkurve. Liegt die wahre Tiefe h für einen Punkt fest, so folgt sie nach (27) sofort für jeden anderen Punkt des Profils.

Allerdings darf nicht verschwiegen werden, daß bei einer solchen übergreifenden Methode Fehler, die bei einer Meßaufstellung auftreten, auch in die Berechnung der Potentialgradienten an anderen Profilverpunkten eingehen, so daß die Ergebnisse um so ungenauer werden, je weiter man sich vom Anfangspunkt des Profils entfernt. Es ist unter diesen Umständen ratsam, eine ununterbrochen registrierende Basisstation zum Vergleich bei AB zu belassen.

2.22

Mehrschichtenfall

Die im Abschnitt 2.21 geschilderten Verhältnisse eines Zweischichtenfalls mit konstanter endlicher Leitfähigkeit σ_s der Sedimente gegenüber dem unendlich großen Widerstand des Sockels treten in der Natur sehr selten auf. In Wirklichkeit setzt sich die Sedimentdecke aus vielen Formationen mit sehr unterschiedlichen Leitfähigkeiten zusammen.

Da die Grundgleichungen erhalten bleiben, ändert sich in diesen Fällen nichts an dem linearen Zusammenhang zwischen Basis- und Stationsvektor (11). Man hat nur zu zeigen, welche physikalische Bedeutung der Flächeninhalt der Vektorellipse im Falle eines Untergrundes mit mehrfachen elektrisch verschieden leitenden Schichten hat.

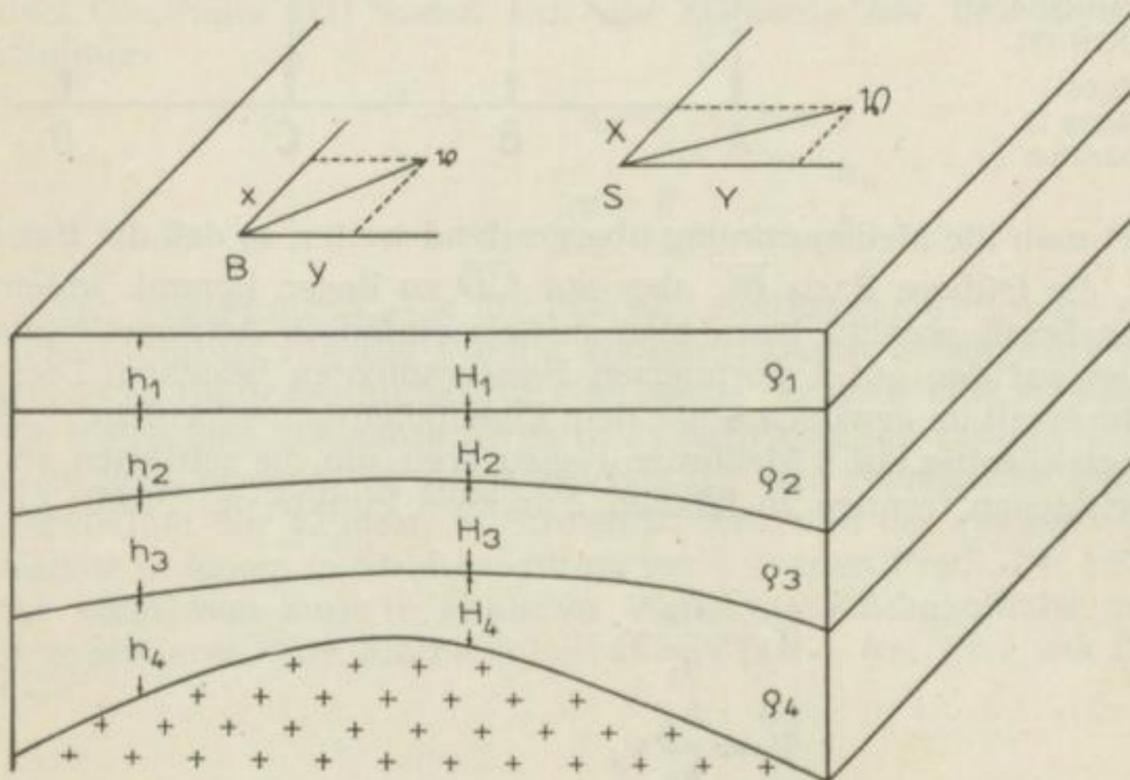


Bild 25
Geschichteter
Sedimentbereich
mit unterschiedlichen
Leitfähigkeiten über hoch-
ohmigem Sockel

2.221 Zylindrische Strukturen

Es werde eine zylindrische Struktur nach Art des Bildes 25 vorausgesetzt. Während angenommen werden darf, daß sich die Stromdichte an der Erdoberfläche in Streichrichtung wenig ändert, so daß wieder $x \approx X$ gesetzt werden kann, ändert sich die Stromdichte in Y -Richtung auf Grund der Sockelstrukturen und der Strukturen der verschiedenen Sedimentschichten mit unterschiedlichen Leitfähigkeiten. Es gilt wieder:

1. Gesamtstrom J bis zum Sockel (Tiefe h) für jeden parallel zur Streichrichtung geführten Querschnitt gleichbleibender Breite konstant
2. $J = \sum J_n$ J_n Gesamtstrom im Querschnittsanteil der n -ten Schicht
3. $J_n = j_n h_n$ h_n Mächtigkeit der n -ten Schicht
4. $j_n = \frac{E_n}{\varrho_n}$ ϱ_n spezifischer Widerstand der n -ten Schicht
5. Stetigkeit der Tangentialkomponenten von E_n an den Grenzflächen

Wenn der Strom die Schichten nicht allzu steil durchsetzt, die Schichtneigungen also etwa geringer als 20° sind und die Schichten keine allzu großen Leitfähigkeitsunterschiede aufweisen $\left(\frac{\sigma_{n-1}}{\sigma_n} < 10\right)$, kann man die Stetigkeitsbedingungen in erster Annäherung (!) in der Form

$$\varrho_1 j_1 \approx \varrho_2 j_2 \approx \varrho_3 j_3 \approx \dots \varrho_n j_n \approx E \quad (28)$$

ansetzen. Damit gilt

$$J = \sum J_n = \sum j_n h_n \approx E \sum \frac{h_n}{\varrho_n} = \text{const.} \quad (29)$$

Zwischen Basis- und Stationsvektor erhält man dann die Beziehungen

$$\frac{E_s}{E_B} = \frac{Y}{y} = \frac{\sum \frac{h_n}{\varrho_n}}{\sum \frac{H_n}{\varrho_n}}$$

oder

$$Y = \frac{\sum \sigma_n h_n}{\sum \sigma_n H_n} y \quad (30)$$

$$X = x$$

h_n Mächtigkeit der n -ten Schicht unter der Basisstation

H_n Mächtigkeit der n -ten Schicht unter der Wanderstation

Die Transformationsmatrix der Gleichungen (30) lautet

$$A = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{\sum \sigma_n h_n}{\sum \sigma_n H_n} \end{pmatrix} \quad (31)$$

und der Flächeninhalt der Ellipse wird

$$s = \pi \left(\frac{\sum \sigma_n h_n}{\sum \sigma_n H_n} \right) \quad (32)$$

Für zwei Stationspunkte läßt sich dann für das Verhältnis der Ellipsenflächeninhalte die Beziehung

$$\frac{S_1}{S_2} = \frac{\sum \sigma_n H_n^2}{\sum \sigma_n H_n^1} \quad (33)$$

angeben. Vergleicht man diese mit der entsprechenden für eine zweischichtige zylindrische Struktur abgeleiteten Gleichung (24), so hat $H_S = \sum \sigma_n H_n$ die Bedeutung einer scheinbaren Tiefe des Sockels unter der Erdoberfläche. Wenn H_1 und H_2 die wahre Tiefe des Sockels unter den Stationspunkten 1 und 2 bedeuten, so kann man (33) in der Form

$$\frac{S_1}{S_2} = \frac{H_2}{H_1} \cdot \psi \quad (34)$$

schreiben, wobei

$$\psi = \frac{\sum H_n^1}{\sum H_n^2} \cdot \frac{\sum \sigma_n H_n^2}{\sum \sigma_n H_n^1} \quad (35)$$

bedeutet. Die wahren Höhenverhältnisse werden unter diesen Umständen durch den sog. „Verzerrungsfaktor“ $\psi = f(H_n, \sigma_n)$ verzerrt wiedergegeben. Dieser Faktor ist von Ort zu Ort verschieden und wird nur beim einfachen Zweischichtenfall gleich Eins. Wenn die Schichten eine komplizierte zylindrische Struktur mit starken Neigungsänderungen in Y -Richtung aufweisen, hängt der Verzerrungs-

faktor außer von H_n und σ_n noch von $\frac{\partial H}{\partial y}$ ab und läßt sich nicht mehr in einfacher

Weise überschauen. Besondere Beobachtung muß in diesem Zusammenhang der an der Oberfläche liegenden Verwitterungsschicht geschenkt werden, die meist eine gute Leitfähigkeit aufweist. Sie führt stets zu einer Verzerrung der wahren Tiefenverhältnisse.

2.222 Unzylindrische Strukturen

Lassen wir schließlich noch die Voraussetzung der zylindrischen Struktur fallen, so gehen in das Verhältnis zweier Ellipsenflächeninhalte außerdem noch die „tektonischen Faktoren“ der Sockel- und Sedimentstrukturen ein. Dadurch werden die Zusammenhänge zwischen den wahren Sockeltiefen unter zwei Stationspunkten noch unübersichtlicher, zumal da man bedenken muß, daß natürlich auch Leitfähigkeitsanisotropien in X - und Y -Richtung innerhalb der Schichten auftreten können. Man muß dann schreiben

$$\frac{S_1}{S_2} = \frac{H_2(\Phi_{12\dots n})}{H_1} \cdot \psi \quad (36)$$

$$\Phi_{12\dots n} = \Phi_1 \cdot \Phi_2 \cdots \Phi_n$$

Φ_n tektonischer Faktor der n -ten Schicht

Die Bedeutung der Form und des Flächeninhaltes der Stationsellipse liegt dann nur noch in der Angabe eines scheinbaren spezifischen Widerstandes in einer bestimmten Richtung bzw. in der Angabe des Produktes der scheinbaren spezifischen Widerstände in zwei zueinander senkrecht stehenden Richtungen. Dieser scheinbare spezifische Widerstand kann durch vielerlei Faktoren bedingt sein (Leitfähigkeitsunterschiede in den einzelnen Schichten, verschiedene Schichtstrukturen).

2.23 Zusammenfassende Darstellung der Grenzen der tellurischen Methode unter gewissen geologischen Bedingungen

Die letzten Abschnitte zeigten, daß sich für die exakte Interpretierbarkeit der tellurischen Methode unter gewissen geologischen Bedingungen Grenzen ergeben. Eine quantitative Auswertung wird besonders dann unmöglich, wenn die Leitfähigkeit der Untergrundstrukturen beträchtlichen Änderungen unterworfen ist und wenn die Formen des Untergrundes stark von der zylindrischen Struktur abweichen. Man wird sich deshalb in den meisten Fällen auf eine rein qualitative Auswertung tellurischer Messungen beschränken müssen. Dies geschieht etwa in der Form, daß man hohe Potentialgradienten an der Erdoberfläche und damit große Ellipsenflächeninhalte mit besonders oberflächennahen Strukturen in Zusammenhang bringt. Eingehendere Angaben kann man dann nur von der Seismik oder von künstlichen elektrischen Tiefensonierungen erwarten. Die tellurische Methode scheint damit hauptsächlich für die geophysikalische Vorkundung großer Sedimentbecken geeignet zu sein.

Wie allen anderen geophysikalischen Aufschlußverfahren liegt auch der tellurischen Methode folgende qualitative Beziehung für eine Feldstörung zugrunde [27]

$$F = \frac{\left(\begin{array}{c} \text{Differenz der Struktur-} \\ \text{leitfähigkeiten} \end{array} \right) \cdot \left(\begin{array}{c} \text{Struktur-} \\ \text{mächtigkeiten} \end{array} \right)}{(\text{Tiefe der Strukturen})^2}$$

Während die Tiefenstrukturen der großräumigen Kristallintektonik dem tellurischen Feld regionale Anomalien aufprägen, werden, je engräumiger man das tellurische Feld ausmißt, in zunehmendem Maße lokale Anomalien erscheinen, die auf begrenzte Struktur- und Leitfähigkeitsunterschiede im Sedimentbereich zurückzuführen sind. Bild 26 zeigt die Ausbreitung der Stromlinien in einem geologischen Profil und die dabei auftretenden Potentialgradientenanomalien an der Erdoberfläche. Lokale und regionale Anomalien kann man für sich in der in den vorhergehenden Abschnitten beschriebenen Weise deuten.

Eine wichtige Rolle spielt in diesem Zusammenhang die Frage des Auflösungsvermögens der tellurischen Methode, d. h. die Frage, wie groß die Strukturen mindestens sein müssen, damit sie an der Erdoberfläche im Potentialgradientenbild noch als solche erscheinen. Dieses Problem soll in einem späteren Abschnitt durch die Methode der konformen Abbildung etwas näher beleuchtet werden. Doch sei schon hier vorweggenommen, daß an die Größenverhältnisse und Strukturabstände um so größere Anforderungen gestellt werden müssen, je tiefer die zu untersuchenden Strukturen liegen.

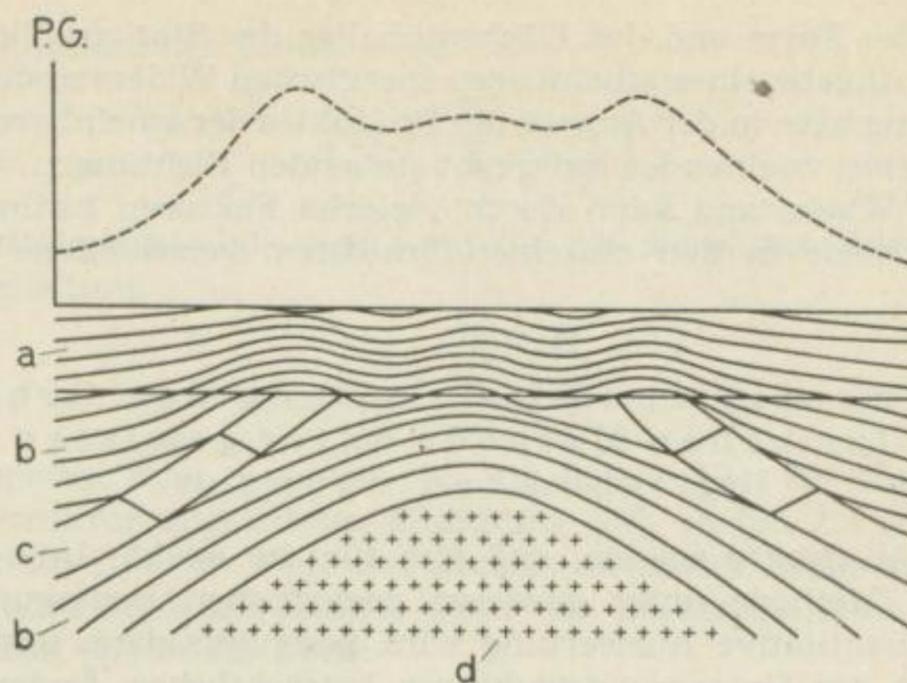


Bild 26. Die Verteilung der tellurischen Ströme in einem geologischen Profil, umgezeichnet nach ROTHÉ [43]

- a elektrisch leitende Deckschicht
- b elektrisch leitende Mergel
- c hochohmige Kalkbank
- d hochohmige kristalline Aufwölbung

Allerdings kann man von der tellurischen Methode keine eingehenden Angaben über Strukturen innerhalb des kristallinen Gebietes erwarten, weil die in der tellurischen Methode verwendeten kurzperiodischen Ströme nur zu einem Bruchteil in das schlecht leitende Kristallin eindringen.

2.24 Ein Sonderproblem der tellurischen Methode: Die Kartierung einer Folge steil einfallender Schichten

In der Natur kommt manchmal der Fall einer steil einfallenden Schichtenfolge vor, die von einer geringmächtigen Schicht Alluvium bedeckt ist und so dem Geologen unsichtbar ist. Die tellurische Methode kann dazu benutzt werden, die Grenzen der Schichtenfolge zu kartieren. Man betrachte dazu Bild 27, das eine solche Folge steil an der Erdoberfläche ausstreichender Schichten zeigt. Der Strom falle unter dem Winkel α_0 gegen die Normale zur Streichrichtung ein. An den Grenzflächen der einzelnen Schichten erleiden die Strom- und Feldlinien Knicke, gemäß der Stetigkeit der Tangentialkomponenten von E und der Normalkomponenten von j . Bildet der Strom in der Schicht 1 den Winkel α_0 mit der Normalen zur Streichrichtung, in der Schicht s den Winkel α_s mit der Normalen zur Streichrichtung, so gelten zwischen beiden Winkeln die Beziehungen

$$\frac{E_s}{E_0} = \frac{\sin \alpha_0}{\sin \alpha_s} \quad (37)$$

$$\frac{j_s}{j_0} = \frac{\cos \alpha_0}{\cos \alpha_s} \quad (38)$$

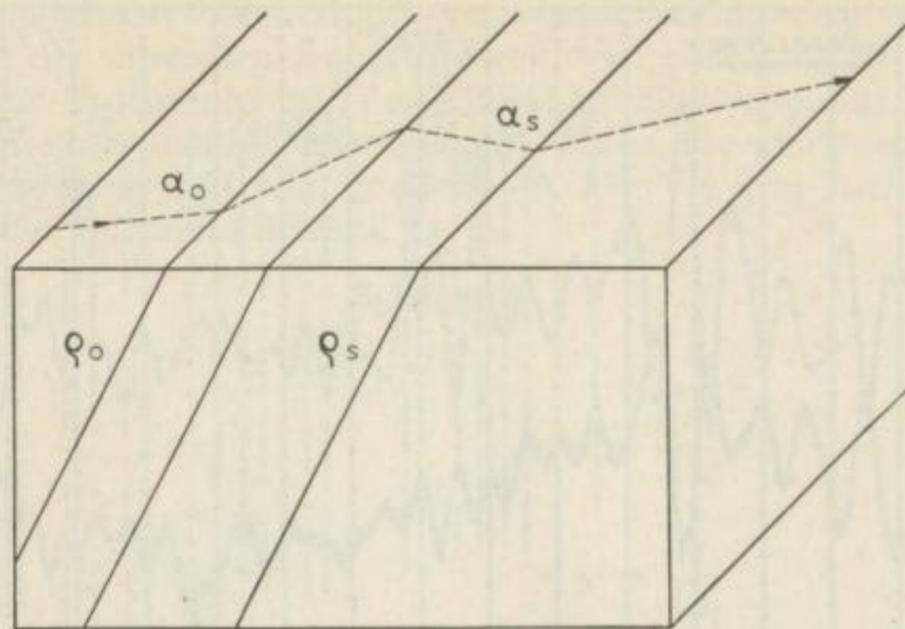


Bild 27. Die Stromverteilung in einer steil einfallenden Schichtenfolge, umgezeichnet nach KRAJEV [21]

----- Stromlinie

Mit $j = \frac{E}{\rho}$ verkoppelt man beide Gleichungen zu

$$\gamma_s = \frac{\rho_s}{\rho_0} = \frac{\operatorname{tg} \alpha_0}{\operatorname{tg} \alpha_s} \quad (39)$$

Gelingt es, gleichzeitig $\operatorname{tg} \alpha_0$ und $\operatorname{tg} \alpha_s$ zu bestimmen, so gibt (39) ein relatives Maß für die Leitfähigkeit der Schicht im Punkte s . Ist schließlich ρ_0 durch eine künstliche Sondierung gemessen worden, so gestattet (39), auch ρ_s absolut anzugeben.

Bei dieser Methode muß jedoch die Streichrichtung des Schichtenpaketes bereits aus geologischen Daten bekannt sein. Dann legt man eine Basisstation in der Schicht 1 mit Meßlinien senkrecht und parallel zum Streichen an. Nach

$$\frac{E_o^{\parallel}}{E_o^{\perp}} = \operatorname{tg} \alpha_0 \quad (40)$$

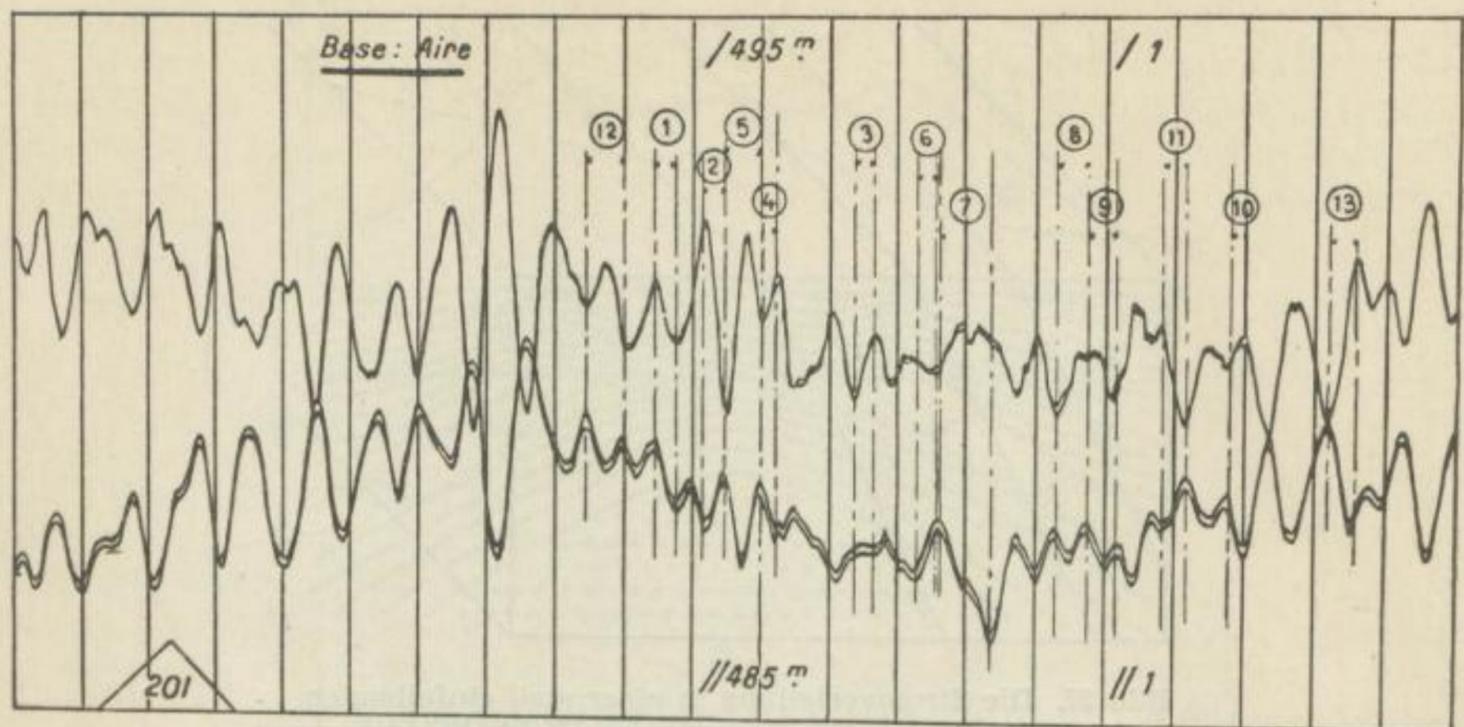
kann man $\operatorname{tg} \alpha_0$ bestimmen. Führt man gleichzeitig an der in gleicher Weise orientierten Wanderstation eine Messung durch, so erhält man daraus $\operatorname{tg} \alpha_s$.

Diese Methode ist jedoch als ein Spezialfall der allgemeinen angewandten Tellurik anzusehen und findet nur für ganz spezielle Probleme Anwendung.

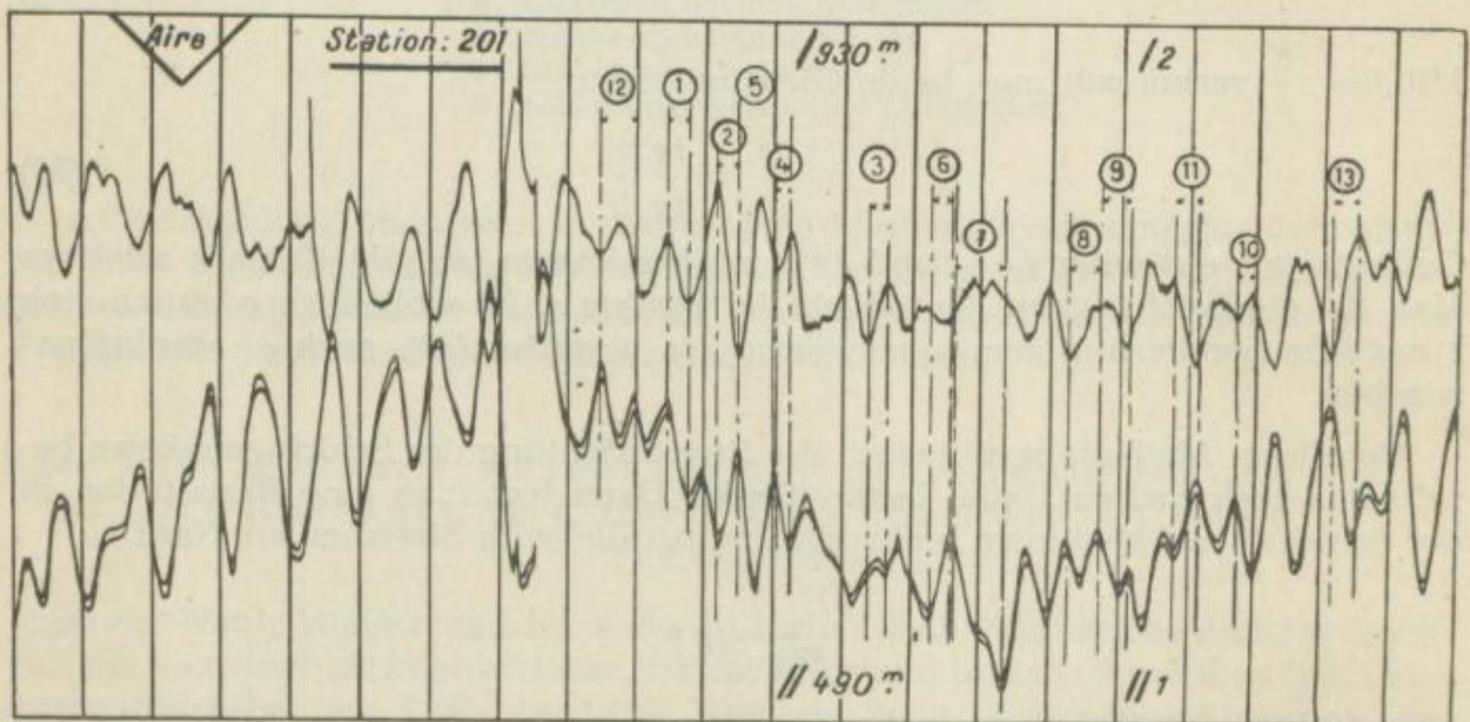
2.3 Die praktische Analyse tellurischer Messungen

2.31 Die numerische Berechnung der Feldvektorellipsen. Beispiel

Das experimentelle Grundmaterial einer tellurischen Messung bilden die gleichzeitig vorgenommenen fotografischen Registrierungen der Variationen des tellurischen Feldes an Basis- und Wanderstation. Es liegen dann zur Auswertung zwei Aufzeichnungen der Art des Bildes 28 vor. Man nennt sie Tellurogramme. In Bild 20 wurde gezeigt, daß die Variationen, als Vektordiagramme dargestellt,



a



b

Bild 28

Gleichzeitig aufgenommene Tellurogramme der Basis- und Wanderstation
nach MIGAUX [30]. Zeitmarkenabstand 30 s

Beide Registrierungen haben denselben Skalenwert: a) Basisstation; b) Wanderstation

ein sehr wechselhaftes Bild ergeben. Der Vektor ändert sich ununterbrochen um einen Mittelwert in Richtung und Amplitude.

Für ein Zeitintervall Δt bestimmt man zunächst die Änderungen des tellurischen Feldes in der X - und Y -Komponente für beide Stationen (Stromzunahme: positives Vorzeichen; Stromabnahme: negatives Vorzeichen). Dabei zeigt der Änderungsvektor am Basispunkt das Azimut α_B , an der Wanderstation das Azimut α_S . Für ein anderes Zeitintervall Δt_1 wiederholt man diesen Auswertungsgang, wobei diesmal die Änderungsvektoren andere Azimute aufweisen. Indem man

in dieser Weise möglichst viele Azimute zu erfassen sucht, erhält man schließlich bei Normierung der einzelnen Änderungsvektoren nach (16) die Konturen des Einheitskreises am Basispunkt und der Ellipse am Stationspunkt. Als Zeitintervalle wählt man zweckmäßig diejenigen, in denen die stärksten Änderungen in den Tellurogrammen auftreten (s. Beispiel). Für die graphische Auswertung empfiehlt sich etwa folgendes Schema 1:

Schema 1

$$\begin{array}{r}
 \Delta t_i \\
 \hline
 \Delta x_i \qquad x'_i = \frac{\Delta x_i}{\Delta z_i} \\
 \Delta y_i \qquad y'_i = \frac{\Delta y_i}{\Delta z_i} \\
 \hline
 \Delta z_i = \Delta x_i^2 + \Delta y_i^2 \\
 \hline
 \Delta X_i \qquad X'_i = \frac{\Delta X_i}{\Delta Z_i} \\
 \Delta Y_i \qquad Y'_i = \frac{\Delta Y_i}{\Delta Z_i}
 \end{array}$$

x'_i, y'_i wird an der Basisstation eingezeichnet \rightarrow Vektor v'

X'_i, Y'_i wird an der Wanderstation eingezeichnet \rightarrow Vektor \mathfrak{B}' .

Bei tellurischen Messungen hat es sich als vorteilhaft erwiesen, vor allem den Wert des Flächeninhaltes der Ellipsen für die einzelnen Stationspunkte zu bestimmen. Dazu ist es nicht nötig, die Ellipsen graphisch aufzuzeichnen. Man kann den Flächeninhalt bereits aus den Komponenten zweier Änderungsvektoren der Basis- und Wanderstation ermitteln. Die Normierung der Vektoren entfällt dabei.

Angenommen, es liegen die zwei experimentell bestimmten Änderungsvektoren

$$\begin{array}{l}
 \Delta x_1 + \Delta y_1 = v_1 \\
 \Delta x_2 + \Delta y_2 = v_2
 \end{array} \left. \vphantom{\begin{array}{l} \Delta x_1 + \Delta y_1 = v_1 \\ \Delta x_2 + \Delta y_2 = v_2 \end{array}} \right\} \text{an der Basisstation und entsprechend}$$

$$\begin{array}{l}
 \Delta X_1 + \Delta Y_1 = \mathfrak{B}_1 \\
 \Delta X_2 + \Delta Y_2 = \mathfrak{B}_2
 \end{array} \left. \vphantom{\begin{array}{l} \Delta X_1 + \Delta Y_1 = \mathfrak{B}_1 \\ \Delta X_2 + \Delta Y_2 = \mathfrak{B}_2 \end{array}} \right\} \text{an der Wanderstation vor.}$$

Dann gilt nach (11)

$$\begin{array}{l}
 \Delta X_1 = a \Delta x_1 + b \Delta y_1 \\
 \Delta Y_1 = c \Delta x_1 + d \Delta y_1
 \end{array} \tag{41}$$

und

$$\begin{array}{l}
 \Delta X_2 = a \Delta x_2 + b \Delta y_2 \\
 \Delta Y_2 = c \Delta x_2 + d \Delta y_2
 \end{array} \tag{42}$$

Aus dem Vektorprodukt

$$\begin{aligned}
 \mathfrak{B}_1 \times \mathfrak{B}_2 &= \Delta X_1 \Delta Y_2 - \Delta X_2 \Delta Y_1 \\
 &= (ad - bc) (\Delta x_1 \Delta y_2 - \Delta x_2 \Delta y_1)
 \end{aligned} \tag{43}$$

bestimmt man

$$S' = \frac{S}{\pi} = ad - bc = \frac{|\Delta X_1 \Delta Y_2 - \Delta X_2 \Delta Y_1|}{|\Delta x_1 \Delta y_2 - \Delta x_2 \Delta y_1|} = \frac{\mathfrak{B}_1 \times \mathfrak{B}_2}{\mathfrak{v}_1 \times \mathfrak{v}_2} \quad (44)$$

Durch die Bildung der Quotienten der Vektorprodukte zweier Änderungsvektoren der Wander- und Basisstation kann man den Flächeninhalt der Ellipse bis auf den Faktor π bestimmen. In praxi bestimmt man $S' = ad - bc$ nicht nur aus zwei entsprechenden Vektorpaaren, sondern als Mittel der aus vielen Vektorpaaren getrennt gewonnenen Werte.

Zur Auswertung benutzt man in diesem Fall etwa folgendes Schema 2:

Schema 2

Δt_i		Δt_{i+1}
$\Delta X_i +$	ΔX_{i+1}
$\Delta Y_i -$	ΔY_{i+1}
$\Delta x_i +$	Δx_{i+1}
$\Delta y_i -$	Δy_{i+1}
$\frac{ \Delta X_i \Delta Y_{i+1} - \Delta X_{i+1} \Delta Y_i }{ \Delta x_i \Delta y_{i+1} - \Delta x_{i+1} \Delta y_i }$		

In einem Beispiel sollen nunmehr an Hand der Tellurogramme des Bildes 28 die zwei Arten der Ermittlung der Ellipsenform und des Ellipsenflächeninhaltes einer Station gezeigt werden.

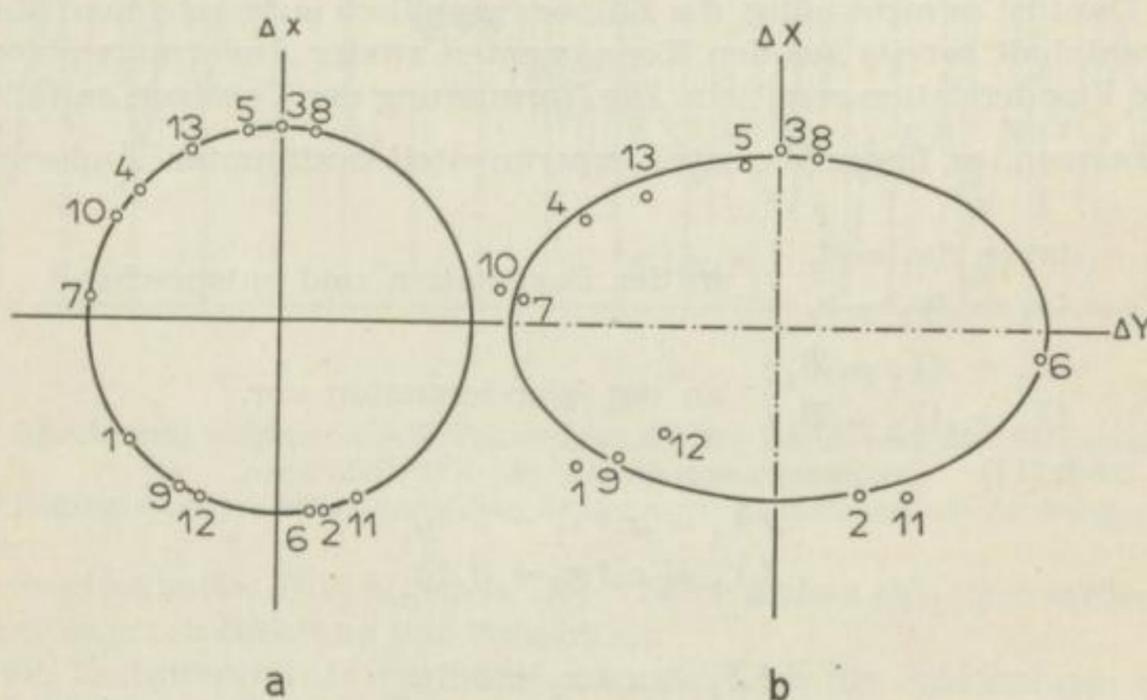


Bild 29. Graphische Darstellung des Basiseinheitskreises und der Stationsellipse für die Tellurogramme des Bildes 28

a Basisstation

b Wanderstation

Die Ziffern kennzeichnen die Endpunkte der normierten Änderungsvektoren für die markierten Zeitintervalle des Bildes 28

1. Graphische Auswertung

Die graphische Auswertung wird unter Verwendung des Schemas 1 für 13 in Bild 28 gekennzeichnete Zeitintervalle durchgeführt (Tabelle 2). Die gefundenen Werte für x'_i , y'_i , Y'_i , X'_i sind in Bild 29 graphisch dargestellt.

Tabelle 2

Δt_i	Δt_1	Δt_2	Δt_3	Δt_4
$\Delta x_i \quad x'_i$	-6,0 -0,62	-20,0 -0,97	6,5 1,0	4,7 0,67
$\Delta y_i \quad y'_i$	-7,5 -0,78	5,0 0,24	0,0 0,0	-5,2 -0,74
Δz_i	9,6	20,6	6,5	7,05
$\Delta X_i \quad X'_i$	-7,0 -0,73	-18,0 -0,87	6,0 0,92	3,8 0,54
$\Delta Y_i \quad Y'_i$	-10,0 -1,04	8,8 0,43	0,0 0,0	-7,1 -1,01
Δt_5	Δt_6	Δt_7	Δt_8	Δt_9
10,7 0,98	-1,0 -0,17	1,5 0,12	6,0 0,98	-4,3 -0,86
-2,0 -0,18	5,8 0,98	-11,9 -0,99	1,1 0,18	-2,6 -0,52
10,9	5,9	12,0	6,1	5,9
9,1 0,83	-9,0 -0,15	1,6 0,13	5,3 0,87	-3,4 -0,68
-2,0 -0,18	8,1 1,37	-16,0 -1,33	1,2 0,20	-4,1 -0,82
Δt_{10}	Δt_{11}	Δt_{12}	Δt_{13}	
2,6 0,53	-9,2 -0,99	-4,9 -0,91	17,0 0,88	
-4,2 -0,86	4,1 0,41	-2,2 -0,41	-9,1 -0,47	
4,9	10,1	5,4	19,4	
0,9 0,18	-8,9 -0,88	-3,0 -0,56	13,1 0,67	
-7,1 -1,45	6,9 0,68	-3,2 -0,59	-13,6 -0,70	

Während die Endpunkte des Basisvektors zwangsläufig auf dem Einheitskreis liegen, streuen die Endpunkte des Stationsvektors z. T. beträchtlich um eine mittlere Ellipse, was wohl auf die schädliche Wirkung vagabundierender Ströme zurückzuführen sein wird. Immerhin tritt jedoch deutlich die Richtung der großen Achse parallel zur Y -Achse hervor.

2. Rechnerische Auswertung

Die rechnerische Ermittlung des Ellipsenflächeninhaltes wird unter Verwendung des Schemas 2 für 13 in Bild 28 gekennzeichnete Zeitintervalle durchge-

Tabelle 3

Δt_i	Δt_1	Δt_2	Δt_3	Δt_4	Δt_5	Δt_6
ΔX_i	— 7,0	— 18,0	6,0	3,8	9,1	— 0,9
ΔY_i	— 10,0	8,8	0,0	— 7,1	— 2,0	8,1
Δx_i	— 6,0	— 20,0	6,5	4,7	10,7	— 1,0
Δy_i	— 7,5	5,0	0,0	— 5,2	— 2,0	5,8
S'	1,34	1,62	1,26	1,26	1,20	0,44

$\bar{\Delta} t_7$	Δt_8	Δt_9	Δt_{10}	Δt_{11}	Δt_{12}	Δt_{13}
1,6	5,3	— 3,4	0,9	— 8,9	— 3,0	13,1
— 16,0	1,2	— 4,1	— 7,1	6,9	— 3,2	— 13,6
1,5	6,0	— 4,3	2,6	— 9,2	— 4,9	17,0
— 11,9	1,1	— 2,6	— 4,2	4,1	— 2,2	— 9,1
1,18	1,62	1,12	2,02	1,22	1,01	

führt (Tabelle 3). Dabei ergibt sich der Flächeninhalt der Stationsellipse als Mittel aus 12 Einzelwerten zu

$$S' = \frac{S}{\pi} = 1,3 \pm 9\%$$

Für den hohen relativen Fehler des Resultates dürften auch in diesem Fall vagabundierende Ströme verantwortlich zu machen sein.

2.32

Karte der Linien gleichen Ellipsenflächeninhaltes

In der Praxis der französischen Schule der Tellurik ist es üblich, die weitere Auswertung so vorzunehmen, daß man die für die einzelnen Stationenpunkte ermittelten Flächeninhalte (franz. „aire“) der Ellipsen kartenmäßig darstellt und dann Linien gleichen Ellipsenflächeninhaltes zeichnet (franz. „isoaires“). Eine solche Karte gibt ein gutes Abbild der scheinbaren spezifischen Widerstände des Untergrundes und kann bei einem elektrisch homogenen Sedimentbereich als Projektion der Konturen einer tieferliegenden hochohmigen Struktur an die Erdoberfläche angesehen werden. Die Werte der Ellipsenflächeninhalte können sich in differenzierten Gebieten um Beträge von 1—1000 unterscheiden.

2.33

Andere Analysemethoden

Die sowjetische Schule [48] benutzt als Auswertungsgrundlage nicht die Flächeninhalte der Stationsellipsen. Als Auswertungselement dient einfach das Ver-

hältnis der absoluten Beträge entsprechender Änderungsvektoren an Basis- und Wanderstation.

$$\delta = \frac{|\mathbf{v}|}{|\mathfrak{B}|} = \frac{\sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}}{\sqrt{\Delta X^2 + \Delta Y^2}} \quad (45)$$

Auch hier bestimmt man δ getrennt für viele Zeitintervalle und mittelt dann. Die δ -Werte trägt man in Karten ein und zeichnet Isolinien.

Rein qualitativ werden auch hier Aussagen über die relativen Tiefenverhältnisse hochohmiger Untergrundsstrukturen gemacht. δ wird dort besonders hohe Beträge erreichen, wo das Hangende der hochohmigen Strukturen möglichst nahe an die Erdoberfläche heranrückt. Die Normierung der Basis- und Stationsvektoren entfällt, doch hat diese Methode gegenüber der Ellipsenmethode den Nachteil, keine so umfassende Charakterisierung der scheinbaren Untergrundsleitfähigkeiten zu geben, wie sie im Ellipsenflächeninhalt zum Ausdruck kommt. Außerdem können richtungsmäßige Darstellungen, wie sie die Ellipsenachsen angeben, nicht durchgeführt werden.

2.4 Die Auswertung tellurischer Karten

2.41 Qualitative Auswertung

Die qualitative Auswertung von Karten mit Linien gleicher Ellipsenflächeninhalte fußt auf der Formel (32), wonach der Wert des Flächeninhaltes an einem Punkt indirekt proportional zu $\sum \sigma_n H_n$ ist. Nur für den besonders einfachen Fall konstanter Leitfähigkeit der sedimentären Deckschichten ($\sigma_1 = \sigma_2 = \dots = \text{const}$) und zylindrisch ausgeprägter Sockelstruktur lassen sich Aussagen über die Tiefenverhältnisse der hochohmigen Struktur nach der Beziehung

$$S' = \text{prop.} \frac{1}{\sum H_n} = \frac{1}{H}$$

machen. Anderenfalls wird die Struktur aus den im Abschnitt 2.23 angeführten Gründen verzerrt wiedergegeben. Die Praxis zeigt jedoch, daß eine tellurische Karte ihren Zweck noch erfüllt, wenn sie die relativen Höhen des Untergrundes mit einer Verzerrung $< 50\%$ angibt [30].

Will man die Form einer zylindrischen Struktur aus den Oberflächenwerten des tellurischen Feldes senkrecht zum Streichen genauer ermitteln, so muß man sich quantitativer Methoden bedienen, die im nächsten Abschnitt behandelt werden.

2.42 Die quantitative Auswertung tellurischer Karten

2.421 Allgemeine Grundlagen. Komplexes Potential

Die quantitative Auswertung tellurischer Messungen ist bis jetzt in der Literatur nur für den Spezialfall der zylindrischen Struktur gegeben worden. Meist wird auch hier nur der Idealfall behandelt, bei dem ein leitendes Medium auf einem Sockel mit unendlich großem Widerstand liegt. Dabei läßt sich die quantitative Auswertung grundsätzlich auf zwei verschiedene Arten durchführen.

Beim sogenannten „direkten Problem“ sucht man den von einer vorgegebenen Struktur unter dem Einfluß einer primär homogenen Strömung an der Erdoberfläche hervorgerufenen Verlauf des Potentialgradienten.

Beim sogenannten „inversen Problem“ dagegen ermittelt man zu einem an der Erdoberfläche vorliegenden Potentialgradientenverlauf die zugehörige Struktur.

Für die mathematische Behandlung werden wieder quasistationäre Ströme vorausgesetzt.

Die Rechnungen führt man in der komplexen Zahlenebene $z = x + iy$ durch, die immer senkrecht zum Streichen liegt. Dann läßt sich jede Funktion der komplexen Koordinaten von der Form

$$\Phi(z) = V(x, y) + iI(x, y) \quad (46)$$

als komplexes Potential einer Strömung deuten. Aus den allgemeinen Sätzen über analytische Funktionen

$$w(z) = u(x, y) + iv(x, y) \quad (47)$$

und den für diese geltenden Cauchy-Riemannschen Differentialgleichungen

$$\frac{\partial u}{\partial x} = \frac{\partial v}{\partial y} \quad \frac{\partial u}{\partial y} = -\frac{\partial v}{\partial x} \quad (48)$$

lassen sich für das Strömungspotential $\Phi(z)$ eine Reihe von Eigenschaften herleiten, die im folgenden kurz zusammengestellt werden sollen.

$\Phi(z)$	komplexes Strömungspotential
$\Phi(z) = V(x, y) + iI(x, y)$	
$V(x, y) = R(\Phi(z))$	Potentialfunktion
$V(x, y) = \text{const}$	Gleichung einer Äquipotentiallinie
$I(x, y) = J(\Phi(z))$	Stromfunktion
$I(x_0, y)$	Gesamtstrom an der Stelle x_0 zwischen $y = 0$ und y
$I(x, y) = \text{const}$	Gleichung einer Stromlinie
Stromlinien und Äquipotentiallinien stehen senkrecht aufeinander	
$\frac{d\Phi}{dz} = j(z)$	Vektor der Stromdichte

Transformiert man die z -Ebene mittels der Funktion

$$Z = F(z) = f(x, y) + ig(x, y) \quad (49)$$

in die Z -Ebene (was etwa der Änderung der Berandung einer Strömung entspricht), so kann jedem Punkt der z -Ebene ein Punkt der Z -Ebene zugeordnet werden. Das am Punkt z_0 der z -Ebene herrschende komplexe Potential $\Phi(z_0)$ erscheint dann in der Z -Ebene am Punkt $Z_0 = F(z_0)$. Diese Abbildung ist konform, d. h. in kleinsten Teilen ähnlich. Das Orthogonalsystem von Strom- und Potentiallinien der z -Ebene bleibt auch in der Z -Ebene orthogonal. Genügen V und I in der z -Ebene der Laplaceschen Gleichung $\Delta V = 0$ und $\Delta I = 0$, so bleiben sie auch an den entsprechenden Punkten der Z -Ebene harmonisch.

2.422 Methode der konformen Abbildung

Struktur vorgegeben

Potentialgradientenverlauf
an der Erdoberfläche gesucht

In Anlehnung an eine Arbeit von KUNETZ und DE GERY [22] soll an Hand einiger Beispiele die allgemeine Lösungsmethode aufgezeigt werden. Man gewinnt dabei eine Reihe wichtiger Abschätzungen, die Auskunft über die Leistungsfähigkeit der tellurischen Methode geben können.

Wenn zwischen dem hochohmigen Sockel und dem Isolator Luft eine elektrisch leitende Schicht mit homogener Leitfähigkeit liegt, sind die kurzperiodischen tellurischen Ströme gezwungen, sich allein in dieser Schicht auszubreiten. Damit liegt ein in der Hydrodynamik oft gelöstes Problem vor, die Strom- und Potentialverteilung innerhalb einer vorgegebenen Berandung zu ermitteln.

Schwieriger und nur mit großem mathematischem Aufwand sind die Lösungen der Probleme anzugeben, wo die Voraussetzung des unendlich großen Widerstandes der Sockelstruktur fallen gelassen werden soll, bzw. wenn man überhaupt ein Mehrschichtenproblem mit der Methode der konformen Abbildung behandeln will.

Unter der Bedingung des quasistationären Charakters der tellurischen Ströme gilt für das komplexe Potential die Laplacesche Gleichung

$$\Delta \Phi = 0 \quad (50)$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung läßt sich in der unendlichen Halbebene für eine am Rande dieser Ebene vorgegebene Quellenverteilung angeben. Nach Bild 30 werde bei Q' ($\xi = a$) die Quellstärke $q = -1$ und bei Q ($\xi = -a$) die Quellstärke $q = 1$ vorausgesetzt. Im Punkte P der unendlichen Halbebene ergibt sich dann ein Potential

$$\begin{aligned} \Phi(\zeta) &= \log \frac{1}{PQ} - \log \frac{1}{PQ'} \\ &= \log \frac{1}{\zeta + a} - \log \frac{1}{\zeta - a} = \log \frac{\zeta - a}{\zeta + a} \end{aligned} \quad (51)$$

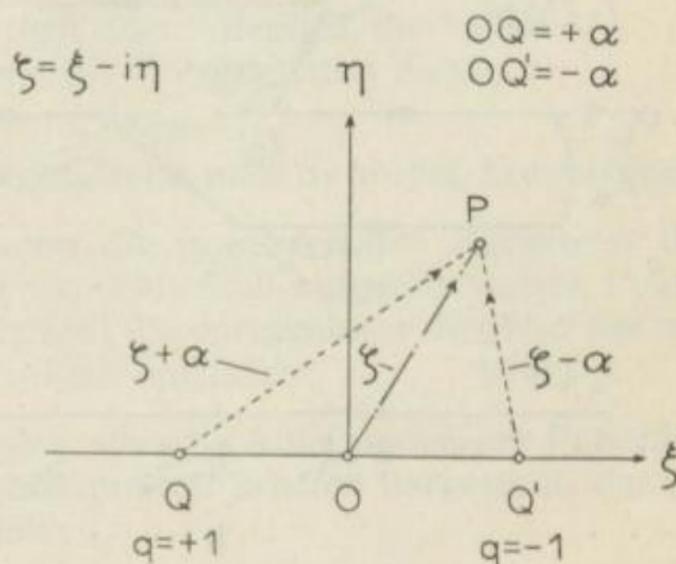


Bild 30. Zur Darstellung des Potentials in der unendlichen Halbebene

Um zur Lösung der Laplaceschen Gleichung für ein Gebiet mit vorgegebener Berandung zu kommen, bildet man die unendliche Halbebene auf das vorgegebene Gebiet konform ab. Gemäß der Interpretation der tellurischen Methode als Sondenmethode mit unendlich großem Elektrodenabstand müssen bei dieser Abbildung die Stromquellen ins Unendliche transformiert werden. Damit transformiert sich gleichzeitig die für den unendlichen Halbraum vorliegende Potentialfunktion auf das vorgegebene Gebiet.

Die Hauptaufgabe ist das Auffinden einer passenden Abbildungsgleichung zwischen unendlicher Halbebene und vorgegebener Untergrundsstruktur. Das hierfür am besten geeignete Verfahren ist die konforme Abbildung der oberen unendlichen Halbebene auf ein Polygon nach SCHWARZ und CHRISTOFEL [4], [20], [33]. Zwei Eckpunkte des Polygons müssen dabei im Unendlichen liegen. Diese Methode soll hier ohne Beweis kurz beschrieben werden.

Man gibt sich ein Polygon mit den Eckpunkten z_i und den Eckpunktswinkeln α_i nach Bild 31 in der z -Ebene vor und ordnet den Eckpunkten z_i defi-

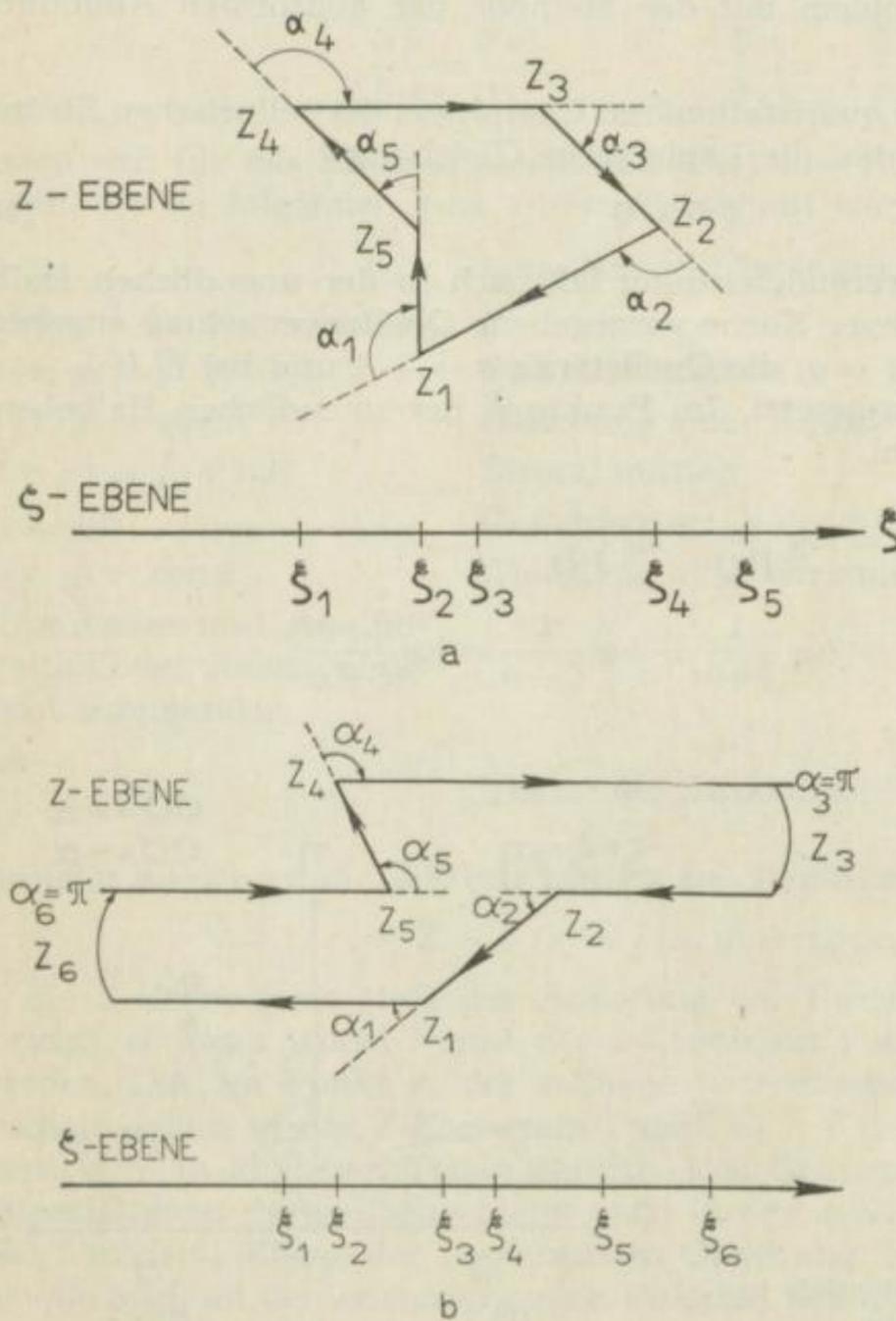


Bild 31

Zur konformen Abbildung der reellen Achse der ζ -Ebene auf die Berandung eines Polygons in der z -Ebene

- a Normalfall
- b Spezialfall: 2 Eckpunkte des Polygons liegen im Unendlichen

nierte Punkte ξ_i auf der reellen Achse der ζ -Ebene zu. Durch Integration der Differentialbeziehung

$$\frac{dz}{d\zeta} = - (\zeta - \xi_1)^{-\frac{\alpha_1}{\pi}} (\zeta - \xi_2)^{-\frac{\alpha_2}{\pi}} \dots = - \prod_i (\zeta - \xi_i)^{-\frac{\alpha_i}{\pi}} \quad (52)$$

kommt man zur Abbildungsgleichung $z = f(\zeta)$ der oberen unendlichen Halbebene auf das Polygon. Das Vorzeichen der ξ_i ist hierbei so festgelegt, daß beim Durchlaufen des Polygons im Uhrzeigersinn im Uhrzeigersinn gerichtete Winkel positiv, entgegen dem Uhrzeigersinn gerichtete Winkel aber negativ bezeichnet werden. Den Quellpunkten ξ_i auf der reellen Achse der ζ -Ebene werden dabei Winkel $\alpha_i = \pi$ zugeordnet, gemäß einer im Unendlichen stattfindenden Drehung um den Winkel π . Praktisch geht man so vor:

1. Vorgabe der Form des Polygons (= Form der Untergrundsstruktur) und Festlegung der Eckpunktswinkel α_i in der z -Ebene.
2. Zuordnung der α_i zu den beliebig festzulegenden Punkten ξ_i der reellen Achse der ζ -Ebene und Aufstellung der Gleichung

$$\frac{dz}{d\zeta} = - \prod_i (\zeta - \xi_i)^{-\frac{\alpha_i}{\pi}}$$

3. Integration dieser Gleichung liefert die Abbildungsgleichung

$$z = f(\zeta, \xi_i)$$

in der die ξ_i als Parameter auftreten, durch deren Variation sich die Längen der einzelnen Polygonstrecken verändern lassen.

Das Ziel der Berechnung ist die Darstellung des horizontalen Potentialgradienten $E_x = - \frac{\partial V}{\partial x}$ über der als Erdoberfläche gewählten Strecke des Polygons.

Man ermittelt diesen nach der Beziehung

$$E_x = - R \left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} \right) = - R \left(\frac{d\Phi}{dz} \frac{\partial z}{\partial x} \right) = - R \left(\frac{d\Phi}{d\zeta} \frac{d\zeta}{dz} \right)_e \quad (53)$$

$$\frac{\partial z}{\partial x} = \frac{\partial(x + iv)}{\partial x} = 1$$

$$e \begin{cases} \eta = 0 \\ \alpha_1 < \xi < \alpha_2 \end{cases} \quad \text{entspricht dem } \zeta\text{-Bereich, der in der } z\text{-Ebene die Erdoberfläche darstellt.}$$

Da $\frac{d\Phi}{d\zeta}$ aus (51) und $\frac{dz}{d\zeta}$ aus (52) vorliegen, kann man E_x an der Erdoberfläche über der Struktur aufzeichnen, wenn man die geometrischen Parameter der Struktur vorgibt. Der Vergleich mit der experimentell aufgenommenen Potentialgradientenkurve wird dann zeigen, wie weit die vorgegebene Struktur der tatsächlich im Untergrund vorhandenen Struktur entspricht.

Für die im folgenden gegebenen Beispiele sind die Ableitungen der Potentialgradienten in Bildern nach einem ganz bestimmten Schema dargestellt, das die einzelnen Schritte der Ableitung wiedergibt.

Darstellungsweise der ζ -Ebene	Potentialausdrücke für die Quellenverteilung der ζ -Ebene
	Graphische Darstellung der ζ -Ebene und Andeutung der dortigen Strömungsverhältnisse
	Tabellarische Darstellung der Parameter der ζ -Ebene und der ihnen zugeordneten Winkel der z -Ebene
	Differentialausdruck der Abbildungsgleichung
Darstellung der z -Ebene als Funktion der Koordinaten der ζ -Ebene. Wichtige geometrische Parameter der z -Ebene	Ausdruck für den Potentialgradienten an der Erdoberfläche
	Graphische Darstellung der z -Ebene und Andeutung der Strömungsverhältnisse

Beispiel 1:

Das normale Erdstromfeld in homogenem Untergrund (Bild 32)

Das Endergebnis des Bildes 32 liefert einen längs des Profils konstanten Potentialgradienten, dessen numerischer Wert der Dicke der leitenden Schicht indirekt proportional ist, was ja auch unmittelbar schon aus der Vorstellung des Ohmschen Gesetzes folgt.

Beispiel 2:

Das Erdstromfeld für eine Stufe (Bild 33)

Bild 33 gibt die Ableitung des Potentialgradienten und Bild 34 den daraus resultierenden Potentialgradientenverlauf für verschiedene Stufenhöhen wieder. Dabei zeigt sich, daß die im Abschnitt 2.211 für zylindrische Strukturen aufgestellte Beziehung (7)

$$E_1 = \frac{h_2}{h_1} E_2$$

nicht für alle zylindrischen Strukturen gilt, sondern eben nur für solche, deren Neigungen nicht größer als 30° gegen die Horizontale sind. Das eben genannte Gesetz gilt im Falle der Stufe nur für zwei Punkte, die entsprechend weit von der Sprungstelle entfernt liegen. Weiterhin läßt sich aus der Form des Potentialgradienten kaum sagen, ob im Untergrund eine Verwerfung vorliegt oder ob der obere Horizont nur allmählich auf das tiefere Niveau abfällt. Vermutet man eine Verwerfung im Untergrund, so läßt sich ihre genaue Lage wie folgt ermitteln.

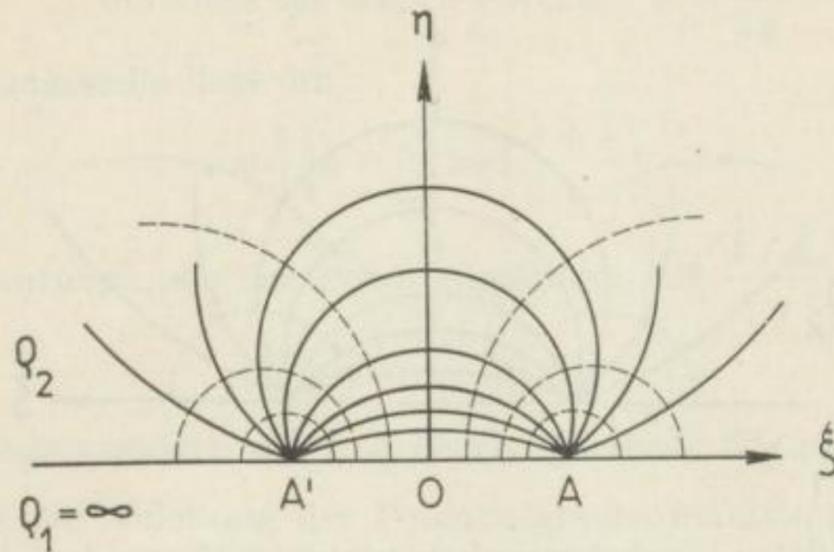
Nach Bild 33 gilt für das Verhältnis des größten Potentialgradienten zum kleinsten die Beziehung

$$q = \sqrt{\frac{E_{x \max}}{E_{x \min}}} \quad (54)$$

$$\zeta = \xi + i\eta$$

$$V = \log \left(\frac{\zeta - a}{\zeta + a} \right)$$

$$\frac{dV}{d\zeta} = \frac{2a}{\zeta^2 - a^2}$$



P_i	A'	O	A
ξ_i	$-a$	0	$+a$
α_i	π	0	π

$$\frac{dZ}{d\zeta} = -(\zeta + a)^{-1}(\zeta - a)^{-1} = -\frac{1}{\zeta^2 - a^2}$$

$$Z = \frac{1}{2a} \log \frac{a + \zeta}{a - \zeta} = X + iY \quad E_x = -R \left(\frac{dV}{dX} \right) = -R \left(\frac{dV}{dZ} \right)$$

$$b = \frac{\pi}{2a} = -R \left(\frac{dV}{d\zeta} \cdot \frac{d\zeta}{dZ} \right) \Big|_{\substack{\eta = 0 \\ \xi > a}} = 2a = \frac{\pi}{b}$$

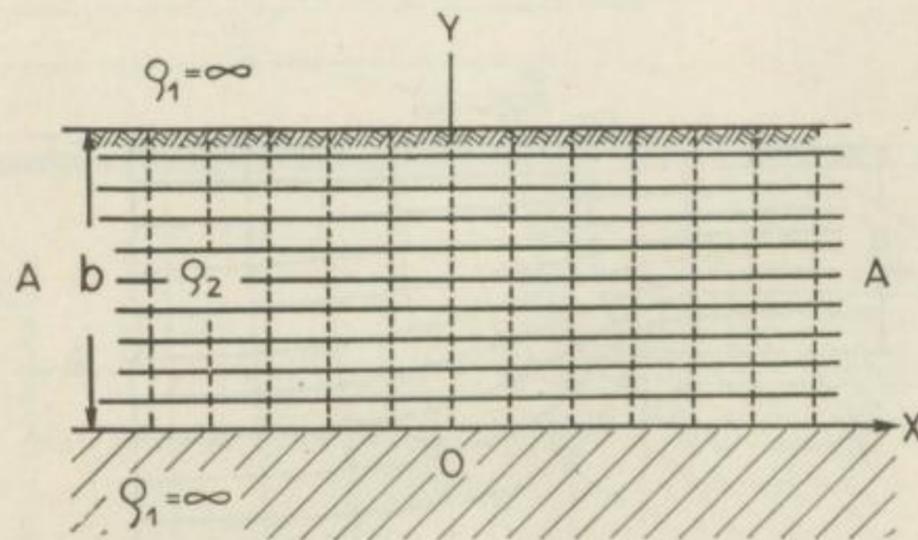


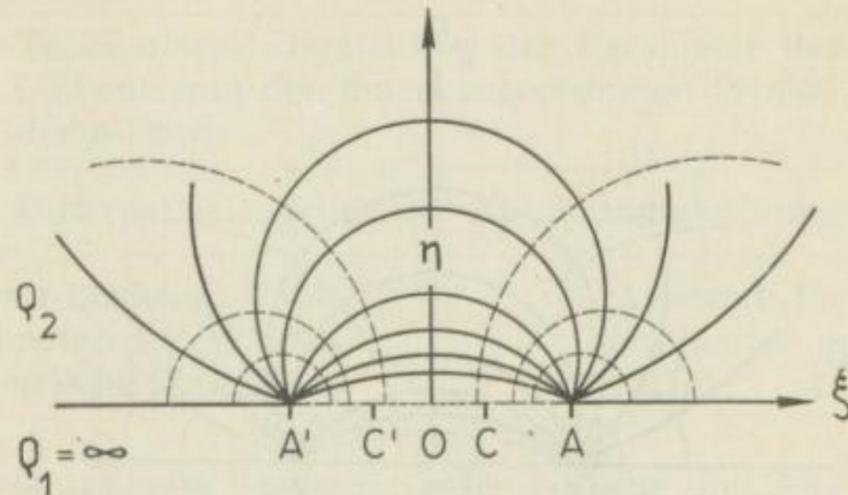
Bild 32. Ableitung des Erdstromfeldes für einen homogenen ungestörten Untergrund, umgezeichnet nach KUNETZ und DE GERY [22]

————— Stromlinien - - - - - Äquipotentiallinien

$$\zeta = \xi + i\eta$$

$$V = \log \left(\frac{\zeta - 1}{\zeta + 1} \right)$$

$$\frac{dV}{d\zeta} = \frac{2}{\zeta^2 - 1}$$



P_i	A'	C'	O	C	A
ξ_i	-1	$-\gamma$	0	γ	1
a_i	π	$-\pi/2$	0	$+\pi/2$	π

$$\frac{dZ}{d\zeta} = -(\zeta - 1)^{-1} (\zeta - \gamma)^{-\frac{1}{2}} (\zeta + \gamma)^{\frac{1}{2}} (\zeta + 1)^{-1} = -\frac{1}{\zeta^2 - 1} \sqrt{\frac{\zeta + \gamma}{\zeta - \gamma}}$$

$$Z = \frac{1}{2} \left[q \log \frac{q+u}{q-u} - \frac{1}{q} \log \frac{uq+1}{uq-1} \right] = X + iY \quad E_x = -R \left(\frac{dV}{dZ} \right) = -R \left(\frac{dV}{d\zeta} \frac{d\zeta}{dZ} \right) \Big|_{\substack{|\eta|=0 \\ |\xi|>1}}$$

$$u = \sqrt{\frac{\zeta + \gamma}{\zeta - \gamma}} \quad q = \sqrt{\frac{1 + \gamma}{1 - \gamma}} = 2 \sqrt{\frac{\zeta - \gamma}{\zeta + \gamma}}$$

$$a = \frac{\pi}{2q} \quad b = q \frac{\pi}{2}$$

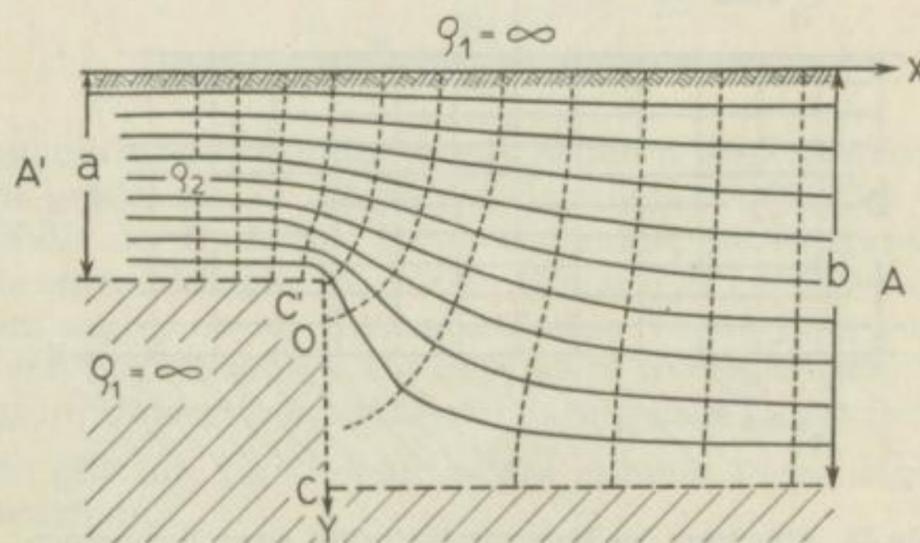


Bild 33. Ableitung des Erdstromfeldes für eine Stufe, umgezeichnet nach KUNETZ und DE GERY [22]

Aus q ermittelt man

$$\text{die Tiefe des unteren Niveaus } b = q \frac{\pi}{2} \quad (55)$$

$$\text{die Tiefe des oberen Niveaus } a = \frac{\pi}{2q} \quad (56)$$

Die Verwerfungsstelle liegt um

$$x = \frac{1}{2} \left(q - \frac{1}{q} \right) \log \left(\frac{q+1}{q-1} \right) \quad (57)$$

von der Stelle entfernt, wo der Potentialgradient auf $\frac{E_{x \max}}{q}$ abgesunken ist.

Beispiel 3:

Das Auflösungsvermögen der tellurischen Methode für eine Doppelstruktur

Bild 36 zeigt die Ableitung des Potentialgradientenverlaufes für eine schematische Doppelstruktur. Bild 37 gibt die graphische Darstellung des Potentialgradienten über der Struktur in Abhängigkeit von deren Tiefe unter der Erdoberfläche. Man sieht, daß von einer gewissen Tiefe an die Doppelstruktur nicht mehr als solche im Potentialgradientenbild zu erkennen ist. Man muß deshalb bei Angabe von Bohrpunkten auf Grund tellurischer Messungen sehr vorsichtig sein, da die Anomalien durchaus auf zwei Nachbarstrukturen zurückgeführt wer-

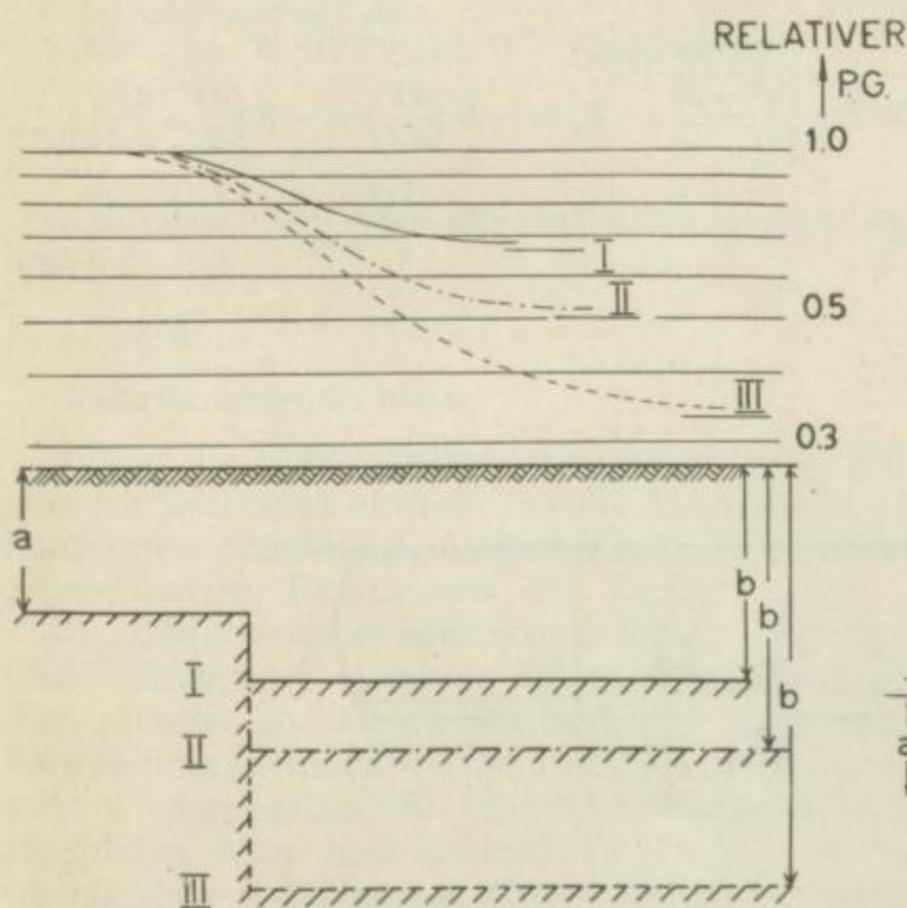


Bild 34. Potentialgradientenverlauf (P.G.) über einer Stufe in Abhängigkeit von der Stufenhöhe, umgezeichnet nach KUNETZ und DE GERY [22]

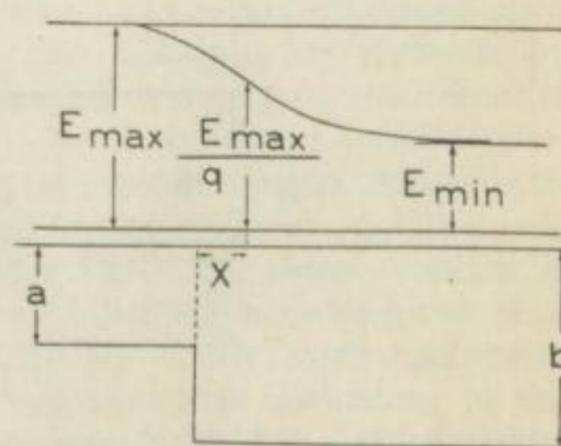


Bild 35. Zur Berechnung der geometrischen Daten einer Stufe aus dem Potentialgradientenverlauf

$$\zeta = \xi + i\eta$$

$$V = \log \left(\frac{\zeta - a}{\zeta + a} \right)$$

$$\frac{dV}{d\zeta} = \frac{2a}{\zeta^2 - a^2}$$

P_i	A'	B'	C'	O	C	B	A
ξ_i	$-a$	$-\beta$	$-\gamma$	0	γ	β	a
a_i	π	$\pi/2$	$-\pi$	$+\pi$	$-\pi$	$\pi/2$	π

$$\frac{dZ}{d\zeta} = (\zeta + a)^{-1} (\zeta + \beta)^{-\frac{1}{2}} (\zeta + \gamma)^{+\frac{1}{2}} \zeta^{-1} (\zeta - \gamma)^{+\frac{1}{2}} (\zeta - \beta)^{-\frac{1}{2}} (\zeta - a)^{-1}$$

$$= \frac{\zeta^2 - \gamma^2}{\zeta (\zeta^2 - a^2) \sqrt{\zeta^2 - \beta^2}}$$

$$Z = -\frac{\gamma}{a^2 \beta} \arcsin \frac{\beta}{\zeta} - \frac{a^2 - \gamma^2}{a^2 \sqrt{a^2 - \beta^2}} \operatorname{Ar} \operatorname{Sin} \frac{\sqrt{a^2 - \beta^2}}{\sqrt{\zeta^2 - a^2}} \quad E_x = -R \left(\frac{dV}{dZ} \right) = -R \left(\frac{dV}{d\zeta} \cdot \frac{d\zeta}{dZ} \right) \Big|_{\substack{|\eta|=0 \\ |\xi| > a}}$$

$$b = \frac{\gamma^2}{a^2 \beta} \pi \quad t = \frac{a^2 - \gamma^2}{a^2 \sqrt{a^2 - \beta^2}} \cdot 3 \frac{\pi}{2} \quad = -2a \frac{\zeta \sqrt{\zeta^2 - \beta^2}}{\zeta^2 - \gamma^2}$$

$$h = t \left(1 - \frac{2}{3\pi} \arctg \frac{\sqrt{\beta^2 - \gamma^2}}{\sqrt{a^2 - \beta^2}} \right)$$

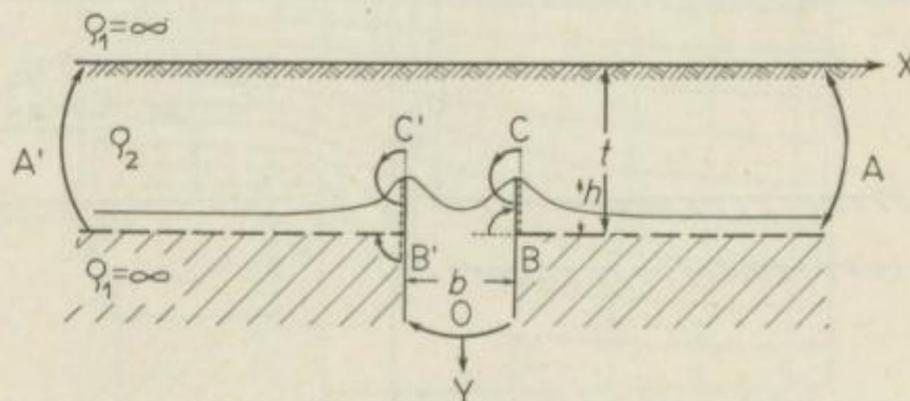


Bild 36

Ableitung des Potentialgradientenverlaufes für eine symmetrische Doppelstruktur, umgezeichnet nach KUNETZ und DE GERY [22]

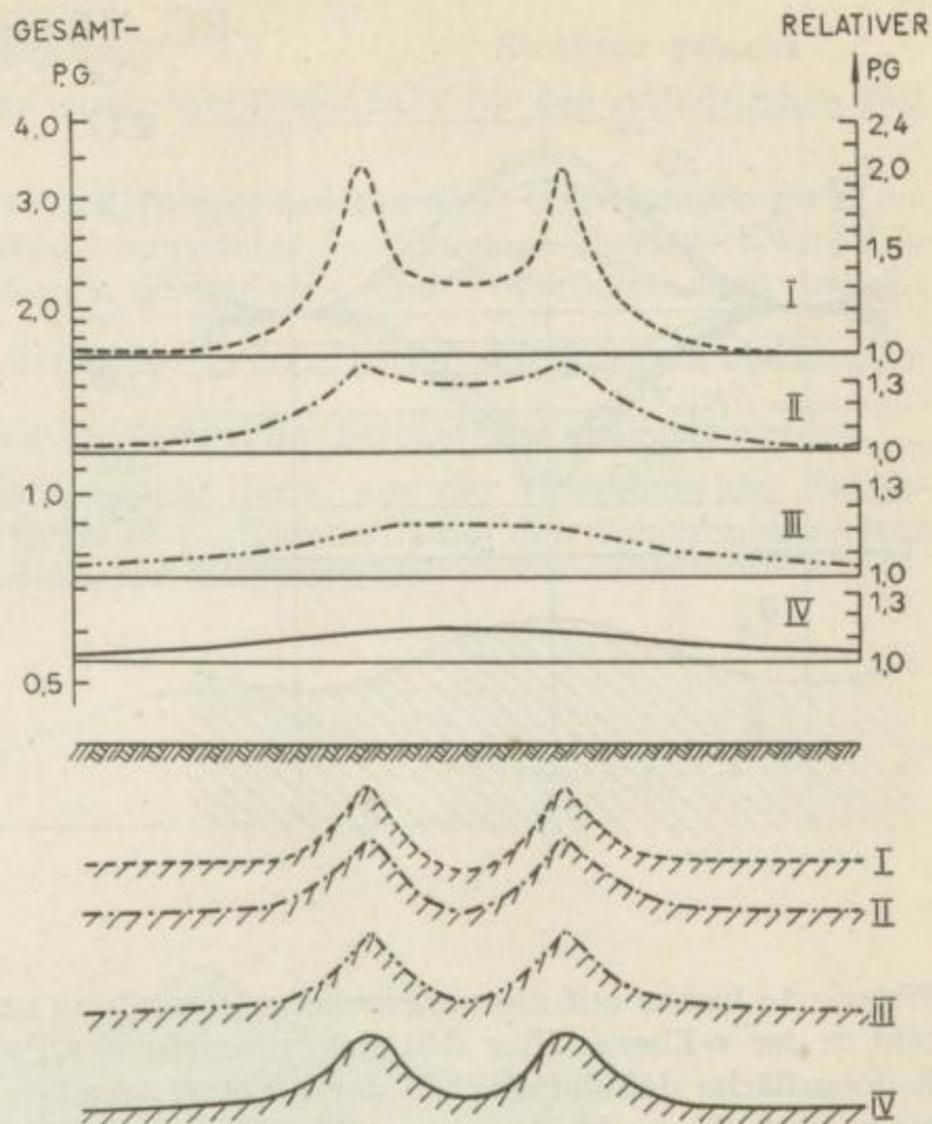


Bild 37

Der Potentialgradientenverlauf über einer Doppelstruktur in Abhängigkeit von deren Tiefe, umgezeichnet nach KUNETZ und DE GERY [22]

den können, wenn diese im Verhältnis zu ihrer Höhe und Breite in großer Tiefe liegen.

Beispiel 4:

Mehrschichtenproblem

Wenn die Sockelstruktur keine unendlich große Leitfähigkeit besitzt, kann man für besonders einfache Strukturen trotzdem Lösungen mit der Methode der konformen Abbildung angeben. Doch kommen zu den beliebig zu variierenden geometrischen Parametern der Struktur noch die Leitfähigkeitsverhältnisse hinzu. Damit wird es sehr schwierig, zu einer Messung die richtige Struktur zu finden. Man wird in diesen Fällen künstliche Tiefensondierungen zu Hilfe nehmen müssen, so daß die Methode der konformen Abbildung dann weniger in Anwendung kommen dürfte. Der Lösungsweg werde hier deshalb auch nur skizziert wiedergegeben. Er ist grundsätzlich derselbe wie in den vorhergehenden Beispielen. Man muß diesmal die Lösung der Laplaceschen Gleichung in der unendlichen Halbebene (ζ -Ebene) für eine vorgegebene Schichten- und Quellenverteilung unter Berücksichtigung der Stetigkeitsbedingungen an den Grenzflächen angeben. Die Potentialfunktion wird dabei meist durch Potenzreihenentwicklungen angegeben (Spiegelpunktmethode). Dann transformiert man in gleicher

Deutsches
Brennstoffinstitut
Freiberg/Sa.

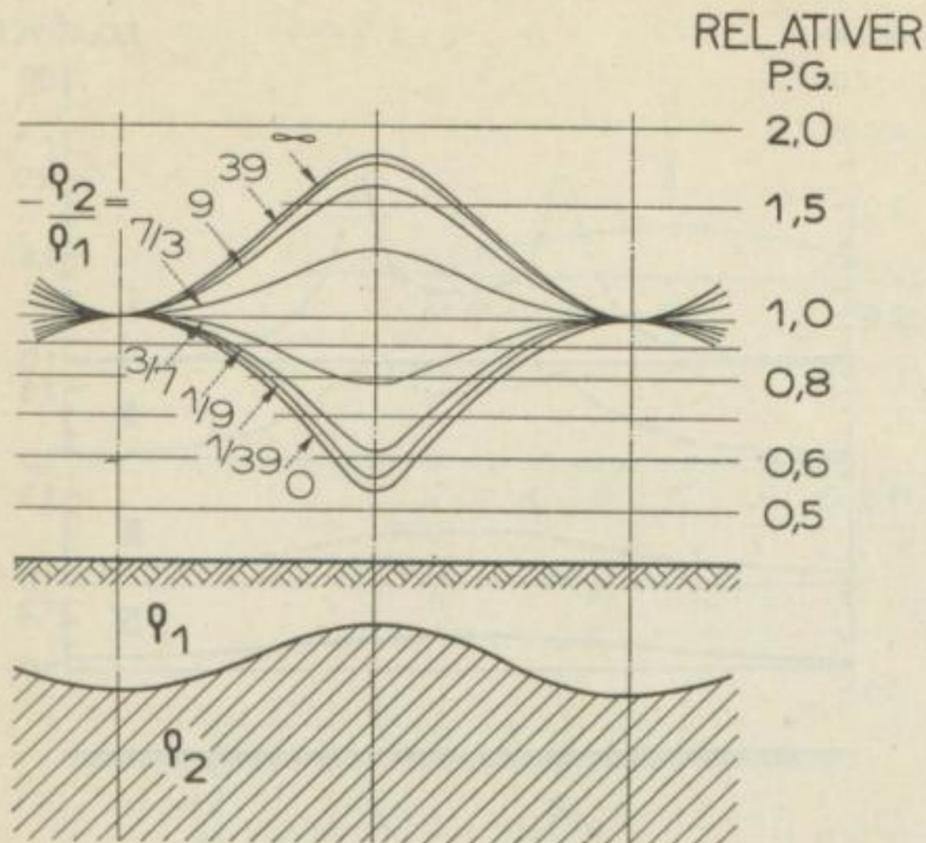


Bild 38
Potentialgradient für 2schichtige Struktur mit endlichen Leitfähigkeitsverhältnissen, umgezeichnet nach KUNETZ und DE GERY [22]

Weise wie bisher auf die vorgegebene Berandung und erhält das Mehrschichtenbild in der z-Ebene. Hier läßt sich nunmehr der Potentialgradient über dem als Erdoberfläche definierten Teil der z-Ebene angeben. In Bild 38 ist das Ergebnis einer nach dieser Methode von KUNETZ und DE GERY durchgeführten Rechnung wiedergegeben. Die Potentialgradienten sind für verschiedene Leitfähigkeitsverhältnisse zwischen Antiklinalstruktur und Deckschicht gezeichnet.

Es zeigt sich, daß schon eine Einlagerung, die 40mal schlechter leitet als die Umgebung, für die Tellurik als „ideal“ erscheint. Die Einlagerung braucht also nicht, wie ursprünglich vorausgesetzt, unendlich großen Widerstand zu haben, sondern es genügt, wenn sie eine 40mal schlechtere Leitfähigkeit hat als die Umgebung. Doch auch bei geringeren Leitfähigkeitsverhältnissen — z. B. $\frac{\rho_2}{\rho_1} = 2$ — ergeben sich noch deutliche tellurische Anomalien.

Die hier behandelten Beispiele zeigen, daß sich die Methode der konformen Abbildung zur Auswertung mit Erfolg nur dort anwenden läßt, wo einfache zylindrische Zweiseichtenfälle vorliegen. Doch lassen sich auch in diesen Fällen zu Potentialgradientenbildern verschiedene mögliche geometrische Konstruktionen finden, die man einschränken kann, wenn man aus den geologischen Verhältnissen schon gewisse Anhaltspunkte über die mögliche Form der Struktur hat.

Sind allerdings überhaupt keine Anhaltspunkte vorhanden, so ist es ratsam, sofern die Auswertung nicht qualitativ erfolgen soll, die analytische oder „inverse Methode“ heranzuziehen, deren Grundzüge im nächsten Abschnitt beschrieben werden sollen.

2.423 Randwertproblemstellung

Potentialgradient vorgegeben

Struktur gesucht

Die Lösung dieses Problems wurde von BARANOV für den zylindrischen Fall ausführlich behandelt [2].

Es werde angenommen, daß der Untergrund aus einer hochohmigen Struktur besteht, die von einer Deckschicht konstanter Leitfähigkeit überlagert wird. Da direkte Proportionalität zwischen Stromdichte und Potentialgradient besteht ($j = \sigma \frac{\partial V}{\partial x}$), kann der Verlauf des an der Erdoberfläche experimentell bestimmten Potentialgradienten gleichzeitig als Verlauf der Stromdichte gedeutet werden.

Das mathematische Problem besteht darin, aus der Verteilung der Stromdichte über dem Rand eines Gebietes (= Erdoberfläche) den Stromlinienverlauf im Innern des Gebietes (= Erdinneres) zu ermitteln.

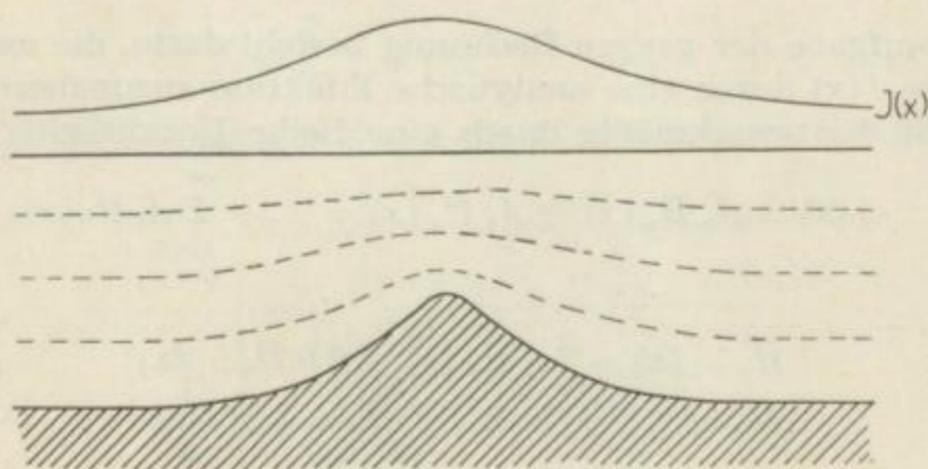


Bild 39. Stromdichteverlauf ($J(x)$) über einer Antiklinalstruktur

Die Struktur werde in der komplexen Ebene dargestellt (Bild 39).

Unter Voraussetzung des quasistationären Charakters der tellurischen Ströme geht man von der Grundgleichung

$$\Delta \Phi = 0 \quad (58)$$

aus, wobei

$$\Phi(x + iy) = V(x, y) + iI(x, y) \\ z = x + iy$$

Damit ergibt sich für einen beliebigen Punkt der komplexen Ebene in z -Richtung eine Stromdichte

$$\frac{d\Phi}{dz} = j(z) \quad (59)$$

Für die Erdoberfläche ist $y = 0$, und man erhält

$$\frac{\partial \Phi}{\partial x} = \frac{\partial V}{\partial x}(x) = cj(x) \quad (60)$$

c = konstanter Faktor der Deckschichtleitfähigkeit

Die Funktion des Potentialgradienten $\frac{\partial V}{\partial x}$ und damit auch von $j(x)$ liegt längs der Erdoberfläche auf Grund experimenteller Messungen zunächst als Kurve vor. Man kann aber durch Näherungsverfahren einen analytischen Ausdruck für $j(x)$ finden. Sodann ist es möglich, die Funktion der Stromdichte sofort für jeden Punkt unter der Erdoberfläche anzugeben, wenn man in der Funktion $j(x)$ x durch $z = x + iy$ ersetzt. Man gewinnt aus (59)

$$\Phi(z) = V(x, y) + iI(x, y) = \int j(z) dz + k \quad (61)$$

$k = 0$ erlegt dem weiteren Gang der Rechnung keine Beschränkungen auf.

Nach Integration der Funktion $j(z)$ trennt man in $\Phi(z)$ Real- und Imaginärteil. Der Imaginärteil $I(x, y)$ ergibt dann für ein bestimmtes $x_0 = \text{const}$ den Gesamtstrom zwischen der Erdoberfläche ($y = 0$) und der Tiefe y . Stromlinien lassen sich dann leicht zeichnen, wenn man Punkte gleicher Gesamtstromstärke verbindet.

Die Hauptaufgabe der ganzen Rechnung besteht darin, die experimentell ermittelte Kurve $j(x)$ durch eine analytische Funktion anzunähern. Nach BARANOV geschieht dies zweckmäßig durch eine Reihe Hermitescher Polynome

$$j(x) = A_0 H_0(x) + A_1 H_1(x) + \dots = \sum_{i=0}^{\infty} A_i H_i(x) \quad (62)$$

wobei

$$\begin{aligned} H_{n+1}(x) &= 2x H_n(x) - 2n H_{n-1}(x) \\ H_0 &= 1, \quad H_1 = 2x, \quad H_2 = 4x^2 - 2 \end{aligned} \quad (63)$$

$$A_n = \frac{1}{2^n n! \sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2} j(x) H_n(x) dx \quad (64)$$

Die Integration von $j(x)$ liefert wegen

$$\int H_n(x) dx = \frac{H_{n+1}(x)}{2(n+1)} \quad (65)$$

$$j(x) = \frac{A_0}{2} H_1(x) + \frac{A_1}{4} H_2(x) + \dots = \sum_0^{\infty} \frac{A_n}{2(n+1)} H_{n+1}(x) \quad (66)$$

In diesem Ausdruck ersetzt man x durch $x + iy$ und erhält

$$V(x, y) + iI(x, y) = \sum_0^{\infty} \frac{A_n}{2(n+1)} H_{n+1}(x + iy) \quad (67)$$

Da die Wahl des Koordinatenanfangspunktes keine Rolle spielt, bestimmt man den Punkt, für den man I als Funktion von y berechnen will, als Koordinatenanfangspunkt.

$$V(0, y) + iI(0, y) = \sum_0^{\infty} \frac{A_n}{2(n+1)} H_{n+1}(iy) \quad (68)$$

Die Hermiteschen Polynome haben gerade oder ungerade Potenzen, je nach ihren Indexzahlen. Deshalb sind die Polynome $H_{2k}(iy)$ reell, während die Polynome $H_{2k+1}(iy)$ imaginär sind.

Man kann setzen

$$H_{2k+1}(iy) = i(-1)^k \bar{H}_{2k+1}(y) \quad (69)$$

wobei \bar{H}_{2k+1} reell und positiv für alle Werte von y bleibt. Die gesuchte Funktion $I(y)$ schreibt sich dann zu

$$I(y) = \sum_0^{\infty} (-1)^k \frac{A_{2k}}{2(2k+1)} \bar{H}_{2k+1}(y) \quad (70)$$

Man hat nunmehr die Koeffizienten A_{2k} zu bestimmen, die durch die Formel (64) gegeben sind. Dabei ist ein Integral der Form

$$F = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2} f(x) dx \quad (71)$$

zu berechnen. Nach Gauß läßt sich ein solches Integral durch die Summe

$$F = \sum_0^n \lambda_\nu (f(x_\nu) + f(-x_\nu)) \quad (72)$$

ersetzen. Für Entwicklung bis $n = 4$ sind die λ_ν und x_ν in der folgenden Tabelle wiedergegeben.

ν	λ_ν	x
0	0,720233	0
1	0,432652	0,723551
2	0,088475	1,468554
3	0,004944	2,266581
4	0,000040	3,190993

Damit wird

$$\begin{aligned} A_{2k} &= \frac{1}{2^{2k} (2k)! \sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-x^2} j(x) H_{2k}(x) dx \\ &= \frac{1}{2^{2k} (2k)! \sqrt{\pi}} \sum_\nu \lambda_\nu e^{-x_\nu^2} j(x_\nu) H_{2k}(x_\nu) \\ &= \sum \mu_{2k}(x_\nu) j(x_\nu) \end{aligned} \quad (73)$$

wobei sich

$$\mu_{2k} = \frac{1}{2^{2k} (2k)! \sqrt{\pi}} \sum_\nu \lambda_\nu e^{-x_\nu^2} H_{2k}(x_\nu)$$

für verschiedene Werte von k und ν berechnen läßt. Für $I(y)$ erhält man nunmehr

$$\begin{aligned} I(y) &= \sum_\nu j(x_\nu) \sum_k \frac{(-1)^k}{2(2k+1)} \mu_k(x) \bar{H}_{2k+1}(x) \\ &= \sum_\nu c_\nu(y) j_\nu(x_\nu) \end{aligned} \quad (74)$$

wobei

$$j_v = j(-x_v) + j(+x_v)$$

$$c_v = \frac{1}{2} \sum_k \frac{(-1)^k}{2k+1} \mu_k(x_v) \bar{H}_{2k+1}(y)$$

Die Werte von c_v finden sich für verschiedene v und y in Tabelle 4 angegeben.

Tabelle 4

v	$y = 0,2$	$y = 0,4$	$y = 0,6$	$y = 0,8$	$y = 1,0$
0	+ 0,20720	+ 0,46019	+ 0,81799	+ 1,35575	+ 2,25372
± 1	- 0,00390	- 0,03360	- 0,12423	- 0,32580	- 0,74866
± 2	+ 0,00041	+ 0,00410	+ 0,01736	+ 0,05581	+ 0,13859
± 3	- 0,00001	- 0,00036	- 0,00168	- 0,00699	- 0,01534
± 4	0,00000	+ 0,00001	+ 0,00007	+ 0,00017	+ 0,00071

Man hat also praktisch weiter nichts zu tun, als die experimentell vorliegenden Werte $j(x)$ an den Stellen x_v mit den entsprechenden c_v zu multiplizieren und zu addieren, um für die einzelnen Tiefen y die Funktion $I(y)$ zu bekommen.

x_v und y sind zunächst dimensionslos angegeben worden. Um zu den wahren Koordinatenangaben (D), (H) (z. B. m, km usw.) zu kommen, muß man ein Einheitsmaßsystem definieren. Es sei $a = \text{Einheit}$ (z. B. m, km). Dann gilt $y = \frac{H}{a}$.

Wenn also z. B. $a = 1 \text{ km}$ und $H = 400 \text{ m}$ ist, wird $y = 0,4$. Dasselbe gilt für die Abszissen x_v . Für $x_v = 0,723$ der wahre Abszissenwert $D_v = ax_v = 723 \text{ m}$.

Als endgültige Arbeitsformel schlägt BARANOV schließlich die mit a multiplizierte Formel (72) vor.

$$I(H) = a \sum_v c_v \left(\frac{H}{a} \right) j_v(ax_v) \quad (75)$$

$$j_v = j(-ax_v) + j(ax_v)$$

$I(H)$ wird dadurch von der Wahl der an sich willkürlichen Einheitsgröße a unabhängig. Man soll a stets so wählen, daß die Punkte ax_v der Abszisse die Kurve $j(x)$ gut charakterisieren. In dem Fall, daß $j(x)$ sich aus einer regionalen und einer lokalen Anomalie zusammensetzt, kann man beide Teile für sich mit verschiedenem a interpretieren.

Zusammengefaßt ergibt sich also folgender Auswertungsgang:

1. Für die Punkte $\pm D_v = \pm ax_v$ mißt man die experimentell bestimmte Stromdichte (= Potentialgradient) in willkürlichen Einheiten (z. B. mm) ab und multipliziert sie mit den in Tabelle 4 für die einzelnen Tiefen angegebenen c_v . Die Summation liefert die Gesamtstromstärke bis zur eingesetzten Tiefe. Für den an der Erdoberfläche festgelegten Nullpunkt läßt sich in dieser Weise die Stromstärke-Tiefenkurve bestimmen.

2. Man wiederholt dasselbe, indem man einen anderen Punkt der Erdoberfläche zum Nullpunkt wählt, und erhält damit die Stromstärke-Tiefenkurve auch für diesen Punkt.
3. Um eine Stromlinie zeichnen zu können, wählt man eine bestimmte Stromstärke aus und markiert an den einzelnen Vertikalprofilen die Punkte, wo diese Stromstärke auftritt.

Das Verfahren soll an einem Beispiel näher erläutert werden.

In einem Gebiet sei das in Bild 40 dargestellte Potentialgradientenbild aufgenommen worden. Es ist die Form der Stromlinien im Untergrund gesucht. Dazu

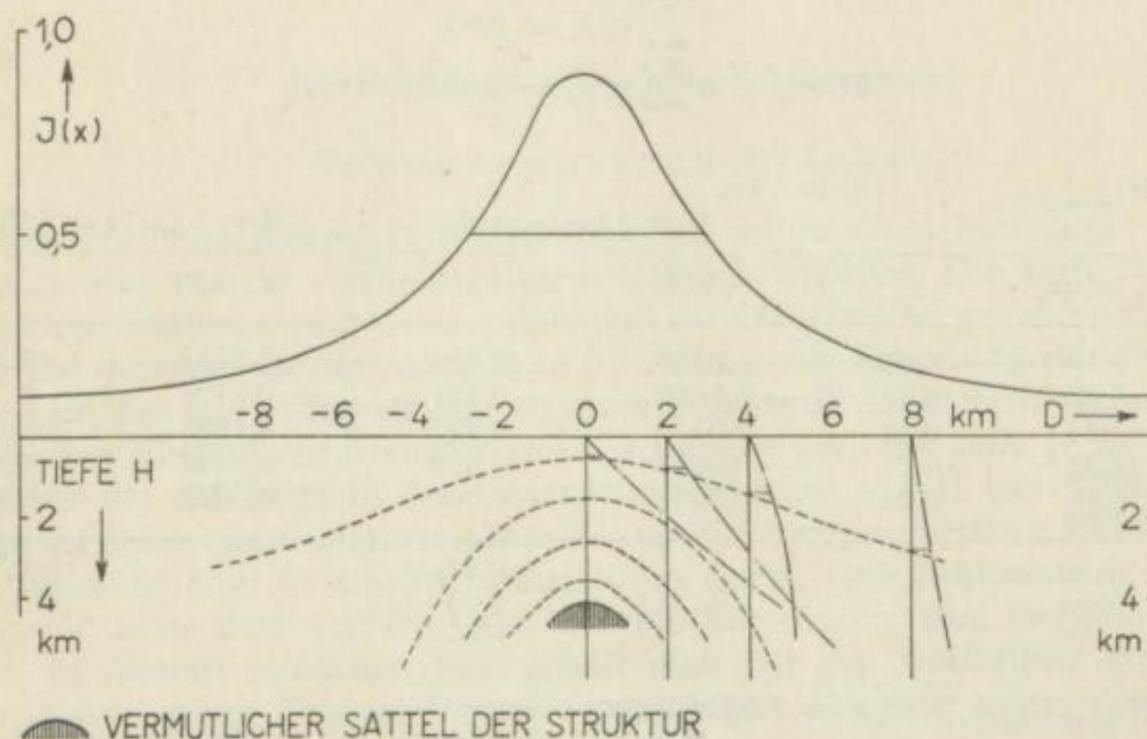


Bild 40. Auswertungsbeispiel einer tellurischen Messung nach der inversen Methode von BARANOV [2]

----- Strom-Tiefen-Funktion über vertikaler Abszisse
 - - - - - Stromlinie

- berechnen wir den Verlauf der Strom-Tiefenfunktion für die Punkte $D = 0$ km, $D = 2$ km, $D = 4$ km, $D = 8$ km nach der Formel (75).

Für die gewählten Abszissenpunkte lassen sich nunmehr die Strom-Tiefenkurven zeichnen. Indem man schließlich die Stellen an den einzelnen Vertikalprofilen markiert, wo die gleiche Stromstärke eintritt, gewinnt man die Stromlinien. Die so ermittelten Stromlinien lassen den Sattel der Antiklinale in etwa 4 km Tiefe vermuten.

Wenn die an der Erdoberfläche herrschende Leitfähigkeit örtlich stark wechselt, kann man Untergrundeffekte und Oberflächeneffekte nicht mehr trennen. Wertet man dennoch in der oben angegebenen Weise aus, so muß der daraus resultierende Stromlinienverlauf Fehler enthalten. Das gleiche gilt für den Fall, daß das Leitfähigkeitsverhältnis zwischen hochohmiger Sockelstruktur und leitender Deckschicht größer als $1/40$ ist, bzw. wenn überhaupt der leitende Deckschichtkomplex aus vielen Einzelschichten unterschiedlicher Leitfähigkeit zusammengesetzt ist. Die Methode von BARANOV liefert damit nur exakte Ergebnisse für den Idealfall der tellurischen Prospektion.

Tabelle 5

1. $I(H)_{D=0 \text{ km}}$ $a = 4 \text{ km}$						
			$H = 2,4 \text{ km } (y = 0,6)$		$H = 4 \text{ km } (y = 1,0)$	
ν	$D_\nu = ax_\nu$	j_ν	$c_\nu(0,6)$	$j_\nu c_\nu(0,6)$	$c_\nu(1,0)$	$j_\nu c_\nu(1,0)$
0	0	0,9	0,8180	0,736	2,2537	2,028
1	2,89	1,0	-0,1242	-0,124	-0,7487	-0,749
2	5,88	0,48	0,0174	0,008	0,1386	0,067
3	9,07	0,28	-0,0017	0,000	-0,0153	-0,004
4	12,75	0,2	0,0001	0,000	0,0007	0,000
$\sum c_\nu j_\nu = 0,62$						1,34
$I(2,4)_0 = a \sum c_\nu j_\nu = \underline{\underline{2,48}}$						<u>5,37</u>
2. $I(H)_{D=2 \text{ km}}$ $a = 5 \text{ km}$						
			$H = 3 \text{ km } (y = 0,6)$		$H = 5 \text{ km } (y = 1,0)$	
ν	$D_\nu = ax_\nu$	j_ν	$c_\nu(0,6)$	$j_\nu c_\nu(0,6)$	$c_\nu(1,0)$	$j_\nu c_\nu(1,0)$
0	0	0,64	0,8180	0,524	2,2537	1,441
1	3,62	0,97	-0,1242	-0,121	-0,7487	-0,725
2	7,34	0,42	0,0174	0,007	0,1386	0,058
3	11,33	0,24	-0,0017	0,000	-0,0153	-0,004
4	15,19	0,20	0,0001	0,000	0,0007	0,000
				0,41	0,77	
				<u>2,05</u>	<u>3,85</u>	
3. $I(H)_{D=4 \text{ km}}$ $a = 5,5 \text{ km}$						
			$H = 2,2 \text{ km } (y = 0,4)$		$H = 5,5 \text{ km } (y = 1,0)$	
ν	$D_\nu = ax_\nu$	j_ν	$c_\nu(0,4)$	$j_\nu c_\nu(0,4)$	$c_\nu(1,0)$	$j_\nu c_\nu(1,0)$
0	0	0,36	0,4602	0,166	2,2537	0,810
1	3,98	0,90	-0,0336	-0,030	-0,7487	-0,674
2	8,07	0,47	0,0041	0,002	0,1386	0,065
3	12,49	0,26	-0,0004	0,000	-0,0153	-0,004
4	17,54	0,20	0,000	0,000	0,0007	0,000
				0,138	0,197	
				<u>0,76</u>	<u>1,1</u>	
4. $I(H)_{D=8 \text{ km}}$ $a = 5,5 \text{ km}$						
			$H = 2,2 \text{ km } (y = 0,4)$		$H = 5,5 \text{ km } (y = 1,0)$	
ν	$D_\nu = ax_\nu$	j_ν	$c_\nu(0,4)$	$j_\nu c_\nu(0,4)$	$c_\nu(1,0)$	$j_\nu c_\nu(1,0)$
0	0	0,17	0,4602	0,078	2,2537	0,383
1	3,98	0,47	-0,0336	-0,016	-0,748	-0,352
2	8,07	1,00	0,0041	0,004	0,1386	0,139
3	12,49	0,44	-0,0004	0,000	-0,01534	-0,007
4	17,54	0,14	0,0000	0,000	0,0007	0,000
				0,07	0,163	
				<u>0,36</u>	<u>0,90</u>	

2.424 Modellversuche

Zur Bestimmung der Feldanomalien, die von besonders komplizierten Untergrundstrukturen hervorgerufen werden, kann man Modellversuche anstellen. Man setzt dazu das Modell der Struktur (Leitfähigkeit σ_M) in einen isolierten Trog, der mit einer Salzlösung bestimmter Leitfähigkeit $\sigma_S \gg \sigma_M$ gefüllt ist. Zwei gegenüberliegende Seiten des Troges bildet man als plattenförmige Elektroden aus und legt eine Gleichspannung an. Die dadurch entstehende homogene Strömung wird durch die Modellstruktur gestört. Das führt zu Potentialgradientenanomalien an der Trogoberfläche, die unmittelbar experimentell bestimmt werden können.

2.5 Korrekturen tellurischer Messungen

2.51 Topographische Effekte

Topographische Korrekturen können bei tellurischen Messungen eine Rolle spielen, wenn man in stark hügeligem Gelände arbeitet. Die Luft stellt für die tellurischen Ströme einen Isolator dar, und die Ströme sind gezwungen, sich unter einem Tal zusammenzudrängen. Dies führt zu einer Erhöhung des Potentialgradienten im Tal und entsprechend zu einer Abnahme des Potentialgradienten auf Bergen. Der Einfluß der Topographie wird um so geringer sein, je flacher das Tal gegenüber der Mächtigkeit der Untergrundstruktur — z. B. einer Antiklinale — ist. Um zu einer quantitativen Abschätzung der topographischen Effekte zu kommen, werde in Bild 41 ein Tal schematisch durch eine Doppelstufe angenähert. Dabei soll unter dem Tal eine gut leitende Schicht bis zum isolierenden Sockel folgen. In diesem einfachen Fall erhält man für das Verhältnis des anomalen Potentialgradienten E_T zum Potentialgradienten, den man messen würde, wenn

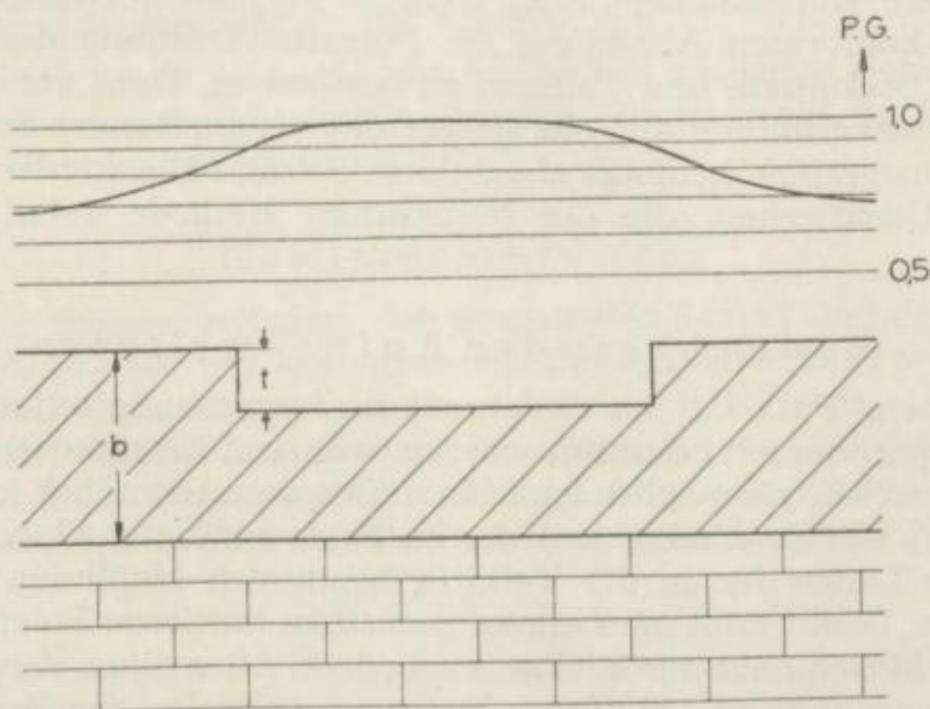


Bild 41. Schematische Darstellung eines Tales mit dazugehörigem Potentialgradientenverlauf

das Tal aufgefüllt wäre (E_E)

$$\frac{E_T}{E_E} = \frac{b_E}{b_T} \quad (76)$$

$$E_T = E_E \frac{b_E}{b_T} = E_E \frac{b_E}{b_E - t} = E_E \left(1 + \frac{t}{b_E} + \dots \right) \quad (77)$$

b_E Teufe des Sockels von der Ebene aus

b_T Teufe des Sockels vom Tal aus

t Tiefe des Tales

Wenn die Tiefe des Tales kleiner als $1/100$ der Tiefe bis zum Sockel ist, läßt sich die über dem Tal auftretende Potentialgradientenanomalie nicht mehr experimentell nachweisen. Geländekorrekturen machen sich also überflüssig, wenn man in einem hügeligen Gelände arbeitet, das Höhenunterschiede von ± 10 m aufweist, und wenn die zu erforschenden Strukturen in einer Tiefe von 1 km liegen. Man muß von Fall zu Fall entscheiden, ob Geländekorrekturen nötig sind. Wo sie unentbehrlich erscheinen, muß man für Reduktionen auf ebenes Gelände unbedingt die ungefähre Teufe bis zum hochohmigen Sockel kennen, damit man die Reduktion für das Zentrum des Tales im einfachsten Fall nach der Formel

$$E_E = E_T \left(1 - \frac{t}{b} \right) \quad (78)$$

vornehmen kann. Für die anderen Punkte des Tales gleicht man den Faktor $k = \left(1 - \frac{t}{b} \right)$ bis zur Ebene ($k = 1$) linear aus. Ist die leitende Deckschicht aus mehreren Einzelschichten mit unterschiedlicher Leitfähigkeit zusammengesetzt, so hat man für $b = \sum h_n \sigma_n$ einzusetzen.

Wo exaktere Korrekturen nötig werden, ist man gezwungen, mittels der Methode der konformen Abbildung die Potentialverteilung über dem Tal bei vorgegebener Sockeltiefe und Talform zu bestimmen. Dazu versucht man, eine einfache Quellenverteilung auf ein Gebiet mit vorgegebenem Sockel und schematisierter Topographie konform abzubilden. Solche Fälle werden jedoch bei der allgemeinen Unsicherheit, die der tellurischen Methode anhaftet, nur selten vorkommen.

2.52

Endlichkeit der Aufnahmelinien

Der an einem Punkt der Erdoberfläche herrschende tellurische Feldwert kann nicht experimentell bestimmt werden, während Entsprechendes in der Magnetik oder Gravimetrie möglich ist. Man müßte dazu unendlich kurze Meßlinien benutzen, wozu die Empfindlichkeit der im Felde benutzten Galvanometer nicht ausreicht. Die Länge der in der Tellurik benötigten Meßlinien liegt zwischen 100 und 500 m. Damit mißt man immer nur einen mittleren Potentialgradienten, den man dem Mittelpunkt der Meßbasis zuordnet. Anomalien, deren Ausdehnung in der Größenordnung der Meßbasis liegen, entgehen so der Beobachtung. Der wahre, d. h. differentielle Potentialgradient (= Feldwert) kann von dem mittleren mehr oder weniger stark abweichen, doch lassen sich hierfür keine Korrekturformeln angeben.

2.53

Vagabundierende Ströme

Die Hauptstöreffekte tellurischer Messungen liegen in den industriellen oder vagabundierenden Strömen, die u. U. eine tellurische Messung unmöglich machen können. Wie schon in Abschnitt 1.11 berichtet, liegen die Quellen dieser Ströme an den Erdungspunkten elektrischer Kraftsysteme und an schlecht isolierten Stellen der Energieverteilungsnetze. Elektrische Bahnen, Hochspannungsmasten, Telegrafienlinien und elektrische Bergwerkseinrichtungen sind hier besonders zu nennen. Als undefinierbare Integralquelle vagabundierender Ströme sind die Großstädte anzusehen. Sie verseuchen Gebiete im Umkreis bis 40 km mit vagabundierenden Strömen. Störungen elektrischer Bahnen lassen sich bis 20 km Entfernung nachweisen. Nach Art der Quellenverteilung kann man zwei Arten von vagabundierenden Strömen unterscheiden.

1. Wenn die Entfernung der Quellen sehr groß ist im Verhältnis zum Untersuchungsgebiet, so kann das Feld der vagabundierenden Ströme u. U. wie das tellurische Feld quasiparallel sein. Dieses Feld überlagert sich dann dem tellurischen Feld regional, führt aber dazu, daß die linearen Beziehungen zwischen Basis- und Wanderstation besonders für große Entfernungen nicht mehr exakt gelten, die Ellipsen sich also nicht eindeutig konstruieren lassen. Man kann die Auswertung der tellurischen Karten trotzdem ausführen, wenn man gleichzeitig an zwei Basisstationen registrieren läßt, die zu beiden Seiten des Meßgebietes aufgestellt werden. Für beide Basisstationen führt man dann die zugehörige Ellipsenauswertung der Wanderstation durch und bildet Mittelwerte an den Wanderstationen.
2. Wenn die Quellen zu nahe sind, so daß ihr Feld im Untersuchungsgebiet nicht als quasiparallel anzusehen ist, kann man die Auswertung im allgemeinen trotzdem noch vornehmen, muß sich aber darüber im klaren sein, daß den einzelnen Ellipsen u. U. erhebliche Fehler anhaften können. Es ist zweckmäßig, die einzelnen Ellipsen je nach ihrer Lage als mögliche Quellen vagabundierender Ströme zu markieren, um dies später bei der Auswertung der tellurischen Karten berücksichtigen zu können.

Es sei an dieser Stelle vermerkt, daß in stark verseuchten Gebieten auch eine Registrierung der vagabundierenden Ströme Hinweise auf die Leitfähigkeitsverteilung im Untergrund geben kann [19].

2.54

Gewitterstörungen

Bei Gewitter können zwischen den ausgelegten Linien und der Erde Induktionseffekte von 10—100 mV/km auftreten. Ein einzelner Blitz wird wegen der Schnelligkeit der Entladungsschwingungen kaum aufgezeichnet werden, doch kann bei großer Blitzhäufigkeit und Häufigkeit stiller Entladungen während einiger Sekunden das Galvanometer u. U. zum Ansprechen gebracht werden. Es ist daher ratsam, bei stärkeren örtlichen Gewittern die Messungen zu unterbrechen.

2.6

Apparatives

Die Variationen der tellurischen Ströme werden an Wander- und Basisstation mit Erdstromapparaturen aufgenommen, die im Prinzip den im Abschnitt 1.323 beschriebenen Observationsgeräten ähneln.

In die zwei zueinander senkrechten Meßlinien, die an ihren Enden durch Elektroden mit dem Erdboden verbunden sind, werden hochempfindliche Galvanometer geschaltet, die die Variationen fotografisch aufzeichnen. Außerdem müssen in regelmäßigen Abständen Zeitmarken auf den Film gegeben werden.

Wegen der relativ kurzen Meßdauer von wenigen Minuten für einen Stationspunkt ergeben sich gegenüber der Observatoriumsregistrierung einige wesentliche Vereinfachungen, die vor allem das Elektrodenproblem betreffen.

2.61

Elektroden

In Abschnitt 1.321 wurde das Elektrodenproblem der Erdstromforschung ausführlich dargestellt. Als Störeffekte wurden besonders zeitliche Änderungen des Elektrodenkontaktpotentials und Änderungen des Elektrodenübergangswiderstandes erwähnt. Die Ursache dieser Änderungen liegt in Leitfähigkeitsschwankungen in der Elektrodennachbarschaft und in Temperaturänderungen an den Elektroden.

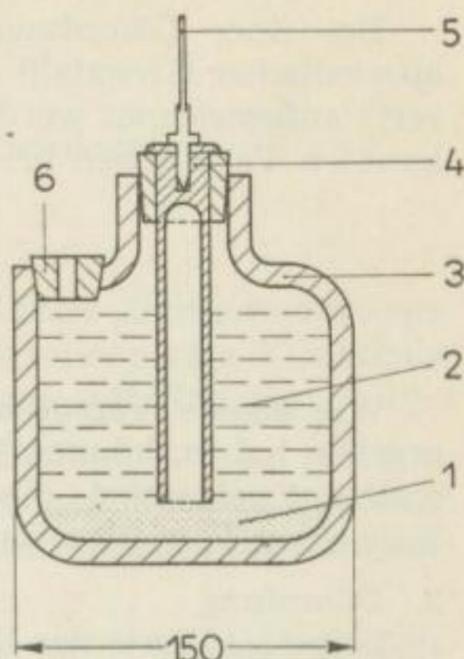
Es ist ratsam, als Elektroden keine Metalle zu benutzen. Sie haben meist ein hohes Kontaktpotential, das man wegzukompensieren muß. Die dazu benötigte hohe Kompensationsspannung läßt sich relativ schlechter konstant halten als eine niedrige Kompensationsspannung, wie sie etwa zur Kompensation des Diffusionspotentials bei unpolarisierbaren Elektroden benötigt wird. Leitfähigkeitsänderungen an unpolarisierbaren Elektroden werden — soweit die Elektroden flüssigen Elektrolyt tragen — durch Diffusion des Elektrolyts durch den porösen Elektrodenboden in das umgebende Medium hervorgerufen. Doch erfolgt diese Diffusion sehr langsam, und während einer Meßdauer von höchstens 10 Minuten sind plötzliche Leitfähigkeitsänderungen, die etwa kurzperiodische Erdstromvariationen vortäuschen könnten, kaum zu befürchten. Außerdem können plötzliche Regenfälle die Leitfähigkeit in der Elektrodenumgebung ändern, doch wird auch dies weniger sprunghaft vor sich gehen. Temperaturänderungen können an den Elektroden dann auftreten, wenn eine Elektrode auf den Boden gebracht wird, der eine andere Temperatur besitzt. Die zwischen zwei solchen Elektroden gemessene Potentialdifferenz ändert sich dann stetig, bis beide Elektroden die Bodentemperaturen angenommen haben (0,1—1 mV/Grad C). Unter diesen Umständen ist es ratsam, die Elektroden einige Stunden vor der Messung in die dafür vorgesehenen Punkte zu bringen, damit sich an der Elektrode stabile Verhältnisse ausbilden können. Plötzliche Temperaturänderungen können an den Elektroden infolge von Schwankungen der Lufttemperatur auftreten. Man hilft sich dann so, daß man die Elektrode in eine kleine Grube von ca. 20 cm Tiefe einsetzt, die man außerdem noch abdecken und so vor Windeinfluß schützen kann.

Sollten wirklich während der Meßdauer von 10 Minuten langsame Leitfähigkeits- und Temperaturänderungen an den Elektroden auftreten, so machen sie sich als stetige Verschiebungen des Nullpunktes der Galvanometerregistrierung bemerkbar und lassen sich bei der Auswertung berücksichtigen und eliminieren.

Der Elektrodenübergangswiderstand hängt, wie in Abschnitt 1.321.2 gezeigt wurde, wesentlich von der Elektrodendimension und der Leitfähigkeitsverteilung in Elektrodennachbarschaft ab. Bei den am Institut für angewandte Geophysik in Freiberg benutzten unpolarisierbaren Elektroden (Bild 42), die einen Durchmesser von 15 cm haben, ergibt sich ein Elektrodenübergangswiderstand von

Bild 42. Unpolarisierbare Elektrode des Institutes für angewandte Geophysik, umgezeichnet nach MILITZER [31]

- 1 Bodenkörper (CuSO₄ fest)
- 2 Elektrolyt (CuSO₄)
- 3 Tonzelle
- 4 Elektrode (Kupfer)
- 5 Anschlußklemme
- 6 Füllstutzen



$W \sim 2 \rho^{[\Omega m]}$. An der Erdoberfläche liegt ρ — soweit nicht festes Gestein ansteht — in der Größenordnung von 10 bis einige 100 Ωm . Man geht deshalb nicht fehl, wenn man den Elektrodenübergangswiderstand mit $W < 1000 \Omega m$ ansetzt.

2.62

Meßleitungen

Um den Strom von den Elektroden zum Meßelement führen zu können, benötigt man Kabel. An die Kabel muß die Forderung einer guten Isolation gegen das Erdreich bei möglichst geringem Kabelgewicht gestellt werden.

2.63

Registrierapparatur

2.631 Elektrischer Teil

Die Aufzeichnung der kurzperiodischen Erdstromvariationen nimmt man galvanometrisch vor. Der am Institut für angewandte Geophysik entwickelten Erdstromversuchsapparatur liegt das in Bild 3 gegebene elektrische Schaltbild zugrunde. Allerdings ist die Dimensionierung der Meßkreiswiderstände für die Tellurik etwas anders zu wählen als für langdauernde Erdstromregistrierungen an Observatorien.

Da wegen der relativ kurzen Meßdauer Änderungen des Elektrodenübergangswiderstandes zu vernachlässigen sind, kann man die Forderung eines hohen Meßkreiswiderstandes gegenüber dem Elektrodenübergangswiderstand fallen lassen. Dadurch kann die Empfindlichkeit der in der Tellurik benutzten Galvanometer gegenüber den an Observatorien benutzten Galvanometern um 1 bis 2 Zehnerpotenzen gesenkt werden. Für die Auswahl des Registriergalvanometers [32] sind folgende Bedingungen zu beachten:

1. Stromkonstante c_i

Das Galvanometer soll bei ungünstigstem Meßkreiswiderstand von ca. $10^4 \Omega$ eine Spannungsänderung von 0,01 mV in 1 m Entfernung vom Galvanometer mit 0,1 mm Ausschlag aufzeichnen. Das erfordert eine Stromkonstante von

$$c_i < 10^{-8} \text{ A/mm} \cdot \text{m}$$

2. Schwingungsdauer T_o

Bei einer Dämpfung von $0,8 < \alpha < 0,9$ ($\alpha =$ Dämpfungskonstante, $\alpha = 1$: aperiodischer Grenzfall) sollen alle Erdstromvariationen gleichmäßig und unverzerrt aufgezeichnet werden. Da die kürzesten Perioden der in der Literatur bekannten Variationen bei $T_v = 5$ s liegen, erhält man aus der Bedingung

$$\frac{T_o}{T_v} < 0,2 \quad \text{für } T_v = 5 \text{ s}$$

$$T_o < 1 \text{ s}$$

Wie eigene Versuchsmessungen mit Filmgeschwindigkeiten von 8 cm/min ergeben haben, können jedoch auch Variationen bis $T_v \sim 1$ s auftreten. Danach erscheint es ratsam, die Eigenschwingungsdauer des Galvanometers möglichst kurz, etwa $T_o < 0,2$ s, zu wählen.

3. Dämpfung

Günstige Werte der Dämpfung liegen in den Bereichen zwischen $\alpha = 0,8$ und $\alpha = 0,9$ gemäß einer ersten Überschwingung von weniger als 1 % des Endauschlag und einer Einstellzeit von $T_o (< 1 \text{ s})$.

Während Schwingungsdauer und Stromkonstante feste Galvanometerkonstanten sind, hängt die Dämpfung des Galvanometers vom Verhältnis des Meßkreiswiderstandes zum äußeren Grenzwiderstand des Galvanometers ab. Dem wird Rechnung getragen durch Wahl einer Schaltung, wie sie in Bild 3 dargestellt ist. Der äußere Grenzwiderstand des Galvanometers R_{agr} unterliegt bestimmten Beschränkungen, wenn sich während der Erhöhung des Meßkreiswiderstandes R_k (etwa durch höhere Elektrodenübergangswiderstände) oder bei Veränderung der Galvanometerempfindlichkeit (durch verschiedene Schieberstellungen am Parallelwiderstand R_s) die Dämpfung des Galvanometers nur innerhalb der Grenzen $\alpha_{\min} < \alpha < \alpha_{\max}$ bewegen soll. Die Dämpfung des Galvanometers wird durch die Gleichung

$$\alpha = \frac{R_i + R_{agr}}{R_i + R_M}$$

R_M Gesamtmeßkreiswiderstand

R_i Galvanometerinnenwiderstand

bestimmt [32].

Damit ergeben sich folgende wichtige Bedingungen für die gegenseitigen Beziehungen zwischen den Galvanometer- und Schaltkreiswiderständen.

$$\alpha_{\max} \cong \frac{R_i + R_{agr}}{R_i + \frac{R_s}{1 + \frac{R_s}{R_{K \min}}}} \qquad \alpha_{\min} \cong \frac{R_i + R_{agr}}{R_i + R_s}$$

Für $\alpha_{\min} \sim 0,8$ und $\alpha_{\max} \sim 0,9$ befriedigte diese Bedingungen noch am ehesten die Type 4a der Spannbandgalvanometer des VEB Askania Brieselang mit den Daten

$$\begin{aligned}
 c_i &\sim 10^{-8} \text{ A/mm} \cdot \text{m} \\
 R_i &\sim 30 \Omega \\
 R_{agr} &\sim 350 \Omega \\
 T_o &\sim 2 \text{ s}
 \end{aligned}$$

Dies erfordert folgende Dimensionen der Schaltkreiswiderstände:

$$\begin{aligned}
 R_s &\sim 500 \Omega \\
 R_k &\sim 3 \text{ k} \Omega
 \end{aligned}$$

Nachteilig erscheint bei diesem Galvanometer die hohe Eigenschwingungsdauer, die leider in Kauf genommen werden mußte. Eine unverzerrte Wiedergabe ist unter diesen Umständen nur für Erdstromvariationen mit Perioden $> 10 \text{ s}$ gewährleistet.

Die genaue Schaltskizze und die Widerstandsdimensionen der Meßapparatur, die am Institut für angewandte Geophysik nach diesen Gesichtspunkten entwickelt wurde, zeigt Bild 43.

Der Kompensationsteil, der in der Apparatur für beide Komponenten vollkommen symmetrisch ausgeführt ist, soll die Kompensation störender Boden- und Kontaktpotentiale vor der eigentlichen Messung gewährleisten. Einer Hilfsspannungsquelle U_k (Taschenlampenbatterie) wird über den Widerstand P_3 ein Hilfsstrom entnommen, der über den Widerstand des Potentiometers P_2 dem

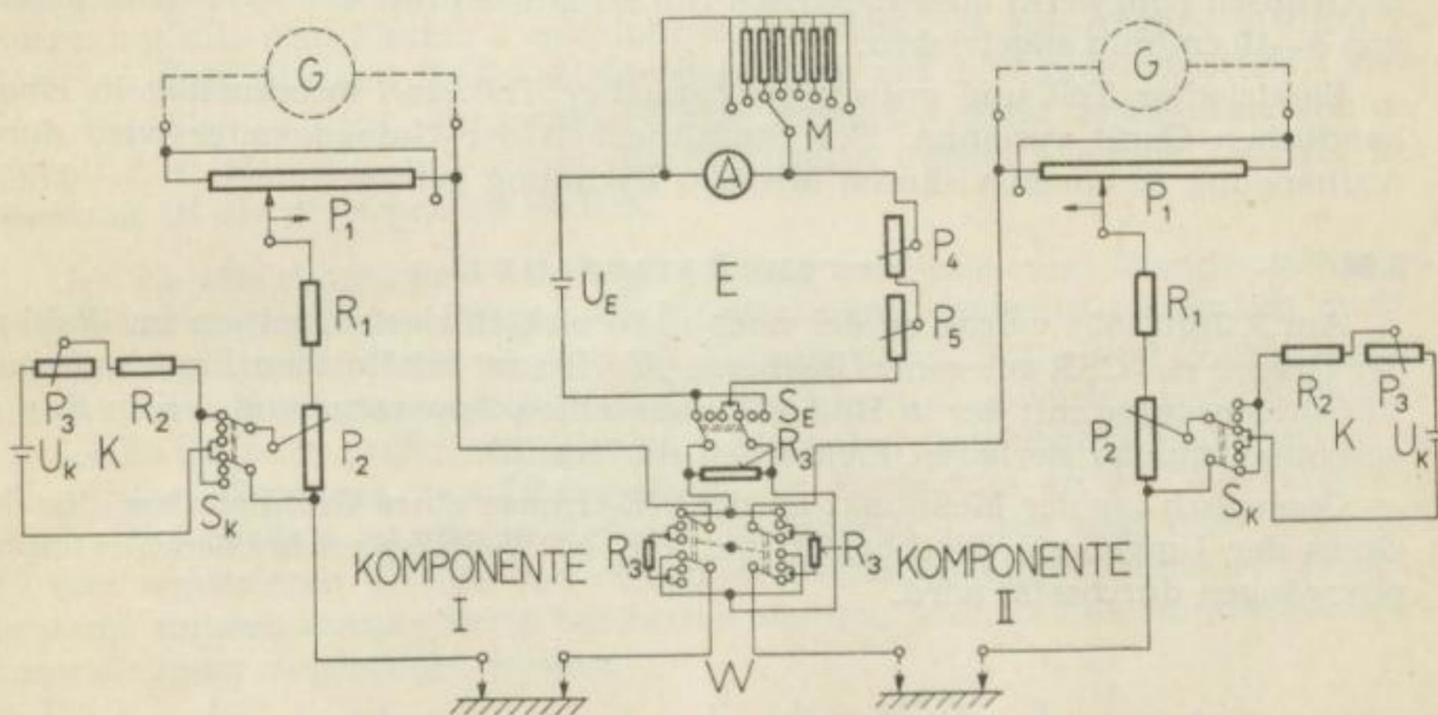


Bild 43. Schaltskizze der Erdstromapparatur des Institutes für angewandte Geophysik

P_1	Potentiometer 550Ω	S_E	Umpoler im E-Kreis
P_2	Potentiometer 100Ω	W	Umschalter auf „Eichen-Messen“
P_3	Potentiometer $100 \text{ k} \Omega$	M	Schalter zum Wählen der Eichspannung
R_1	Festwiderstand $3 \text{ k} \Omega$	U_K	Kompensations-Hilfsspannung (4 V)
R_2	Festwiderstand $1 \text{ k} \Omega$	U_E	Eich-Hilfsspannung (4 V)
R_3	Festwiderstand $5 \text{ k} \Omega$	G	Registriergalvanometer
K	Kompensationskreis		($R_i = 40 \Omega$; $R_{agr} = 400 \Omega$)
E	Eichkreis	A	Mikroamperemeter
S_K	Umpoler im K-Kreis		

Meßkreis die Kompensationsspannung zuführt. So lassen sich Kompensationsspannungen von 0,1—500 mV erzeugen. Als Nullinstrument während der Kompensation dient das Registriergalvanometer zunächst in der unempfindlichsten Stellung, mit zunehmender Kompensation aber in immer empfindlicheren Stellungen.

Der Eichteil soll für eine feststehende Galvanometerempfindlichkeit gestatten, den Skalenwert des Galvanometers zu bestimmen. Dazu können je nach Bedarf Spannungen von $\pm 0,2$, $\pm 0,5$, ± 1 , ± 5 , ± 10 und ± 50 mV in den Meßkreis I oder II eingeschaltet werden. Das Mikroamperemeter A muß dabei in den einzelnen Meßbereichen stets auf $40 \mu\text{A}$ eingeregelt werden. Die erforderlichen Shunt-Widerstände wurden mittels eines Präzisionskompensators experimentell ermittelt. Als Spannungsquelle dient auch in diesem Kreis eine Taschenlampenbatterie.

2.632 *Optisch-mechanischer Teil*

Die Registrierung der Galvanometeraus schläge erfolgt fotografisch. Dazu sind die Galvanometer in einem lichtdichten Gehäuse untergebracht. Von der Lichtquelle fällt der Lichtstrahl über ein Spiegelsystem auf den Galvanometerspiegel und von dort zurück auf den Registrierfilm. Zweckmäßig benutzt man 2 Lichtquellen, damit beim Auswandern des Lichtpunktes auf der einen Filmseite der zweite Lichtpunkt die Registrierung auf dem Film übernimmt. In regelmäßigen Zeitabständen (etwa alle 30 s) werden außerdem Zeitmarken in Form vertikaler Striche auf den Film gegeben. Der Film hat eine Breite von 6—10 cm und wird mechanisch (Uhrwerk) oder elektrisch (Elektromotor) mit einer Geschwindigkeit von 3—10 cm/min angetrieben.

Elektrischer Teil und optisch-mechanischer Teil sind zweckmäßig in einem handlichen Gerät vereinigt. Der Stoßsicherheit der Galvanometer wird durch Aufhängung in einem viskosen Medium Rechnung getragen.

2.64

Versuchsmessung

Am 9. Juni 1954 wurde an der noch nicht elektrifizierten, mitten im Wald an der Grenze zur CSR gelegenen Herberge „Torfhaus“ bei Holzhau/Erzgebirge eine Versuchsmessung mit der in Bild 43 dargestellten Apparatur und den in Bild 42 gezeigten unpolarisierbaren Elektroden durchgeführt.

Geologisch lag der Meßpunkt an der NE-Grenze eines Granitstockes, der den Gneis der Umgebung durchbricht und von NNW-SSE-streichenden Granitporphyrgängen durchsetzt wird.

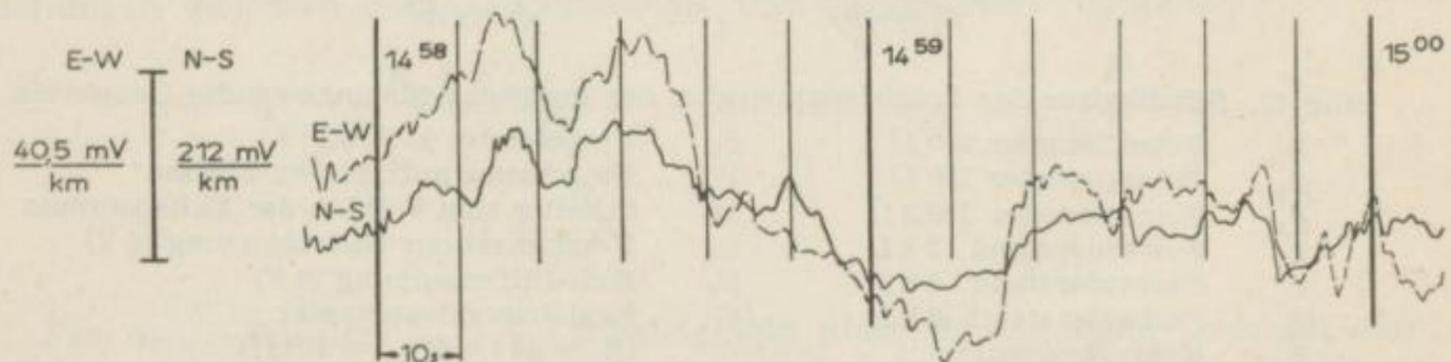


Bild 44. Erdstromvariationen während einer Meßdauer von 2 min; Meßort: Holzhau/Erzgeb. 9. 6. 1954, 15 Uhr MEZ

Bild 44 zeigt einen charakteristischen Ausschnitt aus den während verschiedener Tageszeiten in NS- und EW-Richtung aufgezeichneten kurzperiodischen Erdstromvariationen. Auffällig ist die große Amplitude der Variationen, die z. T. 20—50 mV/km erreicht. Dies hat wohl seinen Grund in der geringen Mächtigkeit der elektrisch leitenden Durchklüftungszone des Erzgebirgskristallins.

2.7 Die praktische Durchführung tellurischer Messungen

2.71 Technisches

Zu einem tellurischen Trupp gehören zwei Apparaturen, wie sie in Abschnitt 2.6 beschrieben wurden. Eine wird an der Basis-, die andere an der Wanderstation aufgestellt. Sie werden zweckmäßig in Kraftwagen untergebracht, in denen man die Beobachtung vornimmt. Die Meßlinien orientiert man mittels Kompaß in NS- und EW-Richtung so, daß sich ihre Mittelpunkte kreuzen. Am Kreuzungspunkt (= Beobachtungspunkt) errichtet man die Registrierstation, von der dann 4 Kabel zu den einzelnen Elektroden führen. Die Entfernung zwischen den beiden Elektroden einer Linie beträgt je nach der Intensität der tellurischen Ströme 100—500 m. Man soll stets bestrebt sein, sie möglichst kurz zu halten. Zum Beispiel reichte bei den Versuchsmessungen im Erzgebirge die Entfernung von 50 m aus, um die tellurischen Ströme mit hinreichender Empfindlichkeit registrieren zu können. Da man die aufgenommenen Spannungen gebräuchlicherweise in mV/km angibt, muß die bei einer Basislänge von z. B. 500 m gemessene Spannung mit dem Faktor 2 multipliziert werden, um zur Angabe mV/km zu kommen. Der Abstand beider Elektroden sollte auf 1 % genau bestimmt werden. Die Elektrodenpunkte markiert man möglichst schon einige Zeit vor der eigentlichen Messung und bringt die Elektroden ebenfalls einige Zeit vor der Messung an die gezeichneten Stellen.

Um die Gleichzeitigkeit der Registrierung an Basis- und Wanderstation zu gewährleisten, muß der Beginn der Registrierung entweder telefonisch durchgegeben werden (Dezitelefon), oder die Beobachter an Basis- und Wanderstation werden mit vollkommen synchron laufenden Uhren ausgerüstet. Der Beobachter an der Basisstation registriert dann zu bestimmten festgelegten Meßzeiten (etwa aller halben Stunden) etwa 10 min lang. Der Beobachter an der Wanderstation muß seine Station zu diesen Zeiten einsatzbereit halten und dann ebenfalls 10 min registrieren. Die zu den einzelnen Meßzeiten aufgenommenen Tellurogramme müssen entsprechend beschriftet werden und können für die Auswertung einander zugeordnet werden.

Für Übersichtsmessungen genügt es, eine Stationsdichte von 1 Meßpunkt/km² zu wählen. Um lokalere Anomalien zu erfassen, muß man die Stationsdichte entsprechend erhöhen. Die Wanderstationen können sich in Gebieten ohne vagabundierende Ströme 50—100 km von der Basisstation entfernen, werden aber in der Regel die Entfernung von 20 km nicht überschreiten.

Ein eingearbeiteter Trupp dürfte je nach der Stationspunktdichte und dem Gelände etwa 5 bis 8 Meßpunkte pro Tag vermessen.

2.8 Geologische Anwendungsgebiete der tellurischen Methode

2.81 Allgemeines

Der Idealfall der tellurischen Prospektion liegt vor, wenn über einem hochohmigen Untergrund leitende Sedimente liegen, in denen sich die kurzperiodischen tellurischen Ströme ausbreiten. In erster Annäherung wird dies verwirklicht, wenn die relativ zum Kristallin gut leitenden Sedimente über dem Kristallin selbst liegen. Um allein die Konturen des Kristallins erfassen zu können, müßten jedoch die sedimentären Deckschichten eine vollkommene Leitfähigkeitshomogenität aufweisen. In Wirklichkeit ist dies meist nicht der Fall. Die Gesamtheit der Sedimente ist aus vielen konkordant und diskordant sich überlagernden Schichten zusammengesetzt, die oft sehr unterschiedliche Leitfähigkeiten aufweisen (Bild 12). Man findet allgemein Tone und Mergel als gute Leiter, während relativ zu diesen die Kalke, Salze und das Kristallin als schlechte Leiter gelten dürfen. Damit werden sich neben den Strukturverhältnissen des Kristallins meist auch noch Lagerungsverhältnisse der Sedimente kalkiger oder salinärer Ausprägung im Potentialgradientenbild wiederfinden. Da diese Einlagerungen oft in einem dichten Schichtenverband liegen, der relativ zum Kristallin oberflächennahe ist, werden lokale tellurische Vermessungen vornehmlich über solche Einlagerungen Aufschluß geben, während regionale Vermessungen die Undulationen des tieferen, kristallinen Untergrundes zeigen. Lokale und regionale Anomalien überlagern sich, wie man es auch bei magnetischen und gravimetrischen Messungen kennt. In diesem Zusammenhang sei nochmals auf Bild 26 verwiesen, wo gezeigt wird, wie sich die Stromfäden in erster Linie in den leitenden Mergelschichten und in der horizontalen quartären Deckschicht ausbreiten. Über der kristallinen Aufwölbung befindet sich zwischen den leitenden Mergeln eine Schicht kalkiger Ausprägung, die konkordant mit der Aufwölbung des Kristallins hochgeschleppt wurde. Der Sattel dieser Kalkschicht wurde erodiert, so daß sie jetzt diskordant von gut leitenden Schichten überlagert wird.

Es zeigt sich, daß die regionale Aufwölbung des Kristallins zu einer allgemeinen Erhöhung der Stromdichte über dem Sattel führt. Gleichzeitig bilden aber auch die aufgeschleppten Kalkschichten Hindernisse für die Stromausbreitung, so daß über deren unterirdischen Ausstreichpunkten eine abermalige Erhöhung der Stromdichte erreicht wird, die sich lokal der regionalen Anomalie überlagert. Im allgemeinen kann man folgende Hauptanwendungsgebiete der tellurischen Methode nennen:

1. Regional: Feststellung der Formen des tieferen kristallinen Untergrundes unter der leitenden Sedimentbedeckung
2. Lokal: Feststellung hochohmiger antiklinaler oder synklinaler Formen, hochohmiger Zwischenlager, deren unterirdische Ausstreichpunkte und Verwerfungen im Sedimentbereich. Daneben kann aus der Form der Feldellipsen oft noch auf die Anisotropie der Lager geschlossen werden. Als „hochohmig“ gelten vor allem die Kalke und Salze

Da gerade die erdölhöffigen Strukturen oft kalkige oder salinare Facies aufweisen, ergibt sich daraus das Hauptanwendungsgebiet der Tellurik in der Erdölprospektion, und zwar als *Vorerkundung* der Strukturen für spätere eingehendere seismische Untersuchungen.

2.82 Geologische Anwendungsbeispiele

Obwohl mit der tellurischen Methode erst seit wenigen Jahren produktiv gearbeitet wird, sind bereits eine Reihe wertvoller Ergebnisse veröffentlicht worden. Hier ist vor allem eine Arbeit von MIGAUX [30] zu nennen, in der die Ergebnisse der ersten 10 Jahre tellurischer Messungen der Compagnie Générale de Géophysique zusammengestellt werden. Daneben stehen noch eine Reihe Veröffentlichungen anderer Autoren zur Verfügung [5, 40, 44, 26, 29, 47 und 59]. Diese Arbeiten enthalten oft wertvolle Parallelmessungen mit der seismischen und gravimetrischen Methode und gestatten, Schlüsse über die Leistungsfähigkeit der tellurischen Methode zu ziehen.

Die in der Literatur angegebenen Beispiele lassen sich in drei große Gruppen einteilen:

1. Tellurische Messungen über Salzaufbrüchen
2. Tellurische Messungen über Strukturen, die schlecht leitende Schichten enthalten. Die Schichten sind meist kalkiger Ausprägung
3. Tellurische Messungen über kristallinen Strukturen, die von leitenden Sedimenten bedeckt werden

Für jede Gruppe sollen die typischsten Beispiele kurz dargestellt werden.

2.821 Beispiele tellurischer Messungen über Salzstöcken

1. Lokalisierung eines Salzaufbruches im Elsaß [44]

Die erste tellurische Messung wurde schon vor dem Kriege von M. SCHLUMBERGER im Elsaß über einem rheinisch streichenden Salzaufbruch durchgeführt. Es gelang dabei, den Salzaufbruch über eine Länge von 30 km nachzuweisen.

Das Salz schleppte die überlagernden Sedimente hoch. Der Sattel wurde später erodiert und von quartären Alluvionen diskordant überlagert, so daß von der Salzaufwölbung an der Erdoberfläche nichts zu sehen ist (Bild 45). Das geologische Profil der Struktur zeigt

1. quartäre Alluvionen von einigen m bis 250 m Tiefe mit spezifischen Widerständen um $350 \Omega\text{m}$

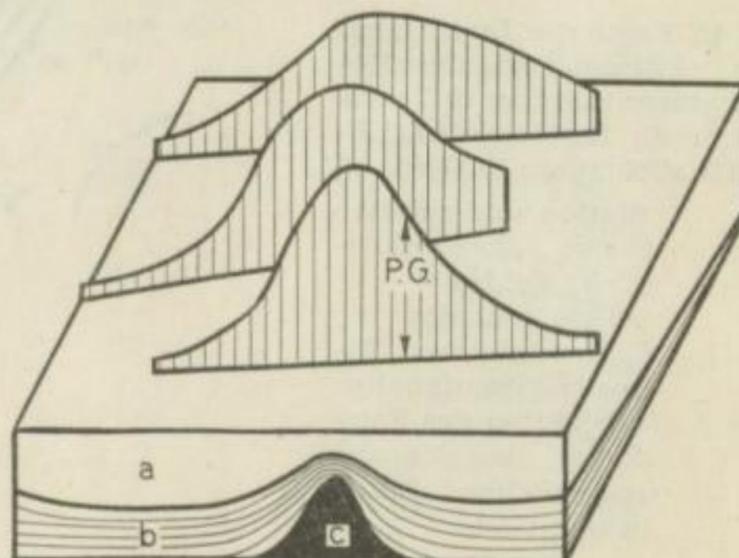


Bild 45. Tellurische Messungen über einem Salzaufbruch im Elsaß, umgezeichnet nach POLDINI [34]

a Alluvionen b Mergel c Salz

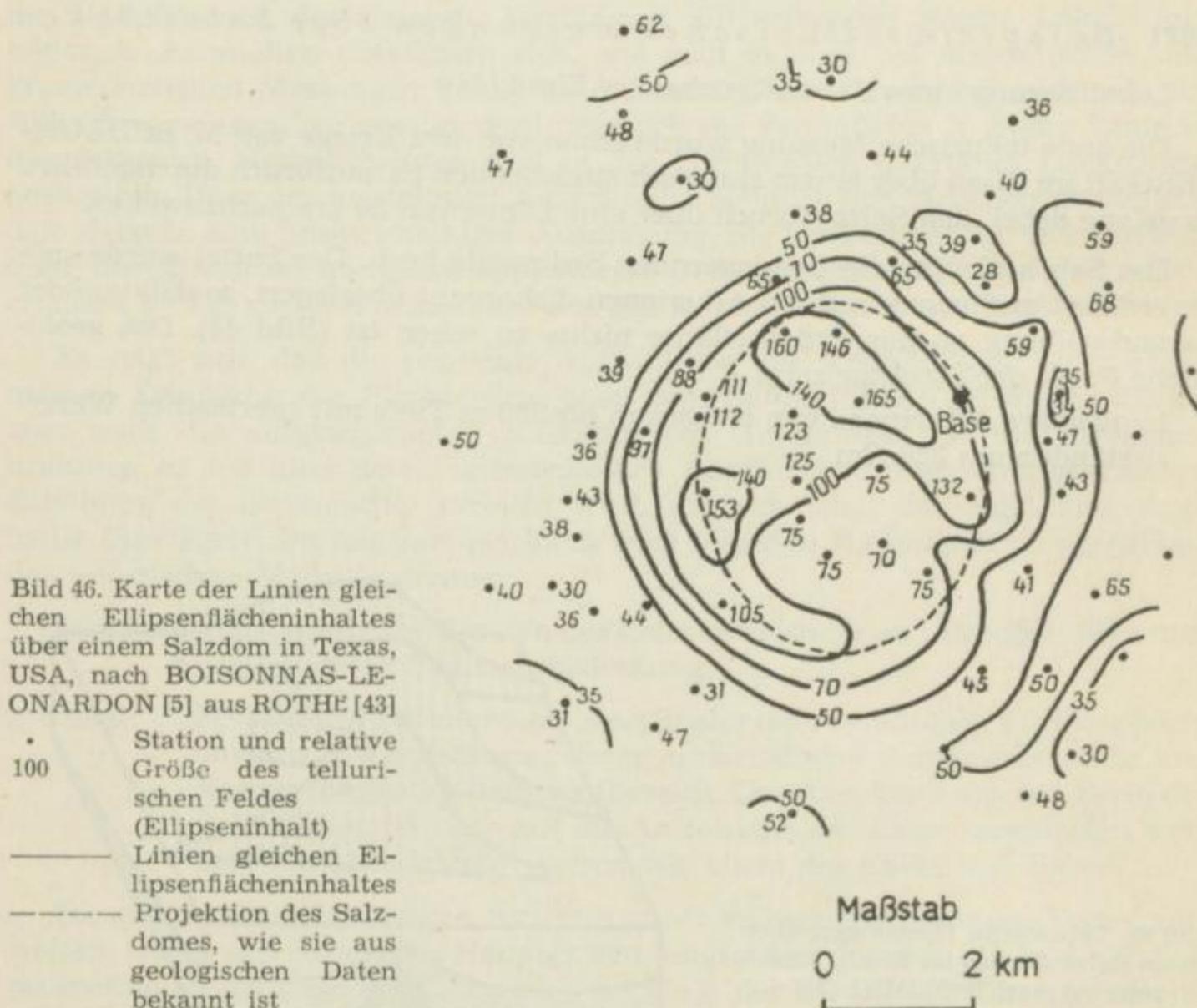
2. oligozäne Mergel in Tiefen von 100—1000 m, die mit einem spezifischen Widerstand von $10 \Omega\text{m}$ als sehr gut leitend anzusehen sind
3. Salzlager mit praktisch unendlichem Widerstand, die in das Oligozän eingelagert sind

Die Ströme werden sich in diesem Fall vor allem in den leitenden Mergeln ausbreiten, die über dem Sattel des Salzaufbruches zusammengedrängt werden. Das macht sich an der Erdoberfläche in der Erhöhung des Potentialgradienten bemerkbar, der in Bild 45 profilmäßig dargestellt wurde.

2. Lokalisierung eines Salzdomes in Texas [5]

Ein weiteres Beispiel der tellurischen Vermessung eines Salzstockes liegt aus Texas, USA, vor. Die Untersuchung wurde an einem schon vorher bekannten Salzdom von 5 km Durchmesser in EW- und 7 km in NS-Richtung durchgeführt. Der Salzspiegel wurde durch Bohrungen in einer Tiefe von 400 m Tiefe angetroffen.

Bild 46 zeigt die Karte der Linien gleicher Ellipseninhalte. Die Projektion des Domes an die Erdoberfläche ist aus Bohrungen gut bekannt. Sie ist in Bild 46 gestrichelt eingezeichnet und zeigt gute Übereinstimmung mit der Lage des Domes, wie sie aus der tellurischen Karte ersichtlich ist.



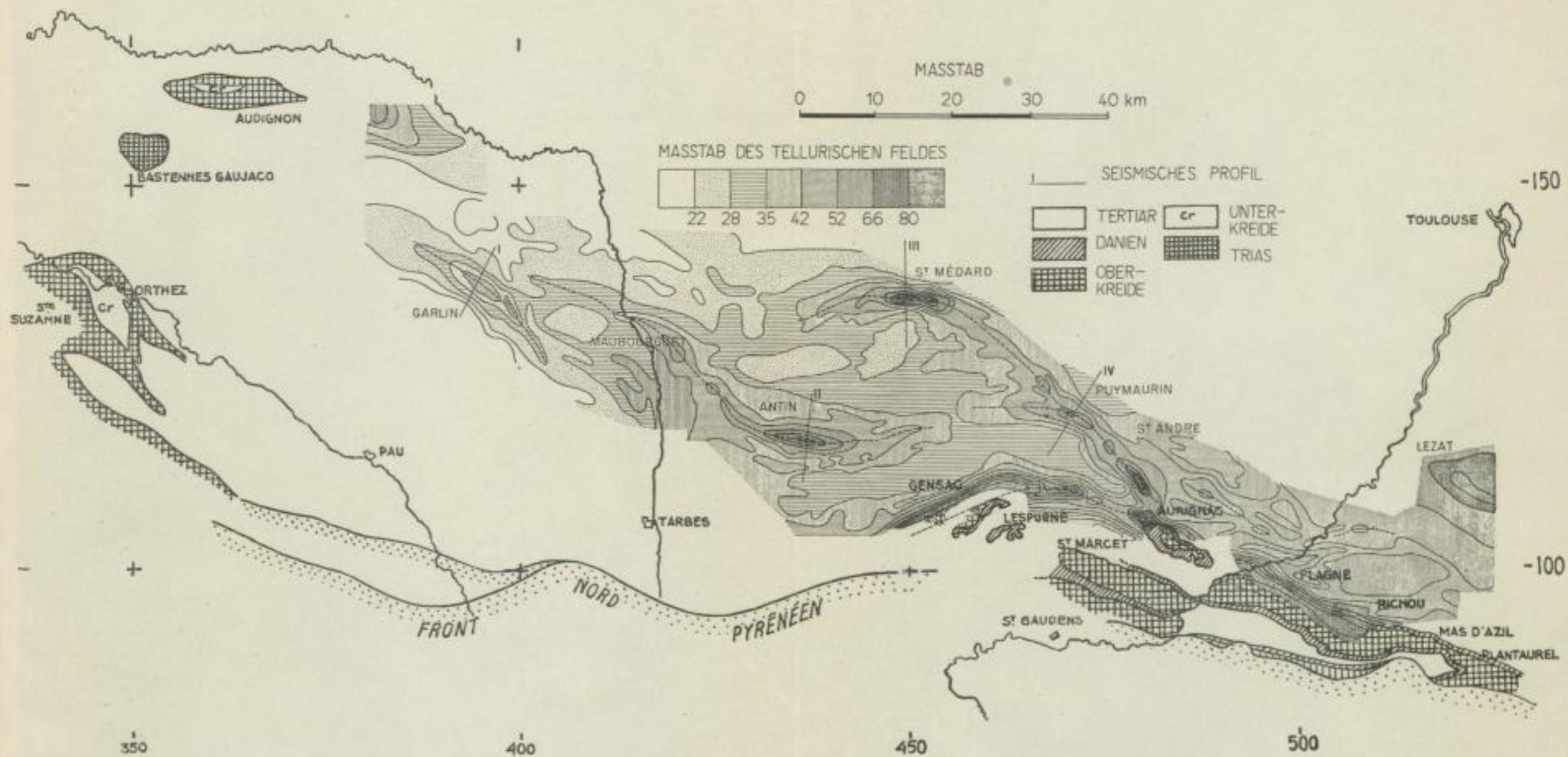


Bild 47. Karte tellurischer Messungen in Aquitanien (Linien gleicher Ellipsenflächeninhalte) nach MIGAUX [30]



SLUB

Wir führen Wissen.

UNIVERSITÄTSBIBLIOTHEK
FREIBERG



2.822 *Beispiele tellurischer Messungen über Strukturen, die hochohmige Einlagerungen kalkiger Ausprägung enthalten*

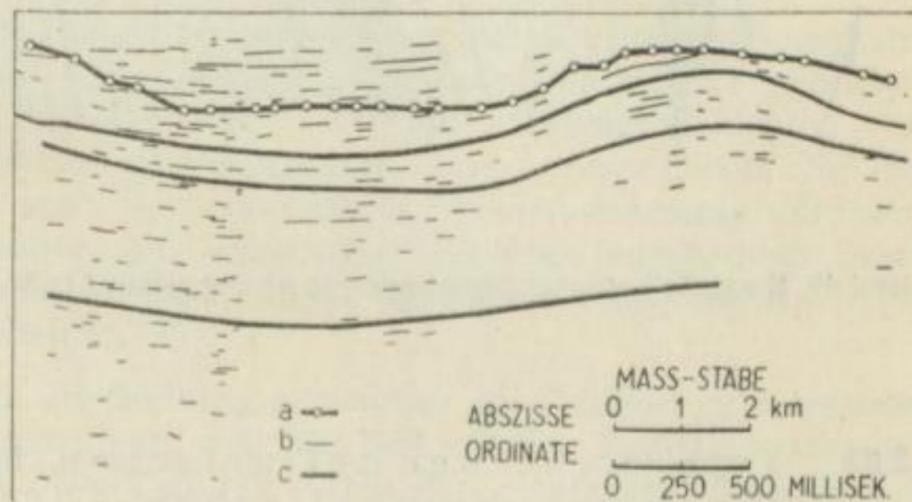
In sedimentären Becken, die von quartären, tertiären und mesozoischen Schichten erfüllt sind, wirken die Kalke der voreozänen Formationen als hochohmig gegenüber den relativ gut leitenden Deckschichten (vor allem Miozän). Doch können auch erhebliche Unterschiede in den Leitfähigkeiten der tertiären Formationen auftreten, wenn diese kalkige Facies zeigen. Die Aufwölbungen der im tieferen Untergrund vorhandenen Kalkkerne führen zu einer Verdichtung der Stromlinien und damit zu einer Erhöhung der Potentialgradienten über diesen Kernen.

Das beste Beispiel der tellurischen Behandlung eines solchen geologischen Problems liegt aus Aquitanien vor [29, 30]. Hier wird das gut leitende Eozän mergeliger Ausprägung ($\rho = 10\text{--}15 \Omega\text{m}$) horizontal von Miozän ($\rho = 30 \Omega\text{m}$) in einer Schicht von 300—500 m Mächtigkeit überlagert. Unter dem Eozän folgen Schichten aus Kreide, Jura und Trias, die meist kalkiger Ausprägung und damit hochohmig sind. Bild 47 gibt die tellurische Karte von Aquitanien wieder. Dabei zeigen sich deutlich Maxima, die auf Verdrängungen der eozänen leitenden Schichten und damit auf die Heraushebung der kalkigen Kerne zurückzuführen sind. Über den Maxima wurden Tiefensondierungen durchgeführt und reflexionsseismische Profile geschossen, die eindeutig die Richtigkeit der tellurischen Angaben bestätigten. Bild 48 zeigt ein reflexionsseismisches Profil aus diesem Meßgebiet im Vergleich zum entsprechenden tellurischen Profil.

Beispiele ähnlicher Art sind noch aus Languedoc in Südfrankreich [26] und aus Italien (Po-Ebene) [40, 47] bekannt.

Bild 48. Vergleich einer tellurischen mit einer reflexionsseismischen Messung in Aquitanien, umgezeichnet nach MIGAUX [30]

- a Verlauf des tellurischen Potentialgradienten
- b Reflexionselement
- c seismischer Phantomhorizont



2.823 *Beispiel einer tellurischen Messung über unbekannt kristallinen Strukturen, die von leitenden Sedimenten bedeckt sind*

Beispiele solcher Art wurden von MIGAUX [30] aus Südafrika (Gabun, Kamerun, Madagaskar) genannt. Hier sollte der kristalline Sockel unter einem Komplex von Sedimenten erforscht werden, deren Mächtigkeit und Fazies wenig bekannt oder völlig unbekannt waren.

Das scheint zunächst ein gravimetrisches Problem zu sein, aber Schweremessungen blieben ohne Erfolg. Sie ergaben keine größeren Unebenheiten des Sockels in 2000 m Tiefe, weil sich die Dichte des kristallinen Untergrundes nicht viel von der Dichte der überdeckenden Krustenschichten unterscheidet.

Dagegen sind die Sedimente gut leitend und heben sich deutlich von dem kristallinen Sockel ab. Die großen Mulden, Falten und Verwerfungen sind im tellurischen Bild gut zu erkennen, und ihre Teufen wurden durch künstliche Tiefensondierungen nachgeprüft. Bild 49 zeigt die tellurische Karte einer solchen Vermessung in Madagaskar/Afrika.

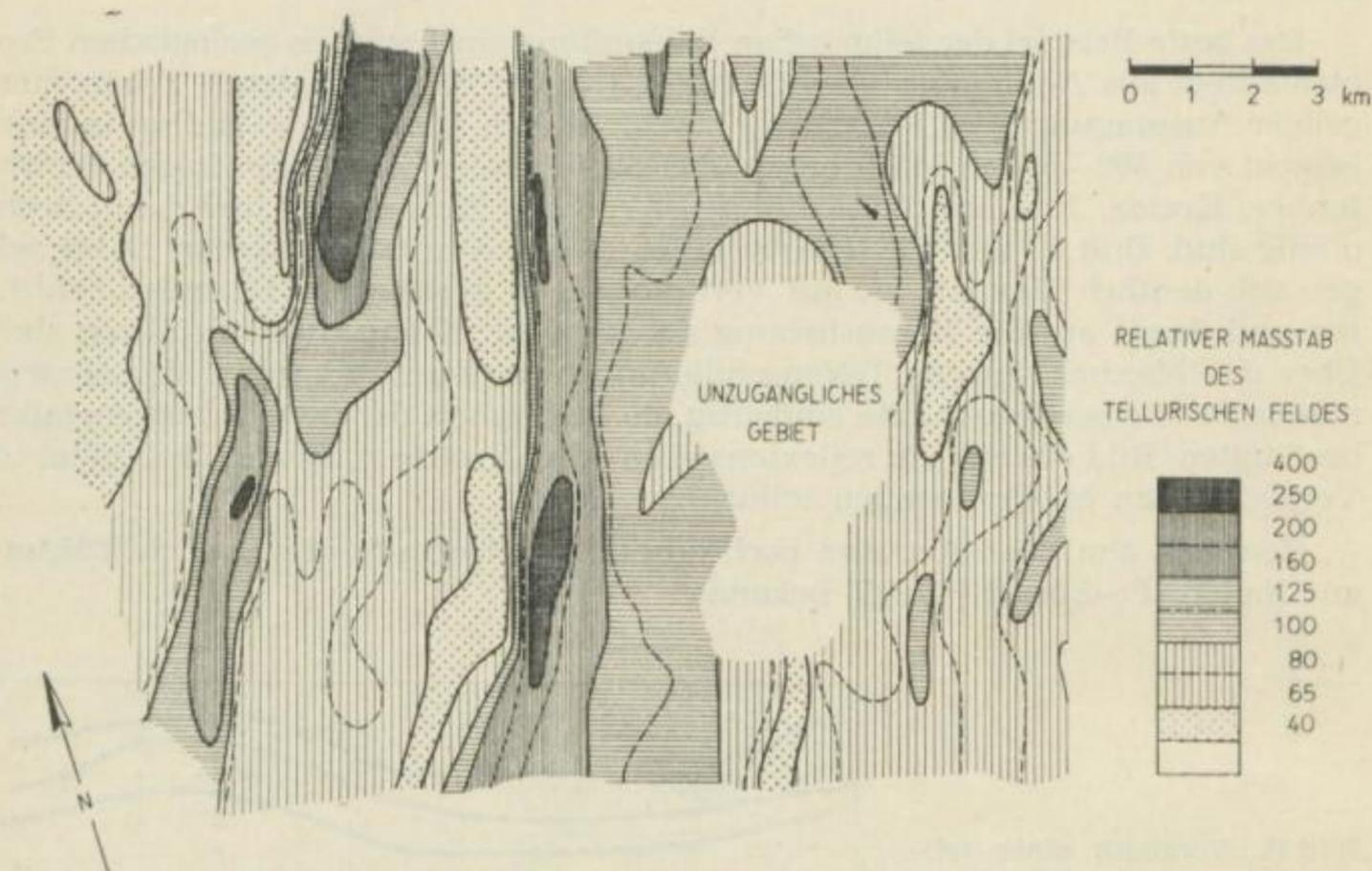


Bild 49. Karte tellurischer Messungen in Madagaskar/Afrika, umgezeichnet nach MIGAUX [30]

2.83 Vergleiche der tellurischen Methode mit anderen geophysikalischen Aufschlußverfahren

2.831 Wissenschaftlicher Vergleich

In ihrer Zielsetzung, Sockelformen, Zwischenschichten usw. festzustellen, unterscheidet sich die Tellurik nicht von den anderen klassischen geophysikalischen Aufschlußverfahren wie Magnetik, Gravimetrie und Seismik.

Doch bringt die Tellurik gegenüber Magnetik und Gravimetrie einen wesentlichen Vorteil. In der Magnetik und Gravimetrie kann jede an einem Punkt durchgeführte Messung nur den Einfluß des gesamten Untergrundes einschließlich des Kristallins widerspiegeln. So kann man z. B. in der

Gravimetrie nicht die Wirkung des kristallinen Untergrundes von der Wirkung der Sedimente trennen. Gerade das vermag jedoch die Tellurik in erster Linie. Dabei geschieht die Trennung durch eine Grenzfläche, an der sich die Leitfähigkeit oft um einige Zehnerpotenzen ändert. Damit gibt die Tellurik nur die tektonischen Verhältnisse im Sedimentbereich wieder, während Inhomogenitäten in schlecht leitenden kristallinen Untergrundschichten nicht in die Messungen eingehen. Man kann die Tiefenverhältnisse schlecht leitender Horizonte unmittelbar aus der tellurischen Karte entnehmen, während Entsprechendes bei der Gravimetrie deshalb nicht möglich ist, weil Inhomogenitäten des tieferen Untergrundes, also z. B. Isostasieeffekte, die Messungen an der Erdoberfläche beeinflussen. Außerdem sind die Dichteunterschiede an den Trennflächen oft nicht ausgeprägt genug, um die nötigen Anomalien hervorzurufen.

Gemeinsam mit Gravimetrie und Magnetik ist die Tellurik eine statische Methode. Es sind nur mehrere an verschiedenen Orten durchgeführte Messungen von Wert. Doch kann man bei der Tellurik auch gewisse Parallelen mit den dynamischen elektrischen Methoden finden, die mit künstlichen Stromzuführungen arbeiten. Man kann die tellurische Methode mit einer Tiefensondierung vergleichen, die mit unendlich großem Elektrodenabstand arbeitet. Der Flächeninhalt der Ellipse gibt dabei das Produkt der scheinbaren spezifischen Widerstände in zwei zueinander senkrechten Richtungen.

Die tellurische Methode hat gegenüber der Gravimetrie weiterhin den Vorteil, daß man sich die zur genauen Interpretation der Meßergebnisse nötigen elektrischen Konstanten des Untergrundes durch eine Tiefensondierung mit großem Elektrodenabstand beschaffen kann. Bekanntlich braucht man zur Auswertung gravimetrischer Meßergebnisse die entsprechenden Dichtewerte des Untergrundes, die sich auf eine ähnliche einfache Weise nicht überall beschaffen lassen.

Im allgemeinen werden sich gravimetrische und tellurische Anomalien decken, soweit die hochohmigen Schichten auch die dichteren sind. Erhebliche Unterschiede werden dann auftreten, wenn die gut leitenden Schichten von hoher Dichte sind oder schlecht leitende Schichten von geringerer Dichte sind (Salz) [26]. Manchmal findet man auch nur annähernde Übereinstimmung tellurischer und gravimetrischer Anomalien. Das tellurische Feld zeigt jedoch mehr Einzelheiten an, die aus dem gravimetrischen Bild erst nach Berechnung der Karte der vertikalen Gradienten erscheinen [47].

Um schließlich noch die Stellung gegenüber der Seismik zu beleuchten, kann man natürlich nicht behaupten, daß die Tellurik der Reflexionsseismik an Genauigkeit gleichkommt. Die Tellurik erfaßt den elektrisch leitenden Schichtenkomplex als Ganzes und ergibt nicht den Verlauf von Einzelhorizonten, wie ihn die Reflexionselemente der Seismik anzeigen. Die Tellurik zeigt quasi nur einen Leithorizont mit besonders großem Widerstand an.

Die Tellurik ist aber der Seismik dort überlegen, wo große sedimentäre Becken mit möglichst geringem Kostenaufwand möglichst schnell vorerkundet werden sollen.

Unter Umständen kann die Tellurik sogar die einzige Methode für die Erkundung tiefliegender Strukturen sein, wenn die strukturelle Heterogenität der Deckschichten seismische Reflexionen aus großer Tiefe verhindert [47].

2.832 *Wirtschaftlicher Vergleich*

Nach den Angaben von M. MAINGUY (Société Nationale des Pétroles du Languedoc-Méditerranée) sollen sich die Kosten der tellurischen Methode auf das 1,5fache der Gravimetrie und den 3. bis 4. Teil der seismischen Methode belaufen.

2.9 **Anwendungsmöglichkeiten der tellurischen Methode in der DDR**

In der DDR dürften zunächst nur solche Gebiete für tellurische Untersuchungen in Frage kommen, die nicht zu stark durch vagabundierende Ströme verseucht sind. Damit erscheinen die großen Industrie- und Bergbauggebiete Mitteldeutschlands für tellurische Messungen wenig geeignet. Dagegen dürften diese in Brandenburg und Mecklenburg durchaus erfolgreich sein.

Dort liegen die Verhältnisse so, daß über dem im Mittel in etwa 5 km Tiefe liegenden Kristallin ein mächtiger sedimentärer Schichtenkomplex folgt, dessen strukturelle Erforschung bisher vornehmlich Sache der Seismik war. Die Tellurik kann hier zur Vorerkundung von hochohmigen, d. h. kalkigen, Antiklinalen und Salzstöcken eingesetzt werden. Unter Umständen kann sie der Reflexionsseismik in solchen Gebieten Hilfe leisten, wo wegen der Heterogenität des Deckgebirges Reflexionen aus größerer Tiefe fehlen.

Mit der tellurischen Methode könnten in der DDR weiterhin Regionalvermessungen durchgeführt werden, um Aufschluß über die Formen des kristallinen Sockels zu erhalten. Diese Messungen würden wichtige Ergänzungen zu den bereits vorliegenden gravimetrischen und magnetischen Regionalvermessungen liefern.

D a n k

Für wissenschaftliche Anregungen und die großzügige Bereitstellung von Institutsmitteln bin ich meinem verehrten Lehrer,

Herrn Prof. Dr. phil. O. Meißer,

zu besonderem Dank verpflichtet.

Mein Dank gilt weiter allen Angehörigen des Instituts für angewandte Geophysik, die mich mit ihren Spezialkenntnissen unterstützten.

Der VEB Askania Brieselang lieferte die zum Bau einer Erdstromapparatur nötigen Galvanometer und ein Registriergerät, wofür ich an dieser Stelle meinen Dank aussprechen möchte.

Sehr verbunden fühle ich mich dem VEB Geophysik für die materielle Hilfe, die er mir während der Fertigstellung dieser Arbeit zuteil werden ließ.

Literatur

- [1] ARNOLD, G.: Fehlerquellen bei der Messung von Erdströmen in kurzen Leitungen, untersucht im Taunus-Observatorium. Gerl. Beitr. z. Geophys. 49 (1937), S. 140—164.
- [2] BARANOV, V.: Interpretation quantitative des mesures en prospection par courants telluriques. World Petrol. Congr. The Hague, 1 (1951), S. 646—653.
- [3] BEAUFILS, Y.: Répartition spectrale des variations rapides dans les courants telluriques. Ann. Geophys. 8 (1952) 1, S. 100—104.
- [4] BETZ, A.: Konforme Abbildung. Springer-Verlag, 1948.
- [5] BOISSONAS, E., u. LEONARDON, G.: Geophysical Exploration by Telluric Currents, with Special Reference to a Survey of the Haynesville Salt Dome, Wood County, Texas. Geophysics, 8 (1948) 1, S. 387—403.
- [6] BONDARENKO, A.: O swiazi semnych tokov i geomagnitnych variatzy (Über den Zusammenhang von Erdströmen und geomagnetischen Variationen). Ber. Akad. Wiss. UdSSR, Neue Serie, 89 (1953) 3, S. 443—445.
- [7] BONDARENKO, A.: Ob induktionom elektritscheskom polje vertikalnoj sostavljajutschej geomagnitnych variatzy (Über das elektrische Induktionsfeld der Vertikalkomponente geomagnetischer Variationen). Ber. Akad. Wiss. UdSSR, Neue Serie, 90 (1953) 3, S. 367—370.
- [8] BURKHART, K.: Erdstromuntersuchungen am Erdmagnetischen Observatorium in Fürstfeldbruck. Geof. pur. e appl. 19 (1951) 1—2, S. 19.
- [9] BURKHART, K.: Zur Stromanalyse der magnetischen Variationen, insbesondere der Baistörungen. Gerl. Beitr. z. Geoph. 63 (1953) 2, S. 108—129.
- [10] CAGNIARD, L.: Basic Theory of the Magneto-Telluric Method of Geophysical Prospecting. Geophysics, 18 (1953) 2, S. 605—635.
- [11] CHAPMAN, S., u. BARTELS, J.: Geomagnetism I u. II. Oxford 1951. Earth Currents, I, S. 418 bis 448.
- [12] DAHLBERG, R.: An Investigation of Natural Earth Currents. Geophysics, 10 (1945) Oct.
- [13] ERTEL, H.: Theorie der durch Variationen des magnetischen Potentials induzierten Erdströme bei ungleichmäßiger Leitfähigkeit der Erdrinde. Veröff. d. Preuß. Met. Inst. 391 (1932), Abh. 10, 2.
- [14] FLEISCHER: Ein Erdstrom im tieferen Untergrund Norddeutschlands während erdmagnetischer Beistörungen. Naturwissenschaften 5 (1954), S. 114—115.
- [15] GISH, O.: The Natural Electric Currents in the Earth. The Scientific Monthly, 43 (1936) July, S. 47—57.
- [16] IWANOV, A.: Impulsnie vosmushchtschenia semnych tokov (Impulsstörungen der Erdströme). Ber. Akad. Wiss. UdSSR, 81 (1951) 5, S. 807—810.
- [17] JAKOSKY, J.: Exploration Geophysics. Trija Publishing Company, Los Angeles, 1950.
- [18] KATO, Y., u. KIKUCHI: On the Phase Difference of Earth Current Induced by the Changes of the Earth's Magnetic Field. Sci. Rep. Tokyo Univ. Ser. 5, Geophysics 2 (1950), S. 139.
- [19] KISHINOUE, F.: Notes On Stray Earth Currents. Bull. Earthquake Research Inst. Tokyo Univ. 29 (1950), S. 449—555.
- [20] KOBER, H.: Dictionary of Conformal Representations. Dover Publ., Inc. 1952.
- [21] KRAJEV, A.: Osnovy geoelektriki I (Grundlagen der Geoelektrik). Moskau 0951.
- [22] KUNETZ, G., u. CHASTENET DE GERY, J.: Exemples d'application de la representation conforme a l'interpretation du champ tellurique. Als Manuskript vorliegend. Vorgetragen auf der Tagung der EAEG in Hannover 1952.
- [23] KUNETZ, G.: Die Eliminierung des Effektes der vagabundierenden industriellen Ströme bei Untersuchungen durch tellurische Ströme. Referat: Erdöl und Kohle 5 (1952) 8, S. 503.
- [24] KUNETZ, G.: Comparaison des variations rapides du champ tellurique entre stations situées a grande distance. VII Conv. Naz. Metano e Petrolio I (1952), S. 511—518.
- [25] LEONARDON, E.: Some Observations upon Telluric Currents and their Applications to Electrical Prospecting. Terr. Magn. and Atm. Electr. 33 (1928), S. 91—94.
- [26] MAINGUY, M., u. GRÉPIN, A.: Some Practical Examples of Interpretation of Telluric Methods in Languedoc (South-Eastern France). Geoph. Prosp. 1 (1953) 4, S. 233—240.
- [27] MEISSER, O.: Praktische Geophysik. Dresden und Leipzig 1943.
- [28] MIGAUX, L.: Une méthode nouvelle de géophysique appliquée: La prospection par courants telluriques. Ann. Geoph. 2 (1946), S. 131—146.
- [29] MIGAUX, L.: Quelques exemples d'application de la méthode tellurique. Intern. Geolog. Congr. 1948, V (1950), S. 85—95.
- [30] MIGAUX, L.: Dix ans d'application de la méthode tellurique. World Petrol. Congr. The Hague, 1 (1951), S. 624—645.
- [31] MILITZER, H.: Die elektrische Eigenpotentialmethode im Erzbergbau. Bergbautechnik 3 (1953) 9, S. 444—451.
- [32] MOERDER, C., u. MEYER, E.: Spiegelgalvanometer und Lichtzeigerinstrumente. Akad. Verlagsgesellschaft, Leipzig 1952.

- [33] NEHARI, Z.: Conformal Mapping. Mc Graw-Hill Book Comp., Inc. New York, 1952.
- [34] POLDINI, E.: La prospection électrique du sous-sol. Lausanne 1947.
- [35] POLDINI, E.: Interpretation tectonique des variations du champ tellurique. Bulletin de l'Association Suisse des Geologues et Ingenieurs du Petrole, XVII/15 (1950) 52, S. 1—14.
- [36] RIKITAKE, T.: Electromagnetic Induction within the Earth and its Relation to the Electrical State of the Earth's Interior. Bull. Earthquake Research Inst. Tokyo Univ. 28 (1950), S. 45—97, S. 219—223, 29 (1951), S. 61—69, S. 539—547.
- [37] RIKITAKE, T.: Changes in the Earth Current and their Relation to the Electrical State of the Earth's Crust. Bull. Earthquake Research Inst. Tokyo Univ. 29 (1950), S. 271—276.
- [38] RIKITAKE, T.: On the Electrical Conductivity in the Earth's Core. Bull. Earthquake Research Inst. Tokyo Univ. 30 (1950), S. 191—205.
- [39] RIKITAKE, T., u. YOKOYAMA, I., u. HISHIYAMA, Y.: A Preliminary Study on the Anomalous Behavior of Geomagnetic Variations of Short Period in Japan and its Relation to the Subterranean Structure. Bull. Earthquake Research Inst. Tokyo Univ. 30 (1950), S. 207—220 u. 31 (1953), Teil 1, S. 19—31.
- [40] ROGER, A., u. CHEREAU, J.: Etude électrotellurique sur la Dorsale Ferraraise et comparaison avec les resultats apportés par d'autres méthodes. VII Conv. Naz. Metano e Petrollo I (1952), S. 589—600.
- [41] ROONEY, W.: Earth Currents in Fleming, J.: Terrestrial Magnetism and Electricity, Kap. IV. Denver Publ., New York 1952.
- [42] ROUGERIE, P.: Contribution à l'étude des courants telluriques. Ann. Inst. Phys. Globe Paris 20 (1942), S. 60—111.
- [43] ROTHÉ, E., u. ROTHÉ, J.: Prospection Géophysique. Paris 1952.
- [44] SCHLUMBERGER, M.: The Applications of Telluric Currents to Surface Prospecting. Transact. Americ. Geoph. Union, 3 (1939), S. 271—277.
- [45] SCHLUMBERGER, M., u. KUNETZ, G.: Variations rapides simultanées du Champ tellurique en France et à Madagascar. C. R. Acad. Sc. Paris 223 (1946), S. 551—553.
- [46] SCHLUMBERGER, M., u. KUNETZ, G.: Observations sur les variations rapides des courants telluriques. Transact. Oslo Meeting 1948 (1950), S. 518—528.
- [47] SELEM, A., u. MONNET, C.: Application of Vertical Gradients and Comparison of Different Geophysical Methods in a Difficult Area. Geoph. Prosp. 1 (1953) 3, S. 208—219.
- [48] SOROKIN, L.: Lehrbuch der geophysikalischen Methoden zur Erkundung von Erdölvorkommen. VEB Verlag Technik, Berlin 1953.
- [49] TICHONOV, A.: Ob opredelini elektritscheskich charakteristik glubokich sloev semnoj kory (Über die Bestimmung elektrischer Kennwerte für tiefe Schichten der Erdrinde). Ber. Akad. Wiss. UdSSR, Neue Serie, 73 (1950) 2, S. 295—297.
- [50] TICHONOV, A., u. LIPSKAJA, N.: O variazijach semnovo elektritscheskovo polja (Über die Variationen des elektrischen Erdfeldes). Ber. Akad. Wiss. UdSSR, 87 (1952) 4, S. 557—559.
- [51] TROITZKAJA, V.: Korotkoperioditscheskije wosmuschtschenija elektromagnitnovo polja semli (Kurzperiodische Störungen des elektromagnetischen Erdfeldes). Ber. Akad. Wiss. UdSSR, 91 (1953) 2, S. 241—244.
- [52] TUMAN, V.: The Telluric Method of Prospecting and its Limitations under Certain Geologic Conditions. Geophysics 16 (1951) 1, S. 102—114.
- [53] TURLYGIN, S., u. KARELINA, N.: Diffussionyje nepoljarisujuschisjesja elektrody (Unpolarisierbare Diffusionselektroden). Ber. Akad. Wiss. UdSSR 79 (1951) 6, 465—468.
- [54] TURLYGIN, S., u. KARELINA, A.: Vljanie suschi i morja na raspredelenie prirodnych elektritscheskich tokov po poverchnosti semli (Einfluß der Kontinente und Ozeane auf die Verteilung natürlicher elektrischer Ströme der Erdoberfläche). Nachr. Akad. Wiss. UdSSR, Serie Geoph. (1952) 4, S. 55—75.
- [55] VESES, A., SEMENOV, A., u. NOVOZILOVA, M.: Novyi vid estestwennovo elektriceskovo polja v zemlje (Eine neue Form des natürlichen elektrischen Feldes der Erde). Ber. Akad. Wiss. UdSSR 87 (1952) 6, S. 939—941.
- [56] WAIT, J.: On the Relation between Telluric Currents and the Earth's Magnetic Field. Geophysics 19 (1954) 2, S. 281—289.
- [57] WEINSTEIN, B.: Die Erdströme im deutschen Reichstelegraphengebiet und ihr Zusammenhang mit den erdmagnetischen Erscheinungen. Braunschweig, Vieweg 1900.
- [58] WIESE, H.: Erdmagnetische Baistörungen und ihr heterogener im Erdinnern induzierter Anteil. Zeitschr. f. Meteorologie 2/3 (1954), S. 77—79.
- [59] Prospection électrotellurique de la Bresse et du Bas-Dauphine. Publ. Bureau de Recherches Geolog. et Geoph. 5 (1948).

FREIBERGER FORSCHUNGSHEFT

Veröffentlichung des Instituts für Bergbauwissenschaften

Geographie

25 Erdkunde - Historische Geographie
Veränderung der Landschaft im Mittelalter
1954, 120 S., 10,- DM

26 Die Alpen im Mittelalter
Geographie und Geschichte
1954, 120 S., 10,- DM

27 Alpen - Geographie und Geschichte
Veränderung der Landschaft im Mittelalter
1954, 120 S., 10,- DM

28 Die Alpen im Mittelalter
Geographie und Geschichte
1954, 120 S., 10,- DM

29 Die Alpen im Mittelalter
Geographie und Geschichte
1954, 120 S., 10,- DM

30 Die Alpen im Mittelalter
Geographie und Geschichte
1954, 120 S., 10,- DM

BERGBAUWISSENSCHAFTEN

Veröffentlichung des Instituts für Bergbauwissenschaften

FREIBERGER FORSCHUNGSHEFTE

Schriftenreihe für alle Gebiete der Montanwissenschaften

Geophysik

C 3 Geologie - Mineralogie - Geophysik

Vorträge des Berg- und Hüttenmännischen Tages 1951

DIN A 4 — 96 Seiten — 100 Bilder — 1 farbige Tafel — 10 Tabellen — DM 4,80

Darin der grundlegende Vortrag von OTTO MEISSER: Derzeitiger Stand und einige Aufgaben der angewandten Geophysik.

C 6 WOLFGANG BUCHHEIM:

Beiträge zur Theorie der geoelektrischen Aufschlußmethoden

DIN A 4 — 52 Seiten — 9 Bilder — DM 12,—

C 7 Angewandte Geophysik und Markscheidewesen

Vorträge des Berg- und Hüttenmännischen Tages 1952

SPONHEUER: Erdbeben und Tektonik in Deutschland. FANSELAU: Über einige beobachtungstechnische Neuerungen am Adolf-Schmidt-Observatorium für Erdmagnetismus in Niemegek. SIEMENS: Die Schwerekarte der DDR. KRUMBACH: Seismische Messungen in Bergbaugebieten als Beitrag zur Gebirgsschlagforschung. BUCHHEIM: Zum Problem der Drucksondierung in Gesteinen auf akustischer Basis. MARTIN: Über Möglichkeiten, die Schlauchwaage als Präzisionsnivellierinstrument zu verwenden. NEUBERT: Markscheiderische Instrumente im Blickfeld bergmännischer Aufgabenstellung. EVERS-MANN: Durchschlag vom Röhrig-Schacht zum Thomas-Münzer-Schacht. RICHTER: Untersuchungen zum Auffinden von Kohlesäurenestern im Kali-bergbau mit geoelektrischen Meßmethoden.

DIN A 4 — 104 Seiten — 131 Bilder und Karten — 28 Tabellen — 1 Kartenbeilage — DM 15,—

C 12 RÖLF RÖSLER:

Experimentelle Untersuchungen zur Abhängigkeit der Schallgeschwindigkeit von der Druckbeanspruchung bei Gesteinen

Format 17×24 — 52 Seiten — 68 Bilder — 2 Tabellen — DM 7,—

C 13 WALTER NEUMANN:

Praktische Untersuchungen zur Isanomalen-Richtungsstatistik

Format 17×24 — 84 Seiten — 45 Bilder — 20 Tabellen — DM 9,50

C 15 HANS-GÜNTER REINHARDT:

Steinbruchsprengungen zur Erforschung des tieferen Untergrundes

Format 17×24 — 92 Seiten — 19 Bilder — 18 Tabellen — DM 7,50

AKADEMIE-VERLAG · BERLIN

✓

