

**Deutsche
Geophysikalische
Gesellschaft e.V.**



Protokoll

über das Kolloquium

"Elektromagnetische Tiefenforschung"

ISSN 0946 - 7467

15. Kolloquium: Höchst im Odenwald, 28.03. - 31.03.1994

herausgegeben von

Karsten Bahr

Geoforschungszentrum Potsdam
Telegrafenberg A45
14473 Potsdam

Andreas Junge

Dept. of Geology and Geophysics
University of Edinburgh
Grant Institute
West Mains Road
Edinburgh EH9 3JW
Scotland

Teilnehmerverzeichnis

S. Blumensath H. Brasse F. Echternacht S. Friedel J. Gürtler R. Klause K. Murasch G. Schwarz S. Tauber	Freie Universität Berlin Fachrichtung Geophysik Malteser Straße 74-100 D- 12249 Berlin
T. Radic U. Kalberkamp	Institut für Geophysik Technische Universität Berlin Ackerstr. 71-76 D- 13355 Berlin
V. Auster	MAGSON GmbH Marksburgerstr. 02 D- 10318 Berlin
S. Gerland	Alfred-Wegner-Institut für Polar- und Meeresforschung PF 120 161 D- 27515 Bremerhaven
O. Bäumer D. Grubert M. Seichter P. Weidelt A. Weller	Institut für Geophysik und Meteorologie TU Braunschweig Mendelssohnstr. 03 D- 38106 Braunschweig
M. Martinez	Metronix Neue Knochenhauer Straße 05 D- 38100 Braunschweig
A. Junge O. Ritter P. Ritter	University of Edinburgh Dept. of Geology and Geophysics Grant Institute, West Mains Road Edinburgh EH9 3JW
L. da Costa A. Magunia J. Stoll	Institut für Meteorologie und Geophysik Feldberstr. 47 D- 60323 Frankfurt
J. Bigalke	Institut für Physikalische und Theoretische Chemie D- 60439 Frankfurt

R.-U. Börner
F. Donner
W. Göthe
G. Porstendorfer

TU Bergakademie Freiberg
Institut für Geophysik
Gustav-Zeuner-Straße 12
D- 09596 Freiberg

M. Engels
M. Erfmann
B. Friedrichs
M. Leven
C. Peter
U. Schmucker
P. Spitta
E. Steveling
V. Gundlach

Institut für Geophysik
Herzberger Landstraße 180
D- 37075 Göttingen

B. Fluche
W. Müller
W. Losecke
K. Senkpiel
G. Schaumann

Bundesanstalt für Geowissenschaften
und Rohstoffe PF 510 153
D- 30631 Hannover

N. Hoffmann

Bundesanstalt für Geowissenschaften
und Rohstoffe Außenstelle Berlin
Invalidenstr. 04
D- 10115 Berlin

H. Rodemann
K. Spitzer

Niedersächsisches Landesamt
für Bodenforschung-GGA
Stilleweg 02
D- 30655 Hannover

S. Bauer
U. Fauzi
G. Karlik
T. Hanstein
S. Helwig
A. Hördt
M. Müller
L. Petrat
T. Schönfelder
B. Tezkan
G. Zacher
H. Thern

Institut für Geophysik und
Meteorologie der Universität Köln
Albert- Magnus-Platz
D- 50923 Köln

N. Olsen

Danish Meteorological Institute
Solar Terrestrial Physics Division
Lyngbyvej 100
DK- 2100 Copenhagen

R. Tietz

Institut für Geophysik
der Universität Leipzig
Talstr. 35
D- 04103 Leipzig

A. Berktold S. Du K. Wollny	Institut für Allgemeine und Angewandte Geophysik und Geophysikalisches Observatorium Ludwig-Maximilians-Universität Theresienstr. 41 D- 80333 München
M. Gurk H. Jödicke A. Jording G. Oettinger	Institut für Geophysik Universität Münster Corrensstr. 24 D- 48149 Münster
G. Fischer W. Masero	Institut der Geologie Universite de Neuchatel Rue de l'Observatoire 58 CH- 2000 Neuchatel
A. Straub	BRGM DR/GIG BP 6009 F- 45060 Orlean cedex 2
K. Bahr M. Eisel E. Erkul V. Haak F. Simpson A. Müller	Geoforschungszentrum-Potsdam Telegrafenberg A45 14473 Potsdam
H. Podewski E. Ritter	Observatorium Niemeck Lindenstr. 07 D- 14823 Niemeck
J. Pek	Geophysical Institute Acad. Sei. Czech Republic Bocni II cp. 1401 CZ- 14131 Pragu 4 Czech Republic
H.-M. Maurer R. Braul	Department of Geophysics Box 556 S- 75122 Uppsala
P. Bruton	Applied Geophysics Unit University College Galway Galway, Ireland
H. Winter A. Rauen J. Kück	KTB-Feldlabor D- 92667 Windischeschenbach

Inhaltsverzeichnis

K. Bahr: Vorwort	1
U. Schmucker: 2D Modellrechnungen zur Induktion in inhomogenen dünnen Deckschichten über anisotropen geschichteten Halbräumen.	3
J. Pek: 2-D numerical modelling of magnetotelluric fields in anisotropic structures - an FD algorithm	27
M. Eisel: Ein anisotropes Leitfähigkeitsmodell der ZEV	40
P. Weidelt: Eindimensionale MT: Schranken für scheinbaren Widerstand und Phase bei gegebener Dynamik des wahren Widerstandes	47
P. Bruton: Testing Vasseur and Weidelt's thin-sheet algorithm	54
P. Weidelt: Phasenbeziehungen für die B-Polarisation	60
N. Olsen: Bestimmung von Dst-Eindringtiefen (0.5 cpd -1/30 cpd) mittels Z/H- und Z:Y- Methode	66
M. Engels: Anwendung der Gradientenmethode im Zeitbereich zur Eindringtiefenbestimmung erdmagnetischer Variationen	74
E. Ngakosso, A. Straub: Symmetry properties of electromagnetic tomography	85
R. Tietz: Magnetische Induktionsfeldtomographie	92
P. Ritter, R. Banks: Magnetische Verzerrung der Übertragungsfunktionen in GDS: Trennung von regionaler und lokaler Information mit Hilfe von "Hypothetical Event Analysis"	101
P. Bruton: An improved phase-dependent regional strike angle for the magnetotelluric impedance tensor	109
W. Masero, P. Schnegg: Magnetotellurische Untersuchungen eines Meteoritenkraters	114
Ch. Peter: Kenngrößen des Impedanztensors	121
H. Hanstein: Effekte von Gasleitungen auf MT und VLFR Sondierungen	128
A. Magunia: Simulation und Messung des ELF-Tagesganges	132
O. Ritter: Ein AMT Experiment zur hochauflösenden Kartierung von Vertikalfeldvariationen	146

K. Wollny: 2D-Modellierungen des Topographie-Effektes im MT-, AMT-, ETS- und VLF-Frequenzbereich mit Hilfe eines Finite-Elemente Programmes	158
A. Müller, E. Erkul, J. Zschau: Stabilität von MT-Übertragungsfunktionen aus Daten des Deutsch-Türkischen Erdbebenvorhersage Forschungsprojekts	166
M. Erfmann: Modell zur erdmagnetischen Induktion (Analogmodell)	175
H.-M. Maurer: Gemeinsame Inversion von Gleichstrom-Geoelektrik und CSAMT Daten am Standort Münchehagen	180
K. Spitzer: Dreidimensionale geoelektrische FD-Modellrechnung mittels vorkonditionierter konjugierter Gradienten	188
H. Rodemann: Einige Diskretisierungseffekte bei Modellrechnungen zur Geoelektrik nach der Methode der finiten Differenzen	200
M. Seichter: Der Ψ -Algorithmus zur Auswertung von Widerstandssondierungen	204
F. Echternacht: Vierpunktgeoelektrik mit einem Multielektrodenarray	215
K.-M. Gerhold, B. Tezkan, A. Hördt, U. Schreiber: Zweidimensionale Geoelektrikmodellierung eines vulkanischen Trichters	223
W. Südekum, K. Spitzer: Modellrechnungen zur geoelektrischen Kartierung am Schloss Rotenburg	232
V. Cerv, J. Pek, O. Praus: Magnetotelluric and magnetovariational measurements in southwest Bohemia, data presentation and modelling experiments	238
R. Klause, K. Murasch, G. Schwarz: Breitbandige erdmagnetische und magnetotellurische Sondierungen in Westböhmen	250
S. Tauber: Leitfähigkeitsmodelle zum MT-Profil Oberpfalz-Vogtland	259
R.-U. Börner, W. Göthe, G. Porstendorfer: Interpretation eines MT-Profiles aus dem Frankenwald in den Harz: Leitfähigkeitsmodell durch Erklärung der MT-Impedanzen	267
J. Gürtler, G. Schwarz: Interpretation eines MT-Profiles aus dem Frankenwald in den Harz	272
W. Göthe: Zonen erniedrigten Widerstandes unter dem Osterzgebirge?	278
G. Oettinger: Neubearbeitung und Ergänzung eines Magnetotellurik-Profiles in der Eifel	282
Ch. Peter: Modellinterpretation der Göttinger D-Anomalie	294

B. Friedrichs: Leitfähigkeitsstrukturen in Nordostdeutschland	305
N. Hoffmann, B. Fluche, W. Müller: Erste Ergebnisse neuer magnetotellurischer Messungen in Nordostdeutschland - Ein Statusbericht	307
G. Porstendorfer, P. Kühn: Läßt sich die Inbetriebnahme des "Baltic Cable" für die geoelektrische Tiefenerkundung im Ostseeraum nutzen?	322
H. Brasse: Magnetotellurische Voruntersuchungen im Dirurba-Becken, Red Sea Hills (Sudan)	326
F. Simpson, M. Warner, D. Livelybrooks, R. Banks: Coincident magnetotelluric and seismic images of the lower continental crust beneath the Weardale Granite: evidence for a dry lower crust	331
H. Jödicke, N. Dreismickenbecher: Zur elektrischen Leitfähigkeit graphitführender Unterkrustengesteine in Kalabrien (Italien)	336
H. Winter: Elektrische Leitfähigkeit in der Kontinentalen Tiefbohrung - Vergleich von Labor- und Bohrlochmessungen	346
A. Rauen: Elektrische Leitfähigkeit in der Kontinentalen Tiefbohrung - Labormessungen an einem Kern aus der Störungszone in 7012 m Tiefe	354
J. Kück: Elektrische Leitfähigkeit in der Kontinentalen Tiefbohrung - In-Situ-Messungen	361
J. Bigalke: Die KTB-Geobatterien unter dem Aspekt eines Netzwerkmodelles zur Abschätzung des Beitrags der elektronischen Leitfähigkeit zur Gesamtleitfähigkeit	364
J. Stoll: Beobachtung der Dynamik von Eigenpotentialen in der Kontinentalen Tiefbohrung Oberpfalz.	373
U. Fauzi, K. Vozoff, F.M. Neubauer, A. Hördt: Zusammenhänge zwischen hydraulischer Permeabilität und elektrischer Leitfähigkeit	385
A. Weller: Permeabilitätsbestimmung mit komplexen Widerstandsmessungen	394
T. Schönfelder, A. Hördt, H.-M. Maurer: Effekte anisotroper Leitfähigkeit in LOTEM-Daten	404
G. Karlik: "Imaging" für elektrische Felder der LOTEM Methode	411
St. L. Helwig, M. Goldman, A. Hördt: Auswertung transientelektromagnetischer Meßdaten aus dem Makhtesh Ramon, Israel, mit mehrdimensionalen Modellen	416
A. Junge, P. Spitta, Ch. Peter: Vergleich von Auster-Magnetometer und EDA-Fluxgate	428

E. Steveling, M. Leven: Stand der RAP-Geräteentwicklung	431
F. Donner: Softwaregesteuerte Magneto-Tellurik-Apparaturen	439
A. Junge: Polynomdarstellung von Geräteresonanzkurven	446
E. Erkul, A. Müller, J. Zschau: Continuous magnetotelluric measurements at the North Anatolian Fault Zone: first results	449
G. Zacher, B. Tezkan, F.M. Neubauer, I. Müller: Ein- und zweidimensionale Interpretation von Radio-Magnetotellurik Messungen auf einer Altlast in Köln-Ossendorf	457
S. Gerland, H. Eicken, C. Haas, H. Miller: Elektromagnetik in den Polargebieten: Wie dick ist das Meereis?	464
T. Radic: Konzept einer LFM-Apparatur zur Messung des oberflächennahen spezifischen Widerstandes unter Anwendung des magnetischen Gradientenverfahrens im LW- und MW- Frequenzbereich	470
S. Du, A. Berktold, P. Rummel: The wave nature and propagation characteristics of the ground wave in GPR	480

Vorwort

Dieser Band enthält die ausgearbeiteten Vorträge und Posterbeiträge des 15. Kolloquiums über "Elektromagnetische Tiefenforschung", das vom 28.-31. März 1994 im "Evangelischen Jugendzentrum" in Höchst im Odenwald stattfand - dank Markus Eisel, der diese komfortable Tagungsstätte für uns entdeckt hat.

Für den Arbeitskreis "Elektromagnetische Tiefenforschung" war dieses 15. Kolloquium mit einer Reihe von Veränderungen verbunden: Volker Haak, der uns seit 1978 beim FKPE vertreten hat, widmet sich in Zukunft ganz der Elektromagnetik beim Geoforschungszentrum Potsdam und ist nicht mehr Sprecher des Arbeitskreises. Auf der "Geschäftsversammlung" am Mittwoch - er konnte sie leider nicht miterleben - wurde sein Engagement während der letzten 15 Jahre mit lange anhaltendem Beifall gewürdigt. Volker Haak hat in dieser Zeit das Kunststück fertiggebracht, einerseits eine Institution zu etablieren - das ist unser Arbeitskreis mit seinem regelmäßig im 2 Jahresabstand stattfindenden Kolloquium und den international beachteten Protokollbänden - und andererseits diese Institution vor jeder Art von Verkrustung, wie sie Institutionen leicht befällt, zu bewahren: Als Arbeitskreis sind wir immer noch eine "offene Menge" - viele neue Namen und neue Ansätze in diesem Protokollband belegen es. Und unser Kolloquium ist immer noch, auch mit zuletzt 90 Teilnehmern, mehr ein work-shop als ein Kongreß, mit viel Spontaneität und Gestaltungsmöglichkeiten für alle Teilnehmer.

Auf derselben Geschäftsversammlung zog sich Helmut Rodemann, der die Protokollbände des 90er und 92er Kolloquiums beim Niedersächsischen Landesamt für Bodenforschung herstellen ließ und sie gemeinsam mit Volker Haak herausgegeben hatte, von der Funktion eines Mitherausgebers zurück; auch für ihn gab es langen Beifall.

Diesen und hoffentlich noch einige weitere Protokollbände gebe ich in Zusammenarbeit mit Andreas Junge heraus. Die Deutsche Geophysikalische Gesellschaft trägt etwa die Hälfte der Herstellungskosten und läßt damit ihrer Ankündigung, die Arbeitskreise stärker unterstützen zu wollen, Taten folgen; dafür gebührt dem Vorstand der DGG unser Dank. Aber auch die Teilnehmer mußten zum ersten Mal einen kleinen Obulus entrichten. Daß dies jede(r) ohne Murren tat, spricht wieder für die Reputation unserer blauen Reihe und das Engagement in unserem Arbeitskreis.

Der Inhalt dieses Bandes läßt sich nur schwer im Vorwort zusammenfassen: Der Band enthält methodische Arbeiten zur Induktion in der leitfähigen Erde und zur Geoelektrik, Fallstudien mit elektromagnetischen Messungen in Mitteleuropa, in Israel und im Sudan, Übersichtsartikel zur Leitfähigkeit im Umfeld der Kontinentalen Tiefbohrung, methodische Untersuchungen zum Leitfähigkeitsmechanismus, Arbeiten zur Induktion im Zeitbereich, neue Geräte-Entwicklungen, und schließlich Untersuchungen zu höheren Frequenzen hin, wo die Verschiebungsströme nicht mehr vernachlässigt werden dürfen.

Die Frage, welche die "wichtigsten" Beiträge sind, kann und braucht auch nicht beantwortet zu werden. Ich möchte auf drei Gruppen von Beiträgen hinweisen, die mir persönlich interessant erscheinen: Elektrische Anisotropie ist jetzt, wie die Leitfähigkeit selbst, ein Modellparameter, der quantitativ in Modellrechnungen auftritt (Schmucker, Pek). Viele

Autoren befassen sich inzwischen mit den Ursachen der erhöhten Leitfähigkeit in der Kruste. Dies bedeutet vor allem, daß ihre Artikel nicht nur von der Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit handeln, sondern auch von ihrer Abhängigkeit vom Fluid-, Graphit-, oder Erzgehalt oder von der Permeabilität (Simpson, Jödicke, Winter, Kück, Rauen, Bigalke, Stoll, Fauzi, Weller). Schließlich deutet sich in drei Beiträgen ein Widerspruch in unseren Modellvorstellungen von der Leitfähigkeitsverteilung im Umfeld der Kontinentalen Tiefbohrung an: Die Leitfähigkeit ist hier wohl anisotrop. Während zum Verständnis der nach Süden weisenden Induktionspfeile anomale Erdströme in West-Ost-Richtung anzunehmen sind, verlangen die magnetotellurischen Daten, daß in einer bestimmten Schicht die Leitfähigkeit in Nord-Süd-Richtung gegenüber der Leitfähigkeit in West-Ost-Richtung stark vergrößert ist (Eisel, Cerv, Tauber). Die Suche nach einem Modell, das alle Daten gleichzeitig erklärt, wird sicherlich spannend. Die ersten Versuche in diese Richtung präsentieren die Autoren hier.

Ich danke den vielen Helfern in Höchst, ganz besonders Hannelore Podewski und Arnfried Magunia, sowie allen Teilnehmern für dieses Kolloquium.

Potsdam, im Oktober 1994

Karsten Bahr

2 D Modellrechnungen zur Induktion in inhomogenen dünnen Deck- schichten über anisotropen geschichteten Halbräumen

Ulrich Schmucker, Göttingen

1 Einleitung

Seit den Anfängen der Magnetotellurik ist es eine stets wiederkehrende Erfahrung, daß man etwas mißt, was konventionellen Modellvorstellungen widerspricht: Eine nach Betrag und Ausrichtung flächenmäßig einheitliche Anisotropie der magnetotellurischen Impedanz (s. z.B. Chr. Peters Beitrag zu diesem Kolloquiumsband). Man kann nun seine Meßergebnisse teilweise ignorieren, also etwa 2 D Modelle aus den Impedanzen nur einer Polarisierung entwickeln, im Falle der E-Polarisation möglicherweise auch ohne Einbeziehung magnetischer Übertragungsfunktionen. Oder man kann durch exzessive "static shift"-Korrekturen die genannte Anisotropie auf ein interpretierbares Maß bringen.

Soll jedoch ein Modell gefunden werden, daß die Impedanzen und Übertragungsfunktionen weitgehend so erklärt, wie sie sich aus den Feldregistrierungen ableiten, stößt man auf prinzipielle Schwierigkeiten, wenn folgendes gilt:

1. An allen Meßstationen existieren, insbesondere bei längeren Perioden, ausgeprägte tellurische Vorzugsrichtungen und damit verbunden sehr unterschiedliche Impedanzen auf der Nebendiagonalen in optimal gedrehten Koordinaten.
2. Die Richtungen kleinster und größter Impedanz, wie man sie beispielsweise mit dem Swift-Winkel festlegt, sind überall nahezu gleich mit ebenfalls etwa gleichbleibenden Anisotropieverhältnissen.
3. Anomalien des inneren Anteils erdmagnetischer Variationen, sofern es sie gibt, erscheinen als zusammenhanglos zu denjenigen des erdelektrischen Feldes. Die Induktionsvektoren verweisen auf eine Leitfähigkeitsstruktur, die unabhängig zu sein scheint von den Ursachen der genannten magnetotellurischen Richtungsabhängigkeit.

Es wird kein Modell geben, weder in zwei noch in drei Dimensionen, das die erstgenannten magnetotellurischen Beobachtungen erklären kann. Ein Notbehelf wären, wie schon erwähnt, Versuche, durch "static shift" die weit auseinanderliegenden ρ_a -Kurven zusammenzuschieben - und damit möglicherweise eine wichtige Aussage der Magnetotellurik bezüglich der Krustenleitfähigkeit zu eliminieren. Auch sind solche Korrekturen dazu gedacht, die Impedanzen von örtlichen 3D Effekten zu befreien ohne eine vorherrschende gleichbleibende Anisotropie aufzuheben, es sei denn, man würde für jeden Meßort die gleiche 2D Verzerrung annehmen oder dem Meßgebiet insgesamt eine solche Verzerrung zuordnen. Das würde aber Frequenzabhängigkeiten der Anisotropie voraussetzen, die in der Regel

nicht beobachtet werden. Außerdem sollten solche gleichbleibenden 2D Verzerrungen geologisch plausibel sein, was ebenfalls in vielen Fällen nicht zutrifft.

Sondierungen in der Göttinger Umgebung waren der ursprüngliche Anlaß, unter den geschilderten Umständen nach neuen Erklärungsmöglichkeiten zu suchen (Schmucker, 1986). Dem auch hier in größeren Tiefen angetroffenen Krustenleiter wurde eine richtungsabhängige Leitfähigkeit zugeordnet, wobei sich die spezifischen Widerstände in den Richtungen größter und kleinster Werte um Größenordnungen unterscheiden sollten ($10 \Omega\text{m}$ vs. $1000 \Omega\text{m}$). Damit wurde zum ersten Mal eine horizontale Leitfähigkeitsanisotropie nicht dem Kristallin des Grundgebirges zugeschrieben oder einem hochohmigen Bereich in größerer Tiefe, wie in den Arbeiten von Kurtz et al. (1986) und Rasmussen (1988), sondern jener nach wie vor mysteriösen Zone hoher Leitfähigkeit, die für die mittlere und untere kontinentale Kruste so charakteristisch sein kann.

Die in diesem Zusammenhang entwickelten "dyke" Modelle sind anschließend mehrfach benutzt worden, um unter ähnlichen Gegebenheiten im Schwarzwald und anderswo zu konsistenten Modellen bezüglich aller Meßgrößen zu kommen (Teufel 1987; Tezkan 1988, Kellet et al. 1992, Eisel 1992). Im Falle des Schwarzwaldes ging es darum, eine richtungsconstante Anisotropie nicht unter 1D Verhältnissen zu interpretieren, sondern unter 2D Verhältnissen im folgenden Sinne: Eine oberflächliche 2D Struktur mit isotropen Leitfähigkeiten (hier der Rheingraben) ist induktiv gekoppelt an eine Tiefenstruktur, deren Leitfähigkeit in gewissen Bereichen anisotrop ist, was sich in richtungsabhängigen Impedanzen ausserhalb der Struktur auswirkt (hier im Kristallin des angrenzenden Schwarzwalds).

Alle bisherigen diesbezüglichen Modellrechnungen besitzen jedoch eine gravierende Einschränkung. Um mit existierenden 2D Programmen rechnen zu können, mußte vorausgesetzt werden, daß die Streichrichtung der 2D Struktur übereinstimmt mit der Richtung extremaler Leitfähigkeit der Tiefenstruktur, wobei es gleichgültig ist, ob man deren Anisotropie durch "dyke" Modelle wiedergibt oder durch unterschiedliche Leitfähigkeiten bei Modellrechnungen für E- und B-Polarisation. In diesem Beitrag soll gezeigt werden, wie sich 2D Modellrechnungen mit inhomogenen dünnen Schichten gestalten, wenn die genannte Voraussetzung *nicht* erfüllt ist. Die im Schwarzwald gefundenen tellurischen Vorzugsrichtungen beispielsweise bilden deutliche Winkel von 45 Grad mit der nordsüdlich verlaufenden Grabenstruktur (Abb. 1). Die Auswirkung dieser Schiefwinkligkeit auf die induzierten Felder und Impedanzen ist unübersehbar und Ziel der vorliegenden Arbeit.

Die Tiefenstruktur soll dabei aus einer Folge von homogenen Schichten bestehen, von denen eine oder auch mehrere eine horizontal-anisotrope Leitfähigkeit in beliebiger Orientierung erhalten. Um die Zweidimensionalität des Induktionsproblems zu wahren, muß ein quasi-homogenes Normalfeld vorausgesetzt werden. Diese bei 2D Modellrechnungen mit isotropen Leitfähigkeiten nur für B-Polarisation zu fordernde Einschränkung ist jetzt auf alle Polarisationsrichtungen zu erweitern. Dies erklärt sich daraus, daß es eine Unterscheidung von E- und B-Polarisation im üblichen Sinne nicht mehr gibt. Ganz allgemein wird die erweiterte 2D Lösung viele Merkmale von 3D Lösungen aufweisen, insbesondere vollbesetzte Impedanz-Matrizen in jeder Orientierung des Bezugssystems.

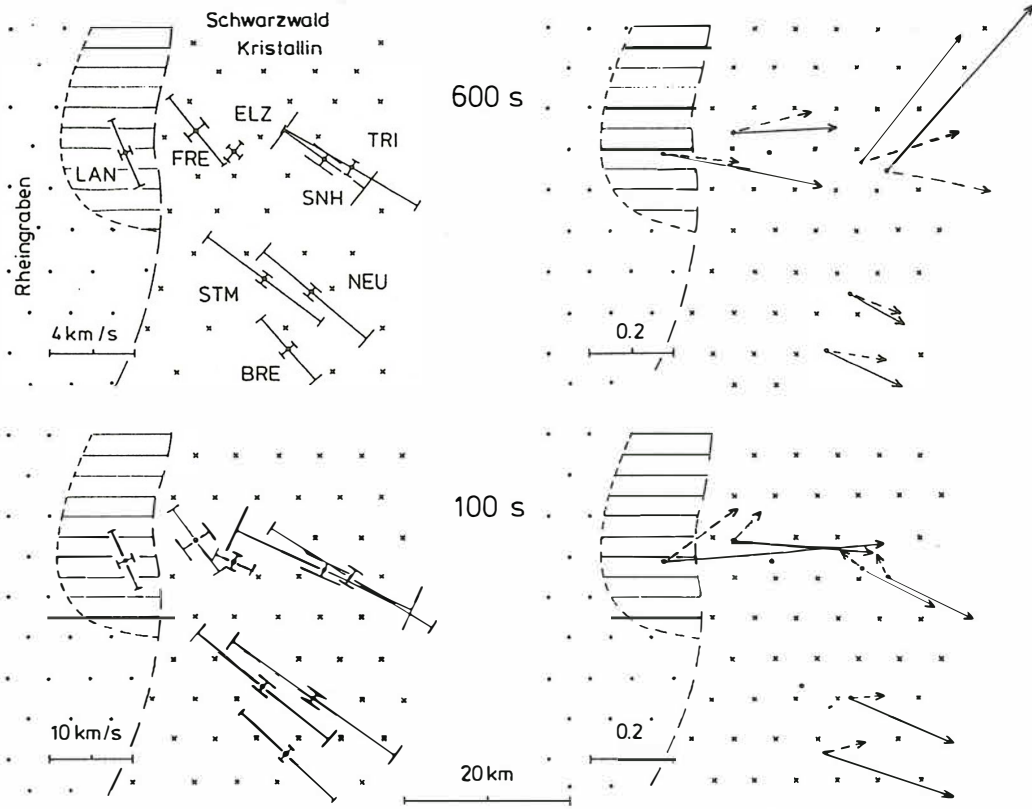


Abb. 1 Tellurische Vorzugsrichtungen in der Siemonschen Darstellungsweise (links) und Induktionsvektoren der Wiese-Konvention (rechts) im Schwarzwald für $T = 100$ s. Zahlenwerte entnommen dem Tabellenanhang in: B. Tezkan, 1986. Erdmagnetische und magnetotellurische Untersuchungen auf den hochohmigen Kristallinstrukturen des Hochschwarzwaldes und des Bayrischen Waldes bei Passau. Dissertation U. Göttingen, 117 pp.

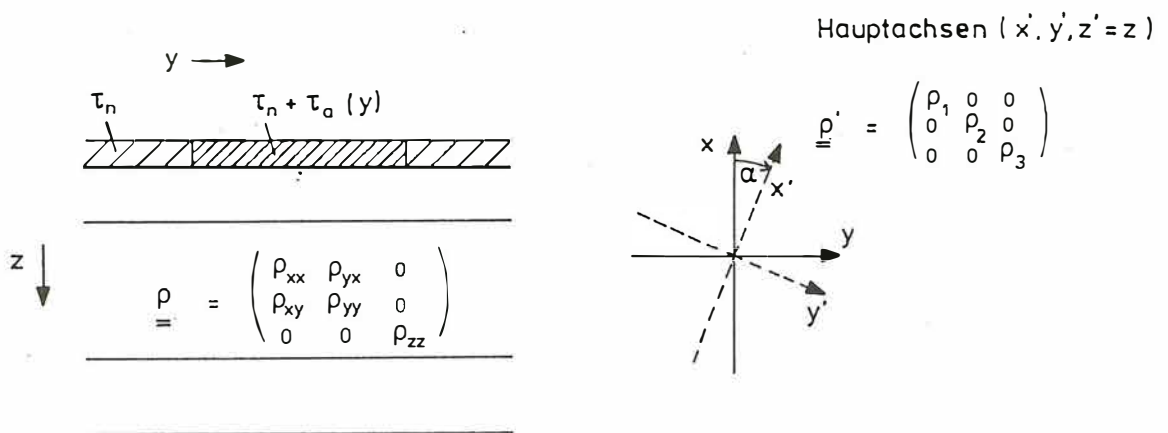


Abb. 2 2D Modell einer inhomogenen dünnen Deckschicht über einem geschichteten horizontal-anisotropen Halbraum

2 Modellansatz und Ausgangsgleichungen

Die als unendlich dünn betrachtete inhomogene Deckschicht variabler integrierter Leitfähigkeit $\tau(y) = \tau_n + \tau_a(y)$ bildet die $z = 0$ Ebene kartesischer Koordinaten, so daß in der üblichen Konvention x die Streichrichtung der 2D Struktur angibt und z senkrecht nach unten weist. Ausserhalb eines gewissen anomalen Bereichs ist die integrierte Leitfähigkeit konstant. Sie kann links und rechts von diesem Bereich verschiedene Werte annehmen. Ihr Wert links vom anomalen Bereich definiert den Leitwert τ_n der Normalstruktur (Abb. 2).

Das Konzept einer unendlich dünnen leitfähigen Schicht beinhaltet eine diskontinuierliche Änderung gewisser Feldgrößen beim Durchgang durch die dünne Schicht von der Schichtoberseite ($z = -0$, Index $-$) zur Schichtunterseite ($z = +0$, Index $+$). Diese Sprungbedingung wird durch eckige Klammern symbolisiert:

$$[f(y)]_{-}^{+} = f^{+}(y) - f^{-}(y) = f(y, z = +0) - f(y, z = -0).$$

Innerhalb der dünnen Schicht ist der Stromfluß horizontal, da keine induzierten Ströme in den nicht-leitenden oberen Halbraum eindringen können. Dafür können aber sehr wohl Ströme aus der Tiefenstruktur in die dünne Schicht hinein und aus ihr heraus fließen. Für den Bereich der dünnen Schicht erhält die erste Maxwell'sche Feldgleichung die Poynting'sche Form einer Sprungbedingung für das tangentielle Magnetfeld:

$$-[\hat{z} \times \underline{B}]_{-}^{+} = \mu_0 \underline{j} \quad (2.1)$$

mit der Materialgleichung

$$\underline{j} = \tau(\underline{E}_x \hat{x} + \underline{E}_y \hat{y}) \quad (2.2)$$

für die tiefenintegrierte Schichtstromdichte \underline{j} (in Amp/m). Diese ist zu unterscheiden von der Stromdichte \underline{J} im angrenzenden geschichteten Halbraum (in Amp/m²). Für sie gilt die erste Feldgleichung in der üblichen Form $\text{rot } \underline{B} = \mu_0 \underline{J}$, wenn Beiträge von Verschiebungsströmen zu $\text{rot } \underline{B}$ weggelassen werden.

Jeder anisotropen Schicht des Halbraums wird ein Widerstandstensor $\underline{\rho}$ zugeordnet mit den Hauptachsenrichtungen: $(x', y', z' = z)$ und mit α als horizontalem Richtungswinkel bezüglich der ungestrichenen Modell-Koordinaten (x, y, z) . Die Diagonalelemente des auf Hauptachsenkoordinaten bezogenen Widerstandstensors werden mit ρ_1, ρ_2, ρ_3 bezeichnet:

$$\underline{\rho}' = \begin{pmatrix} \rho_1 & 0 & 0 \\ 0 & \rho_2 & 0 \\ 0 & 0 & \rho_3 \end{pmatrix}.$$

Eine Drehung auf die ungestrichenen Koordinaten mittels der Drehungsmatrix

$$T = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha & 0 \\ -\sin \alpha & \cos \alpha & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

und ihrer Inversen ergibt für die Komponenten von $\underline{\underline{\rho}} = \underline{\underline{T}}^{-1} \cdot \underline{\underline{\rho'}} \cdot \underline{\underline{T}}$

$$\begin{aligned} \rho_{xx} &= \rho_1 \cos^2 \alpha + \rho_2 \sin^2 \alpha, & \rho_{xy} &= (\rho_1 - \rho_2) \cos \alpha \sin \alpha, \\ \rho_{yy} &= \rho_1 \sin^2 \alpha + \rho_2 \cos^2 \alpha & \text{und} & & \rho_{yx} &= \rho_{xy}, & \rho_{zz} &= \rho_3. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Daraus folgt die vielfach benutzte Formel

$$\rho_1 \rho_2 = \rho_{xx} \rho_{yy} - \rho_{xy}^2. \quad (2.4)$$

Die Elemente $\rho_{zx} = \rho_{xz}, \rho_{zy} = \rho_{yz}$ sind Null.

Die Materialgleichung, die im Sinne des Ohm'schen Gesetzes Stromdichte und elektrisches Feld in der anisotropen Schicht verbindet, erhält die Form

$$\underline{\underline{\rho}} \underline{\underline{J}} = \underline{\underline{E}}. \quad (2.5)$$

Bei der Berechnung der Feldanteile für die Normalstruktur soll zunächst vereinfachend angenommen werden, daß nur *eine* Schicht des Halbraums anisotrop ist. Man führt dann die 1D Vorwärtsrechnung in den zugehörigen Hauptachsenkoordinaten aus und erhält so für das Oberflächenfeld zwei Impedanzen Z_1 und Z_2 , indem beim Durchgang durch die anisotrope Schicht entweder ρ_1 oder ρ_2 verwendet wird. Sie besetzen die Nebendiagonale der tensoriellen Impedanz $\underline{\underline{Z}}$ in Hauptachsenkoordinaten, woraus sich als Impedanz der Normalstruktur in Modellkoordinaten $\underline{\underline{Z}} = \underline{\underline{T}}^{-1} \underline{\underline{Z}}' \underline{\underline{T}}$ ableitet. Sind mehrere Schichten anisotrop, wird die 1D Rechnung etwas umständlicher, führt aber letztlich in gleicher Weise zu einer voll besetzten Impedanz-Matrix der Normalstruktur. Damit ist das elektrische Normalfeld in der dünnen Schicht zurückgeführt auf das magnetische Tangentialfeld an der Schichtoberseite, sofern deren Leitwert τ_n in die Rechnung einbezogen wird:

$$\begin{aligned} E_{nx} &= (Z_2 - Z_1) \cos \alpha \sin \alpha \cdot B_{nx}^- + (Z_1 \cos^2 \alpha + Z_2 \sin^2 \alpha) \cdot B_{ny}^- \\ E_{ny} &= (-Z_2 \cos^2 \alpha - Z_1 \sin^2 \alpha) \cdot B_{nx}^- + (Z_1 - Z_2) \cos \alpha \sin \alpha \cdot B_{ny}^- \\ E_{nz} &= 0. \end{aligned} \quad (2.6)$$

Wäre die Widerstandsmatrix voll besetzt, also auch die dritte Hauptachse z' schiefwinklig zur Vertikalen, würde eine normale elektrische Vertikalkomponente E_{nz} erscheinen. Die Schichtgrenzen würden sich aber dann in der Weise aufladen, daß der normale Stromfluß horizontal bleibt und wegen der vorausgesetzten Quasi-Homogenität senkrecht zu $\underline{\underline{B}}_n$.

Man entnimmt der Darstellung von \underline{E}_n unmittelbar, daß die Begriffe E- und B-Polarisation ihren ursprünglichen Sinn verloren haben. Man wird zwar weiterhin alle Feldgrößen in zwei Rechnungen entweder auf B_{nx} (mit $B_{ny} = 0$) oder auf B_{ny} (mit $B_{nx} = 0$) beziehen. Im ersten Fall ist der normale Stromfluß in y-Richtung und damit wie bei B-Polarisation für isotrope Schichten senkrecht zur 2D Struktur. Doch der zugehörige elektrische Feldvektor besitzt jetzt auch eine x-Komponente parallel zur Struktur, so daß gewissermaßen anomale Felder für B- und E-Polarisation gleichzeitig erzeugt werden. Die anomalen Feldvektoren ($\underline{B}_a, \underline{E}_a, \underline{j}_a$) sind daher dreidimensional mit Komponenten in allen drei Richtungen des Raumes, die als solche aber nur von y und z abhängen, da ja jeder Profilschnitt quer zur Struktur gleichwertig sein muß. Die tangentialen anomalen Schichtstromdichten $\underline{j}_a(y)$ in der dünnen Schicht sind gleichfalls mit Komponenten senkrecht und parallel zu B_{nx} . Entsprechendes gilt, wenn das normale Magnetfeld alternativ in y-Richtung polarisiert ist.

Die Berechnung der anomalen Feldgrößen wird durch die numerische Lösung einer Integralgleichung für die vektorielle anomale Schichtstromdichte $\underline{j}_a = \underline{j} - \underline{j}_n$ erfolgen. Diese entspricht in Form und Herleitung gewissen Integralgleichungen für j_{ax} bei E-Polarisation und j_{ay} bei B-Polarisation für den Fall isotroper geschichteter Halbräume oder horizontal-anisotroper Halbräume mit $\alpha = 0$:

$$\begin{aligned} -i\omega\mu\tau S^* j_{ax} &= j_{ax} - \tau_a E_{nx}, \\ -\tau\rho_0 L^* j'_{ay} &= j_{ay} - \tau_a E_{ny} \end{aligned} \quad (2.7)$$

mit $j'_{ay} = \partial j_{ay} / \partial y$ und ρ_0 als spezifischem Widerstand der ersten Schicht.

Die Faltungskerne S und L sind Fouriertransformierte der Ausdrücke

$$\frac{k C_{TE}^+}{1 + k C_{TE}^+} \text{ und } (ik_y C_{TM}^+)^{-1}$$

aus dem Wellenzahlbereich. Hierin ist k der Betrag des horizontalen Wellenzahlvektors $k_y \hat{y}$; C_{TE}^+ und C_{TM}^+ bezeichnen die C-Response des Halbraums für TE und TM Felder für $z = +0$. Die Faltungskerne besorgen die induktive Ankopplung der Deckschicht an die Tiefenstruktur, indem sie eine induktiv begründete Beziehung zwischen anomaler Schichtstromdichte und anomalem elektrischen Feld herstellen. Mit ihrer Hilfe kann man \underline{E}_a aus der für \underline{j}_a umgeschriebenen Materialgleichung (2.2)

$$\underline{j}_a = \tau_a \underline{E}_n + \tau \underline{E}_a \quad (2.8)$$

eliminieren und erhält die zitierten Integralgleichungen für j_{ax} und j_{ay} .

Näheres hierzu steht im Protokollband "Rothenberge 1971", S. 25 ff, sowie in einem demnächst in *unserer* Zeitschrift erscheinendem Artikel. Ein weiterer Literaturhinweis betrifft die Dissertation von H.-M. Maurer (1993). Sie behandelt in allgemeinerer Form die

Induktion in anisotropen geschichteten Halbräumen, und zwar für 3D Felder und ohne Beschränkung auf horizontale Anisotropie.

3. Potentialansätze für die anomalen Felder und induzierten Ströme

Das anomale Magnetfeld ist divergenzfrei und somit darstellbar durch den Potentialansatz

$$\underline{B}_a = \text{rot}(\underline{\hat{z}}\Phi) + \text{rotrot}(\underline{\hat{z}}\Psi).$$

Dabei bezeichnen Φ und Ψ skalare Ortsfunktionen (für eine feste Frequenz), Φ für den toroidalen Teil von \underline{B}_a (ohne z-Komponente) und Ψ für den poloidalen Teil. In homogenen Bereichen ist auch die anomale Stromdichte divergenzfrei und die erste Maxwellsche Gleichung $\text{rot}\underline{B}_a = \mu_0 \underline{J}_a$ liefert für sie

$$\mu_0 \underline{J}_a = \text{rotrot}(\underline{\hat{z}}\Phi) - \text{rot}(\underline{\hat{z}}\nabla^2\Psi).$$

Beide Ansätze sind verbunden über die zweite Maxwellsche Gleichung, hier in der Schreibweise $\text{rot}(\underline{\rho}\underline{J}_a) = -i\omega \underline{B}_a$ für anisotrope Leiter. Doch zunächst soll die vereinfachende Tatsache genutzt werden, daß alle Ableitungen bezüglich x entfallen können. Dadurch erhalten die Potentialansätze die 2D Form

$$\begin{aligned} \underline{B}_a &= \Phi_y \underline{\hat{x}} + \Psi_{yz} \underline{\hat{y}} - \Psi_{yy} \underline{\hat{z}}, \\ \mu_0 \underline{J}_a &= -\nabla^2 \Psi_y \underline{\hat{x}} + \Phi_{yz} \underline{\hat{y}} - \Phi_{yy} \end{aligned} \quad (3.1)$$

mit den Bezeichnungen $\Phi_x = \partial\Phi/\partial x, \dots$ und $\nabla^2\Psi = \Psi_{yy} + \Psi_{zz}$.

Gleichsetzen der z-Komponenten in der zweiten Maxwellschen Gleichung links und rechts ergibt

$$\frac{-\partial}{\partial y} E_{ay} = \frac{-\partial}{\partial y} (\rho_{xx} J_{ax} + \rho_{xy} J_{ay}) = -i\omega B_{az}$$

oder, nach zweimaliger Integration bezüglich y in Verbindung mit (3.1),

$$\rho_{xx} \nabla^2 \Psi - \rho_{xy} \Phi_z = i\omega \mu_0 \Psi. \quad (3.2)$$

Ausserdem muß die Diffusionsgleichung für \underline{J}_a erfüllt sein, die man nach Elimination von \underline{B}_a aus den beiden Feldgleichungen erhält:

$$\text{rotrot}(\underline{\rho}\underline{J}_a) = -i\omega \mu_0 \underline{J}_a.$$

Nochmaliges Gleichsetzen der z-Komponenten links und rechts führt, wiederum nach zweimaliger Integration bezüglich y, auf

$$\rho_{zz} \Phi_{yy} - \rho_{yx} \cdot \partial(\nabla^2 \Psi) / \partial z + \rho_{yy} \Phi_{zz} = i\omega \mu_0 \Phi.$$

Multiplikation mit ρ_{xx} bringt diese Gleichung auf die im Folgenden benutzte Form

$$\rho_{zz} \rho_{xx} \Phi_{yy} + \rho_1 \rho_2 \Phi_{zz} - i\omega \mu_0 \rho_{yx} \Psi_z = i\omega \mu_0 \rho_{xx} \Phi. \quad (3.3)$$

Bei der Umformung sind (2.4) und (3.2) für $\nabla^2 \Psi$ benutzt worden.

Die Anisotropie bewirkt also, daß zwei gekoppelte Diffusionsgleichungen (3.2) und (3.3) zu lösen sind. Wären die Hauptachsen von $\underline{\rho}$ in Richtung der Modellkoordinaten ($\alpha = 0$ oder 90°), würden sie sich mit $\rho_{xy} = 0$ entkoppeln. Die Zusatzforderung $\rho_{zz} = \rho_3 = \rho_2$ führt sie zurück auf die bekannten Diffusionsgleichungen für E- und B-Polarisation, wenn man für $\alpha = 0$ im ersten Fall der anisotropen Schicht den Widerstand $\rho_{xx} = \rho_1$ und im zweiten Fall den Widerstand $\rho_{yy} = \rho_2 = \rho_3$ zuordnet:

$$\nabla^2 \Psi = i\omega \mu_0 / \rho_1 \cdot \Psi, \quad \nabla^2 \Phi = i\omega \mu_0 / \rho_2 \cdot \Phi.$$

Die Lösung der für schiefwinklige Anisotropie gekoppelten Gleichungen wird wie üblich im Wellenzahlbereich vorgenommen. Für die mit (\wedge) gekennzeichneten Fourieramplituden der Potentiale erhält man so zwei gekoppelte gewöhnliche Differentialgleichungen, die in vereinfachter Form Maurers Gleichungen (3.20) entsprechen:

$$\begin{aligned} \rho_{xx} \hat{\Psi}_{zz} - \rho_{xy} \hat{\Phi}_z - (\rho_{xx} k^2 + i\omega \mu_0) \hat{\Psi} &= 0, \\ \rho_1 \rho_2 \hat{\Phi}_{zz} - i\omega \mu_0 \rho_{yx} \hat{\Psi}_z - \rho_{xx} (\rho_{zz} k^2 + i\omega \mu_0) \hat{\Phi} &= 0. \end{aligned} \quad (3.4)$$

Für die verbliebende z-Abhängigkeit der transformierten Potentiale wird der Exponentialansatz $\exp(\pm Kz)$ gewählt. Einsetzen der partikulären Lösungen $A \exp(-Kz)$ für $\hat{\Psi}$ und $A' \exp(-Kz)$ für $\hat{\Phi}$ reduziert die Differentialgleichungen zu homogenen Gleichungen für die Lösungskoeffizienten A und A':

$$\begin{aligned} \rho_{xx} (K^2 - K_{TE}^2) A + \rho_{xy} K A' &= 0, \\ i\omega \mu_0 \rho_{yx} K A + \rho_1 \rho_2 (K^2 - K_{TM}^2) A' &= 0 \end{aligned} \quad (3.5)$$

mit

$$K_{TE}^2 := k^2 + i\omega \mu_0 / \rho_{xx} \quad \text{und} \quad K_{TM}^2 := \left(k^2 + i\omega \mu_0 / \rho_{zz} \right) \cdot \frac{\rho_{zz} \rho_{xx}}{\rho_1 \rho_2}. \quad (3.6)$$

Die Indizierung der Hilfsgrößen K_{TE} und K_{TM} soll anzeigen, daß K_{TE} für $\alpha = 0$ zur vertikalen Wellenzahl der TE-Mode wird (= anomales Feld für E-Polarisation) und K_{TM} zur

vertikalen Wellenzahl der TM-Mode (= anomales Feld für B-Polarisation), sofern die Zusatzbedingung $\rho_{zz} = \rho_2$ erfüllt ist.

Das homogene Gleichungssystem (3.5) besitzt nur dann nicht-triviale Lösungen, wenn seine Determinante Null ist. Diese Forderung liefert in

$$\rho_{xx}\rho_1\rho_2(K^2 - K_{TE}^2)(K^2 - K_{TM}^2) - i\omega\mu_0\rho_{xy}^2K^2 = 0 \quad (3.7)$$

eine quadratische Gleichung für die noch unbekannte quadrierte Wellenzahl K^2 . Ihre Lösungen sind

$$K_1^2 = \frac{1}{2}b + \frac{1}{2}\sqrt{b^2 - 4c}, \quad K_2^2 = \frac{1}{2}b - \frac{1}{2}\sqrt{b^2 - 4c} \quad (3.8)$$

mit $b = K_{TM}^2 + K_{TE}^2 + \frac{i\omega\mu_0\rho_{xy}^2}{\rho_1\rho_2\rho_{xx}}$ und $c = K_{TM}^2 \cdot K_{TE}^2$.

Damit ist Ψ die Summe von vier partikulären Lösungen mit den vertikalen Wellenzahlen $\pm K_1$ und $\pm K_2$, deren Koeffizienten wie folgt bezeichnet werden:

$$\hat{\Psi}(k, z) = Ae^{-K_1z} + ae^{-K_2z} + Be^{+K_1z} + be^{+K_2z}. \quad (3.9)$$

Für $\text{Re}(K_i) > 0$ repräsentieren diejenigen mit negativem Exponenten abwärtsdiffundierende Feldanteile in der betreffenden Schicht und diejenigen mit positivem Exponenten aufwärtsdiffundierende Feldanteile. Bei nicht-horizontaler Anisotropie tritt an die Stelle von (3.7) eine Gleichung 4. Grades für K (Maurers Gl. 3.23), die im allgemeinen Fall jeder partikulären Lösung eine andere vertikale Wellenzahl zuordnet.

Durch die homogenen Gleichungen wird außerdem das Verhältnis der Lösungskoeffizienten A' zu A festgelegt. Es wird mit γ bezeichnet, und zwar mit $\pm\gamma_1$ für K_1 -Lösungen und mit $\pm\gamma_2$ für K_2 -Lösungen, je nach Vorzeichen des Exponenten. Das poloidale Potential erhält so die Form

$$\hat{\Phi}(k, z) = \gamma_1(Ae^{-K_1z} - Be^{+K_1z}) + \gamma_2(ae^{-K_2z} - be^{+K_2z}) \quad (3.10)$$

$$(A'/A = +\gamma_1, B'/B = -\gamma_1, a'/a = +\gamma_2, b'/b = -\gamma_2).$$

Für das Koeffizientenverhältnis entnimmt man den Gleichungen (3.5) die alternativen Ausdrücke ($i = 1, 2$)

$$\gamma_i = \frac{\rho_{xx}(K_{TE}^2 - K_i^2)}{\rho_{xy}K_i} = \frac{i\omega\mu_0\rho_{xy}K_i}{\rho_1\rho_2(K_{TM}^2 - K_i^2)} \quad (3.11)$$

Damit ist für die gewählte Schicht die Lösung gefunden soweit es die Potentiale und die aus ihnen abgeleiteten anomalen Magnetfelder und Stromdichten betrifft. Es verbleibt die Aufgabe, die Potentialansätze für das anomale elektrische Feld zu formulieren und über die Sprungbedingung (2.1) die Ankopplung der Halbraumlösung an die dünne Schicht vorzunehmen.

Die erste Aufgabe wird mittels der Materialgleichung (2.5) und des Potentialansatzes (3.1) für \underline{J}_a gelöst. Man erhält

$$\begin{aligned} E_{ax} &= \rho_{xx} J_{ax} + \rho_{xy} J_{ay} = -i\omega \Psi_y \\ E_{ay} &= \rho_{yx} J_{ax} + \rho_{yy} J_{ay} = -i\omega \frac{\rho_{xy}}{\rho_{xx}} \Psi_y + \frac{\rho_1 \rho_2}{\rho_{xx}} \Phi_{yz} / \mu_0 \\ E_{az} &= \rho_{zz} J_{az} = -\rho_{zz} \Phi_{yy} / \mu_0 \end{aligned} \quad (3.12)$$

unter Verwendung von (2.4) und (3.2) zur Substitution von $\nabla^2 \Psi$.

Die Sprungbedingung für das anomale magnetische Tangentialfeld an der dünnen Schicht stellt den gesuchten Zusammenhang zur anomalen Schichtstromdichte her. Mittels des Potentialansatzes (3.1) für \underline{B}_a gewinnt man

$$[B_{ax}]_-^+ = [\Phi_y]_-^+ = \mu_0 j_{ay} \quad \text{und} \quad [B_{ay}]_-^+ = [\Psi_{yz}]_-^+ = -\mu_0 j_{ax}.$$

Im oberen nicht-leitenden Halbraum ist der toroidale magnetische Feldanteil Null. Damit verschwindet auch Φ_y auf der Schichtoberseite. Das poloidale Fourierpotential besitzt im oberen Halbraum nur nach oben propagierende Lösungen mit der vertikalen Wellenzahl $K=k$. Also ist hier $\hat{\Psi} \sim \exp(+kz)$, woraus für die Fourieramplituden der anomalen Schichtstromdichten insgesamt folgt

$$ik_y \hat{\Phi}^+ = \mu_0 \hat{j}_{ay} \quad \text{und} \quad ik_y (k \hat{\Psi} - \hat{\Psi}_z^+) = \mu_0 \hat{j}_{ax}. \quad (3.13)$$

Da B_{az} stetig durch dünne Schichten hindurchgeht, gilt gleiches auch für das in (3.13) erscheinende poloidale Potential Ψ . Für die unstetigen Größen Φ und $\Psi_z = \partial\Psi/\partial z$ sind die Funktionswerte an der Schichtunterseite zu verwenden, wie durch das Zeichen (+) angezeigt wird. Indem man die so gefundenen Potentialansätze für \underline{j}_a und \underline{E}_a miteinander verbindet, letzteren für $z=0$, erhält man die gesuchte induktive Kopplungsbeziehung zwischen ihnen, die nach einer Rücktransformation in den Ortsbereich zu einer auf anisotrope Leitfähigkeiten erweiterten Integralgleichung führen wird.

4 Ableitung der Integralgleichung für den anomalen Schichtstromvektor

Zur Vorbereitung werden die Potentialdarstellungen für die anomale Schichtstromdichte und das anomale elektrische Feld in eine vektorielle Form gebracht. Übertragen in den

Wellenzahlbereich lauten diejenigen für das tangentielle anomale elektrische Feld in der dünnen Schicht gemäß (3.12)

$$\hat{E}_{ax} = \omega k_y \hat{\Psi}, \quad \hat{E}_{ay} = \omega k_y \left\{ \frac{\rho_{xy}}{\rho_{xx}} \hat{\Psi} - \frac{\rho_1 \rho_2}{i\omega \mu_0 \rho_{xx}} \hat{\Phi}_z^+ \right\}. \quad (4.1)$$

Ohne sie als solche besonders zu kennzeichnen sollen sich die nachfolgend verwendeten Lösungskoeffizienten auf das Feld in der ersten Schicht beziehen. Die in (3.13) und (4.1) einzusetzenden Potentiale sind dann nach (3.9) und (3.10) für $z = 0$ oder $+0$ gegeben durch

$$\begin{aligned} \hat{\Psi} &= A + a + B + b, & \Phi^+ &= \gamma_1(A - B) + \gamma_2(a - b) \\ \hat{\Psi}_z^+ &= K_1(B - A) + K_2(b - a), & \hat{\Phi}_z^+ &= -\gamma_1 K_1(A + B) - \gamma_2 K_2(a + b). \end{aligned}$$

Die gesuchten vektoriellen Potentialdarstellungen sind somit

$$\mu_0 \hat{j}_a = ik_y \cdot \left\{ \underline{U}_1 \begin{pmatrix} A \\ a \end{pmatrix} + \underline{U}_2 \begin{pmatrix} B \\ b \end{pmatrix} \right\} \quad (4.2)$$

und

$$\hat{E}_a = \omega k_y \underline{T} \cdot \left\{ \begin{pmatrix} A \\ a \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} B \\ b \end{pmatrix} \right\} \quad (4.3)$$

mit den zu diesem Zweck eingeführten Matrizen

$$\underline{U}_1 = \begin{pmatrix} k + K_1 & k + K_2 \\ \gamma_1 & \gamma_2 \end{pmatrix}, \quad \underline{U}_2 = \begin{pmatrix} k - K_1 & k - K_2 \\ -\gamma_1 & -\gamma_2 \end{pmatrix}, \quad \underline{T} = \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ \eta_1 & \eta_2 \end{pmatrix}$$

und, unter Verwendung von (3.11),

$$\eta_i = \frac{\rho_{yx}}{\rho_{xx}} + \frac{\rho_1 \rho_2}{i\omega \mu_0 \rho_{xx}} \gamma_i K_i = \frac{\rho_{yx}}{\rho_{xx}} \cdot \frac{K_{TM}^2}{K_{TM}^2 - K_i^2}. \quad (4.4)$$

Die Abstrahlbedingung, daß das anomale Feld für $z \rightarrow \infty$ gegen Null streben muß, verbindet in jeder Schicht des Halbraums die Lösungskoeffizienten der aufwärts und abwärts diffundierenden Feldanteile. Für die erste Schicht soll diese Beziehung durch eine Matrix \underline{L} wiedergegeben werden, über deren Berechnung in Abschnitt 6 gesondert berichtet wird:

$$\begin{pmatrix} B \\ b \end{pmatrix} = \underline{L} \begin{pmatrix} A \\ a \end{pmatrix}. \quad (4.5)$$

Durch Zusammenfassen von (4.2), (4.3) mit (4.5) können die Lösungskoeffizienten eliminiert werden, und man erhält

$$\underline{\hat{E}}_a = -i\omega\mu_0\underline{\hat{S}} \cdot \underline{\hat{j}}_a \quad (4.6)$$

mit

$$\underline{\hat{S}} = \underline{\mathbb{T}} \left\{ \left(\underline{\mathbb{U}}_1 + \underline{\mathbb{U}}_2 \underline{\mathbb{L}} \right)^{-1} + \left(\underline{\mathbb{U}}_2 + \underline{\mathbb{U}}_1 \underline{\mathbb{L}}^{-1} \right)^{-1} \right\} \quad (4.7)$$

als der gesuchten Kopplungsmatrix für die dünne Schicht über einem anisotropen geschichteten Halbraum. Gl. (4.6) wird nun zurücktransformiert in den Ortsbereich und dann in die Materialgleichung (2.8) eingesetzt. Das Ergebnis ist eine Integralgleichung

$$-i\omega\mu_0\tau \underline{\mathbb{S}}^* \underline{j}_a = \underline{j}_a - \tau_a \underline{E}_n \quad (4.8)$$

zur Bestimmung des anomalen Schichtstromvektors. Die Elemente der Faltungskern-Matrix \underline{S} sind dabei die Fouriertransformierten der Elemente von \hat{S} . Näheres zur numerischen Lösung von (4.8) und zur Fouriertransformation von \hat{S} in den Anhängen A1 und A2.

Ist der Schichtstromvektor für ein vorgegebenes Normalfeld \underline{E}_n gefunden worden, so liefert die Materialgleichung den zugehörigen elektrischen Feldvektor. Durch Differentiation von E_{ax} bezüglich y kann anschließend $B_{az} = (\partial E_{ax} / \partial y) / i\omega$ bestimmt werden und durch Anwendung des Kertz-Operators die zugehörige Horizontalkomponente B_{ay}^- auf der Schichtoberseite. Die x -Komponente des Magnetfeldes ist hier ohne anomalen Anteil.

5 Explizite Lösung für anisotrope homogene Halbräume

Wegen der zitierten Abstrahlbedingung kann es aufwärtsdiffundierende Lösungen in einem homogenen Halbraum nicht geben. Damit folgt aus (4.7) mit $\underline{\mathbb{L}}$ als Nullmatrix und unter Fortfall von $\underline{\mathbb{U}}_2$

$$\underline{\hat{S}} = \underline{\mathbb{T}} \underline{\mathbb{U}}_1^{-1} = \frac{1}{D} \begin{pmatrix} \gamma_2 - \gamma_1 & K_1 - K_2 \\ \eta_1 \gamma_2 - \eta_2 \gamma_1 & k(\eta_2 - \eta_1) + K_1 \eta_2 - K_2 \eta_1 \end{pmatrix}. \quad (5.1)$$

Hierbei ist

$$\frac{1}{D} \begin{pmatrix} \gamma_2 & -k - K_2 \\ -\gamma_1 & k + K_2 \end{pmatrix}$$

als Inverse zur Matrix $\underline{\mathbb{U}}_1$ verwendet worden mit

$$D = (k + K_1)\gamma_2 - (k + K_2)\gamma_1$$

als deren Determinante.

Man kann von D den Faktor $\beta = \rho_{xx} / \rho_{xy} \cdot (K_1 - K_2) / K_1 K_2$ abspalten, und zwar mittels

$$\gamma_2 - \gamma_1 = \beta \cdot (K_{TE}^2 + K_1 K_2) \quad \text{und} \quad K_1 \gamma_2 - K_2 \gamma_1 = \beta \cdot K_{TE}^2 (K_1 + K_2),$$

was sich aus (3.11) ableiten läßt. Indem der gleiche Faktor von den Zählern der Elemente von \hat{S} abgespalten wird, erhält die Kopplungsmatrix für einen anisotropen homogenen Halbraum folgende Komponenten:

$$\begin{aligned} \hat{S}_{xx} &= (K_{TE}^2 + K_1 K_2) / D^*, \quad \hat{S}_{xy} = \frac{\rho_{yx}}{\rho_{xx}} K_1 K_2 / D^*, \\ \hat{S}_{yx} &= \frac{\rho_{yx}}{\rho_{xx}} \left\{ K_{TE}^2 + K_1 K_2 + K_2^2 \frac{K_{TE}^2 - K_1^2}{K_{TM}^2 - K_2^2} \right\} / D^* \quad (5.2) \\ \hat{S}_{yy} &= K_1 K_2 \left\{ \left(\frac{\rho_{xy}}{\rho_{xx}} \right)^2 + \frac{\rho_1 \rho_2}{i \omega \mu_0 \rho_{xx}} \left[k(K_1 + K_2) + K_{TE}^2 + K_1 K_2 \right] \right\} / D^* \end{aligned}$$

mit

$$D^* = k(K_{TE}^2 + K_1 K_2) + K_{TE}^2 (K_1 + K_2).$$

Diesen expliziten Halbraumlösungen ist unmittelbar zu entnehmen, daß die Elemente der Nebendiagonale erwartungsgemäß auf der Schiefstellung des Hauptachsensystems beruhen. Sie verschwinden für $\alpha = 0$ und damit $\rho_{yx} = 0$, während dann mit $K_1 = K_{TM}$ und $K_2 = K_{TE}$ S_{xx} und S_{yy} übergehen in die Faltungskerne S und N der eingangs zitierten Integralgleichungen (2.7). Ausserdem lassen die Halbraumlösungen erkennen, wie einfach sich die Kopplungsbeziehung für E_{ax} in Streichrichtung gestaltet und wie kompliziert sie ist für E_{ay} senkrecht zur Streichrichtung.

6 Explizite Lösungen für anisotrope geschichtete Halbräume

Für einen aus M Schichten bestehenden Halbraum müssen zunächst die in Abschnitt 3 entwickelten Lösungsansätze von Schicht zu Schicht aneinander angeschlossen werden. Dabei ist beim Durchgang durch eine Schichtgrenze Stetigkeit beider Potentiale Φ und Ψ sowie von Ψ_z zu fordern, um die Stetigkeit des magnetischen Feldvektors zu wahren, wie (3.1) unmittelbar zu entnehmen ist. Ausserdem müssen die Tangentialkomponenten des elektrischen Feldvektors stetig sein, was gemäß (4.1) eine zusätzliche Stetigkeitsforderung im Falle von E_{ay} bedeutet. Durch diese poloidale und toroidale Feldanteile gemeinsam betreffenden Stetigkeitsbedingungen, gestalten sich die nachfolgende Rechnungen wesentlich umständlicher als im Falle getrennter Moden.

Indem man in dieser Weise die ganze Schichtfolge durchläuft, kann die Lösung der ersten Schicht auf diejenige des abschließenden Halbraums ($m = M, d_M = \infty$) bezogen werden:

$$\underline{v}_M = \underline{N} \cdot \underline{v}_1 \quad (6.5)$$

mit

$$\underline{N} = \underline{F}_M^{-1} \underline{F}_{M-1} \underline{E}_{M-1} \underline{F}_{M-1}^{-1} \underline{F}_{M-2} \cdots \underline{F}_1 \underline{E}_1,$$

wobei wegen der Abstrahlbedingung aufsteigende Lösungen im abschließenden Halbraum fehlen:

$$\underline{v}_M = (A_M, a_M, 0, 0)^T.$$

Die so definierte und den gesamten Halbraum erfassende 4×4 Matrix \underline{N} wird nun zur Formulierung einer auf den ganzen Halbraum übertragenen Abstrahlbedingung in vier 2×2 Untermatrizen \underline{N}_{ij} zerlegt ($i, j = 1, 2$). Die Matrix \underline{N}_{11} beispielsweise enthält die Elemente der beiden ersten Zeilen und Spalten von \underline{N} , \underline{N}_{21} diejenigen der dritten und vierten Zeile sowie der ersten und zweiten Spalte. Damit läßt sich (6.5) umschreiben in

$$\begin{pmatrix} A_M \\ a_M \end{pmatrix} = \underline{N}_{11} \begin{pmatrix} A_1 \\ a_1 \end{pmatrix} + \underline{N}_{12} \begin{pmatrix} B_1 \\ b_1 \end{pmatrix}$$

und

$$\begin{pmatrix} 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \underline{N}_{21} \begin{pmatrix} A_1 \\ a_1 \end{pmatrix} + \underline{N}_{22} \begin{pmatrix} B_1 \\ b_1 \end{pmatrix}.$$

Gebraucht wird nur die zweite Gleichung. Sie zeigt, wie aufsteigende und absteigende Lösungen bis zur ersten Schicht hin durch die Abstrahlungsbedingung $B_M = b_M = 0$ miteinander verbunden werden. Die zu diesem Zweck bereits in (4.5) eingeführte L-Matrix ist also gegeben durch

$$\underline{L} = -\underline{N}_{22}^{-1} \underline{N}_{21}. \quad (6.6)$$

Die Behandlung des anisotropen geschichteten Halbraums ist damit abgeschlossen. Indem man seine nach (6.6) berechnete L-Matrix in (4.7) einsetzt, erhält man die Kopplungsmatrix \hat{S} , die zur Integralgleichung (4.8) führt. Bei der Berechnung von dieser Matrix können sich numerische Schwierigkeiten durch die Exponentialfunktionen in den E-Matrizen ergeben, wenn sie zum Zwecke der Fouriertransformation für sehr große Wellenzahlen berechnet werden soll. Näheres hierzu im Anhang A3.

7 Ein Modellbeispiel

Das Modell soll in vereinfachter Form die Verhältnisse im Bereich von Schwarzwald und Rheingraben wiedergeben, so wie sie eingangs dargestellt worden sind. Für die Grabensedimente wird ein 30 km breiter Streifen von 2000 S gewählt, für Kruste und Mantel ein ani-

Um eine konzentrierte Darstellung zu erhalten, wird vorübergehend für jede Schicht ($m=1, 2, \dots, M$) ein Schichtvektor \underline{v} eingeführt, dessen Komponenten die partikulären Lösungen des poloidalen Potentials gemäß (3.9) sind. Indem man als Bezugstiefe die obere Schichtgrenze $z = z_m$ wählt, also $\pm K_i(z - z_m)$ in den Exponenten schreibt, erhält man für die Tiefe $z_m + 0$ den Schichtvektor

$$\underline{v}_m = (A_m, a_m, B_m, b_m)^T. \quad (6.1)$$

Die hier erfolgte Indizierung der Lösungskoeffizienten soll bei den nachfolgend benutzen Wellenzahlen K_i und Potentialverhältnissen γ_i dieser Schicht wieder entfallen, um zweifache Indizierungen zu vermeiden.

Zur Feldfortsetzung an die untere Schichtgrenze nach $z = z_{m+1} - 0$ wird eine 4×4 Diagonalmatrix \underline{E}_m eingeführt mit den zugehörigen Exponentialfunktionen in der durch (6.1) festgelegten Reihenfolge, also mit $\exp(-K_1 d_m)$ links oben und $\exp(+K_2 d_m)$ links unten ($d_m = z_{m+1} - z_m$). Mit \underline{v}_m^+ soll der Schichtvektor der m 'ten Schichten an deren unteren Begrenzung z_{m+1} bezeichnet werden. Es gilt

$$\underline{v}_m^+ = \underline{E}_m \underline{v}_m. \quad (6.2)$$

Zum Anschluß an die benachbarten Schichten wird eine zweite 4×4 Matrix \underline{F}_m eingeführt, die nach Multiplikation mit dem Schichtvektor die an Schichtgrenzen stetigen Potentiale und Feldgrößen erzeugt. An der unteren Begrenzung der m 'ten Schicht soll also gelten

$$\underline{F}_{m+1} \underline{v}_{m+1} = \underline{F}_m \underline{v}_m^+. \quad (6.3)$$

Die Besetzung der Matrix wird durch (3.9) und (3.10) für die Potentiale und durch (4.1) für \hat{E}_{ay} geregelt. Es gilt, wenn $\underline{F}_m \underline{v}$ an den Grenzflächen den stetigen Vektor $(\hat{\Psi}, \hat{\Phi}, -\hat{\Psi}_z, \hat{E}_{ay} / \omega ky)^T$ ergeben soll,

$$\underline{F}_m = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 & 1 \\ \gamma_1 & \gamma_2 & -\gamma_1 & -\gamma_2 \\ K_1 & K_2 & -K_1 & -K_2 \\ \eta_1 & \eta_2 & \eta_1 & \eta_2 \end{pmatrix} \quad (6.4)$$

mit den in (4.4) definierten Elementen η_i .

Durch Zusammenfassen von (6.2) und (6.3) ist dann der Anschluß der m 'ten Schicht an die nachfolgende Schicht vollzogen:

$$\underline{v}_{m+1} = \underline{F}_{m+1}^{-1} \underline{F}_m \underline{E}_m \underline{v}_m.$$

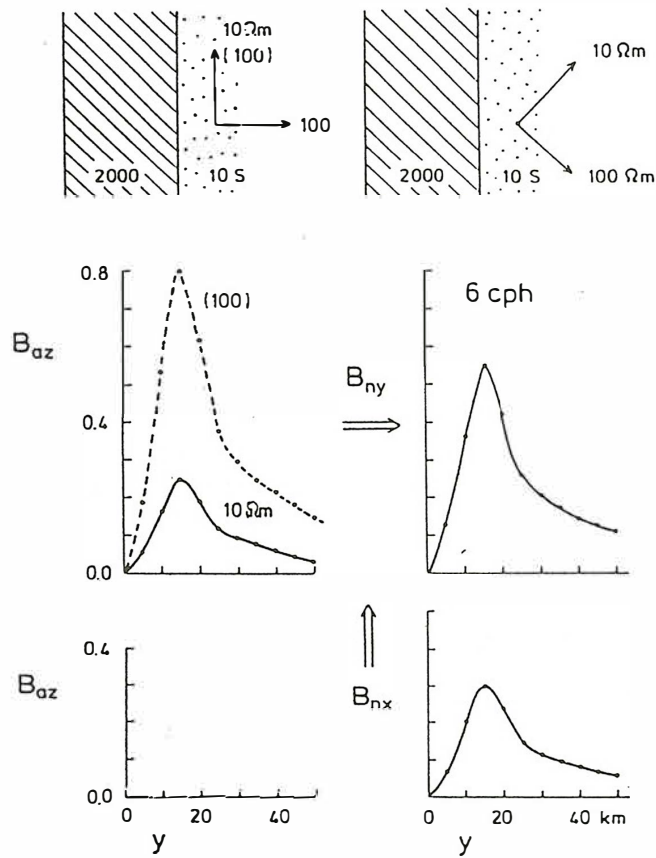


Abb. 3 Induktionsanomalie B_{az} (Realteil) für $T = 600$ s

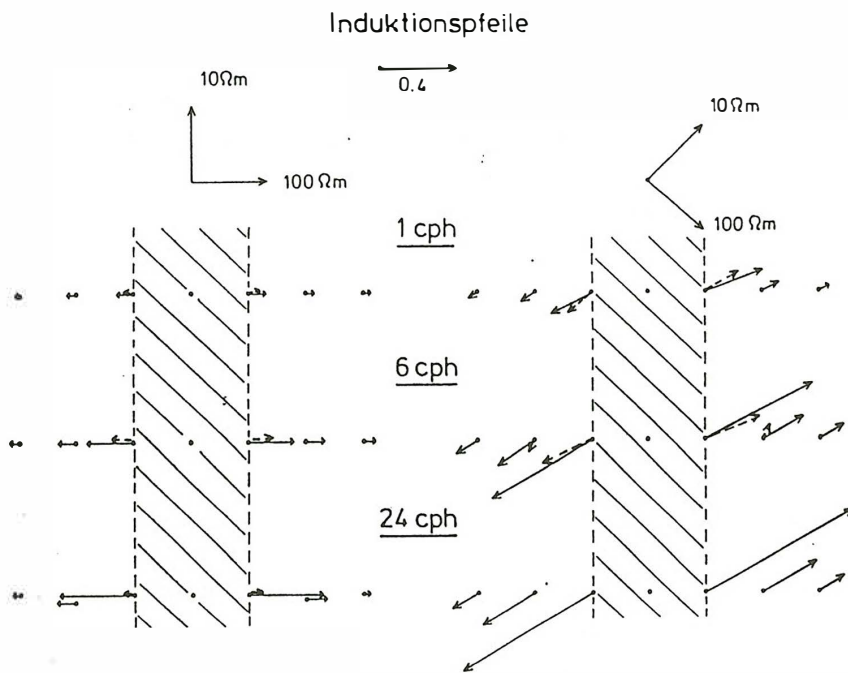
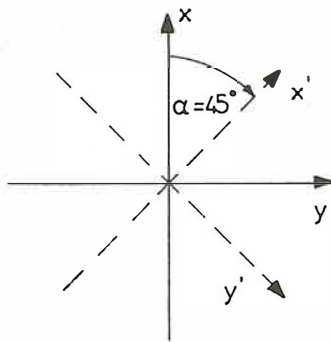
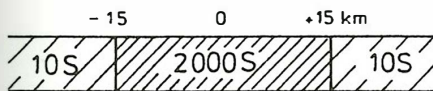


Abb. 4

sotroper homogener Halbraum mit $\rho_1 = 10 \Omega\text{m}$ und $\rho_2 = \rho_3 = 100 \Omega\text{m}$. Ausserhalb des Streifens beträgt der Leitwert der dünnen Deckschicht 10 S (Schwarzwaldkristallin). Die Hauptachsen des Widerstandstensors bilden einen Winkel von $\alpha = 45$ Grad mit der Grabenrichtung. Die Modellergebnisse beziehen sich auf Polarisationen des magnetischen Normalfeldes parallel und senkrecht zum Grabenverlauf und alle Feldgrößen sind bezüglich B_{nx} und B_{ny} normalisiert. Um an frühere Modellrechnungen anschließen zu können, werden sie zum Vergleich auch für $\alpha = 0$ durchgeführt.



$$\underline{\underline{\rho'}} = \begin{pmatrix} 10 & 0 & 0 \\ 0 & 100 & 0 \\ 0 & 0 & 100 \end{pmatrix} \Omega\text{m}$$

Abb. 3 und 4 betreffen die Grabenanomalie für B_{az} . Infolge des niedrigen ρ_1 -Widerstandes erhält man für $\alpha = 0$ und $T = 600 \text{ s}$ eine relativ schwache B_{az} -Anomalie (im Realteil), sofern natürlich mit $\underline{B}_n = B_{ny} \hat{y}$ E-Polarisation vorliegt, mit Induktionsvektoren senkrecht zum Grabenverlauf. Ersetzt man ρ_1 durch ρ_2 , dreht man also die Hauptachsen auf $\alpha = 90^\circ$, so erhält man die stark vergrößernde Anomalie für einen hochohmigen Halbraum mit $\rho_2 = 100 \Omega\text{m}$. Bei schiefwinkliger Anisotropie $\alpha = 45^\circ$ liegt die B_{az} -Kurve erwartungsgemäß zwischen diesen beiden Extremkurven. Doch die eigentliche Besonderheit ist die auch bei B_{nx} -Polarisation auftretende Grabenanomalie, wenn also der normale Stromfluß wie bei B-Polarisation senkrecht zum Grabenverlauf ist. Sie bewirkt die in Abb. 4 gezeigte Schiefstellung der Induktionsvektoren, wobei ausserdem Real- und Imaginärteil unterschiedliche Richtungen erhalten.

Entsprechendes gilt für die tellurischen Vorzugsrichtungen, die in Abb. 5 in der Siemonschen Form dargestellt sind. An der Länge der Querbalken kann also die Besetzung der Impedanz-Matrix auf der Diagonalen abgelesen werden, wenn man diese auf optimal gedrehte Koordinaten im Swiftschen Sinne bezieht. Sie entfallen naturgemäß für $\alpha = 0$, treten aber für $\alpha = 45^\circ$ deutlich in Erscheinung und zeigen so, daß schiefgestellte Anisotropien wie im 3D Fall einen "skew" der Impedanz-Matrix bewirken.

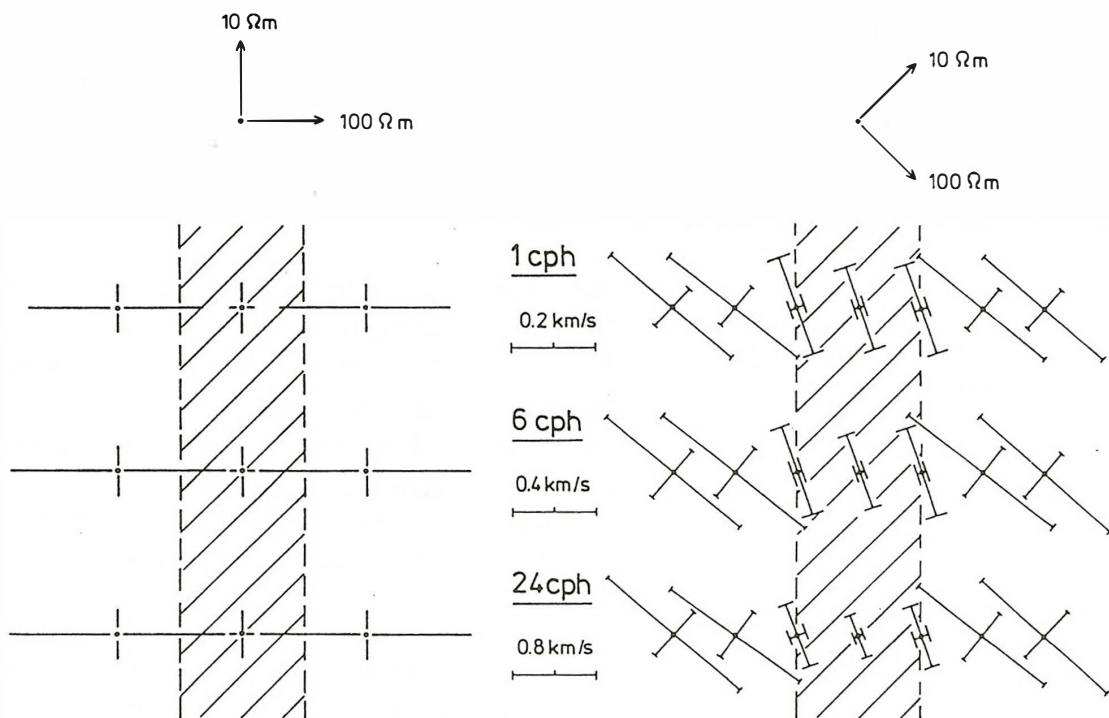


Abb. 5 Impedanzen in den tellurischen Vorzugsrichtungen nach Swift

Aufschlußreich sind in dieser Hinsicht auch die Profildarstellungen der einzelnen Tensorelemente in Abb. 6. Für $\alpha \neq 0$ erhält man in beiden Polarisierungen Elemente, die in ihrem Verlauf sowohl Merkmale der E-Polarisation als auch der B-Polarisation aufweisen. So ändern sich die zu E_y gehörigen Elemente (Z_{yx}, Z_{yy}) sprunghaft an der Grabengrenze, während diejenigen für E_x parallel zum Grabenverlauf (Z_{xx}, Z_{xy}) stetig durch diese Grenze hindurchgehen.

Abb. 7 zeigt abschließend die Auswirkungen einer schiefwinkligen Anisotropie auf ρ_a - und Phasenkurven. Sie beziehen sich auf $y = 25$ km, also auf Beobachtungen im Kristallin in 10 km Entfernung vom Grabenrand, wo die Grabenanomalie des tellurischen Feldes bereits abgeklungen ist. Für $\alpha = 0$ ergeben sich erwartungsgemäß weit auseinander liegende ρ_a -Kurven für die beiden Polarisierungen, die in unmittelbarer Nähe der jeweils wirksamen Halbraumwiderstände ρ_1 und ρ_2 liegen, mit Phasen um 45 Grad.

Durch Schiefstellung der Hauptachsen werden die ρ_a -Kurven dichter aneinander gerückt, wenn man die Impedanz-Matrix auf die Grabenkoordinaaten bezieht (mittlere Darstellung). Dies entspricht der gemeinsamen Wirkung beider Hauptachsenwiderstände auf die magnetotellurischen Beziehungen. Wählt man jedoch als Bezugssystem die Hauptachsenrichtungen, so werden die zugehörigen ρ_a -Kurven wieder getrennt (rechte Darstellung).

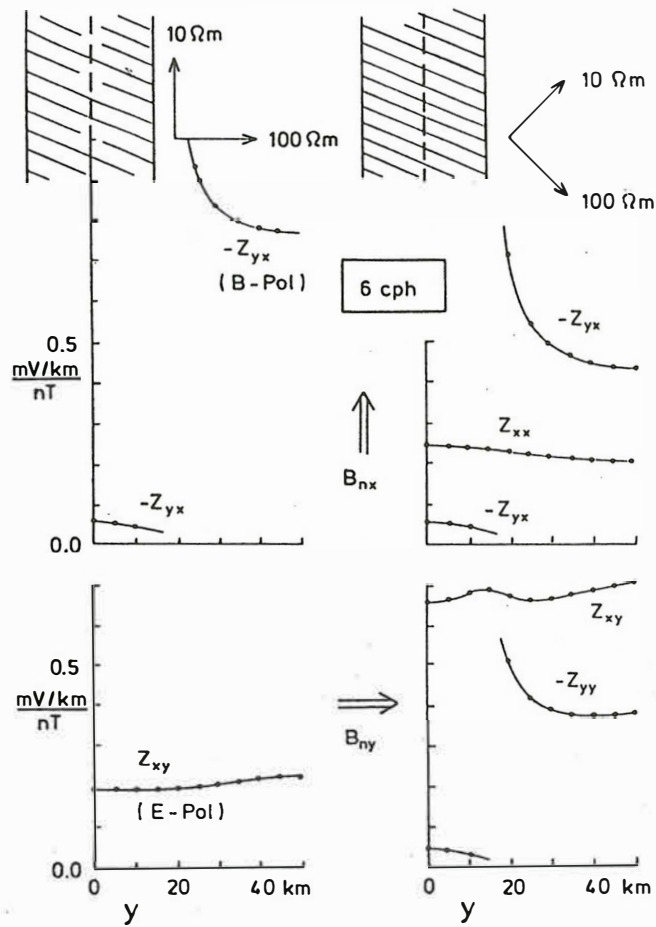


Abb. 6

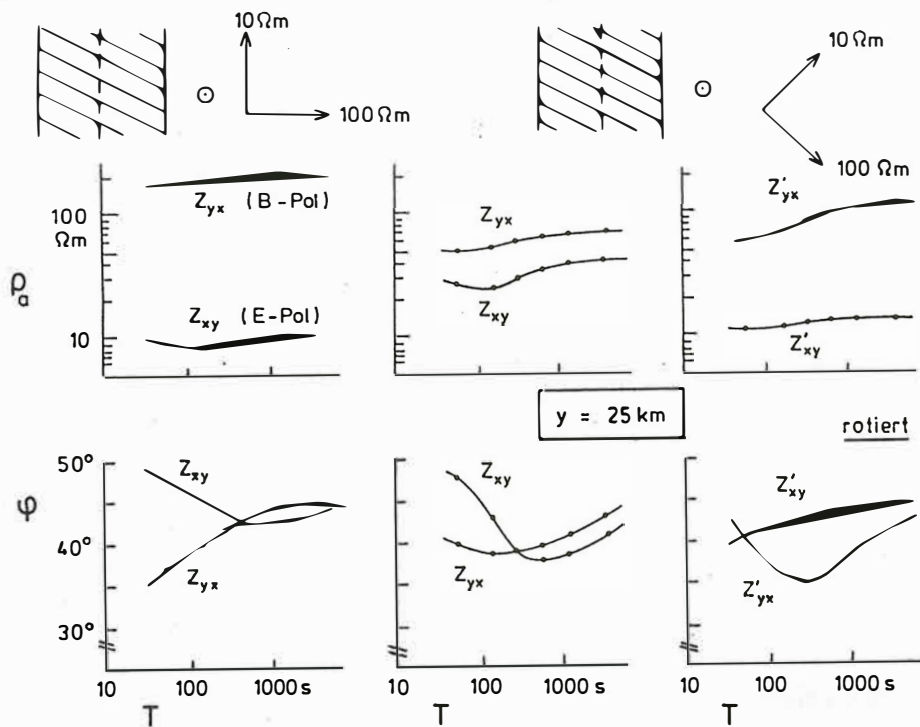


Abb. 7

Diese Richtungen würden sich nach dem Swift-Kriterium auch näherungsweise aus den tellurischen Vorzugsrichtungen ergeben (s. Abb. 5).

Man nähert sich so der Darstellung links für $\alpha = 0$ und rechtfertigt zu einem gewissen Grade die bisherige Vorgehensweise, die Schiefstellung der Hauptachsen bei 2D Modellrechnungen zu ignorieren und zur Interpretation im Kristallin die ρ_a -Kurven in optimal gedrehten Koordinaten zu verwenden. Bei den Phasen verbleiben jedoch nicht unerhebliche Unterschiede in den Darstellungen links und rechts.

8 Schlußbemerkungen

Die Erweiterung auf anisotrope Widerstände mit einer beliebigen Orientierung der Hauptachsen erfordert zwar überraschend komplizierte Modellrechnungen, doch erhalten andererseits die gewonnenen magnetischen und magnetotellurischen Übertragungsfunktionen die entscheidenden Merkmale, um die in der Einleitung genannten drei Besonderheiten von Feldbeobachtungen zu erklären. In diesem Sinne werden etwa die Meßergebnisse aus Schwarzwald und Rheingraben mit konsistenten Modellen für die magnetische Grabenanomalie einerseits und die tellurischen Vorzugsrichtungen und Anisotropien im Kristallin andererseits interpretierbar.

Die in diesem Beitrag vorgenommene Beschränkung auf horizontale Anisotropien der Schichtwiderstände kann ohne Schwierigkeiten aufgehoben werden. Auf die dann erforderlich werdenden Abänderungen ist mehrmals im Text verwiesen worden. Auch eine Verallgemeinerung auf 3D Anomalien erscheint als möglich. Die Rechnungen im Wellenzahlbereich, die zur Kopplungsmatrix \hat{S} führen, könnten im wesentlichen so vorgenommen werden, wie es in den Abschnitten 3 bis 5 beschrieben worden ist. Nur würden in den Potentialansätzen jeweils beide Potentiale zur Darstellung einer Horizontalkomponente von \underline{B}_a und \underline{J}_a benötigt. Entsprechendes würde für die anomale Schichtstromdichte gelten. Die nunmehr zweidimensionale Fouriertransformation in den Ortsbereichen wäre im Sinne einer schnellen Hankeltransformation umzuformen (Maurer, 1993; Kap. 5), und es würde abschließend eine zweidimensionale Integralgleichung für den anomalen Schichtstromvektor numerisch zu lösen sein.

9 Literatur

- Eisel, M., 1992. Effekte lateral anisotroper Leitfähigkeitsstrukturen in der MT. Kolloquium Elektromagnetische Tiefenforschung Borkheide, Protokollband 279-288.
- Kellet, R.L., Mareschal, M. & Kurtz, R.D., 1992. A model of lower crustal electrical anisotropy for the Pontiac Subprovince of the Canadian Shield. *Geophys. J. Int.*, **111**, 141-150.
- Kurtz, R.D., Ostrowski, J.A. & Niblett, E.R., 1986. A magnetotelluric survey over the East Bull lake gabbro - anorthosite complex. *J. Geophys. Res.* **91**, 7403-7416.

- Maurer, H.-M. 1993. Elektromagnetische Induktion in anisotropen Leitern. Dissertation TU Braunschweig, 99 pp.
- Rasmussen, T.M., 1988. Magnetotellurics in southwestern Sweden: evidence for electrical anisotropy in the lower crust? *J. Geophys. Res.* **93**, 7897-7907.
- Schmucker, U., 1986. A regional quasi-anisotropy in West Germany. 8th Workshop on Electromagnetic Induction in the Earth and Moon, Neuchatel. Abstract 1-3.
- Teufel, U., 1986. Die Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit in der Erdkruste unter dem Schwarzwald, ein Beispiel für Möglichkeiten und Grenzen der Interpretation von Audio-Magnetotellurik, Magnetotellurik, Erdmagnetischer Tiefensondierung. Dissertation U. München, 216 pp.
- Tezkan, B., 1988. Electromagnetic sounding experiments in the Schwarzwald central gneiss massif. *J. Geophysics* **62**, 109-118.

Anhang A1 Numerische Lösung der Integralgleichung (4.8)

Die Elemente von \underline{S} sind mit wachsendem Abstand u zwischen Aufpunkt und Integrationspunkt exponentiell abnehmende Ortsfunktionen: $S_{xx} \approx \exp(-u/C^+)$ usw. mit C^+ als Eindringtiefen in den geschichteten Halbraum. Der Bereich der numerischen Lösung muß entsprechend weit über den anomalen Bereich des Leitwerts hinausgehen. Er wird mit N Gitterpunkten y_1, y_2, \dots, y_N besetzt, für die j_{ax} und j_{ay} berechnet werden. Für $u = 0$ sind die Faltungskerne logarithmisch singular, und es wird ihr Mittelwert für den Abstandsbereich $u = \pm h$ verwendet (h : Gitterpunktabstand).

Die Integralgleichung erhält so die Form von $2N$ linearen Gleichungen für die Unbekannten j_{ax}, j_{ay} an N Gitterpunkten mit den bekannten rechten Seiten E_{nx} und E_{ny} an jeweils N Gitterpunkten. Der Voraussetzung der Quasi-Homogenität entsprechend sind diese Normalfeldkomponenten an allen Punkten gleich und für die gewählte Polarisation nach (2.6) zu berechnen. Die Besetzung der Koeffizientenmatrix mit den Elementen von \underline{S} ist für beide Polarisierungen des normalen Magnetfeldes gleich, die Lösung des Gleichungssystems erfolgt also zweckmäßigerweise mittels ihrer einmal berechneten Kehrmatrix. In den bisherigen Rechnungen wurden bis zu 81 Gitterpunkte benutzt, so daß höchstens 162×162 Matrizen zu invertieren waren.

Anhang A2 Fouriertransformation der Kopplungsmatrix \hat{S}

Die Transformation

$$S_{ij}(u) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \hat{S}_{ij} \cos ku \, dk \quad (i, j = 1, 2)$$

erfolgt in drei Schritten (gegebenenfalls unter vorheriger Abspaltung asymptotischer Werte für $k \rightarrow \infty$, über die gesondert integriert wird): analytisch von $k = 0$ bis Δk mit den asymptotischen Werten der \hat{S}_{ij} für $k \rightarrow 0$, numerisch nach der Trapezformel von $k = \Delta k$ bis k_{\max} (mit gleichbleibenden Wellenzahlinkrementen Δk) und wieder analytisch von $k = k_{\max}$ bis ∞ mit den asymptotischen Werten für $k \rightarrow \infty$.

$$\text{Für } k \rightarrow 0 \text{ gilt mit } K_{TE} = \sqrt{i\omega \mu_0 / \rho_{xx}}, \quad K_{TM} = \sqrt{i\omega \mu_0 \rho_{xx} / \rho_1 \rho_2}:$$

$$K_1 = \sqrt{i\omega \mu_0 / \rho_2}, \quad K_2 = \sqrt{i\omega \mu_0 / \rho_1}, \quad \gamma_1 = -K_1 \operatorname{ctg} \alpha, \quad \gamma_2 = +K_1 \operatorname{ctg} \alpha,$$

$$\eta_1 = (\rho_{xy} - \rho_1 \operatorname{ctg} \alpha) / \rho_{xx}, \quad \eta_2 = (\rho_{xy} + \rho_2 \operatorname{tg} \alpha) / \rho_{xx}.$$

Für $k \rightarrow \infty$ gilt mit $\beta = \rho_{yx} / \rho_{xx}$, $\varepsilon^2 = \rho_{zz} \rho_{xx} / \rho_1 \rho_2$ sowie $K_{TE} = k$, $K_{TM} = k\varepsilon$:

$$K_1 = \varepsilon k, \quad K_2 = k, \quad \gamma_1 = \frac{1 - \varepsilon^2}{\beta \varepsilon} \cdot k, \quad \gamma_2 = -\frac{i\omega \mu_0 \rho_{xy}}{\rho_1 \rho_2 - \rho_{xx} \rho_{zz}} \cdot k^{-1},$$

$$\eta_1 = \beta + \frac{\rho_1 \rho_2 (1 - \varepsilon^2)}{i\omega \mu_0 \rho_{xy}} \cdot k^2, \quad \eta_2 = -\frac{\beta \varepsilon^2}{1 - \varepsilon^2}.$$

Im Falle eines mehrschichtigen Halbraums wird durch diese asymptotischen Werte die Besetzung der Matrizen S , E , $U_{1,2}$ und T geregelt. Für homogene Halbräume lassen sich wieder explizite Ausdrücke angeben:

	$k \rightarrow 0 (R = \sqrt{i\omega \mu_0 \rho_1} + \sqrt{i\omega \mu_0 \rho_2})$	$k \rightarrow \infty (\delta = \varepsilon / (1 + \varepsilon))$
\hat{S}_{xx}	$(\rho_{xx} + \sqrt{\rho_1 \rho_2}) / R$	$1/2k$
$\hat{S}_{xy} = \hat{S}_{yx}$	ρ_{yx} / R	$\beta \delta / 2k$
\hat{S}_{yy}	$(\rho_{yy} + \sqrt{\rho_1 \rho_2}) / R$	$\beta^2 \delta / 2k + (\rho_{zz} / i\omega \mu_0 \varepsilon) \cdot k$

Anhang A3 Halbräume mit isotropen und anisotropen Schichten

In einer isotropen Schicht mit dem spezifischen Schichtwiderstand ρ besitzen alle partikulären Lösungen die gleiche vertikale Wellenzahl, so daß sich die Potentialansätze (3.9) und (3.10) vereinfachen lassen zu

$$\hat{\Psi} = Ae^{-Kz} + Be^{+Kz}, \quad \hat{\Phi} = Kae^{-Kz} - Kbe^{-Kz}$$

mit $K^2 = i\omega \mu_0 / \rho + k^2$. Von den Koeffizienten des toroidalen Potentials ist K als Faktor abgespalten worden, um eine einheitliche Dimensionierung dieser Koeffizienten in isotropen und anisotropen Schichten zu erreichen.

Nunmehr soll wie bei der Berechnung des Normalfeldes davon ausgegangen werden, daß nur *eine* der M Schichten anisotrop ist, und zwar die m 'te Schicht. Ist $m < M$, so kann

für den isotropen Halbraum unter ihr etwa der Waitsche Algorithmus benutzt werden. Er liefert die C-Werte für die Oberfläche dieses Halbraums in der Tiefe $z_{m+1} + 0$ und damit definitionsgemäß in

$$KC_{TE} = (A + B)/(A - B), \quad KC_{TM} = (a + b)/(a - b)$$

die Verhältnisse B/A und b/a aufsteigender und absteigender Lösungen in der $(m+1)$ 'ten Schicht. Es genügt also, ihren Schichtvektor nur mit den Koeffizienten der absteigenden Lösungen zu besetzen:

$$\underline{v}_{m+1} = (A_{m+1}, K_{m+1}a_{m+1}, 0, 0)^T.$$

Die zugehörige Schichtmatrix in der Kontinuitätsbeziehung $\underline{F}_{m+1} \underline{v}_{m+1} = \underline{F}_m \underline{v}_m^+$ muß neu formuliert werden, da die beiden Moden für $z > z_{\max}$ unabhängig sind mit nicht definierten γ -Verhältnissen. Ihre ersten beiden Spalten ergeben sich aus den genannten Verhältnissen aufsteigender und absteigender Lösungen, ihre frei verfügbaren letzten beiden Spalten werden so besetzt, daß die Matrix umkehrbar ist:

$$\underline{F}_{m+1} = 2 \cdot \begin{pmatrix} K \cdot C_{TE} / R & 0 & 1/R & 0 \\ 0 & 1/r & 0 & KC_{TM} / r \\ K/R & 0 & -K/R & 0 \\ 0 & \beta/r & 0 & -\beta/r \end{pmatrix}$$

mit $K^2 = i\omega \mu_0 \rho_{m+1} + k^2$, $R = 1 + KC_{TE}$, $r = 1 + KC_{TM}$ und $\beta = \rho_{m+1} K^2 C_{TM} / i\omega \mu_0$. Ihre Inverse ist dann

$$\underline{F}_{m+1}^{-1} = \frac{1}{2} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1/K & 0 \\ 0 & 1 & 0 & KC_{TM} / \beta \\ 1 & 0 & -C_{TE} & 0 \\ 0 & 1 & 0 & -1/\beta \end{pmatrix}$$

Der Anschluß des Schichtvektors \underline{v}_{m+1} an denjenigen der ersten Schicht erfolgt also jetzt durch das Matrixprodukt

$$\underline{N} = \underline{F}_{m+1}^{-1} \underline{F}_m \underline{E}_m \underline{F}_m^{-1} \underline{F}_{m-1} \cdots \underline{E}_1 \underline{F}_1.$$

Für $m > 1$ vereinfachen sich auch die Schichtmatrizen in den isotropen Schichten $\ell = m - 1, m - 2, \dots, 1$. Es gilt

$$\underline{F}_\ell = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & -1 \\ K & 0 & -K & 0 \\ 0 & \beta & 0 & \beta \end{pmatrix}$$

mit $K^2 = i\omega \mu_0 / \rho_\ell + k^2$, $\beta = \rho_\ell K^2 / i\omega \mu_0$ und der Kehrmatrix

$$\underline{\underline{F}}_\ell^{-1} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 1/K & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 1/\beta \\ 1 & 0 & -1/K & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 1/\beta \end{pmatrix}$$

Da die Potentiale in diesen Schichten nicht mehr unabhängig von einander sind, bleiben die Schichtvektoren vollbesetzt:

$$\underline{v}_\ell = (A_\ell, K_\ell a_\ell, B_\ell, K_\ell b_\ell)^T.$$

Der Umstand, daß aber alle Lösungen die gleiche vertikale Wellenzahl erhalten, kann wie folgt genutzt werden:

Bei großen Wellenzahlen können sich numerische Schwierigkeiten mit den Exponentialfunktionen der E-Matrix ergeben. Um sie zu vermeiden, wird von den Elementen von $\underline{\underline{E}}_\ell$ der Faktor $\cosh(K_\ell d_\ell)$ abgespalten. Die Matrix ist dann auf der Diagonalen besetzt mit $1 \pm \tanh(K_\ell d_\ell)$, also für $k \rightarrow \infty$ mit 0 und 2. Beim Durchgang durch die Schichtfolge ergibt sich als Abspaltungsprodukt $\cosh(K_{m-1} d_{m-1}) \cdot \cosh(K_{m-2} d_{m-2}) \cdots \cosh(K_1 d_1)$, das sich aber bei Bildung der Matrixprodukte $N_{22}^{-1} N_{21}$ und $N_{21}^{-1} N_{22}$ heraushebt. Bei einer sehr dicken isotropen Schicht oberhalb der anisotropen Schicht sollte diese aus Gründen numerischer Stabilität mehrfach unterteilt werden.

Es verbleibt die Aufgabe, falls die erste Schicht isotrop ist, die Matrizen zur Potentialdarstellung von \underline{j}_a und \underline{E}_a neu zu formulieren. Man erhält

$$\underline{\underline{U}}_1 = \begin{pmatrix} k+K & 0 \\ 0 & K \end{pmatrix}, \quad \underline{\underline{U}}_2 = \begin{pmatrix} k-K & 0 \\ 0 & -K \end{pmatrix}, \quad \underline{\underline{T}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \beta \end{pmatrix}$$

mit $K^2 = i\omega \mu_0 / \rho_1 + k^2$ und $\beta = \rho_1 K^2 / i\omega \mu_0 = 1 + k^2 \rho_1 / i\omega \mu_0$.

2-D numerical modelling of magnetotelluric fields in anisotropic structures - an FD algorithm

Josef Pek

Geophys. Inst., Acad. Sci. Czech Rep., Prague, Czech Republic

Abstract

An algorithm for numerical modelling of magnetotelluric fields in 2-D anisotropic block structures is proposed. Electrical properties of the individual homogeneous blocks are given by an arbitrary symmetric and positive definite conductivity tensor. The problem leads to a coupled system of differential equations for the strike-parallel components of the magnetotelluric field, E_x and H_x . These equations are approximated by the finite difference method, using the integration approach. Use is made of the constancy of the magnetic H_x component in the non-conductive air so that only equations for the electric mode are approximated within the air layer. The system of linear difference equations, resulting from the FD approximation, can be arranged in such a way that its matrix is symmetric and band-limited, and can be solved, for not too large models, by Gaussian elimination. The algorithm is applied to model situations which demonstrate the effect of 2-D anisotropy on the relation between magnetotelluric impedances and induction arrows.

1 Motivation

Recently several attempts to interpret magnetotelluric data have appeared in which strong electrical anisotropy of deep geoelectrical structures played a substantial role, 'strong' meaning as much as several orders of magnitude in terms of the anisotropy ratio $\lambda = \rho_{max}/\rho_{min}$. To mention at random, e.g. Tezkan [1] presented a model for magnetotelluric data from the eastern margin of the Hessische Senke (Germany) in which a crustal pseudo-anisotropic conductor (vertical dykes with conductivity contrast of $100 \Omega m/5 \Omega m$) was introduced below the transition from the Rhenohercynicum to the northern Phyllite Zone to account for the systematic divergence of magnetotelluric E and H polarization phases towards long periods. In [2] another example of a similar interpretation is presented for induction data from the contact zone between the Rhine Graben and Black Forest (Germany) where a deep anisotropic layer (dyke conductivity contrast of almost 10^3) is assumed at the depth of about 12 km under the Black Forest stations to explain both the magnetotelluric phases and induction vectors in this region.

Similarly, a strongly anisotropic structure of regional extent (λ as much as 10^3 !) is proposed by several authors (e.g. [3, 4, 5]) to explain strong anisotropy of the magnetotelluric curves and a systematic discrepancy between the magnetotelluric impedances and induction arrows in a broader vicinity of the ultradeep drilling site KTB in Oberpfalz (Germany). As a physical source of this strong anisotropy a joint effect of narrow, nearly vertical, graphitized cataclastic zones, detected in this region in near surface structures, is hypothesized [3], although other physical mechanisms cannot be excluded either [4].

Interpreting the BC87 data set from British Columbia (Canada) Eisel and Bahr [7] and Jones et al. [8] both arrive at the conclusion that a strongly anisotropic layer (λ as much as 10^2) at lower crust/upper mantle depths is required for their models to fit the magnetotelluric data at longer periods. A similar phenomenon, with the anisotropic structure situated in the lower crust, is discussed by Rasmussen [9] with regard to his magnetotelluric data from Sweden.

At present the most challenging, but also the most difficult problem is undoubtedly the question of what the physical mechanisms can be which generate, or simulate, such strong anisotropies within the deep structures of the earth. Unfortunately, we totally ignore this principal question in this contribution, and turn our attention to a much simpler problem of analyzing the influence of anisotropic domains upon the electromagnetic data in case of laterally inhomogeneous, particularly 2-D geoelectrical structures.

Methods currently used for modelling the effects of electrical anisotropy on the magnetotelluric data are mostly based on rather oversimplified assumptions—either 1-D approximations of the earth's structure are employed on local scale, or 2-D models are used with different conductivities for the E and

H polarization mode respectively, constraining thus the anisotropy in such a way that the conductivity tensor must reduce to the diagonal form just in the strike-bound coordinate system. A physically more plausible model of the electrical anisotropy, used in a series of interpretations (e.g. [1, 3]), and based on stacking alternately conductive and nonconductive dykes, is subject to the same constraint. Except one can make use of powerful 3-D modelling tools, only structures with dykes parallel to the model's strike can be managed. It is clear that particularly the above 2-D approximations of the electrical anisotropy do remain within the scope of 2-D algorithms currently used to model isotropic geoelectrical structures, and they do not allow a lot of features, which are intuitively expected to be generated by anisotropic subdomains within the structure, to be revealed and analyzed.

Although a sufficiently general finite element algorithm for modelling magnetotelluric fields in 2-D structures with authentic anisotropy was already published now nearly twenty years ago [10], it has not been made use of in practical applications yet, as far as we know. Since then, articles dealing with anisotropy in multidimensional geoelectrical structures have appeared only sporadically, e.g. [11, 12, 13]. Now, obviously under the influence of the very practical problems like those mentioned for illustration above, this question seems to draw more attention again, as may be also evidenced by a few more papers presented at this colloquy [14, 15]

The main aim of this contribution is to present a new version of a numerical algorithm which makes it possible to model magnetotelluric fields in 2-D structures containing quite generally anisotropic subdomains. Since much of the general ideas of the method is adopted from [10] we do not pretend to have developed a new algorithm, we rather consider our version a 'come back' of an old method with a few new features, from which the following ones are worth mentioning: (i) the physical problem is approximated by the method of finite differences, (ii) the conductivity tensor within each of the anisotropic subdomains of the medium can be represented by an arbitrary symmetric, positive definite matrix, allowing thus both horizontal and dipping anisotropies to be modelled, and (iii) for the quasi-stationary case, the numerical approximation of the H-mode equations is avoided within the non-conductive air layer.

2 Mathematical formulation of the problem

We assume a traditional 2-D geoelectric model with the structural strike parallel to the x -axis of the Cartesian coordinate system. The z -axis is positive downward. The model consists of a finite system of homogeneous, but in general anisotropic 2-D blocks. 2-D inhomogeneities are restricted to a finite region. Outside this region the structure merges into its anisotropic layered background, which can be in general different for either side of the model. The earth's surface is supposed to be planar (no topography is considered in this model) and to coincide with the coordinate plane $z = 0$. Above the surface a perfectly insulating air layer is assumed. The primary electromagnetic field is modeled as a monochromatic electromagnetic plane wave (angular frequency $\omega = 2\pi/T$, with T being the period) impeding perpendicularly to the earth's surface from sources located at $z = -\infty$.

In the quasi-steady state approximation the governing equations for the electromagnetic field in each of the homogeneous subregions of the model are Maxwell's equations

$$\nabla \times \vec{E} = i\omega\mu_0\vec{H}, \quad \nabla \times \vec{H} = \hat{\sigma}\vec{E} \quad (1)$$

where a time factor $e^{-i\omega t}$ is assumed. By virtue of the symmetry condition $\partial/\partial x = 0$, these equations, written for the x , y , and z -coordinates, reduce to

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = i\omega\mu_0 H_x, \quad (2)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} = i\omega\mu_0 H_y, \quad (3)$$

$$-\frac{\partial E_x}{\partial y} = i\omega\mu_0 H_z, \quad (4)$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = \sigma_{xx}E_x + \sigma_{xy}E_y + \sigma_{xz}E_z, \quad (5)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} = \sigma_{yx}E_x + \sigma_{yy}E_y + \sigma_{yz}E_z, \quad (6)$$

$$-\frac{\partial H_x}{\partial y} = \sigma_{zx}E_x + \sigma_{zy}E_y + \sigma_{zz}E_z, \quad (7)$$

We will suppose throughout this paper that the conductivity tensor $\hat{\sigma}$ is symmetric and positive definite. In practical implementation within our computer program the conductivity tensor is defined by its three principal values and by three rotation angles, analogous to Euler's elementary rotations known from classical mechanics. The conductivity tensor is constructed by applying to its diagonal, principal form successively three rotations—first around z -axis by the anisotropy strike angle, then around the new x -axis by the anisotropy dip angle, and finally around the current z -axis by the third angle involved. In such a way any orientation of the principal axes of the conductivity tensor in space can be achieved.

To complete the mathematical formulation of the problem we must add the boundary conditions for the field components, both on inner and outer boundaries of the model. On inner boundaries, where blocks of different electrical properties make contact, the following conditions must hold: (i) continuity of the tangential component of the electric field \vec{E} , (ii) continuity of the normal component of the current density $\vec{j} = \hat{\sigma}\vec{E}$, and (iii) continuity of all the components of the magnetic field \vec{H} , as we suppose the magnetic permeability to be equal to its vacuum value, $\mu = \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m, everywhere within the model.

On the outer boundaries of the model Dirichlet boundary conditions are set, constructed from 1-D solutions for the corresponding layered media at the left and right hand side of the model. In our version of the computer program this is accomplished by applying a matrix propagation method to the vector composed of the horizontal components of the magnetotelluric field. This procedure may be considered a slight modification of well-known techniques of [16] or [17].

From equations (2) through (7), the field components E_y , E_z , H_y , and H_z can be eliminated, which, after some algebra, yields a *coupled* pair of second-order partial differential equations for E_x and H_x ,

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 E_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 E_x}{\partial z^2} + i\omega\mu_0 (\sigma_{xx} + A\sigma_{zx} + B\sigma_{yx}) E_x + \\ + i\omega\mu_0 A \frac{\partial H_x}{\partial y} + i\omega\mu_0 B \frac{\partial H_x}{\partial z} = 0 \end{aligned} \quad (8)$$

for the E-mode, where

$$\begin{aligned} A &= (\sigma_{xy}\sigma_{yz} - \sigma_{xz}\sigma_{yy})/D, & B &= (\sigma_{xz}\sigma_{zy} - \sigma_{xy}\sigma_{zz})/D, \\ D &= \sigma_{yy}\sigma_{zz} - \sigma_{zy}\sigma_{yz}, \end{aligned}$$

and, for the H-mode,

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\sigma_{yy}}{D} \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\sigma_{zz}}{D} \frac{\partial H_x}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{\sigma_{zy}}{D} \frac{\partial H_x}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\sigma_{yz}}{D} \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) + \\ + i\omega\mu_0 H_x - \frac{\partial(L E_x)}{\partial y} + \frac{\partial(K E_x)}{\partial z} = 0, \end{aligned} \quad (9)$$

where

$$\begin{aligned} K &= (\sigma_{zy}\sigma_{yx} - \sigma_{yy}\sigma_{zx})/D, & L &= (\sigma_{yz}\sigma_{zx} - \sigma_{zz}\sigma_{yx})/D, \\ D &= \sigma_{yy}\sigma_{zz} - \sigma_{zy}\sigma_{yz}. \end{aligned}$$

It can be seen immediately that for a symmetric conductivity tensor the following identity relations between the coefficients of equations (8) and (9) hold true

$$A = L, \quad B = K. \quad (10)$$

Of course, there is not a 'pure' E-mode or H-mode any more in generally anisotropic media. The coupling between the modes is expressed through the first-order terms in equations (8) and (9). For these terms to vanish the conductivity tensor must be of degenerate form with $\sigma_{xz} = \sigma_{xy} = 0$, i.e. the coupling between the field modes dissolves if the anisotropy strike is zero. Then equations (8) and (9) decouple into two separate, 'pure' field modes. The conductivity tensor then reduces to $\hat{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \vec{0} \\ \vec{0}^T & \hat{\sigma}^H \end{pmatrix}$, where $\vec{0}$ is for zero-vector, and $\hat{\sigma}^H = \begin{pmatrix} \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{zy} & \sigma_{zz} \end{pmatrix}$ describes the anisotropy which affects solely the H-mode solution. Non-zero values of the non-diagonal elements of $\hat{\sigma}^H$ cause the mixed-derivatives terms to appear in (9).

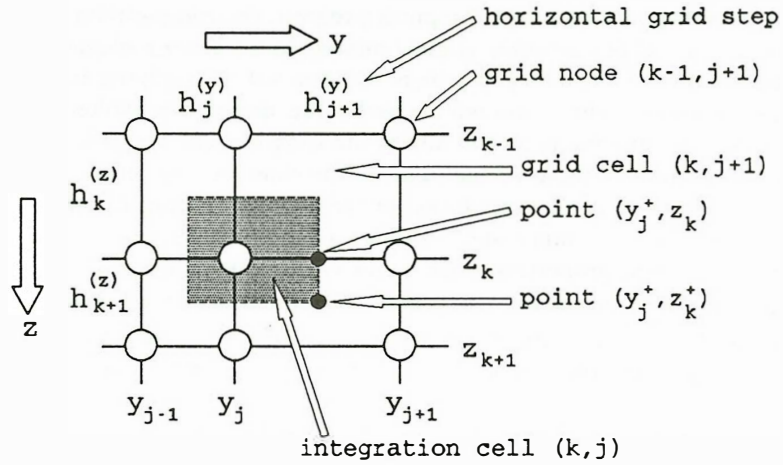


Figure 1: Section of the FD grid around the node point (j, k) along with geometrical grid parameters explained.

3 Numerical approximation

To approximate numerically the governing equations (8) and (9) we will use the finite-differences (FD) method in a most traditional way as it was used earlier to model 2-D isotropic structures (e.g. [18, 19, 20]). First of all, the structure is projected onto a numerical grid and, within a finite grid region, subdivided into a system of electrically homogeneous, but in general anisotropic rectangular grid cells. The grid is in general irregular and it is supposed both to fit the geometry of the model and to meet general rules accepted for designing numerical grids in induction modelling studies for isotropic structures (e.g. [21]), respecting, however, the fact that, unlike scalar conductivities in isotropic structures, the tensorial conductivities are characterized by a range of values rather than by a single value.

Following [20], we use the integration method to derive the FD equations at individual grid nodes. In this approach equations (8) and (9) are integrated across a rectangular integration cell, say, $[y_j - \frac{1}{2}h_j^{(y)}, y_j + \frac{1}{2}h_{j+1}^{(y)}] \times [z_k - \frac{1}{2}h_k^{(z)}, z_k + \frac{1}{2}h_{k+1}^{(z)}] = [y_j^-, y_j^+] \times [z_k^-, z_k^+]$, if node (j, k) is considered (Fig.1), and only these integrals are approximated around the grid point involved. Thus, the integral rather than the differential form of the basic field equations (8) and (9) is used for the FD approximation.

Although a bit tedious, the integration is quite a straightforward procedure and will not be given here in detail. As far as possible the integration is carried out exactly. Several steps, however, involve approximations of the field values and their derivatives. The following four formulae summarize the nature of all the approximation steps employed in the course of evaluating the integrals:

$$\frac{\partial F(y_j^+, z)}{\partial y} \simeq \frac{F(j+1, k) - F(j, k)}{h_{j+1}^{(y)}} \quad \text{for } z \in [z_k^-, z_k^+],$$

$$F(y, z) \simeq F(j, k) \quad \text{for } z \in [y_j^-, y_j^+] \times [z_k^-, z_k^+],$$

$$F(y_j^+, z_k) \simeq \frac{1}{2}[F(j, k) + F(j+1, k)],$$

$$F(y_j^+, z_k^+) \simeq \frac{1}{4}[F(j, k) + F(j+1, k) + F(j, k+1) + F(j+1, k+1)],$$

These formulae refer to particular points marked in Fig.1 and must be altered appropriately if different points are considered.

For an arbitrary grid point (j, k) the FD approximation results in a pair of linear algebraic equations

$$\sum_{p=j-1}^{j+1} \sum_{q=k-1}^{k+1} C_{jk}^{ME}(p, q) E_x(p, q) + \sum_{p=j-1}^{j+1} \sum_{q=k-1}^{k+1} C_{jk}^{MH}(p, q) H_x(p, q) = 0, \quad M = E, H, \quad (11)$$

which relate the components E_x and H_x at the central node (j, k) to their eight nearest neighbours in the grid. Falls a grid point involved in equations (11) on the outer boundary of the grid region, then the field values at this node are replaced by the appropriate boundary conditions and the corresponding terms are transferred to the right-hand sides of equations (11).

In Appendix to this article all the coefficients $C_{jk}^{MN}(p, q)$, $M = E, H$, $N = E, H$, $p = j-1, j, j+1$, $q = k-1, k, k+1$ are given explicitly. From these FD scheme patterns we can see that the matrix of coefficients $C_{jk}^{MN}(p, q)$ is never fully occupied, i.e. we need not deal with a 9-point, i.e. 18-value scheme in any case. For the E-mode, we have a 5-point (10-value) scheme only. For the H-mode a complete 9-point scheme must be considered, it contains, however, 14 non-zero coefficients only. These are maximum numbers of coefficients, with full anisotropy considered. The number of coefficients will decrease as the anisotropy within the involved grid cells degenerates.

The FD scheme particularly simplifies within the insulating air layer. By virtue of equations (6) and (7), $\partial H_x / \partial z = 0$ and $\partial H_x / \partial y = 0$ in the air, i.e. H_x is constant everywhere in the air, and equation (9) need not be approximated at all. Equation (8) reduces to Laplace equation. Hence, within the air layer only the E-mode equation is FD approximated, which yields a 5-point FD scheme with only 5 coefficients C_{jk}^{EE} .

4 Solution of the FD equations

Having the governing field equations (8) and (9) FD approximated at all grid nodes, the linear algebraic equations (11) must be properly arranged into a system for further treatment. This may seem a bit intricate task since two sets of variables are involved, E_x and H_x . Moreover, these variables are not sought on identical sets of grid nodes—while the E-mode equation is approximated throughout the grid, the H-mode equation is to be solved within the conducting earth only.

Two possibilities of arranging the variables into an array are obvious (Fig. 2). For both, the variables are ordered throughout the grid in a column-by-column manner, but row-by-row alternative is possible as well. In the first variant, (i), at first all electric components are ordered throughout the grid, from the top to the bottom within each column, and afterwards a block of magnetic components, ordered in the very same way, is joined to the electric array (Fig. 2, left). In the second variant, (ii), within a column, electric components are ordered in succession from the top of the column to the earth's surface, and then, inside the earth, electric and magnetic components are stacked up alternately until the bottom of the column is reached. Then the next column is taken (Fig. 2, right).

Each of these arrangements of the variables leads to a specific form of the matrix of the system of linear algebraic equations for the approximate field values. Arrangement (i) gives a four-block matrix which contains the principal mode coefficients in the diagonal blocks, and the coupling coefficients in the anti-diagonal blocks (Fig. 2 left). For isotropic structures the field modes, E and H, separate clearly into two matrices.

Arrangement (ii) mixes the principal mode coefficients and those arising due to inter-mode coupling together within each row, but leads to a more compact, band matrix (Fig. 2 right). Although we have not tried an exact proof, in our opinion this arrangement yields a matrix with the narrowest band possible. It may be easily shown that, after multiplying all the H-mode equations by a constant factor $i\omega\mu_0$, the matrix is symmetric (the same applies, naturally, also to matrix (i)). In our computer program we prefer arrangement (ii), as it allows Gaussian elimination, in a special modification for symmetric, band matrices, to be used to solve the FD linear algebraic system. To store the upper half-band of the matrix, as required by the modified algorithm of Gaussian elimination, needs N_{STOR} complex numbers to be placed in memory,

$$N_{STOR} = \underbrace{(N-1)(2M_E + M_A - 2)}_{\text{number of equations}} \underbrace{(2M_E + M_A + 1)}_{\text{band-width}},$$

where N is the number of horizontal grid steps, and M_E , M_A are the numbers of vertical grid steps within the conducting earth and in the air layer, respectively. This is usually by far the most memory consuming part of the modelling algorithm.

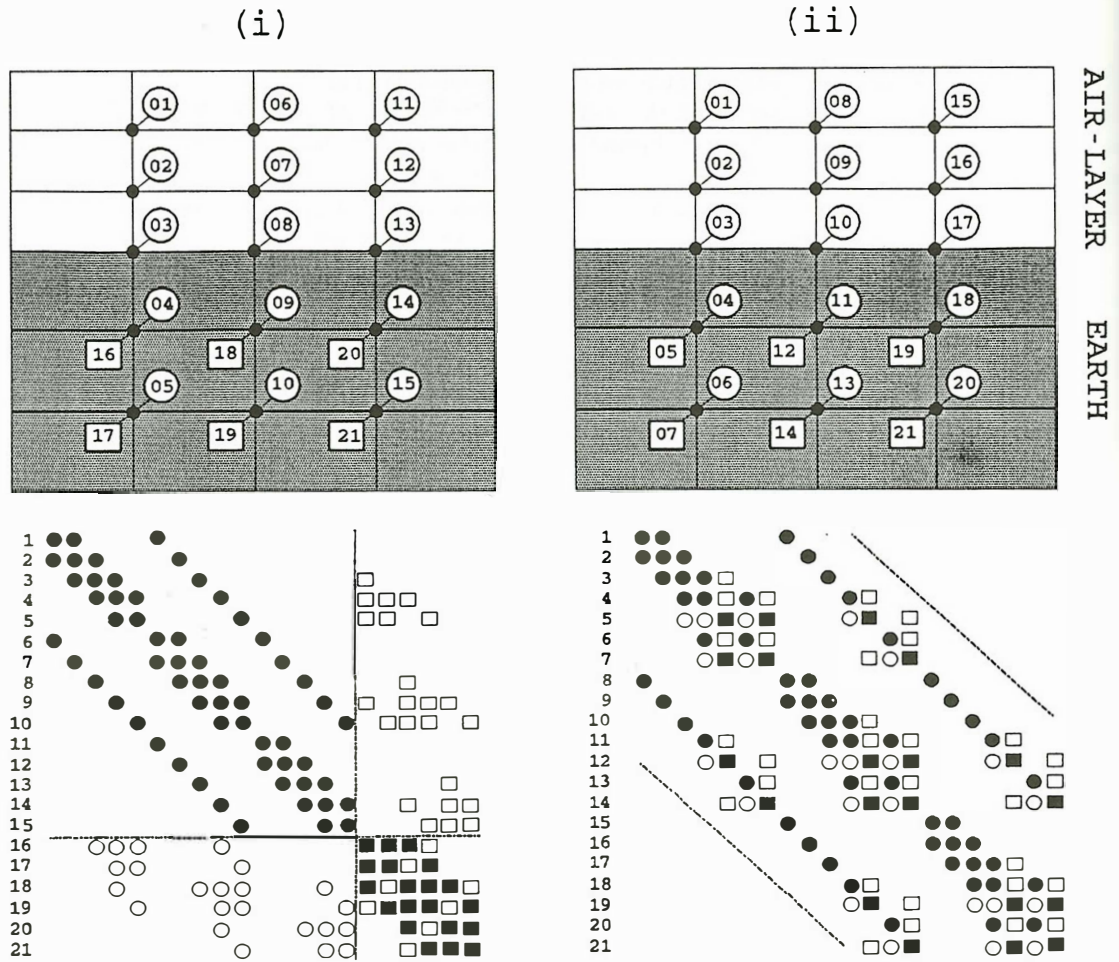


Figure 2: Two variants of ordering the variables throughout the grid, along with a symbolic form of the resulting matrices of the systems of FD equations. Circles are for electric components, squares for magnetic components, empty symbols in matrix patterns are for coefficients which arise only due to anisotropy.

5 Magnetotelluric functions on the earth's surface

Solving the system of linear FD equations provides us with approximate values of the field components E_x and H_x at all grid points. For practical purposes, all components of the magnetotelluric field must be evaluated on the earth-air interface. From these, various magnetotelluric functions and parameters can be computed as practice-oriented modelling outputs.

Knowing E_x and H_x throughout the grid, values of the 'secondary' field components E_y , E_z , H_y , and H_z can be evaluated at any grid point using equations (3), (4), and (6), (7)

$$E_y = \frac{\sigma_{yz}}{D} \frac{\partial H_x}{\partial y} + \frac{\sigma_{zz}}{D} \frac{\partial H_x}{\partial z} + K E_x, \quad H_y = \frac{1}{i\omega\mu_0} \frac{\partial E_x}{\partial z},$$

$$E_z = -\frac{\sigma_{yy}}{D} \frac{\partial H_x}{\partial y} - \frac{\sigma_{zy}}{D} \frac{\partial H_x}{\partial z} + L E_x, \quad H_z = -\frac{1}{i\omega\mu_0} \frac{\partial E_x}{\partial y}.$$

On the surface, $E_z = 0$ and $\partial H_x / \partial y = 0$, as no vertical current can flow through the earth-air interface. The remaining field components on the surface are computed by approximating numerically the derivatives $\partial E_x / \partial y$, $\partial E_x / \partial z$, and $\partial H_x / \partial z$ in above formulae. In our computer program a 3-point differences, based on parabolic interpolation, are used to approximate these derivatives. However, for a next version, we intend to employ refined formulae for the spatial derivatives, similar to those derived in [22, 23].

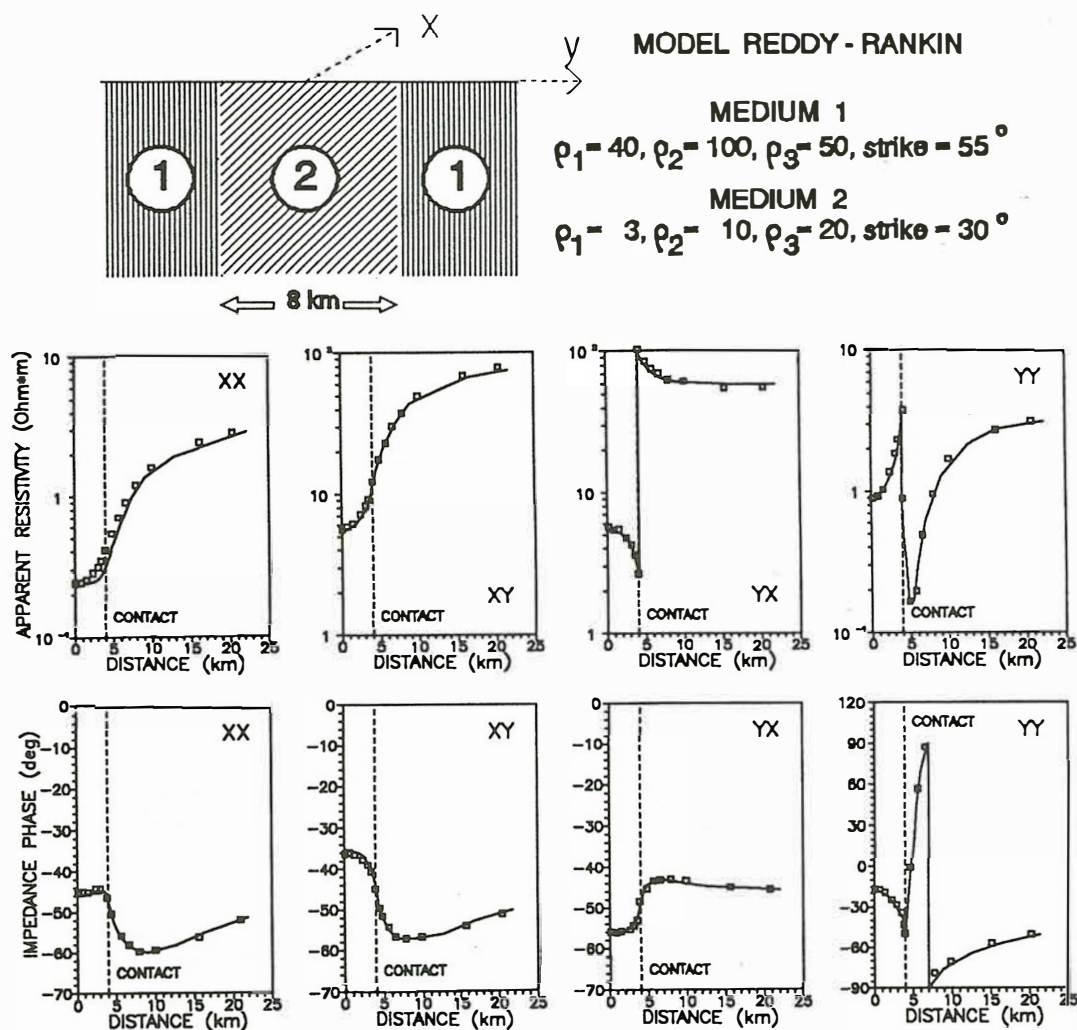


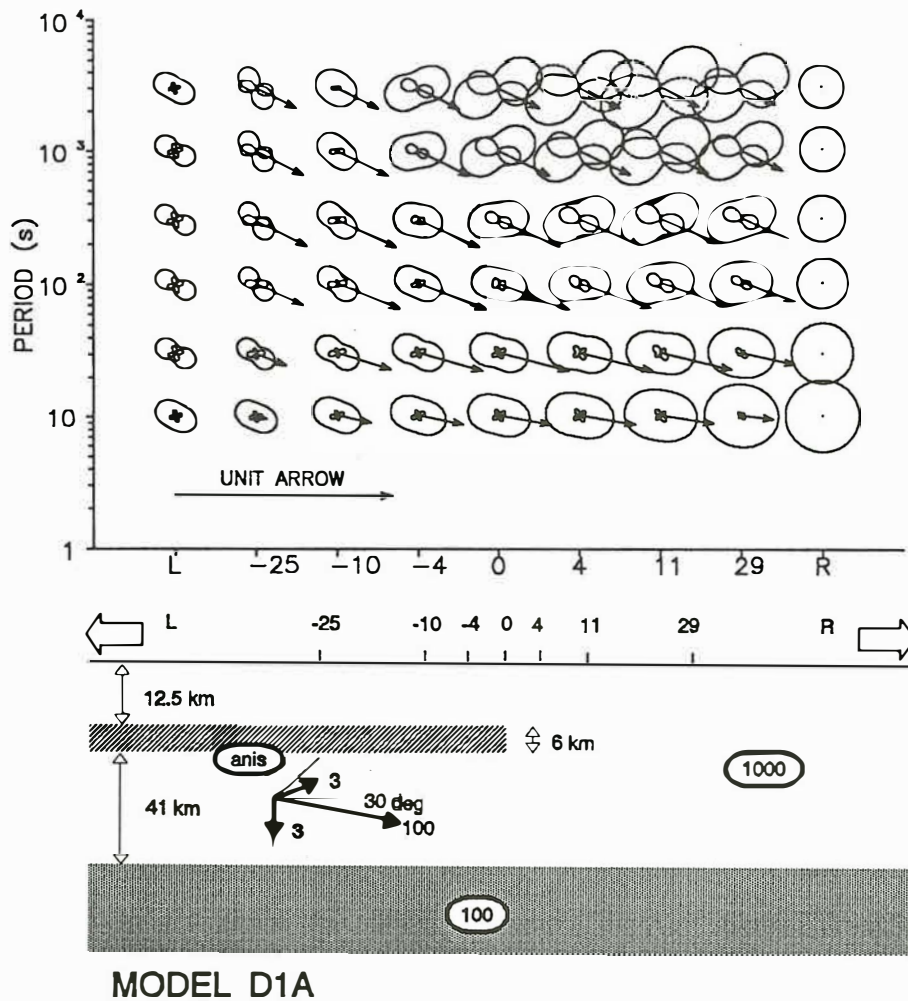
Figure 3: Comparison of apparent resistivities (upper row of plots) and phases (lower row of plots) for the horizontally anisotropic dyke model of Reddy and Rankin [10]. The comparison is carried out along a 25 km section from the center of the model to the right. Dashed line at 4 km indicates the position of the contact. Solid line—modelling results of Reddy and Rankin [10], squares—results obtained by the present FD algorithm.

The magnetotelluric and geomagnetic transfer functions on the earth's surface (impedances, admittances, components of the induction vectors, etc.) are evaluated using the field components computed for two independent polarizations of the primary electromagnetic wave. Anisotropy within a 2-D structure leads in general to a full and non-diagonalizable impedance tensor, imitating thus locally a 3-D underground. Other magnetotelluric parameters, such as Swift's principal direction, skew, ellipticity, etc., can be now computed easily.

6 Numerical tests

There are only few chances to check the results of our modelling algorithm with other independent computations. Except some trivial checks, such as the identity of magnetotelluric functions when different polarizations of the primary wave are used, we carried out the following tests:

- a) The results for an isotropic structure are identical with those obtained independently by a 2-D 'isotropic' modelling program of Červ and Praus [20] for the same model.
- b) The results for a 1-D anisotropic layered structure, approximated as a 2-D model, are practically identical with those obtained independently by a 1-D algorithm based on the matrix propagation of the



MODEL D1A

Figure 4: Real induction arrows and polar impedance diagrams for a two-layer earth with an anisotropic layer inserted in the first layer. The conductivity tensor of the anisotropic layer is given by the principal resistivities $\rho_x/\rho_y/\rho_z = 3/100/3$ and the anisotropy strike of 30 degrees towards R. All resistivities are in Ωm .

electromagnetic fields through the layers. The deviations do not exceed one percent, except inadequate grid parameters are chosen.

c) Reddy and Rankin [10] studied a 2-D horizontally anisotropic dyke model in detail. In Fig. 3 a comparison of our results with those taken from [10] is shown for a set of magnetotelluric functions—apparent resistivities and phases. For this model the results are almost identical, very small differences are observed only near the dyke contacts, where the difference in the approximation techniques is likely to play some role.

7 Numerical examples

We will demonstrate the developed algorithm by showing two simple models which illustrate the effect of strong electrical anisotropy upon magnetotelluric functions and induction arrows. We chose these models since absolutely nothing could have been said earlier about induction arrows in anisotropic structures with solely 1-D modelling algorithms available.

Model in Fig. 4 consists of a two layer earth with an anisotropic half-layer inserted in the first layer. The principal resistivities of the anisotropic inhomogeneity are $\rho_x/\rho_y/\rho_z = 3/100/3$, in Ωm , and the anisotropy strike is 30 degrees with respect to the structural strike of the model. In the upper part of

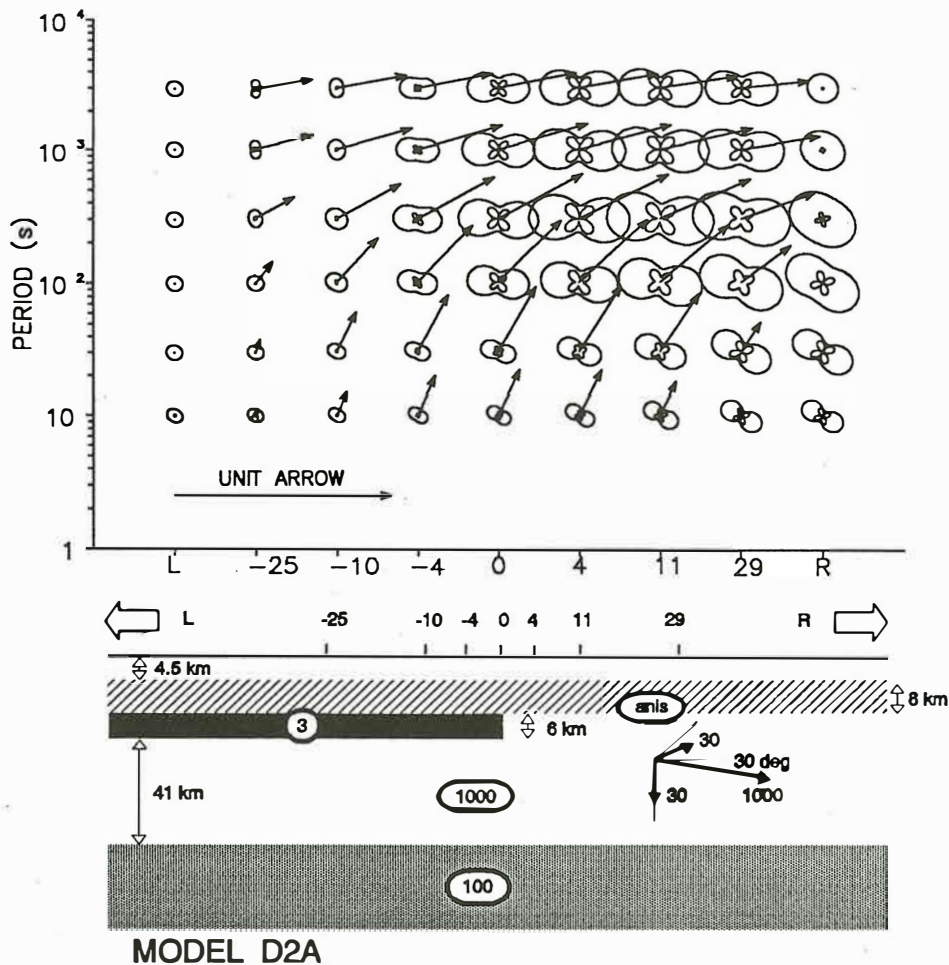


Figure 5: Real induction arrows and polar impedance diagrams for a model with a lateral conductivity contact overlaid with an anisotropic layer. The conductivity tensor of the anisotropic layer is given by the principal resistivities $\rho_x/\rho_y/\rho_z = 30/1000/30$ and the anisotropy strike of 30 degrees towards R. All resistivities are in Ωm .

Fig. 4 real induction arrows, along with polar impedance diagrams for Z_{xx} and Z_{xy} , are shown for selected points along the model's surface and for a series of periods from 10 to 3000s. Under the influence of the anisotropic half-layer, real induction arrows behave as qualitatively expected—they are deflected so as to keep their perpendicular direction with respect to the predominant induced currents. Similar effect can be observed for the polar impedance diagrams Z_{xy} —their minimum axes indicate the direction of preferred conductivity, i.e. the anisotropy strike in this case. For long periods, however, and also for increasing distance from the contact into the isotropic quarter-space, the fade-away of the anisotropy contact effect is connected with certain over-relaxation expressed by a contrary orientation of the impedance diagrams.

Different pattern, however, is observed if two isotropic domains make contact and the effect of an additional anisotropic layer is superimposed over that excited by the lateral inhomogeneity. Model in Fig. 5 is a modified version of the preceding model—the conducting half-layer is made isotropic and it is overlaid with an additional anisotropic layer. In this case, the real induction arrows are orientated *in the direction of preferred conductivity of the anisotropic layer*, and not perpendicularly to it as one would expect. We explain this phenomenon by the effect of compensation currents within the anisotropic layer, which try to cancel out the vertical magnetic field excited by the underlying lateral conductivity contrast. In an isotropic structure, these compensating currents would be of opposite direction with respect to the exciting currents and would cause the induction arrows on the surface to become smaller.

With anisotropy within the layer, the compensating currents are deflected, and the resulting induction arrows are rotated *towards* the direction of preferred conductivity. The impedance diagrams for this model behave as intuitively expected, their minimum axes are turned into the direction of preferred conductivity. Quite a similar effect as that described here for an anisotropic cover is observed if the anisotropic layer is situated below the lateral contact, only the frequency range of the maximum anisotropy influence is shifted, towards longer periods, due to a greater depth of the layer.

We consider the results of these simple modellings quite interesting as regards the induction studies in a regional vicinity of the KTB borehole. A discrepancy often discussed when considering induction data from this area consists in a regionally observed directional difference of induction arrows and principal impedances—while the impedances display rather strong anisotropy with minimum axes directed predominantly towards NW, the induction vectors are almost uniformly directed towards S, for longer periods from 10 s at least. Without penetrating deeper into this problem, we only want to emphasize that within the class of 2-D anisotropic models such a relation between impedances and induction arrows is quite possible.

References

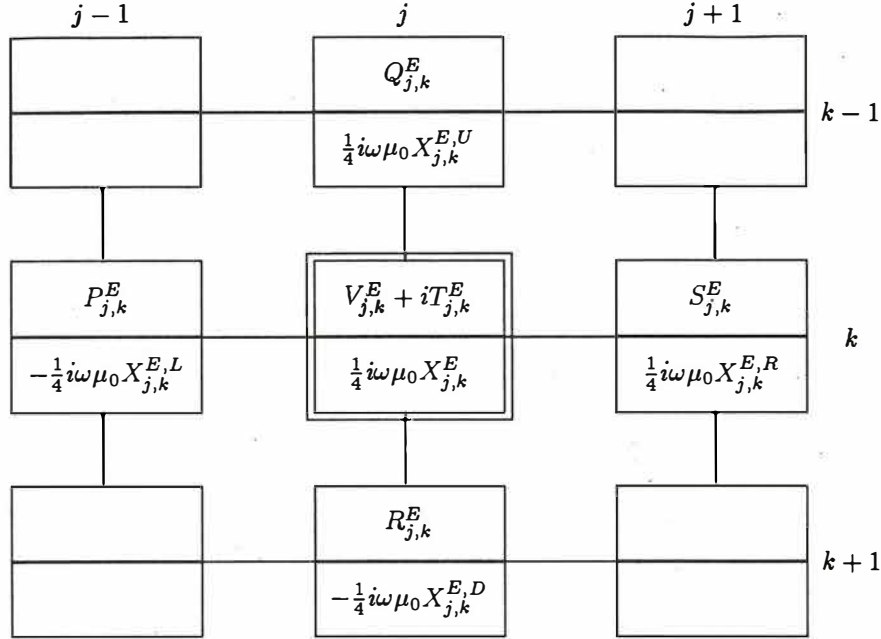
- [1] Tezkan, B., 1988. Ein Interpretationsversuch zur Erklärung der konträren Phasenverläufe der E- und B-Polarisation am Ostrand der Hessischen Senke mit zweidimensionalen Leitfähigkeitsmodellen, in *Protokoll Kolloquium Elektromagnetische Tiefensondierung, Königstein, 1-3 March 1988*, pp. 35-54. eds Haak, V. & Homilius, J., Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung, Hannover.
- [2] Tezkan, B., Červ, V. & Pek, J., 1992. Resolution of anisotropic and shielded highly conductive layers using 2-D electromagnetic modelling in the Rhine Graben and Black Forest, *Phys. Earth planet. Inter.*, **74**, 159-172.
- [3] Eisel M., 1994. Modell Oberpfalz-anisotrop. Paper presented at *Kolloquium Elektromagnetische Tiefenforschung, Höchst/Odenwald, 29-31 March 1994*.
- [4] Tauber, S., 1993. Die Leitfähigkeitsverteilung in den nördlichen Varisziden untersucht mit den Methoden der Magnetotellurik und der geomagnetischen Tiefensondierung auf einem Profil vom Oberpfälzer Wald ins Vogtland. *Diploma thesis*, Inst. für Geol., Geoph. und Geoinform., Freie Universität Berlin, 102 pp.
- [5] Červ, V., Pek, J. & Praus O., 1993. MT and MV measurements in SW Bohemia. In *KTB-Report*, (submitted).
- [6] Eisel, M., 1992. Effekte lateraler anisotroper Leitfähigkeitsstrukturen in der MT, in *Protokoll Kolloquium Elektromagnetische Tiefenforschung, Borkheide, 25-29 Mai 1992*, eds Haak, V. & Rode-mann, H., Deutsche Geophysikalische Gesellschaft.
- [7] Eisel, M. & Bahr, K., 1993. Electrical anisotropy in the lower crust of British Columbia: an interpretation of a magnetotelluric profile after tensor decomposition, *J. Geomag. Geoelectr.*, **45**, 1115-1126.
- [8] Jones, A. G., Groom, R. W. & Kurtz, R. D., 1993. Decomposition and modelling of the BC87 dataset, *J. Geomag. Geoelectr.*, **45**, 1127-1150.
- [9] Rasmussen, T. M., 1988. Magnetotellurics in southwestern Sweden: evidence for electrical anisotropy in the lower crust?, *J. Geophys. Res.*, **93**, 7897-7907.
- [10] Reddy, I. K. & Rankin, D., 1975. Magnetotelluric response of laterally inhomogeneous and anisotropic structure, *Geophysics*, **40**, 1035-1045.
- [11] Saraf, P. D., Negi, J. G. & Červ, V., 1986. Magnetotelluric response of a laterally inhomogeneous anisotropic inclusion, *Phys. Earth planet. Inter.*, **43**, 196-198.
- [12] Xiong, Z., 1989. Electromagnetic fields of electric dipoles embedded in a stratified anisotropic earth, *Geophysics*, **54**, 1643-1646.
- [13] Osella, A. M. & Martinelli, P., 1993. Magnetotelluric response of anisotropic 2-D structures, *Geophys. J. Int.*, **115**, 819-828.

- [14] Schmucker, U., 1994. 2 dimensionale dünne Schichten über anisotropen geschichteten Halbräumen, Poster presented at *Kolloquium Elektromagnetische Tiefenforschung, Höchst/Odenwald, 29-31 March 1994*.
- [15] Grubert, D., 1994. Eine Verallgemeinerung der klassischen Lösung von d'Erceville & Kunetz für anisotrope Widerstände, Poster presented at *Kolloquium Elektromagnetische Tiefenforschung, Höchst/Odenwald, 29-31 March 1994*.
- [16] Reddy, I. K., & Rankin, D., 1971. Magnetotelluric effect of dipping anisotropies, *Geophys. Prosp.*, **19**, 84-97.
- [17] Loewenthal, D. & Landisman, M., 1973. Theory for magnetotelluric observations on the surface of a layered anisotropic half space, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **35**, 195-214.
- [18] Brewitt-Taylor, C. R. & Weaver, J. T., 1976. On the finite difference solution of two-dimensional induction problems, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **47**, 375-396.
- [19] Haak, V., 1972. Magnetotellurik: Bestimmung der Übertragungsfunktionen in Gebieten mit lateraler Änderung der elektrischen Leitfähigkeit, *Z. Geophys.*, **38**, 85-102.
- [20] Červ, V. & Praus, O., 1978. Numerical modelling in laterally inhomogeneous geoelectrical structures. *Studia Geophys. et Geodaet.*, **22**, 72-81.
- [21] Yudin, M. N., 1982. Algorithm of selection of net parameters in calculations of magnetotelluric field by the finite-difference method, in *Geomagnetic Researches No. 29*, pp. 91-95, eds Vanyan, L. L., Debabov, A. S. & Kharin, J. P., Radio i Svyaz, Moscow (in Russian).
- [22] Weaver, J. T., Le Quang, B. V. & Fischer, G., 1985. A comparison of analytical and numerical results for a two dimensional control model in electromagnetic induction. I. B-polarization calculations, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **82**(2), 263-277.
- [23] Weaver, J. T., Le Quang, B. V. & Fischer, G., 1986. A comparison of analytical and numerical results for a two dimensional control model in electromagnetic induction. I. E-polarization calculations, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **87**, 917-948.

Appendix

FD schemes and coefficients

FD scheme and coefficients C_{jk}^{EE} (top half-box) and C_{jk}^{EH} (bottom half-box) for the E-mode at the grid node (j, k)



$$P_{j,k}^E = (h_k^{(z)} + h_{k+1}^{(z)}) / (2h_j^{(y)}), \quad Q_{j,k}^E = (h_j^{(y)} + h_{j+1}^{(y)}) / (2h_k^{(z)}),$$

$$R_{j,k}^E = (h_j^{(y)} + h_{j+1}^{(y)}) / (2h_{k+1}^{(z)}), \quad S_{j,k}^E = (h_k^{(z)} + h_{k+1}^{(z)}) / (2h_{j+1}^{(y)}),$$

$$V_{j,k}^E = -(P_{j,k}^E + Q_{j,k}^E + R_{j,k}^E + S_{j,k}^E),$$

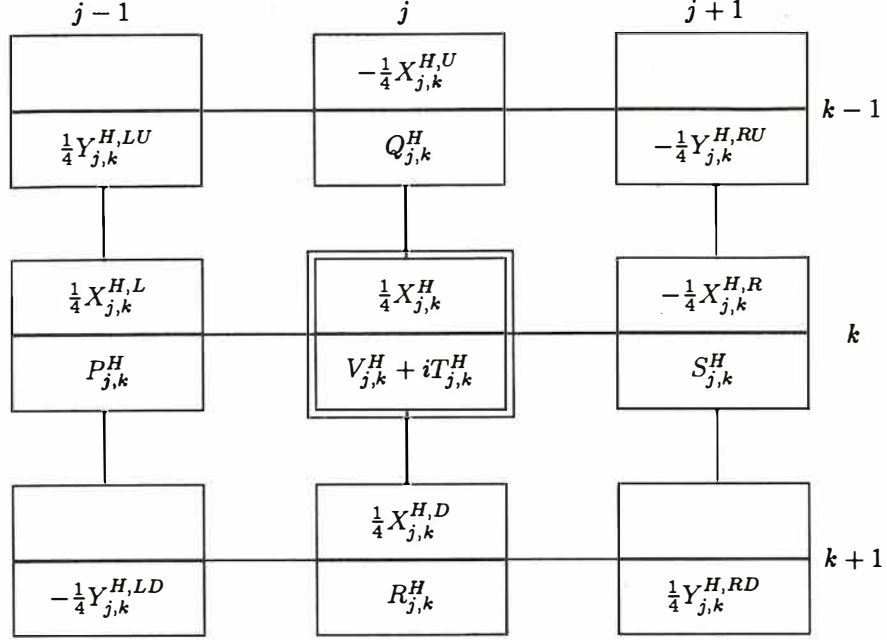
$$T_{j,k}^E = \frac{1}{4} \omega \mu_0 \sum_{p=j}^{j+1} \sum_{q=k}^{k+1} (\sigma_{xx} + A\sigma_{zx} + B\sigma_{yx})_{p,q} h_p^{(y)} h_q^{(z)}$$

$$X_{j,k}^{E,L} = h_k^{(z)} A_{j,k} + h_{k+1}^{(z)} A_{j,k+1}, \quad X_{j,k}^{E,R} = h_k^{(z)} A_{j+1,k} + h_{k+1}^{(z)} A_{j+1,k+1},$$

$$X_{j,k}^{E,U} = h_j^{(y)} B_{j,k} + h_{j+1}^{(y)} B_{j+1,k}, \quad X_{j,k}^{E,D} = h_j^{(y)} B_{j,k+1} + h_{j+1}^{(y)} B_{j+1,k+1},$$

$$X_{j,k}^E = X_{j,k}^{E,L} - X_{j,k}^{E,U} + X_{j,k}^{E,D} - X_{j,k}^{E,R}.$$

FD scheme and coefficients C_{jk}^{HE} (top half-box) and C_{jk}^{HH} (bottom half-box)
for the H-mode at the grid node (j, k)



$$P_{j,k}^H = [h_k^{(z)} (\sigma_{yy}/D)_{j,k} + h_{k+1}^{(z)} (\sigma_{yy}/D)_{j,k+1}] / (2h_j^{(y)}),$$

$$Q_{j,k}^H = [h_j^{(y)} (\sigma_{zz}/D)_{j,k} + h_{j+1}^{(y)} (\sigma_{zz}/D)_{j+1,k}] / (2h_k^{(z)}),$$

$$R_{j,k}^H = [h_j^{(y)} (\sigma_{zz}/D)_{j,k+1} + h_{j+1}^{(y)} (\sigma_{zz}/D)_{j+1,k+1}] / (2h_{k+1}^{(z)}),$$

$$S_{j,k}^H = [h_k^{(z)} (\sigma_{yy}/D)_{j+1,k} + h_{k+1}^{(z)} (\sigma_{yy}/D)_{j+1,k+1}] / (2h_{j+1}^{(y)}),$$

$$V_{j,k}^H = -(P_{j,k}^H + Q_{j,k}^H + R_{j,k}^H + S_{j,k}^H) - \frac{1}{4}(Y_{j,k}^{H,LU} - Y_{j,k}^{H,RU} + Y_{j,k}^{H,LD} - Y_{j,k}^{H,RD}),$$

$$T_{j,k}^H = \frac{1}{4}\omega\mu_0(h_j^{(y)} + h_{j+1}^{(y)})(h_k^{(z)} + h_{k+1}^{(z)}),$$

$$X_{j,k}^{H,L} = h_k^{(z)} L_{j,k} + h_{k+1}^{(z)} L_{j,k+1}, \quad X_{j,k}^{H,R} = h_k^{(z)} L_{j+1,k} + h_{k+1}^{(z)} L_{j+1,k+1},$$

$$X_{j,k}^{H,U} = h_j^{(y)} K_{j,k} + h_{j+1}^{(y)} K_{j+1,k}, \quad X_{j,k}^{H,D} = h_j^{(y)} K_{j,k+1} + h_{j+1}^{(y)} K_{j+1,k+1},$$

$$X_{j,k}^H = X_{j,k}^{H,L} - X_{j,k}^{H,U} + X_{j,k}^{H,D} - X_{j,k}^{H,R},$$

$$Y_{j,k}^{H,LU} = (\sigma_{zy}/D)_{j,k} + (\sigma_{yz}/D)_{j,k}, \quad Y_{j,k}^{H,RU} = (\sigma_{zy}/D)_{j+1,k} + (\sigma_{yz}/D)_{j+1,k},$$

$$Y_{j,k}^{H,LD} = (\sigma_{zy}/D)_{j,k+1} + (\sigma_{yz}/D)_{j,k+1}, \quad Y_{j,k}^{H,RD} = (\sigma_{zy}/D)_{j+1,k+1} + (\sigma_{yz}/D)_{j+1,k+1}.$$

Ein anisotropes Leitfähigkeitsmodell der ZEV

Markus Eisel, GeoForschungsZentrum Potsdam, Telegrafenberg A45, 14473 Potsdam

Einleitung

Seit der Entscheidung für die nordöstliche Oberpfalz als Lokation für das Kontinentale Tiefbohrprogramm (KTB) wurden in diesem Gebiet magnetotellurische (MT) Messungen durchgeführt. Die Technische Universität Berlin machte AMT-Messungen entlang von Profilen über die Fränkische Linie (FL) (LEONHARDT, 1987, BRASSE ET AL, 1988), die auf eine oberflächennahe, schmale Zone erhöhter Leitfähigkeit an dieser Störungszone deuteten. GEOMETRA (JENSEN ET AL, 1988, 1990) führte MT-, AMT- und CSAMT-Messungen an 30 Stationen im nahen und weiteren KTB-Umfeld durch, aus denen zweidimensionale (2-D) Modelle abgeleitet wurden, die eine hochleitfähige Zone in ca. 10km Tiefe im gesamten Untersuchungsgebiet aufweisen. Auf der Basis von 6 Stationen entlang eines 30km langen Nord-Süd-Profiles entwickelte EISEL (1990) ein 2-D-Modell, das eine leitfähige, Ost-West streichende Struktur in 10km Tiefe aufweist, deren Leitfähigkeit von Norden nach Süden abnimmt. Zur Erklärung der Daten mußte der Leiter weit nach Norden - bis in den Bereich der Mitteldeutschen Kristallinschwelle - ausgedehnt werden. Eindimensionale Inversionsmodelle von transienten elektromagnetischen (TEM) Messungen (LO-TEM-ARBEITSGRUPPE, 1988) zeigen einen guten Leiter in 8 - 10km Tiefe an annähernd allen Stationen in der KTB-Umgebung. Letzendlich verifizierte TAUBER (1993) das leicht modifizierte Modell von EISEL (1990) und erklärte damit die Daten von 30 Stationen eines etwa 100km langen Nord-Süd-Profiles.

All diese Ergebnisse weisen deutlich auf die Existenz des "10-km-Leiters" hin, dessen von Norden nach Süden abnehmende integrierte Leitfähigkeit als Ursache der regional beobachteten Induktionspfeile gilt. Trotzdem scheint diese leitfähige Schicht in 10km Tiefe in Widerspruch zu den Modellen zu stehen, die sich aus der Anpassung der AMT-MT-Impedanzen ableiten.

Die regionale Struktur, abgeleitet aus Induktionspfeilen

Bis auf die Stationen der TU Berlin (LEONHARDT, 1987) wurden an allen Stationen auch die Variationen des vertikalen Magnetfeldes registriert und die Übertragungsfunktionen zwischen diesem und den horizontalen Komponenten des Magnetfeldes bestimmt. Im Gegensatz zu den Impedanzsensoren, die zum Teil mit großen Fehlern behaftet sind, zeigen die Induktionspfeile besonders im langperiodischen Bereich eine beachtenswerte Konsistenz im gesamten Meßgebiet.

Ab einer Periode von etwa 100s zeigen die Realteile der Induktionspfeile streng nach Süden, dies ist bis hin zu Perioden von einigen tausend Sekunden zu beobachten. Als Funktion der Periode betrachtet hat der Betrag des Realteils ein Maximum bei 500 - 600s, damit geht ein Vorzeichenwechsel des Imaginärteils einher. Abb. 1 zeigt eine Karte des Meßgebiets mit den wichtigsten geologischen Einheiten und den Induktionspfeilen bei 500s.

Die Induktionspfeile an den beiden Stationen westlich der FL weisen einen leichten Osttrend auf. Dies ist symptomatisch für das gesamte Gebiet westlich der FL (HOFER, 1990).

Östlich der FL ist dieses strenge Südweisen der Induktionspfeile bis weit nach Norden ins Vogtland zu beobachten. Auf der Datenbasis von 30 Stationen eines Nord-Südprofils leitete TAUBER (1993) ein 2-D-Modell ab, das diese Beobachtungen erklärt. Abb. 2 zeigt das Modell,

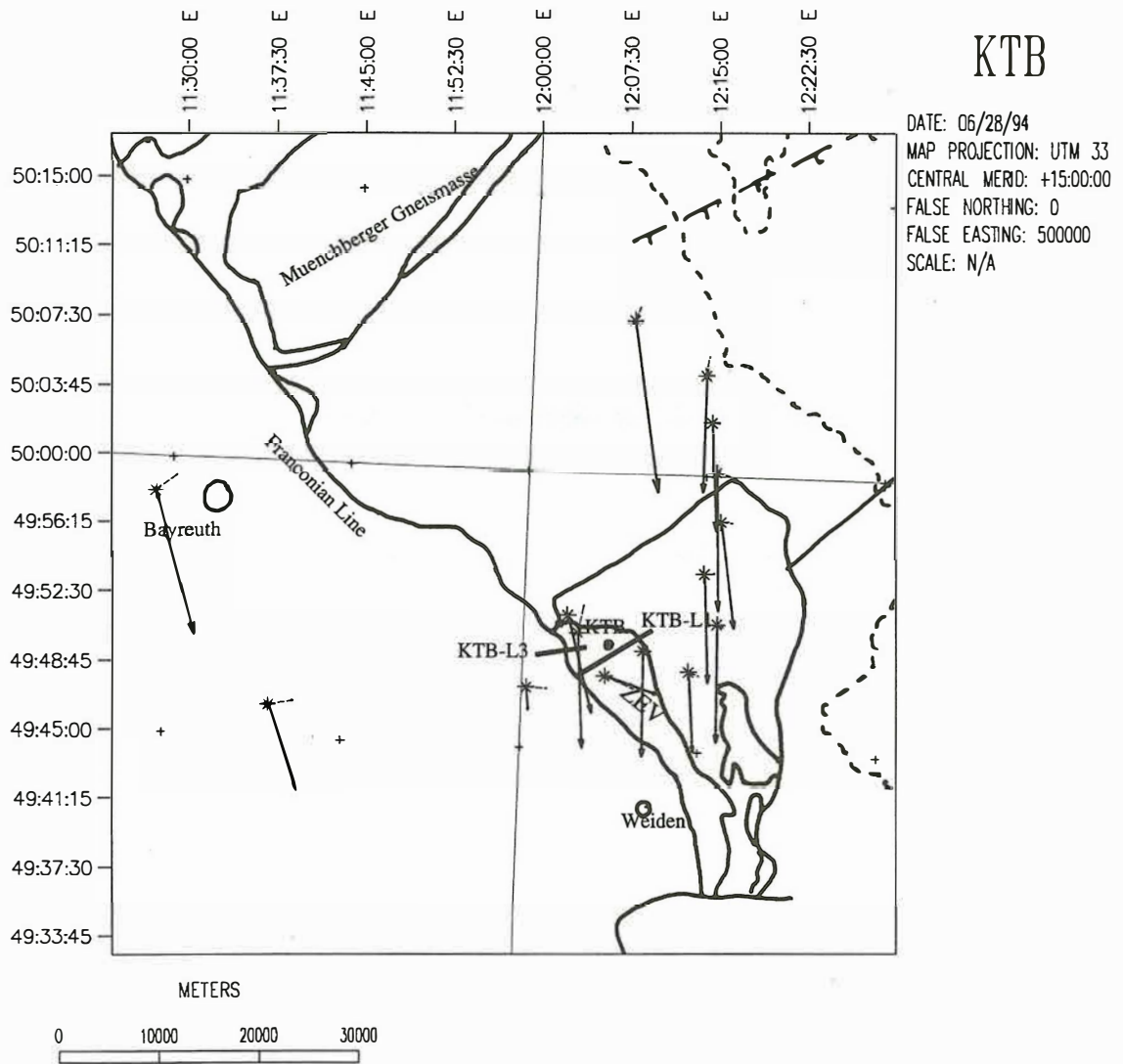


Abbildung 1: Karte des Meßgebiets mit den wichtigsten geologischen Strukturen und den Induktionspfeilen bei $T = 500s$. Im Gegensatz zu den Stationen östlich der FL zeigen die Induktionspfeile an den beiden Stationen westlich der FL eine leichte Abweichung der strengen Südrichtung.

das eine gutleitende Schicht in 11km Tiefe enthält, deren Widerstand von Norden nach Süden abnimmt. Die Existenz dieses "10-km-Leiters" wird durch 1-D-Inversionsmodelle von LOTEM-Daten (LOTEM-ARBEITSGRUPPE, 1988) und MT-Messungen entlang der Tschechischen Grenze (CERV ET AL, 1993 a, 1993 b) bekräftigt.

Anisotrope Leitfähigkeitsstrukturen in der oberen Kruste

In der näheren Umgebung der KTB ergibt sich aus der Analyse der Impedanztensoren im Bereich von 250Hz bis 10s eine Streichrichtung $N40^{\circ}W$. Die scheinbaren spezifischen Widerstände parallel zur Streichrichtung ($\rho_{\parallel} \approx 10\Omega m$) sind bis zu zwei Dekaden kleiner als jene senkrecht zur Streichrichtung, also in Richtung $N50^{\circ}O$ ($\rho_{\perp} \approx 5000\Omega m$). Abb. 3 zeigt ein Beispiel für solch stark anisotropen Widerstandskurven, mit denen auch die entsprechenden Unterschiede in den Phasenkurven einhergehen.

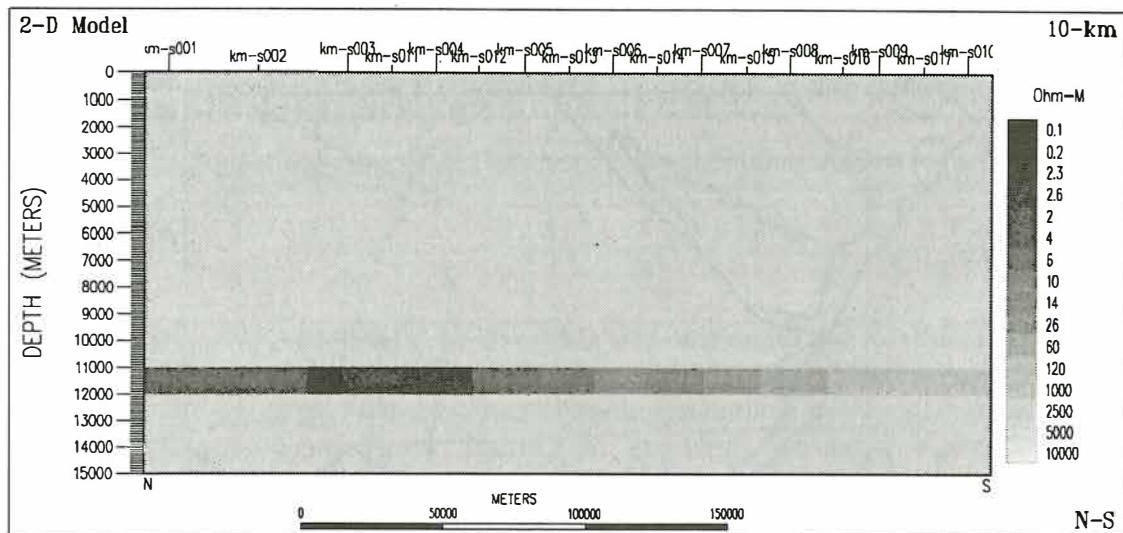


Abbildung 2: Das regionale 2-D-Modell (TAUBER, 1993) aus der Anpassung der Induktionspfeile von 30 Stationen eines Nord-Süd-Profiles. Die integrierte Leitfähigkeit der Schicht in 11km Tiefe nimmt von $\tau = 10000S$ im Norden auf $\tau = 10S$ im Süden ab. Der Halbraumwiderstand beträgt $2500\Omega m$.

Diese, über einen weiten räumlichen Bereich beobachtete, starke Anisotropie läßt sich durch eindimensionale Modelle mit horizontaler Anisotropie modellieren. In der Tabelle sind die Parameter eines solchen Modells wiedergegeben, das für die Station IGEO-s106 abgeleitet wurde.

$\rho_1[\Omega m]$	$\rho_2[\Omega m]$	$\alpha[^\circ]$	$d[km]$
200	200	0	0.2
200	250	-40	0.7
30	5000	-40	15
5000	5000	0	10
1000	1000	0	∞

Die Widerstands- und Phasenkurven des Modells sind in Abb. 3 zu sehen. Die anisotrope Schicht in diesem Modell ist 15km mächtig und besitzt einen Anisotropiekoeffizienten von $A = \sqrt{5000/30} \approx 13$.

Für ein SW-NE-Profil, das südlich der KTB verläuft wurde auf der Basis der 1-D-Anisotropiemodelle ein zweidimensionales Modell entwickelt. Das Profil hat eine Länge von etwa 8km und Daten von 14 Stationen wurden benutzt. Die Übertragungsfunktionen wurden mit einem Finite-Elemente-Code von WANNAMAKER ET AL (1987) berechnet. Abb. 4 zeigt das Modell. Der durch die Schraffur gekennzeichnete Bereich ist anisotrop. Für die Berechnung der Übertragungsfunktionen wurden die beiden Polarisationsrichtungen (E- und B-Polarisation) getrennt berechnet und dem anisotropen Bereich jeweils der entsprechende Widerstand zugewiesen. Die E-Polarisation entspricht der Richtung senkrecht zum Profil/Modell und ihr ist der geringe Widerstand zugeordnet ($125\Omega m$ im oberflächennahen Bereich, $40\Omega m$ im Bereich bis 20km Tiefe). Die B-Polarisation ist mit der Profilrichtung parallel, und dieser Richtung sind die hohen Widerstände zugeordnet ($440\Omega m$, bzw. $4500\Omega m$).

Der anisotrope Block scheint nach Nordosten hin abzutauchen, was mit den Ergebnissen aus Messungen an der Tschechischen Grenze übereinstimmt, wo anisotropes Verhalten der Impedanztensoren erst bei Perioden größer 10s, was mit größeren Eindringtiefen einhergeht, beobachtet wird (CERV ET AL, 1993 b). Mit diesem Modell können die beobachteten AMT/MT-Impedanzen sehr gut erklärt werden. Abb. 5 zeigt die Kurven des scheinbaren Widerstands und der Phase dreier Stationen des Profils zusammen mit den entsprechenden Modellstationen. Die Anpassung aller vier Parameter gelingt gut, die Hauptmerkmale: divergierende ρ_a -Kurven,

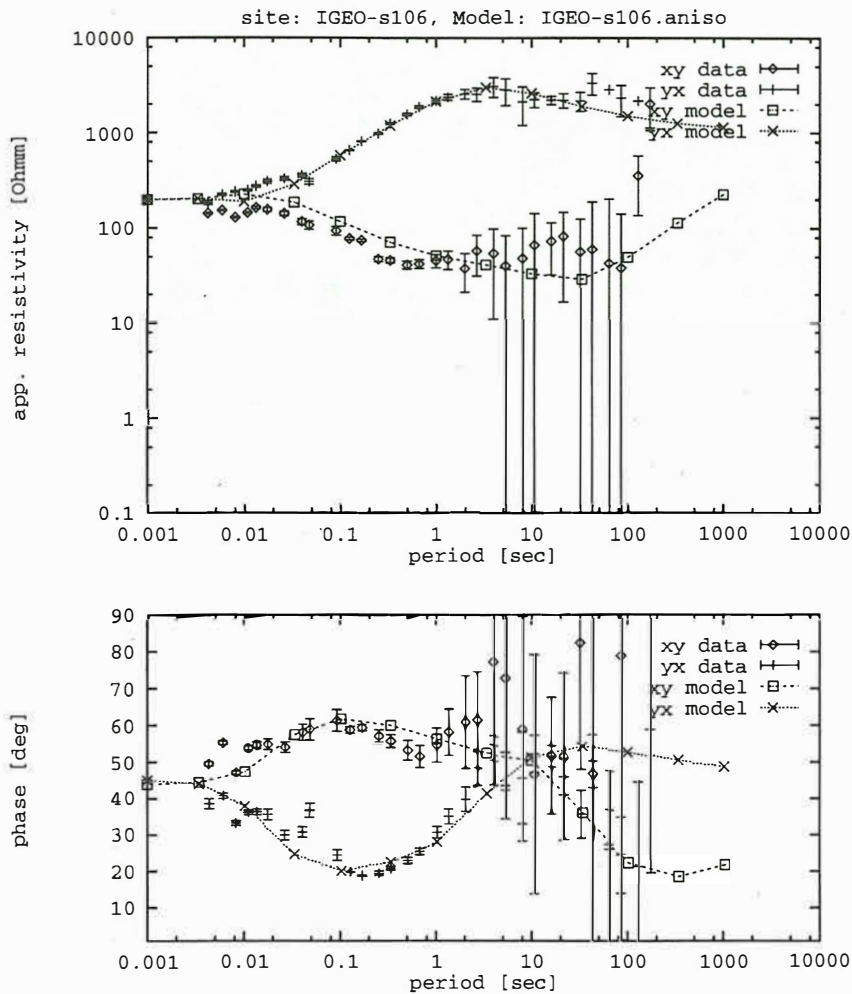


Abbildung 3: Scheinbarer spezifischer Widerstand (oben) und Phase als Funktion der Periode der Station IGEO-s106 zusammen mit den Übertragungsfunktionen des anisotropen 1-D-Modells aus Tab. 1. Sowohl Feld- als auch Modelldaten sind in die Streichrichtung rotiert.

Phasen entsprechen unter bzw. über 45° , werden durch das Modell reproduziert. Trotzdem ist die Erklärung der extrem hohen Anisotropiekoeffizienten ($\rho_{max}/\rho_{min} \approx 100$) durch eine intrinsische Anisotropie nicht realistisch. Die höchsten Anisotropien, die an Gesteinsproben im Labor gemessen wurden liegen um mehr als eine Größenordnung darunter (z. B. RAUEN, 1990).

Vergleichende Modellstudien (EISEL, 1992) von mikroskopischer und makroskopischer Anisotropie – letztere realisiert durch Sequenzen nieder- und hochohmiger Lamellen – zeigten, daß unter bestimmten Voraussetzungen eine Unterscheidung zwischen diesen beiden Fällen anhand von MT-Impedanzen nicht möglich ist. Dies ist dann der Fall, wenn eine Deckschicht über der Lamellenstruktur vorhanden ist. Abhängig von deren Dicke werden die Unterschiede in den ρ_a -Werten über nieder- und hochohmigen Lamellen bis zum Verschwinden gedämpft. Basierend auf diesen Untersuchungen wurde der mikroskopisch anisotrope Block im Modell von Abb. 4 durch eine Struktur ersetzt, die aus dünnen, leitfähigen, subvertikalen Schichten innerhalb eines hochohmigen Blocks aufgebaut ist. Abb. 6 zeigt dieses Modell. Die Geometrie der

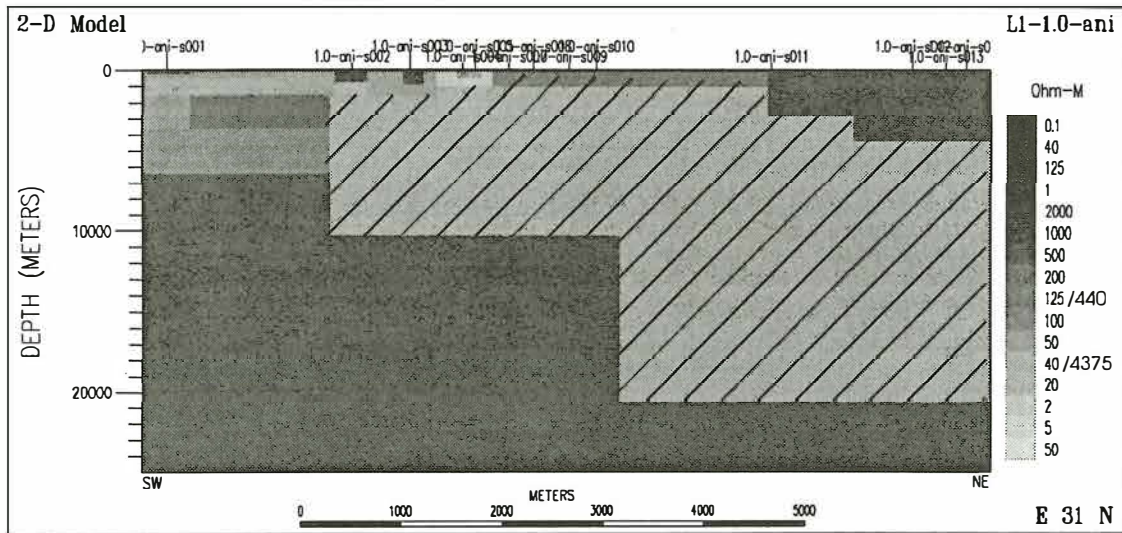


Abbildung 4: Zweidimensionales Modell für das 8km lange SW-NE-Profil südlich der KTB. Die Schraffur kennzeichnet den homogen anisotropen Bereich, dessen Parameter auf den 1-D-Anisotropiemodellen basieren.

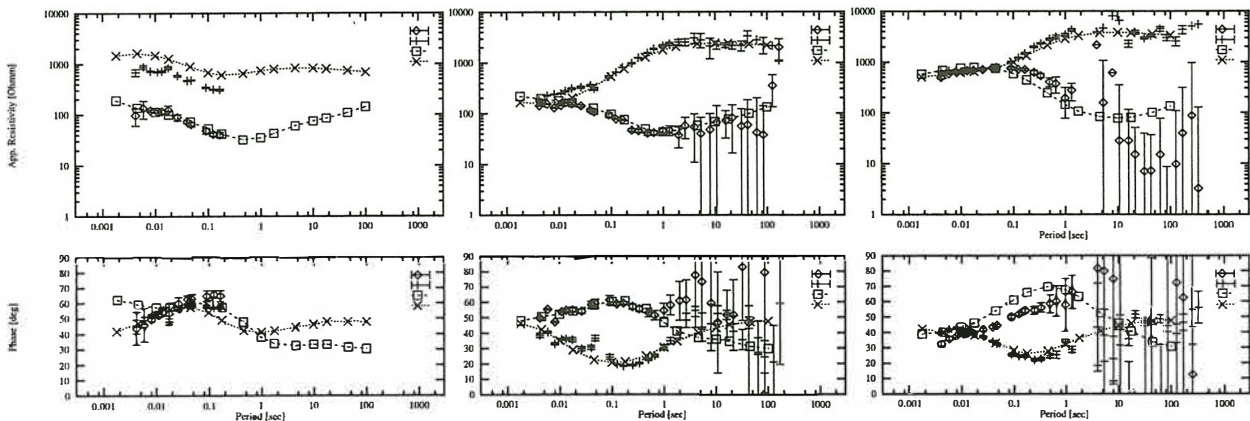


Abbildung 5: Kurven des scheinbaren spezifischen Widerstandes und der Phase für drei Profilstationen und die Kurven der entsprechenden Modellstationen.

leitfähigen Schichten können mit den Kataklysezonen, die in der Bohrung angetroffen wurden, und den Reflektoren der 3-D-Seismik (HIRSCHMANN, 1993) korreliert werden. Die Anpassung der Modellkurven an die Meßdaten entspricht der Anpassung durch das Modell in Fig 4.

Der 10km tiefe Leiter, der als Ursache der Induktionspfeile angesehen wird, existiert allerdings nicht in diesen Modellen. Das Vorhandensein eines solchen Leiters würde auch die Erklärung der Daten unmöglich machen: Modelle, die diesen Leiter enthalten, erklären nicht die hohen scheinbaren Widerstände der B-Polarisation bei langen Perioden.

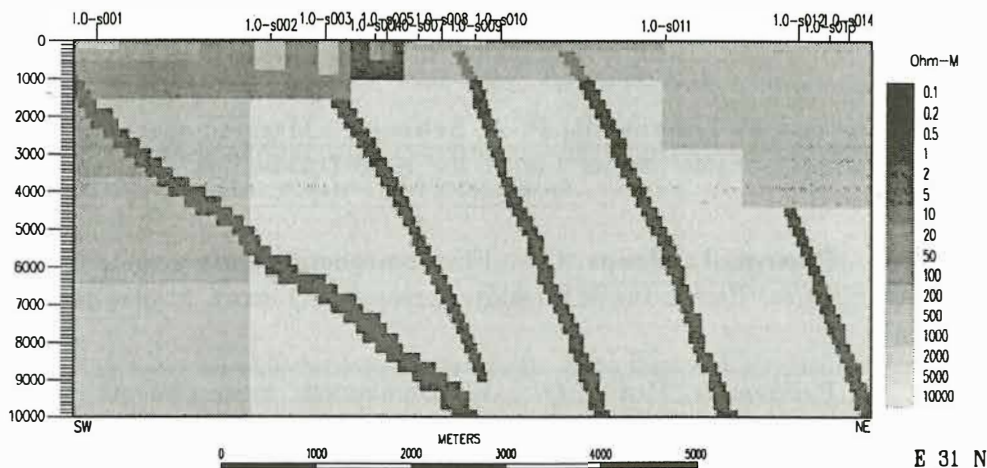


Abbildung 6: Variation des 2-D-Modells aus Abb. 4. Der mikroskopisch anisotrope Block ist durch eine makroskopische Struktur ersetzt. Dargestellt sind die oberen 10km des Modells.

Zusammenfassung

Die Existenz einer regionalen Struktur, deren Streichen Ost-West verläuft und in einer Tiefe von etwa 10km angesiedelt ist, wird durch die sehr konsistenten magnetischen Übertragungsfunktion entlang eines über 150km langen Nord-Süd-Profiles gefordert. Diese Struktur erstreckt sich etwa von Süd-Thüringen bis zum Nordrand des Bayrischen Waldes und weist eine abnehmende Leitfähigkeit von Nord nach Süd auf.

Aus den Impedanztensoren eines Südwest-Nordost verlaufenden Profils wurde ein Modell für die ZEV abgeleitet, dessen Hauptmerkmal ein stark anisotroper Block in der oberen bis mittleren Kruste ist. Nach Nordosten hin scheint dieser Block in größerer Tiefe zu sein. Die extrem hohe Anisotropie läßt dem Modell einer makroskopischen Struktur den Vorzug vor einem solchen mit mikroskopischer Anisotropie geben. Die in der Bohrung angetroffenen Nordwest-Südost streichenden Kataklysezonen, die mit Fluiden, Graphit und anderen leitfähigen Mineralen angereichert sind, müssen als die leitfähigen Dikes innerhalb des sehr hochohmigen Basements angesehen werden. Bedingt durch die Überdeckung in beiden Modellen – mikroskopischem und makroskopischem – ist eine Unterscheidung zwischen diesen aus den magnetotellurischen Impedanzen nicht möglich.

Der Widerspruch, der bei einer Überlagerung von regionalem und lokalem Modell entsteht, ist noch nicht geklärt. Eine mögliche Erklärung wäre die Unterbrechung des "10-km-Leiters" im Bereich der ZEV. Erste Modellierungsversuche mit einer 30km großen Lücke innerhalb der leitfähigen Struktur zeigen, daß der Einfluß dieser Änderung gegenüber dem ursprünglichen Modell in den magnetischen Übertragungsfunktionen nur im Periodenbereich $T < 10s$ eine wesentliche Rolle spielt. Die langen Perioden, die die Basis des regionalen Modells sind, werden durch diese Änderung nicht beeinflußt. Allerdings sind hier noch detailliertere Untersuchungen nötig, um diese Modellvariation zu verifizieren oder zu falsifizieren.

Literatur

- Brasse, H., G. Fischer, F. Leonhardt, P.-A. Schnegg** : Magnetotellurische Untersuchungen an der Fränkischen Linie und im Umfeld der KTB-Lokation, KTB-Report 88-12, 111-128, **1988**
- Cerv, V., Pek, J., Pecova, J., Praus, O.** : Electromagnetic measurements in the vicinity of the KTB drill site. Part I: the MV results across A 2-D array. *Studia geoph. et geod.* 37, **1993 a**
- Cerv, V., Pek, J., Pecova, J., Praus, O.** : Electromagnetic measurements in the vicinity of the KTB drill site. Part II: Magnetotelluric results. *Studia geoph. et geod.* 37, **1993 b**
- Eisel, M.** : Über die Superposition von lokalen und regionalen Leitfähigkeitsanomalien, untersucht anhand magnetotellurischer Messungen entlang eines Nord-Süd-Profiles im Nordosten der Oberpfalz. Diplomarbeit, Inst. f. Meteorologie und Geophysik d. J. W. Goethe-Univ. Frankfurt/M., **1990**
- Eisel, M.** : Effekte lateral anisotroper Leitfähigkeitsstrukturen in der MT. In: Haak, V. und Rodemann, H. (Hrsg.): Protokoll zum 14. Kolloquium "Elektromagnetische Tiefenforschung", Borkheide, **1992**.
- Hirschmann, G.** : On the geological interpretation of the 3-D seismic data with special regard to the information from the KTB holes. KTB-Report 92-5, **1992**
- Hofer, S.** : Ableitung der Leitfähigkeitsverteilung in der Erdkruste im Bereich der großtektonischen Grenze Rhenoherynikum-Saxothuringikum östlich des Rheingrabens, aus einer gemeinsamen Interpretation flächenhafter Messungen der Magnetotellurik und erdmagnetischen Tiefensondierung. Diss. Fak. f. Geowiss.. Univ. München, **1990**
- Jensen, U., Karmann, R., Scharberth, J.** : Elektromagnetische Tiefensondierung 1987. KTB-Report 88-3, **1988**
- Jensen, U., Karmann, R., Martinez, M.** : Elektromagnetische Tiefensondierung im Umfeld der Kontinentalen Tiefbohrung, KTB-Report 90-3, **1990**
- Leonhardt, F.** : Audiomagnetotellurische Untersuchungen in der Oberpfalz. Diplomarbeit, Inst. f. Angew. Geophysik, Petrologie und Lagerstättenkunde der TU Berlin, **1987**
- LOTEM Arbeitsgruppe** : LOTEM-Messungen an der KTB. KTB Report 88-12, **1988**
- Rauen, A., E. Huenges, E. Lippmann, H.C. Soffel** : Elektrische Widerstandsmessungen an KTB-Bohrkernen. In: Haak, V., Homilius, J., (Hrsg.): Protokoll zum 13. Kolloquium "Elektromagnetische Tiefenforschung", Hornburg, **1990**
- Wannamaker, P.E., Stodt, J.A., Rijo, L.** : A stable finite element solution for two-dimensional magnetotelluric modelling. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 88, 277-296, **1987**

P. Weidelt

Eindimensionale MT: Schranken für scheinbaren Widerstand und Phase bei gegebener Dynamik des wahren Widerstandes

1. Problemstellung

Wir machen das folgende Gedankenexperiment: Gegeben sei ein unbeschränkter Vorrat von Materialien mit allen möglichen spezifischen Widerständen ϱ im vorgegebenen Bereich $0 < \varrho_- \leq \varrho \leq \varrho_+ < \infty$. Es induziere ein quasihomogenes Magnetfeld mit der Frequenz ω . Für alle denkbaren 1D-Schichtungen der Materialien wird der scheinbare Widerstand ϱ_a und die Phase φ in der (ϱ_a, φ) -Ebene aufgetragen. Gesucht ist die Trennkurve (Separatrix), die das von allen möglichen Schichtungen erreichbare Gebiet der (ϱ_a, φ) -Ebene von dem Gebiet trennt, das durch keine Schichtung erreichbar ist. Darüber hinaus interessiert die Widerstandsstruktur der Modelle auf der Separatrix.

Ist z.B. $\varrho_- = \varrho_+$, so lassen sich nur homogene Halbräume mit $\varrho_a = \varrho_- = \varrho_+$ und $\varphi = \pi/4$ aufbauen und das erreichbare Gebiet beschränkt sich auf einen Punkt. Wenn der Kontrast wächst, ist ein um $\varrho_a = \sqrt{\varrho_- \varrho_+}$, $\varphi = \pi/4$ zentriertes Gebiet erreichbar. Die Variabilität von ϱ_a wird im wesentlichen durch ϱ_- und ϱ_+ begrenzt. Wegen leichter Unter- und Überschwinger kann jedoch auch $\varrho_a < \varrho_-$ und $\varrho_a > \varrho_+$ vorkommen.

Die Lösung des Problems kann übersichtlich dimensionslos dargestellt werden, wenn man ϱ_a etwa auf $\sqrt{\varrho_- \varrho_+}$ bezieht und die Längen durch die Eindringtiefen

$$p_{\pm} = \sqrt{2\varrho_{\pm}/(\omega\mu_0)} \quad (1)$$

ausdrückt. Explizit geht die Frequenz ω nicht ein. Der entscheidende Parameter ist das Verhältnis ϱ_+/ϱ_- .

Eine physikalisch anschauliche Lösung des obigen Problems sieht so aus: Nach Vorgabe von ϱ_- und ϱ_+ betrachten wir eine periodische Wechsellagerung von Schichten mit den spezifischen Widerständen ϱ_- und ϱ_+ und den zugehörigen Schichtmächtigkeiten $(\pi/2)p_-$ und $(\pi/2)p_+$ und bestimmen den (periodischen) Verlauf von scheinbarem Widerstand ϱ_a und Phase φ als Funktion der *Tiefe*. Die Separatrix erhält man durch Auftragung dieser Größen in der (ϱ_a, φ) -Ebene. Beispiele mit ϱ_+/ϱ_- als Kurvenparameter zeigt Fig. 1. Mit wachsender Tiefe werden die Kurven im Uhrzeigersinn durchlaufen, an einer Grenzfläche ist $\varphi = \pi/4$.

2. Grundgleichungen

Zunächst werden die Grundgleichungen bereitgestellt. Der spezifische Widerstand der 1D-Schichtung sei $\varrho(z)$ (mit z positiv nach unten). Es induziere ein Magnetfeld in y -Richtung mit dem Zeitfaktor $\exp(i\omega t)$, $\omega > 0$. Da die Frequenzabhängigkeit für das Problem nicht

wichtig ist, wird ihre explizite Angabe im folgenden unterdrückt. Bei Vernachlässigung des Verschiebungsstromes lauten die Feldgleichungen

$$E'_x(z) = -i\omega B_y(z), \quad -\varrho(z)B'_y(z) = \mu_0 E_x(z), \quad (2)$$

Sie führen auf die Dgl.

$$f''(z) = \frac{i\omega\mu_0}{\varrho(z)} f(z) \quad (3)$$

mit

$$f(z) := -E_x(z)/E'_x(0) \quad (4)$$

und den Randbedingungen

$$f'(0) = -1, \quad f'(\infty) = 0. \quad (5)$$

Die Oberflächenimpedanz ist gegeben durch

$$Z := \frac{\mu_0 E_x(0)}{B_y(0)} = i\omega\mu_0 f(0), \quad (6)$$

mit

$$Z = \sqrt{\omega\mu_0\varrho_a} \exp(i\varphi). \quad (7)$$

Wenn nötig unterscheiden wir zwischen dem *Meßwert* Z und dem *Funktional* $Z([\varrho]) = i\omega\mu_0 f(0, [\varrho])$ als Ergebnis einer Modellrechnung für das Widerstandsmodell $\varrho(z)$. Die Fréchet-Ableitung $F(z, [\varrho])$ des Funktionals $Z([\varrho])$ bezüglich einer kleinen Variation $\delta\varrho(z)$ ist definiert als

$$\delta Z([\varrho]) = \int_0^\infty F(z, [\varrho]) \delta\varrho(z) dz \quad (8)$$

und hängt mit $f(z, [\varrho])$ zusammen durch

$$F(z, [\varrho]) = \left\{ \frac{i\omega\mu_0}{\varrho(z)} f(z, [\varrho]) \right\}^2. \quad (9)$$

Betrachtet man z.B. den homogenen Halbraum $\varrho(z) = \varrho_0$ und ist $k := \sqrt{i\omega\mu_0/\varrho_0}$, so gilt

$$f(z) = \exp(-kz)/k, \quad Z = i\omega\mu_0/k = \sqrt{i\omega\mu_0\varrho_0}, \quad F(z) = k^2 \exp(-2kz).$$

Damit ergibt sich etwa für $\delta\varrho(z) = \delta\varrho_0 = \text{const.}$ das erwartete Resultat

$$\delta Z = \int_0^\infty k^2 \exp(-2kz) dz \delta\varrho_0 = (1/2)k\delta\varrho_0.$$

3. Problemlösung durch Variationsrechnung

Zur Lösung der im einleitenden Abschnitt definierten Aufgabe behandeln wir zunächst das folgende, scheinbar etwas eingengte Problem: Gegeben sind die Schranken ϱ_- und ϱ_+ sowie als *Meßwert* der scheinbare Widerstand ϱ_a . Gesucht ist das Widerstandsmodell $\varrho(z)$ mit den Eigenschaften

- $\varrho_a([\varrho]) = \varrho_a$,
- $\varrho_- \leq \varrho(z) \leq \varrho_+$,
- $\varphi([\varrho])$ ist minimal.

Diese drei Forderungen werden in die zugehörige Lagrange-Funktion $L([\varrho])$ eingebaut:

$$L([\varrho]) = \varphi([\varrho]) + \lambda \{ \varrho_a([\varrho]) - \varrho_a \} + \int_0^\infty [\mu_+(z) \{ \varrho(z) - \varrho_+ \} + \mu_-(z) \{ \varrho_- - \varrho(z) \}] dz. \quad (10)$$

Der erste Term der rechten Seite ist die zu minimierende Zielfunktion, der zweite Term mit dem Lagrangeschen Multiplikator λ sorgt für die Erfüllung der Daten $\varrho_a([\varrho]) = \varrho_a$, und der dritte Term mit den verallgemeinerten Multiplikatoren $\mu_\pm(z)$ trägt den Ungleichungen $\varrho_- \leq \varrho(z) \leq \varrho_+$ Rechnung. Während λ beide Vorzeichen haben kann, sind die Funktionen $\mu_\pm(z)$ nicht-negativ. Genauer gilt

$$\mu_-(z) \begin{cases} = 0, & \varrho(z) > \varrho_- \\ > 0, & \varrho(z) = \varrho_- \end{cases}, \quad (11)$$

$$\mu_+(z) \begin{cases} = 0, & \varrho(z) < \varrho_+ \\ > 0, & \varrho(z) = \varrho_+ \end{cases}. \quad (12)$$

Einen kurzen Überblick über die Behandlung von Extremalaufgaben mit Gleichungen und Ungleichungen als Nebenbedingungen gibt z.B. Pearson (1974), p. 1104-1180.

Notwendig für die Existenz eines Extremums ist das Verschwinden der ersten Variation von L bezüglich $\varrho(z)$. Wegen

$$\delta \log Z = \frac{\delta Z}{Z} = \frac{\delta \varrho_a}{2\varrho_a} + i\delta\varphi$$

ergeben sich mit \Im =Imaginärteil und \Re =Realteil die Variationen

$$\delta\varphi = \int_0^\infty \Im[F(z)/Z] \delta\varrho(z) dz, \quad \delta\varrho_a = 2\varrho_a \int_0^\infty \Re[F(z)/Z] \delta\varrho(z) dz,$$

so daß man als Extremalbedingung

$$0 = \Im[F(z)/Z] + 2\lambda\varrho_a \Re[F(z)/Z] + \mu_+(z) - \mu_-(z) \quad (13)$$

oder

$$D(z) := \Im[F(z)/Z] + 2\lambda\varrho_a \Re[F(z)/Z] = \mu_-(z) - \mu_+(z) \quad (14)$$

erhält. Nach (11) und (12) ist

$$D(z) \begin{cases} > 0, & \varrho(z) = \varrho_- \\ = 0, & \varrho_- < \varrho(z) < \varrho_+ \\ < 0, & \varrho(z) = \varrho_+ \end{cases}. \quad (15)$$

Die Bedingung $D(z) \equiv 0$ kann in keinem *endlichen* Intervall I erfüllt werden; denn für $z \in I$ müßte gleichzeitig

$$D(z) = \Im[F(z)/Z] + 2\lambda\rho_a\Re[F(z)/Z] = 0$$

und

$$D'(z) = \Im[F'(z)/Z] + 2\lambda\rho_a\Re[F'(z)/Z] = 0$$

gelten. Diese zwei homogenen linearen Gleichungen für λ sind nur dann kompatibel, wenn $\Im[F'(z)/F(z)] = 2\Im[f'(z)/f(z)] = 0$. Nach (2), (4) und (6) gilt aber

$$\Im[f'(z)/f(z)] = -\Im[i\omega B_y(z)/E_x(z)] = -\Im[i\omega\mu_0/Z(z)] = -\omega\mu_0 \cos[\varphi(z)]/|Z(z)| < 0.$$

Die Ungleichung folgt daraus, daß auch im Leiter die Phase $\varphi(z)$ stets im Bereich $0 < \varphi(z) < \pi/2$ liegt. Deshalb kann die extremale Widerstandsstruktur nur aus einer Abfolge der spezifischen Grenzwiderstände ρ_- und ρ_+ bestehen.

Nach (15) liegen die Trennflächen dort, wo $D(z)$ sein Vorzeichen wechselt. $D(z)$ ist eine (stark gedämpfte) oszillierende Funktion mit unendlich vielen Nullstellen, so daß die Wechsellagerung der Schichten bis $z \rightarrow \infty$ reicht. Die Position der Schichtgrenzen sei $z = z_j, j = 0, 1, 2, \dots$ mit $z_j < z_{j+1}$. Mit $D(z_j) = 0$ und $D(z_{j+1}) = 0$ folgt mit (14) als Kompatibilitätsbedingung $\Im[F(z_{j+1})/F(z_j)] = 0$. Die Definition (9) liefert deshalb weiter

$$\Im[f^2(z_{j+1})/f^2(z_j)] = 0, \quad \arg[f(z_{j+1})/f(z_j)] = -\pi/2.$$

Die erste Gleichung wird erfüllt, wenn die Phasendifferenz $\arg[f(z_{j+1})/f(z_j)]$ ein ganzes Vielfaches von $\pi/2$ ist. Da die Phase mit der Tiefe abnimmt, muß diese Phasendifferenz negativ sein, und da zwei *benachbarte* Nullstellen betrachtet werden, ist die betragsmäßig kleinste Differenz zu wählen. Die Schichtdicken in der unendlichen Wechsellagerung von ρ_- und ρ_+ sind also so zu bestimmen, daß in jeder Schicht unterhalb von z_0 die Phase des elektrischen Feldes $f(z)$ um $\pi/2$ abnimmt.

Diese Bedingungen versuchen wir dadurch zu erfüllen, daß unterhalb von z_0 eine *periodische Schichtung* mit den Schichtmächtigkeiten d_{\pm} für ρ_{\pm} angenommen wird. Sind $\zeta_{\pm} := \sqrt{i\omega\mu_0\rho_{\pm}}$ die Halbraum-Impedanzen und Z_{\pm} die Impedanzen in der Wechsellagerung direkt über einer Schicht mit dem Widerstand ρ_{\pm} , so ergibt eine Feldfortsetzung durch eine Schicht mit $\rho = \rho_-$ bzw. ρ_+

$$\frac{f(z_{j+1})}{f(z_j)} = \frac{1 + \zeta_-/Z_-}{1 + \zeta_-/Z_+} \exp(-k_-d_-) \quad \text{bzw.} \quad \frac{f(z_{j+1})}{f(z_j)} = \frac{1 + \zeta_+/Z_+}{1 + \zeta_+/Z_-} \exp(-k_+d_+), \quad (16)$$

wobei $k_{\pm} := \sqrt{i\omega\mu_0/\rho_{\pm}}$. Die Periodizität erfordert die Rekursionen

$$Z_- = \zeta_- \frac{Z_+ + \zeta_-t_-}{\zeta_- + Z_+t_-}, \quad Z_+ = \zeta_+ \frac{Z_- + \zeta_+t_+}{\zeta_+ + Z_-t_+}, \quad t_{\pm} := \tanh(k_{\pm}d_{\pm}). \quad (17)$$

Löst man (16) und (17) zusammen mit $\arg[f(z_{j+1})/f(z_j)] = -\pi/2$ nach d_{\pm} und Z_{\pm} auf, so ergibt sich

$$k_-d_- = k_+d_+ = (1+i)\pi/2 \quad \text{und} \quad Z_{\pm} = \sqrt{i\omega\mu_0\rho_{\pm}} \quad (18)$$

mit

$$\varrho_{a+}/\varrho_+ = \varrho_-/\varrho_{a-} = [\gamma(1-r) + \sqrt{\gamma^2(1-r)^2 + 4r}]^2/4 > 1.$$

Dabei ist

$$\gamma := t_{\pm} = \coth(\pi/2) = 1.09033 \quad \text{und} \quad r := \sqrt{\varrho_-/\varrho_+}.$$

Die Schichten haben die Mächtigkeit $d_{\pm} = (\pi/2)p_{\pm}$, wobei p_{\pm} die in (1) definierte lokale elektromagnetische Eindringtiefe ist. Physikalisch sind es $\lambda/4$ -Plättchen (Wellenlänge $2\pi p_{\pm}$), die eine Phasenverschiebung $\pi/2$ erzeugen. Im Gegensatz zu den optischen $\lambda/4$ -Plättchen wird das Feld jedoch stark gedämpft, so daß sich der Einfluß der periodischen Schichtung auf die allerersten Schichten beschränkt.

Da die Impedanzen Z_{\pm} die Phase $\varphi = \pi/4$ haben, wirkt der heterogen geschichtete Halbraum an den Schichtgrenzen wie ein homogener Halbraum. Dies ist physikalisch leicht einzusehen, da an einer Schichtgrenze die Phasenverschiebung des von unten einfallenden reflektierten Anteils des elektrischen Feldes gegenüber dem von oben einfallenden Feld ein ganzzahliges Vielfaches von π ist: Alle reflektierten Anteile haben die Schichten oberhalb des tiefsten Reflexionspunktes ein geradzahliges Mal durchlaufen und damit eine Phasendifferenz von einem geradzahligem Vielfachen von $\pi/2$ erhalten. Hinzu kommen Phasensprünge von π , die bei Reflexionen zum besseren Leiter auftreten.

Liegt direkt unterhalb der betrachteten Schichtgrenze eine Schicht mit $\varrho = \varrho_+$, so liefert die Wechsellagerung einen scheinbaren Widerstand $\varrho_{a+} > \varrho_+$. Denn die wichtigste Reflexion ist das an der nächsttieferen Grenzfläche zum guten Leiter mit dem Phasensprung π reflektierte E-Feld, das sich dem von oben einfallenden Feld mit der Phasenverschiebung 2π überlagert, dies somit verstärkt und nach (6) und (7) zu einer Erhöhung von ϱ_a führt. Umgekehrt hat auf dem guten Leiter die wichtigste Reflexion die Phasendifferenz π (kein Phasensprung), schwächt damit das E-Feld und führt zu $\varrho_{a-} < \varrho_-$.

Der Weg zur Konstruktion der extremalen Widerstandsverteilung, die $\varphi([\varrho])$ für vorgegebene Werte von ϱ_a, ϱ_- und ϱ_+ minimiert, ist nun klar: Da kleine Phasen auftreten, wenn der Widerstand mit der Tiefe ansteigt, besteht $\varrho(z)$ aus einer periodischen Sequenz von $\lambda/4$ -Blättchen, beginnend mit $\varrho(z) = \varrho_+$ in $z_0 < z < z_1$. Darüber liegt in $0 \leq z \leq z_0$ eine Schicht mit $\varrho(z) = \varrho_-$ und variabler Mächtigkeit z_0 , $0 \leq z_0 \leq d_-$, die so gewählt wird, daß $\varrho_a([\varrho]) = \varrho_a$. Die erreichbaren Impedanzen sind

$$Z(z_0) = \zeta_- \frac{Z_+ + \zeta_- t}{\zeta_- + Z_+ t}, \quad t := \tanh(k_- z_0).$$

Sie liefern als spezielle Werte für $\varrho_a(z_0)$ und $\varphi(z_0)$: $\varrho_a(0) = \varrho_{a+} > \varrho_+$, $\varrho_a(0.5d_-) = \varrho_-$, $\varrho_a(d_-) = \varrho_{a-} < \varrho_-$, $\varphi(0) = \varphi(d_-) = \pi/4$ und $\varphi < \pi/4$ dazwischen.

Ähnlich ergibt sich die *maximale* Phase, wenn man eine Schicht mit $\varrho(z) = \varrho_+$ und variabler Mächtigkeit z_0 , $0 \leq z_0 \leq d_+$, über einer periodischen Sequenz mit ϱ_- in der obersten Schicht anbringt. Die Ergebnisse zeigt Fig. 1: Hier sind in einem (ϱ_a, φ) -Diagramm für verschiedene Verhältnisse ϱ_+/ϱ_- (Kurvenparameter) und Werte von ϱ_a (Abszisse, obere Skala) der mögliche Bereich der Phasen (Ordinate) aufgetragen. Der

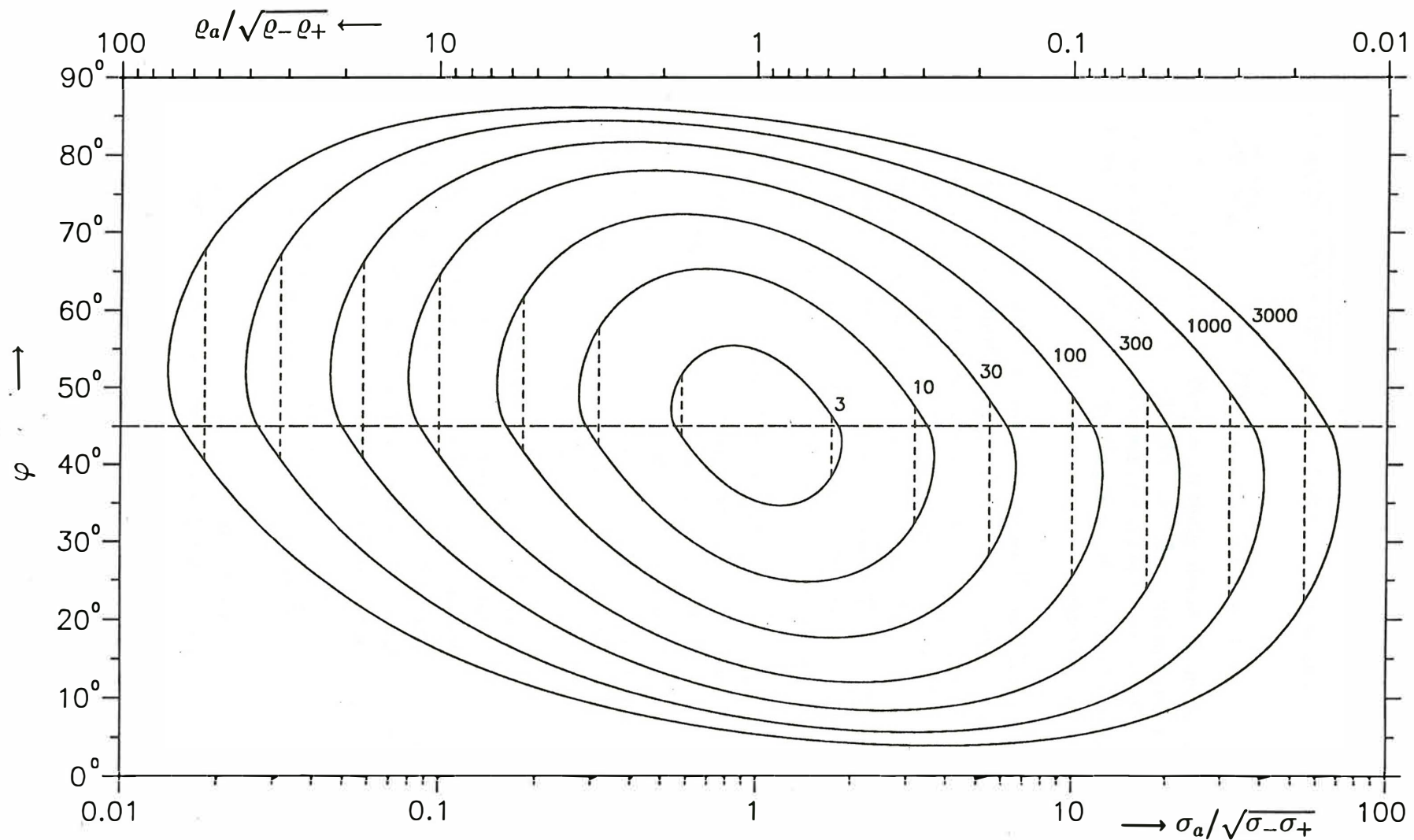


Fig.1: Wertevorrat von scheinbarem Widerstand ϱ_a und Phase φ für vorgegebene Schranken $\varrho_- \leq \varrho(z) \leq \varrho_+$ mit ϱ_+/ϱ_- als Kurvenparameter. Die gestrichelten vertikalen Linien begrenzen Unter- und Überschwinggebiete von ϱ_a mit $\varrho_a < \varrho_-$ und $\varrho_a > \varrho_+$.

Bereich der Kurven unterhalb bzw. oberhalb der $\varphi = 45^\circ$ -Linien gibt die untere bzw. obere Schranke für φ .

Identische Extremalbedingungen resultieren, wenn man die Extrema des scheinbaren Widerstandes für eine vorgebene Phase konstruiert. Dies war zu erwarten, da in der Lagrange-Funktion (10) und in den Extremalbedingungen (14) und (15) Zielfunktional und Datenfunktional formal nicht zu unterscheiden sind. Die in Fig. 1 dargestellten konvexen Bereiche enthalten deshalb die für ein vorgegebenes ρ_+/ρ_- -Verhältnis erreichbaren (ρ_a, φ) -Werte und lösen damit im Abschnitt 1 gestellte Aufgabe. Für Wertepaare außerhalb dieser Bereiche existiert kein Modell, die Punkte auf der Separatrix werden durch genau ein Modell erreicht und die Punkte innerhalb des Bereichs können durch unendlich viele Modelle realisiert werden (z.B. durch die Separatrix für ein kleineres ρ_+/ρ_- -Verhältnis). - Formal enthält z.B. die untere Hälfte der Trennkurven von Fig. 1 einfach die Impedanzen, die sich durch Variation der Mächtigkeit z_0 , $0 \leq z_0 \leq d_-$, einer ρ_- -leitenden Schicht über einer periodischen Schichtung mit ρ_+ in der obersten Schicht ergeben. - Die gestrichelten vertikalen Linien in Fig. 1 markieren die Grenzen zu den Unter- und Überschwung-Gebieten mit $\rho_a < \rho_-$ und $\rho_a > \rho_+$.

Wenn man einen leicht geänderten Standpunkt annimmt, läßt sich den Trennlinien in Fig. 1 eine einfache physikalische Deutung geben: Werden ρ_a und φ auf einem Abstieg durch die periodische $\lambda/4$ -Blättchenstruktur aufzeichnet, so durchläuft man die geschlossenen Linien von Fig. 1 im Uhrzeigersinn. Eine Phase von $\pi/4$ indiziert stets eine Grenzfläche.

Die exakten Extremwerte von ρ_a und φ unterscheiden sich nur geringfügig von den Extremwerten in einem einfachen Zweischichtmodell mit demselben Kontrast. Das Zweischichtmodell liefert z.B. für $\rho_+/\rho_- = 100$ die maximale Phase 77.42° , die sich von der extremalen Phase 78.00° kaum unterscheidet. Auch das maximale ρ_a für das Zweischichtmodell ist mit $1.2447\rho_+$ von dem Extremwert $1.2485\rho_+$ nicht zu unterscheiden.

4. Literatur

Pearson, C.E. [ed], 1974. Handbook of applied mathematics. Van Nostrand Reinhold Co., New York [etc.]

Testing Vasseur and Weidelt's Thin-Sheet Algorithm

Paul Bruton

Applied Geophysics Unit, University College Galway, Ireland.

July 9, 1994

This paper deals with restrictions in the use of the Vasseur and Weidelt (1977) thin-sheet algorithm. For a more theoretical discussion on thin-sheet methods, the reader is referred to Vasseur and Weidelt (1977) and Dawson and Weaver (1979). For a comparison of these two algorithms the paper by Mareschal and Vasseur (1984) is instructive.

1 The Thin-Sheet Algorithm

Vasseur and Weidelt's (1977) algorithm uses the Gauss-Seidel iterative method to compute the surface electric field within a thin-sheet overlying a stratified Earth.

In initial tests of this algorithm I found that the Gauss-Seidel process did not converge for models with large cells or large conductances. Following discussions with Prof. P. Weidelt in July 1991 about the limitations of the thin-sheet method, he recommended the following should be true for the response of the thin-sheet to be accurate:

$$a\omega\mu_0\tau \ll 1 \quad (1)$$

where a is the length of the side of each cell in metres, τ is the maximum anomalous conductance in Siemens, μ_0 is the permeability of free space and $\omega = 2\pi/T$ where T is the minimum period of investigation in seconds.

The expression in Equation 1 effectively limits the permissible cell size for a given anomalous conductance and period. I now examine the effect of changing the cell size for both the Pyrenean model of Vasseur and Weidelt (1977) and Mareschal and Vasseur's (1984) model of Scotland.

2 The Pyrenean Model of Vasseur and Weidelt (1977)

Vasseur and Weidelt's (1977) thin-sheet model of the Pyrenees was constructed to investigate the possibility of a conducting channel inside the

continental crust linking the Atlantic ocean and Mediterranean Sea. The anomalous domain is 1260km north to south and 1440km east to west and contains $14 \times 16 = 224$ cells each 90km on a side (Figure 1).

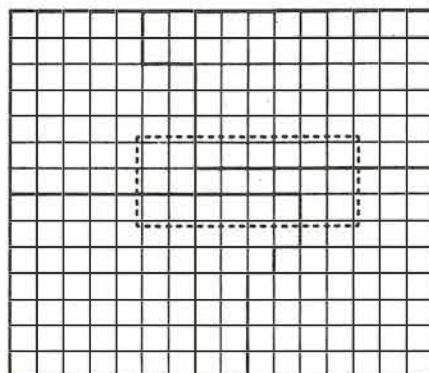


Figure 1: The thin-sheet used by Vasseur and Weidelt (1977). The cell size is 90km. The outlined regions at the top right and bottom left represent France and Spain respectively. The data domain is marked with a dashed box.

The thin-sheet is intended to represent the top 2km of the crust, so for the conductance of the oceanic region, a value of 8000S was used and for the resistive continental region a value of 500S. The underlying 1D structure consists of a 100km thick resistive layer of $2000\Omega\text{m}$ and a conducting substratum of $10\Omega\text{m}$ beneath.

The responses were computed at periods of 2700s, 5400s and 9000s for which Equation 1 suggests a maximum cell size $\ll 42.7\text{km}$, 85.4km and 142.5km respectively. In order to demonstrate the effect of reducing the cell size, I have constructed a new model with smaller cells by replacing each 90km cell with four 45km cells. Since the response is computed at the centre of each cell, the locations of the responses of the two models do not coincide. I computed a bicubic spline (Press *et al.*, 1986, p100) of each field component (E_x , E_y , B_x , etc.) over the surface of the 45km model and used interpolated values to find the responses at points corresponding to those of the 90km model. The responses of the models are shown in Figure 2. It is obvious that both the real and imaginary components are affected by the increase in resolution, but it is interesting to note that though the magnitude of the real component is quite different, the direction is almost unchanged and that the opposite is true for the imaginary component.

3 The Scottish Model of Mareschal and Vasseur (1984)

Mareschal and Vasseur (1984) compare: the different thin-sheet methods of

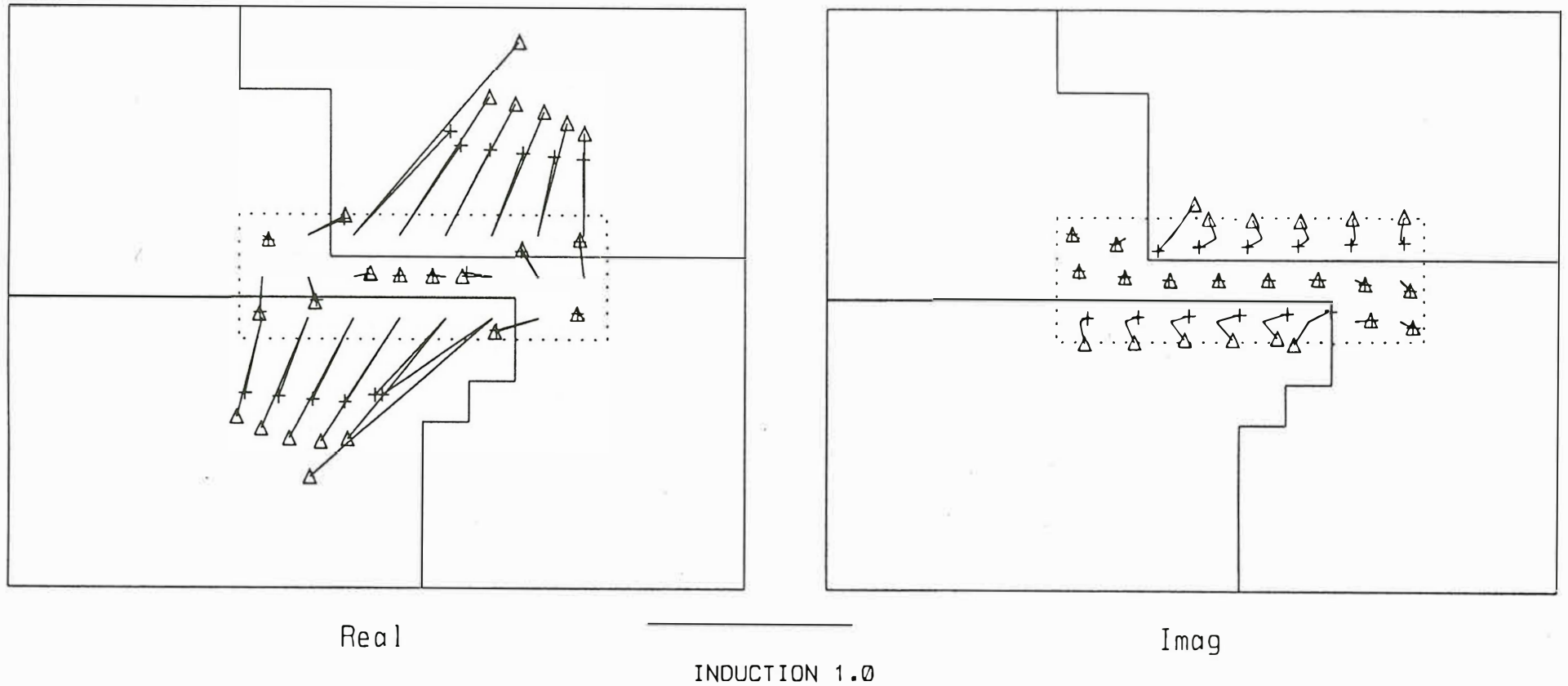


Figure 2: The response of the Pyrenean model of Vasseur and Weidelt (1977) (+) compared to the response of the same model with cell size reduced by half (Δ). The period is 2700s and the data presented are Wiese induction arrows. An induction arrow of length 1.0 is shown for comparison.

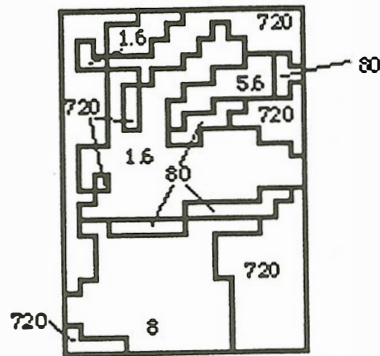


Figure 3: The thin-sheet model used by Mareschal and Vasseur (1984) The cell size is 20km. The conductances are given in Siemens.

Vasseur and Weidelt (1977) and Dawson and Weaver (1979) by computing the response of a model of Scotland originally created by Weaver (1982). I shall only deal with the Vasseur and Weidelt (1977) response here. The model has an anomalous domain 460km north to south and 320km east to west containing $23 \times 16 = 368$ cells of size 20km. The conductances vary from 1.6S to 720S and the underlying structure is a half-space of $2000\Omega\text{m}$ (Figure 3).

The authors noted that at periods shorter than 30s the Gauss-Seidel iterations failed to converge and no response could be computed. However, Equation 1 suggests that the minimum period for an accurate response from this model with 20km cells must be $\gg 113\text{s}$. If a response is to be computed at 30s, the maximum cell size must be $\ll 5.3\text{km}$.

I have constructed a new model in the same way as in Section 2 by replacing each 20km cell with four 10km cells of the same conductance. The response of the 20km model and the splined response of the 10km model are shown in Figure 4. As for the Pyrenean model, the magnitudes of the real induction arrows are longer for the model with the smaller cells. The directions of the real and imaginary arrows are also affected by the change in cell size.

These two tests illustrate the effect that a change in cell size has on the responses of a thin-sheet model. Even the cell sizes I have used are not small enough. If I take ' $A \ll B$ ' to mean ' $10A \leq B$ ' then I should use a cell size of $< 4.3\text{km}$ for the Pyrenean model and $< 530\text{m}$ for the Scottish model. This would entail thin-sheets with $(14 \times 21) \times (16 \times 21) = 98784$ and $(23 \times 38) \times (16 \times 38) = 531392$ cells respectively. Even taking a more liberal view that $3A$ should be $\leq B$ still requires thin-sheets with more than 10000 elements.

I have implemented Vasseur and Weidelt's (1977) algorithm on a 486

PC in order to model regional induction in Ireland (Bruton, 1994). Typical models covered an area around Ireland of $620 \times 620\text{km}^2$ and in order to accommodate large variations in conductance at the coast I required a cell size of 20km.

The period of interest was 1024s but with a maximum conductance of 5000S, Equation 1 implies a maximum cell size $a \ll 26\text{km}$. Taking the liberal view that $3A$ should be $\leq B$, a cell size of $< 8.7\text{km}$ would be suitable, but this would be computationally time consuming. However in view of the effect of cell size on the induction arrows and in particular the imaginary arrow, I tested the algorithm with cell sizes of 10km and 20km. The responses were very similar in both cases indicating that, for some models, $a\omega\mu_0\tau < 1$ may be a sufficient condition in place of Equation 1. However, I recommend a discretisation test on any thin-sheet models before trusting the responses.

This work was funded jointly by GKSS (Germany) and EOLAS (Ireland). I would like to acknowledge the assistance given to me by the Applied Geophysics Unit UCG and the Institute for Geophysics at the University of Frankfurt, in particular to Colin Brown, Volker Haak, Karsten Bahr and Marcus Eisel. I would also like to acknowledge the hospitality and assistance of Peter Weidelt at the University of Braunschweig.

References

- Bruton P (1994). *Analysis of broadband magnetotelluric data and an application to the Irish Variscides*. PhD thesis, University College Galway, Ireland.
- Dawson T W and Weaver J T (1979). Three-dimensional induction in a non-uniform thin sheet at the surface of a uniformly conducting earth. *Geophys. J. of the Royal Astronomical Soc.*, 59:445-462.
- Mareschal M and Vasseur G (1984). Bimodal induction in non-uniform thin sheets, do the present algorithms work for regional studies? *Journal of Geophysics*, 55:203-213.
- Press W H, Flannery B P, Teukolsky S A, and Vetterling W T (1986). *Numerical Recipes, The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, Cambridge, UK.
- Vasseur G and Weidelt P (1977). Bimodal electromagnetic induction in non-uniform thin sheets with an application to the northern Pyrenean induction anomaly. *Geophys. J. of the Royal Astronomical Soc.*, 51:669-690.
- Weaver J T (1982). Regional induction in Scotland: an example of three dimensional numerical modelling using the thin sheet approximation. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 28:161-180.

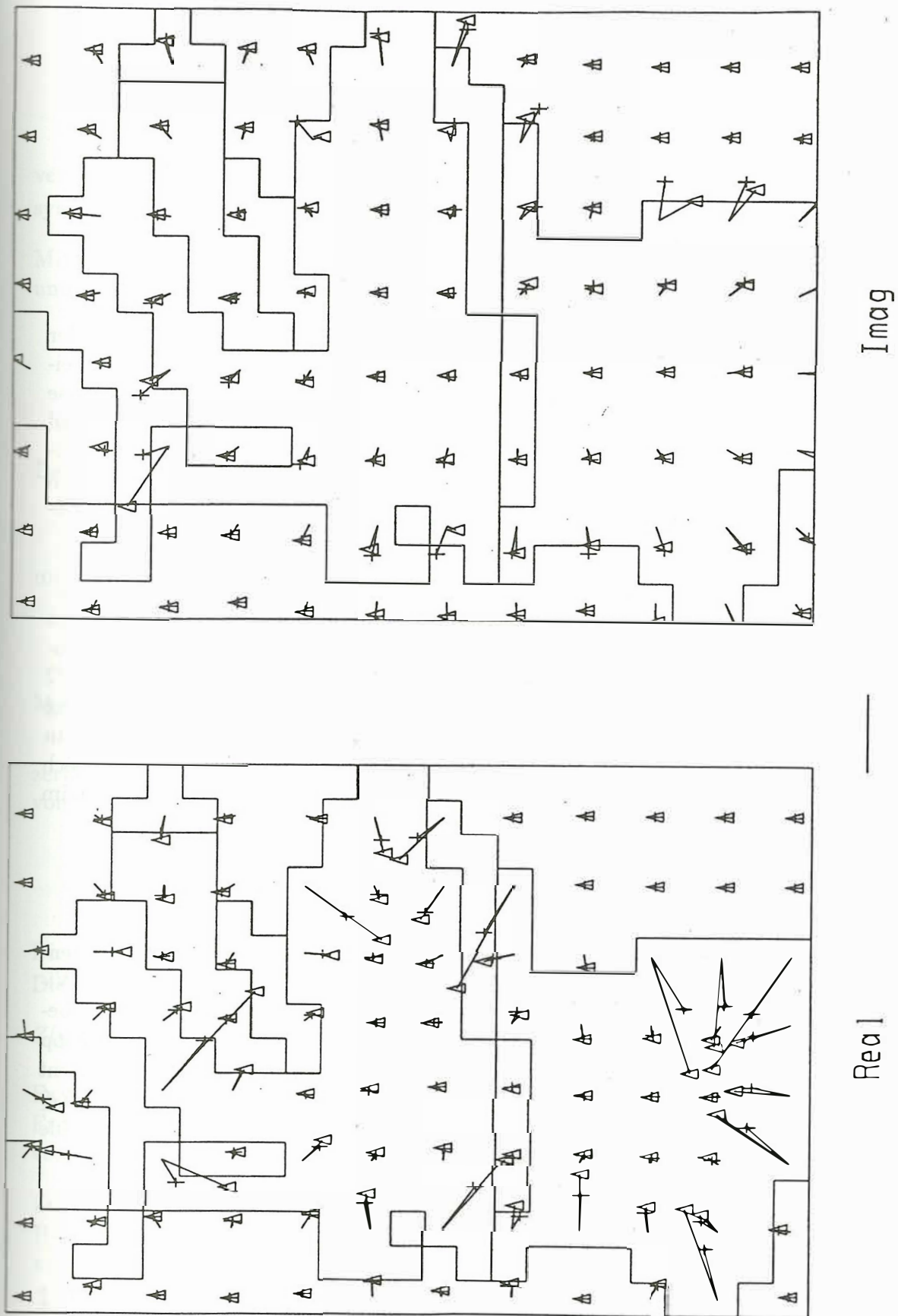


Figure 4: The response of the Scottish model of Mareschal and Vasseur (1984) (+) compared with the response of the same model with the cell size reduced by half (Δ). The period is 30s and the data presented are Wiese induction arrows. For clarity of presentation, only every second data point is shown. An induction arrow of length 1.0 is shown for comparison.

P. Weidelt

Phasenbeziehungen für die B-Polarisation

1. Einleitung

Es ist wohlbekannt, daß bei eindimensionalen Widerstandsverteilungen die Phase φ der magnetotellurischen Impedanz nur im Bereich $0 \leq \varphi \leq \pi/2$ liegen kann. In diesem Beitrag soll gezeigt werden, daß diese Phasenbeschränkung erhalten bleibt, wenn die Klasse der Modelle auf zweidimensionale Widerstandsverteilungen mit anregendem Magnetfeld in Streichrichtung (B-Polarisation oder TM-Mode) erweitert wird. Dabei darf die Widerstandsverteilung sogar eine beliebige ortsabhängige Anisotropie aufweisen. Zudem braucht die Trennfläche Erde-Luft nicht eben zu sein, sondern kann eine weitgehend beliebige, jedoch hinreichend glatte Topographie besitzen.

In der Praxis werden bisweilen Impedanzen im zweiten und sogar dritten Quadranten beobachtet [z.B. die EMSLAB-Messung Fig. 3 in Egbert (1990)]. Obgleich ein E-Polarisationsmodell (elektrisches Feld in Streichrichtung) bei (pathologischer) Topographie der Trennfläche Erde-Luft auch Phasen außerhalb des Bereichs $0 \leq \varphi \leq \pi/2$ liefern kann (s. Abschnitt 4), erfordern die EMSLAB-Messungen zu ihrer Erklärung höchstwahrscheinlich ein dreidimensionales Modell, sind aber auf keinen Fall durch ein B-Polarisationsmodell beliebiger Komplexität deutbar. In der B-Polarisation läßt sich aus der Phase auch nicht schließen, ob die *Anisotropie* der Widerstandsverteilung im vorliegenden Induktionsprozeß von besonderer Bedeutung ist.

2. Die Phase der B-Polarisation

Es soll nun gezeigt werden, daß unter sehr allgemeinen Voraussetzungen die Oberflächenimpedanz der B-Polarisation stets im ersten Quadranten liegt. Der Fall isotroper Widerstandsverteilung wurde bereits von Weidelt & Kaikkonen (1994) behandelt. Wir betrachten zunächst eine ebene Trennfläche Erde-Luft mit dem inhomogen und anisotrop leitenden Halbraum in $z \geq 0$. Es sei \hat{x} der Einheitsvektor in Streichrichtung. Dann nimmt das Magnetfeld $\underline{B}(\underline{r}) = B(\underline{r})\hat{x}$ im Lufthalbraum $z < 0$ den konstanten Wert $\underline{B}(\underline{r}) = B_0\hat{x}$ an. In $z \geq 0$ fließen die Ströme in der (y, z) -Ebene, in der wir die räumlich variable anisotrope Widerstandsverteilung

$$\underline{\underline{\rho}} = \begin{pmatrix} \rho_{yy} & \rho_{yz} \\ \rho_{yz} & \rho_{zz} \end{pmatrix},$$

annehmen. Da die Energie-Dissipation in jedem Volumenelement positiv sein muß, ist $\underline{\underline{\rho}}$ positiv-definit. Notwendig und hinreichend dafür sind die Bedingungen

$$\rho_{yy} > 0 \text{ und } \rho_{yy}\rho_{zz} - (\rho_{yz})^2 > 0.$$

Die Widerstandswerte sollen nach unten und oben beschränkt sein, d.h. es gelte $0 < \text{Det}(\underline{\underline{\rho}}) < \infty$. Da $\underline{\underline{\rho}}$ nicht durch gyrotrope Felder (z.B. Magnetfelder) bestimmt wird,

verlangt das Onsager-Theorem [z.B. Landau & Lifschitz (1966), Abschnitt 122], daß $\underline{\underline{\rho}}$ symmetrisch ist.

Mit dem Zeitfaktor $\exp(+i\omega t)$, $\omega \geq 0$ und \underline{E} und \underline{J} als Vektoren des elektrischen Feldes und der elektrischen Stromdichte lauten die Feldgleichungen

$$\begin{aligned}\partial_z B &= \mu_0 J_y, & -\partial_y B &= \mu_0 J_z, \\ \partial_y E_z - \partial_z E_y &= -i\omega B, \\ E_y &= \rho_{yy} J_y + \rho_{yz} J_z, & E_z &= \rho_{yz} J_y + \rho_{zz} J_z.\end{aligned}$$

Daraus ergibt sich durch Elimination von \underline{E} und \underline{J} als Differentialgleichung für B

$$\nabla \cdot (\tilde{\underline{\underline{\rho}}} \cdot \nabla B) = i\omega \mu_0 B \quad (1)$$

mit dem um $\pi/2$ um die x -Achse rotierten Widerstandstensor

$$\tilde{\underline{\underline{\rho}}} := \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \underline{\underline{\rho}} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \rho_{zz} & -\rho_{yz} \\ -\rho_{yz} & \rho_{yy} \end{pmatrix}.$$

Mit dem Ansatz

$$B/B_0 =: b \exp(i\psi)$$

zerfällt (1) in zwei gekoppelte nichtlineare Differentialgleichungen für Betrag und Phase von B ,

$$\nabla \cdot (\tilde{\underline{\underline{\rho}}} \cdot \nabla b) = b(\nabla \psi)^T \cdot \tilde{\underline{\underline{\rho}}} \cdot \nabla \psi \geq 0, \quad (2)$$

$$\nabla \cdot (b^2 \tilde{\underline{\underline{\rho}}} \cdot \nabla \psi) = \omega \mu_0 b^2 > 0. \quad (3)$$

Die rechte Seite von (2) ist nicht-negativ, weil mit $\underline{\underline{\rho}}$ auch $\tilde{\underline{\underline{\rho}}}$ positiv definit ist.

Die Oberflächenimpedanz ist gegeben durch

$$Z(y, 0) = -\mu_0 E_y(y, 0)/B_0 = -\rho_{yy}(y, 0)[\partial_z B(\underline{r})/B_0]|_{z=0} = -\rho_{yy}(y, 0)[\partial_z b(\underline{r}) + i\partial_z \psi(\underline{r})]|_{z=0}. \quad (4)$$

Es soll nun gezeigt werden, daß Betrag und Phase ihre Maxima an (allen Punkten) der Erdoberfläche $z = 0$ annehmen, so daß b und ψ nicht anwachsen können, wenn man sich von der Erdoberfläche in den Leiter bewegt.

Zunächst ist leicht zu einzusehen, daß $f := b$ oder $f := \psi$ kein Maximum im Inneren des Halbraums $z > 0$ haben kann. Dies erfordert nämlich als notwendige Bedingungen, daß an seinem Ort $\nabla f = 0$ und

$$\begin{pmatrix} \partial_{yy}^2 f & \partial_{xy}^2 f \\ \partial_{xy}^2 f & \partial_{zz}^2 f \end{pmatrix} \quad (5)$$

negativ definit ist. Diese Bedingung ist notwendig, weil f bei jeder infinitesimalen Entfernung vom Maximum nur abnehmen darf. Notwendig und hinreichend dafür, daß (5) negativ definit ist, sind die Bedingungen

$$\partial_{yy}^2 f < 0 \text{ und } \partial_{yy}^2 f \partial_{zz}^2 f - (\partial_{yz}^2 f)^2 > 0.$$

Mit $\partial_{yy}^2 f < 0$ ist dann auch $\partial_{zz}^2 f < 0$. Am Ort des Maximums ($\nabla f = 0$) lauten die linken Seiten von (2) und (3) explizit

$$\varrho_{zz} \partial_{yy}^2 f + \varrho_{yy} \partial_{zz}^2 f - 2\varrho_{yz} \partial_{yz}^2 f.$$

Wegen

$$\varrho_{yz} < \sqrt{\varrho_{yy} \varrho_{zz}} \text{ und } \partial_{yz}^2 f < \sqrt{\partial_{yy}^2 f \partial_{zz}^2 f}$$

gilt

$$\begin{aligned} \varrho_{zz} \partial_{yy}^2 f + \varrho_{yy} \partial_{zz}^2 f - 2\varrho_{yz} \partial_{yz}^2 f < \\ \varrho_{zz} \partial_{yy}^2 f + \varrho_{yy} \partial_{zz}^2 f + 2\sqrt{\varrho_{yy} \varrho_{zz} \partial_{yy}^2 f \partial_{zz}^2 f} = -[\sqrt{\varrho_{zz} |\partial_{yy}^2 f|} - \sqrt{\varrho_{yy} |\partial_{zz}^2 f|}]^2 < 0, \end{aligned}$$

so daß am Ort eines Maximums die linken Seiten von (2) und (3) negativ wären, während die rechten Seiten dort nicht-negativ sind. Deshalb existieren keine Maxima im Inneren des Halbraums $z \geq 0$ und müssen vielmehr auf seiner Berandung liegen. Nimmt man für $y \rightarrow \pm\infty$ eine geschichtete Widerstandsverteilung $\underline{\varrho}(z)$ an (die für beide Seiten unterschiedlich sein kann), so folgt aus (2) und (3)

$$\begin{aligned} b'(z) &= -\frac{1}{\varrho_{yy}(z)} \int_z^\infty \varrho_{yy}(\zeta) b(\zeta) [\psi'(\zeta)]^2 d\zeta < 0, \\ \psi'(z) &= -\frac{\omega \mu_0}{\varrho_{yy}(z) b^2(z)} \int_z^\infty b^2(\zeta) d\zeta < 0. \end{aligned}$$

Deshalb nehmen b und ψ auf der rechten und linken Begrenzung des Halbraums $z \geq 0$ mit der Tiefe ab. Auf dem unteren Rand ($z \rightarrow \infty$) gilt $b \rightarrow 0$ und $\psi \rightarrow -\infty$, so daß die Maxima von b und ψ bei $z = 0$ angenommen werden. Hier ist $b = 1$ und $\psi = 0$. Die Ableitungen in (4) sind daher nicht-positiv. Tatsächlich sind sie strikt negativ, denn aus der Annahme $\partial_z \psi|_{z=0} = 0$ würde mit (3) und $\partial_y \psi \equiv 0$ bei $z = 0$ folgen, daß

$$\partial_{zz}^2 \psi|_{z=0} = \omega \mu_0 / \varrho_{yy}(y, 0) > 0,$$

und ψ somit sein Maximum nicht bei $z = 0$ hätte. Auch die Annahme $\partial_z b|_{z=0} = 0$ führt mit (2) und $\partial_y b \equiv 0$ bei $z = 0$ auf das widersprüchliche Ergebnis

$$\partial_{zz}^2 b|_{z=0} = (\partial_z \psi|_{z=0})^2 > 0,$$

das eine Zunahme von b mit der Tiefe impliziert. Deshalb ist $\partial_z b|_{z=0} < 0$ und $\partial_z \psi|_{z=0} < 0$, so daß nach (4) die Impedanz der B-Polarisation im ersten Quadranten liegt.

Die oben für eine ebene Erdoberfläche ∂C abgeleiteten Phasenbeschränkungen gelten tatsächlich für jeden Punkt P einer Trennfläche ∂C mit beliebiger (2D-) Topographie. Es muß nur angenommen werden, daß ∂C für $y \rightarrow \pm\infty$ horizontal verläuft und am Punkt P hinreichend glatt ist, so daß die Krümmung dort existiert. Es sei \hat{n} der am Ort P in den Leiter C weisende Normaleneinheitsvektor und \hat{t} der tangentielle Einheitsvektor, definiert durch $\hat{t} = \hat{n} \times \hat{x}$. Dann ist wiederum $\underline{B}(P) = B_0 \hat{x}$ und die Maxima von b und ψ werden auf ∂C angenommen. Hier ist $b = 1$, $\psi = 0$ und

$$Z(P) = -\mu_0 E_t(P) / B_0 = -\varrho_{yy}(P) \partial_n B / B_0|_{\partial C} = -\varrho_{yy}(P) (\partial_n b + i \partial_n \psi)|_{\partial C}. \quad (6)$$

Für $f = b$ oder $f = \psi$ ist $\partial_i f(P) \equiv 0$ und

$$\nabla^2 f(P) = \partial_{nn}^2 f(P) + \kappa(P) \partial_n f(P).$$

Dabei ist $\kappa(P)$ die Krümmung von ∂C am Ort P . Sie ist positiv bzw. negativ, wenn die Trennfläche bei P (von der Luft aus gesehen) konvex bzw. konkav gekrümmt ist. Durch Widerspruch folgt dann wiederum aus (3) und (2), daß $\partial_n \psi$ und $\partial_n b$ bei P strikt negativ sind, und somit auch hier die Phasenschranken gelten.

3. Dispersionsrelationen

Die Existenz von Dispersionsrelationen zwischen Real- und Imaginärteil der Impedanz Z ist dadurch gesichert, daß nach (4) oder (6) Z als kausale Übertragungsfunktion zwischen E_y und dem Quellfeld $B_0/2$ in der unteren Frequenzhalbebene holomorph ist. Für die Anwendung interessanter sind Dispersionsrelationen zwischen scheinbarem Widerstand $\varrho_a(\omega)$ und Phase $\varphi(\omega)$, die wegen

$$Z = \sqrt{\omega \mu_0 \varrho_a} \exp(i\varphi)$$

äquivalent sind zu den Dispersionsrelationen zwischen Real- und Imaginärteil von $\log Z$. Sie existieren nur, wenn auch $\log Z$ in der unteren Frequenzhalbebene holomorph ist, d.h. wenn Z dort weder Singularitäten noch Nullstellen besitzt. (Eine derartige kausale Übertragungsfunktion wird als *minimalphasig* bezeichnet.)

Betrachtet werden deshalb jetzt komplexe Frequenzen $\omega - ip$, $p \geq 0$. Dann lautet (1)

$$\nabla \cdot (\underline{\tilde{g}} \cdot \nabla B) = (p + i\omega) \mu_0 B$$

und aus (2) wird

$$\nabla \cdot (\underline{\tilde{g}} \cdot \nabla b) = b[p\mu_0 + (\nabla\psi)^T \cdot \underline{\tilde{g}} \cdot \nabla\psi] > 0.$$

Durch ganz analoge Überlegungen wie für reelle Frequenzen läßt sich dann zeigen, daß der Realteil von Z in der unteren Frequenzhalbebene positiv ist, so daß Z dort nicht verschwindet, $\log Z$ also holomorph ist und Dispersionsrelationen zwischen scheinbarem Widerstand und Phase existieren. Ohne vollständige Begründung der analytischen Eigenschaften von Z wurden sie bereits von Fischer & Schnegg (1980) angegeben und von denselben Autoren [Fischer & Schnegg (1993)] für zwei Viertelräume numerisch verifiziert. Die Relationen lauten

$$\begin{aligned} \log \frac{\varrho_a(\omega)}{\varrho_a(\infty)} &= \frac{4}{\pi} \int_0^\infty \left[\frac{\pi}{4} - \varphi(x) \right] \frac{x dx}{x^2 - \omega^2}, \\ \varphi(\omega) &= \frac{\pi}{4} + \frac{\omega}{\pi} \int_0^\infty \log \frac{\varrho_a(x)}{\varrho_a(\infty)} \frac{dx}{x^2 - \omega^2}, \end{aligned}$$

wobei $\varrho_a(\infty) = \varrho(P)$ ist.

4. Die Phase der E-Polarisation

Die Übertragung des im Abschnitt 2 dargestellten im Prinzip einfachen Beweisganges von der B- auf die E-Polarisation hat bisher zu keinem Erfolg geführt. Dies liegt entscheidend daran, daß in der E-Polarisation die Maxima von Amplitude und Phase des E-Feldes zwar auch (irgendwo!) an der Erdoberfläche angenommen werden, im Gegensatz zur B-Polarisation aber im allgemeinen nicht mit dem Meßpunkt zusammenfallen, so daß mit einfachen Mitteln keine Aussage über das Vorzeichen des Normalgradienten möglich ist.

Obgleich numerische Experimente vermuten lassen, daß für Meßpunkte auf der *ebenen* Erdoberfläche die Phase der E-Polarisation auch nur im Bereich $0 \leq \varphi \leq \pi/2$ liegen wird, können bei beliebiger (pathologischer) Topographie der Erdoberfläche Phasen oberhalb von π auftreten. Dies soll ein einfaches Beispiel verdeutlichen.

Wenn man im E-Polarisationsmodell einen sehr schmalen (in Streichrichtung unendlich ausgedehnten) Kanal in die Erde gräbt, wird dadurch - im Gegensatz zur B-Polarisation - das elektromagnetische Feld nicht gestört, da die Ströme tangential zur Berandung des Kanals fließen. Ein Meßpunkt im Inneren der Erde (z.B. im Bohrloch oder auf dem Ozeanboden) kann man sich deshalb über einen derartigen Kanal mit der Erdoberfläche verbunden denken und als Meßpunkt an einer Erdoberfläche mit etwas ungewöhnlicher Topographie deuten.

Wir betrachten nun Messungen am Ozeanboden mit sehr schlecht leitender Kruste und oberem Mantel in der Nähe eines Kontinentalrandes. Die induzierten Ströme fließen so, daß sie das Erdinnere gegen das induzierende Magnetfeld abzuschirmen versuchen. Wegen des schlecht leitenden Untergrundes erfolgt im Ozean die Kompensation des äußeren Feldes fast vollständig durch die im Ozean induzierten Ströme, so daß - unter Annahme einer Schichtung - das Magnetfeld am Meeresboden sehr schwach ist. Durch die Nähe des Kontinentalrandes kommt es jedoch zu einem ausgeprägten Küsten-Effekt, der nahe der Küste in einer Konzentration der ozeanischen Ströme besteht. Mit dieser Stromkonzentration verbunden ist ein anomales horizontales Magnetfeld, das an der Ozeanoberfläche die Richtung des induzierenden Feldes besitzt, unterhalb der Ströme (am Ozeanboden) in die Gegenrichtung weist und hier wegen des schwachen Normalfeldes den dominierenden Anteil des Magnetfeldes darstellt. Da das elektrische Feld durch den Küsteneffekt weit weniger modifiziert wird, kann die Phase der Impedanz durch das invers gerichtete anomale Magnetfeld um etwa π gedreht werden. Diese qualitativen Betrachtungen lassen sich durch Modellrechnungen quantifizieren. (Das obige Beispiel entstammt einer Diskussion mit Pascal Tarits.)

5. Literatur

- Egbert, G.D., 1990. Comments on 'Concerning dispersion relations for the magnetotelluric impedance tensor' by E. Yee and K.V. Paulson, *Geophys. J. Int.*, **102**, 1-8.
- Fischer, G. & Schnegg, P.-A., 1980. The dispersion relations of the magnetotelluric response and their incidence on the inversion problem, *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, **62**, 661-673.
- Fischer, G. & Schnegg, P.-A., 1993. The magnetotelluric dispersion relations over 2-D structures, *Geophys. J. Int.*, **115**, 1119-1123.
- Landau, L.D. & Lifschitz, E.M., 1966. Lehrbuch der theoretischen Physik, Bd. 5 (Statistische Physik), Akademie-Verlag, Berlin.
- Weidelt, P. & Kaikkonen, P., 1994. Local 1-D interpretation of magnetotelluric B-polarization impedances, *Geophys. J. Int.*, **117**, 733-748.

Bestimmung von D_{st} -Eindringtiefen (0.5 cpd – 1/30 cpd) mittels Z/H - und $Z : \mathcal{Y}$ -Methode

Nils Olsen, Kopenhagen

Die Grundgleichung zur Bestimmung der komplexen Eindringtiefe $C(\omega)$ allein aus Magnetfeldmessungen lautet

$$C(\omega) = \frac{-B_r(\omega)}{\nabla_{\mathbf{H}} \cdot \mathbf{B}_{\mathbf{H}}(\omega)} = \frac{Z(\omega)}{\mathcal{Y}(\omega)} \quad (1)$$

mit

$$\mathcal{Y} = \nabla_{\mathbf{H}} \cdot \mathbf{B}_{\mathbf{H}} = \frac{1}{a \sin \vartheta} \left[\frac{\partial}{\partial \vartheta} (\sin \vartheta B_{\vartheta}) + \frac{\partial}{\partial \lambda} B_{\lambda} \right]$$

als Divergenz der Horizontalkomponenten $\mathbf{B}_{\mathbf{H}} = (B_{\vartheta}, B_{\lambda})$.

$B_{\vartheta} = -H$, $B_{\lambda} = D$, $B_r = -Z$ sind die komplexen Fourierkoeffizienten der magnetischen Nord-, Ost- bzw. Vertikalkomponente zur Frequenz ω ; $a=6371$ km ist der Erdradius, ϑ die geomagnetische Co-Breite und λ ist die geomagnetische Länge.¹ Die Berechnung von $\nabla_{\mathbf{H}} \cdot \mathbf{B}_{\mathbf{H}}$ kann durch *a-priori*-Annahmen über die Quellenstruktur der Horizontalkomponenten erfolgen („ Z/H -Verfahren“), oder z.B. mittels Kugelfunktionsentwicklung („ $Z:\mathcal{Y}$ -Verfahren“, [vgl. SCHMUCKER, 1979, 1985]).

Beschreibung der Methoden und Daten

Bei der Bestimmung von Eindringtiefen für den Periodenbereich von wenigen Tagen (D_{st}) wurde in der Vergangenheit überwiegend die Z/H -Methode mit der Annahme verwendet, daß sich das magnetische Potential des Quellenfelds durch einen einzigen Kugelfunktions-term P_1^0 beschreiben läßt. Dann gilt $\nabla_{\mathbf{H}} \cdot \mathbf{B}_{\mathbf{H}} = -2H \cot \vartheta/a$ und C berechnet sich zu

$$C(\omega) = -\frac{a Z(\omega)}{2 H(\omega)} \tan \vartheta \quad (2)$$

was eine Bestimmung von C aus Magnetfeldmessungen einzelner Observatorien ermöglicht [z.B. SCHULTZ & LARSEN, 1987].

Untersuchungen zur Quellenstruktur von D_{st} zeigen jedoch, daß neben P_1^0 noch weitere Kugelfunktionsterme einen signifikanten Beitrag liefern. Da dies Einfluß auf die Bestimmung von C hat, soll hier zunächst ein Vergleich der Ergebnisse des Z/H - mit denen des $Z:\mathcal{Y}$ -Verfahrens – welches mehr Kugelfunktionsterme berücksichtigt – durchgeführt werden.

Zur Anwendung der Z/H -Methode wurde eine 40jährige Zeitreihe (1951 - 1990) des Observatoriums Fürstentfeldbruck (FUR) in Segmente von 30 Tagen unterteilt, von jedem Segment 18 Zeitharmonische (1/30 cpd - 0.6 cpd) bestimmt und mittels Parzen-Fenster geglättete Spektralwerte $Z \cdot Z$ und $Z \cdot H$ zu den sieben Perioden $T = 720, 360, 240, 144, 90, 65$ und

¹Zur Beschreibung der räumlichen Struktur magnetosphärischer Quellen ist das geomagnetische Koordinatensystem vorteilhafter im Vergleich zum geographischen Koordinatensystem.

48 h geschätzt. Robuste univariate Ausgleichsrechnung unter Verwendung von Gl. (2) mit der Annahme, daß H fehlerfrei ist, lieferte schließlich $C(\omega)$.

Im Gegensatz zur Z/H - kommt die $Z:\mathcal{Y}$ -Methode [SCHMUCKER, 1979, 1985; OLSEN, 1992] ohne *a-priori*-Annahmen über die Quellenstruktur aus, denn diese wird aus den Horizontalkomponenten \mathbf{B}_H vieler Observatorien geschätzt. An der Erdoberfläche läßt sich $\mathbf{B} = -\text{grad } V$ aus einem skalaren Potential V ableiten, für welches

$$V(\omega, \vartheta, \lambda) = a \sum_{n=1}^N \sum_{m=-n}^n v_n^m(\omega) P_n^m(\vartheta) e^{im\lambda}$$

angesetzt wird. Die Koeffizienten v_n^m werden durch Ausgleichsrechnung aus den Horizontalkomponenten *aller* Observatorien bestimmt, und der Vergleich des für ein bestimmtes Observatorien synthetisierten

$$\mathcal{Y}(\omega, \vartheta_l, \lambda_l) = \nabla_H \cdot \mathbf{B}_H = \frac{1}{a} \sum_{n=1}^N \sum_{m=-n}^n n(n+1) v_n^m(\omega) P_n^m(\vartheta_l) e^{im\lambda_l} \quad (3)$$

mit dem dort beobachteten $Z(\omega)$ liefert $C(\omega)$ für diesen Ort.

D_{st} -Eindringtiefen wurden mittels $Z:\mathcal{Y}$ -Methode von SCHMUCKER [1979] aus Daten von 20 Observatorien über 16 Monate bestimmt. Da sich in den letzten Jahren der Umfang von Stundenmittelwerten in maschinenlesbarer Form enorm erweitert hat, war es nun möglich, die $Z:\mathcal{Y}$ -Methode auf 90 Monate (1957.5–59, 1964–65, 1979–81) mit je etwa 90 Observatorien anzuwenden.

Für jedes 30-Tage Segment, jedes Observatorium und jede Komponente wurden wiederum 18 Zeitharmonische bestimmt und jeweils eine Kugelfunktionsanalyse pro Harmonische und Monat durchgeführt. Als maximaler Grad der Kugelfunktionsentwicklung wurde $N = 4$ gewählt, d.h. für jeden Monat wurden 24 Entwicklungskoeffizienten v_n^m bestimmt. Zur Stabilisierung der Analyse erwies es sich als vorteilhaft, Terme mit großem Grad n nach MARQUARDT „abzudämpfen“ [vgl. OLSEN, 1992]. Für jedes Observatorium und jeden Monat wurde \mathcal{Y} nach Gl. (3) synthetisiert und geglättete Spektren $Z \cdot Z$ und $Z \cdot \mathcal{Y}$ zu den sieben Perioden $T = 720, 360, 240, 144, 90, 65$ und 48 h geschätzt. Wie beim Z/H -Verfahren wurde schließlich $C(\omega)$ nach Gl. (1) mittels robuster univariater Ausgleichsrechnung bestimmt unter der Annahme, daß \mathcal{Y} fehlerfrei ist.

Ergebnisse

Obwohl weltweit verteilte Observatorien bei der Kugelfunktionsanalyse Verwendung fanden, sollen hier lediglich Ergebnisse für Europa gezeigt werden. Zur Lage der Observatorien siehe Abb. 1.

Abb. 2 vergleicht die Ergebnisse der Z/H -Methode (Δ) mit denen der $Z:\mathcal{Y}$ -Methode (\square); Eindringtiefen für $T = 10\,000 \dots 100\,000$ s stammen aus einer S_q -Analyse mittels $Z:\mathcal{Y}$ -Verfahren [OLSEN, 1992].

Die Z/H -Methode liefert systematisch größere Eindringtiefen. Insbesondere bei Perioden $T \approx 200\,000$ s ist $\text{Re}\{C\} = 800$ km um etwa 60 km größer als der Schätzwert des $Z:\mathcal{Y}$ -Verfahrens (und es tritt ein deutlicher Sprung zu C bei 1 cpd auf). Dies ist vermutlich auf eine Unterschätzung von $\nabla_H \cdot \mathbf{B}_H$ zurückzuführen – das Quellenfeld läßt sich eben doch nicht allein durch P_1^0 beschreiben – und der Übergang zwischen S_q und D_{st} wird

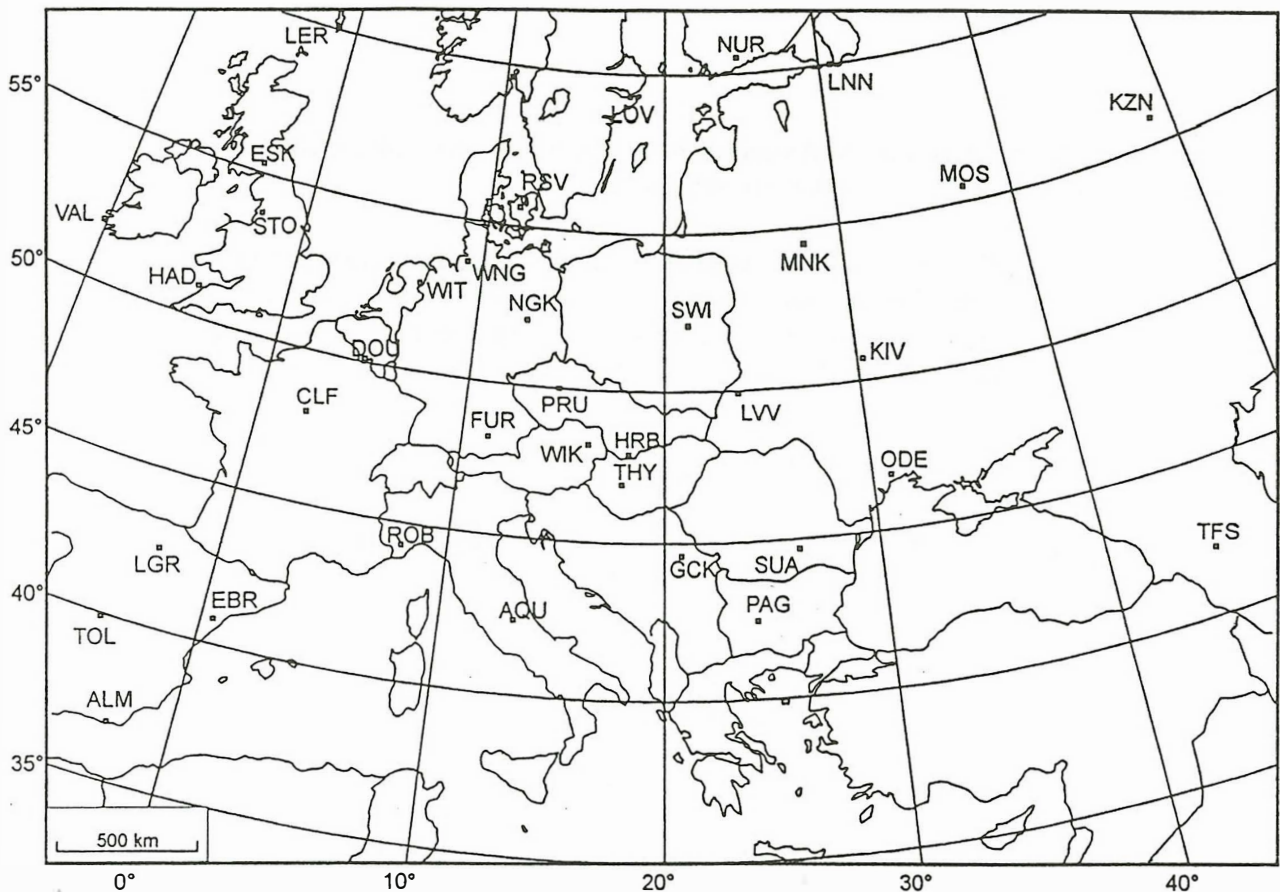


Abbildung 1: Lage der europäischen Observatorien.

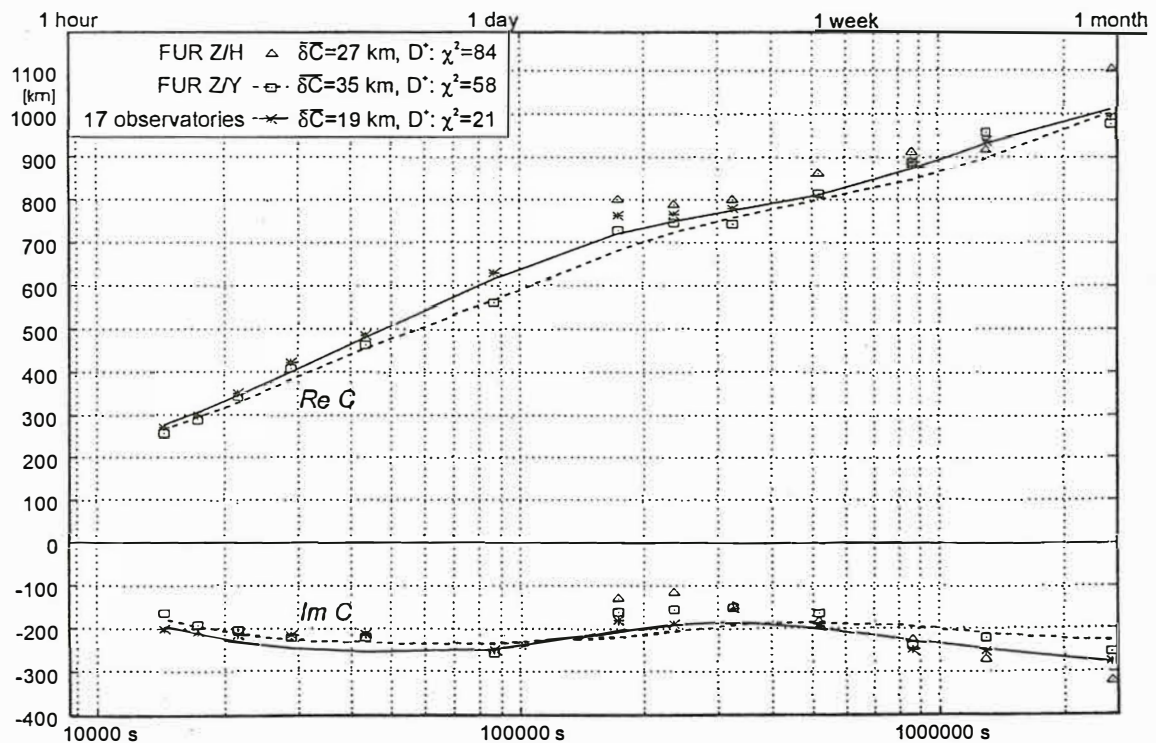


Abbildung 2: *C*-Response für 3 Datensätze: a) FUR, berechnet mit der *Z/H*-Methode (Δ); b) FUR, *Z/Y*-Methode ($\dots\Box\dots$); c) Mittel über 17 europäische Observatorien, *Z/Y*-Methode ($-\ast-$).

In den Eindringtiefen des Periodenbereichs von wenigen Stunden (S_q) sind in Europa systematische Unterschiede festzustellen: $\text{Re}\{C\}$ ist in Nordeuropa größer als in Mittel- und Südosteuropa, was auf eine Zunahme der Leitfähigkeit nach Süden und Osten hinweist [vgl. SCHMUCKER, 1990; OLSEN, 1992].

Um diese Tendenz anhand längerer Perioden zu überprüfen, wurden drei Gruppen von Observatorien gebildet (vgl. Abb. 1): eine nordwestliche Gruppe (mit den fünf Observatorien HAD, ESK, WIT, WNG RSV); eine mittlere (DOU, FUR, NGK, AQU, WIK) und eine südöstliche (THY, HRB, LVV, MNK, ODE, MOS, KZN).

Die mittleren Eindringtiefen der drei Gruppen sind zusammen mit den Eindringtiefen der D^+ -Modelle in Abb. 3 dargestellt. Im langperiodischen Bereich treten die Unterschiede zwischen Nordwest- und Südost-Europa weniger deutlich in Erscheinung; insgesamt ergeben sich in sich konsistente Bilder der Eindringtiefen für den gesamten Periodenbereich von 4 h bis 720 h.

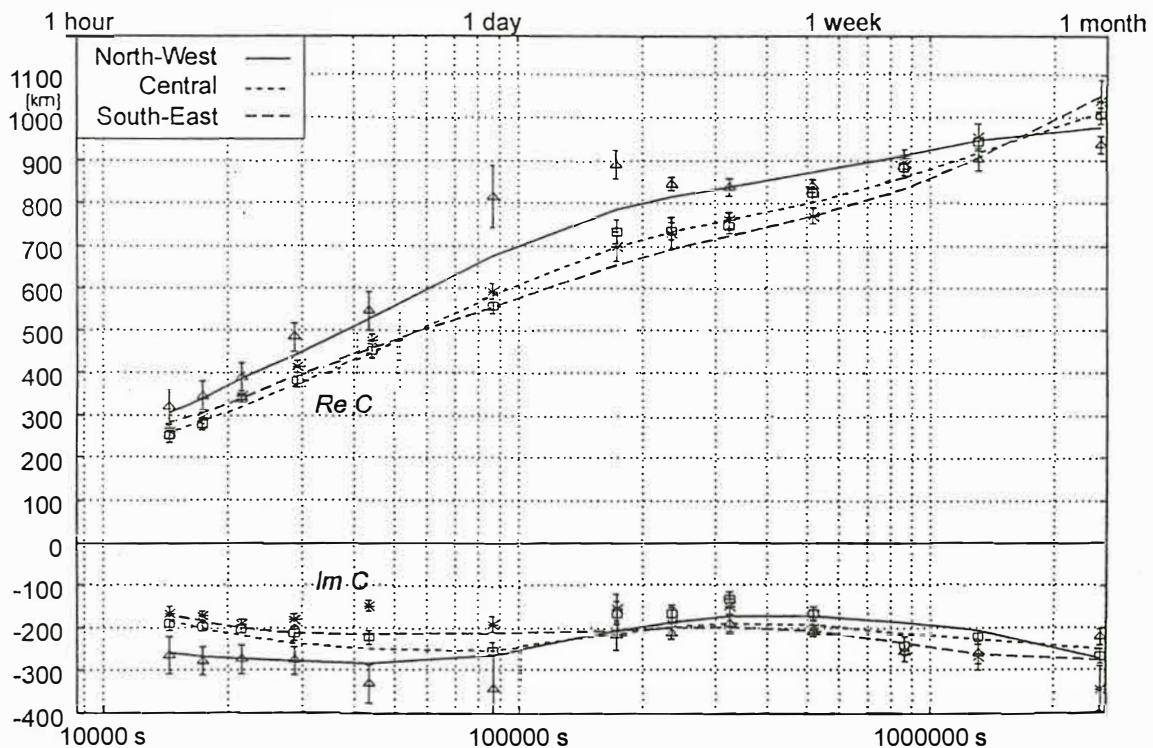
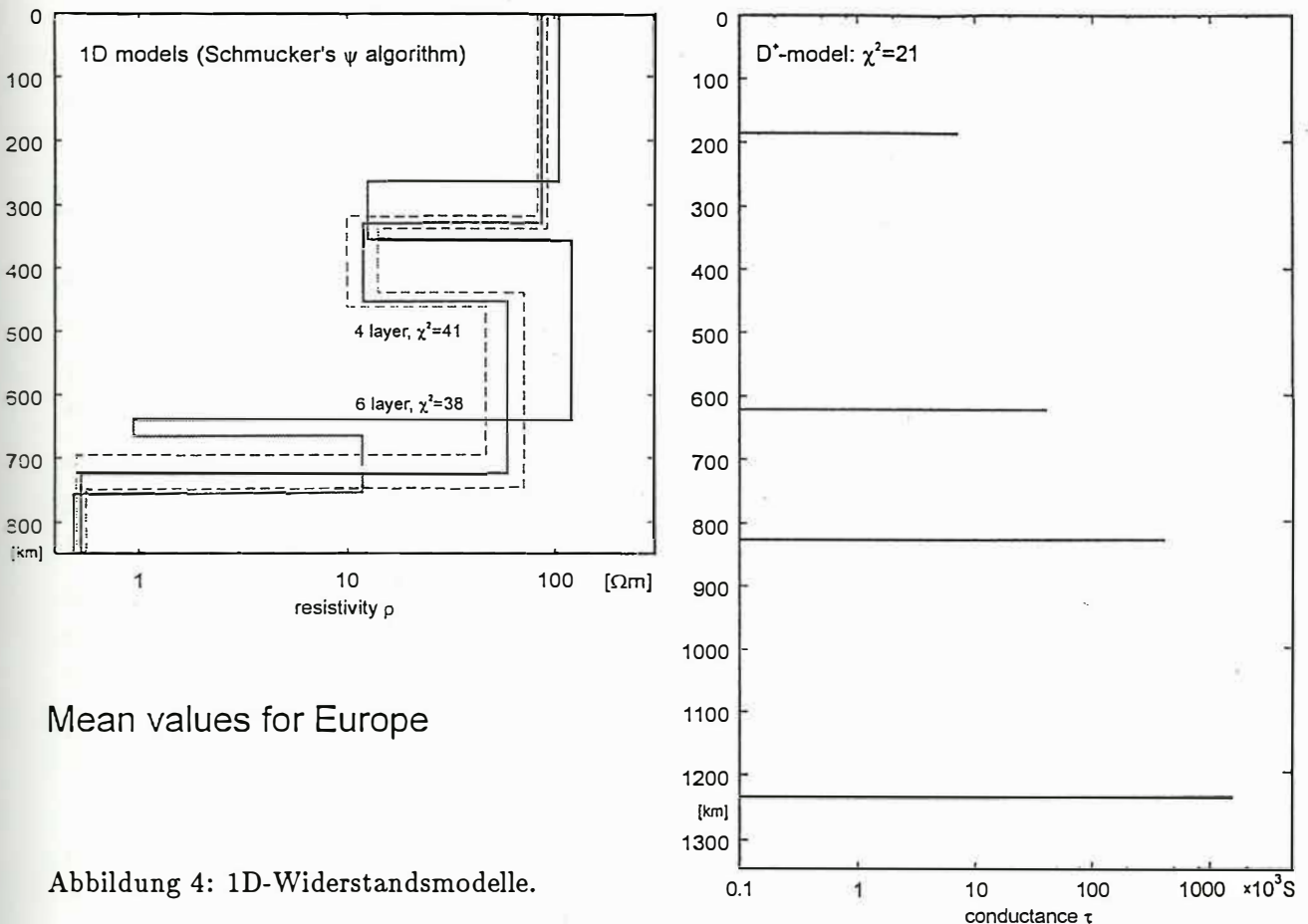


Abbildung 3: C -Response für Nordwest-Europa ($-\Delta-$), Mittel-Europa ($\cdots\square\cdots$) sowie Südost-Europa ($-*-$).

Beachte jedoch die viel zu großen Realteile der nordwestlichen Gruppe bei Perioden zwischen einem und drei Tagen. Dieser Datensatz ist nicht eindimensional interpretierbar, da $\text{Re}\{C\}$ nicht monoton mit der Periode T anwächst. Vermutlich deutet dies jedoch nicht auf eine echte 2D- oder 3D-Struktur hin, sondern ist auf Beiträge der polaren Elektrojets zurückzuführen: ihr Auftreten ist ganztägig moduliert und ihr Quellenfeld läßt sich aufgrund der Kleinskaligkeit nur schlecht durch Kugelfunktionen darstellen.

1D-Modelle

Abschließend seien 1D-Modelle der über 17 europäische Observatorien gemittelten Eindringtiefen angegeben. Der rechte Teil der Abb. 4 stellt das D^+ -Modell dar; der linke Teil zeigt mittels SCHMUCKERS ψ -Algorithmus gewonnene 4-Schicht- und 6-Schicht-Modelle.



Mean values for Europe

Abbildung 4: 1D-Widerstandsmodelle.

Diese bestehen aus einer schlechtleitenden Deckschicht von etwa $100 \Omega\text{m}$ oberhalb von 250 km und einem sehr gut leitenden Halbraum ($\rho \approx 0.5 \Omega\text{m}$) ab einer Tiefe von etwa 750 km – vgl. Tabelle 2. Dazwischen liegt – beim 4-Schicht-Modell in $350 - 450 \text{ km}$ Tiefe, beim 6-Schicht-Modell in $250 - 350 \text{ km}$ Tiefe – eine gutleitende Schicht, deren Leitwerte von $\tau = 10.2 \cdot 10^3 \text{ S}$ bzw. $\tau = 7.34 \cdot 10^3 \text{ S}$ gut zu dem des D^+ -Modells ($\tau = 7.14 \cdot 10^3 \text{ S}$ in 190 km Tiefe) paßt. Das 6-Schicht-Modell zeigt eine zweite gutleitende Schicht in 650 km Tiefe mit Leitwert $\tau = 26.6 \cdot 10^3 \text{ S}$, vergleichbar mit der zweiten Schicht des D^+ -Modells ($\tau = 41.5 \cdot 10^3 \text{ S}$ in 625 km Tiefe). Der Anpassungsfehler des 6-Schicht-Modells ($\chi^2 = 38$) ist um lediglich 8% kleiner als der des 4-Schicht-Modells ($\chi^2 = 41$); dies entspricht der Abnahme der Anzahl Freiheitsgrade ($\nu = 2 \cdot 13 - 4 = 22$ beim 4-Schicht-Modell, $\nu = 20$ beim 6-Schicht-Modell). Beide Modelle erklären daher die Daten im Rahmen ihrer Fehler gleich gut (oder schlecht, da der Anpassungsfehler des D^+ -Modells mit $\chi^2 = 21$ deutlich kleiner ist). Abb. 5 zeigt die beobachteten scheinbaren Widerstände sowie Phasen zusammen mit den Modellwerten. Die größten Differenzen treten in der Phase bei 2 cpd und 3 cpd auf.

Tabelle 2: a und b: Schichtwiderstände ρ und Schichtdicken d der mit SCHMUCKERS ψ -Algorithmus gewonnenen 1D-Modelle. c: Leitwert τ und Tiefe z des D^+ -Modells.

a		b		c	
ρ [Ωm]	d [km]	ρ [Ωm]	d [km]	τ [S]	z [km]
87 ± 5	330 ± 10	105	265	$7.14 \cdot 10^3$	190
12 ± 2	123 ± 12	12.4	91	$41.5 \cdot 10^3$	625
58 ± 12	270 ± 27	120	285	$410 \cdot 10^3$	830
0.54 ± 0.03		0.95	25	$1530 \cdot 10^3$	1235
		11.8	89		
		0.49			
$\chi^2 = 41$		$\chi^2 = 38$		$\chi^2 = 21$	

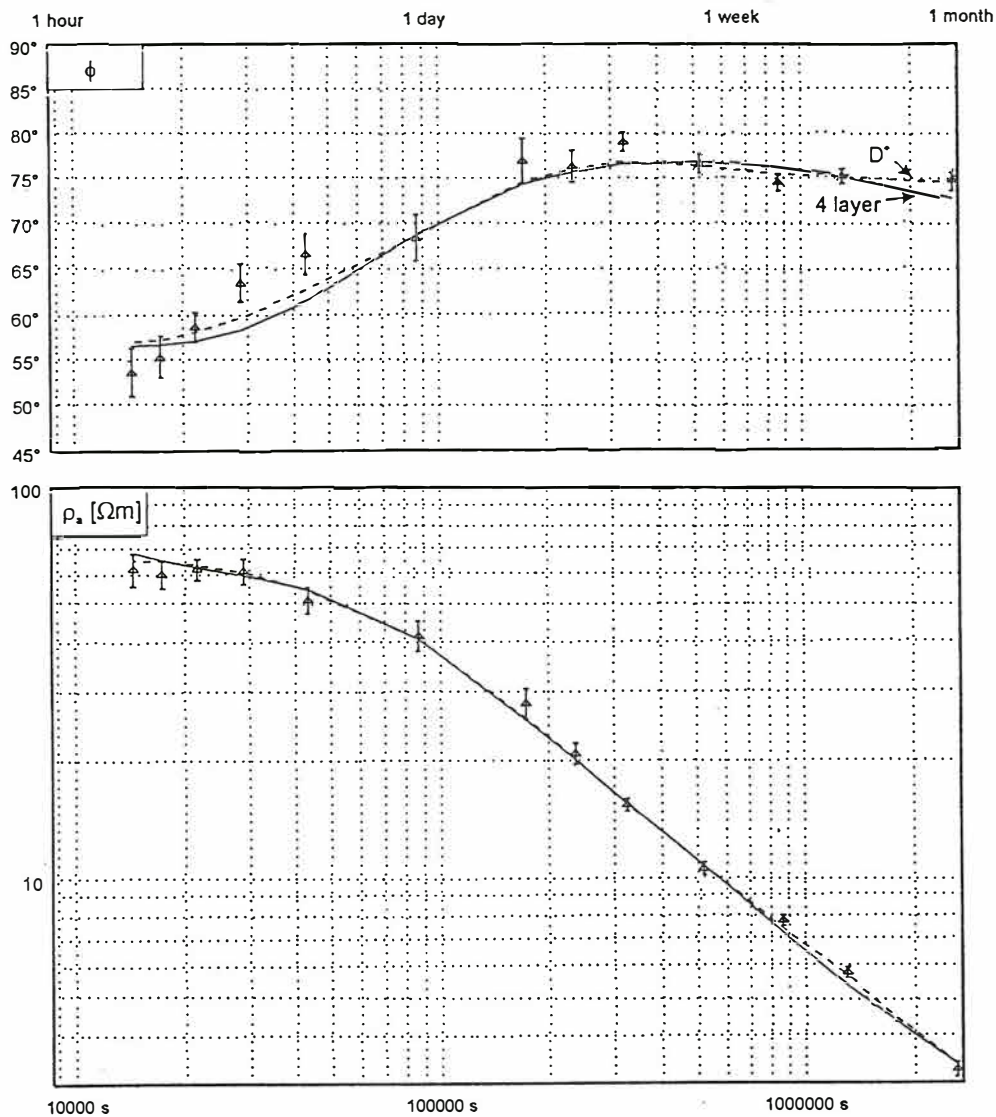


Abbildung 5: Beobachtete und modellierte Werte für scheinbaren Widerstand und Phase, Mittelwert für Europa.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die Verwendung der $Z : \mathcal{Y}$ -Methode zu konsistenten Eindringtiefen für den gesamten S_q - und D_{st} -Periodenbereich von 4 h bis 720 h führt. Entscheidend ist jedoch eine möglichst genaue Darstellung des anregenden Feldes für einzelne Zeitsegmente. Dies konnte erreicht werden a) durch Verwendung vieler Kugelfunktionen, und b) durch die *separate* Analyse der einzelnen Zeitsegmente und anschließender Mittelung.

Ich danke R. Parker und A. Schultz für die Überlassung ihrer Programme zur Berechnung der D^+ -Modelle, sowie K. Bahr und U. Schmucker für zahlreiche Diskussionen.

Literatur

OLSEN, N., Day-to-Day C -Response Estimation for S_q from 1 cpd to 6 cpd Using the $Z : \mathcal{Y}$ -Method, *J. Geomagnet. Geoelectr.*, **44**, 433–447, 1992.

PARKER, R. L., The Inverse Problem of Electromagnetic Induction: Existence and Construction of Solutions Based On Incomplete Data, *J. Geophys. Res.*, **85**, 4421–4428, 1980.

SCHMUCKER, U., Erdmagnetische Variationen und die elektrische Leitfähigkeit in tieferen Schichten der Erde, *Sitzungsbericht und Mitteilungen Braunschweigische Wiss. Gesellschaft, Sonderheft*, **4**, 45–102, 1979.

SCHMUCKER, U., Magnetic and electric fields due to electromagnetic induction by external sources, Electrical properties of the earth's interior, in *Landolt-Börnstein, New-Series*, **5/2b**, Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg, 1985.

SCHMUCKER, U., Die Eindringtiefen tagesperiodischer Variationen, in *Protokoll Koll. Elektromagnetische Tiefenforschung, Hornburg*, 31–66, 1990.

SCHULTZ, A. & J. C. LARSEN, On the electrical conductivity of the mid-mantle – I. Calculation of equivalent scalar magnetotelluric response functions, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **88**, 733–761, 1987.

Anwendung der Gradientenmethode im Zeitbereich zur Eindringtiefenbestimmung erdmagnetischer Variationen

Martin Engels, Göttingen

Die Stundenmittelwerte der Magnetfeldaufzeichnungen von 39 europäischen Observatorien vom Januar 1980 sollen hier der Eindringtiefenbestimmung erdmagnetischer Variationen dienen. Dabei wird die Gradientenmethode im Zeitbereich angewandt, indem das elementare Leitfähigkeitsmodell eines perfekten Leiters in einer bestimmten, an jedem Observatorienort zu berechnenden Tiefe benutzt wird. Allein im Zeitbereich können die Stundenmittelwerte günstiger Quellanregung nach Qualitätskriterien ausgewählt werden. Solche geeigneten Anregungen finden sich aufgrund der S_q^p -Wirbel auch in hohen Breiten (neben S_q in mittleren Breiten) und aufgrund des S_D -Wirbels selbst an gestörten Tagen. Hier wird exemplarisch der Versuch unternommen, qualitative Aussagen zur Leitfähigkeitsstruktur des Erdmantels aus Daten ruhiger und gestörter Tage bis hin in hohe nördliche Breiten zu gewinnen — in Regionen, die der Tiefensondierung durch übliche Analysen im Frequenzbereich aufgrund des Quelleneffektes verborgen sind.

1 Äquivalente Stromsysteme

Durch eine Drehung der magnetischen Horizontalkomponenten um 90° erhält man nach dem äquivalenten Flächenstrommodell Stromdichtevektoren, die bereits einen ersten rein qualitativen Eindruck der äquivalenten Stromsysteme ermöglichen. Zuvor wurde der Feldanteil des äquatorialen Ringstromes durch einen Kreisstromansatz unter Verwendung eines Erdmodells und des $D_{s,t}$ -Index korrigiert und das Nullniveau als der Mittelwert von fünf um 1:30 LT zentrierten Nachtstunden aller Q -Tage festgelegt.

Die *Abbildung 1* zeigt das S_q - und S_a -Stromsystem des Januar 1980, nach statistischer Definition aus den fünf Q - bzw. D -Tage des Monats gewonnen, anhand einer Auftragung der Stromdichtevektoren eines Breitenprofils gegen die Lokalzeit. Zu beachten ist an ruhigen Tagen die ausgeprägte Norderstreckung des S_q -Wirbels mit überlagertem S_q^p -Einfluß der nördlichen Stationen sowie an gestörten Tagen der südlich der polaren Elektrojets ausgeprägte S_D -Wirbel. Beide Wirbel werden im folgenden als Quellaktivität genutzt.

2 Gradientenmethode

Die Gradientenmethode berechnet die komplexe Eindringtiefe C aus den Magnetfeldkomponenten X , Y und Z gemäß (x als Nord- und y als Ostrichtung)

$$C(\omega) = \frac{Z(\omega)}{\frac{\partial X(\omega)}{\partial x} + \frac{\partial Y(\omega)}{\partial y}}$$

Bezeichnet nun G den Nenner, so wird aus dem linearen Zusammenhang $Z(\omega) = C(\omega) \cdot G(\omega)$ im Zeitbereich eine Faltung $Z(t) = C(t) * G(t)$. Das Leitfähigkeitsmodell eines perfekten Leiters in

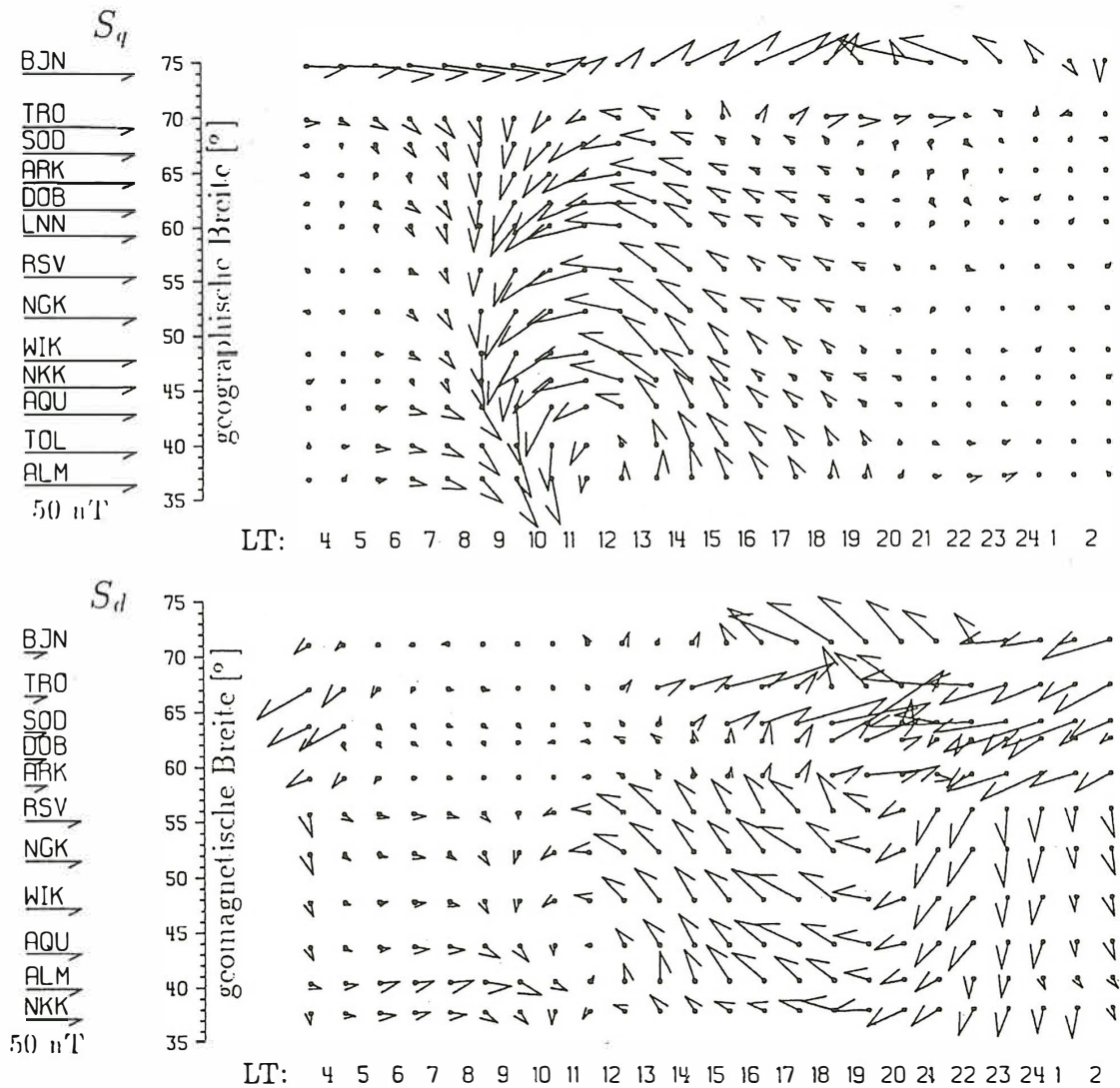


Abb. 1: Das S_q - und S_d -Stromsystem des Januar 1980, gewonnen durch eine Auftragung der Stromdichtevektoren von Observatorien eines Nord-Süd Profils gegen die Stundenmittelwerte in Lokalzeit. Der Skalierungspfeil unterhalb der Observatoriensymbole entspricht einheitlich 50 nT.

der zu berechnenden Tiefe reduziert die Faltung wieder auf ein Produkt und C wird zur reellen Proportionalitätskonstanten.

Die Übertragungsfunktion C wird nun aus N Einzelwerten C_i geschätzt ($i=1, \dots, N$), die nach ihrem reziproken relativen Fehler gewichtet werden (Gewicht w_i). Dazu müssen Annahmen über die Fehlerbehaftung der Einzelwerte Z_i und G_i gemacht werden [Olsen, 1992]:

Nimmt man G_i (bzw. Z_i) als fehlerfrei an, erhält man einen „downward biased“ Schätzwert $\hat{C}_D = \sum \frac{Z_i G_i w_i}{G_i^2 w_i}$ (bzw. einen „upward biased“ Schätzwert $\hat{C}_U = \sum \frac{Z_i^2 w_i}{G_i Z_i w_i}$). Die Annahme gleicher Rauschenergie in Z und G liefert als Schätzwert das geometrische Mittel $\hat{C} = \sqrt{\hat{C}_U \cdot \hat{C}_D}$.

3 Entwicklung der Daten nach 2D-Polynomen

Eine Voraussetzung für die Anwendung der Gradientenmethode ist die Bildung partieller Ableitungen der magnetischen Horizontalkomponenten. Dazu wurden diese mittels stereographischer Azimutalprojektion in eine Tangentialebene abgebildet (Aufpunktobservatorium HLP) und anschließend über eine lineare Ausgleichsrechnung die Entwicklung des magnetischen Potentials nach 2D-Polynomen durchgeführt. Die aus den ersten partiellen Ableitungen automatisch rotationsfrei erhaltenen Magnetfeldkomponenten lassen sich nach Abschnitt 2 in Stromdichtevektoren überführen.

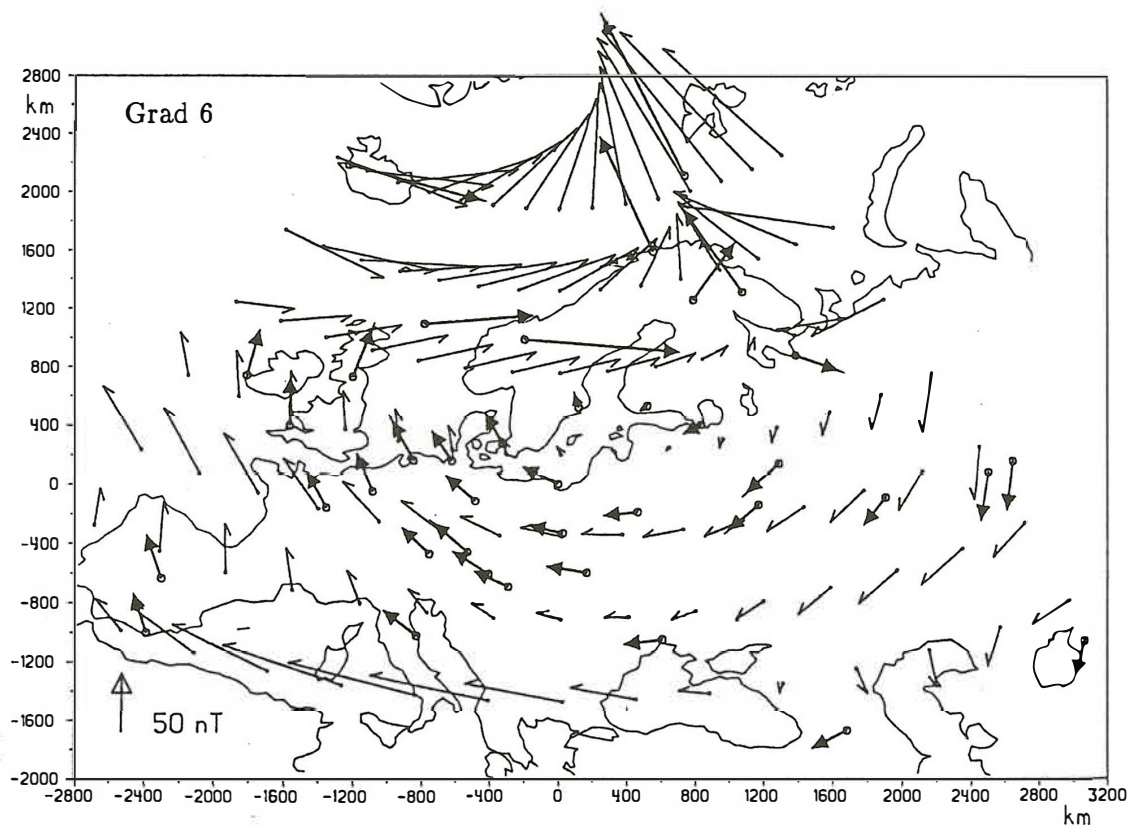


Abb. 2: Stromdichtevektoren von 18.30 UT des S_d -Stromsystems (ausgefüllte Pfeile) in der Tangentialebene, überlagert mit synthetischen Stromdichtevektoren eines geomagnetischen Gitternetzes (Haken) beim Entwicklungsgrad 6

Die erfolgte Datenentwicklung in der Tangentialebene zeigt *Abbildung 2* beim Entwicklungsgrad 6 durch die Darstellung der synthetischen Stromdichtevektoren eines äquidistanten geomagnetischen Gitternetzes (Haken) im Vergleich zu den Ausgangsdaten der Observatorien (Pfeile). Das Verhalten von relativem Anpassungsfehler (Quadrate) und der Modellvektorlänge (Dreiecke) in Abhängigkeit vom Entwicklungsgrad zeigt dazu *Abbildung 3*. Grad 5 und 6 stellen dabei eine sinnvolle Wahl mit zufriedenstellender Anpassung noch jenseits von Überschwingeffekten dar.

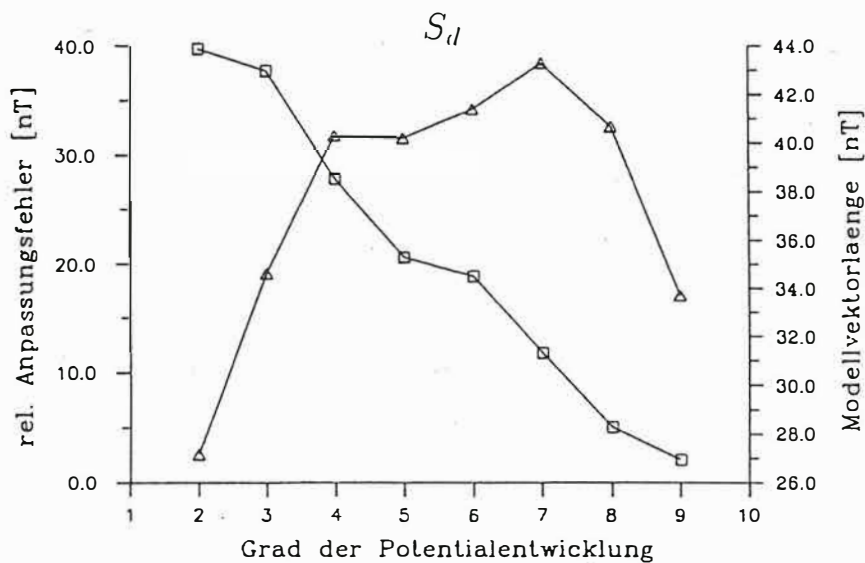


Abb. 3: Relativer Anpassungsfehler (Quadrate) und Modellvektorlänge (Dreiecke) als Funktion des Entwicklungsgrades, bezogen auf das S_d -Stromsystem um 17.30 UT.

4 Eindringtiefen aus Q -Tagen

Hier bieten sich der S_q - und S_q^p -Wirbel als Anregung in mittleren und hohen Breiten an. Am Beispiel vom S_q -Stromsystem des Januar 1980 zeigt die *Abbildung 4* das Verhalten von Z und G sowie des Quotienten C für ein Süd-Nord-Profil aus vier Observatorien:

- Z und G korrelieren gut in Stundenmittelwerten bei deutlicher Anregung durch S_q (AQU, WIK)
- hohe Anregung führt zu einer Konstanz in C , fehlende Anregung durch S_q (RSV) zur deutlichen Über- bzw. Unterschätzung von C ($|G|$ bzw. $|Z| \approx 0$)
- Nordskandinavien (TRO) ist bestimmt durch den Einfluß von S_q^p mit einer sehr stabilen Anregung, die zu einer lang anhaltenden Konstanz in C führt.

Die Eindringtiefen \hat{C} wurden aus folgenden Kriterien an die Einzelwerte C_i gebildet:

- Beschränkung auf die Q -Tage von 8:30 LT bis 14:30 LT
- Gewichtung der C_i mit dem reziproken relativen Fehler
- Forderung nach einer Mindestanregung in Z und G (2 nT bzw. 2 nT/500 km)
- Forderung nach Konstanz benachbarter Werte C_i (Schwankung ≤ 250 km)
- Datenminimum von 10 Einzelwerten C_i (von maximal 35 möglichen Werten)

Die *Abbildung 5* liefert einen qualitativen Eindruck dieser Eindringtiefen \hat{C} (mit in Klammern stehenden absoluten Fehlern $\delta\hat{C}$):

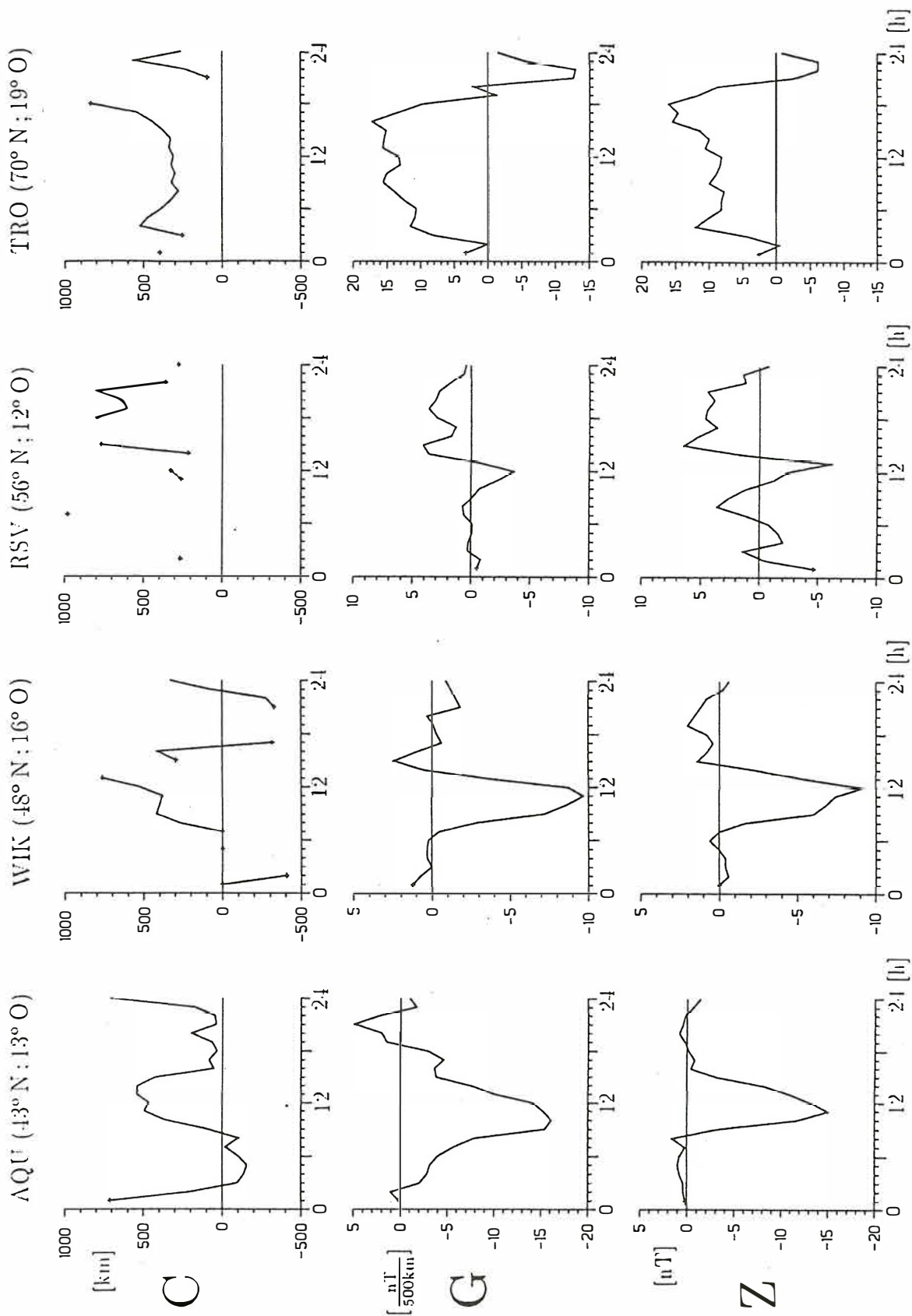


Abb. 4: Auftragung von C, G und Z gegen die Stundenmittelwerte von S_q der auf einem Süd-Nord Profil gelegenen Observatorien AQU, WIK, RSV und TRO.

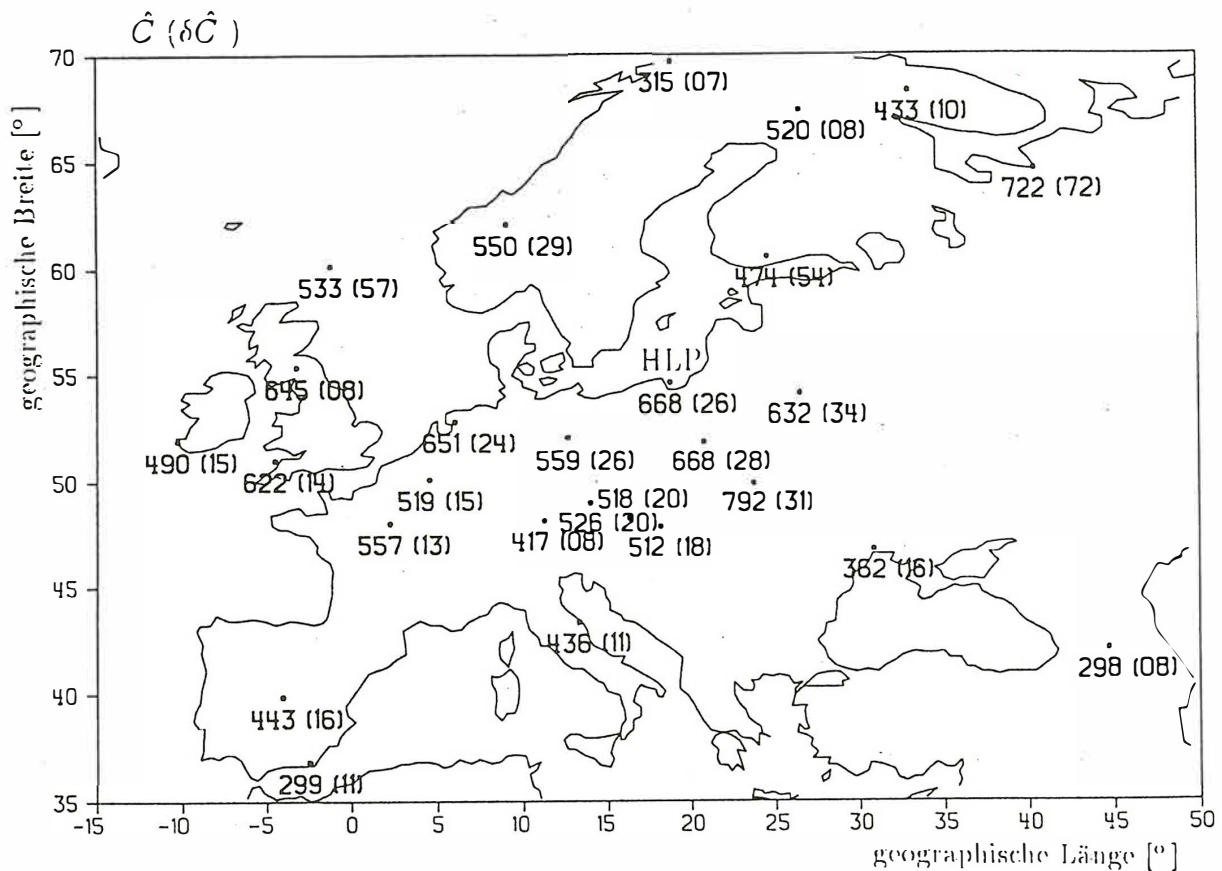


Abb. 5: Eindringtiefen \hat{C} (Fehler $\delta\hat{C}$) europäischer Observatorien, berechnet aus den Q -Tagen des Januar 1980

Mitteleuropa besitzt Eindringtiefen in der Größenordnung von 600 km, dabei ist innerhalb Zentraleuropas eine ansteigende Tendenz nach Nordost festzustellen. Südeuropa zeigt deutlich kleinere Eindringtiefen um 400 km; während Nordeuropa mit Werten um 500 km zwischen dem mittel- und südeuropäischen Niveau liegt.

In *Abbildung 6* werden zwei Längensprofile in Europa mit den Eindringtiefen \hat{C}_U und \hat{C}_D (Kreuze mit Fehlerbalken) gezeigt. Die Eindringtiefen des nördlichen Profils drücken durch ihre Fehler und die größeren Differenz zwischen \hat{C}_U und \hat{C}_D die gegenüber dem südlichen Profil geringere Anregung und damit auch die schlechtere Datenqualität aus. Das allgemein höhere Niveau der Eindringtiefen des nördlichen Schnitts bestätigt die von Süd- nach Mitteleuropa ansteigende Tendenz, die nach Nordskandinavien wieder abfallenden Eindringtiefen werden im Breitenbereich des nördlichen Längsschnitts nicht mehr erfaßt.

Ein Vergleich mit Ergebnissen von Schmucker [1990] und Olsen [1991], die mittels des $Z : \mathcal{Y}$ -Verfahrens aus Stundenmittelwerten umfangreicher Datensätze die Eindringtiefen der Harmonischen von S_q bestimmten, zeigt gleiche Grundtendenzen und Größenordnungen in den zentralen Lagen Europas. Ein jedoch in diesen Analysen abweichendes systematisches Anwachsen der Eindringtiefen nach Nordeuropa legt deren Überschätzung aufgrund der in polaren Breiten ungenügenden Anpassung des inhomogenen Quellenfeldes durch die Kugelfunktionsentwicklung nahe.

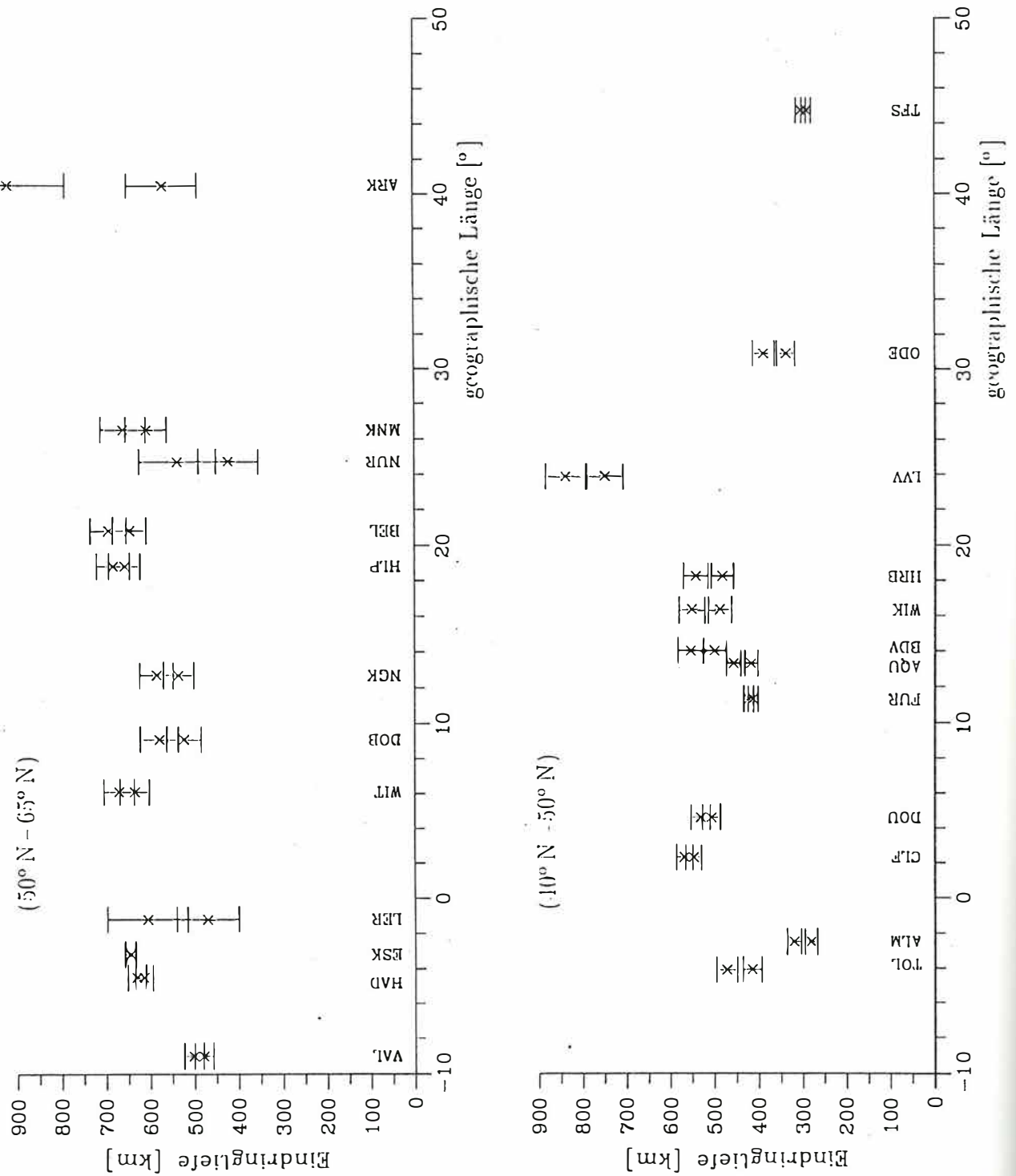


Abb. 6: Längenprofile Nord- und Südeuropas mit \hat{C}_U und \hat{C}_D (und Fehlerbalken) der angegebenen Observatorien, berechnet aus den Q -Tagen des Januar 1980

5 Eindringtiefen aus D -Tagen

Voraussetzung für die Eindringtiefenbestimmung aus ruhigen Tagen war eine über Stunden andauernde Anregung, die der S_q - bzw. S_q^p -Wirbel lieferte. An D -Tagen tritt mit dem S_D -Wirbel im Nachmittagssektor (siehe *Abbildung 1*) ebenfalls eine großräumigere Wirbelstruktur auf. Nördlich von 60°N dominiert der Einfluß der polaren Elektrojets die obere Hälfte des S_D -Wirbels — der Ostjet dreht hier über Nord in einen Westjet um. Die polaren Elektrojets selber sind zeitlich und räumlich für eine ausreichende Korrelation von Z zu G in Stundenmittelwerten zu variabel. Die südliche Hälfte des S_D -Wirbels kommt jedoch als potentielle Anregung in Frage. Die *Abbildung 7* zeigt dazu das Verhalten von Z und G sowie des Quotienten C an drei D -Tagen eines Süd-Nord-Profiles aus drei Observatorien:

- WIK zeigt zwar in Z den S_D -Wirbel, eine Korrelation mit G ist jedoch zu schwach ausgeprägt, um C sinnvoll bestimmen zu können.
- RSV liegt im Breitenbereich günstiger Anregung mit einer Proportionalität von Z zu G , die während des S_D -Wirbels zur relativen Konstanz in C führt.
- LER ist bereits stark durch die polaren Elektrojets beeinflusst und verdeutlicht mit der schlechten Korrelation von Z zu G die Problematik der Bestimmung von C .

Somit läßt nur ein schmaler Breitenbereich um 55°N eine sinnvolle Eindringtiefenbestimmung erwarten. Die genannten Schwierigkeiten erfordern wirksame Qualitätskriterien an die Datenauswahl:

- Beschränkung auf die D -Tage von 15:30 LT bis 22:30 LT
- Gewichtung der C_i mit dem reziproken relativen Fehler
- Forderung nach einer Mindestanregung in Z und G (4 nT bzw. 4 nT/500 km)
- Forderung nach Konstanz benachbarter Werte C_i (Schwankung ≤ 200 km)
- Datenminimum von 15 Einzelwerten C_i (von maximal 40 möglichen Werten)

Die berechneten Eindringtiefen \hat{C} gibt die *Abbildung 8* wieder. Der Breitenbereich zuverlässiger Anregung wird durch die Qualitätskriterien recht genau erfaßt. Die *Abbildung 9* zeigt dazu \hat{C}_U und \hat{C}_D (Kreuze mit Fehlerbalken). Die bereits aus ruhigen Tagen erkannte Tendenz zu nach Osten wachsenden Eindringtiefen innerhalb Zentraleuropas wird hier ebenfalls bestätigt und noch um einen gut sichtbaren, weiter nach Osten hin erfolgenden Abfall ergänzt.

Ein direkter Vergleich mit Eindringtiefen aus der Anregung durch S_q ist problematisch, da verschiedene Anregungen auch verschiedene Zeitkonstanten besitzen und das Modell des perfekten Leiters keine Frequenzen kennt — hier erscheint das allgemeine Niveau der Eindringtiefen gegenüber S_q erniedrigt. Die genannten Analysen im Frequenzbereich neigen in dieser Breitenlage bereits durch die nahen Quellinhomogenitäten zur deutlichen Überschätzung der Eindringtiefen.

Obwohl mit nur fünf D -Tagen des Januar 1980 eine recht geringe Datenbasis vorliegt, ist hier eine sinnvolle Einbeziehung hoher Breiten und gestörter Tage durch die Gradientenmethode im Zeitbereich bei geeigneten Qualitätskriterien möglich.

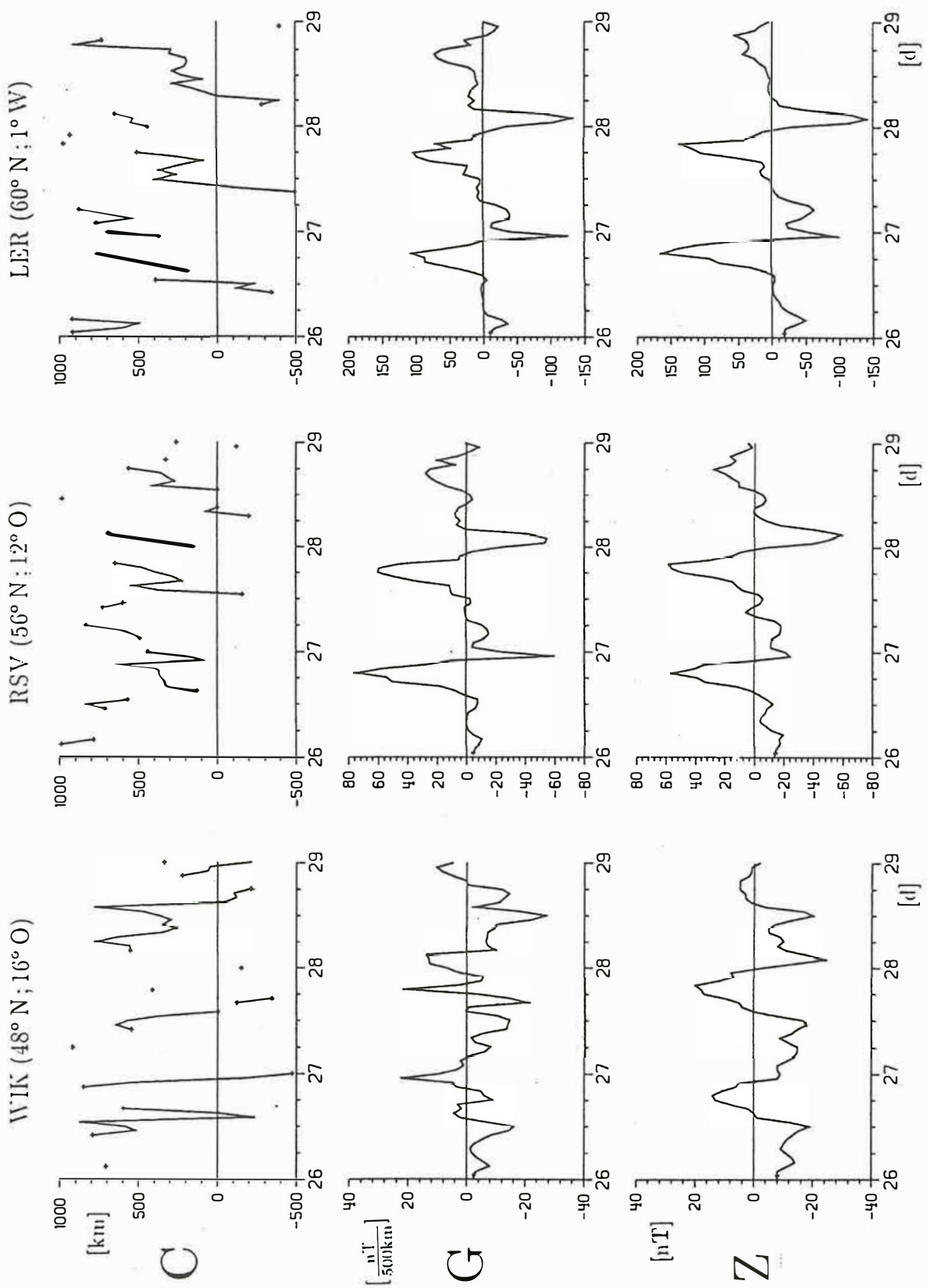


Abb. 7: Auftragung von C, G und Z gegen die Stundenmittelwerte des 27. bis 29. Januar 1980 (D-Tage) der Observatorien WIK, RSV und LER

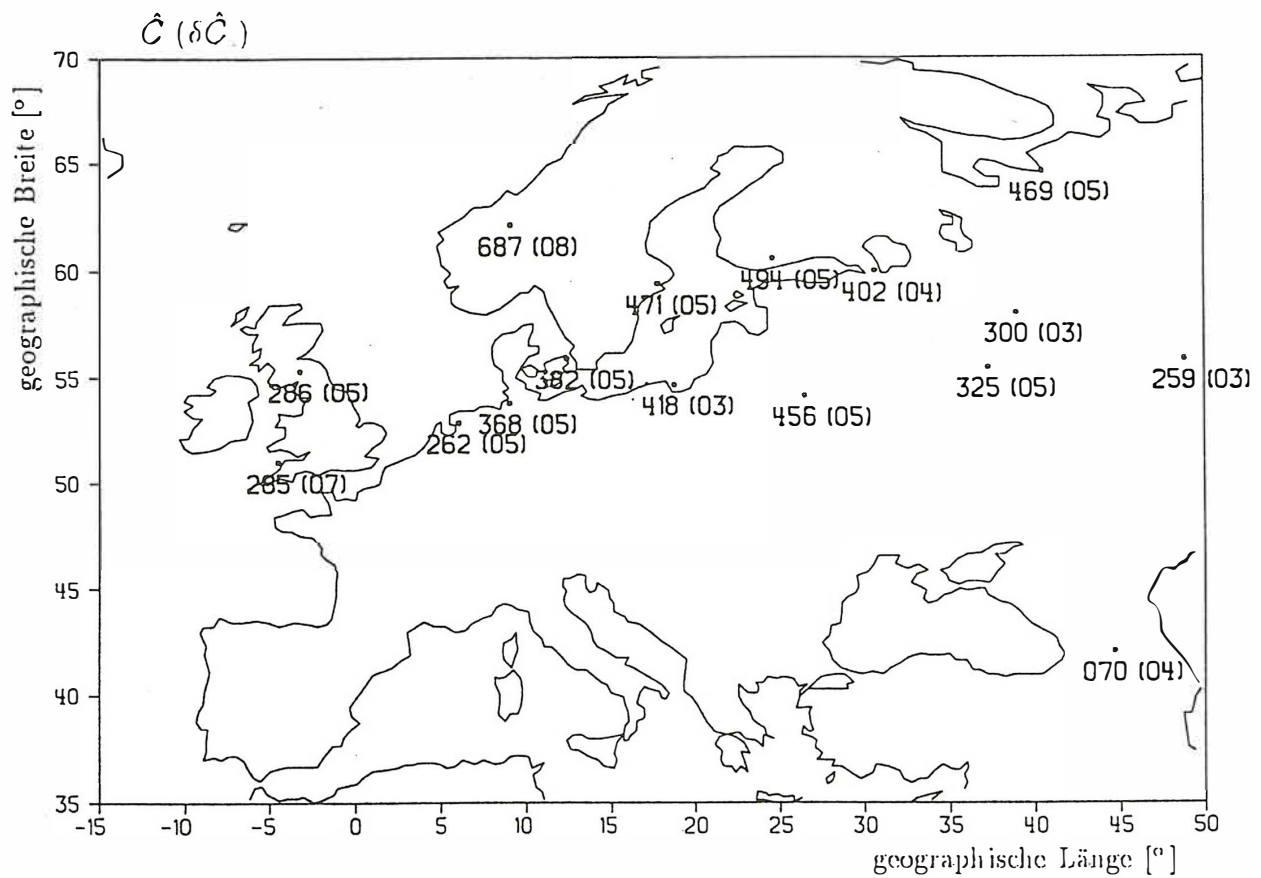


Abb. 8: Eindringtiefen \hat{C} (Fehler $\delta\hat{C}$) europäischer Observatorien, berechnet aus den D-Tagen des Januar 1980

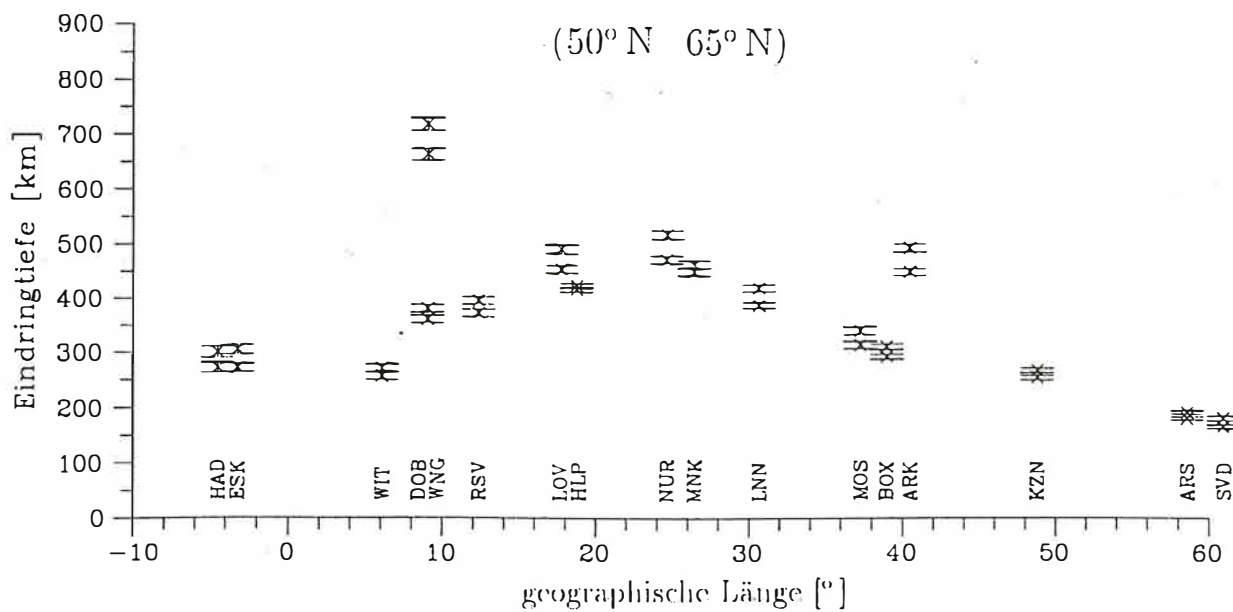


Abb. 9: Längenprofil Europas mit \hat{C}_U und \hat{C}_D (und Fehlerbalken) der angegebenen Observatorien, berechnet aus den D-Tagen des Januar 1980

Literatur

ENGELS, M. (1993):

Untersuchung von Stromsystemen erdmagnetischer Variationen und deren Eindringtiefen durch Anwendung der Gradientenmethode. Diplomarbeit, Math.-Naturwiss. Fachbereich, Univ. Göttingen.

OLSEN, N. (1991):

Untersuchung von tagesperiodischen Variationen des Erdmagnetfeldes mit neueren statistischen Methoden. Dissertation, Math.-Naturwiss. Fachbereich, Univ. Göttingen.

OLSEN, N. (1992):

Day-to-Day C-Response Estimation for S_q from 1 cpd to 6 cpd Using the Z:Y-Method. *J. Geomag. Geoelectr.* **44**, 433-447.

SCHMUCKER, U. (1990):

Die Eindringtiefen tagesperiodischer Variationen. *Protokoll Koll. Elektromagnetische Tiefenforschung, Hornburg 1990*, 31-66.

SYMMETRY PROPERTIES OF ELECTROMAGNETIC TOMOGRAPHY

INTRODUCTION

Interest in large-scale imaging of formation conductivity has generated many studies in recent years. The most suitable techniques for such imaging are electrical tomography and electromagnetic tomography. For practical reasons, increased emphasis is being laid on the development of electromagnetic tomography in the frequency domain [Spies, 1992; Lee and Xie, 1993; Gasnier et al, 1994]. These tomography techniques are attractive for a wide range of purposes: environmental and engineering applications, mineral exploration, and also reservoir characterization. The availability of modelling and inversion software is a crucial factor in the development and in the applicability of such new techniques, and many studies have been undertaken in order to develop such capabilities. Modelling is usually performed in 2-D model geometry with 3-D source geometry; various methods can be found in the literature: finite element [Unsworth et al., 1993], domain integration with nonlinear approximation [Torres-Verdin and Habashy, 1993], and use of the t-q or ω -q transform [Lee and Xie, 1993].

We have solved the modelling problem with a formulation based on boundary integral equations [Straub, 1994]. We assume a two-dimensional model geometry with piecewise homogeneous domains. From the reduced wave equation, we deduce a set of boundary integral equations for both electrical and magnetic fields. The model geometry is given by the contours or boundaries in the transverse plane. Their discretization leads to polygonal contours. In our particular version, the unknowns in the wavenumber domain are the boundary values of the axial fields and the normal derivatives of these fields. After computation of these boundary values, it is possible to obtain the axial and transverse fields at any point of the model.

The edges of the polygonal contours introduce angular singularities. These singularities are treated in an accurate manner. Validation of the numerical results is an important and sometimes neglected step in such software development. We explain in this paper how the symmetry properties of the synthetic tomogram can be exploited in order to easily test the numerical accuracy of the code.

DATA ACQUISITION AND DATA REPRESENTATION

Tomography consists in making cross-well measurements. One borehole contains an electromagnetic source, the other borehole contains the receiver. A commonly-used source is a magnetic dipole, whose axis is coincident with the borehole axis. The receiver consists of a

three-axis magnetic sensor. Such a configuration enables the acquisition of bivariate data. The location of the source may vary within a given depth interval in the source borehole; in the same way, the receiver may vary within the same depth interval in the receiver borehole. The two intervals approximately delimit a study region. Coverage of this study region is made possible by collecting the data corresponding to all pairs of source and receiver points. The first requirement for two-dimensional imaging is the availability of bivariate data. This dimensionality constraint is met in such a tomography. The second requirement for the uniqueness of the solution is the necessity for a complete coverage over the boundary surrounding the study region, as partial coverage will limit the spatial resolution of the image. Unfortunately this requirement is not met in geophysical tomography; this limitation is inherent in this specific geophysical application.

For control purposes, it seems important to be able to depict the entire set of data acquired on a given pair of boreholes. A convenient way of doing this is to introduce the tomogram concept. Each measured parameter (e.g. a component of the magnetic field in the receiver borehole) is plotted on a plane as a function of the source position Z_s and the receiver position Z_R . This type of representation in the ZZ plane is called a tomogram and enables visual control of the entire of experimental data. It can be applied with synthetic data as well. In the general case, there is no obvious relationship between the geoelectrical model and the tomogram in the ZZ plane. However it is interesting to observe how a given intrinsic symmetry of the geoelectrical model is transformed in the ZZ plane.

SYMMETRY PROPERTIES

We will establish here a correspondence between the symmetry of the geoelectrical model and the symmetry of the tomogram. Our reasoning is based on the reciprocity theorem [Harrington, 1961]; we first recall the general form of this theorem.

Consider two states corresponding to a given geoelectrical model and two source models. The Maxwell equations in the frequency domain are:

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \times \vec{E}_I &= -z \vec{H}_I - z \vec{M}_I^* & \vec{\nabla} \times \vec{E}_{II} &= -z \vec{H}_{II} - z \vec{M}_{II}^* \\ \vec{\nabla} \times \vec{H}_I &= y \vec{E}_I + \vec{J}_I^* & \vec{\nabla} \times \vec{H}_{II} &= y \vec{E}_{II} + \vec{J}_{II}^* \end{aligned}$$

The model is specified by the spatial distribution of the impedivity $z = i\omega\mu$ and the admittivity $y = \sigma + i\varepsilon\omega$. Each state is characterized by the distribution of magnetic sources \vec{M}^* and electrical sources \vec{J}^* . These vectors \vec{M}^* and \vec{J}^* represent the volume density of the dipolar moment of these sources. In our application, the sources are point sources represented by Dirac distributions at points S_I and S_{II} . In a classical development, by forming well-chosen bilinear products, we obtain the equality:

$$\left\langle \vec{J}_I^* \cdot \vec{E}_{II} \right\rangle - \left\langle z \vec{M}_I^* \cdot \vec{H}_{II} \right\rangle = \left\langle \vec{J}_{II}^* \cdot \vec{E}_I \right\rangle - \left\langle z \vec{M}_{II}^* \cdot \vec{H}_I \right\rangle$$

This expresses the reciprocity theorem. Each term corresponds to an integration over the whole space i.e. \mathbb{R}^3 . Each term can be understood as the result of a measurement. The quantities

$$\left\langle \vec{J}^* \dots \right\rangle \quad \text{or} \quad \left\langle z \vec{M}^* \dots \right\rangle$$

are measurement operators, which are applied to the electrical field \vec{E} or the magnetic field \vec{H} . So the source distributions play the role of sources in one state and of measurement operators in the other state. In our application to electromagnetic tomography, we will usually restrict this reciprocity theorem to magnetic dipoles and to media with constant permeability. In this case, we obtain the equality:

$$\left\langle \vec{M}_I \cdot \vec{H}_{II} \right\rangle = \left\langle \vec{M}_{II} \cdot \vec{H}_I \right\rangle \quad \text{or} \quad \vec{M}_I \cdot \vec{H}_{II}(S_I) = \vec{M}_{II} \cdot \vec{H}_I(S_{II})$$

In the same way we could write for the electrical dipoles:

$$\left\langle \vec{J}_I \cdot \vec{E}_{II} \right\rangle = \left\langle \vec{J}_{II} \cdot \vec{E}_I \right\rangle \quad \text{or} \quad \vec{J}_I \cdot \vec{E}_{II}(S_I) = \vec{J}_{II} \cdot \vec{E}_I(S_{II})$$

In these expressions, the vectors \vec{M} and \vec{J} are the dipolar moments of the sources. Due to the Dirac distributions, the volume integrals are transformed into quantities defined at point S_I and S_{II} .

We consider now a two-dimensional model geometry with a horizontal strike axis and a vertical dipolar source, for example a magnetic dipole. In the transverse plane of symmetry, which is of interest in our problem, the only non-zero fields are the axial electrical field and the transverse magnetic field. We will concentrate on the vertical magnetic field in the receiver borehole, because it represents the observed field. The reciprocity theorem leads to:

$$M_{Iz} \cdot H_{IIz}(S_I) = M_{IIz} \cdot H_{Iz}(S_{II})$$

This property can be combined with specific symmetries of the model. There are three basic symmetries: a symmetry with respect to a horizontal plane, a symmetry with respect to a vertical median plane, and a symmetry with respect to a central point. The important point is that in each symmetry transformation, the set of vertical boreholes remains invariant. As shown in Figures 1, 2, and 3, it is possible in each case to state an identity between one experiment given by a pair (S_1, M_1) and another experiment given by a pair (S_2, M_2) .

a) Symmetry with respect to a horizontal plane (Figure 1)

A π rotation and a sign reversal lead to the following relations:

$$\begin{aligned} Z_{S1} + Z_{S2} &= 2Z_0 \\ Z_{M1} + Z_{M2} &= 2Z_0 \end{aligned}$$

This expresses a symmetry with respect to the center 0 in the tomogram plane: the fields H_z and E_y are symmetric, the field H_x is skew-symmetric.

b) Symmetry with respect to a vertical median line (Figure 2)

Combination of the reciprocity and a π rotation leads to the following relations:

$$Z_{S1} = Z_{M2} \quad \text{and} \quad Z_{M1} = Z_{S2}$$

This expresses a symmetry with respect to the first diagonal in the tomogram plane. This symmetry is valid only for the field H_z .

c) Symmetry with respect to a central point (Figure 3)

Combination of the reciprocity and a π rotation leads to the following relations:

$$Z_{S1} + Z_{M2} = 2Z_0$$

$$Z_{S2} + Z_{M1} = 2Z_0$$

This expresses a symmetry with respect to the second diagonal in the tomogram plane. This symmetry is valid only for the field H_z .

The correspondence between the symmetries of the model and the symmetries of the tomogram is summarized in Table 1.

It is clear that the symmetries which involve the reciprocity property are valid for a field whose nature and direction are identical to the source. It is important to mention that these symmetries are valid for the total fields and for the primary fields, and consequently also for the secondary fields. It can also be recognized that a combination of the two arbitrary symmetries implies the third symmetry for both the model and the tomogram. These properties can conveniently be exploited in order to check the accuracy of numerical modelling results.

We present in Figure 4 a model which possesses a symmetry with respect to a central point. It contains two square conductive bodies. The transmitter frequency is 10 kHz, so that the regime is situated in the resonance region. A control of the discretization of the boundaries (especially at the edges of the bodies) made it possible to obtain a symmetric tomogram for the field H_{zS} , as shown in Figure 5. Less than 68 boundary elements were needed for each body in order to obtain the correct symmetry. This symmetry is in agreement with Table 1. It is important to observe that the symmetry and convergence criteria are simultaneously met. Thus visual validation of the tomogram becomes a sensitive and convenient tool for the numerical control of modelling results.

REFERENCES

- Gasnier, S., Shima, H., Sakashita, S., Abdelhadi, A., 1994. Development of multi-component multi-frequency data acquisition system for borehole EM tomography: 56 th Meeting and Exhibition of EAEG, Vienna, Austria.
- Harrington, R.F., 1961. Time-harmonic electromagnetic field: Mc Graw-Hill
- Lee, K.H., Xie, G., 1993. A new approach to imaging with low-frequency electromagnetic fields: Geophysics, vol.58, n°6, p.780-786.
- Spies, B.R., 1992. Survey design considerations for cross-well electromagnetics: 62nd Ann. Internat. Meeting. Soc. Explor. Geophys., New Orleans.
- Straub, A., Boundary integral formulation applied to the electromagnetic tomography (submitted to Geophysical Journal International).
- Torres-Verdin, C., Habashy, T., 1993. An approach to non-linear inversion with application to cross-well EM tomography: 63 rd Ann. Internat. Meeting. Soc. Explor. Geophys. Washington.
- Unsworth, M.J., Travis, B.J. and Chave, A.D., 1993. Electromagnetic induction by a finite electrical dipole source over a 2-D earth: Geophysics, vol.58, n°2, p.198-214.

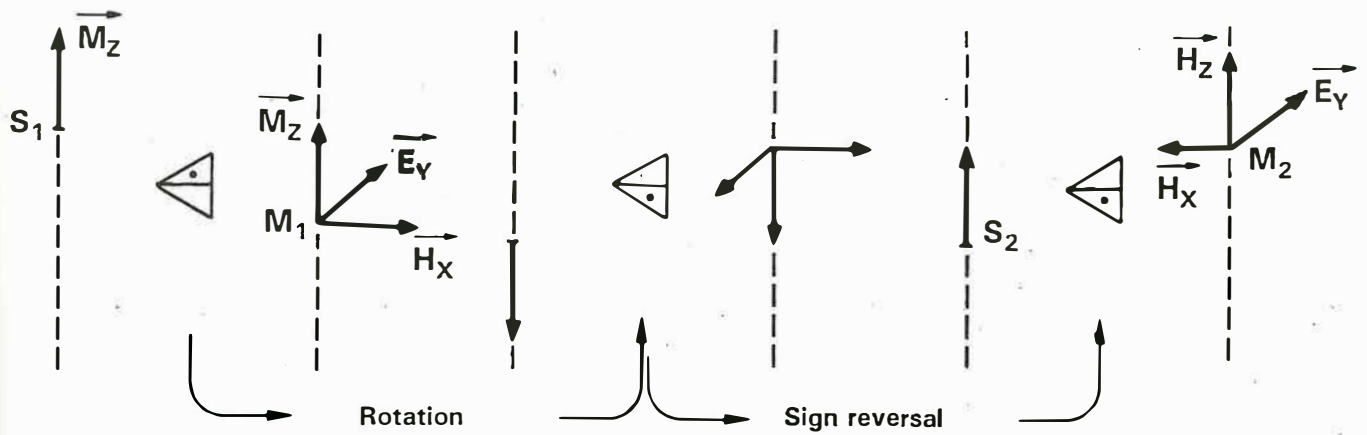


Figure 1: Symmetry with respect to a horizontal plane

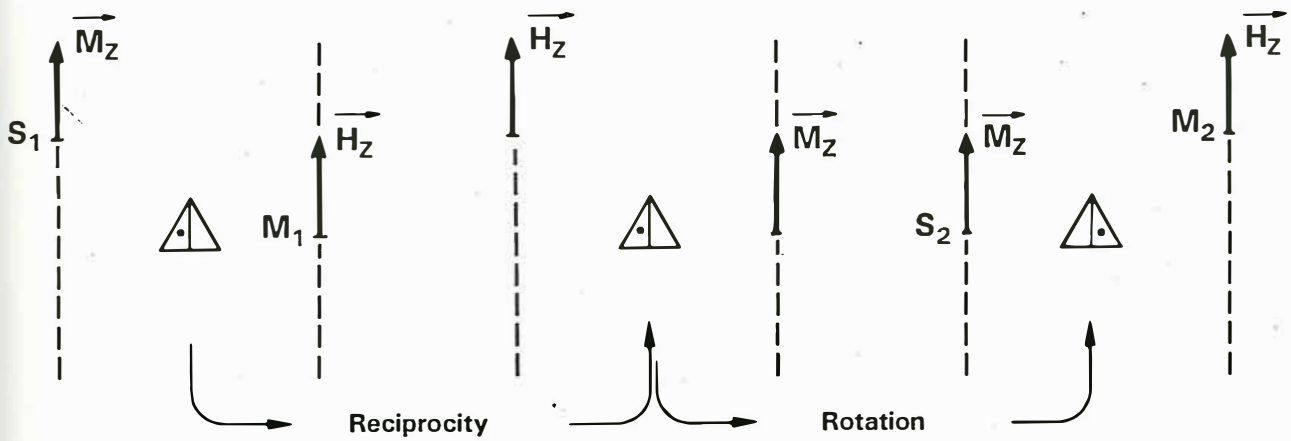


Figure 2: Symmetry with respect to a vertical plane

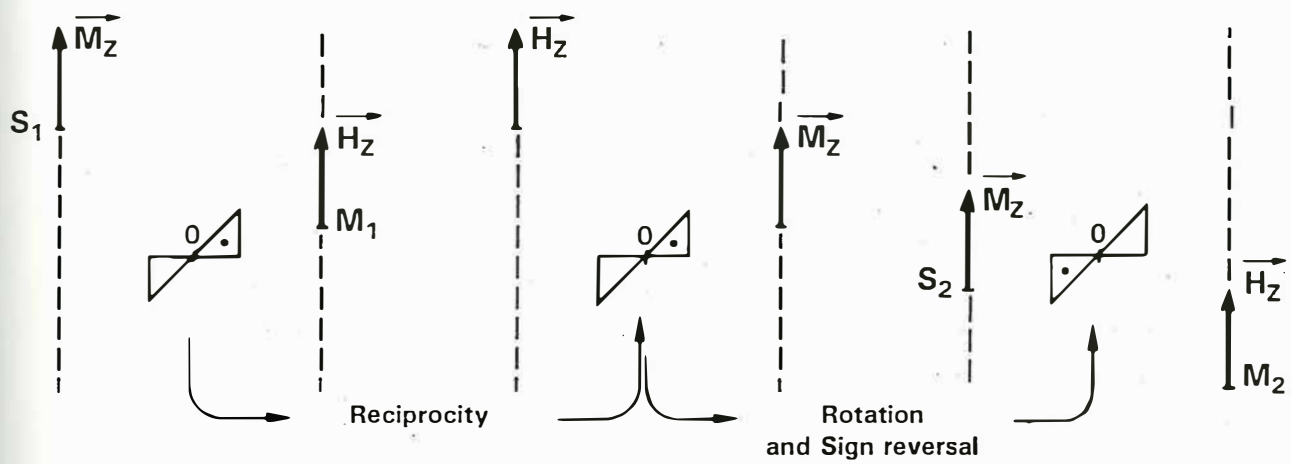


Figure 3: Symmetry with respect to a central point

**SYMMETRY PROPERTIES
FOR THE ELECTROMAGNETIC TOMOGRAPHY
(Verical magnetic dipolar source M_z)**

Model geometry \ Response function	Sym/ Horizontal plane	Sym/ Vertical plane	Sym/ Centre
Sym/centre	$+H_z, E_y$ $-H_x$	0	0
Sym/First Diagonal	0	$+H_z$	0
Sym/Second Diagonal	0	0	$+H_z$

Table 1: Correspondence between model symmetry and tomogram symmetry

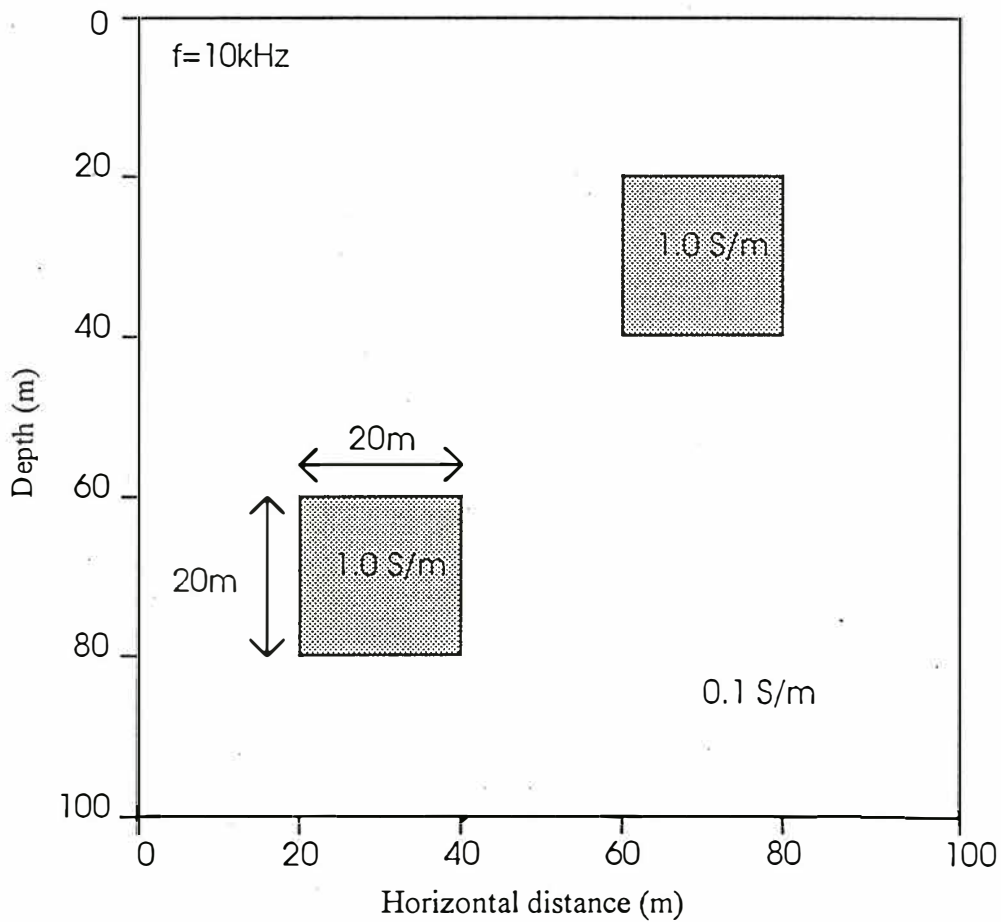


Figure 4: Model geometry

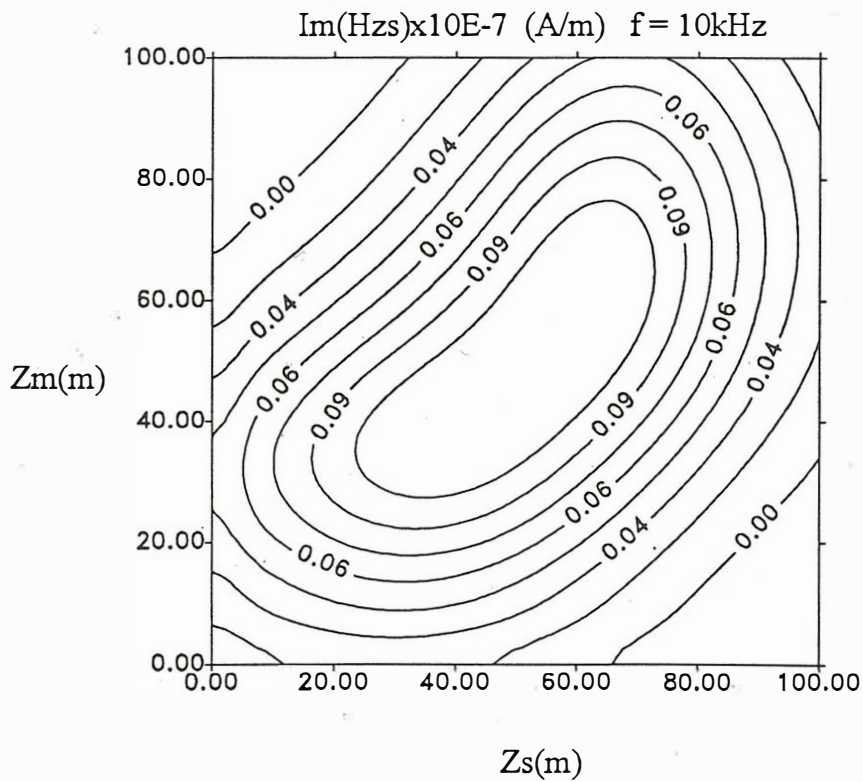
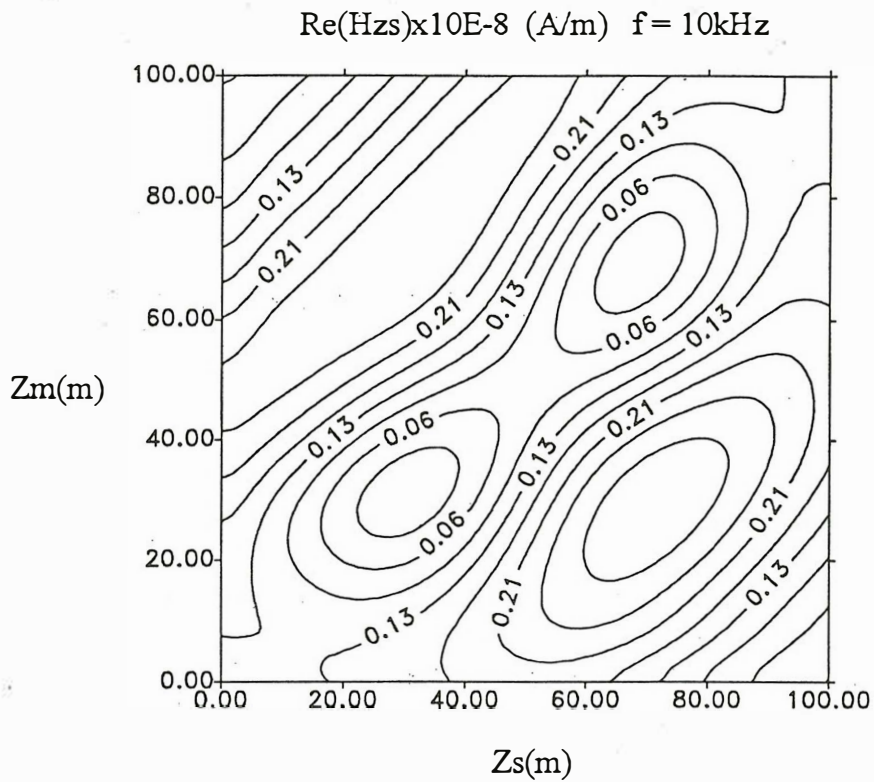


Figure 5: Tomograms for the vertical secondary magnetic field

Magnetische Induktionsfeldtomographie

R. Tietz

Institut für Geophysik und Geologie

Talstraße 35

04103 Leipzig

BRD

1 Einleitung

Tomographische Erkundungsverfahren nehmen in der geologischen Forschung einen immer breiteren Raum ein. Insbesondere in der Seismik und bei Ultraschalluntersuchungen an Gesteinen sind sie hervorragend zur Strukturaufklärung einsetzbar. In jüngster Zeit haben sich derartige Verfahren auch immer mehr in der Geoelektrik durchgesetzt, wobei Dipol-Dipol-Anordnungen, bei denen an zwei Elektroden Strom eingespeist und an weiteren zwei Elektroden das sich ausbildende Potential abgegriffen wird, eine besondere Bedeutung besitzen. Jedoch weniger bekannt ist die Tatsache, daß auf der Basis rein magnetischer Messungen Tomographie mit hoher Auflösung möglich ist. In diesem Artikel wird ein neuartiges elektromagnetisches Tomographieverfahren vorgestellt, das zur Ermittlung des Leitfähigkeitsbildes im Boden und zur Bestimmung der Leitfähigkeitsverteilung beliebig geformter Testproben genutzt werden kann und das im Gegensatz zu den üblichen Methoden nicht auf der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen beruht. Dabei wird sich herausstellen, daß man in der magnetischen Induktionstomographie auf lokalisierbare Magnetfelder angewiesen ist. Insbesondere scheitert jeder Versuch, mit Dipol-Dipol-Anordnungen zu arbeiten. Konkrete Rechnungen und Experimente wurden mit „Flußschlauchfeldern“ durchgeführt. Die Ergebnisse sind sehr ermutigend und widerlegen die Übertragbarkeit des Äquivalenzprinzips der Magnetik auf Problemstellungen, bei denen quasistationäre Ströme auftreten.

2 Grundgleichungen

Bei der Herleitung der Tomographie-Grundgleichungen gehen wir vom quasistationären Maxwell-System

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j}, \quad (1)$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho, \quad (2)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\vec{B}_{,t}, \quad (3)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0 \quad (4)$$

aus, erweitert um die Materialgleichungen

$$\vec{D} = \epsilon \epsilon_0 \vec{E}, \quad (5-a)$$

$$\vec{H} = \frac{1}{\mu \mu_0} \vec{B}, \quad (5-b)$$

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} = -\sigma \vec{a}_{,t}, \quad (5-c)$$

die den Zusammenhang zwischen der dielektrischen Verschiebung \vec{D} und dem elektrischen Feld \vec{E} , dem Magnetfeld \vec{H} und der magnetischen Induktion \vec{B} sowie der Stromdichte \vec{j} und dem elektrischen Feld \vec{E} (Ohmsches Gesetz) herstellen. Wir beschränken uns im weiteren nur auf den Fall relativ niederfrequenter Ströme (< 1 MHz) bzw. auf Meßobjekte, die klein im Vergleich zur Wellenlänge einer sich im Medium fortpflanzenden elektromagnetischen Welle gleicher Frequenz sind. Es sei jedoch angemerkt, daß dieses Verfahren im Unterschied zu den gängigen Methoden nicht auf der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen basiert, sondern ein reines Induktionsverfahren darstellt. Obendrein betrachten wir folgende Situation:

- μ und ϵ mögen nur geringfügig vom Ort abhängen. In diesem Fall darf man die Glieder in $\log \mu$ und $\log \epsilon$ vernachlässigen.
- Effekte, hervorgerufen durch induzierte Polarisation, werden ebenfalls nicht berücksichtigt ($\rho = 0$).

Unter diesen Voraussetzungen ergibt sich als Lösungsformel für das Vektorpotential $\vec{a}(\vec{r}, t)$ im Vollraum die Formel

$$\vec{a}(\vec{r}, t) = \frac{\mu \mu_0}{4\pi} \int_V dV \frac{\vec{j}(\vec{r}', t')}{|\vec{r} - \vec{r}'|}, \quad (6)$$

die wir auf die in Abb. 1 dargestellte Meßanordnung anwenden wollen, in der sich sowohl die Primärspule Sp1 als auch die Sekundärspule Sp2 im Gebiet G1 befinden, das mit einem Medium M1 (i.a. Luft) homogen ausgefüllt ist.

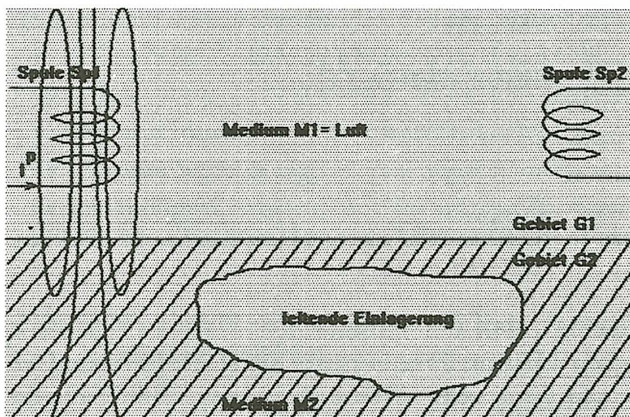


Abb. 1: Meßanordnung der Magnetfeldtomographie

Wir gehen weiterhin davon aus, daß elektrisch leitende Bereiche nur im Medium M_2 des Gebietes G_2 vorkommen. Angenommen, im Primärkreis fließe ein Strom $I^{(p)}$, der in den Medien M_1 und M_2 ein Vektorpotential $\vec{a}^{(p)}$ erzeugt, das wiederum in M_2 die Induktionsstromdichte $\vec{j}^{(i)}$ generiert. Dann wird durch die Ströme $I^{(p)}$ und $\vec{j}^{(i)}$ ein Gesamtvektorpotential $\vec{a}(\vec{r}, t)$ hervorgerufen, welches im Sekundärkreis L_2 eine Spannung U induziert. Sp2 empfängt somit gleichzeitig das Bodensignal aus dem Gebiet G_2 und das direkte Signal von Sp1. Die obige Situation drücken wir mathematisch durch das Integralgleichungssystem

$$\vec{a}(\vec{r}, t) = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \left(\int_{\lambda^{(p)}} d\vec{r}' \frac{I^{(p)}(\vec{r}', t)}{|\vec{r} - \vec{r}'|} + \int_{V_2} dV' \frac{\vec{j}^{(i)}(\vec{r}', t)}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right) \quad (7)$$

aus. Unter Einbeziehung des Induktionsgesetzes

$$\Phi = \int_A \vec{B} d\vec{f} = \int_A \text{rot } \vec{a} d\vec{f} = \int_{\lambda^{(s)}} \vec{a} d\vec{r} \quad (8)$$

und von (5-c) entstehen die Relationen

$$\Phi = \frac{\mu\mu_0}{4\pi} \left(\int_{\lambda^{(s)}} d\vec{r} \int_{\lambda^{(p)}} d\vec{r}' \frac{I^{(p)}(\vec{r}', t)}{|\vec{r} - \vec{r}'|} + \int_{\lambda^{(s)}} d\vec{r} \int_{V_2} dV' \frac{\vec{j}^{(i)}(\vec{r}', t)}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right) \quad (9)$$

und

$$\begin{aligned} \vec{j}^{(i)}(\vec{r}, t) &= \sigma(\vec{r}) \vec{E}(\vec{r}, t) = -\sigma(\vec{r}) \vec{a}_{,t}(\vec{r}, t) = \\ &= \frac{\mu\mu_0 \sigma(\vec{r})}{4\pi} \left(\int_{\lambda^{(p)}} d\vec{r}' \frac{I^{(p)}(\vec{r}', t)}{|\vec{r} - \vec{r}'|} + \int_{V_2} dV' \frac{\vec{j}^{(i)}(\vec{r}', t)}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \right)_{,t} \end{aligned} \quad (10)$$

(10) entspricht einer verallgemeinerten Fredholmschen Integralgleichung 2. Art, die man gewöhnlich iterativ löst. Das Ergebnis, gleich für $U = -\dot{\Phi}$ formuliert, ist die unendliche Reihe

$$\begin{aligned} U &= -L^{\text{ps}} \dot{I}^{(p)} + \alpha \ddot{I}^{(p)} \int_{V_2} dV_0 \sigma(\vec{r}_0) L_1(\vec{r}_0) \\ &\quad - \alpha^2 \overset{(3)}{I}^{(p)} \int_{V_2} dV_0 \sigma(\vec{r}_0) \int_{V_2} dV_1 \sigma(\vec{r}_1) L_2(\vec{r}_0, \vec{r}_1) \\ &\quad \vdots \\ &\quad \pm \alpha^{(n+1)} \overset{(n+1)}{I}^{(p)} \int_{V_2} dV_0 \sigma(\vec{r}_0) \cdots \int_{V_2} dV_{n-1} \sigma(\vec{r}_{n-1}) L_n(\vec{r}_0, \dots, \vec{r}_{n-1}) \mp \cdots \end{aligned} \quad (11)$$

In (11) wurde bereits berücksichtigt, daß der eingeprägte Strom $I^{(p)}(\vec{r}, t)$ in Sp1 bei den von uns betrachteten kleinen Frequenzen nicht mehr vom Ort, sondern nur noch von der Zeit abhängt, d.h. $I^{(p)}(\vec{r}, t) = I(t)$. $\dot{I}^{(p)}$, $\ddot{I}^{(p)}$ und $\overset{(n)}{I}^{(p)}$ bedeuten die ein-, zwei- bzw. n -fache zeitliche Ableitung des Stromes

nach der Zeit. Der Übersichtlichkeit halber haben wir den Vorfaktor $(\frac{\mu\mu_0}{4\pi})$ mit α abgekürzt und die Gegeninduktivität

$$L^{ps} = \alpha \int_{\lambda^{(s)}} \int_{\lambda^{(p)}} \frac{d\vec{r} \cdot d\vec{r}_0}{|\vec{r} - \vec{r}_0|}. \quad (12)$$

und die Volumengegeninduktivitäten

$$L_n(\vec{r}_0, \dots, \vec{r}_{n-1}) = \alpha \int_{\lambda^{(s)}} \int_{\lambda^{(p)}} \frac{d\vec{r} \cdot d\vec{r}_n}{|\vec{r} - \vec{r}_0| \cdots |\vec{r}_{n-1} - \vec{r}_n|} \quad (13)$$

eingeführt. Wie man sofort sieht, ist (11) eine nichtlineare Reihe in dem zu bestimmenden Modellparameter σ . Für manche Feldberechnungen ist es günstiger, vom ungestörten Primärfeld

$$\vec{a}^{(p)}(\vec{r}, t) = \alpha I^{(p)} \int_{\lambda^{(p)}} \frac{d\vec{r}_0}{|\vec{r} - \vec{r}_0|} \quad (14)$$

statt vom eingepägten Strom $I^{(p)}$ auszugehen. Diskretisiert erhält man schließlich für (11) in linearer Näherung

$$T_k \stackrel{\text{def}}{=} \frac{U_0 - U_0^{ps}}{\omega} = - \sum_j \tilde{\sigma}(\vec{r}_j) V_j \int_{\lambda_k^{(s)}} \frac{d\vec{r}_k \cdot \vec{a}_{0(k)}^{(p)}(\vec{r}_j, t)}{|\vec{r}_k - \vec{r}_j|} \quad (15-a)$$

und in quadratischer

$$T_k = - \sum_j V_j \tilde{\sigma}(\vec{r}_j) \left(\int_{\lambda_k^{(s)}} \frac{d\vec{r}_k \cdot \vec{a}_{0(k)}^{(p)}(\vec{r}_j, t)}{|\vec{r}_k - \vec{r}_j|} - i \sum_{j_1} V_{j_1} \tilde{\sigma}(\vec{r}_{j_1}) \int_{\lambda_k^{(s)}} \frac{d\vec{r}_k \cdot \vec{a}_{0(k)}^{(p)}(\vec{r}_{j_1}, t)}{|\vec{r}_k - \vec{r}_j| |\vec{r}_j - \vec{r}_{j_1}|} \right). \quad (15-b)$$

Dabei sind wir von einer harmonischen Anregung

$$\vec{a}^{(p)}(\vec{r}_n, t) = \vec{a}_0^{(p)}(\vec{r}_n) \exp i\omega t \quad (16)$$

ausgegangen. $\tilde{\sigma}$ bezeichnet die mit dem Faktor α skalierte Leitfähigkeit σ . Der zusätzliche Index k numeriert die jeweilige geometrische Spulenordnung relativ zum Untergrund. Es gibt nun eine Vielzahl verschiedener Spulenkonfigurationen bzw. Primärfeldverteilungen, die für eine tomographische Aufnahmetechnik geeignet erscheinen, aber nur wenige erweisen sich als erfolgversprechend, worauf wir im nächsten Abschnitt näher zu sprechen kommen.

3 Diskussion

Für das Verständnis der Tomographie ist von entscheidender Bedeutung, sich über das ihr zugrundeliegende geometrische Rekonstruktionsprinzip Klarheit

zu verschaffen. Rein empirisch wird man nämlich feststellen, daß desto kontrastreichere Bilder entstehen, desto lokalisierter das Primärfeld ist. Was verbirgt sich hinter dem Begriff lokalisiertes Feld, und wie läßt sich der Effekt verstehen? Wir meinen damit einfach eine Feldkonfiguration, mit der es möglich ist, Informationen bevorzugt aus eingeschränkten Teilgebieten von M_2 zu gewinnen, so daß leitende Bereiche nur dann eine merkliche Meßantwort liefern, wenn sie von dem räumlich begrenzten Primärfeld getroffen werden, mit anderen Worten, die Einlagerungen exakt lokalisierbar sind. Einer vollkommen ähnlichen Situation steht man in der Seismik bzw. der Ultraschalltomographie gegenüber, wo sich die Meßsignale strahlenförmig ausbreiten. So kann es z.B. passieren, daß ein Strahl auf ein Hindernis stößt und absorbiert wird, während ein paralleler, aber weit genug entfernter Strahl daran vorbeigeht und keine Veränderung erleidet. Das Kernproblem besteht demzufolge darin, die Theorie so zu konstruieren, das in ihr ein Strahl- oder Beam-Konzept Platz findet, in der sich das Testfeld und damit das Meßsignal räumlich begrenzen läßt. Daß ein derartiges Prinzip auch in der Induktionsfeldtomographie einführbar ist, wollen wir am linearen Inversionsproblem demonstrieren.

Um das lineare Gleichungssystem (15-a), das wir in der Form

$$T_k = \sum_j G_{kj} \tilde{\sigma}(\vec{r}_j), \quad G_{kj} = -V_j \int_{\lambda_k^{(s)}} \frac{d\vec{r}_k \cdot \vec{a}_{0(k)}^{(p)}(\vec{r}_j, t)}{|\vec{r}_k - \vec{r}_j|} \quad (17)$$

schreiben, im Rahmen der Gaußschen Methode der kleinsten Quadrate zu lösen, geht man bekanntlich zu den Gleichungen

$$\sum_k T_k G_{kq} = \sum_j M_{qj} \tilde{\sigma}(\vec{r}_j), \quad M_{qj} = \left(\sum_i G_{ki} G_{ij} \right) \quad (18)$$

bzw.

$$\mathbf{G}^T \mathbf{T} = \mathbf{M} \tilde{\sigma} \quad (19)$$

über. Der Kontrast der Tomogramme wird bestimmt durch das Verhalten der Singulärwerte der Matrix \mathbf{M} bei einer entsprechenden Singulärwertzerlegung (SVD). Ein schnelles Verschwinden der Singulärwerte führt zu schlechtem Kontrast, da der Rang der Matrix \mathbf{M} effektiv nicht größer als die Anzahl der wesentlich von Null verschiedenen Singulärwerte sein kann, d.h. die Dimension des Kernes der Abbildung \mathbf{M} wird sehr groß und damit die Dimension des Restvektorraumes, der die eigentliche Abbildung vermittelt, sehr klein. Ein solches Verhalten zeigen insbesondere alle Dipol-Dipol-Anordnungen. Deshalb stößt man in der Literatur auf die weit verbreitete Meinung, daß magnetische Tomographieverfahren zur Bodenerkundung nur wenig oder überhaupt nicht geeignet sind. Gestützt werden jene Auffassungen obendrein durch das aus der Magnetik bekannte Prinzip der äquivalenten Schicht. Wir werden jedoch nachweisen, daß lokalisierte Primärfeldverteilungen, wie z.B. magnetische Flußschläuche, durchaus als Testfelder geeignet sind, da sie im Vergleich zu den gewohnten Dipolanordnungen ein völlig anderes Singulärwertspektrum aufweisen. Zu diesem Zweck müssen wir die Gegeninduktivitäten

L^{ps} und L_1 bzw. das Integral

$$L_1' = \int_{\lambda_k^{(s)}} \frac{d\vec{r}_k \cdot \vec{a}_{0(k)}^{(p)}(\vec{r}_j, t)}{|\vec{r}_k - \vec{r}_j|} \quad (20)$$

für die uns interessierenden Anordnungen bestimmen. Der Kürze halber verzichten wir auf eine detaillierte Herleitung der Ergebnisse. So erhält man z.B. für eine Dipol-Dipol-Anordnung, bestehend aus einer kleinen Sende- und Empfangsspule, die weit entfernt von den Einlagerungen angebracht sind (siehe Abb. 1), als Gegeninduktivitäten L^{ps} und L_1 die Formeln

$$L^{\text{ps}} = \frac{\mu\mu_0\pi r_1^2 r_2^2 N_1 N_2}{8l^3} \{(\vec{e}_1 \cdot \vec{e}_2)[2 - 3(\vec{n} \cdot \vec{e}_0)^2] - 3(\vec{n} \cdot \vec{e}_1')(\vec{n} \cdot \vec{e}_2')\} \quad (21)$$

und

$$L_1 = \frac{\pi\mu\mu_0 r_1^2 r_2^2 N_1 N_2}{4l_1^2 l_2^2} \{(\vec{n}_1 \cdot \vec{e}_1')(\vec{n}_2 \cdot \vec{e}_2') + (\vec{n}_1 \cdot \vec{e}_0)(\vec{n}_2 \cdot \vec{e}_0)(\vec{e}_1 \cdot \vec{e}_2)\}. \quad (22)$$

In (21) und (22) bedeuten \vec{e}_1 und \vec{e}_2 die Normalen auf den Querschnittsflächen der Spulen Sp1 und Sp2. Die restlichen Vektoren \vec{e}_0 , \vec{e}_1' und \vec{e}_2' werden als Spatprodukte definiert, nämlich $\vec{e}_0 = \vec{e}_1 \times \vec{e}_2$, $\vec{e}_1' = \vec{e}_1 \times \vec{e}_0$ bzw. $\vec{e}_2' = \vec{e}_2 \times \vec{e}_0$. Die Größen l_1 und l_2 bezeichnen die Abstände zwischen den Spulen Sp1 bzw. Sp2 zum Aufpunkt P in M2, und \vec{n}_1 und \vec{n}_2 seien die zugehörigen Normalenvektoren in Richtung P. l ist der Abstand zwischen beiden Spulen und \vec{n} der entsprechende Normalenvektor in dieser Richtung. N_1 und N_2 sind die Windungszahlen der Spulen.

Von Wichtigkeit sind nun die beiden Spezialfälle, in denen die Vektoren \vec{e}_1 und \vec{e}_2 parallel liegen oder senkrecht aufeinander stehen. Im ersten Fall vereinfachen sich (21) und (22) zu

$$L^{\text{ps}} = \frac{\mu\mu_0\pi r_1^2 r_2^2 N_1 N_2}{8l^3} (2 - 3 \sin^2(\alpha)), \quad \alpha = \angle(\vec{n}, \vec{e}) \quad (23)$$

und

$$L_1 = \frac{\pi\mu\mu_0 r_1^2 r_2^2 N_1 N_2}{4l_1^2 l_2^2} \{(\vec{n}_1 \cdot \vec{n}_2) + (\vec{n}_1 \cdot \vec{e})(\vec{n}_2 \cdot \vec{e})\}, \quad (24)$$

wobei $\vec{e}_1 = \vec{e}_2 = \vec{e}$ gesetzt wurde und α den Winkel zwischen \vec{n} und \vec{e} darstellt. Im zweiten Fall ergeben sich die Beziehungen

$$L^{\text{ps}} = \frac{3\mu\mu_0\pi r_1^2 r_2^2 N_1 N_2}{8l^3} (\vec{n} \cdot \vec{e}_1)(\vec{n} \cdot \vec{e}_2) \quad (25)$$

und

$$L_1 = \frac{\pi\mu\mu_0 r_1^2 r_2^2 N_1 N_2}{4l_1^2 l_2^2} (\vec{n}_1 \cdot \vec{e}_2)(\vec{n}_2 \cdot \vec{e}_1), \quad (26)$$

d.h. wenn die Verbindungslinie beider Spulen innerhalb einer der Querschnittsflächen von Sp1 oder Sp2 liegt, ist $L^{\text{ps}} = 0$, was man auch erwartet, ganz im Gegensatz zur Volumengegeninduktivität (26), die nicht verschwindet. Eine derartige Spulenanordnung eignet sich ausgezeichnet zur

Störspannungsunterdrückung des Primärfeldes, da nur noch das Bodensignal registriert wird. Ganz ähnliche Beziehungen gewinnt man für den Fall, daß die Primärspule Sp1 eine große Schleife ist, die sowohl die Meßspule Sp2 als auch die zu erkundenden Einlagerungen zentral umschließt. Die zu (21) und (22) äquivalenten Formeln haben die Gestalt

$$L^{ps} = \frac{\mu\mu_0\pi r_2 N_1 N_2}{2r_1^2} (\vec{e}_1 \cdot \vec{e}_2) \quad (27)$$

und

$$L_1 = \frac{\pi\mu\mu_0 l_1 r_2^2 N_1 N_2}{4l_2^2 r_1} \{(\vec{n}_1 \cdot \vec{e}'_1)(\vec{n}_2 \cdot \vec{e}'_2) + (\vec{n}_1 \cdot \vec{e}_0)(\vec{n}_2 \cdot \vec{e}_0)(\vec{e}_1 \cdot \vec{e}_2)\}. \quad (28)$$

Es sei noch einmal deutlich darauf hingewiesen, daß letztere beiden Formeln nur nahe des Mittelpunktes von Sp1 richtig sind. Die Symbole in (27) und (28) entsprechen denen in (21) und (22). Bei einem Vergleich von (22) und (28) fällt auf, daß sich beide Gleichungen nur im Vorfaktor unterscheiden, die geometriebedingte Winkelabhängigkeit dagegen ist identisch. Allerdings fällt die Induktivität L_1 nur quadratisch mit dem Abstand l_2 , im Gegensatz zu (21), wo sie mit der dritten Potenz verschwindet. Wir werden jedoch sehen, daß Dipolanordnungen, egal in welcher Ausführung sie auftreten, für tomographische Aufnahmen sehr schlecht geeignet sind. Bessere Resultate liefern z.B. magnetische Flußschläuche. Angenommen, es sei möglich, einen Flußschlauch so zu erzeugen, daß innerhalb eines zylinderförmigen Gebietes die magnetische Induktion \vec{B} konstant und außerhalb nahezu Null wäre. Für eine solche Spulen-Flußschlauchkonfiguration (siehe Abb. 4), in der zusätzlich der Einheitsvektor \vec{q} der Flußschlauchachse senkrecht auf dem Normalenvektor \vec{e} der Querschnittsfläche der Meßspule steht, wodurch eine direkte Überkopplung des Primärfeldes \vec{B} verhindert wird, läßt sich das Integral L'_1 in Dipolnäherung exakt bestimmen. Eine längere Rechnung führt uns zum Ergebnis

$$L'_1 = \frac{B_0 R_0^2 R}{2l^2 (R^2 + R_0^2/4)} (\vec{n} \cdot \vec{q}) \sin \phi. \quad (29)$$

In (29) setzen wir voraus, daß sich der Koordinatenursprung im Mittelpunkt der Meßspule befindet und daß das Bezugssystem durch die drei Basisvektoren $\vec{e}_0 = \vec{e} \times \vec{q}$, \vec{e} und \vec{q} gebildet wird. ϕ ist der Winkel zwischen \vec{e} und dem Projektionsvektor \vec{x}' des Aufpunktvektors \vec{x} der Länge l in die (\vec{e}_0, \vec{e}) -Ebene, R der Abstand des Aufpunktes von der Flußschlauchachse und R_0 der Radius des Flußschlauches. Bewegt man jetzt einen kleinen Testkörper innerhalb der (\vec{e}_0, \vec{q}) -Ebene, so springt ϕ beim Durchgang durch die Flußschlauchachse un stetig von -90 zu $+90$ Grad, woraus für L'_1 die Formel

$$L'_1 = \frac{B_0 R_0^2 |\sin(2\alpha)|}{4l((l \sin \alpha)^2 + R_0^2/4)} \operatorname{sgn} \phi, \quad \alpha = \angle(\vec{n}, \vec{q}) \quad (30)$$

folgt. Um zu entscheiden, welche der vorgeschlagenen Anordnungen im Sinne des oben dargelegten Beam-Konzeptes für eine tomographische Bearbeitung geeignet ist, muß man sich, wie bereits erwähnt, das Singulärwertspektrum

der zugehörigen Matrix $\tilde{\mathbf{G}}$ aus (19) anschauen. Zur Vereinfachung der Situation wollen wir die Integrale

$$G_{kj} = -I_0^{(p)} V_j L_1^{(k)}(\vec{r}_j) = -I_0^{(p)} \alpha V_j \int_{\lambda_k^{(s)}} \int_{\lambda_k^{(p)}} \frac{d\vec{r}_k \cdot d\vec{r}_1}{|\vec{r}_k - \vec{r}_j| |\vec{r}_j - \vec{r}_1|} \quad (31)$$

bzw.

$$G_{kj} = -V_j \int_{\lambda_k^{(s)}} \frac{d\vec{r}_k \cdot \vec{a}_{0(k)}^{(p)}(\vec{r}_j, t)}{|\vec{r}_k - \vec{r}_j|} \quad (32)$$

nur für ein zweidimensionales Meßfeld mit 7x6 Zellen auswerten.

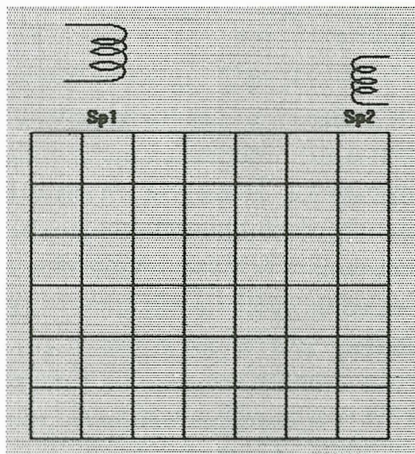


Abb. 2: 2-dim. Meßfeld mit 42 Meßzellen

Im Diagramm Abb. 3 sind die Singulärwertspektren verschiedener Dipol-Dipol-Anordnungen im Vergleich zur Flußschlauchkonfiguration abgebildet. Die Abszisse numeriert den jeweiligen Singulärwert n und die Ordinate seine relative Größe. Die Kurve „Dipol-Dipol oben“ zeigt die Singulärwerte für eine Sender-Empfänger-Kombination, in der beide Spulen jeweils in konstanter Höhe über der Meßebe gehalten werden. Arretiert man die Spulen in diskreten Schritten genau oberhalb der einzelnen Meßspalten, so gibt es 49 derartige Stellungen. Die Kurve „Dipol-Dipol oben/unten“ unterscheidet sich von letzterer Anordnung nur dadurch, daß die eine der beiden Spulen auf einer Horizontalen oberhalb und die zweite auf einer anderen Horizontalen unterhalb der Meßebe bewegt werden. Wie man sieht, verschwinden die Singulärwerte für $n > 7$ bzw. $n > 14$ fast vollständig. Die Aufstellungshöhen der Spulen spielen dabei qualitativ gesehen keine Rolle. Beide Kurven spiegeln eindrucksvoll das bekannte Äquivalenzprinzip der Magnetik wider, das besagt, daß eine reale Permeabilitätsverteilung im Inneren eines Körpers durch eine fiktive oberflächennahe Schichtbelegung simuliert werden kann. Eine derartige Mehrdeutigkeit widerspricht aber dem Tomographieprinzip, d.h. mit derartigen Meßkonfigurationen ist tatsächlich keine Tomographie möglich. Um zu testen, ob sich die Situation vielleicht durch ein Schwenken der Spulenachse der Sendespule und damit durch ein richtungsorientiertes

Scannen der Meße ebene verbessern läßt, wurde die Kurve „Drehdipol-Dipol“ berechnet, bei der sich die Sendespule genau in der Mitte oberhalb der Meße ebene befindet und in 7 diskreten Winkelschritten im Bereich zwischen 0 und 180 Grad gedreht wird, während man die Empfangsspule unterhalb der Spalten des Meßegebietes positioniert. Die entsprechenden Singulärwerte fallen jedoch noch stärker als die der Anordnung „Dipol-Dipol oben“ ab. Auch ein vollständiges Umfahren des gesamten Meßegebietes (Kurve „Dipol-Dipol oben/unten rechts/links“) bringt keinen Fortschritt. Im Gegensatz dazu liefert eine Flußschlauchanordnung, wie sie in Abb. 4 zu sehen ist, ein völlig anderes Bild. Die Singulärwerte konvergieren zwar langsam gegen Null, jedoch in einer Weise (Abb. 3), daß selbst der 42. Singulärwert noch nennenswert von Null verschieden ist, d.h. das Gleichungssystem (19) ist sehr gut konditioniert. Der Grund dafür ist klar. Während in den ersten vier Fällen das Dipolfeld das Meßegebiet wenig lokalisiert überstreicht und die Meßeantwort durch die oben erwähnte fiktive Oberflächenschicht simuliert werden kann, ist dies im letzten Fall auf Grund der Selektivität des Testfeldes nicht mehr möglich. Um das Gesagte durch ein real gemessenes Tomogramm zu erhärten, haben wir eine Kugel nach dem Flußschlauchprinzip zweidimensional tomographiert. Dabei konnten wir die entsprechenden Winkelabhängigkeiten, die durch die Gleichung (30) vorausgesagt werden, voll bestätigen. Insbesondere wechselt das Meße signal beim Durchgang durch die Flußschlauchachse das Vorzeichen. Die Kugel befand sich auf einer Kreisscheibe ungefähr im halben Radius vom Mittelpunkt entfernt. Als Inversionsverfahren diente ein SIRT-Algorithmus, wie man ihn üblicherweise in der Ultraschalltomographie verwendet. Die Lage und die ungefähre Größe der Kugel werden durch das Tomogramm (Abb. 4) recht gut wiedergegeben.

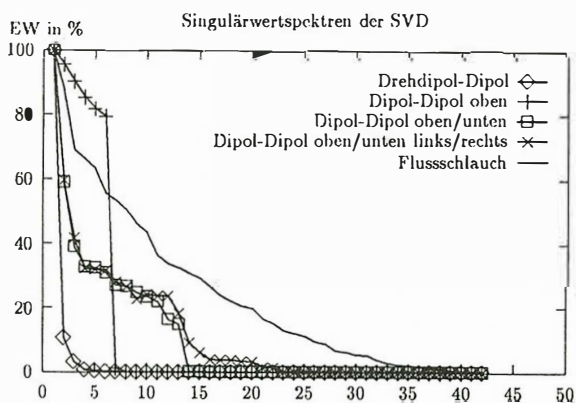


Abb. 3: Singulärwertzerlegung verschiedener Meße anordnungen

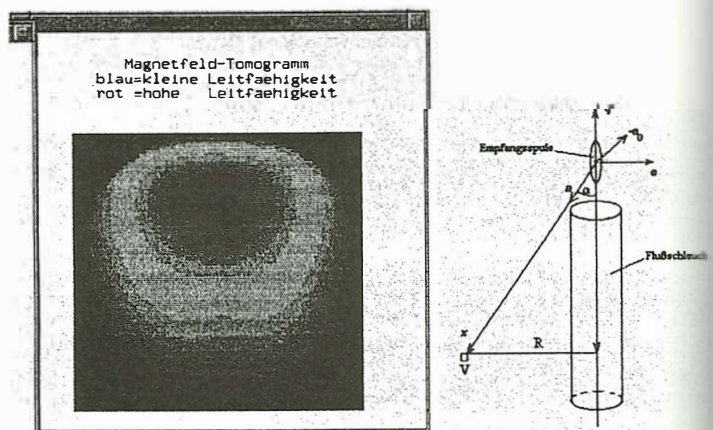


Abb. 4: Flußschlauchtomogramm einer Kugel, Flußschlauchanordn

Literatur

- [1] E. Schmutzer: Grundlagen der Theoretischen Physik (Teil I): VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin, 1989

Magnetische Verzerrung der Übertragungsfunktionen in GDS: Trennung von regionaler und lokaler Information mit Hilfe von 'Hypothetical Event Analysis'

1. Einleitung

In der Magnetischen Tiefensonndierung hängt die Respons einer Inhomogenität nicht nur vom Leitfähigkeitskontrast zu ihrer Umgebung ab, sondern auch von ihrer Größe relativ zur Skintiefe der eindringenden Felder, und von ihrer Form und Lage relativ zur geologischen Umgebung. In einem vergleichsweise kleinen Körper, der in den oberen Kilometern der Erde liegt, finden Induktionsvorgänge bei kurzen Perioden statt. Derselbe Körper kann aber im Bereich der langen Perioden die regional induzierten Ströme einer großräumigen Struktur örtlich ablenken, und somit ein anomales statisches Magnetfeld erzeugen, das dem Regionalfeld überlagert ist.

Dieses Störfeld kann zu erheblicher Modifikation der vertikalen magnetischen Übertragungsfunktionen führen, was besonders deutlich wird, wenn man sie als Induktionspfeile darstellt. Ihre Länge und Richtung werden stark von örtlichen Stromkonzentrationen beeinflusst. Abb.1 zeigt die Realpfeile (Wiese) über einem länglichen gutleitenden Störkörper, der in einen schlechterleitenden Halbraum eingebettet ist (Leitfähigkeitskontrast: 10:1). Die Induktionspfeile werden allein vom statischen Störfeld erzeugt, und in einem weiten Bereich um den Leiter ist von der eigentlichen regionalen Struktur (homogener Halbraum) nichts zu sehen.

Trotzdem sollten die Übertragungsfunktionen diese regionale Information beinhalten, und sie sollte dieselbe sein bei allen Stationen eines ganzen Arrays, wenn nur die regionale Struktur genügend großräumig ist. Unter dieser Voraussetzung führt die theoretische Formulierung des magnetischen Verzerrungsproblems zu einer Neubetrachtung zweier bekannter Methoden: 'Rotation' und 'Hypothetical Event Analysis'. Wendet man diese Methoden auf alle Stationen gleichzeitig an, können sowohl regionale Streichrichtung als auch regionale MT-Impedanzphasen bestimmt werden. Die Relevanz der Ergebnisse hängt von der Datenqualität, der räumlichen Abdeckung und der geologischen Komplexität ab.

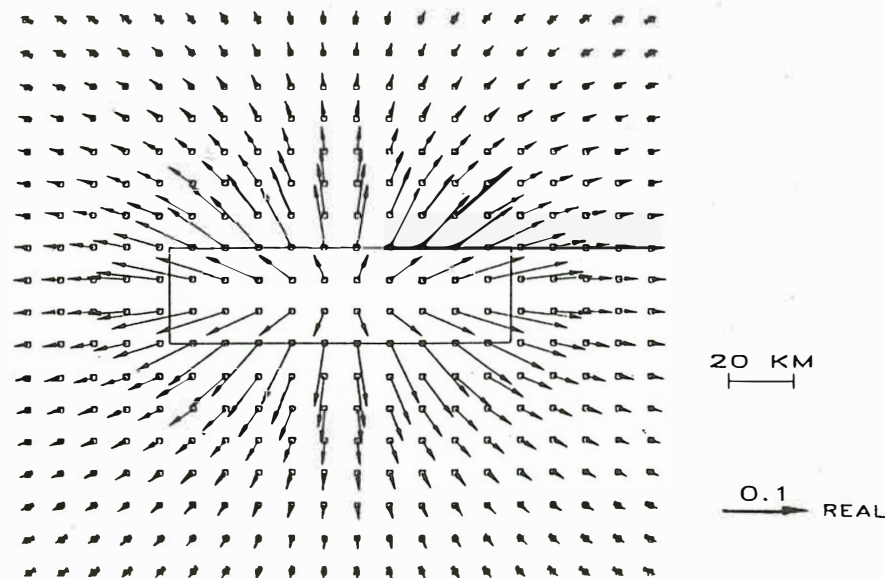


Abb.1: Realpfeile (Wiese) über einem gutleitenden länglichen abgeplatteten Hemi-Rotationsellipsoid ($10 \Omega m$), eingebettet in einen schlechterleitenden homogenen Halbraum ($100 \Omega m$). Der Ellipsoid liegt innerhalb des dargestellten Rahmens; Länge: 100 km, Radius: 15 km, Tiefe 5 km. Das statische Magnetfeld wurde aus der Stromdichte in- und außerhalb des Ellipsoids berechnet (Biot-Savart). Feldstärke des homogenen elektrischen Feldes: 4 mV/km

Iapetus

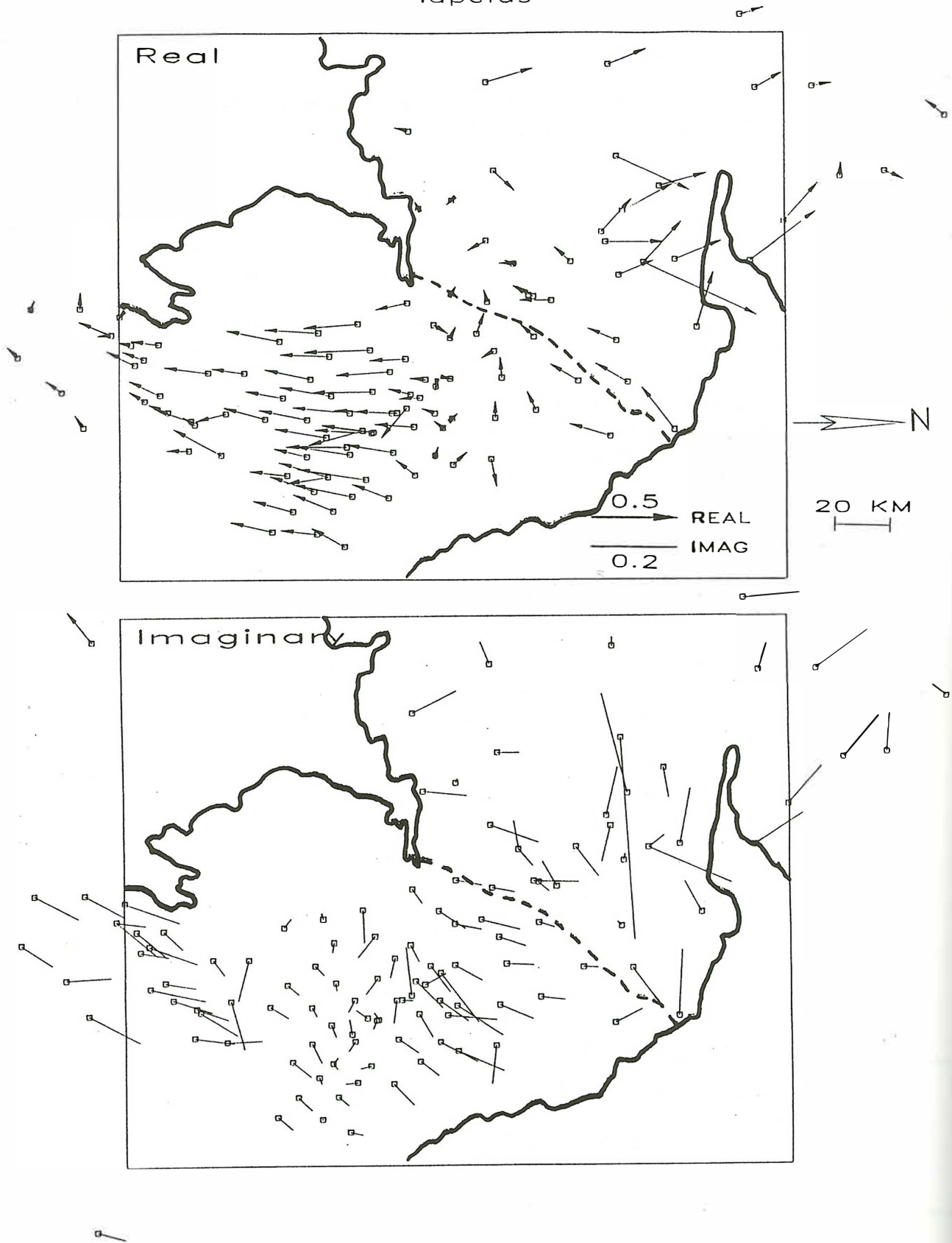


Abb.2: Der Iapetus - Datensatz: 140 GDS - Stationen in Nord - England und Süd - Schottland.
Real- und Imaginärpfeile (Wiese) aller Stationen bei $T = 750$ s;
unterschiedliche Skalierung! - - - - engl./schott. Grenze

2. Der Iapetus - Datensatz

Ein Beispiel für ein Stations-Array, bei dem magnetische Verzerrung vermutet wird, haben wir im Iapetus Datensatz. Hier stehen ca. 140 Stationen aus einem Gebiet von etwa 200×300 km in Nord - England und Süd - Schottland zur Verfügung. Der Periodenbereich umfaßt 40 - 3000 s. Die Daten sind in den letzten 15 - 20 Jahren von verschiedenen Gruppen gemessen worden und R. Banks hat sie in in einer Datenbank zusammengestellt. In Abb.2 sind die Real- und Imaginärpfeile aller Stationen für die Periode 750 s in der Wiese-Konvention aufgetragen. Die Küstenlinie gibt einen groben Eindruck von der geographischen Umgebung.

Man kann bei den Induktionspfeilen vier grobe Bereiche unterscheiden: a) Im *Bereich der unteren Bildhälfte* zeigen die Realpfeile einheitlich nach Süden und haben recht große Amplituden (0.4 . . . 0.5). Die Imaginärpfeile sind an diesen Stationen ziemlich klein und zeigen in verschiedene Richtungen (oft NO), jedoch nicht parallel zu den Realpfeilen. b) Im *Bereich südlich* davon drehen sich die Realpfeile Richtung SW und werden kleiner, während die Imaginärpfeile hier größer werden und oft antiparallel zu den Realpfeilen sind. c) Im *Bereich nördlich* von a) werden die Realpfeile sehr klein und zeigen in alle Richtungen (im Nordosten weg vom Ozean), während die Imaginärpfeile auch hier wieder größer werden und oft in eine Richtung von etwa 30° (NNO) weisen. d) *Weiter im Norden* drehen sich die Realpfeile um, zeigen meist NW und sie werden wieder deutlich größer. Die Imaginärpfeile zeigen nur bei manchen Stationen parallel zu den Realpfeilen.

Die Richtungsänderung der Realpfeile von Süden nach Norden suggeriert, daß in dem Bereich, wo die Realpfeile klein werden und umklappen, starke Ströme in O/W-Richtung fließen müssen. Tatsächlich befindet sich hier der etwa 20 - 30 km breite und etwa 100 km lange Northumberland - Sedimenttrog, der jedoch mit einer vertikalen Ausdehnung von nur 4 km nicht die Struktur sein kann, in der in diesem Periodenbereich Ströme induziert werden. Es könnte sich eher um eine lokale Kanalisierung von regional induzierten Strömen handeln, die in diesem Sedimenttrog von der Irischen zur Nordsee stattfindet. Die Frage ist aber, wo werden diese Ströme induziert und können wir diese Information aus den offensichtlich verzerrten Übertragungsfunktionen herausfiltern? Dazu wollen wir zunächst das Problem der magnetischen Verzerrung formulieren.

3. Theoretische Grundlagen

An jeder Station mißt man eine Kombination von regionalem und anomalem Magnetfeld $B = B^r + B^a$. Unter der Annahme, daß die regionalen elektrischen und magnetischen Felder über dem gesamten Bereich uniform sind und der Störkörper viel kleiner als die Skintiefe des relevanten Periodenbereichs ist, kann die Verzerrung des regionalen elektrischen Feldes durch einen reellen, frequenzunabhängigen Tensor C beschrieben werden (Bahr 1985, Groom 1988). Da das anomale Magnetfeld B^a durch die örtliche Ablenkung der Ströme in alle drei Raumrichtungen erzeugt wird, ist es *in Phase* mit dem elektrischen Regionalfeld E^r und ortsabhängig. Die magnetische Verzerrung wird daher durch einen reellen Tensor D dargestellt (vgl. Groom 1988, Zhang 1987, 1993).

$$B^a = D \cdot E^r = D \cdot (Z_r' \cdot B^r) \quad (1)$$

$$\begin{pmatrix} B_x^a \\ B_y^a \\ B_z^a \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} D_{xx} & D_{xy} \\ D_{yx} & D_{yy} \\ D_{zx} & D_{zy} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 & Z_{xy}' \\ -Z_{yx}' & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_x^r \\ B_y^r \end{pmatrix} \quad (2)$$

Hier wurde das elektrische Regionalfeld E^r durch den regionalen Impedanztensor Z_r' (in Streichkoordinaten) und das regionale Magnetfeld B^r ersetzt und dies erlaubt einen Ausdruck, der nur Magnetfeldkomponenten enthält. Für die anomale Vertikalkomponente erhält man eine Gleichung, ähnlich der Definition der vertikalen Übertragungsfunktionen.

$$B_z^a = - \underbrace{D_{zy} Z'_{yx}} B_x^r + \underbrace{D_{zx} Z'_{xy}} B_y^r \quad (3)$$

$$B_z = T_x B_x^r + T_y B_y^r \quad (4)$$

Um herauszufinden, welche Information tatsächlich in den vertikalen Übertragungsfunktionen steckt, betrachten wir zunächst den 1-D Fall: $T_x = D_{zy}Z$ und $T_y = D_{zx}Z$. Die beide vertikalen Übertragungsfunktionen enthalten *dieselbe* regionale Impedanz und somit auch *dieselbe* Phase. Wenn wir also die Real- und Imaginärteile der gemessenen T_x - oder T_y -Werte *aller* Stationen eines Arrays bei einer Periode in der komplexen Ebene darstellen, sollten alle Punkte auf eine Linie durch den Ursprung fallen, welche dann die 1-D Phase anzeigt (z.B. 45° über homogenem Halbraum).

Der Informationsgehalt der Übertragungsfunktionen wird gewöhnlich in Induktionspfeilen dargestellt (die im 1-D - Fall verschwinden). Ihre Richtung wird aus dem Verhältnis der beiden Übertragungsfunktionen berechnet. Wir sehen, daß im 1-D - Fall die komplexe Komponente, also die regionale Impedanz wegfällt, und die Gleichung nur das reelle Verhältnis der beiden magnetischen Verzerrungsparameter liefert.

$$T_y/T_x = D_{zx}/D_{zy} = \cot \theta_\ell \quad (5)$$

Falls die lokale Anomalie eine längliche Ausdehnung hat, können wir die Verzerrungsparameter also als *Winkelbeziehungen der lokalen Streichrichtung* θ_ℓ definieren. Sie enthalten außerdem den ortsabhängigen Geometrie - Faktor F (Funktion des Abstands).

$$D_{zx} = F \cos \theta_\ell \quad \text{und} \quad D_{zy} = F \sin \theta_\ell \quad (6)$$

Betrachtet man den komplizierteren 2-D - Fall in Meßkoordinaten, enthält Gl. 3 zusätzlich zu den lokalen natürlich auch Winkelterme der regionalen Streichrichtung; wodurch die ganze Formulierung schwer durchschaubar wird. Beide Übertragungsfunktionen stellen eine Mischung der beiden regionalen Impedanzen dar und beinhalten Terme der Winkeldifferenz α zwischen regionaler und lokaler Streichrichtung:

$$T_x = F \cdot [-Z'_{xy} \sin \theta_r \cos \alpha + Z'_{yx} \cos \theta_r \sin \alpha] \quad (7)$$

$$T_y = F \cdot [Z'_{xy} \cos \theta_r \cos \alpha + Z'_{yx} \sin \theta_r \sin \alpha] \quad \text{mit} \quad \alpha = \theta_\ell - \theta_r \quad (8)$$

Rotation:

Diese Gleichungen können wesentlich vereinfacht werden, wenn man die Übertragungsfunktionen in die regionale Streichrichtung dreht, dann enthält jede nur noch *eine* Impedanz!

$$T'_x = Z'_{yx} \cdot F \sin \alpha \quad \text{und} \quad T'_y = Z'_{xy} \cdot F \cos \alpha$$

Das bedeutet, daß die Kurven der rotierten Übertragungsfunktionen verschiedener Stationen über dem Periodenbereich, wo Verzerrung stattfindet, *parallel* verlaufen. Sie unterscheiden sich nur in reelle Faktoren, die sie nach oben oder unten verschieben. Durch schrittweises Drehen der Übertragungsfunktionen kann man also den regionalen Streichwinkel finden, indem man die Resultate aller Stationen beurteilt. Man ist dann auch in der Lage, Periodenbereiche, in denen Induktion oder lokale Verzerrung die Ursache der anomalen Magnetfelder sind, zu identifizieren.

Hypothetical Event Analysis:

Eine andere Methode, die tatsächliche regionale Streichrichtung und auch die Phasen der regionalen Impedanzen zu finden, besteht darin, einen Erwartungswert für das magnetische Vertikalfeld aus den Übertragungsfunktionen zu berechnen.

$$B_z^p = T_x \cdot B_x^o + T_y \cdot B_y^o \quad (9)$$

Den Erwartungswert B_z^p erhält man für unterschiedliche Polarisationsrichtungen ϑ_o eines hypothetischen Magnetfeldes B^o mit der Amplitude 1 (Bailey 1974):

$$B^o = \begin{pmatrix} 1 \cdot \cos \vartheta_o \\ 1 \cdot \sin \vartheta_o \end{pmatrix} \implies B_z^p = T_x \cdot \cos \vartheta_o + T_y \cdot \sin \vartheta_o \quad (10)$$

Wir können den Informationsinhalt dieses Erwartungswertes dadurch veranschaulichen, indem wir die Werte aller Stationen eines Arrays bei einer Periode in Isolinienplänen auftragen. Betrachtet man die Ergebnisse für zueinander senkrechte Polarisierungen des Magnetfeldes, kann man gut Zonen erhöhter Leitfähigkeit identifizieren, und Aussagen über ihre Einbindung in die gesamtgeologische Situation machen (z.B. ob Stromkanäle elektrisch verbunden sind; Banks 1984).

Schließt man nun 'Ausgangsgleichung' 3 in die Formulierung des Erwartungswertes (Gl. 10) ein, erhält man einen recht komplizierter Ausdruck mit drei verschiedenen Winkelbeziehungen: regionale Streichrichtung θ_r , lokale Streichrichtung θ_ℓ , und Polarisation des horizontalen Magnetfeldes ϑ_o .

$$B_z^p = (D_{zx}, D_{zy}) \mathbf{R}_{\theta_r} \mathbf{Z}'_r \mathbf{R}_{\theta_r}^{-1} \begin{pmatrix} \cos \vartheta_o \\ \sin \vartheta_o \end{pmatrix} \quad (11)$$

Zum besseren Verständnis betrachten wir zwei Spezialfälle: Polarisation des hypothetischen Magnetfeldes in Richtung der regionalen Leitfähigkeitsstruktur oder senkrecht dazu.

$$\underline{\vartheta_o = \theta_r} : \quad B_z^p = Z'_{yx} [-D_{zx} \sin \theta_r + D_{zy} \cos \theta_r] = T'_x \quad (12)$$

$$\underline{\vartheta_o \perp \theta_r} : \quad B_z^p = Z'_{xy} [D_{zx} \cos \theta_r + D_{zy} \sin \theta_r] = T'_y \quad (13)$$

Wenn die Polarisation *parallel* oder *senkrecht* zur regionalen Streichrichtung ist, werden die Ausdrücke für den Erwartungswert des Vertikalfeldes *identisch* mit denen für die rotierten Übertragungsfunktionen. Jeder enthält nur *eine* regionale Impedanz, d.h. nur *eine* Phaseninformation. Wenn wir also die Real- und Imaginärteile der Erwartungswerte aller Stationen bei einer Periode in der komplexen Ebene darstellen und die Polarisationsrichtung schrittweise ändern, sollten sie sich entlang einer Linie durch den Ursprung anordnen, wenn der Polarisationswinkel parallel oder senkrecht zur Streichrichtung getroffen ist. Diese Linie zeigt dann die *Phase der regionalen Impedanz* an.

4. Anwendung auf den Iapetus - Datensatz

Die vorangegangenen Überlegungen wurden an den Übertragungsfunktionen des oben vorgestellten Iapetus - Datensatzes ausprobiert. Abb.3a zeigt die Real- und Imaginärteile der unrotierten Übertragungsfunktionen von 30 beliebig ausgewählten Stationen bei der Periode 750 s. Die Kurven verlaufen bei Perioden oberhalb 100 s meist parallel. Durch schrittweise Rotation wurde ein Bereich gefunden, bei dem die Kurven enger gebündelt sind (Abb.3b), mit Ausnahme der Imaginärteile von T'_x . Dies geschieht im Bereich von etwa $100^\circ - 120^\circ$ von Norden.

Diese Richtung wird durch die Hypothetical Event Analysis bestätigt. Abb.4a zeigt die Erwartungswerte zunächst bei einer Polarisationsrichtung von 0° , d.h. bei streng nördlich gerichtetem Magnetfeld. Die Werte streuen grob um eine Linie von etwa 20° , die jedoch nicht durch den Nullpunkt geht. Schrittweise Drehung der Polarisationsrichtung verschiebt die Punkte gegeneinander in der komplexen Ebene. Es wurde ein Bereich gefunden, bei dem die Punkte stärker um den Ursprung konzentriert sind und immer noch eine vage Linie von ca. 20° erkennbar ist (Abb.4b). Dies geschieht bei Polarisationsrichtungen von ca. $110^\circ - 125^\circ$ und ist reproduzierbar im Periodenbereich von 500-1000 s. Beschränkt man die Anzahl der Stationen auf solche, die im engeren Bereich des Northumberland-Trogs oder südlich davon liegen, ist die Phasenlinie

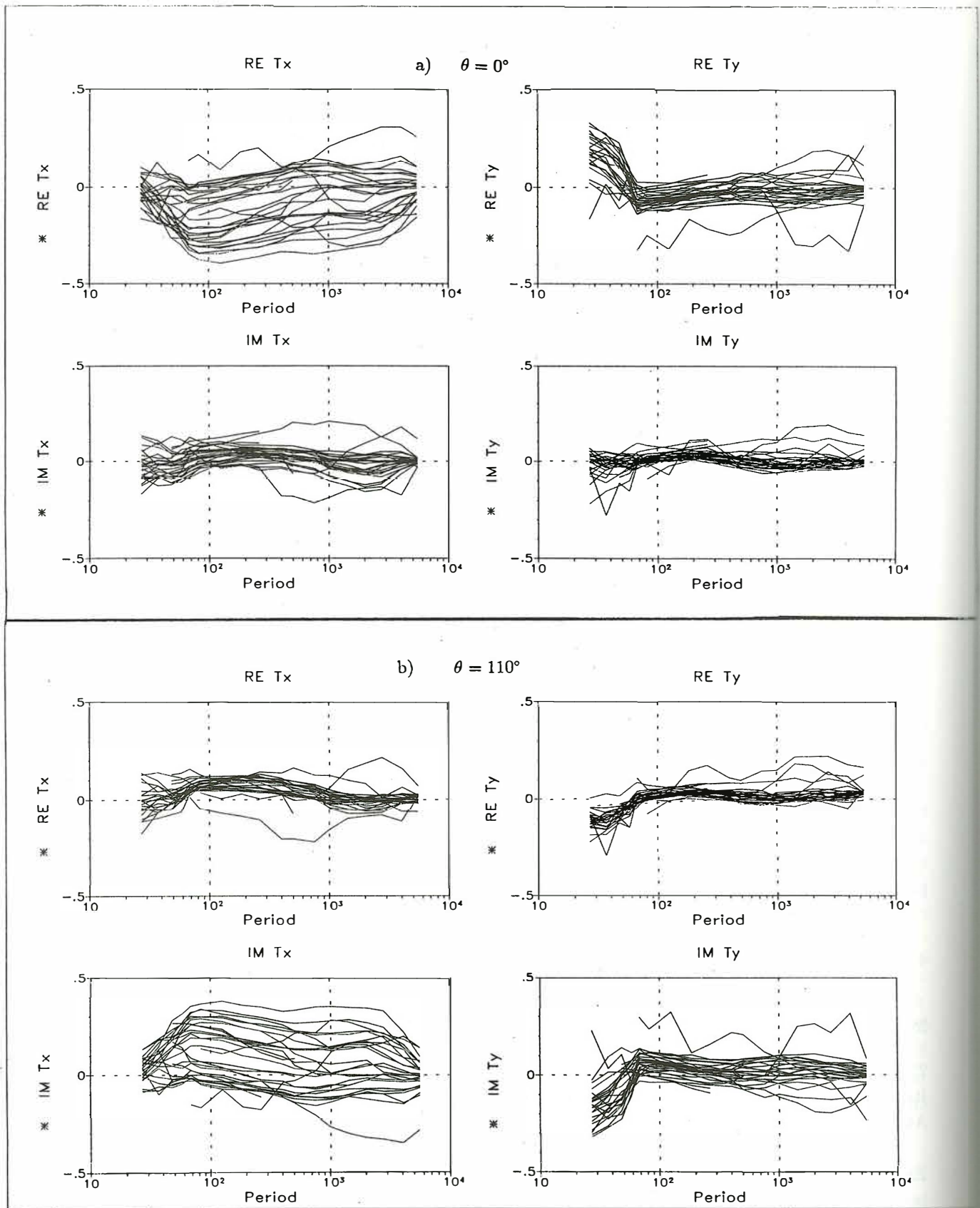


Abb.3: Rotation

a) Real- und Imaginärteile der *unrotierten* Übertragungsfunktionen T_x und T_y von 30 beliebig ausgewählten Stationen über der Periode.

b) Rotation: $\theta = 110^\circ$

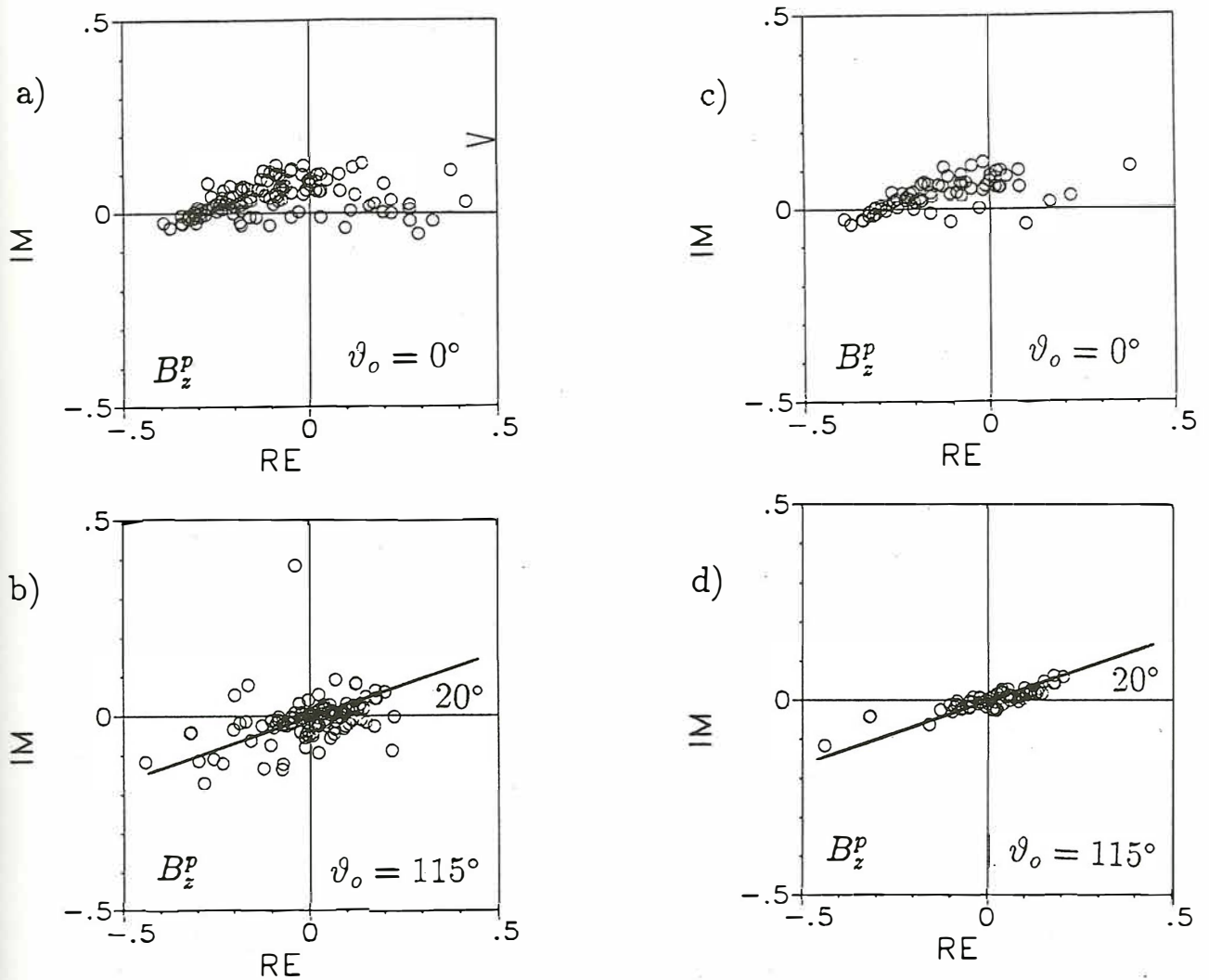


Abb.4: Hypothetical Event Analysis

Real- und Imaginärteile der Erwartungswerte B_z^p aller Stationen in der komplexen Ebene bei der Periode $T=750$ s.

- a) Alle Stationen; Polarisation: $\vartheta_o = 0^\circ$ (Nord)
- b) Alle Stationen, Polarisation: $\vartheta_o = 115^\circ$
- c) Reduzierter Datensatz (50 %); Polarisation: $\vartheta_o = 0^\circ$
- d) Reduzierter Datensatz (50 %); Polarisation: $\vartheta_o = 115^\circ$

eindeutiger (Abb.4c,4d) bestimmt. Hier ist wahrscheinlich die Voraussetzung, daß die regionalen Felder homogen über dem betrachteten Gebiet sein sollen, besser erfüllt. Der Datensatz ist in diesem Fall auf 50 % (ca. 70 Stationen) reduziert.

Beide Methoden liefern einen Azimuth, der nach den vorausgegangenen Ableitungen als regionale Streichrichtung angenommen werden kann. Diese Richtung ist übereinstimmend 115° – 120° und deckt sich mit dem Streichen des Kontinentalabhanges im Südwesten Großbritanniens. Hier fällt der Meeresboden innerhalb ca. 50 km von wenigen hundert Metern auf - 4000 m ab. Dieses Ergebnis legt die Annahme nahe, daß die regionalen Ströme wahrscheinlich im tiefen Ozean im SW Britanniens induziert werden, im Northumberland - Trog gebündelt und von der Irischen See in die Nordsee kanalisiert werden. Diese oberflächennahe Strombündelung wäre dann die Ursache für die starke magnetischen Vertikalkomponente an den meisten Stationen des Meßgebietes.

5. Zusammenfassung

Magnetische Verzerrung der vertikalen magnetischen Übertragungsfunktionen kann zu einer Fehlinterpretation der Induktionspfeile in der Umgebung lokaler Leitfähigkeitsinhomogenitäten führen. Durch die Definition zweier magnetischer Verzerrungsparameter kann das Problem formuliert werden und es wurde gezeigt, daß Rotation und Hypothetical Event Analysis in der Lage sind, versteckte Information über die regionale Struktur aufzudecken. Dabei liegt die Annahme zugrunde, daß die regionale Information bei allen Stationen eines ganzen Arrays dieselbe sein muß. Es ist daher wichtig, die Ergebnisse aller Stationen gleichzeitig zu betrachten.

Die Effektivität der beiden Methoden wurde am Beispiel des Iapetus - Datensatzes geprüft, wo Induktionpfeile bei langen Perioden auf einen starken E-W gerichteten Stromfluß im Northumberland - Sedimenttrog schließen lassen. Schrittweise Rotation und Hypothetical Event Analysis liefern jedoch übereinstimmend eine regionale Streichrichtung von ca. 115° von Nord über Ost. Diese Richtung kann mit dem Streichen des Kontinentalabhanges im Südwesten von Großbritannien assoziiert werden. Das legt die Vermutung nahe, daß die Ströme in tiefen Ozean regional induziert werden und ihre Kanalisierung im Sedimenttrog Ursache für die starken Realpfeile südlich dieses Gebietes ist.

Trotz lokaler Verzerrung ist also Information über die regionale Struktur in den Daten enthalten und kann extrahiert werden. Die Qualität der Ergebnisse hängt von der Größe der Fehler, der räumlichen Abdeckung und der Komplexität der geologischen Umgebung (Modelannahme: regional:2-D, lokal: ungefähr 2-D) ab.

Literatur

- Bahr, K. [1985]. Magnetotellurische Messungen des Elektrischen Widerstandes der Erdkruste und des oberen Mantels in Gebieten mit Lokalen und Regionalen Leitfähigkeitsanomalien. *PhD thesis, G. August Univ. Goettingen.*
- Bailey, R., Edwards, R., Garland, G., Kurz, R., and Pitcher, D. [1974]. Electrical conductivity studies over a tectonical active area in Eastern Canada. *J. Geomagn. Geoelectr.*, 26:125-146.
- Banks, R. and Beamish, D. [1984]. Local and regional induction in the British Isles. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 79:539-553.
- Groom, R. [1988]. The effects of inhomogeneities on magnetotellurics. *PhD thesis, Univ. Toronto.*
- Zhang, P., Pedersen, L., Mareschal, M., and Chouteau, M. [1993]. Channeling contribution to tipper vectors: a magnetic equivalent to electrical distortion. *Geophys. J. Int.*, 113:693-700.
- Zhang, P., Roberts, R., and Pedersen, L. [1987]. Magnetotelluric strike rules. *Geophysics*, 51:267-278.

An Improved Phase-Dependent Regional Strike Angle for the Magnetotelluric Impedance Tensor

Paul Bruton

Applied Geophysics Unit, University College Galway, Ireland.

July 13, 1994

This paper deals with the problem of determining regional strike from a magnetotelluric impedance tensor in the presence of galvanic distortion. For a more in-depth discussion on the sources of and proposed solutions to near surface and galvanic distortion the reader is referred to Jiracek (1990), Groom and Bailey (1989,1991) and Groom and Bahr (1992).

Bahr (1988,1991) discussed galvanic distortion and presented a classification of distortion types. He introduced the superimposition model in which the Earth is viewed as having a 2D regional structure but with local or near surface galvanic distortion. Using a real frequency-independent distortion matrix to represent the galvanic distortion, the measured impedance tensor takes the form

$$\tilde{Z} = \tilde{R}(\theta)\tilde{C}\tilde{Z}_2\tilde{R}^T(\theta) \quad (1)$$

$$\tilde{R}(\theta) = \begin{bmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \text{ is the rotation matrix}$$

$$\tilde{C} = \begin{bmatrix} C_{xx} & C_{xy} \\ C_{yx} & C_{yy} \end{bmatrix} \text{ is the distortion matrix}$$

$$\tilde{Z}_2 = \begin{bmatrix} 0 & Z_{xy\tau} \\ Z_{yx\tau} & 0 \end{bmatrix} \text{ is the impedance of the regional Earth}$$

In a coordinate system with x north, y east, z down, and rotation defined as above, the strike of \tilde{Z} in Equation 1 is $-\theta$ east of north.

In the coordinate system of the regional structure (i.e. with $\theta = 0$) \tilde{Z} has the form

$$\tilde{Z} = \begin{bmatrix} C_{xx} & C_{xy} \\ C_{yx} & C_{yy} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 & Z_{xy\tau} \\ -Z_{yx\tau} & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -C_{xy}Z_{yx\tau} & C_{xx}Z_{xy\tau} \\ -C_{yy}Z_{yx\tau} & C_{yx}Z_{xy\tau} \end{bmatrix} \quad (2)$$

The key feature of \tilde{Z} in Equation 2 is that the phases of the elements in the left-hand column are the same, as are the phases of the elements in the right-hand column.

To allow for cases where there is no strike angle at which the phases in each column are equal, Bahr (1991) extends the superimposition model to allow for a given phase difference δ_ϕ between the elements of each column. Here \tilde{Z} takes the form

$$\tilde{Z} = \tilde{R}(\theta) \begin{bmatrix} -C_{xy}Z_{yx\tau} \exp i\delta_\phi & C_{xx}Z_{xy\tau} \\ -C_{yy}Z_{yx\tau} & C_{yx}Z_{xy\tau} \exp -i\delta_\phi \end{bmatrix} \tilde{R}^T(\theta) \quad (3)$$

Bahr (1991, Eqn. 30) presents an approximate expression (α_{30}) for this strike which I found to be inaccurate and occasionally undefined. A good example of this is shown in Figure 1.

I have extended Bahr's analysis to allow for the case where the magnitudes of the phase differences are the same, but their signs may differ and have determined a more accurate expression for the strike angle. In this analysis, \tilde{Z} takes the form

$$\tilde{Z} = \tilde{R}(\theta)\tilde{C}\tilde{\Delta}\tilde{Z}_2\tilde{R}^T(\theta) \quad (4)$$

where

$$\tilde{\Delta} = \begin{bmatrix} e^{i\delta_\phi} & 0 \\ 0 & e^{\pm i\delta_\phi} \end{bmatrix}$$

We wish to find the angle α_E for which the following is true

$$\tilde{R}(\alpha_E)\tilde{Z}\tilde{R}^T(\alpha_E) = \tilde{C}\tilde{\Delta}\tilde{Z}_2$$

or explicitly

$$\begin{bmatrix} Z_{xx}^{\alpha_E} & Z_{xy}^{\alpha_E} \\ Z_{yx}^{\alpha_E} & Z_{yy}^{\alpha_E} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -C_{xy}Z_{yx\tau} \exp i\delta_\phi & C_{xx}Z_{xy\tau} \\ -C_{yy}Z_{yx\tau} & C_{yx}Z_{xy\tau} \exp \pm i\delta_\phi \end{bmatrix}$$

There may be several such values of α_E in which case I choose that for which $|\delta_\phi|$ has the smallest value.

The phase of a complex number is given by

$$\varphi(c) = \tan^{-1} \left(\frac{\Im(c)}{\Re(c)} \right)$$

and the phase difference between two complex numbers is

$$\varphi(c_1) - \varphi(c_2) = \varphi(c_1/c_2) = \varphi(c_1c_2^*)$$

We wish to find the angle α_E at which the magnitude of the phase difference between $Z_{xx}^{\alpha_E}$ and $Z_{yx}^{\alpha_E}$ is equal to the magnitude of the phase difference between $Z_{yy}^{\alpha_E}$ and $Z_{xy}^{\alpha_E}$.

$$\varphi(Z_{xx}^{\alpha_E}Z_{yx}^{\alpha_E*}) = \pm\varphi(Z_{yy}^{\alpha_E}Z_{xy}^{\alpha_E*})$$

Considering the two signs separately we have

$$\varphi(Z_{xx}^{\alpha_E} Z_{yx}^{\alpha_E*} Z_{xy}^{\alpha_E} Z_{yy}^{\alpha_E*}) = 0$$

or

$$\varphi(Z_{xx}^{\alpha_E} Z_{yx}^{\alpha_E*} Z_{xy}^{\alpha_E*} Z_{yy}^{\alpha_E}) = 0$$

Using the condition

$$\varphi(c) = 0 \iff \Im(c) = 0 \quad (\text{assuming } \Re(c) > 0)$$

we have

$$\Im(Z_{xx}^{\alpha_E} Z_{yx}^{\alpha_E*} Z_{xy}^{\alpha_E} Z_{yy}^{\alpha_E*}) = 0 \quad (5)$$

or

$$\Im(Z_{xx}^{\alpha_E} Z_{yx}^{\alpha_E*} Z_{xy}^{\alpha_E*} Z_{yy}^{\alpha_E}) = 0 \quad (6)$$

These equations can be expressed as two polynomials in $t = \tan(\alpha_E)$.

The coefficients of the polynomial derived from Equation 5 are

$$\begin{aligned} t^8 &: \Im(P_4 Q_4) \\ t^7 &: \Im(P_4 Q_3 + P_3 Q_4) \\ t^6 &: \Im(P_4 Q_2 + P_3 Q_3 + P_2 Q_4) \\ t^5 &: \Im(P_4 Q_1 + P_3 Q_2 + P_2 Q_3 + P_1 Q_4) \\ t^4 &: \Im(P_4 Q_0 + P_3 Q_1 + P_2 Q_2 + P_1 Q_3 + P_0 Q_4) \\ t^3 &: \Im(P_3 Q_0 + P_2 Q_1 + P_1 Q_2 + P_0 Q_3) \\ t^2 &: \Im(P_2 Q_0 + P_1 Q_1 + P_0 Q_2) \\ t^1 &: \Im(P_1 Q_0 + P_0 Q_1) \\ t^0 &: \Im(P_0 Q_0) \end{aligned}$$

where

$$\begin{array}{lll} P_4 = A + B & Q_4 = -A + B & A = S_2^* D_1 - D_2^* S_1 \\ P_3 = 2(C - D) & Q_3 = 2(-C - D) & B = D_2^* D_1 - S_2^* S_1 \\ P_2 = 2(A - 2E) & Q_2 = 2(-A + 2E) & C = D_1^* D_1 - S_2^* S_2 \\ P_1 = 2(-C - D) & Q_1 = 2(C - D) & D = D_1^* S_1 + D_2^* S_2 \\ P_0 = A - B & Q_0 = -A - B & E = D_1^* S_2 + S_2^* S_1 \end{array}$$

and

$$S_1 = Z_{xx} + Z_{yy} \quad D_1 = Z_{xx} - Z_{yy} \quad S_2 = Z_{xy} + Z_{yx} \quad D_2 = Z_{xy} - Z_{yx}$$

To obtain the coefficients of the polynomial derived from Equation 6 replace Q_i with Q_i^* above.

The solution to Equation 5 is the tan of that angle α_E at which the phase difference between the elements of the two columns of the impedance tensor is δ_ϕ . The solution to Equation 6 is that angle at which the phase differences are equal in magnitude but differ in sign.

I use Laguerre's numerical method (Press *et al.*, 1986, p263) for solving the two polynomials. Each polynomial has eight roots, some of which may be complex. The real roots are the tangents of several possible strike angles. The angle of interest is that for which $|\delta_\phi|$ in Equation 4 has the smallest value.

If $\alpha(\tilde{Z})$ denotes the strike of tensor \tilde{Z} then, the following should be true for any value of θ

$$\alpha(\tilde{R}(\theta)\tilde{Z}\tilde{R}^T(\theta)) = \alpha(\tilde{Z}) - \theta \quad (7)$$

To determine if this is true for α_E or α_{30} , I constructed a rotated, distorted impedance tensor \tilde{Z}

$$\tilde{Z} = \tilde{R}(\alpha)\tilde{C}\tilde{\Delta}\tilde{Z}_2\tilde{R}^T(\alpha)$$

with

$$C_{xx} = 0.8 \quad C_{xy} = -0.05 \quad C_{yx} = 0.1 \quad C_{yy} = 0.9$$

$$Z_{xy\tau} = 10400 + 4600i \quad Z_{yx\tau} = 6300 + 5800i$$

$$\delta_\phi = 5^\circ \quad \alpha = -45^\circ$$

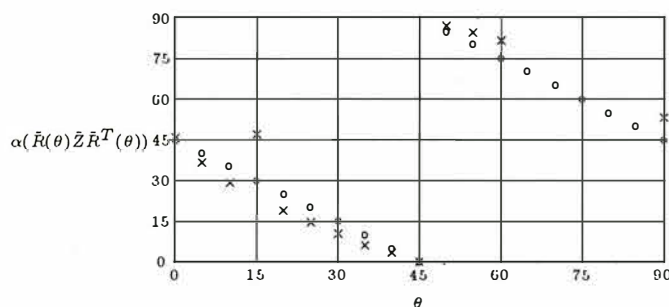


Figure 1: A test of the accuracy of two phase-dependent strike angles, α_E (o) and α_{30} (x) for a synthetic impedance tensor. The strike angles were calculated for rotations of $0^\circ, 5^\circ, 10^\circ \dots$. Wherever a x is absent this indicates that α_{30} is undefined.

Figure 1 shows the values of α_E and α_{30} for several values of θ for the rotated tensor $\tilde{R}(\theta)\tilde{Z}\tilde{R}^T(\theta)$. It is obvious that α_E fulfills the condition in Equation 7 and that α_{30} can be inaccurate by as much as 15° .

This work was funded jointly by GKSS (Germany) and EOLAS (Ireland). I would like to acknowledge the assistance given to me by the Applied Geophysics Unit UCG and the Institute for Geophysics at the University of Frankfurt, in particular to Colin Brown, Volker Haak, Karsten Bahr and Marcus Eisel.

References

- Bahr K (1988). Interpretation of the magnetotelluric impedance tensor: regional induction and local telluric distortion. *Journal of Geophysics*, 62:119–127.
- Bahr K (1991). Geological noise in magnetotelluric data: a classification of distortion types. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 66:24–38.
- Groom R W and Bahr K (1992). Corrections for near surface effects: decomposition of the magnetotelluric impedance tensor and scaling corrections for regional resistivities: a tutorial. *Surveys in Geophysics*, 13:341–379.
- Groom R W and Bailey R C (1989). Decomposition of the magnetotelluric impedance tensor in the presence of local three-dimensional galvanic distortion. *Journal of Geophysical Research*, 94(B2):1913–1925.
- Groom R W and Bailey R C (1991). Analytic investigation of the effects of near surface 3D galvanic scatterers on MT tensor decompositions. *Geophysics*, 56:496–518.
- Jiracek G (1990). Near surface and topographic distortion in electromagnetic induction. *Surveys in Geophysics*, 11:163–203.
- Press W H, Flannery B P, Teukolsky S A, and Vetterling W T (1986). *Numerical Recipes, The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, Cambridge, UK.

Magnetotellurische Untersuchungen eines Meteoritenimpaktkraters

Einleitung

Das Ziel der Magnetotellurischen (MT) Untersuchungen am Araguainha Impaktkrater besteht in der Bestimmung der Tiefenstrukturen, die möglicherweise mit dem Impaktereignis zusammenhängen.

Der Araguainha Krater befindet sich im Westen Brasiliens in den paläozoischen Sedimenten des Paraná Beckens (Abb. 1). Die Bestimmung von $^{40}\text{Ar}/^{39}\text{Ar}$ -Isotopenverhältnisse an Impaktschmelzgesteine ergaben für die Kraterbildung ein radiometrisches Alter von 247 Millionen Jahren (Engelhardt et al., 1992). Die Struktur besitzt einen Durchmesser von 40 km und ist durch ein ringähnliches Aussehen gekennzeichnet. Im Zentrum des Kraters sind Granite des Grundgebirges, umgeben von Überresten der Suevitdecke (Impakt-Trümmergesteine), aufgeschlossen. Zunehmend jüngere Sedimente kommen in Richtung des äusseren Randes der Struktur vor (Abb. 1).

Ergebnisse der eindimensionalen Modellierung

Die vorangehenden Resultate der eindimensionalen Modellrechnungen für die Invariante der beobachteten scheinbaren Widerständen und Phasen aller MT Stationen im Periodenbereich zwischen 0.003 und 1 s widerspiegeln die Abfolge der paläozoischen Sedimente im Paraná Becken und den deutlichen Übergang zum granitischen Grundgebirge. Dieses befindet sich in der Regel in einer Tiefe von 1 km. Die Mächtigkeit der Sedimente nimmt aber deutlich in Richtung der Mitte der Struktur ab, was mit der Hebung des Grundgebirges im Zentrum des Kraters zusammenhängt. Diese zentrale Hebung des Grundgebirges besitzt eine axiale Symmetrie und wird am besten durch einen stumpfen Kegel beschrieben, dessen Basis in einer Tiefe von 1 km liegt und einen Durchmesser von 18 km hat, während die stumpfe Spitze einen Durchmesser von 6 km hat und an der Oberfläche aufgeschlossen ist (Masero et al., 1994).

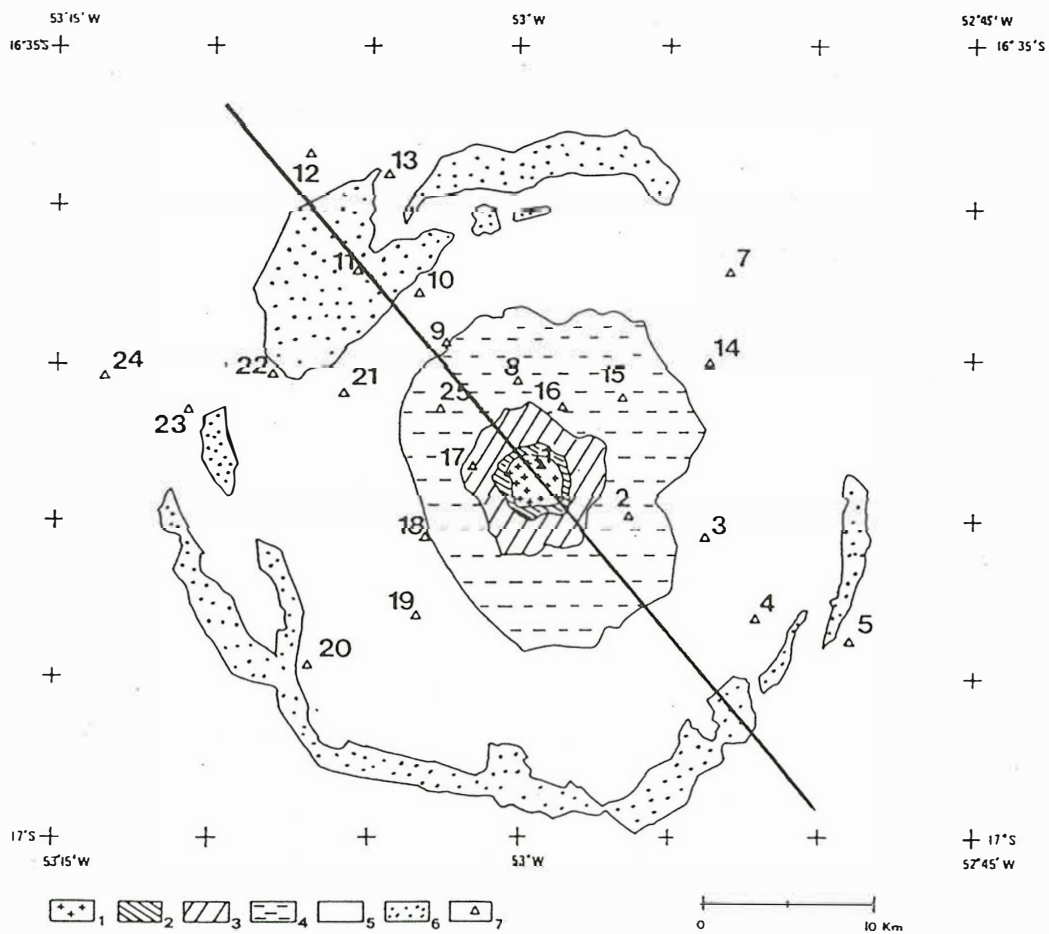
Zweidimensionale Modellierung und Diskussion

Die Station s007 (Station 7 in Abb. 1) gilt als repräsentativ für die MT Sondierungen in der Region der Araguainha Struktur. Im Bereich der kurzen Perioden (0.003 bis 1 s) zeigen die Messdaten ein eindimensionales Verhalten (Abb. 2) und wurden schon in einer früheren Arbeit behandelt (s. oben). Für Perioden grösser als 1 Sekunde ($T > 1$ s) spalten sich die beiden Polarisationen auf und werden von einer deutlichen Zunahme der Skew-Werte nach Swift (1967) und Bahr (1991) begleitet. Bei ungefähr 20 s ist jedoch eine allmähliche Abnahme des Letzteren feststellbar.

Die Dekomposition des Impedanztensors (Groom und Bahr, 1992) diente zum besseren Verständnis des Aufspalten der scheinbaren Widerstands- und



Abbildung 1: Karte von Brasilien mit der Lage des Araguainha Impaktkraters innerhalb des Paraná Beckens (links). Schematische geologische Karte des Araguainha Kraters: [1] Granite, [2] Suevite - Impaktrümmergesteine, [3-6] Sandsteine des Oberen Devons bis Unteren Perms und [7] Lage der MT Stationen. Die Lage des vorgestellten zweidimensionalen Modelles ist durch die durchgezogene Linie gegeben (unten).



Phasenkurven beider Polarisationsrichtungen im langperiodischen Bereich und der damit eng verbundenen Zunahme beider Skew-Werte. Die dabei resultierenden Winkel *twist und shear* (Groom und Bailey, 1989) stellen ein Mass für die galvanische Verzerrung des Impedanztensors durch *lokale* Leitfähigkeitsanomalien dar. Sie geben die Abweichung der beobachteten Impedanzen vom *regionalen* ein- und zweidimensionalen Fall wieder. Die Bezeichnungen *regional* und *lokal* beziehen sich auf Strukturen, deren horizontale Ausdehnung vergleichbar, bzw. viel kleiner, ist als die Eindringtiefe der beobachteten elektrischen und magnetischen Felder. Die Summe und Differenz zwischen *twist und Shear* entsprechen genau den von Bahr (1991) eingeführten Verzerrungswinkeln - β_1 und β_2 - der beiden tellurischen Vektoren.

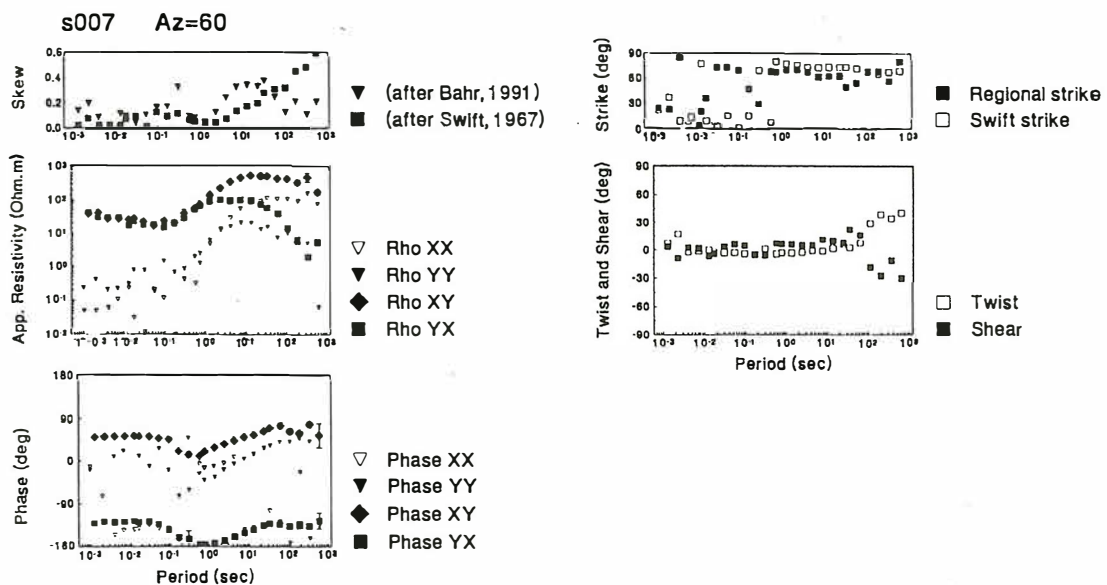


Abbildung 2: Auf der rechten Seite Phase, scheinbarer Widerstand und Skew und auf der linken Seite *shear*, *twist* und Streichrichtung der MT Station s007 (Station 7 in Abb. 1), die 17 km vom Zentrum der Araguainha Struktur liegt.

Das Ergebnis zeigt, dass, unterhalb von $T = 60$ s, *twist und shear* um 0° liegen (Abb. 2). Dies weist für den annähernd gesamten Periodenbereich auf verzerrungsfreie Impedanzwerte hin. Aber das deutliche und zugleich starke Eintreten von Verzerrungen für $T > 60$ s wird durch das Vorhandensein einer lokalen Leitfähigkeitsanomalie von kleinem Ausmass, verglichen mit der Eindringtiefe bei dieser langen Perioden (> 75 km), erklärt. Die maximale horizontale Ausdehnung der zentralen Hebung des Grundgebirges beträgt 18 km. Verglichen mit der Eindringtiefe bei langen Perioden, handelt es sich eigentlich um eine lokale Erscheinung. Ein ähnliches Result erhielt Bahr (1991) bei der Interpretation von langperiodischen MT Sondierungen in der Oberpfalz, wo die Erbdorf-Vohenstrauss Zone als lokale Anomalie betrachtet werden musste.

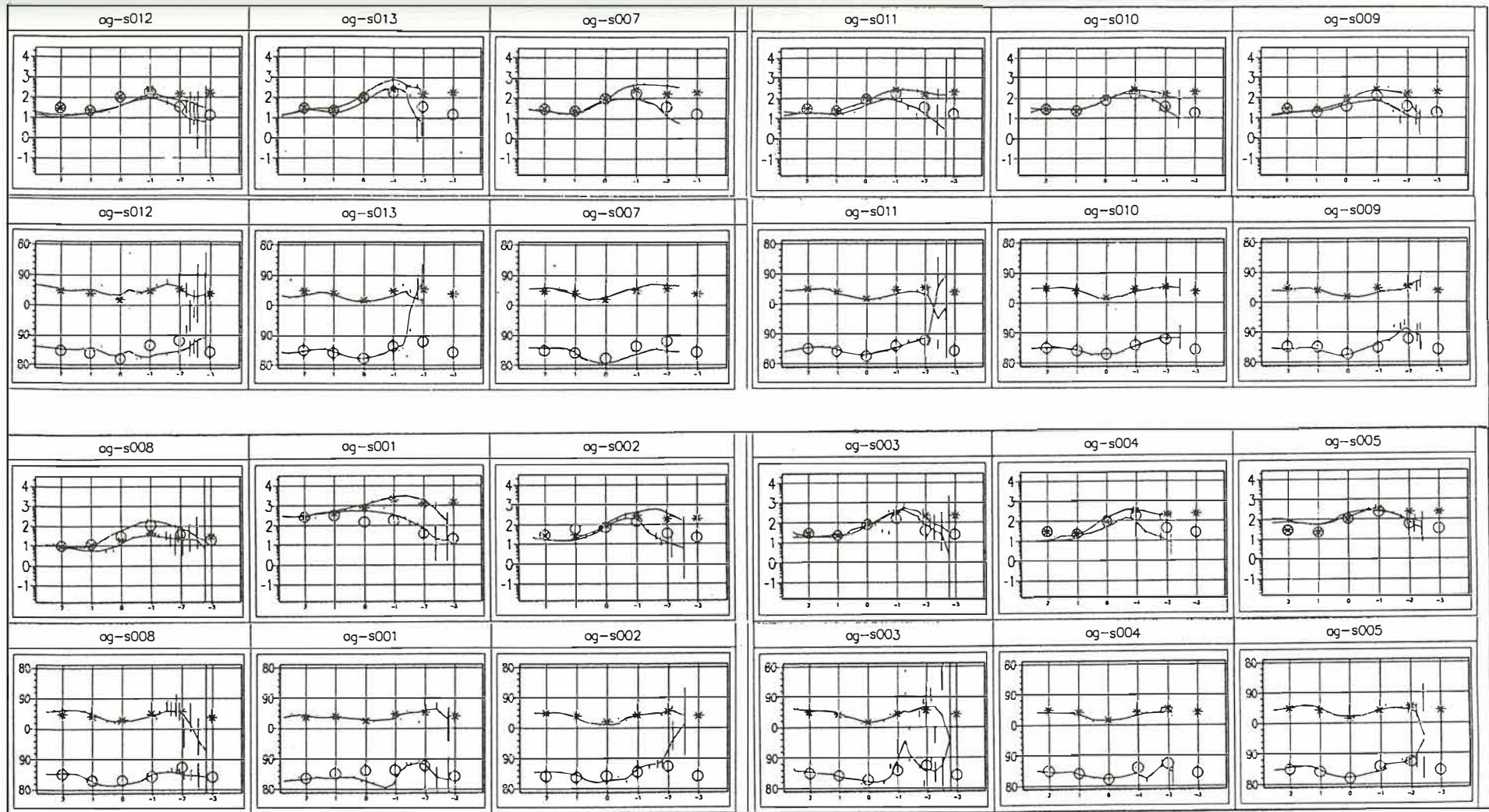


Abbildung 3: Vergleich zwischen den beobachteten und modellierten scheinbaren Widerständen und Phasen der Stationen entlang des zweidimensionalen Modelles. Die durchgezogenen Kurven entsprechen den XY- und YX-Richtungen der gemessenen Daten, während Sternchen und Kreise die Modellantworten der B- und E-Polarisationen sind. Der scheinbare Widerstand (in Ohm.m) entspricht jeweils der ersten und dritten Reihe und die Phase (in Grad) der zweiten und vierten Reihe.

Die berechneten Streichrichtungen nach Swift (1967) und Bahr (1991) sind für $T > 1$ s relativ gleichmässig verteilt und liegen in der Grössenordnung von 60° bis 70° (Abb. 2). Die Streichrichtungen stimmen in der Regel gut mit dem radialen Azimuth der einzelnen Stationen überein. Die MT Daten wurden somit in die radiale Richtung rotiert, welche am geeignetsten für Strukturen mit einer kreissymmetrischen Anordnung zu sein scheint.

Die hohen Skew-Werte für $T > 1$ s deuten auf eine dreidimensionale Verteilung der Leitfähigkeit in Eindringtiefen grösser als 3 km hin. Erwähnenswert sei hier noch, dass das Eintreten der Verzerrungen von einer Abnahme des Skew-Wertes nach Bahr (1991) begleitet wird, während aber der konventionelle Skew nach Swift (1967) weiterhin ansteigt (Abb. 2).

Trotz der deutlichen Anzeichen einer dreidimensionalen Anordnung der Leitfähigkeitsstrukturen wurde vorerst ein zweidimensionales Modell (Abb. 4) als Annäherung in Betracht gezogen. Dennoch ist eine gute Anpassung zwischen den mit finiten Elementen (Wannamaker et al., 1987) berechneten Modellantworten und den beobachteten MT Daten erreicht worden (Abb. 3). Das Modell beruht auf der Interpretation der MT Daten entlang eines radialen, NW-SE verlaufenden Profiles (Abb. 1). Der oberflächennahe Abschnitt des Modelles besteht aus einer relativ leitfähigen Schicht (10 und 30 Ωm) von 1 km Mächtigkeit, welche die sedimentäre Bedeckung des Paraná Beckens darstellt.

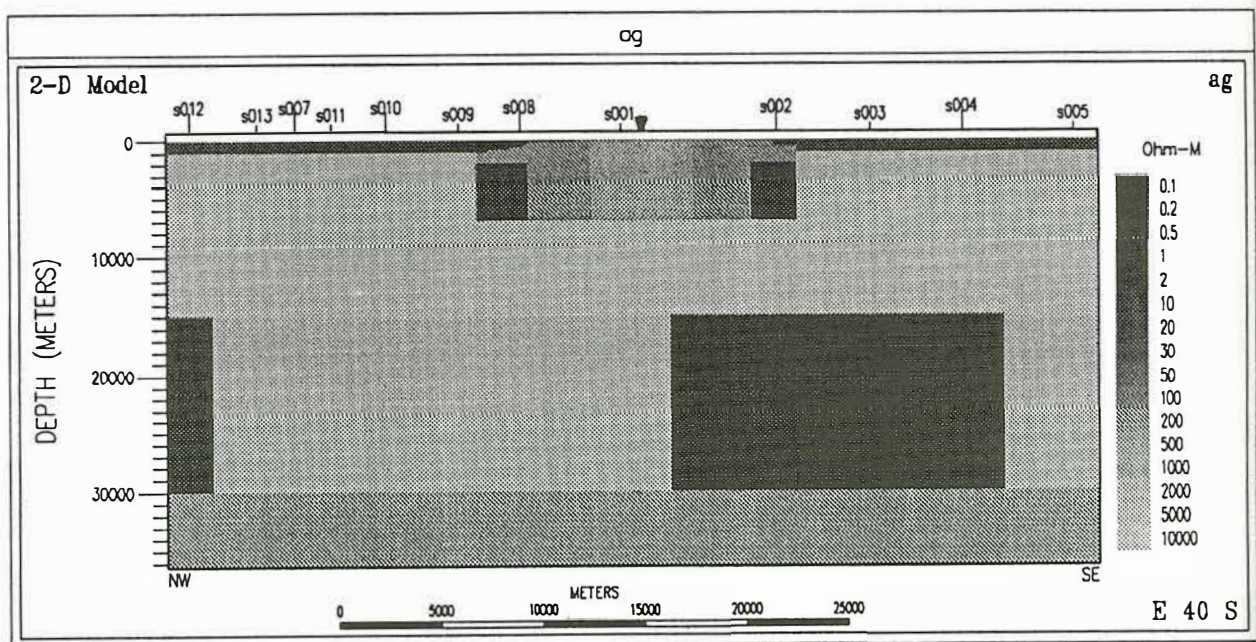


Abbildung 4: Zweidimensionales Modell der Araguinha Struktur beruhend auf der Interpretation der MT Daten entlang eines radialen NW-SE verlaufenden Profiles. Die Lage der Stationen und das Zentrum der Struktur (Dreieck) sind oben auf dem Model angegeben.

Eines der augenfälligsten Merkmale ist ein Block, bestehend aus unterschiedlichen spezifischen Widerständen (20, 200, 500 Ωm), eingebettet in einer oberen Kruste von 5000 Ωm . Seine horizontale Ausdehnung liegt in der

Größenordnung eines Drittels des gesamten Durchmessers der Struktur. Er ist im Zentrum des Kraters aufgeschlossen und erreicht eine Tiefe von 7 km.

Es wird angenommen, dass der niedrigere elektrische Widerstand dieses Blockes mit einer hohen Anzahl von Brüchen zusammenhängt, die beim Einschlag des Meteoriten erzeugt wurden und durch welche Fluide aus tieferen Krustenbereiche aufsteigen konnten. Zum Vergleich ergaben MT Sondierungen an der Siljan Struktur in Schweden, die mit einem Durchmesser von 55 km den grössten Krater Europas darstellt, eine Leitfähigkeitsanomalie in einer Tiefe zwischen 5 und 20 km (Zhang et al., 1988). Obwohl diese nicht an der Oberfläche beobachtbar ist, besitzt sie ungefähr die horizontale Ausdehnung des Kraters. Sie wird auch dort durch tiefe Brüche erklärt, die beim Einschlag entstanden sind und durch welche Fluide aus der unteren Kruste migrieren konnten.

Ein weiteres Merkmal des vorgeschlagenen Modelles ist eine Schicht in 15 bis 30 km Tiefe, bestehend aus einer Abfolge von sich alternierenden gut und schlecht leitenden Blöcken (2 und 2000 Ωm). Darunter folgt ein gleichmässiger Halbraum von 100 Ωm . Diese Strukturen in der unteren Kruste sind regional und widerspiegeln sehr wahrscheinlich wichtige strukturelle Elemente im präkambrischen Grundgebirge, die nicht im Zusammenhang mit dem Impaktereignis stehen. Eine frühere MT Untersuchung am NE Rand des Paraná Beckens, einige hundert km von der Araguinha Struktur entfernt, zeigt unterschiedliche Krustenabschnitte unter dem Becken (Padilha et al., 1992). Diese Strukturen in der unteren Kruste könnten mit der Fortsetzung des *Transbrasilianischen Lineamentes*¹ im Grundgebirge unterhalb des Paraná Beckens zusammenhängen (Padilha, mündl. Mitt.).

Bemerkung

¹Das *Transbrasilianische Lineament* bezeichnet ein Hauptssystem von Brüchen entlang eines begrenzten Streifens, der in Richtung N30°E streicht und von der Nordküste Brasiliens (Bundesstaat Ceará) bis an den N-NE Rand des Paraná Beckens reicht. Weiter südlich ist dieses Bruchsystem für den geradlinigen Verlauf der NW Grenze des Paraná Beckens verantwortlich. Das Alter dieses Bruchsystems ist Frühpaläozoisch und es wird der Endphase der tektonischen Aktivität im *Ciclo Brasileiro* (800-500 ma) zugeordnet (aus dem Begleittext zur Geologischen Karte von Brasilien 1:2'500'000, 1984).

Literatur

- Bahr, K., 1991. Geological noise in magnetotelluric data: a classification of distortion types, *Phys. Earth planet. Inter.*, 66, 24-38.
- Engelhardt, W.v., Matthäi, S.K. and Walzebuck, J., 1992. Araguinha impact crater, Brazil: 1. The interior part of the uplift, *Meteoritics*, 27, 442-457.
- Groom, R.W. and Bahr, K., 1992. Corrections for near surface Effects: Decomposition of the magnetotelluric impedance tensor and scaling corrections for regional resistivities: A tutorial, *Surv. Geophys.*, 13, 341-379.
- Groom, R.W., Bailey, R.C., 1989. Decomposition of the magnetotelluric impedance tensor in the presence of local three-dimensional galvanic distortion, *J. Geophys. Res.*, 94 (B2), 1913-1925.

- Masero, W., Schnegg, P.-A. and Fontes, S.L., 1994. A magnetotelluric investigation of the Araguinha impact structure in Mato Grosso-Goiás, central Brazil, *Geophys. J. Int.*, 116, 377-392.
- Padilha, L.A., Trivedi, N.B., Vitorello, I. and Costa, J.M, 1992. Upper crustal structure of the northeast Paraná basin, Brazil, determined from integrated magnetotelluric and gravity measurements, *J. Geophys. Res.*, 97 (B3), 3351-3365.
- Swift, C.M., Jr., 1967. A magnetotelluric investigation of an electrical conductivity anomaly in the southwestern United States, PhD thesis, MIT, Cambridge, MA.
- Wannamaker, P.E., Stodt, J.A., Rijo, L., 1987. A stable finite element solution for two-dimensional magnetotelluric modelling, *J. R. Astr. Soc.*, 88, 277-296.
- Zhang, P., Rasmussen, T.M. and Pedersen, L.B., 1988. Electric resistivity structure of the Siljan impact region, *J. Geophys. Res.*, 93, 6485-6501.

Kenngrößen des Impedanztensors

Christof Peter, Göttingen

1 Einleitung

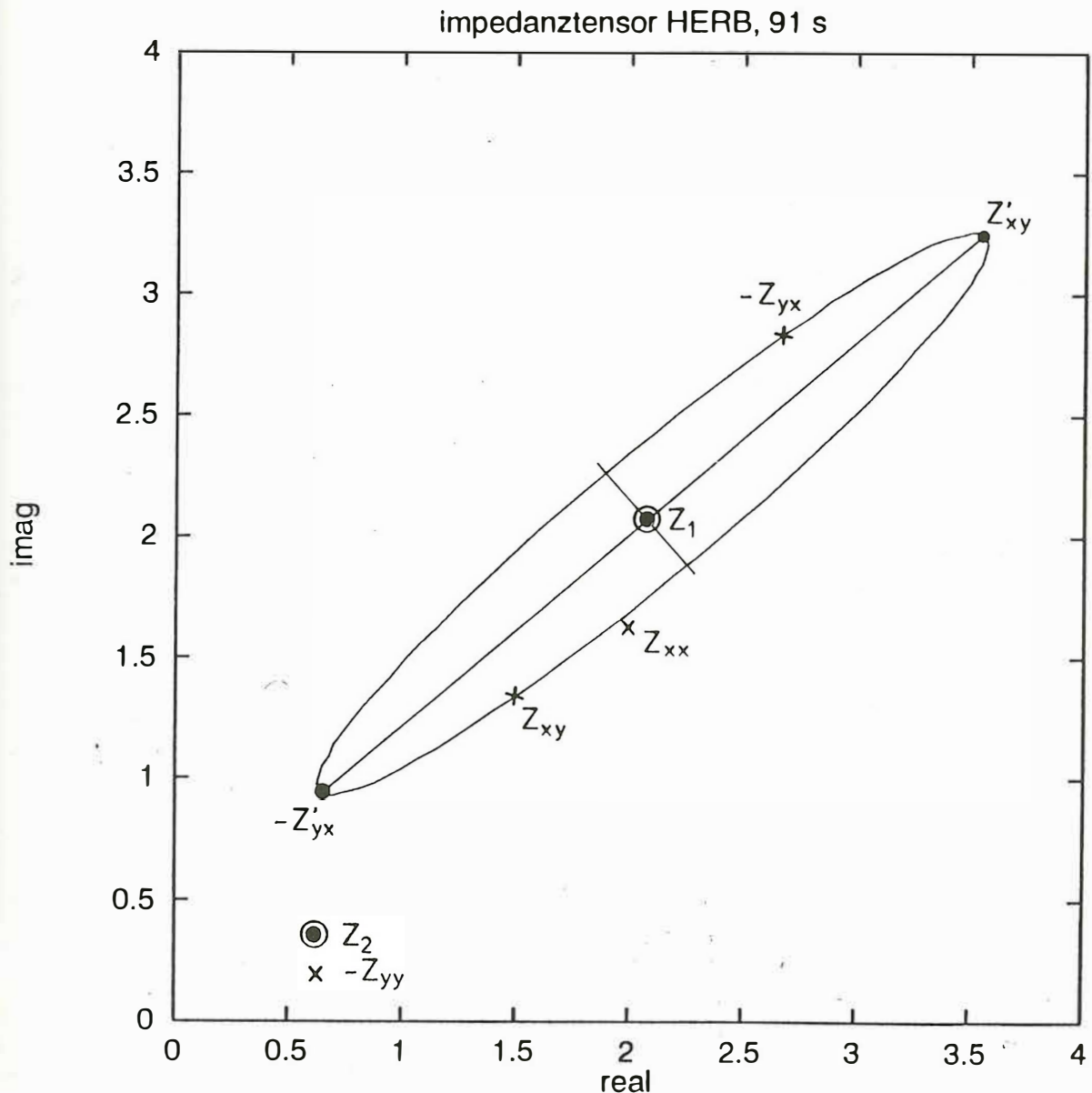


Abb. 1: Impedanztensor für 91 s der Station HERB bei Herborn im Rheinischen Schiefergebirge. Der Punkt Z_1 ist gerade im Mittelpunkt der Ellipse die Z_{xy} und $-Z_{yx}$ beschreiben, Z_2 ist der Mittelpunkt der Ellipse von Z_{xx} und Z_{yy} . Z'_{xy} und Z'_{yx} sind die Extrempunkte der Nebendiagonalen.

Bei der Handhabung des magnetotellurischen Impedanztensors \underline{Z} tritt immer wieder die Frage auf, wie man die acht Werte des Tensors angemessen berücksichtigt. Zunächst stellt der Tensor vier Punkte in der komplexen Ebene dar (Abbildung 1). Das Koordinatensystem, in dem der Tensor dargestellt wird, ist willkürlich gewählt. Meistens sind wegen des einfachsten Meßaufbaus die Achsen entlang geomagnetisch Nord und Ost gewählt. Bei Drehung des Koordinatensystems, in dem der Tensor dargestellt wird, mit der Rotationsmatrix

$$\underline{D} = \begin{pmatrix} \cos\alpha & \sin\alpha \\ -\sin\alpha & \cos\alpha \end{pmatrix}$$

beschreiben die vier Punkte des rotierten Tensors $\underline{Z}' = \underline{D} \cdot \underline{Z} \cdot \underline{D}^{-1}$ bei der Rotation drei gleichartige Ellipsen, und zwar so, daß nach 90° Drehung

$$Z'_{xy} = -Z_{yx}, \quad Z'_{yx} = -Z_{xy}, \quad Z'_{xx} = Z_{yy}, \quad Z'_{yy} = Z_{xx}$$

wird. Die Mittelpunkte der drei Ellipsen sind

$$Z_1 = \frac{Z_{xy} - Z_{yx}}{2}, \quad Z_2 = \frac{Z_{xx} + Z_{yy}}{2} \quad \text{und} \quad -Z_1.$$

Der Tensor ist also mit *einer* Ellipse (z.B. durch Mittelpunkt, Hauptachsen und Neigungswinkel) und einem weiteren Punkt bis auf das Koordinatensystem vollständig bestimmt (Abbildung 1). Das Koordinatensystem kann z.B. durch den Rotationswinkel, bei dem die Hauptachsen extremal werden, festgelegt werden.

Die Maximierung der Länge der großen Hauptachse führt auf den Winkel

$$\tan \alpha = \frac{1}{4} \cdot \frac{2\operatorname{Re}(Z_3 Z_4^*)}{|Z_4|^2 - |Z_3|^2},$$

wobei $Z_3 = Z_{xy} + Z_{yx}$ und $Z_4 = Z_{xx} - Z_{yy}$. Die Länge der kleinen Achse wird dabei minimal. Dieser Winkel entspricht gerade dem Swiftwinkel (Minimierung von $|Z_{xx}|^2 + |Z_{yy}|^2$). Ohne weitere Annahmen über die Struktur, die den Impedanztensor bestimmt, ist er dem Tensor als charakterisierende Größe eigen.

2 Parameter

Wie man sofort sieht, ist die Länge der großen Achse $|Z'_3|$, die der kleinen $|Z'_4|$. Damit ist die Elliptizität

$$\beta = \frac{|Z'_4|}{|Z'_3|}.$$

Das Verhältnis der Beträge der beiden Ellipsenmittelpunkte ist die Skewness, hier gehen wie auch bei der Elliptizität alle vier Tensorelemente, aber in der Form der rotationsinvarianten Größen Z_1 und Z_2 ein.

$$s = \frac{|Z_2|}{|Z_1|}.$$

Bei starker Anisotropie dominieren allerdings die großen Anteile den Quotienten. Das kann man vermeiden, betrachtet man

$$xskew = \frac{1}{2} \cdot \left(\frac{|Z'_{xx}|}{|Z'_{xy}|} + \frac{|Z'_{yy}|}{|Z'_{yx}|} \right).$$

Hier wird das Verhältnis der zu jeweils einer E-Feldkomponente gehörigen Tensorelemente betrachtet. Der Faktor $1/2$ dient lediglich dazu, die Vergleichbarkeit zur Skewness s zu erreichen.

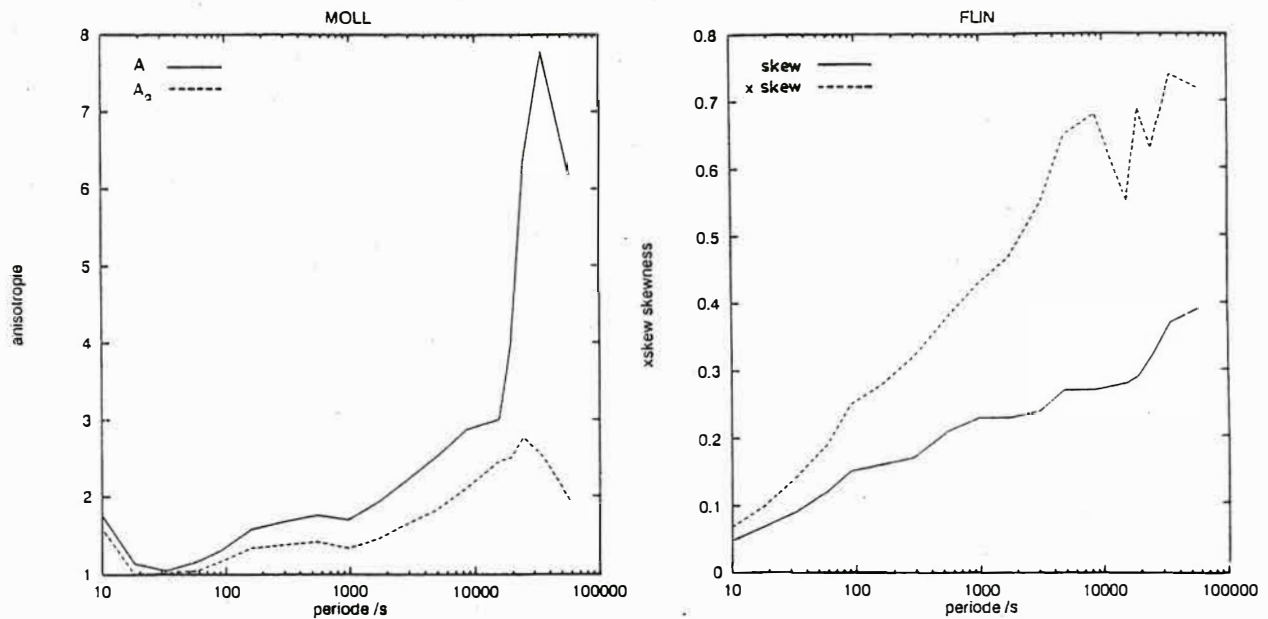


Abb. 2: Rechts: Xskewness und Skewness der Station FLIN. Für die große Anisotropie stellt die Xskewness ein sensibleres Maß für die Mehrdimensionalität dar.
 Links: Anisotropie für MOLL. Die allgemeinere Anisotropie A_a ist etwas glatter, zeigt aber im Prinzip den gleichen frequenzabhängigen Kurvenverlauf

Ein Vergleich der beiden Skewnesses ist in Abbildung 2 für die Station FLIN, die eine hohe Anisotropie hat, zu sehen. Die physikalische Struktur des Untergrundes spiegelt sich in der Ellipse wider: ist die Elliptizität nahe 1, so ist der Impedanztensor gleichmäßig besetzt, der Tensor ist 3-dimensional, was auf sehr komplizierten Untergrund schließen läßt. Für einen idealen 1- oder 2-dimensionalen Untergrund wird die Elliptizität wie auch die Skewness 0, die Ellipse ist linear polarisiert, der Tensor ist 2-dimensional. Liegt der Mittelpunkt zusätzlich noch beim Ursprung des Koordinatensystems, ist der Tensor 1-dimensional. Liegt der 2-dimensionale Fall vor, so liegen alle Informationen in den Nebendiagonalelementen, deren Verhältnis durch die Anisotropie ausgedrückt wird

$$A = \frac{|Z'_{xy}|}{|Z'_{yx}|}$$

Wollte man sich bei der Anisotropie nicht nur auf die Nebendiagonalen beschränken, sondern die Anisotropie von den zu jeweils einer Komponente des E-Feldes gehörigen Elementen betrachten, so müßte man eine allgemeinere Anisotropie einführen, die die obige Definition für den 2-dimensionalen Fall als Spezialfall enthält:

$$A_a = \frac{|Z'_{xx}| + |Z'_{xy}|}{|Z'_{yx}| + |Z'_{yy}|}$$

Ein Beispiel für die Anisotropie der Station MOLL ist in Abbildung 2 dargestellt.

3 Widerstandsableitung

Doch was bedeuten nun die Elemente des vollbesetzten Tensors? Falls die Hauptdiagonalen in der Größe des Datenfehlers liegen, ist die Zuordnung zu E- und B-Polarisation einfach. Es liegen zwei scheinbare Widerstände und zwei Phasen vor, die jeweils die Struktur in Feldern

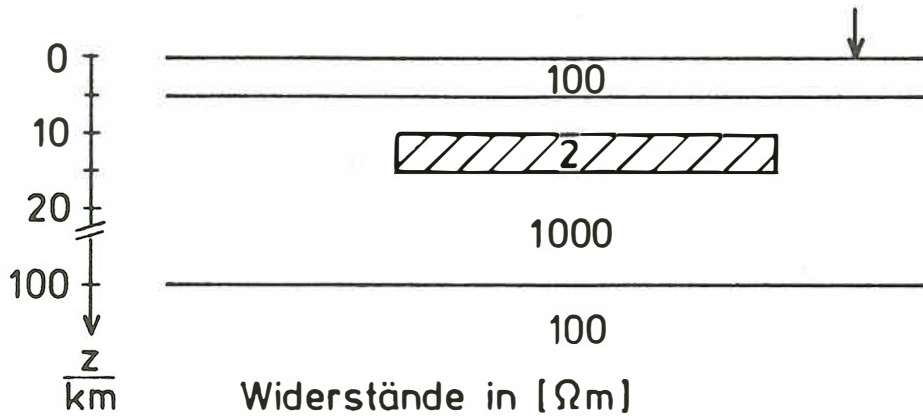


Abb. 3: 2-dimensionales Modell zum Vergleich der Impedanztensorzerlegung

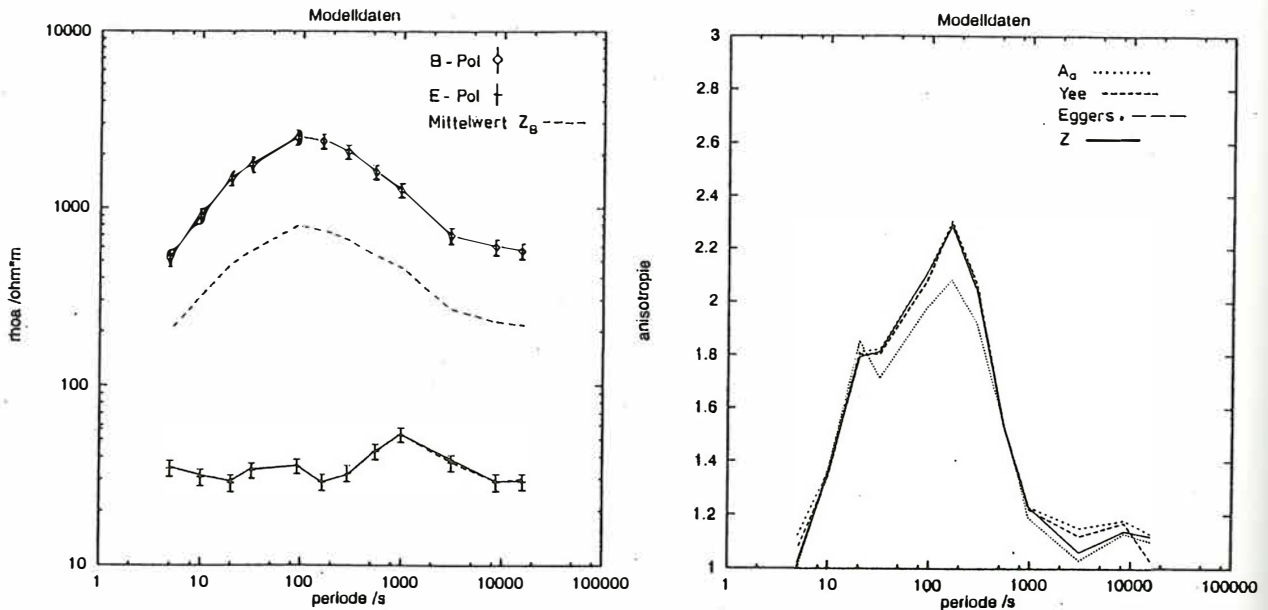


Abb. 4: Links: ρ_a Kurven der Modelldaten. Die Kurven der verschiedenen Methoden stimmen für E- und B-Polarisation fast überein, so daß sie nicht mehr unterschieden werden können. Rechts: Anisotropie aus den Nebendiagonalen, den Eggers Eigenwerten, den Yee und Paulson Eigenwerten und A_a . Die Kurven sind kaum zu unterscheiden. Nur die A_a Kurve hat ein deutlich kleineres Maximum, da sie sehr sensibel auf die Hauptdiagonalen reagiert.

unterschiedlicher Richtung beschreiben. Für eine 1-dimensionale Näherung hat Berdichevsky eine Mittelung der Nebendiagonalen vorgeschlagen

$$Z_B = \frac{Z_{xy} - Z_{yx}}{2},$$

die aber wirklich nur bei 1-dimensionalen Strukturen mit kleiner Anisotropie sinnvoll ist (Abbildung 4).

Eggers und später Yee and Paulson schlugen eine Eigenwertzerlegung des Impedanztensors vor. Eggers bildete komplexe Pseudoeigenwerte $\lambda_{1,2}$ des auf Hauptachsen rotierten Tensors

$$\det \begin{pmatrix} Z'_{xx} & Z'_{xy} - \lambda_{1,2} \\ Z'_{yx} + \lambda_{1,2} & Z'_{yy} \end{pmatrix} = 0$$

Yee and Paulson nutzten reelle rotationsinvariante Eigenwerte $\sigma_{1,2}^2$

$$\det(\underline{\underline{Z}}^+ \underline{\underline{Z}} - \sigma_{1,2}^2 \cdot \underline{\underline{I}}) = 0$$

Um die verschiedenen Möglichkeiten aus der Zerlegung des Impedanztensors zu vergleichen, habe ich $Z'_{xy}, Z'_{yx}, Z_B, \lambda_{1,2}$ und $\sigma_{1,2}$ benutzt, um Anisotropie und scheinbaren Widerstand (Abbildung 4) zu berechnen. Um auch die 'wahre' Widerstandsverteilung zu kennen, benutzte ich ein 2-dimensionales Modell mit einem eingelagerten guten Leiter, wie in Abbildung 3 zu sehen ist. Die Modelldaten wurden mit einem Fehler vom 5% belegt, mit zufälligen Hauptdiagonalelementen von 5% der Nebendiagonalen versehen, mit einer reellen Matrix verzerrt, um eine stärkere Anisotropie zu erhalten und um 30° rotiert. Wegen der reinen 2-D Struktur liefern alle Methoden fast identische gleichen ρ_a -Kurven und sind nicht mehr zu unterscheiden. Nur Z_B liegt, wie zu erwarten, in der Mitte, zeigt aber den Kurvenverlauf der großen Komponente. Durch die große Anisotropie der Impedanzen zeigt die Z_B Kurve nur noch den Verlauf der B-Polarisation, und die Form der Kurve der E-Polarisation verschwindet völlig.

4 Anwendung

Die Anwendung der verschiedenen Methoden auf Meßdaten zeigt für die Anisotropie einer Station ein weitgehend gleiches Bild. Es gibt aber insgesamt bei den von mir vermessenen Stationen drei Klassen des Kurvenverlaufs.

In Abbildung 6 sind für die drei Klassen Beispiele der Station HERB, MOLL am Rande des Leinetalgrabens und FLIN südlich des Harzes dargestellt. Die HERB-Klasse zeigt ein Maximum bei ca. 600 s, und zu langen Perioden wird die Anisotropie wieder sehr klein. Die MOLL-Klasse zeigt zunächst recht kleine Werte, zu den längeren Perioden aber einen steilen Anstieg, ein Absinken kann aus den Daten nicht abgeleitet werden. Die FLIN-Klasse scheint eine Synthese der beiden vorherigen zu sein. Sie zeigt sowohl ein Maximum bei etwa 600 s, als dann auch einen erneuten Anstieg bis zu den längsten Perioden. Während sich für das 600 s Maximum eine Erklärung durch eine anisotrop leitende Schicht in der mittleren Kruste anbietet, kann

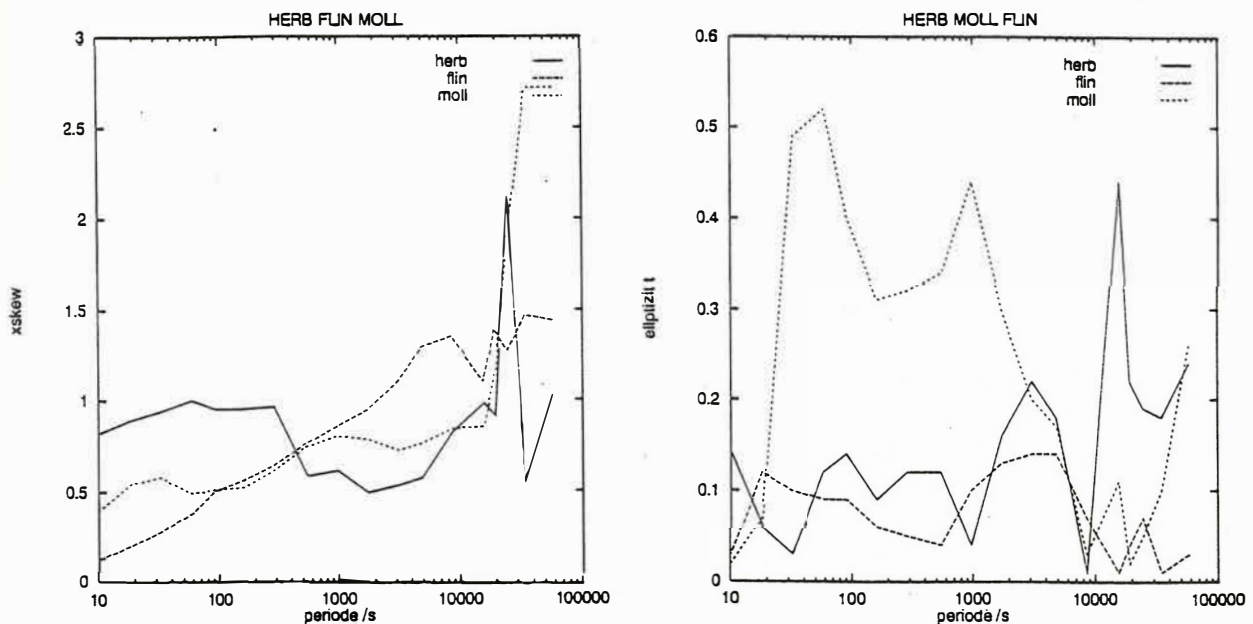


Abb. 5: Für die drei Stationstypen HERB, MOLL und FLIN Elliptizität und Skewness.

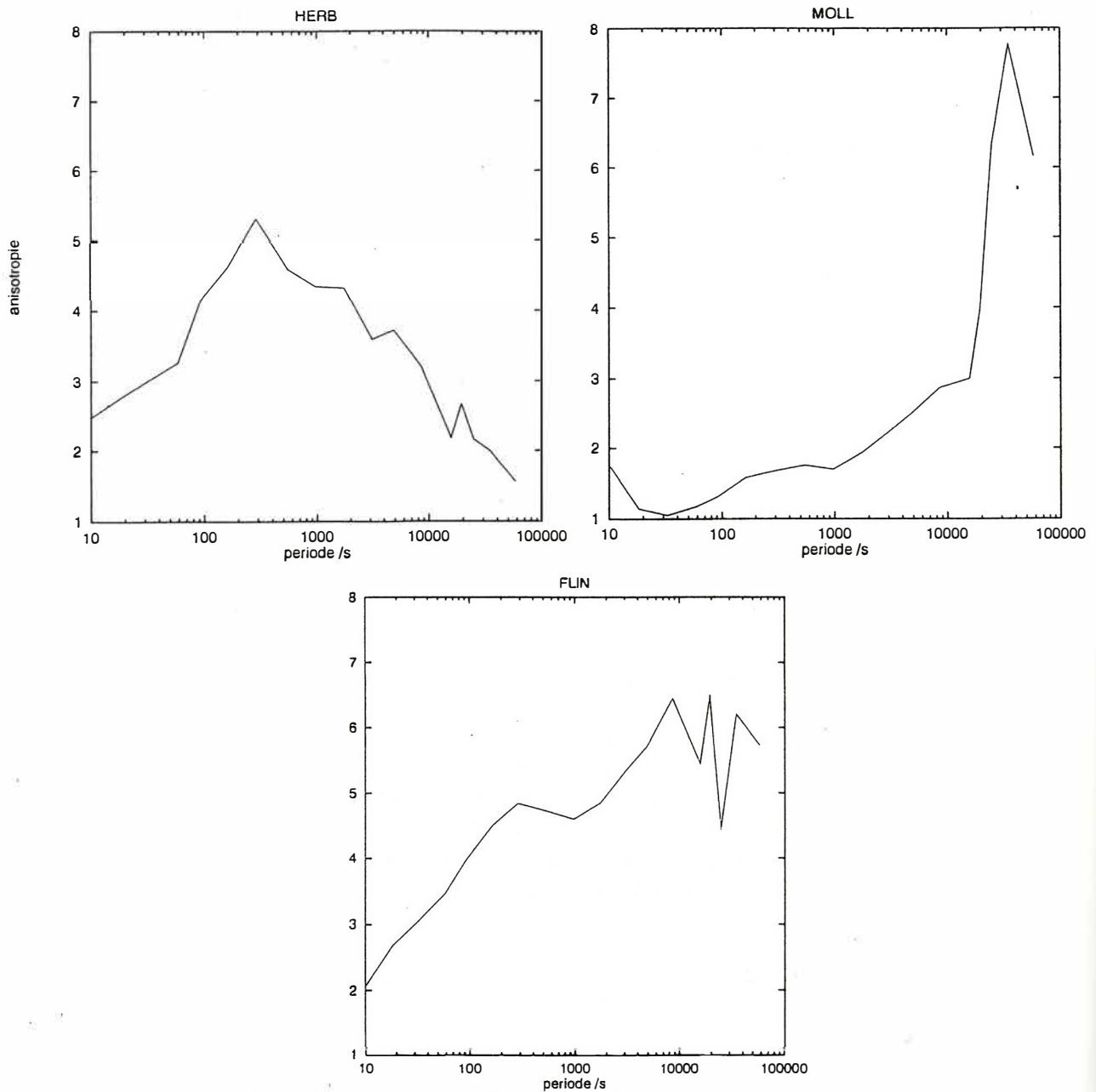


Abb. 6: Drei Klassen von Anisotropie lassen sich unterscheiden

über das Maximum bei den langen Perioden nur spekuliert werden. Interessant sind auch die Unterschiede der Verläufe von Skewness und Elliptizität in Abbildung 5. In der Skewness sind FLIN und MOLL fast gleich, HERB zeigt ein Abfallen der Skew, bei der Elliptizität springen die großen Werte von MOLL hervor (was nach Anisotropie und Skew durchaus 1-dimensional aussah). Obwohl MOLL nach den Anisotropie- und Skewnesswerten vor allem bei den kurzen Perioden eher eindimensional aussah, zeigt die Elliptizität bis über 0.5, daß dies nicht so ist. Anisotropie und Skewness sind also keineswegs ausreichend, um die Dimensionalität des Tensors zu beurteilen.

Die ρ_a -Kurven in Abbildung 7 zeigen deutlich, daß MOLL und FLIN bei längeren Perioden einen gleichen Verlauf haben, ab 100 s aber auseinandergehen. Hier wird ein sehr lokaler Einfluß bei MOLL bestimmend, vielleicht im Zusammenhang mit dem Leinetalgraben (Peter, 1994). Die Kurve von HERB hat einen völlig anderen Verlauf.

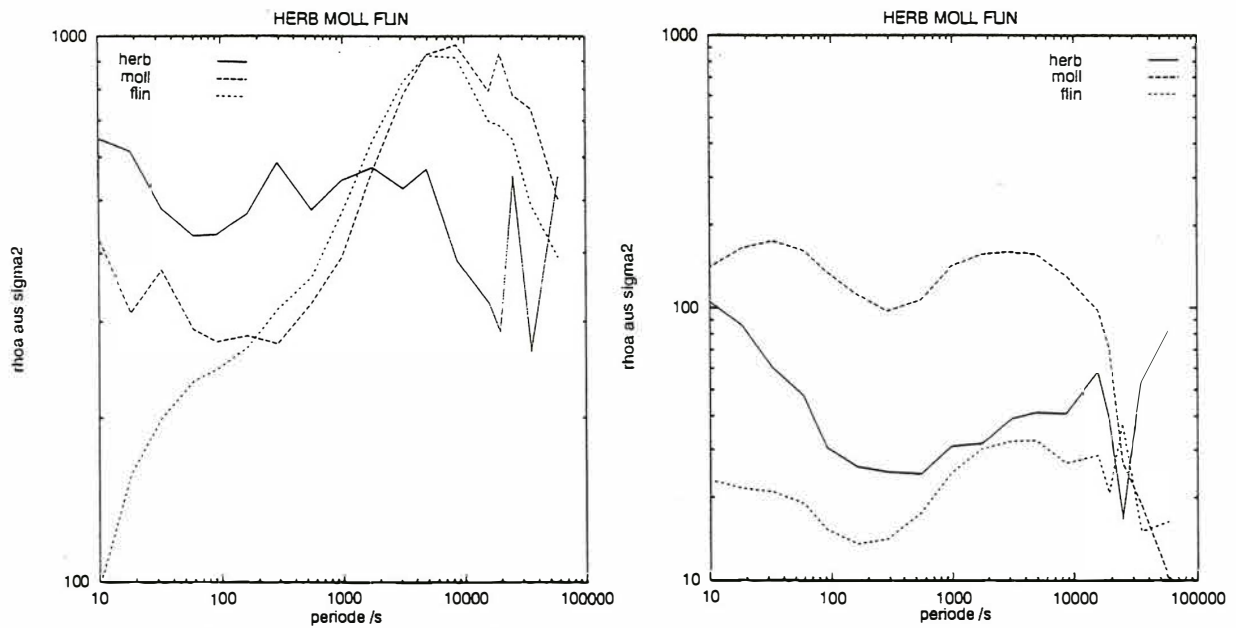


Abb. 7: Die ρ_a Kurven der MOLL und FLIN Klassen sind im Bereich großer Perioden fast identisch, HERB zeigt einen völlig anderen Verlauf.

5 Schluß

Der Impedanztensor läßt sich über verschiedene Parameter beschreiben. Der dem Tensor eigene Vorzugswinkel der Achsen der Tensorellipse vermeidet die Willkür des Koordinatensystems der Darstellung. Die Interpretation der Parameter des Impedanztensors zeigt über die gewohnten Widerstandsdarstellungen hinaus interessante Informationen. Es zeigen sich beim Vergleich vieler Stationen drei Klassen von Impedanztensoren, die sich in Elliptizität, Anisotropie und Skewness jeweils unterschiedlich verhalten. Anisotropie und Skewness alleine liefern wie z.B. bei MOLL keine sicheren Aussagen über die Dimensionalität des Tensors. Gleichartige Kurven der Parameter lassen auf gleichartige Strukturen des Untergrundes schließen.

Literaturverzeichnis

- EGGERS, D.E. An Eigenstate formulation of the magnetotelluric impedance tensor. *J. Geophys.*, 47, 1982, 1204-1214
- PETER, CH. Erdmagnetische und tellurische Variationen, beobachtet an drei Orten im Rheinischen Schiefergebirge. Diplomarbeit, Inst. für Geophysik, Göttingen, 1991
- PETER, CH. Modellinterpretation der Göttinger D-Anomalie, in diesem ETS Kolloquiumsband, Hoechst, 1994.
- PETER, CH. Die Göttinger D-Anomalie, Arbeitsstand der Untersuchung, in ETS Kolloquiumsband, Borkheide, 1992.
- YEE E, PAULSON, K.V. The canonical decomposition and its relationship to other forms of the magnetotelluric impedance tensor analysis. *J. Geophysics*, 61, 1987, 173-189

Effekte von Gasleitungen auf MT und VLF-R Sondierungen

Dünne metallische Leiter sind in besiedelten Gebieten, wie Deutschland, in Form von Gasleitungen, Eisenbahnschienen oder Zäunen weit verbreitet. Die numerische Modellierung solcher Störkörper ist im allgemeinen sehr problematisch, aufgrund der hohen Leitfähigkeit und der sehr kleinen Querschnittsfläche. Diese Eigenschaften machen es allerdings möglich, daß der Leiter durch einen Linienstrom approximiert werden kann. Dazu werden die elektromagnetischen Felder in einen normalen und anomalen Anteil zerlegt.

$$E = E^n + E^a \quad \text{und} \quad H = H^n + H^a$$

Der normale Anteil beschreibt die einfallende ebene Welle, und der anomale Anteil besteht aus den Feldern eines im Halbraum eingebetteten Linienstromes, der den metallischen Leiter darstellt.

Es wird ein unendlich langer Leiter angenommen, somit handelt es sich um ein 2-d Problem und kann in die beiden bekannten Moden zerlegt werden. Bei der TE-Mode (E-Polarisation) werden Ströme im Leiter entlang der Streichrichtung induziert, die wie in einem Linienstrom fließen. Bei der TM-Mode (H-Polarisation) fließen die Ströme quer zum Leiter, die im Leiter in sich geschlossenen Wirbelströme erzeugen nach außen hin nur sehr geringe Effekte und können vernachlässigt werden.

Die Approximation einer Gasleitung durch einen Linienstrom ist gültig, wenn der Leiterraadius r_a gegenüber den anderen Dimensionen, wie der Abstand oder Skineindringtiefe, klein ist. Der Strom im Leiter wird durch eine Impedanzbedingung an der Oberfläche des Leiters bestimmt (Tsubota & Wait 1980, Wait & Umashankar 1978). Im ersten Schritt wird angenommen, daß es sich um einen idealen Leiter ($\sigma_a = \infty$) handelt. Dann ist das elektrische Feld im Inneren des Leiters Null und am Rand ($y = r_a, z = h$) gilt wegen der Stetigkeit der Tangentialfelder,

$$E_x^n = -E_x^a = \mathbf{k}^2 U_1 = I Z_e .$$

Für das anomale Feld wird das Potential eines Linienstromes (siehe Kasten) eingesetzt, somit ergibt sich ein Zusammenhang zwischen dem äußeren antreibenden Feld E_x^n und dem im Leiter fließenden Strom, der als externe Impedanz bezeichnet wird.

$$I = \frac{E_x^n}{Z_e} \quad \text{mit} \quad Z_e = \frac{\mathbf{k}^2}{2\pi\sigma} \int_0^\infty \left[1 + \frac{\alpha - \lambda}{\alpha + \lambda} e^{-2\alpha h} \right] \cos(\lambda r_a) \frac{d\lambda}{\alpha}$$

An der Erdoberfläche kann das Integral gelöst werden, und mit der Entwicklung für kleine Argumente (Abramowitz und Stegun 9.6.11) erhält man das gleiche Ergebnis wie bei Campbell (1978)

$$Z_e = \frac{1}{\pi \sigma r_a^2} [1 - \mathbf{k} r_a K_1(\mathbf{k} r_a)] = -\frac{\mathbf{k}^2}{2\pi \sigma} [\ln(\mathbf{k} r) + \gamma - \ln 2 - \frac{1}{2}]$$

Für einen realen Leiter mit einer endlichen Leitfähigkeit kann eine zusätzliche innere Impedanz definiert werden. Da die Quellen, hier nun die anomalen Felder E_x^a , H_ϕ^a auf dem Rand außerhalb liegen, muß eine homogene Helmholtzgleichung gelöst werden. Aufgrund der Zylindersymmetrie und der endlichen Felder im Inneren ist die Lösung eine modifizierte Besselfunktion $U_i = C I_0(\mathbf{k}_a r)$. Der Strom wird nach Biot-Savart durch das Magnetfeld ersetzt.

$$Z_i = \frac{E_x^a}{I} = \frac{E_x^a}{2\pi r H_\phi^a} \Big|_{r=r_a} = \frac{-\mathbf{k}_a^2 U_i}{-2\pi r_a \sigma_a \partial_r U_i} = \frac{\mathbf{k}_a I_0(\mathbf{k}_a r_a)}{2\pi r_a \sigma_a I_1(\mathbf{k}_a r_a)} \xrightarrow{\omega \rightarrow 0} \frac{1}{\pi r_a^2 \sigma_a}$$

Die beiden Impedanzen sind quasi in Reihe geschaltet und können zu einer Gesamtimpedanz addiert werden. Da es sich bei der TE-Mode um eine rein induktive Ankopplung handelt, zeigt eine Isolierung des Leiters keine Auswirkung.

Die ebene Welle, d.h. das antreibende normale Feld, gebe ich vor mit

$$E_x^n = \frac{i\omega\mu_0}{\mathbf{k}} H_y^n e^{-\mathbf{k}z} \quad \text{mit} \quad H_y^n = 2H_0.$$

In der Abbildung werden die Auswirkungen eines metallischen Leiters anhand des scheinbaren Widerstandes (normiert mit dem Halbraumwiderstand), der Phase und dem Real- und Imaginärteil des 'Tippers' dargestellt.

$$\frac{\rho_a}{\rho_1} = \frac{\sigma}{\omega\mu_0} \left| \frac{E_x}{H_y} \right|^2, \quad \text{Phase} \left(\frac{E_x}{H_y} \right), \quad \text{Re} \left\{ \frac{H_z}{H_y} \right\}, \quad \text{Im} \left\{ \frac{H_z}{H_y} \right\}$$

Die Kurven lassen sich auf drei Parameter reduzieren, dem Leiterradius r_a , dem Leitfähigkeitskontrast zur Umgebung σ_a/σ und der normierten Entfernung y/p mit der Skineindringtiefe $p = \sqrt{\omega\mu_0\sigma}/2$.

Der Einfluß des metallischen Leiters ist bis zu einer Entfernung von etwa zwei Skintiefen zu beobachten. Ein wichtiger Faktor ist die innere Impedanz, die die endliche Leitfähigkeit des Leiters berücksichtigt. Bei sehr niedrigen Frequenzen hat der Halbraum wieder einen größeren Einfluß. Der ideale Leiter ist offenbar eine zu extreme Annahme, die selbst bei einem Kontrast von $10^9 \frac{\text{S}}{\text{m}}$ nicht erfüllt wird. Der Realteil des 'Tippers' als Induktionspfeil zeigt stets vom Leiter weg. Der imaginäre Anteil wechselt bei einer endlichen Leitfähigkeit sein Vorzeichen.

Literatur

Abramowitz, M. & Stegun, I.A., 1970. *Handbook of Mathematical Functions*, Dover, New York.

Felder eines Linienstromes in einem homogenen Halbraum

Darstellung der 2-dimensionalen Felder ($\partial_x \dots \equiv 0$) durch ein Vektor- bzw. Hertz-Potential $U(y, z)$

$$\begin{aligned} \underline{H} &= \nabla \times \underline{A} \\ \underline{A} &= \sigma U \hat{x} \end{aligned} \quad \Rightarrow \quad \underline{E} = \begin{pmatrix} -\mathbf{k}^2 U \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \underline{H} = \begin{pmatrix} 0 \\ \sigma \partial_z U \\ -\sigma \partial_y U \end{pmatrix}, \quad \mathbf{k}^2 = i\omega\mu_0\sigma$$

Zur Beschreibung des Quellfeldes $\underline{I} = I\hat{x}$ an der Stelle $(x, 0, h)$ wird im Vollraum die inhomogene Helmholtzgleichung durch eine 2-d Fourier-Transformation gelöst; mit $\alpha^2 = \lambda^2 + \mathbf{k}^2$, $\partial_{xx}^2 \xrightarrow{FT} -\lambda^2$:

$$[\partial_{yy}^2 + \partial_{zz}^2 - \mathbf{k}^2] \sigma U(y, z) = -I \delta(y) \delta(z - h) \quad \xrightarrow{FT} \quad \sigma \tilde{U}(\lambda, \gamma) = \frac{I}{\gamma^2 + \alpha^2} e^{-i\gamma h}$$

Die Rücktransformation (Gradstein 3.354.5 und 3.961.2), hier eine Kosinustransformation da der Kernel eine gerade Funktion ist, ergibt das Potential des Linienstromes im Vollraum

$$U(y, z) = \frac{I}{2\pi\sigma} \int_0^\infty e^{-\alpha|x-h|} \cos(\lambda y) \frac{d\lambda}{\alpha} = \frac{I}{2\pi\sigma} K_0[\mathbf{k}\sqrt{y^2 + (z-h)^2}]$$

Für den Halbraum werden die Randbedingungen an der Erdoberfläche mit Transmissions- und Reflektionskoeffizienten erfüllt.

$$\text{im Lufthalbraum } z < 0: \quad U_0 = \frac{I}{2\pi\sigma} \int_0^\infty T e^{-\alpha h} e^{\lambda z} \cos(\lambda y) \frac{d\lambda}{\alpha}$$

$$\text{im Halbraum } 0 < z < h: \quad U_1 = \frac{I}{2\pi\sigma} \int_0^\infty [e^{\alpha(z-h)} + R e^{-\alpha(z+h)}] \cos(\lambda y) \frac{d\lambda}{\alpha}$$

$$\text{Stetigkeit von } E_x \text{ und } H_y \text{ bei } z = 0 \quad \Rightarrow \quad R = \frac{\alpha - \lambda}{\alpha + \lambda}, \quad T = \frac{2\alpha}{\alpha + \lambda}$$

Die Felder des Linienstromes an der Erdoberfläche sind:

$$\begin{aligned} E_x &= -\frac{i\omega\mu_0 I}{2\pi} 2 \int_0^\infty \frac{1}{\alpha + \lambda} e^{-\alpha h} \cos(\lambda y) d\lambda \\ H_y &= \frac{I}{2\pi} 2 \int_0^\infty \frac{\lambda}{\alpha + \lambda} e^{-\alpha h} \cos(\lambda y) d\lambda \\ H_z &= \frac{I}{2\pi} 2 \int_0^\infty \frac{\lambda}{\alpha + \lambda} e^{-\alpha h} \sin(\lambda y) d\lambda \end{aligned}$$

Campbell, W.H., 1978. Induction of auroral zone electric current within the Alaska pipeline, *Pageoph*, **116**, 1143-1173.

Gradstein, I.S. & Rysik, I.M., 1981. *Summen-, Produkt- und Integral-Tafeln*, Harri Deutsch, Thun.

Tsubota, K. & Wait, J.R., 1980. The frequency and the time-domain response of a buried axial conductor, *Geophysics*, **45**, 941-951.

Wait, J.R. & Umashankar, K.R., 1978. Analysis of the earth resistivity response of buried cables, *Pageoph*, **117**, 711-742.

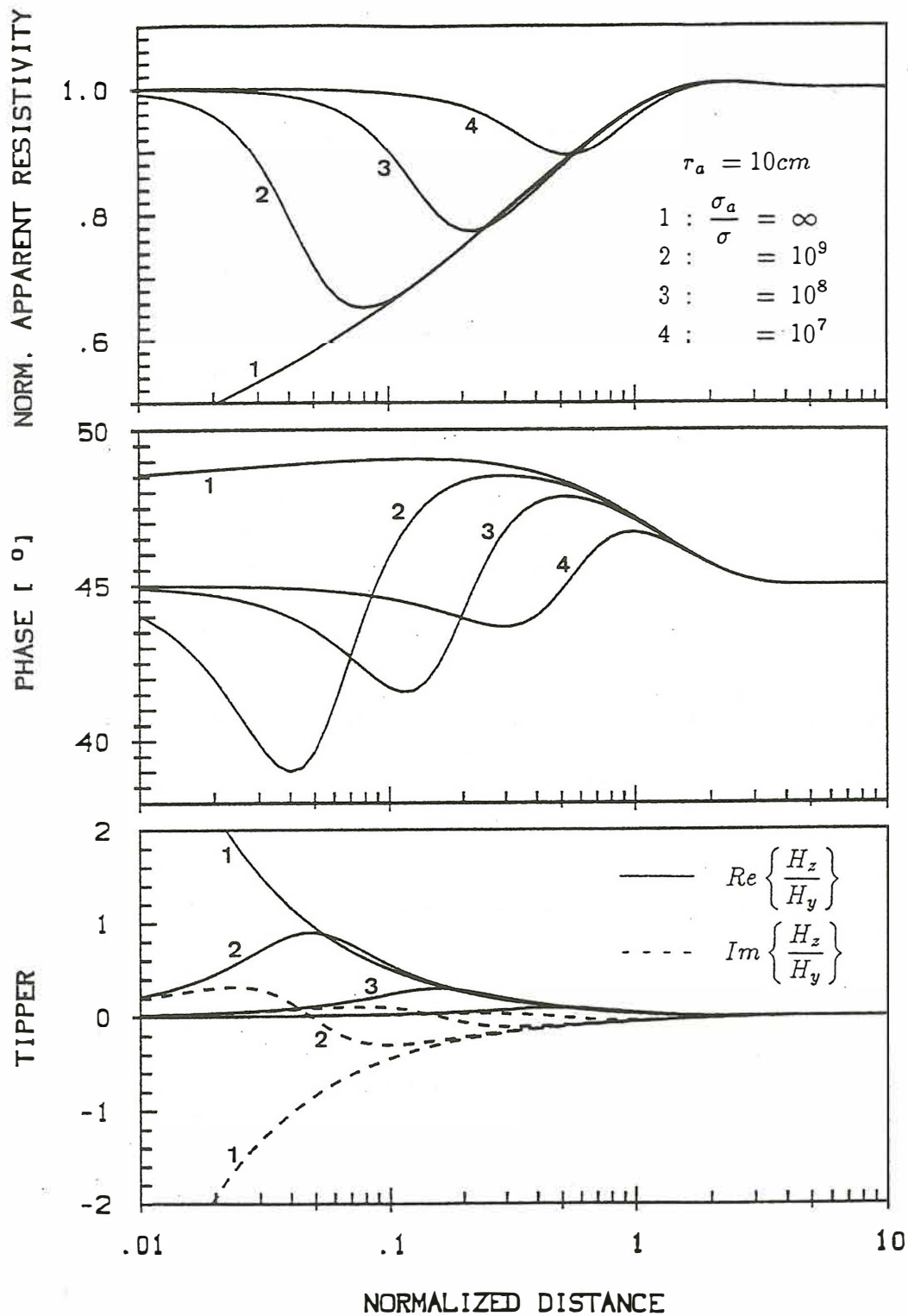


Abb.: Auswirkung eines idealen und realen Leiters (Metall $10^7 \frac{\text{S}}{\text{m}}$) in einem 100, 10, $1\Omega\text{m}$ Halbraum auf den scheinbaren Widerstand, die Phase und den 'Tipper' als Funktion der Entfernung, normiert auf die Skineindringtiefe: $r/p = \sqrt{\omega\mu_0\sigma\tau^2/2}$.

Simulation und Messung des ELF-Tagesganges

ARNFRIED MAGUNIA

Es sind hauptsächlich die in den Tropen stattfindenden Gewitter, die mit ihren Blitzen das elektromagnetische Spektrum von $1 - 10^9$ Hz anregen. Für die Audio-Magnetotellurik mit ihrem Einsatzgebiet von $1 - 10^3$ Hz – dies liegt im *extremely low frequency*-(ELF)-Bereich – sind diese weltweit stattfindenden Blitze die Hauptanregungsquellen.

Die Anregungsquellen der Magnetotellurik und Audiomagnetotellurik unterscheidet sich nicht nur hinsichtlich unterschiedlicher Quellenprozesse und deren räumlicher Ausdehnung – auch das Ausbreitungsverhalten der von ihnen produzierten elektromagnetischen Felder zeigt verschiedene Ausprägungen. Die Ausbreitung elektromagnetischer Felder läßt sich für Perioden $T > 15$ Minuten als Diffusionsvorgang von der Ionosphäre bis in das Erdinnere beschreiben. Kürzerperiodische Felder breiten sich als Wellen aus. Die Felder im Bereich der Audiomagnetotellurik jedoch werden als Radiowellen extrem tiefer Frequenzen zwischen der im Gegensatz zur troposphärischen Luft relativ gut leitfähigen Erdoberfläche und der Ionosphäre geführt und diffundieren dann in das Erdinnere. In meiner Arbeit wurde die Ausbreitung solcher Felder betrachtet und Hinweise auf mögliche Auswirkungen gesucht, die ein tageszeitabhängiges Anregungsspektrum auf die Stabilität von AMT-Sondierungen hat [MAGUNIA, 1993].

Es soll hier ein einfaches räumlich-zeitliches Modell der weltweiten Gewitteraktivität vorgestellt und des weiteren beschrieben werden, wie sich im Verlaufe eines Tages die Anregung im ELF-Bereich ändert. Des weiteren soll auf die Ausbreitung elektromagnetischer Felder im irdischen Wellenleiter im ELF-Bereich eingegangen werden, insbesondere, weshalb es genügt, zu dessen Beschreibung nur die TM_0 -Mode zu verwenden. Abschließend werden die Daten zweier ganztägiger Registrierungen gezeigt.

Ein einfaches räumlich-zeitliches Modell der weltweiten Gewittertätigkeit

Die synoptische Meteorologie liefert zunächst keine genaueren Daten zur Gewitteraktivität: sie kennt nur den sogenannten *Gewittertag* - ein Tag, an dem mindestens ein Gewitter gehört und gesehen wurde. Zur Simulation der ELF-Anregung wird jedoch eine Abschätzung der globalen räumlichen und zeitlichen Verteilung der Blitzrate benötigt.

BROOKS [1925] trug als erster alle vorhandenen Untersuchungen regionaler Gewitterzahlen zusammen um eine globale Karte der Gewittererwartung zu erstellen. Er leitete aus der von MARRIOTT [1908] berichteten Blitzanzahl eines Gewitters und der zusätzlichen Überlegung, welche Fläche von einem gewöhnlichen Gewitter im Laufe seiner aktiven Phase überdeckt wird, das weltweite, gleichzeitige Auftreten von etwa 1800 Gewittern und 100 Blitzen pro Sekunde ab. Diese anhand einer empirischen Untersuchung ermittelten Schätzwerte sind bis heute größenordnungsmäßig gültig. WHIPPLE [1929], sowie WHIPPLE und SCRASE [1936], leiteten aus Registrierungen des vertikalen elektrischen Feldes und den Ergebnissen von BROOKS eine geschätzte Kurve der weltweiten Gewitteraktivität ab. Sie gibt die Variation der von Gewittern bedeckten Erdoberfläche im Laufe eines Tages bezogen auf die Weltzeit (UT, *universal time*) an. Sie ist eine stark vereinfachte Darstellung der allgemeinen Gewittertätigkeit und wird – bis heute – immer wieder zitiert [z.B. in SCHREIER, 1984]. Es gibt in der Literatur keine genauere oder gültigere Kurve. Langfristige Untersuchungen liefern Ergebnisse, die allenfalls qualitativ übereinstimmen, wohingegen bei Beobachtungen über kurze Zeiträume erhebliche Abweichungen auftreten [z.B. OGAWA, TANAKA AND YASUHARA, 1969; CLAYTON AND POLK, 1977; DOLEZALEK, 1972].

Der Ausgangspunkt für ein räumliches Modell war eine Weltkarte der mittleren Anzahl der Gewittertage pro 10000 km² und Jahr. Sie wurde von der WORLD METEOROLOGICAL ORGANIZATION aus langjährigen Beobachtungsdaten in den 50er Jahren zusammengetragen [z.B. in ISRAËL, 1961].

Angaben zur globalen Verteilung von Blitzen beruhen auf VLF-Sferic-Empfang [z.B. KEMP, 1971; HEYDT UND FRISIUS, 1974; VOLLAND, 1983; INGMANN *et al.*, 1985], Untersuchung im Bereich der SCHUMANN-Resonanzen [z.B. HOLZER AND DEAL, 1956; OGAWA, TANAKA AND YASUHARA, 1969; CLAYTON AND POLK, 1977] oder Satelliten-Observationen [z.B. ORVILLE AND SPENCER, 1979]. CLAYTON und POLK leiteten aus ihren Beobachtungen eine Blitzanzahl ab, die in der Größenordnung von etwa 200 s⁻¹ lag. Allgemein akzeptiert wird, daß zwischen 100 und 200 Blitze pro Sekunde weltweit stattfinden.

Andere empirische Untersuchungen von PRENTICE [1977] fanden einen Zusammenhang zwischen der Anzahl der Gewittertage einer Region und der mittleren Blitzdichte innerhalb dieser Region (siehe Bild neben Tab. 1).

Zum Aufbau des Modells

Zunächst wurde die Karte der Gewittertage vereinfacht: Als gewitterwirksame Fläche wurde das Gebiet zwischen 65° n.B. und 50° s.B. betrachtet und in ein Netz von 1° × 1°-Facetten zerlegt. Anschließend wurden die verschiedenen Gewittererwartungsstufen in fünf Blitzdichtestufen eingeteilt (Abb. 1). Das Produkt aus der breitenabhängigen Fläche F_ϕ einer 1° × 1°-Facette und der

Stufe	Anteil an gewitteraktiver Fläche	Gewittertage pro Jahr	arithm. Mittel Gewittertage	Blitzdichte B_{Stufe}
0	~31.3%	1-10	5.5	0.55
1	~47.0%	10-30	20.0	3.25
2	~12.0%	30-60	45.0	8.88
3	~8.3%	60-120	90.0	42.0
4	~1.4%	120-200	160.0	200.0

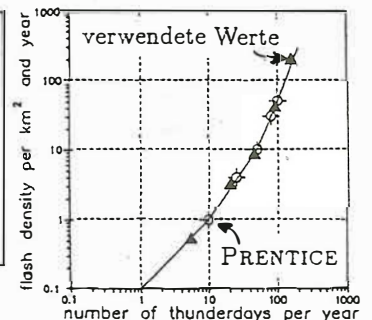


Tabelle 1: Abstufung der Gewittererwartung und der Blitzdichten

Blitzdichtestufe B_{Stufe} summiert über die gesammte gewitteraktive Fläche - und bezogen auf eine Sekunde - ergibt etwa 125 Blitze pro Sekunde weltweit:

$$k \cdot \sum_{\lambda=-180^\circ}^{180^\circ} \sum_{\varphi=-50^\circ}^{65^\circ} B_{Stufe}(\lambda, \varphi) \cdot F_\varphi \approx 125 \text{ s}^{-1} \quad (1)$$

Das Auftreten eines Gewitters - und seine Aktivität - hängt auch von der lokalen Tageszeit ab. Die Erwärmung troposphärischer Luftmassen geschieht durch Sonneneinstrahlung vom Boden her. Dadurch kann es bei hochreichend feuchtilablen Luftschichten zu einer Destabilisierung und infolge dessen zu starker Konvektion kommen.

Die Elektrifizierung und Ladungstrennung in einer Gewitterzelle ist bis heute noch nicht vollständig geklärt: Aber ein wesentlicher Aspekt scheint die Übertragung von Ladungen bei Kollisionen von Eis, Graupel und Regentropfen zu spielen. Dies sind stark temperaturabhängige Vorgänge [VOLLAND, 1984; UMAN, 1987; WILLIAMS, 1989].

Somit steuert der Temperaturtagesgang im wesentlichen die Gewitteraktivität: Über Land ist sie maximal am lokalen Nachmittag wegen der größtmöglichen Bodenerwärmung und minimal in den frühen Morgenstunden.

Es wurde bei dem Simulationsmodell eine Variation der örtlichen Gewitterwahrscheinlichkeit mit der Lokalzeit angenommen, wie es die folgende Kurve (Abb. 2) zeigt: Die Fläche unter dieser Tagesgangkurve wurde auf Eins normiert, in 48 halbstündige Zeitintervalle t unterteilt und jedem Zeitintervall t ein Gewichtungswert G_t zugewiesen.

Die Wahrscheinlichkeit P des Auftretens eines Blitzes in einer bestimmten $1 \times 1^\circ$ -Facette mit den geographischen Koordinaten (λ, ϕ) innerhalb einer Sekunde zum Zeitintervall t ergibt sich als Produkt der Blitzdichtestufe B_{Stufe} , der breitenabhängigen Facettenfläche F_ϕ und der lokalzeitlichen Gewitterwahrscheinlichkeit G_t sowie einem Faktor d zur Umrechnung in Sekunden:

$$P(\lambda, \phi, t) = B_{Stufe}(\lambda, \phi) \cdot F_\phi \cdot G_t \cdot d \quad (2)$$

Mit Hilfe eines Zufallsgenerators wurde für jede der Facetten die Wahrscheinlichkeit P mit einer Zufallszahl $0 \leq \zeta \leq 1$ verglichen. Galt $\zeta < P$, so wurden die geographischen Koordinaten (λ, ϕ) als Quellkoordinaten zum Zeitintervall t abgespeichert.

Es resultierte eine Variation der Blitzanzahl zwischen 6000 und 12 000 Blitzen pro fiktiver Beobachtungsdauer von 72 Sekunden (Abb. 3). Sie verteilten sich – bezogen auf eine Beobachtungsdauer von einer Sekunde – für die Uhrzeiten 3^h , 10^h , 16^h und 23^h – wie es die vier Teilbilder in Abbildung 4 zeigen: Die Wanderung der Hauptgewitteraktivität von Ost nach West über den Globus wird deutlich.

Feldausbreitung

Nachdem die Positionen der Quellen bestimmt worden sind, wird im zweiten Schritt der Simulation der Feldstärkebeitrag jeder einzelnen Quelle an einem fiktiven Beobachtungsort (50° n.B., 8° ö.L.; Aschaffenburg) berechnet. Dabei mußten folgende Idealisierungen vorgenommen werden:

- Statt der in Wirklichkeit komplexen Entladungsfolgen der Wolke-Erde-Blitze wurden die starken Return-Strokes als vertikale elektrische HERTZ-Dipole vereinfacht.
- Die Dipolstärke wurde normiert.
- Es wird die isotrope Feldausbreitung zwischen zwei konzentrischen, ideal leitfähigen Kugelsphären – dies ist der irdische Wellenleiter – betrachtet, weil die troposphärische Luft eine um 10 Größenordnungen kleinere elektrische Leitfähigkeit als die Erdoberfläche oder die ionosphärische D-Schicht in ca. 80 km Höhe besitzt.
- Das elektromagnetische Feld wird bei seiner Ausbreitung als sogenannte TM_0 -Mode beschrieben. Die TM_0 -Mode ist ab einer Quellenentfernung $\theta > 5^\circ$ in dem betrachteten Frequenzbereich die dominante Mode.

Was heißt hier “TM“?

Mit TM-Polarisation wird ein elektromagnetisches Feld bezeichnet, dessen Magnetfeldvektor nur *transversal* zur *Ausbreitungsebene* – in ihr liegen der Wellenzahlvektor der einfallenden und der reflektierten Welle – orientiert ist (Abb. 5). Die Tabelle 2 zeigt, daß dieser Polarisationszustand in der Literatur unterschiedlich bezeichnet wird. Der Sachverhalt wird noch uneinheitlicher, wenn der

Terminus	Orientierung	Bezugsebene
TM-Polarisation	<i>transversal-magnetisch</i>	Ausbreitungsebene
TM-Polarisation	<i>tangential-magnetisch</i>	Trennfläche
E-Polarisation	<i>elektrisch-parallel</i>	Ausbreitungsebene

Tabelle 2: Verschiedene Bezeichnungen desselben Polarisationszustandes

Begriff der *Mode* wörtlich mit einer Polarisation gleichgesetzt wird:

Mode \neq Polarisation !

Was ist eine Mode ?

Eine Mode ist eine selbstkonsistente Feldkonfiguration, die sich in einem Wellenleiter aufbauen kann. Ein Beispiel hierfür ist der idealisierte ebene Wellenleiter (Abb. 6): Er besteht aus zwei planparallelen, durch Luft getrennten, ideal leitfähigen Grenzflächen, die sich in einem kartesischen Koordinatensystem über die x - y -Ebene erstrecken. Die eine Fläche liegt im Punkt $z = 0$ (*Erdoberfläche*) und die andere im Punkt $z = h$ (*Ionosphäre*). Das elektromagnetische Feld muß die Randbedingungen an den Wellenleiterwänden erfüllen. Das Verhältnis aus einfallendem und reflektiertem Feldanteil – also der Reflexionskoeffizient – ist in diesem Fall winkelnunabhängig und identisch 1.

In großer Entfernung von einer Quelle breitet sich die Kugelwelle wie eine ebene Welle aus; es kommt zur Interferenz bei der Ausbreitung im Wellenleiter.

Ausbreitungsfähig sind nur solche Wellen, deren Einfallswinkel ϑ der *Grundgleichung der Moden-Theorie* [BUDDEN, 1961] gehorchen:

$$R_G(\vartheta) \cdot R_I(\vartheta) \cdot \exp(2ikh \cos \vartheta) = 1 = \exp(2in\pi) \quad (3)$$

Diese Bedingungsgleichung kann bei gegebenen Reflexionskoeffizienten $R_G(\vartheta)$ und $R_I(\vartheta)$ der beiden Wellenleiterwänden nur unter diskreten Winkeln $\vartheta = \vartheta_n$ – die aber auch komplex sein können – erfüllt werden.

Jedem n ist eine Mode, d.h. die Superposition mindestens zweier, sich unter dem selben Winkel ϑ_n ausbreitender, sich gegenseitig überschneidender, gleichphasiger, ebener Wellen zugeordnet, die den Randbedingungen in Phase, Amplitude und Ausbreitungsrichtung genügen. Es können sich nur Felder ausbreiten, deren Amplitudenänderungen mit der Höhe h des Wellenleiters eine *ganzzahlige* Anzahl n von Halbzyklen beschreiben (Abb. 7 für das Beispiel der TM-Moden [aus BUDDEN, 1961]).

Bei der *ungedämpften* TM_2 -Mode im Wellenleiter sind die E_z - und die H_y -Variationen phasengleich und um 90° phasenverschoben zur E_x -Komponente. Bei der *gedämpften* TM-Mode sind die E_x - und die E_z -Komponente in Phase und um 90° phasenverschoben zur H_y -Komponente. In diesem Fall ist der Sinus des Einfallswinkels ϑ_n komplexwertig.

Es gibt *keine* TE_0 -(*transversal-elektrisch*)-Mode, denn dann wäre $E_y = 0$ über die gesamte Wellenleiterhöhe hinweg – somit würde keine elektromagnetische Feldausbreitung stattfinden.

Da i.a. der Winkel ϑ_n komplex ist, kann eine Aufspaltung der dann ebenfalls komplexwertigen Winkelfunktionen vorgenommen werden. Der Realteil vom $\sin \vartheta_n$ ist umgekehrt proportional zur Phasengeschwindigkeit $v_{ph|n}$ der n -ten Mode

$$\Re(\sin \vartheta_n) = \frac{c}{v_{ph|n}} \quad (4)$$

und der Imaginärteil von $\sin \vartheta_n$ proportional zur Dämpfungsrate α_n (in Dezibel pro 1000 km):

$$\alpha_n = 2.895 \cdot 10^{-2} \cdot \omega \cdot \Im(\sin \vartheta_n) \quad (5)$$

Die Dämpfung nimmt mit der Moden-Zahl n zu. Die Geometrie des Wellenleiters gibt für jede höhere Moden-Zahl als die der Grundmode 0 eine Mindestfrequenz vor, ab der sich diese Mode ausbilden kann. Frequenzen unterhalb dieser *Abschneidefrequenz* werden besonders stark gedämpft.

Das elektromagnetische Feld ist aus der Summe *aller* Moden zusammengesetzt. Nur: Der Beitrag jeder Mode zum Gesamtfeld ist entfernungsabhängig. In der Nähe einer Quelle werden sehr viele Moden zur Berechnung des Gesamtfeldes gebraucht, aber in größerer Entfernung verlieren die höheren Moden wegen der Dämpfung an Bedeutung und das Feld läßt sich durch nur entsprechend wenige Moden darstellen.

Der sphärische Wellenleiter

Die troposphärische Luft besitzt eine um 10 Größenordnungen kleinere elektrische Leitfähigkeit als die Erdoberfläche oder die ionosphärische D-Schicht in ca. 80 km Höhe. Deshalb kann man die isotrope Feldausbreitung im irdischen Wellenleiter – nämlich zwischen zwei konzentrischen, ideal leitfähigen Kugelsphären – betrachten.

Die folgende Abbildung 8 zeigt die Dämpfungsrate α der ersten 4 Moden aufgetragen gegen die Frequenz. Weil die Wellenlängen im ELF-Bereich sehr viel größer sind im Vergleich zur Wellenleiterhöhe, kann sich nur die TM_0 -Mode ausbreiten. Die Abschneidefrequenz der TM_1 -Mode liegt bei 1500 Hz. Erst bei ca. 3000 Hz ist die Dämpfungsrate der TM_1 -Mode mit derjenigen der Grundmode vergleichbar [GALEJS, 1972].

Feldberechnung

Die Geometrie des Wellenleiters legt die Verwendung von sphärischen Polarkoordinaten (r, θ, ϕ) nahe. Die Quelle ist ein HERTZ-Dipol in der Höhe $r = r_s$ bei $\theta = 0$. Die elektromagnetischen Feldkomponenten sind nur entfernungsabhängig. Es gibt keine (ϕ) -Abhängigkeit, d.h. einige Komponenten verschwinden. Die elektromagnetischen Feldkomponenten werden dann mit einem Potential U beschrieben. Dies ist ein HERTZ-Potential mit nur einer radialen Komponente.

$$E_r = -\frac{1}{rr_s} \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} U \right) = \left(k_0^2 + \frac{\partial^2}{\partial r^2} \right) (rU) \quad (6)$$

$$E_\theta = \frac{1}{rr_s} \frac{\partial^2}{\partial r \partial \theta} (rU) \quad (7)$$

$$H_\phi = -\frac{k_0^2}{i\omega\mu r_s} \frac{\partial}{\partial \theta} U \quad (8)$$

$$E_\phi = H_r = H_\theta = 0 \quad \text{und} \quad k_0 = \omega\sqrt{\mu_0\epsilon_0} \quad (9)$$

Dieses Potential $U = U_q + U_h$ setzt sich aus der Quellenanregung U_q – in Form von Kugelwellen

$$U_q = -\frac{k_0 I ds}{4\pi\omega\epsilon} \sum_{n=0}^{\infty} (2n+1) P_n(\cos \theta) \cdot \begin{cases} j_n(k_0 r) h_n^{(1)}(k_0 r_s) & \text{für } r \leq r_s \\ h_n^{(1)}(k_0 r) j_n(k_0 r_s) & \text{für } r \geq r_s \end{cases} \quad (10)$$

und der homogenen Wellenausbreitung U_h – in Form von Kugelflächenfunktionen – zusammen:

$$U_h = \sum_{n=0}^{\infty} \left[A_n h_n^{(1)}(k_0 r) + B_n j_n(k_0 r) \right] P_n(\cos \theta) \quad (11)$$

Mit Hilfe der sogenannten WATSON-Transformation – um die Reihen in eine schnell-konvergierende Form zu bringen – repräsentiert das Potential U nur noch die dominante TM_0 -Mode [WAIT, 1970; HARTH, 1982]. Es ergibt sich für die horizontale Magnetfeldkomponente H_ϕ folgender Ausdruck:

$$H_\phi = \frac{I ds}{4\pi a \sin \nu \pi} \frac{\partial}{\partial \theta} P_\nu(-\cos \theta) \quad (12)$$

Die in diesem Ausdruck auftauchende Legendre-Funktion komplexen Grades ν besitzt eine Darstellung in Form hypergeometrischer Reihen, sie können rekursiv berechnet werden. Um dabei möglichen kumulierenden Rundungsfehlern vorzubeugen, wurden vier verschiedene Repräsentationen der Reihe, die jeweils auf die eingehenden Parameter bezüglich schneller Konvergenz und hoher Genauigkeit abgestimmt waren, verwendet [JONES AND JOYCE, 1989]. In Anlehnung an die bei den Registrierungen verwendeten Frequenzen, wurden die Legendre-Funktionen für die Frequenzen 8, 21, 38, 92 und 170 Hz berechnet (Abb. 9).

Die komplexe Größe ν soll kurz erläutert werden: Die Moden-Gleichung im Fall des sphärischen Wellenleiters ist im wesentlichen aus sphärischen Besselfunktionen zusammengesetzt. Sie stellt aber auch eine Bedingungsgleichung für die Zahl ν dar. Diese Größe ν ist mit den in θ -Richtung in der Kugelschale zwischen Erdoberfläche und Ionosphäre wandernden Wellen über die Phasengeschwindigkeit v_{ph} und der Dämpfungsrates α verknüpft (siehe Gln. 4 und 5).

Da die Wellenleiterhöhe h sehr klein relativ zum Erdradius r ist, kann eine *Dünne-Schicht-Approximation* vorgenommen werden und infolge dessen die Besselfunktionen durch Exponential-Funktionen approximiert werden [GALEJS, 1972]. Dann bestimmt sich ν aus der folgenden Gleichung (mit dem Erdradius a):

$$\nu(\nu + 1) = k^2 a^2 \sin^2 \vartheta \quad (13)$$

und in ν ist somit der Ausbreitungseinfluß der elektrischen Parameter der Erdoberfläche und der Ionosphäre enthalten.

Kennt man die frequenzabhängige Phasengeschwindigkeit und die Dämpfungsrates, so kann hieraus der Ausbreitungsparameter ν bestimmt werden. Dieses ν gibt dann den Grad der komplexwertigen Legendre-Funktion für die jeweilige Frequenz vor.

Ergebnisse der Simulation

Um die Anregung durch alle Blitze, die innerhalb eines Beobachtungszeitraumes stattfanden, für eine bestimmte Frequenz berechnen zu können, brauchte nur über die entsprechende entfernungs-winkelabhängige Legendre-Funktion summiert zu werden. Es wurde somit ein qualitativer Tagesgang simuliert.

Die Teilbilder der Abbildung 10 zeigen die Anregung des horizontalen Magnetfeldes für zwei Frequenzen (8 und 21 Hz). Es wurde eine Zerlegung in eine lokale Nord-(x)- und eine Ost-(y)-Komponente durchgeführt - so war auch registriert worden.

Es zeigt sich, daß sich die x- und y-Komponenten im Tagesverlauf unterschiedlich verhalten: Die x-Komponente verhält sich über alle Frequenzen hinweg recht einheitlich. Ein Maximum wird bei etwa 17^h UT erreicht; das Minimum liegt bei ca. 2^h UT.

Die y-Komponente hingegen zeigt insbesondere bei den ersten beiden Frequenzen eine Verbreiterung des Maximums. Das Minimum liegt etwa bei 5^h UT. Für die höheren Frequenzen gleicht der Verlauf demjenigen der x-Komponente.

Zum besseren Verständnis des Ergebnisses der Simulation kann die Abbildung 11 dienen. Sie zeigt in einer abstandstreuen Projektion die Lage der Hauptgewitterregionen (gerastert) relativ zum Beobachtungsort.

Exemplarisch sind für die Frequenzen 8 Hz und 21 Hz diejenigen Entfernungsbereiche (gepunktet) hervorgehoben, die besonders stark den Beitrag einer dortigen Quelle zum Anregungsspektrum unterstützen können. Für jede Quelle - und bei der Simulation waren das im Schnitt 9000 pro 72 Sekunden fiktiver Beobachtungsdauer - ist deren Richtung und deren Entfernung bekannt. Die Richtung bestimmt, welche der beiden im lokalen kartesischen Beobachtungs-Koordinatensystem liegenden Spulen mehr angeregt wird und der entfernungsabhängige Betrag der Legendre-Funktion gibt die Stärke der Anregung wieder.

Die beiden Registrierungen

Es soll zunächst auf die Anregung der beiden horizontalen Magnetfeldkomponenten aus zwei ganztägigen Registrierungen eingegangen werden.

Die Registrierungen wurden im Oktober 1991 und Mai 1992 an einer Meßlokation im Spessart durchgeführt. Verwendet wurde die AMT-Realtime-Anlage MMS04 des Frankfurter Instituts.

Es wurde jeweils zu Beginn jeder halben Stunde für 72 Sekunden registriert und hieraus die geglätteten und gestapelten Kreuz- und Powerspektren der fünf üblichen Feldkomponenten (E_x ,

E_y, H_x, H_y, H_z) für 12 Zielfrequenzen (6, 8, 11, 21, 15, 38, 57, 75, 92, 123, 170, 240 Hz) berechnet und abgespeichert.

Das Isolinienbild (Abb. 12) zeigt die Stärke einer magnetischen Horizontalkomponente in pT/\sqrt{Hz} in Abhängigkeit von der Zielfrequenz und der Weltzeit an. Meßdaten – im Sinne von Amplitudenspektren – lagen nur an den angedeuteten Rasterpunkten vor. Die dazwischenliegenden Werte wurden interpoliert. Die ungleichmäßige Verteilung tropischer Landmassen entlang des Äquators zeigt sich auch in der Anregung des ELF-Bereiches. Für einen Beobachter in Zentraleuropa ergeben sich im Laufe eines Tages vier verschiedene Anregungsmaxima hauptsächlich innerhalb des SCHUMANN-Bereiches, wo der irdische Wellenleiter wie ein Hohlraumresonator wirkt. Die Quellregionen liegen bei

- Melanesien und Nordaustralien ($\sim 5^h$ UT)
- Malaiischer Archipel ($\sim 8^h$ UT)
- Madagaskar und Afrika ($\sim 10^h - 18^h$ UT)
- Süd- und Mittelamerika ($\sim 19^h - 23^h$ UT)

Für den unteren Frequenzbereich ist der Beitrag der süd- und mittelamerikanischen Gewitterregionen stärker, als derjenige der afrikanischen Region. Bei den höheren Frequenzen fällt die größere entfernungsabhängige Dämpfung stark ins Gewicht, so daß hier ein Maximum gegen $17^h - 20^h$ UT – wenn die meisten Gewitter über Afrika und Südamerika stattfinden – beobachtet wurde.

Die jahreszeitlich bedingte Lage der innertropischen Konvergenzzone beeinflusst den Beitrag eines Aktivitätszentrums ebenfalls: Die vier Hauptgewittergebiete erstrecken sich im wesentlichen in nordwestlich-südöstlicher Richtung. Dies führt zu einer zeitlichen Verschiebung der Maxima der Gewittertätigkeit in Abhängigkeit vom Sonnenstand: nämlich im Oktober (Sonne 14° südl. d. Äquators) früher als im Mai (Sonne 20° nördl. d. Äquators). Der Unterschied beträgt etwa 30 Minuten bis 1,5 Stunden.

Es wurde auch die vertikale Magnetfeldkomponente gemessen und dies zeigt der linke Teil der Abb. 13. Hier ist B_z in fT/\sqrt{Hz} dargestellt.

Die Moden-Theorie sagt nur ein horizontales Magnetfeld voraus. Um festzustellen, ob nun die gemessene vertikale Komponente durch Induktion in einem lateral inhomogenen Untergrund verursacht wurde, oder durch Felder, die sich nicht als TM_0 -Mode ausgebreitet haben, kann die *Methode der bivariaten Analyse linearer Systeme* herangezogen werden:

$$B_z = C_1 \cdot B_x + C_2 \cdot B_y + \Delta B_z \quad (14)$$

Hierzu wird die bivariate, quadratische Kohärenz R_{bi}^2 bestimmt. Mit ihr kann ausgesagt werden, welcher Teil des normierten Autospektrums vom *Ausgangskanal*, dem vertikalen Magnetfeld B_z , aus dem linear bivariaten Ansatz von den beiden als fehlerfrei angenommenen *Eingangskanälen*, den horizontalen Magnetfeldkomponenten B_x und B_y , abgeleitet werden kann. Ein Rauschen ΔB_z wird nur für den Ausgangsprozeß angenommen. Die beiden Übertragungsfunktionen C_1 und C_2 werden aus den gemittelten und geglätteten Kreuz- und Autospektren mit der Methode der kleinsten Quadrate bestimmt, wobei die gemittelte Summe der Fehlerquadrate beim Rauschanteil minimiert wird. Ist $R_{bi}^2 = 0$, so ist B_z nicht aus B_x und B_y erklärbar, und bei $R_{bi}^2 = 1$ ist B_z vollständig aus B_x und B_y erklärbar. Die bivariate, quadratische Kohärenz wird jedoch bei einer endlichen Anzahl von Freiheitsgraden systematisch überschätzt und muß korrigiert werden.

Die Abbildungen im rechten Teil von Abbildung 13 zeigen, daß die *korrigierte* bivariate quadratische Kohärenz R_{kor}^2 für beide Meßtage ein überraschend einheitliches Bild gibt. Auffällig ist eine Zweiteilung des Variationsverhaltens entsprechend der Frequenzbereiche: Im SCHUMANN-Bereich – dem Bereich höherer Energie – erreicht die Kohärenz mehr als 0.6 und zu den Hauptaktivitätszeiten mehr als 0.8. Bei den höheren Frequenzen liegt die Kohärenz bei etwa 0.4. Fazit: Die

B_z -Komponente wird im wesentlichen durch induktive Effekte eines lateral inhomogenen Untergrundes durch die horizontalen Magnetfeldkomponenten erzeugt.

Zusammenfassung

Eine qualitative Simulation des ELF-Tagesganges ist machbar !

Nur: Das vorgestellte Modell wurde aus stark gemittelten und verallgemeinerten Annahmen aufgebaut und die durchgeführten Registrierungen stellen nur Stichproben dar. Will man das Modell mit derartigen Registrierungen überprüfen, so hätte ein weitaus größeres Beobachtungsmaterial vorliegen müssen. Auch das Modell könnte verfeinert werden:

- Die *Blitzentladung* ist nicht nur ein vertikaler elektrischer HERTZ-Dipol.
- Die *Aktivität der Blitze* ist abhängig von der geographischen Breite: sie ist am größten im Bereich der Innertropischen Konvergenzzone, wo die Troposphäre am höchsten und die Turbulenzen durch Konvektion am heftigsten sind.
- Es müßte ein *realistisches Ionosphärenmodell* mit höhenabhängiger Leitfähigkeitsänderung und mit einer unterschiedlich ausgeprägten Tag- und Nachtseite herangezogen werden.
- Die *Feldausbreitung* müßte höhere TM- und TE-Moden ebenso, wie Anisotropieeffekte aufgrund der Anwesenheit des Erdmagnetfeldes berücksichtigen.

Literatur

- BROOKS, C.E.P. (1925): The distribution of thunderstorms over the globe. Geophys. Mem., London, III, No. 24, pp 147 - 164
- BUDDEN, K.G. (1961): The waveguide mode theory of wave propagation. Logos Press, London, 1961
- CLAYTON, M. AND POLK, C. (1977): Diurnal variation and absolute intensity of worldwide lightning activity. In: Electrical processes in atmospheres - Proceedings of the 5. Int. Conf. on Atmospheric Electricity, Garmisch Partenkirchen Dolezalek, H. and Reiter (ed.), pp 440 - 449, Steinkopff Verlag, Darmstadt, 1977
- DOLEZALEK, H. (1972): Discussion of the fundamental problem of atmospheric electricity. Pageoph., 100, pp 8 - 43
- GALEJS, J. (1972): Terrestrial propagation of long electromagnetic waves. Pergamon Press, New York, 1972
- HARTH, W. (1982): Theory of low frequency wave propagation. In: Handbook of atmospheric physics, Vol. 2, Volland, H. (ed.), pp 133 - 202, CRC Press, Boca Raton, Florida, 1982
- HEYDT, G. UND FRISIUS, J. (1974): Zur Bestimmung der geographischen Verteilung der Blitzaktivität aus richtungsabhängigen Beobachtungen der Atmospheric-Aktivität. Meteorolog. Rundsch., 27, pp 118 - 123
- HOLZER, R.E. AND DEAL, O.E. (1956): Low audio frequency electromagnetic signals of natural origin. Nature, 177, pp 536 - 537
- INGMANN, P. SCHAEFER, J., VOLLAND, H., SCHMOLDERS, M., AND MANES, A. (1985): Remote sensing of thunderstorm activity by means of VLF sferics. Pageoph., 123, pp 155 - 170
- ISRAËL, H. (1961): Atmosphärische Elektrizität., Teil I u. II, Akademische Verlagsgesellschaft, Geest u. Porlig KG, Leipzig, 1961
- JONES, D.L. AND JOYCE, G.S. (1989): The computation of ELF radio wave fields in the earth-ionosphere duct. J. Atm. Terr. Phys., 51, pp 233 - 339
- MAGUNIA, A. (1993): Numerische Simulation und Messung der täglichen Variationen des audiomagnetotellurischen Anregungsfeldes. Diplomarbeit, Inst. f. Meteorologie u. Geophysik, Frankfurt/M.
- MARRIOTT, W. (1908): Brontometer records at West Norwood, June 4, 1908. Quart. J. Roy. Met. Soc., 34, pp 210 - 212

- OGAWA, T., TANAKA, Y. AND YASUHARA, M. (1969): Schumann resonances and worldwide thunderstorm activity. *J. Geomag. Geoelectr.*, **21**, pp 447 - 452
- ORVILLE, R.E. AND SPENCER, D.W. (1979): Global lightning flash frequency. *Mon. Weather Rev.*, **107**, pp 934 - 943
- PRENTICE, S.A. (1977): Frequency of Lightning discharges. In: *Lightning*, Vol. I, Golde, R.H. (ed.), pp 465 - 496, Academic Press, London, 1977
- SCHREIER, G. (1984): Anmerkungen über die Quellen magneto-tellurischer Signale im Audio-Frequenzbereich. *Kolloquiumsband EM-Tiefenforschung 1984*, pp 191 - 197
- UMAN, M.A. (1987): The lightning discharge. *International Geophysics Series*, Vol. 39, Academic Press, Orlando, 1987
- VOLLAND, H. (1982): *Handbook of atmospheric electricity*, Vol. 1 + 2, CRC Press, Boca Raton, Florida, 1982
- VOLLAND, H. (1983): Registration of thunderstorm centers by automatic atmospheric stations. *J. Geophys. Res.*, **88**, pp 1503 - 1518
- VOLLAND, H. (1984): *Atmospheric electrodynamics*. Springer Verlag, Heidelberg, 1984
- WAIT, J.R. (1970): *Electromagnetic waves in stratified media*. 2. ed., Pergamon Press, Elmsford, New York, 1970
- WHIPPLE, F.J.W. (1929): On the association of the diurnal variation of electric potential gradient in fine weather with the distribution of thunderstorms over the globe. *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, **55**, pp 1 - 17
- WHIPPLE, F.J.W. AND SCRASE, F.J. (1936): Point discharge in the electric field of the earth. *Geophys. Mem.*, London, VII, No. 68, pp 3 - 20
- WILLIAMS, E.R. (1989a): Das Gewitter als elektrischer Generator. *Spektrum d. Wissenschaft*, 1/1989, pp 80 - 89

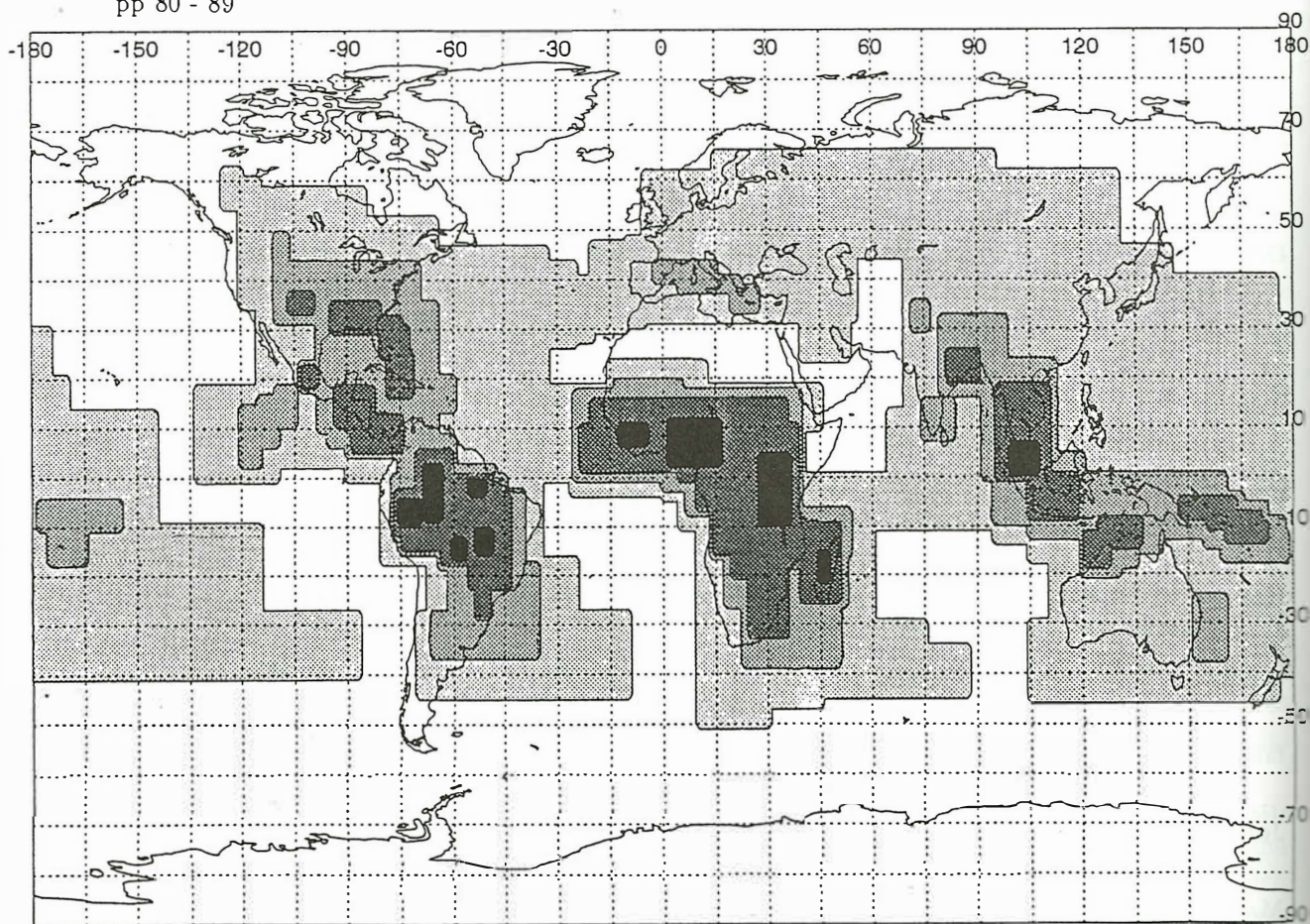


Abbildung 1: Räumliches Blitzdichte-Stufen-Modell

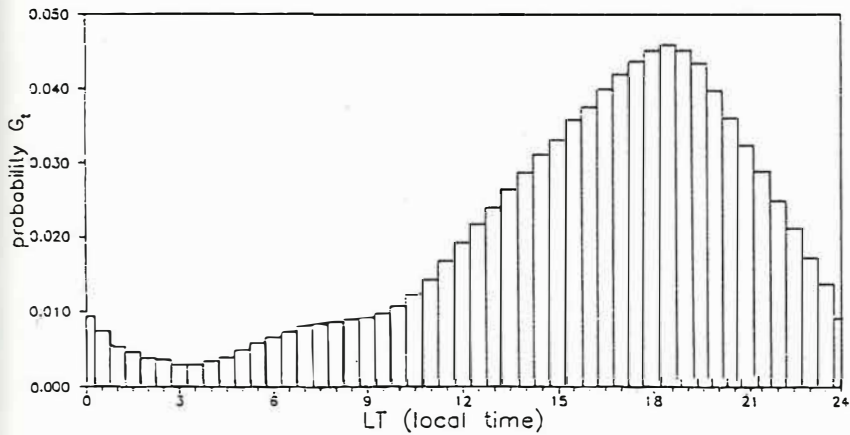


Abbildung 2: Variation der örtlichen Gewitterwahrscheinlichkeit G_t mit der Lokalzeit LT

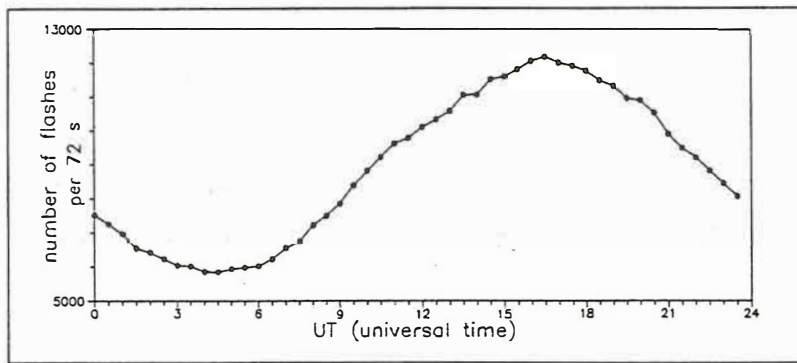


Abbildung 3: Numerisch simulierte Variation der weltweit innerhalb von 72 Sekunden am Beginn jeder halben Stunde stattfindenden Blitze im Laufe eines Tages

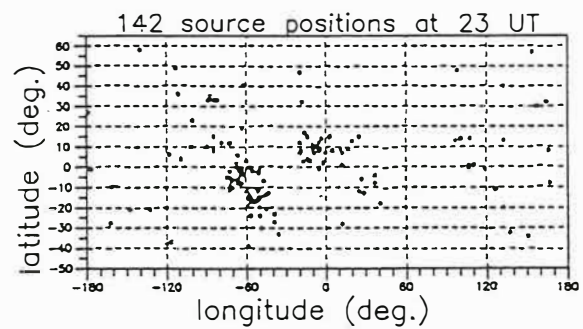
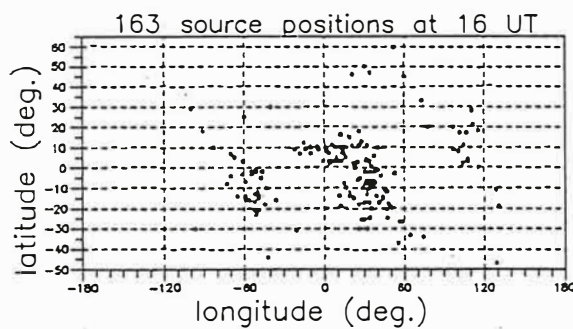
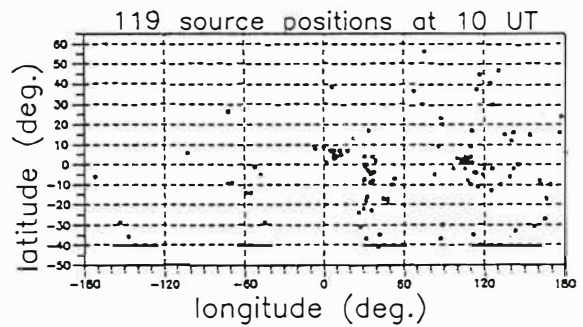
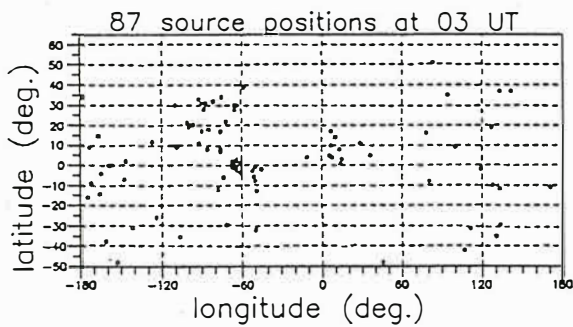


Abbildung 4: Numerisch simulierte Positionen der Blitze innerhalb einer Sekunde, beginnend um 3^h , 10^h , 16^h und 23^h UT

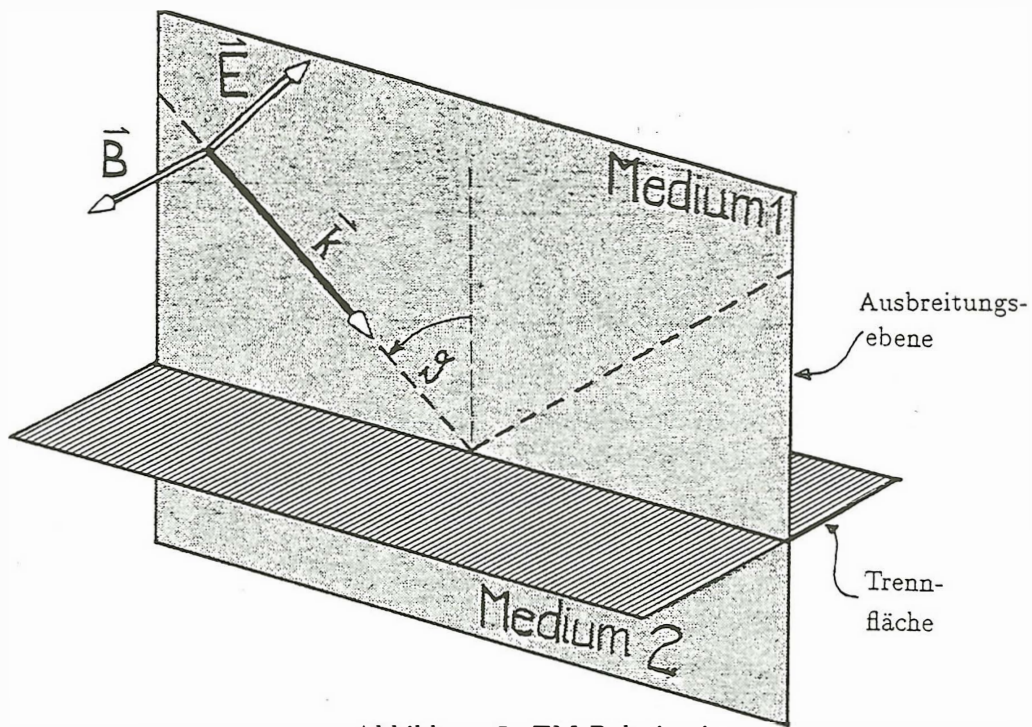


Abbildung 5: TM-Polarisation

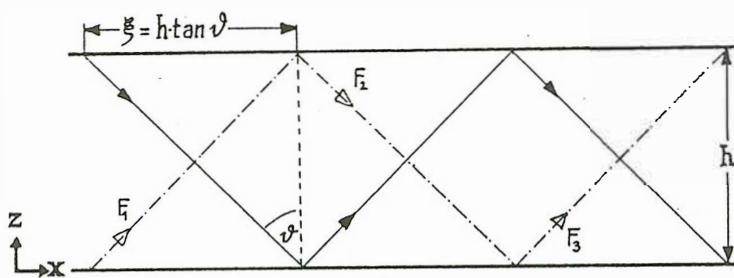


Abbildung 6: Zur Erläuterung der Geometrie des ebenen Wellenleiters

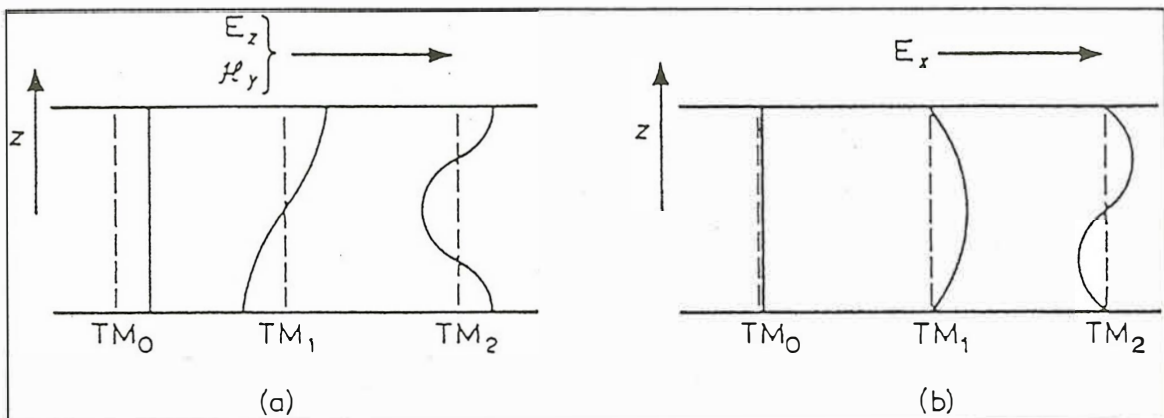


Abbildung 7: TM-Moden im idealisierten, ebenen Wellenleiter

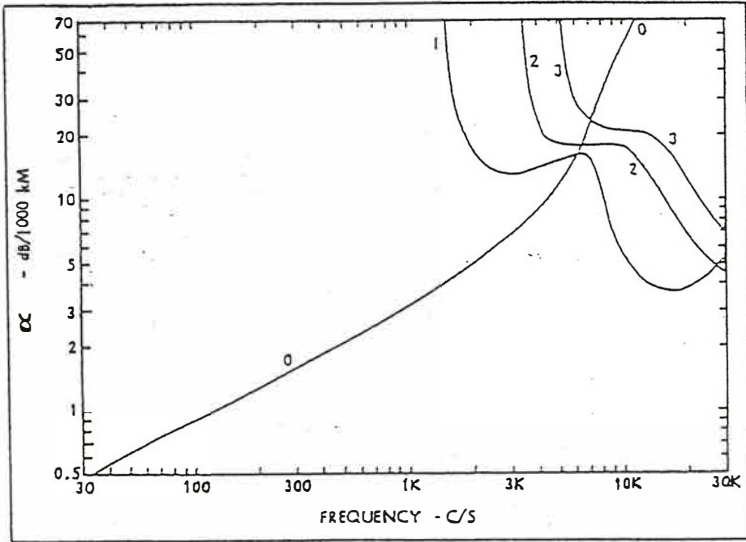
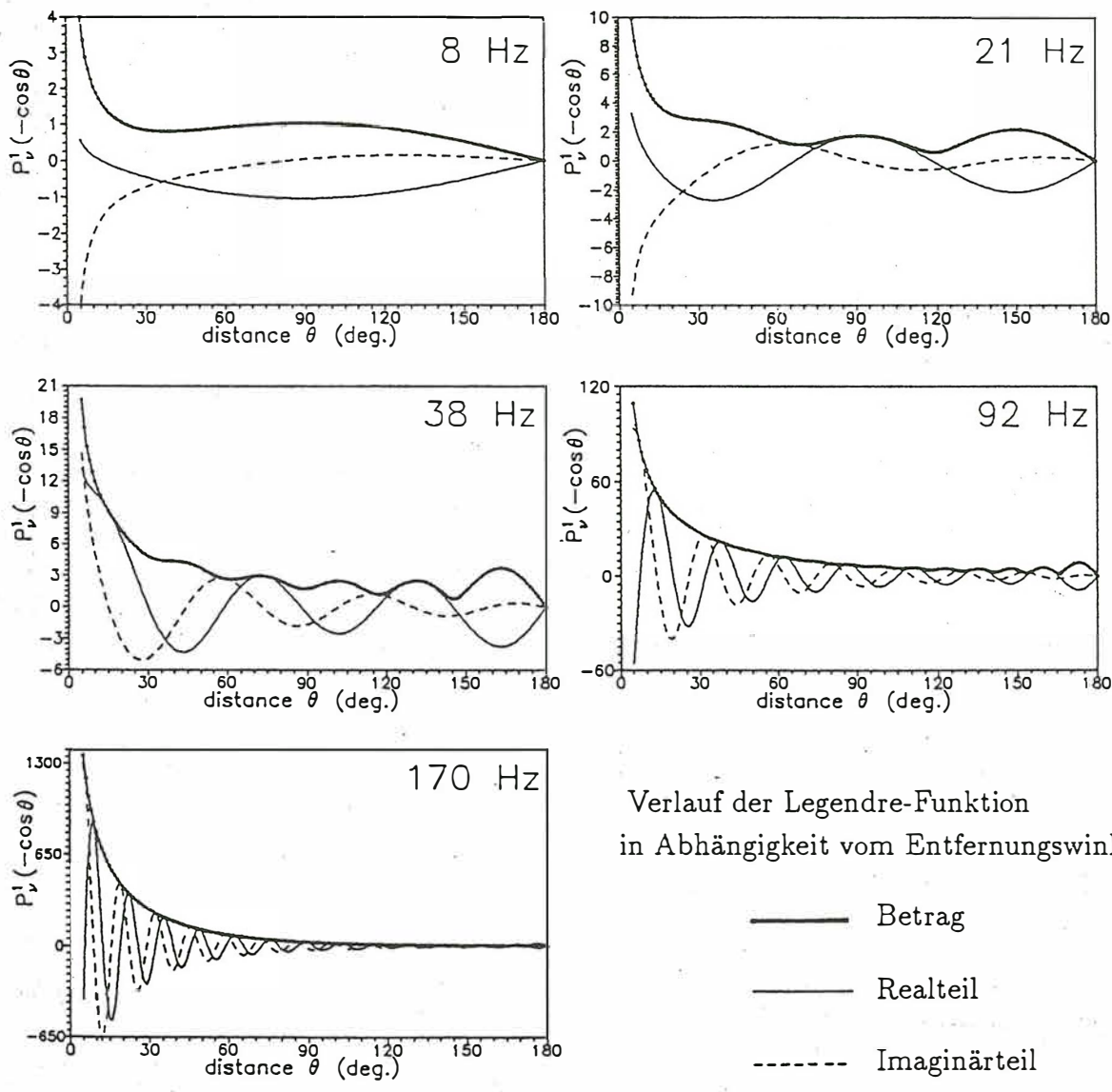


Abbildung 8:
Dämpfungsrate der TM-
Moden bei scharf begrenz-
ter, homogener und is-
otroper Ionosphäre in der
sogenannten Exponential-
bzw. Dünne-Schicht-
Approximation [nach:
GALEJS, 1972]



Verlauf der Legendre-Funktion
in Abhängigkeit vom Entfernungswinkel θ

- Betrag
- - - Realteil
- · · Imaginärteil

Abbildung 9: Berechnete LEGENDRE-Funktionen für 8, 21, 38, 92 und 170 Hz

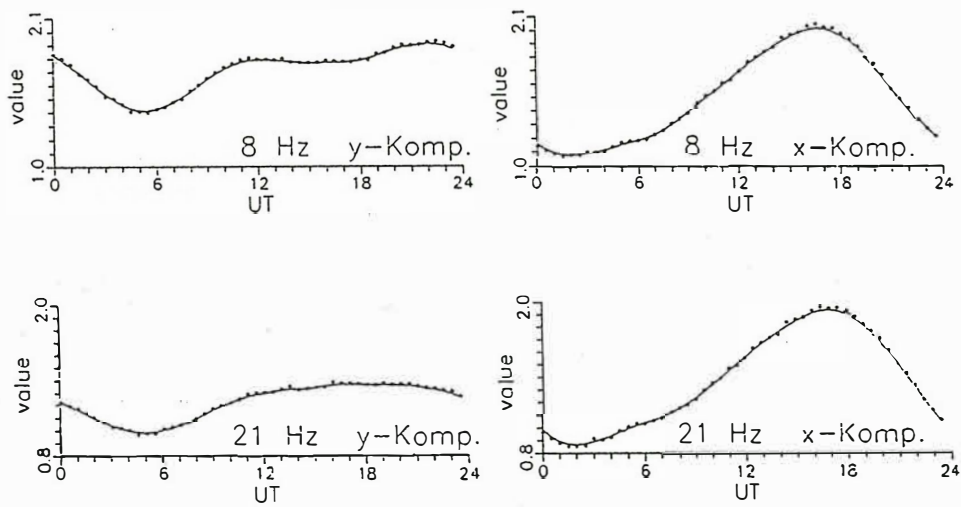


Abbildung 10: Simulierter qualitativer Tagesgang der magnetischen Horizontalkomponenten

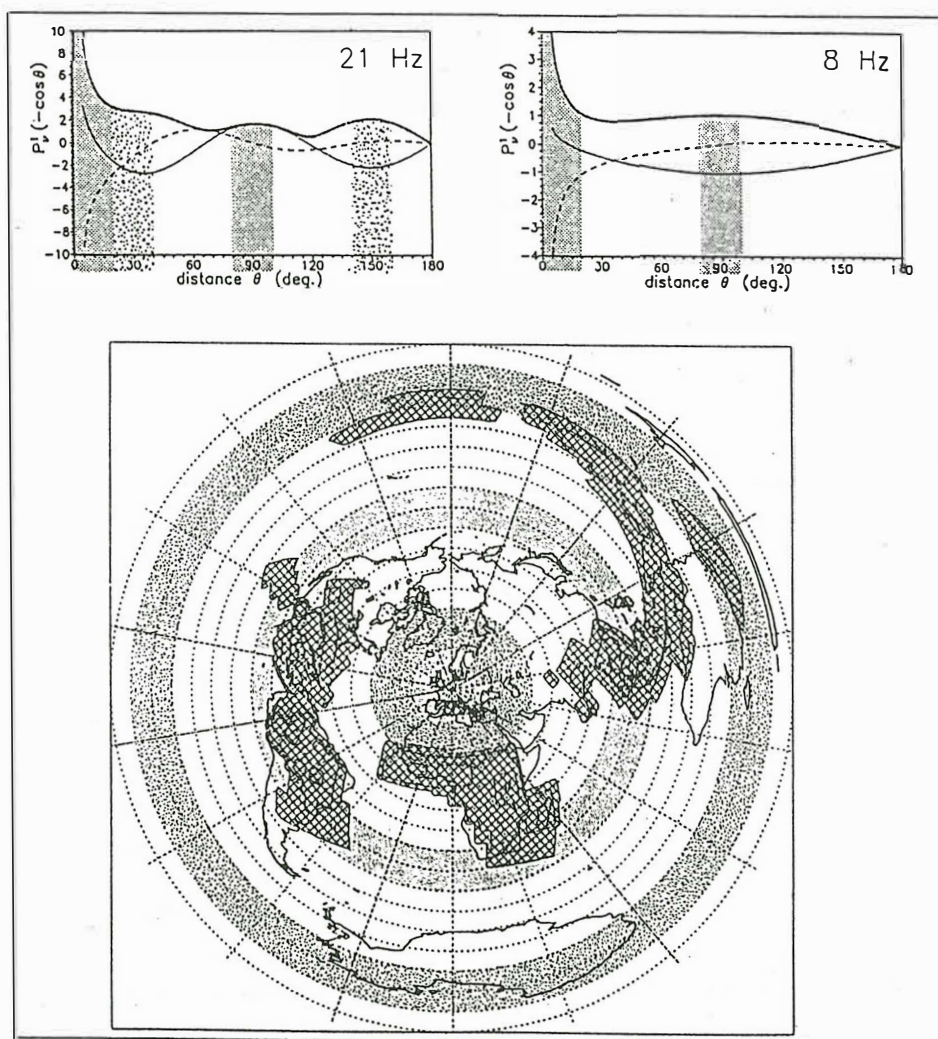
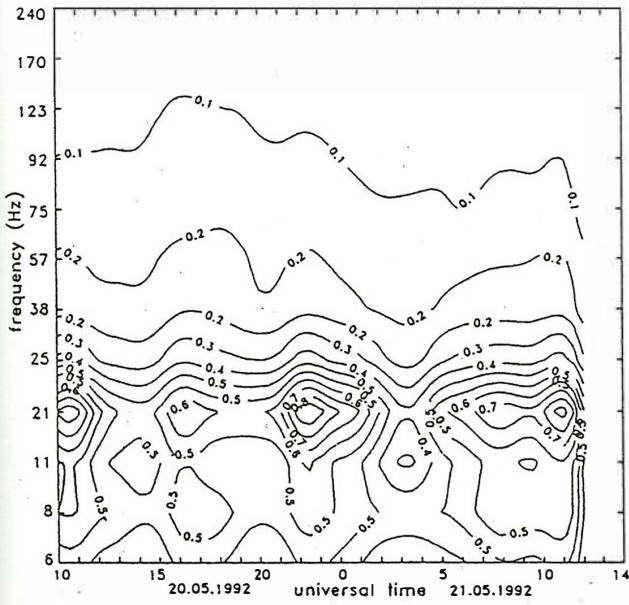


Abbildung 11: Abstandstreuung der Hauptgewitterregionen zum Beobachtungsort und Bereiche erhöhter Anregungsmöglichkeit

B_x (in: pT/Hz^{1/2})



B_y (in: pT/Hz^{1/2})

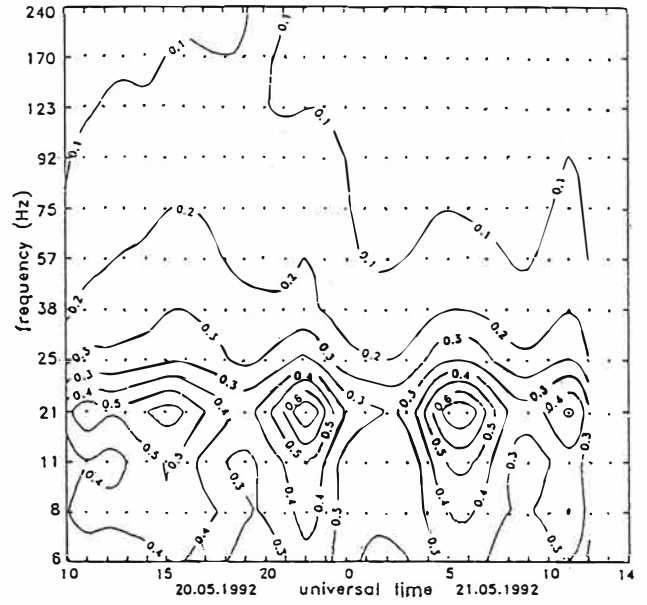
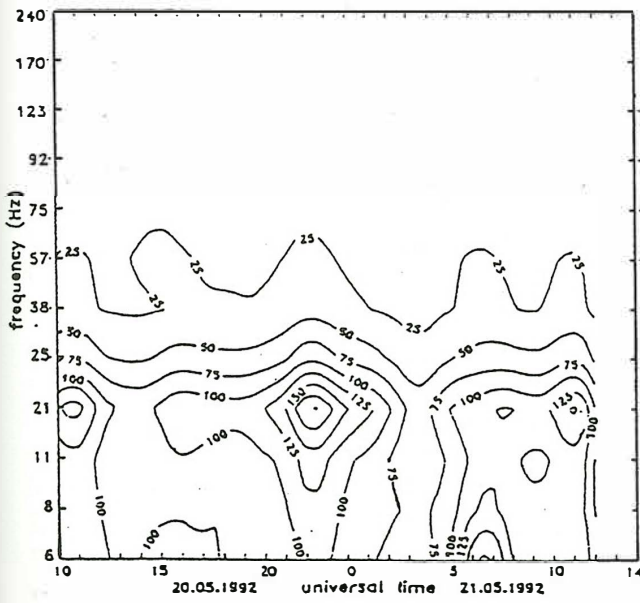


Abbildung 12: Registrierte magnetische Horizontalkomponenten

B_z (in: fT/Hz^{1/2})



korrig. bivar., quad. Kohärenz R_{korr}^2

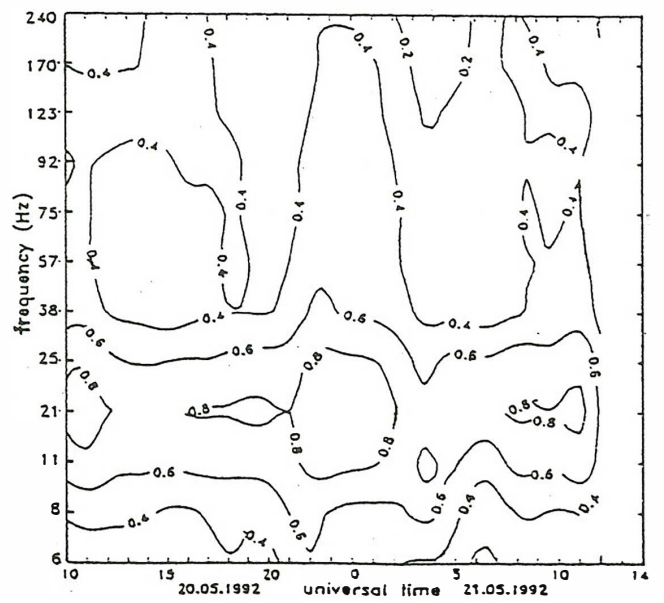


Abbildung 13: Registrierte magnetische Vertikalkomponenten (*links*) und die *korrigierte* bivariate quadratische Kohärenz R_{korr}^2 (*rechts*)

Ein AMT Experiment zur hochauflösenden Kartierung von Vertikalfeldvariationen

Einleitung

Die Auswertung von Vertikalfeldvariationen (MVM) ist eines der am längsten erprobten Verfahren der Induktionsmethoden überhaupt. Eine vertikale Komponente der Variationsfelder gibt es nur in Gegenwart von lateralen Änderungen der elektrischen Leitfähigkeit¹ und daher ist deren Kartierung eine sehr geeignete Methode zur Auffindung von anomalen Bereichen im Untergrund.

Magnetische Variationsanomalien wurden dabei typischerweise in einem Periodenbereich zwischen 50s und 10000s vermessen und anomale Felder wurden im gesamten Periodenbereich festgestellt. Bei diesen Perioden ist die räumliche Ausdehnung der Anomalien in der Größenordnung 10km oder mehr, mit Quellen, die mindestens einige Kilometer tief liegen. Bei solchen Messungen war die räumliche Dichte der Meßstationen allerdings kaum ausreichend, um Anomalien mit kürzeren Wellenlängen ausschließen zu können und es ist sehr wahrscheinlich, daß zumindest einige der Anomalien an Grenzschichten erzeugt werden, die an der Oberfläche sichtbar sind, z.B. den gefalteten Rändern von Sedimentbecken.

Wir haben uns daher ein Experiment ausgedacht, indem wir versuchen, die Vertikalfelder mit ausreichender hoher Stationsdichte und bei geeigneten hohen Frequenzen zu kartieren, um die gemessenen Anomalien direkt im Vergleich mit der Oberflächengeologie interpretieren zu können.

Lokation und geologischer Hintergrund

Für das Experiment suchten wir ein Gebiet in der Nähe von Edinburgh, mit einem Leitfähigkeitskontrast von 10 : 1 oder mehr, mit der Möglichkeit entlang eines Profils arbeiten zu können, aber - selbstverständlich - ohne elektromagnetische Rauschquellen. Solche Meßgebiete existieren tatsächlich nie in Wirklichkeit, jedoch wußten wir von früheren Messungen, daß das Gebiet um die Southern Uplands Fault (SUF) ein geologisch geeignetes Areal ist.

Die ostnordost-west-südwest verlaufende SUF ist ein sehr prominenter geologischer Komplex, welcher das Midland Valley und die Southern Uplands im Süden Schottlands voneinander trennt. Tektonisch ist die SUF an die Schließung eines Proto-atlantischen Ozeans im späten Paläozoikum gebunden. Im Frühpaläozoikum trennten mehrere hundert Kilometer tiefer Ozean - der Iapetus - den Norden Schottlands, damals Teil der (amerikanischen) Laurentia Platte, vom Süden Schottlands und dem Norden Englands, die Teil der (europäischen) Avalonia Platte waren. Beginnend im Kambrium und fortwährend bis ins Devon wurde dieser Ozean schließlich durch Subduktion im Norden unter Laurentia aufgezehrt.

Das von uns gewählte Profil kreuzt die SUF etwa 15km SSO von Edinburgh (Abb. 1). An der Störung, die lokal als Lammermuir Fault bekannt ist, grenzen karbonische Sedimente im NW an ordovizische Metasedimente im SO. Von den früheren Untersuchungen her war auch bekannt, daß die karbonischen Sedimente Leitfähigkeiten um die 100 Ωm aufweisen, während die Metasedimente in der Größenordnung $>1000 \Omega m$ liegen. Abb. 1 zeigt die gemessenen 24 MVM Stationen (schwarze Punkte) und 3 MT Stationen (Rechtecke); die Gitterlinien auf der Karte entsprechen 1km Abständen.

Abbildung 2 zeigt die Projektion dieser Stationen auf ein Profil. Die MVM Daten wurden in sechs Stations-Sets (10-60) im September und Oktober 1992 registriert. Magnetotellurische Daten sind an beiden Enden des Profils (50OR, 60OR) und in der Profilmitte gemessen worden (10OR). Für den überwiegenden Teil des Profils beträgt der Abstand zwischen den Stationen ca. 100m, allerdings musste das Profil zwischen den Sets 10 und 30 aufgrund einer Landstraße

¹bei Annahme homogener Quellenfelder

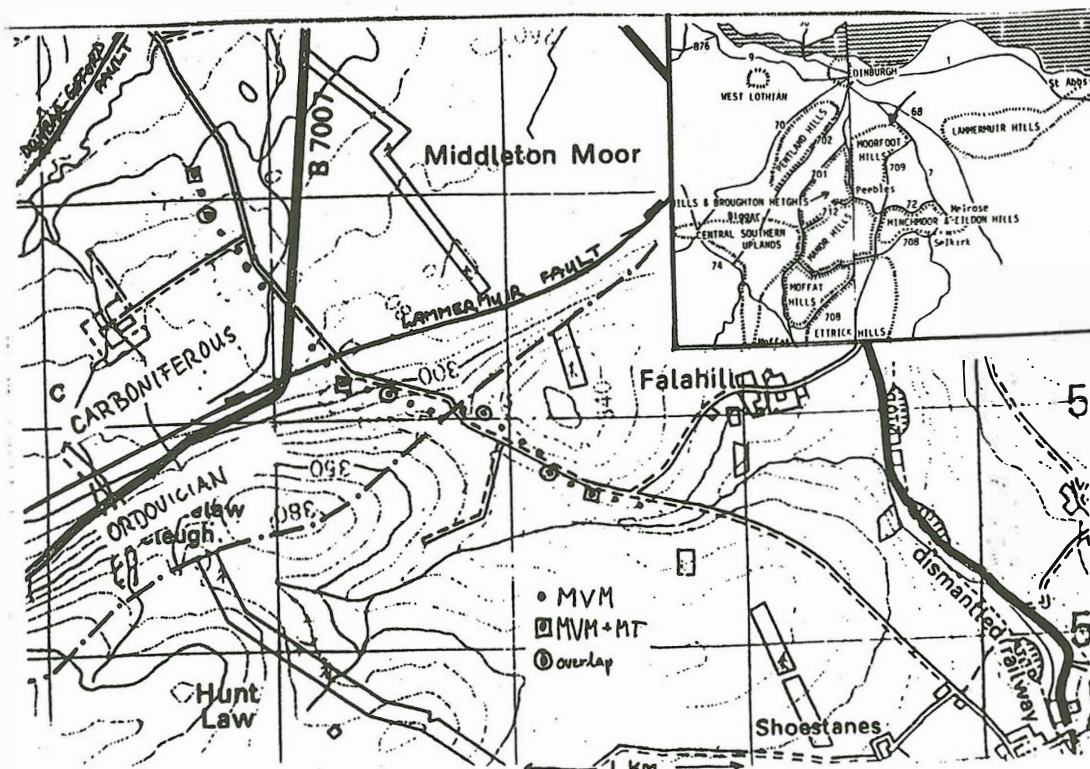


Abbildung 1: Stationskarte

unterbrochen werden. Abb. 2 zeigt auch den angenommenen Verlauf der Störung und den praktisch identischen Verlauf einer Gaspipeline.

Instrumentation

In der Vergangenheit scheiterten derartige dichte Kartierungen an den hohen Anforderungen an die Meßgeräte (hohe Abtastraten) und das Fehlen von hochauflösenden Magnetometern. In Edinburgh war das Meßgerät in Form des universitätseigenen S.P.A.M. MkIIb vorhanden, während 9 Induktionsspulen von Typ CM11E vom NERC Geophysical Equipment Pool ausgeliehen werden konnten. Diese Hardwarekombination ermöglicht Registrierungen elektromagnetischer Zeitreihen von bis zu 7 Kanälen im Frequenzbereich 100 Hz bis 100 s. Für unser Experiment und um die 7 Kanäle voll auszunutzen, verwendeten wir das Gerät wie in Abbildung 3 dargestellt. Jede Gerätekonfiguration besteht aus zwei orthogonalen horizontalen und 5 vertikalen Magnetfeldkomponenten. Die horizontalen Magnetfelder in der Mitte jedes Stationsfünflings werden dabei als Referenzfelder für die jeweils fünf Vertikalfeldstationen registriert. Mit jeder Auslage werden also 5 Stationen und 400 Profilmeter abgedeckt.

S.P.A.M. MkIIb ist eine Real-time Apparatur, die normalerweise für Standard MT Anwendungen eingesetzt wird. Alle Daten werden in Form von diskontinuierlichen, kurzen (256 samples) Zeitsegmenten registriert und anhand von on-line Qualitätskriterien wird ein komplettes Datensegment entweder zurückgewiesen oder gestapelt. Aus Zeitmangel konnte die bestehende Registrierungssoftware nicht an die Besonderheiten dieses Experimentes angepasst werden, so daß ausschließlich die Qualität der jeweils mittleren Station ausschlaggebend für die Akzeptanz der Daten des kompletten Sets war.

Auswertung der Felddaten

Für die Datenanalyse bestimmt man aus den drei Meßgrößen, den Magnetfeldkomponenten

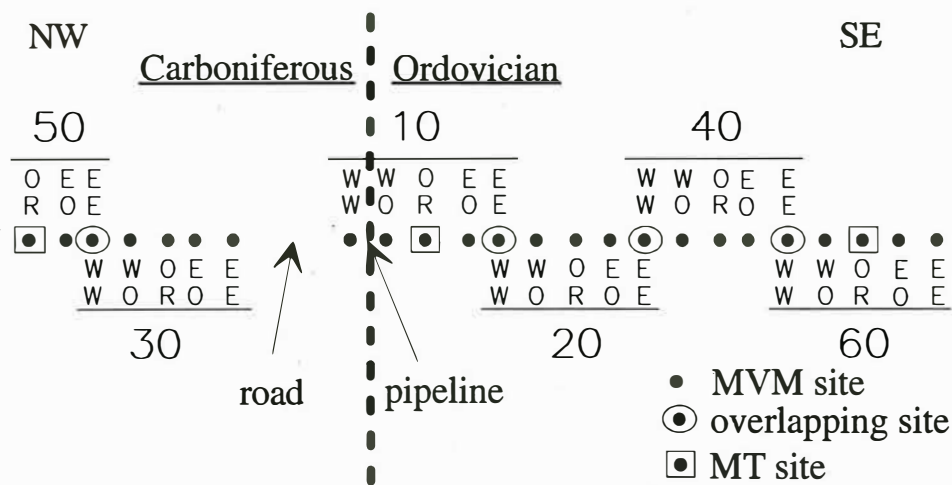


Abbildung 2: Projektion der Stationen auf ein Profil

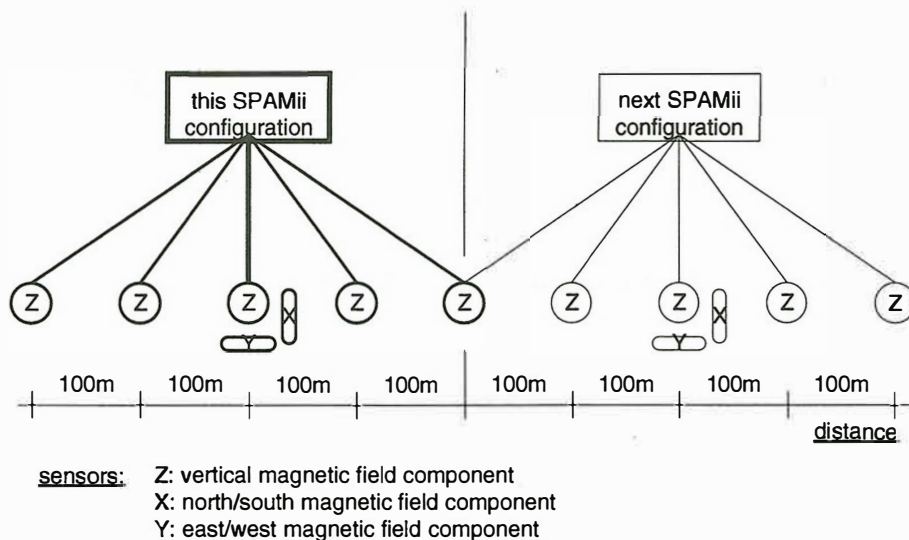


Abbildung 3: S.P.A.M. MkIIb Gerätekonfiguration für das MVM Experiment

B_x, B_y und B_z , die Elemente der vertikalen Übertragungsfunktionen ($\ddot{U}Fs$) Z_H und Z_D :

$$B_z(\omega) = Z_H B_x(\omega) + Z_D B_y(\omega) + \delta B_z(\omega)$$

Bekanntermaßen problematisch ist hierbei die Bestimmung der Rauschkomponente $\delta B_z(\omega)$.

Wie bereits erwähnt verläuft praktisch unmittelbar parallel zum vermuteten geologischen Streichen eine Gaspipeline und zusätzlich waren im gesamten Meßgebiet elektrische Weidezäune im Betrieb, so daß der Einfluß von Noise sicher zu beachten ist. Im Bereich der höchsten Frequenzen sind starke 100 Hz Signale auffällig. Diese überschreiten aber nicht den Bereich der Gerätedynamik und beeinflussen daher nur ein sehr eingeschränktes Frequenzband, welches beim Datenprocessing berücksichtigt werden kann. Schwerwiegender sind die Einflüsse von Störsignalen, wie sie in Abbildung 4 dargestellt² sind.

Besonders bei den vertikalen Magnetfeldern (Hz) deutlich erkennbar sind periodisch (alle 11.5s) einsetzende künstliche Signale. Die horizontalen Magnetfelder scheinen von diesen

²Alle Magnetfeldkanäle sind ungefähr auf nT skaliert, lediglich die Einflüsse der bandbegrenzenden Filter sind nicht mitberücksichtigt.

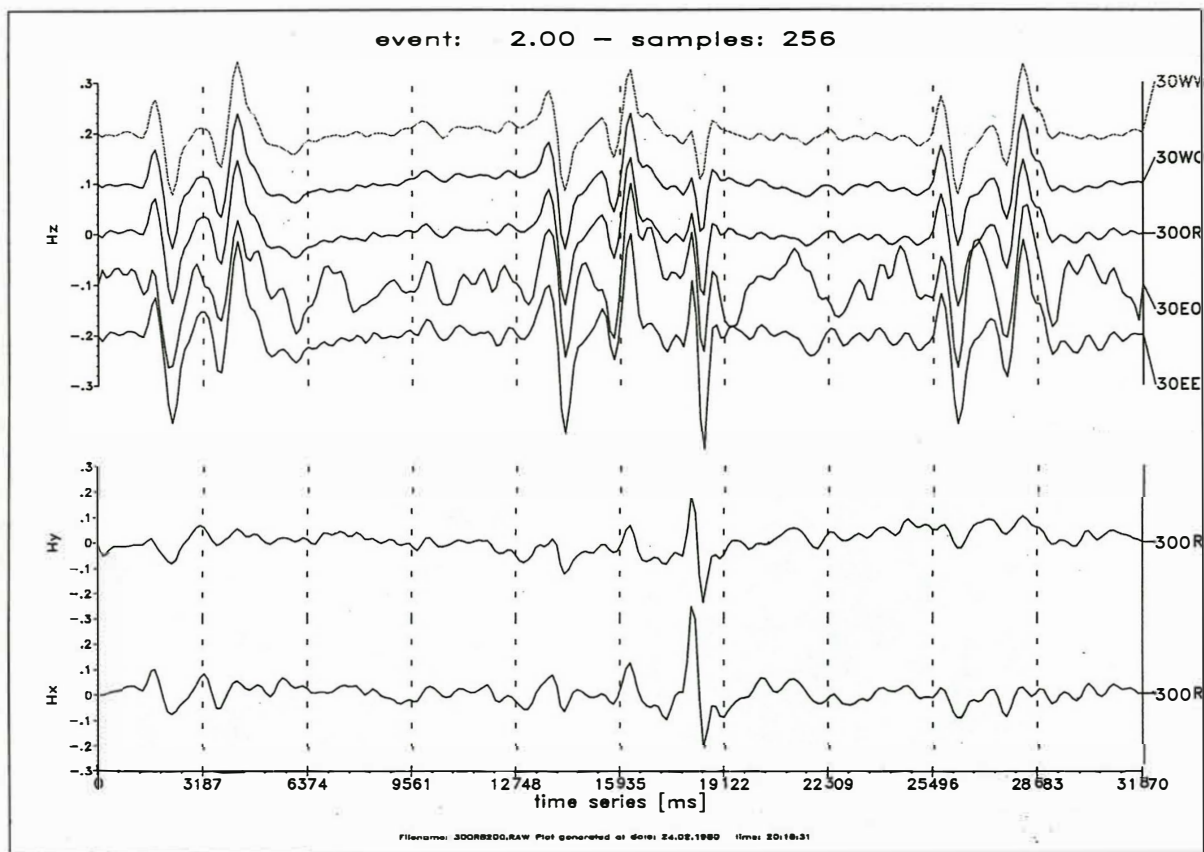


Abbildung 4: Zeitreihenbeispiel mit Störsignalen für Stationen von der nördlichen Profilstseite.

Störungen weniger stark beeinflusst zu sein. Was man in der Abbildung sieht, dürfte das bandpassgefilterte Resultat eines ursprünglich mehr impulsartig verlaufenden Signals sein. Impulsförmige Signale sind die schädlichsten Rauschformen, da sie weite Teile des Frequenzspektrums beeinträchtigen. Oftmals verfälschen diese Signale alle Komponenten der elektromagnetischen Felder gleichermaßen und können daher nicht von den auf Kohärenz beruhenden (on-line) Processingverfahren unterdrückt werden. Auch durch ein robustes Nachprocessing der Daten³ können diese Störer nicht immer wirkungsvoll unterdrückt werden.

Bevor wir mit der eigentlichen Diskussion der Ergebnisse beginnen, ist es hilfreich sich mit dem für diese geologische Situation zu erwartenden Resultat vertraut zu machen. Abbildung 5 zeigt dazu als eine erste Approximation an die Geologie ein einfaches 2D Modell, welches mit Geotools erstellt worden ist. Das Modell ist im unteren Teil des Bildes geplottet und es besteht aus einer $10 \Omega m$ gutleitenden, $1 km$ dicken Schicht, welche in eine $1000 \Omega m$ schleitende Umgebung eingebettet ist. Das Modell erstreckt sich horizontal über $5 km$ und darauf verteilt sind 14 Modellstationen. Für diese Stationen sind in den oberen beiden Graphen die ÜFs der vertikalen Magnetfelder als Isolinienpläne dargestellt.

Die obere linke Abbildung zeigt eine Pseudo-Tiefensektion des Realteils der ÜF⁴ Z_H , während die rechte obere Abbildung die Imaginärteile zeigt. Die Realteile schwanken zwischen negativen (dunkel) und Werten um Null (hell). Der Rand der Leitfähigkeitsgrenze wird dabei sichtbar als Übergang von leicht negativen (< -0.4) zu stark negativen Werten (bis -1). Die Anomalie ist deutlich über einen weiten Frequenzbereich ($1000 Hz - 10 s$) zu erkennen, wobei die laterale Leitfähigkeitsgrenze das ausgeprägteste Merkmal ist. Bei den höchsten Frequenzen ist die hori-

³basierend auf A. Junges Verfahren.

⁴In einem geeigneten Koordinatensystem ist im 2D Fall die Z_D Komponente immer 0.

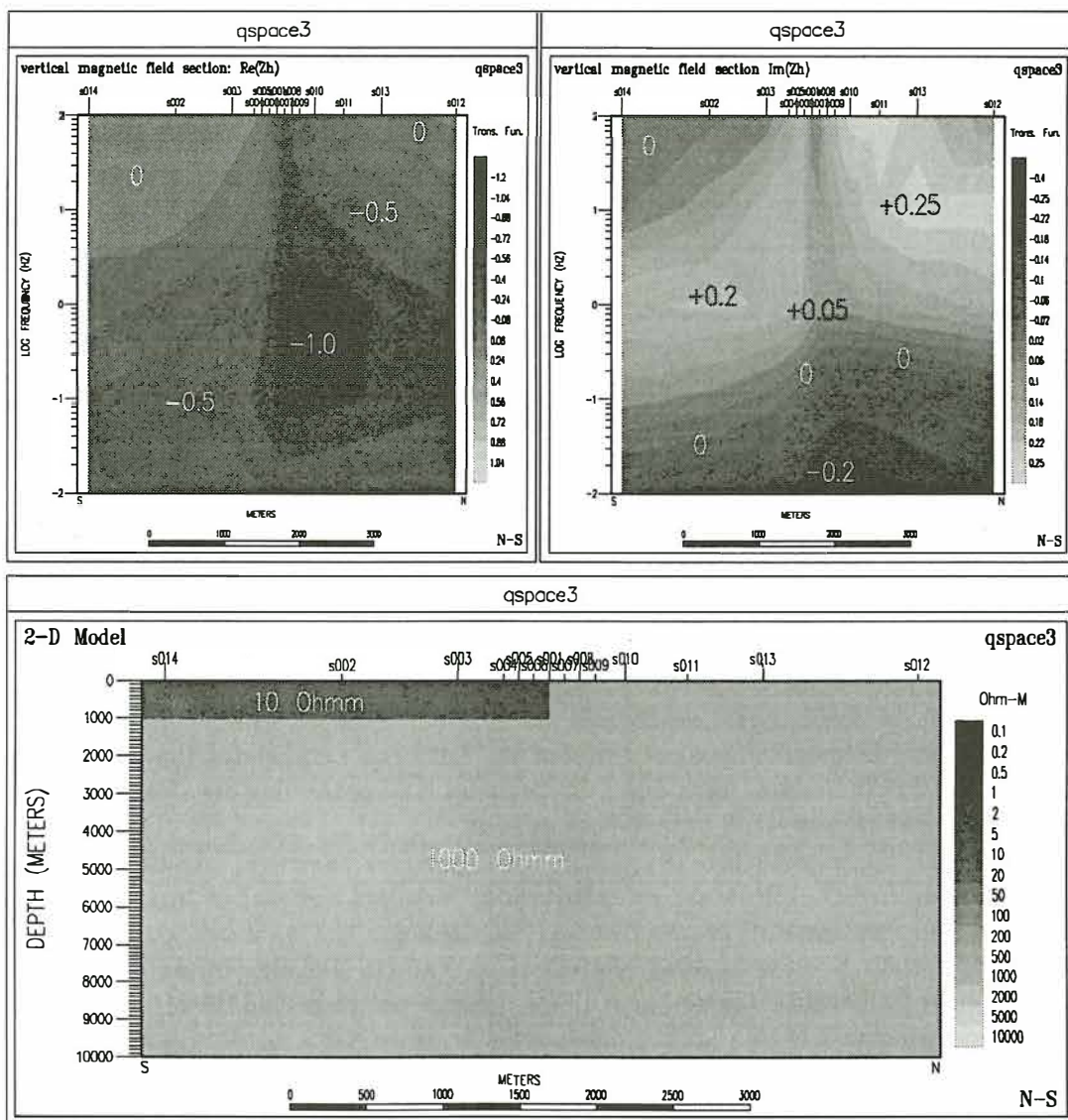


Abbildung 5: 2D Model als eine erste elektromagnetische Approximation an die zu erwartende geologische Situation.

zontale Erstreckung der Anomalie gering, während sie sich zu längeren Perioden hin ausweitet.

Die Anomalie ist auch durch die Imaginärteile angedeutet, allerdings im Vergleich zu den Realteilen mit geringeren Amplituden. Mit zunehmender Eindringtiefe, bei einer Periode von ca. 1 s, ändert sich jedoch das Vorzeichen der ÜFs. In der Zone zwischen 1 s und 10 s sind die Imaginärteile minimal und dies korrespondiert mit einer Zone maximaler Realteile. Mit diesem charakteristischen Verhalten der ÜFs werden die zugrundeliegenden physikalischen Prozesse wiedergespiegelt. Für die höchsten Frequenzen (kleine Eindringtiefen) ist Induktion der dominierende Vorgang, die anomalen Ströme werden im guten Leiter durch die Anomalie selbst erzeugt. Die Tiefe der maximalen anomalen Ströme ist dann erreicht, wenn die anomalen Felder gerade in Phase mit den induzierenden Feldern sind. Zu den längeren Perioden hin werden die Ströme außerhalb der Anomalie in viel größerer Tiefe erzeugt und zu dem Oberflächenleiter hin abgelenkt; dieses Phänomen kann also als *Gleichstromverzerrung* betrachtet werden.

Abbildung 6 zeigt als Beispiel für die Ergebnisse der Felddaten ÜFs von den Stationen vom südlichen Teil des Profils. Dargestellt sind die Real- und Imaginärteile von Z_H . Die Stationen 60 stammen vom südlichsten Teil des Profils und sind ca. 1.2 km von den 10er Stationen entfernt, die über die Störung hinweggehen. Von der letzten 60er-Station (60ww) bis zur ersten 10er-Station (10EE) hat sich das negative Maximum der Anomalie fast verdoppelt (unterschiedliche Achsenskalierung!). Während sich zwischen den 60er-Stationen nur wenig ändert, sind die Unterschiede zwischen den einzelnen Stationen des 10er Sets gewaltig. Zunächst vermerken wir einen moderates aber beständiges Anwachsen der Anomalie zwischen 10EE, 10EO und 10OR, dann aber, bei 10WO, einen enormen Anstieg auf Werte bis zu -8 und nur 100 m weiter entfernt einen umgekehrten Verlauf der ÜFs.

Mit Ausnahme von 10ww scheinen diese Stationen ein ähnliches Ergebnis anzudeuten wie für das vorher diskutierte Modell. Die Stationen im SO zeigen die schlechter leitende Seite des Profils durch negative Werte an. Maximal negative Werte werden bei den Stationen in der Nähe des Leitfähigkeitskontrastes im Frequenzbereich zwischen 1 Hz und 10 Hz erreicht. Mit zunehmendem Abstand von der Störungslinie flacht die Anomalie langsam nach SO hin ab.

In der nächsten Abbildung (7) sind die ÜFs an diskreten Frequenzen für alle Stationen über dem Profil dargestellt. Dabei wird deutlich wie abrupt die Anomalie im NW abbricht. Überhaupt ist durch die unglückliche Profillücke der Verlauf der Anomalie über den besser leitenden Sedimenten nur sehr schlecht aufgelöst. Ausschließlich an Station 10ww sieht man eindeutig eine Vorzeichenumkehr, während die anderen nördlichen Stationen 30ww-50OR nur neutrale bis leicht positive Werte einnehmen. Die Imaginärteile der Z_H ÜFs zeigen aber das erwartete Muster, mit der Vorzeichenumkehr im Frequenzbereich der maximalen Realteile. Beginnend mit der höchsten Frequenz von 68 Hz bis hin zu 2.2 Hz wachsen die Realteile auf maximal negative Werte an, während die Imaginärteile von leicht positiven zu Werten um 0 wechseln. Es wird aber auch deutlich, wie ungenau die ÜFs im nördlichen Teil des Profils bestimmt sind. Interessant ist, daß sie bei 2.2 Hz positive Werte annehmen und damit einen schlechten Leiter weiter im Norden anzudeuten scheinen. Ein schnelleres Abklingen der Anomalie über den gutleitenden Sedimenten ist hingegen zu erwarten.

Im Vergleich zu den Z_H Resultaten sind die Z_D ÜFs wesentlich kleiner und auch weniger einheitlich. Die Imaginärteile von Z_D scheinen sogar zweimal den Verlauf zu ändern. Bei entsprechenden Versuchen Z_D durch Rotation des Koordinatensystems zu minimieren, konnten keine konsistenten Drehwinkel gefunden werden. Da das Profil bereits in etwa senkrecht zum erwarteten Streichen verläuft, muß bei diesen Daten daher von einer dreidimensionalen Struktur des Untergrundes ausgegangen werden. Dies wird auch durch die Stärke der Anomalie unterstützt, die bei den Felddaten Werte von -2 übersteigt, während mit 2D Modellen auch bei extremen Leitfähigkeitskontrasten nur Maximalwerte um -1 erzielt werden können.

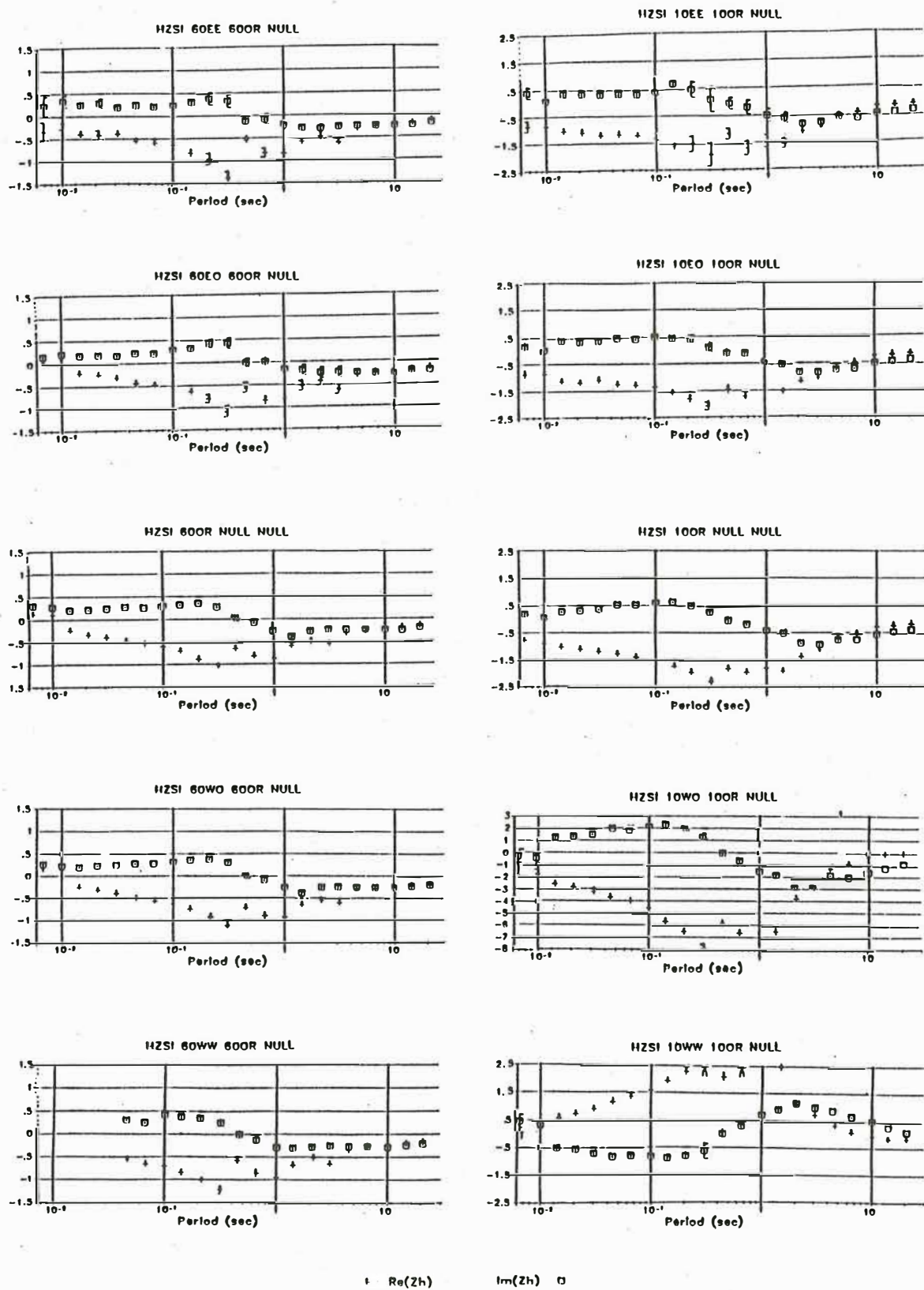
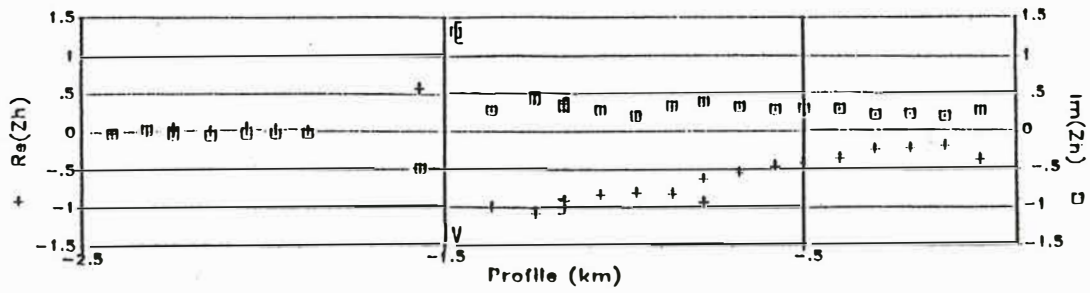


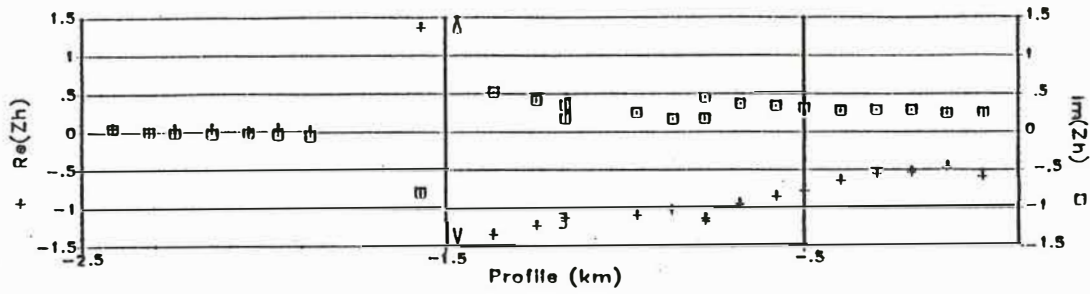
Abbildung 6: Darstellung der Real- und Imaginärteile der Z_H Übertragungsfunktionen über der Frequenz.

Local Vertical H-Field (profiling)

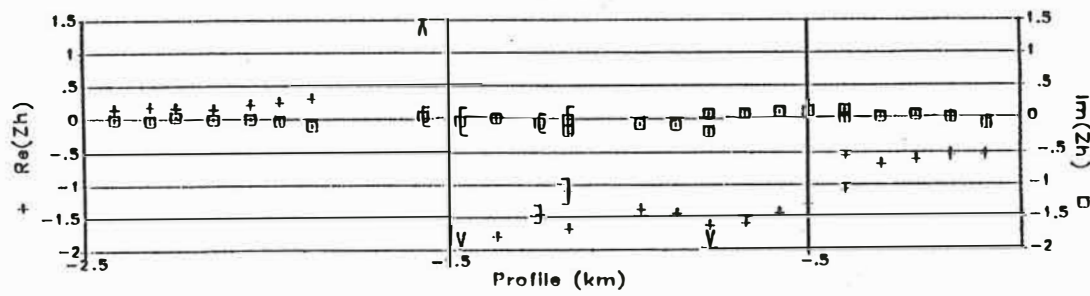
$F = 68.13\text{Hz}$



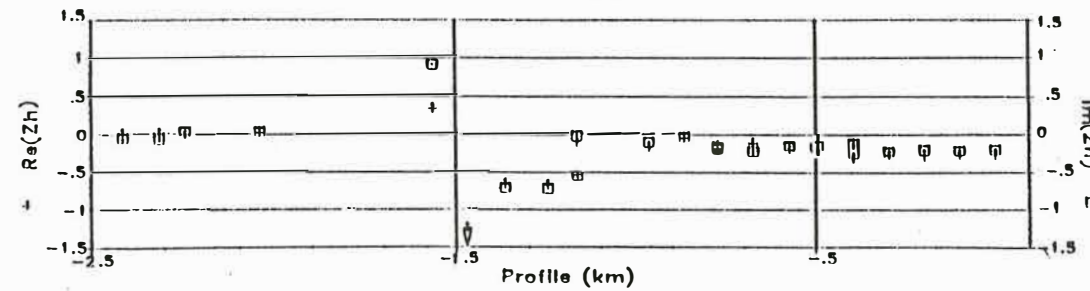
$F = 14.68\text{Hz}$



$F = 2.15\text{Hz}$



$T = 4.64\text{ s}$



$T = 14.68\text{ s}$

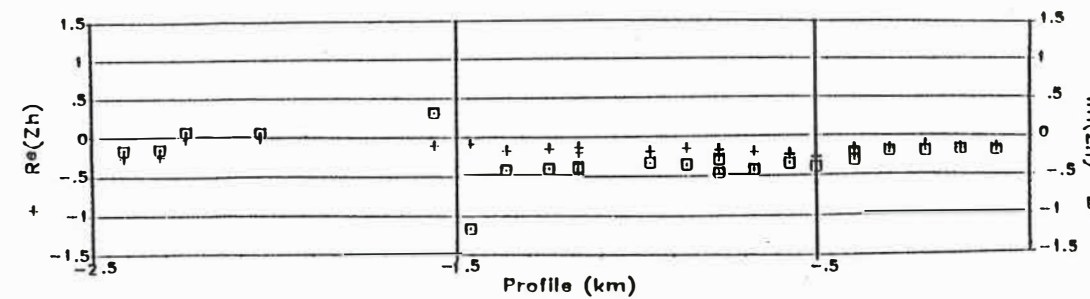


Abbildung 7: Darstellung der Real- und Imaginärteile der Z_H Übertragungsfunktionen an diskreten Frequenzen über dem Profil.

3D dünne Schichten Modellierung

Im letzten Abschnitt haben wir aus der Größe der Anomalie und dem Nichtverschwinden der Z_D -Komponente gefolgert, daß die Daten eine dreidimensionale Situation widerspiegeln. Die Resultate der 3 MT- Stationen, die auch nach Bahr'scher Dekomposition hohe Skew-Werte aufweisen, bestätigen dieses Ergebnis. Gegenwärtig ist es jedoch kaum möglich, anhand von 3D Modellierungen eine Anpassung an Meßdaten zu erreichen. Die Rechenzeit für die 3D-Vorwärtsrechnung liegt in der Größenordnung von Stunden für jede Frequenz und die Anzahl der Gitterpunkte für die Modelle ist sehr begrenzt. Wir beschränken uns daher auf die Betrachtung eines Teilaspektes, indem wir untersuchen, ob die Maximalwerte der Anomalie ($Z_H > -2$) mit dreidimensionalen Strukturen zu erreichen sind.

Zur Verfügung stand uns hierzu das 3D dünne Schichtenprogramm nach [McKirby et al., 1985] in einer Implementierung von P. Jones auf einer SUN workstation. Maximal können damit 22x22 Zellen in die dünne Schicht eingebaut werden. Ein solches Eingabemodell ist in Abbildung 8 dargestellt. Wie man sieht, besteht das Modell aus einem 10 Ωm gutleitenden Kanal, der in

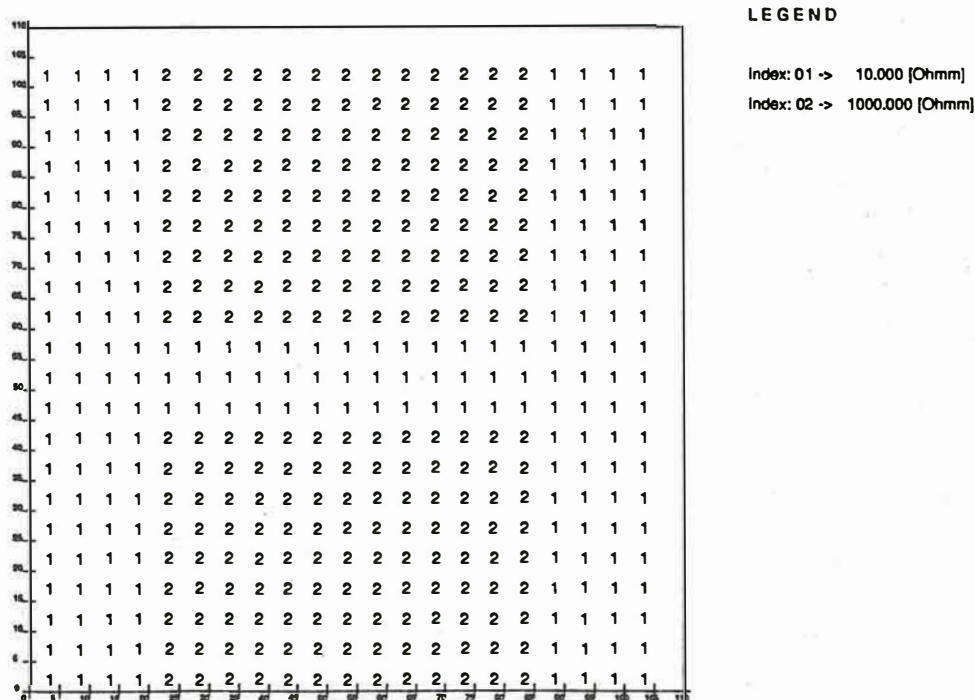


Abbildung 8: Dünne Schicht: Eingabemodell

eine schlechtleitende Umgebung eingebettet ist (1000 Ωm); die Tiefe der dünnen Schicht beträgt 500m, die horizontalen Erstreckungen des Modells jeweils 2000m. Mit einem solchen Modell erreicht man eine starke Bündelung der Ströme in den gutleitfähigen Kanal an der Oberfläche hinein, und die Auswirkungen auf die Parkinson-Induktionspfeile⁵ sind in der Abbildungen 9 dargestellt.

Bei der höchsten Frequenz von 10 Hz ist die Anomalie noch wenig ausgeprägt, lediglich die Imaginärpfeile (rechtes oberes Bild in Abb.9) deuten auf die Ränder der Leitfähigkeitsanomalie hin. Einschränkend muß man aber darauf hinweisen, daß die Eindringtiefe der elektromagnetischen Felder für die leitenden Bereiche des Modells gerade der Tiefe der dünnen Schicht entspricht

⁵in der Parkinson Konvention zeigen die Realpfeile zum guten Leiter hin, während die Wiesepfeile davon wegdeuten. Die Imaginärpfeile sind in beiden Konventionen einheitlich.

und daher die Voraussetzung für eine solche Betrachtung eigentlich verletzt ist. Bei der nächsten Frequenz (1 Hz) ist die Anomalie deutlich erkennbar. Die Realpfeile erreichen Werte bis zu 1.5, die Imaginärpfeile sind ebenfalls groß und zeigen in die Richtung der Realpfeile. Bei 10 s in Abb. 9 nehmen die Realpfeile Maximalwerte > 1.75 ein, während die Imaginärpfeile auf minimale Werte abfallen. Zu den längsten Perioden hin (100 s) werden die Realpfeile wieder kleiner, die Länge der Imaginärpfeile bleibt in der gleichen Größenordnung, sie sind um 180° gedreht und zeigen entgegengesetzt zu den Realpfeilen.

Zum Vergleich hierzu nun die Induktionspfeile der Meßdaten, die aber in der Wiese Konvention gezeichnet sind (Abb. 10). Real und Imaginärpfeile zeigen deshalb bei der höchsten Frequenz von 68.1 Hz - in Übereinstimmung mit den Modellergebnissen - um 180° entgegengesetzt. Mit abnehmenden Frequenzen verschwinden die Imaginärpfeile (2.2 Hz), während in der Nähe der Leitfähigkeitgrenze die Realpfeile Maximalwerte um 2 einnehmen. Mit zunehmenden Eindringtiefen wachsen die Imaginärpfeile wieder an und zeigen, wie erwartet, in Richtung der Realpfeile. Das Abdrehen der Induktionspfeile mit zunehmender Periode von SO nach SW und der Winkel zwischen Real- und Imaginärpfeil bei 14.7 s können durch das dünne Schichtenmodell allerdings nicht erklärt werden. Auch die Richtung der Induktionspfeile an Station 10wo kann durch natürliche Ursachen kaum erklärt werden.

In diesem Band befindet sich ein sehr interessanter Beitrag von T. Hanstein, der sich mit dem Einfluß von Pipelines auf MT Ergebnisse befasst. Es wird gezeigt, daß insbesondere die vertikalen ÜFs stark betroffen sind, wenn das Verhältnis der Leitfähigkeiten von Pipeline zur Umgebung 10^9 oder mehr ist. Die künstlich erzeugten Induktionspfeile zeigen dann immer weg von der Pipeline. Ein solcher Effekt scheint sich in den Daten tatsächlich bei 68 Hz in (Abb.10) einzustellen, allerdings zeigen die Induktionspfeile bei längeren Perioden fast senkrecht zur Pipeline.

In dem Beitrag wird die Pipeline als Linienstrom eines unendlich langen Zylinders modelliert. Da Pipelines aber normalerweise elektrisch unterbrochen werden, dürften die Auswirkungen letztlich geringer sein.

Zusammenfassung

In einem Experiment im Südosten Schottlands wurde über eine bekannte geologische Struktur hinweg (Southern Uplands Fault) mit 24 Meßstationen auf einem Profil von ca. 2.5 km Länge eine dichte Kartierung der Vertikalfeldvariationen durchgeführt. Die Ergebnisse zeigen überraschend hohe anomale Werte (> -2) für die vertikalen magnetischen Übertragungsfunktionen im Bereich des erwarteten Verlaufs der Störung.

Obwohl die Daten sicherlich sehr ungewöhnlich sind und Probleme mit Störsignalen bestehen, ist eine genauere Untersuchung der Ergebnisse interessant. Generell ist die Datenqualität befriedigend. Die Übertragungsfunktionen variieren glatt und konsistent zwischen benachbarten Stationen und über den gesamten Frequenzbereich hinweg. Eine Zone anomaler Leitfähigkeit ist klar erkennbar, belegt mit vielen dicht vermessenen Stationen und im richtig gewählten Frequenzbereich (100 Hz - 100 s).

Extreme Anomaliewerte für die ÜFs des Vertikalfeldes können durch Strombündelung in einem oberflächennahen leitfähigen Kanal erklärt werden. Letztlich handelt es sich bei diesem Datensatz wohl aber um eine nicht trennbare Überlagerung von künstlich und natürlich erzeugten Anomalien, die eine abschließende geologische Interpretation außerordentlich schwierig macht.

Literatur

McKirdy, D. M., Weaver, J. T., and Dawson, T. W. [1985]. Induction in a thin sheet of variable conductance at the surface of a stratified Earth - II. Three-dimensional theory. *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 80:177-194.

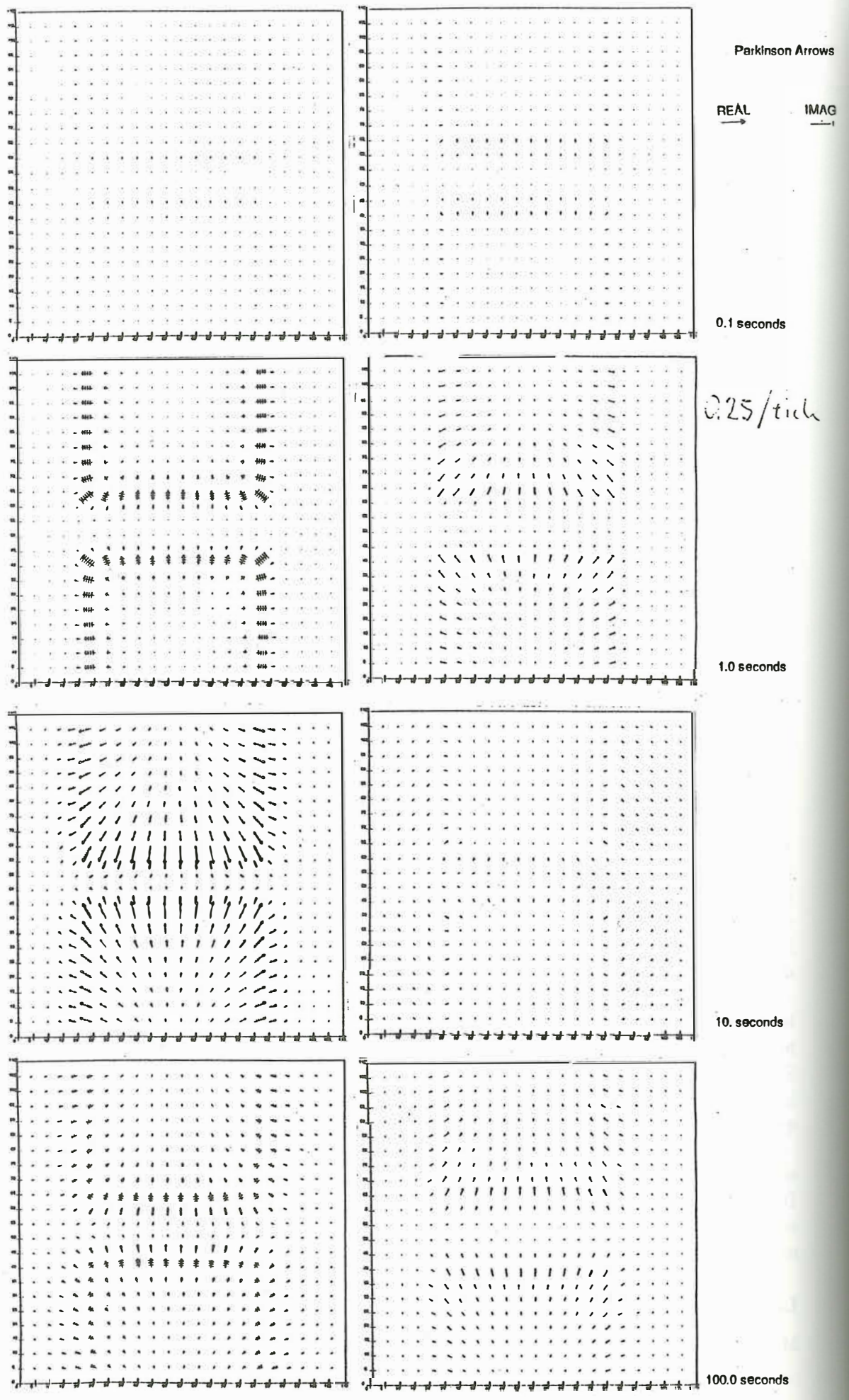


Abbildung 9: Induktionspfeile in Parkinson Konvention für die Frequenzen 10 Hz bis 100 s (Modelldaten).

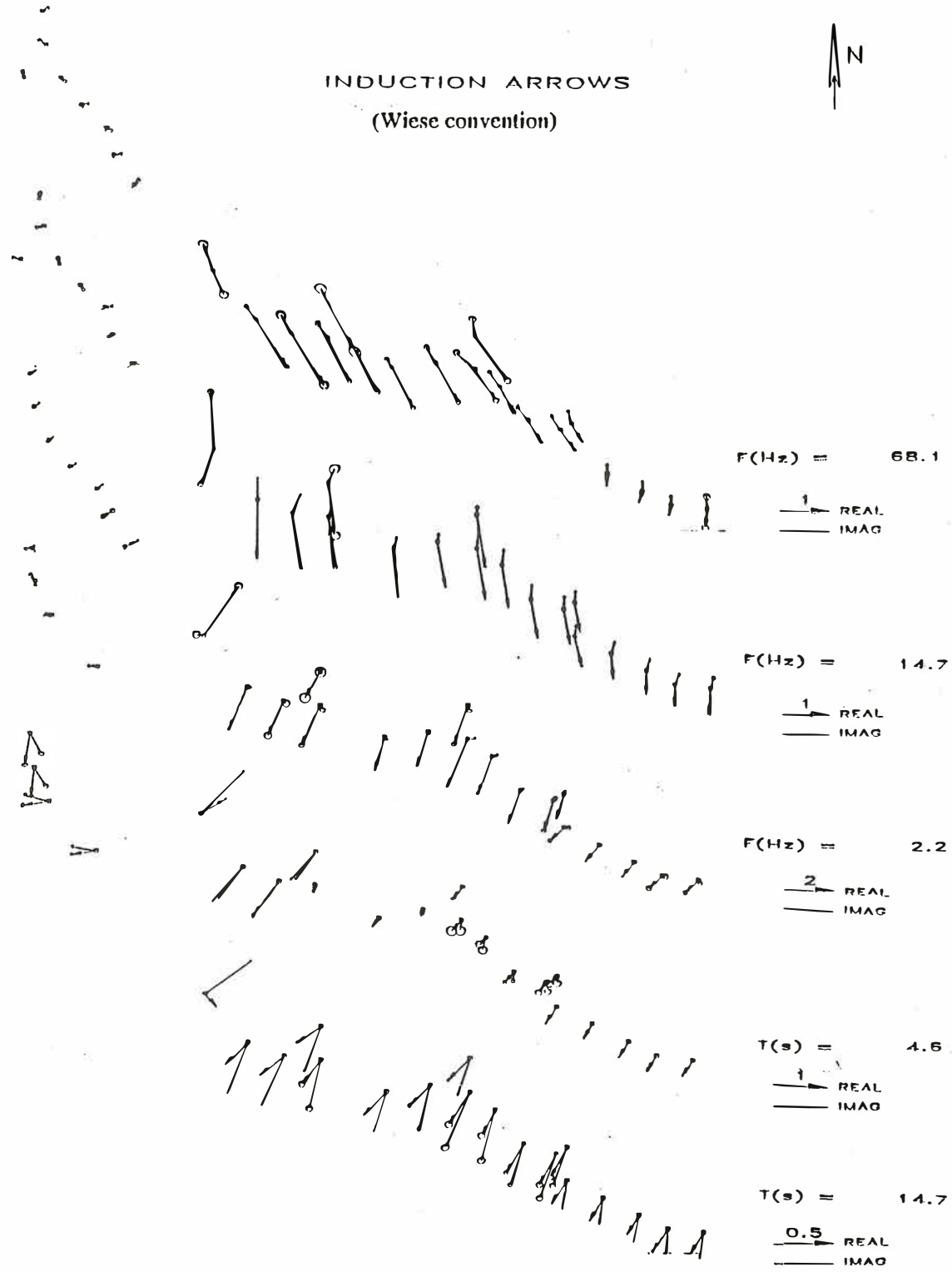


Abbildung 10: Unrotierte Real und Imaginärpfeile der Meßdaten an diskreten Frequenzen.

2D-Modellierungen des Topographie-Effektes im MT-, AMT, ETS- und VLF-Frequenzbereich mit Hilfe eines Finite-Elemente Programmes

K. Wollny, München

1. Einleitung

Mit den Verfahren der Elektromagnetik (EM) wie MT, AMT und VLF wird das Verhalten der jeweiligen Meßgrößen aufgrund der Verteilung der Leitfähigkeit im Untergrund bestimmt. Die Topographie des Meßgebietes und ihr Einfluß auf die Meßgrößen wird oft nicht beachtet. Stellt diese Vernachlässigung eine Verfälschung der Datensätze dar, die Meßergebnisse unbrauchbar werden läßt, wenn keine entsprechende Reduktion durchgeführt wird? Wie äußert sich der Einfluß der Geländeform auf die Messungen, in welchen Meßgrößen tritt dieser auf und in welcher Größenordnung? Die Klärung dieser Fragen und die systematische Erfassung der durch die Topographie verursachten Effekte (= "Topographie-Effekte" bzw. "TP-Effekte") in den EM-Meßgrößen ist das Ziel. Zur 2D-Modellierung von Topographien wurde das Finite-Elemente (FE) Programm von WANNAMAKER et al. (1986) verwendet.

2. 2D-Modellierung mittels Finite-Elemente-Methode (FEM)

Als Standardmodell der FEM-Modellierungen wurde eine Rampe verwendet (vgl. Abb.1). Für die Modellrechnung wurde folgendes Koordinatensystem benutzt: Streichen der Topographie in x-Richtung (unendlich ausgedehnt), Topographieverlauf in der y-z-Ebene. Die Modellrechnung in der verwendeten Form liefert Ergebnisse für Knoten, die die Grenze Luft-Untergrund bilden. Diskretisierungsprobleme sind durch die Grenzen des Programms bedingt.

Durch die Variation der Rampengeometrie und der jeweils verwendeten Frequenz wird Information bei unterschiedlichsten Voraussetzungen gewonnen. Die Rampengeometrie wird durch die Veränderung des Neigungswinkels der Rampe und der Hanghöhe variiert. Winkel zwischen 0 und 90° sowie Höhen von 10 bis 1000 m werden betrachtet. Die Frequenz überstreicht den Bereich von 1 mHz (MT) bis 20 kHz (VLF). Der Untergrundwiderstand ist in den Berechnungen konstant 200Ω. Bei Hanghöhen, die groß sind gegen die Skintiefe, treten numerische Probleme auf.

Schwingt die E-Feldkomponente des EM-Wechselfeldes parallel zur x-Achse des verwendeten Koordinatensystems (d.h. parallel zum Streichen der Topographie), dann wird dies nachfolgend als die TE-Mode des induzierten Stromsystems bezeichnet. Die H-Komponente steht dabei senkrecht zum Streichen der Topographie. Vertauscht man die Begriffe "E-" und "H-Komponente" in obiger Definition, erhält man die Vereinbarung für die TM-Mode.

Werden nachfolgend EM-Größen als "normierte Größen" angegeben, so entspricht dies der Vereinbarung des FEM-Programms und bezieht sich auf den Referenzwert der Größe am linken Modellrand.

3. Die Ergebnisse in den EM-Meßgrößen

Die meisten EM-Größen besitzen an Knickpunkten der Topographie extremale Werte. Die EM-Vertikalkomponenten der Felder zeigen dagegen ausgeprägte Maxima auf der Hangfläche. Das Extremalverhalten an den Hangkanten ist als Phänomen aus der Physik bekannt.

Insgesamt können 33 EM-Größen untersucht werden. Dabei handelt es sich um Feldgrößen (in Real- und Imaginärteil- bzw. Betrag- und Phase-Darstellung), den scheinbaren spezifischen Widerstand ρ ,

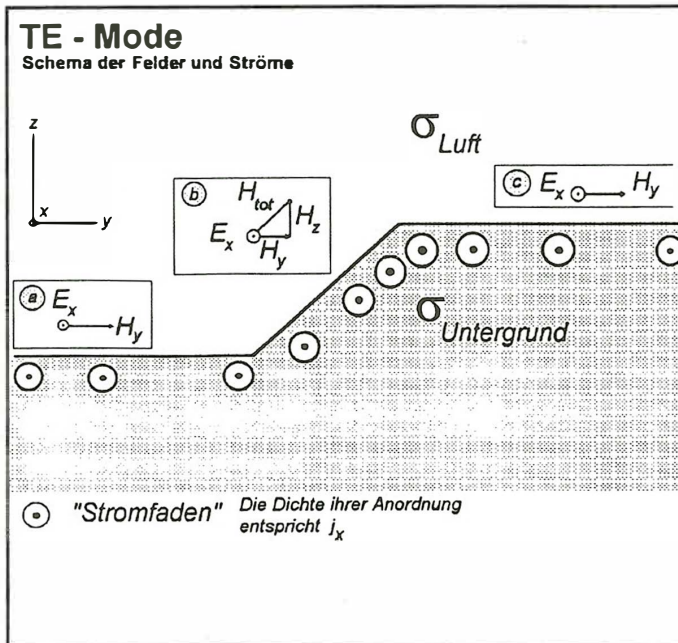


Abb. 1 Untergundmodell der Ströme und Felder im Falle der TE-Mode (gewonnen aus der Analyse von 2D-Modellrechnungsdaten)

und die Phase Φ . Nur wenige davon sind in der Praxis von Interesse. Damit sei die Beschränkung in der weiteren Arbeit auf die Vertikalkomponente des magnetischen Feldes H_z (Real- und Imaginärteil), ρ_s und Φ begründet. Um eine Vorstellung von den Untergrundstrom- und -feldsystemen für die TE- bzw. TM-Mode (Abb.1 bzw. Abb.2) zu entwickeln, ist jedoch die Analyse aller zur Verfügung stehenden Größen notwendig.

In Abb.3 werden ausgesuchte Größen in ihrem Verhalten über der Rampentopographie dargestellt. Dabei fällt auf, daß z.B. in ρ_s und Phase beider Moden für die untere und obere Hangkante entgegengesetzte Extremwerte existieren (z.B. ρ_s der TE-Mode: Untere Hangkante Minimum, obere Hangkante Maximum).

Die Ursache läßt sich unter Zuhilfenahme der Abb. 1 und 2 wie folgt erklären:

TE-Mode:

Fließt der im Untergrund durch ein EM-Wechselfeld induzierte Strom parallel zum Hangstreichen, steht ihm im Bereich der unteren Hangkante mehr Volumen zur Verfügung als im Fernfeld, weil ihm rechts der "Rampenanbau" offensteht. Die Stromdichte j_x und damit korrelierte Größen wie E_x und H_y sind dort am geringsten. Wegen der geringeren Stromdichte und einer folglich geringeren Selbstinduktion, eilt dort die Phase Φ , relativ zum Fernfeld, voraus, d.h. $\Phi > 45^\circ$ (Abb.3.1.d). ρ_s wird wegen minimalem j_x ebenfalls minimal.

Im Bereich der oberen Hangkante steht dem Strom gleichsam weniger Volumen zur Verfügung als im Fernfeld. Daraus folgt eine Verdichtung der Stromfäden und somit von j_x . Die Phase zeigt somit aufgrund erhöhter Selbstinduktion ein Minimum ($\Phi < 45^\circ$). ρ_s wird wegen maximalem j_x maximal.

Der Begriff Fernfeld wird in diesem Zusammenhang als Entfernung gebraucht, die 10 bis 12 mal der charakteristischen Rampendimension (Hanghöhe, -breite) oder Skintiefe entspricht. Näheres ist den Faustregeln für die Anwendung des FEM-Programmes zu entnehmen.

TM-Mode:

Im Fernfeld eines 2D-Hanges schwingen die Vektoren der induzierten Stromdichte j_y und E_y , sowie H_x in der Horizontalen. Im Bereich der 2D-Topographie schwingen " j_y " und " E_y " wegen der Neigung des induzierten Stromsystems, in der y-z-Ebene. Diese stellt sich ein, weil die Stromfäden versuchen der Topographie zu folgen und "hangaufwärts laufen". Korrekter spricht man also von Tangentialkomponenten " j_{tan} " und " E_{tan} ". Aus diesem Grund wird ρ_s von E_{tan} bestimmt. Man erhält also eine elektrische Vertikalkomponente. H_x schwingt hingegen im 2D-Hang weiterhin horizontal. Es entsteht keine zusätzliche magnetische Vertikalkomponente.

Durch "Kompression" der Stromfäden im Bereich der unteren Hangkante kommt es zu einer Erhö-

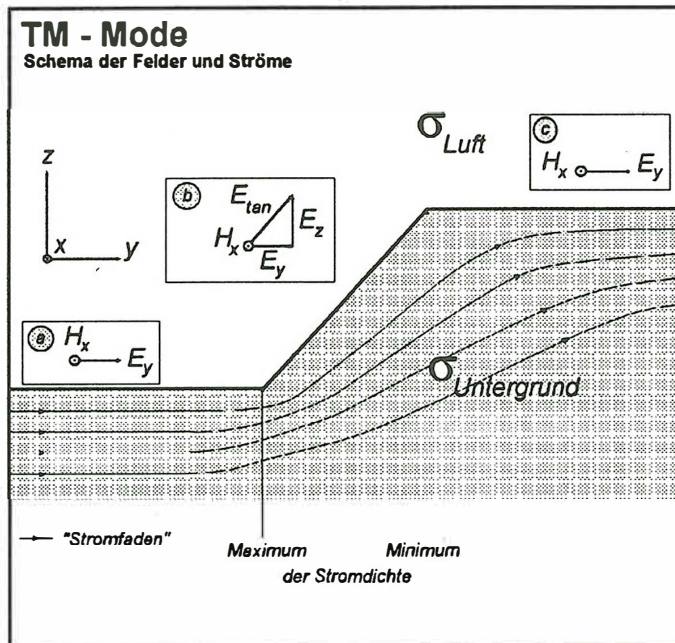


Abb. 2 Untergrundmodell der Strom- und Feldverteilung im Falle der TM-Mode (gewonnen aus 2D-Modellrechnungsdaten).

durch die erniedrigte Stromdichte an der oberen Hangkante die Selbstinduktion geringer als im Fernfeld, also $\Phi > 45^\circ$.

4. Die Dynamik des Topographie-Effektes

Entscheidend für die Praxis ist die Einschätzung der Größenordnung der jeweils in den Meßgrößen auftretenden TP-Effekte, um eine Vorstellung von der Verfälschung der Datensätze zu gewinnen. Deswegen wurde die Rampengeometrie systematisch verändert und auch die Frequenz des EM-Wechselfeldes über acht Zehnerpotenzen variiert. Die Ergebnisse dieser Untersuchung sind sehr umfangreich und können hier nicht erschöpfend besprochen werden. Im folgenden werden nur einige markante Ergebnisse wiedergegeben und kurz erläutert.

Da die TP-Effekte in fast allen Größen als Maximum-Minimum-Paar (bzw. reziprok) an den Hangkanten auftreten, muß auch die gegenseitige Beeinflussung dieser gegenläufigen Extremwerte bei veränderlicher Hanggeometrie untersucht werden. Je größer das Verhältnis Skintiefe zu Hangdimension (z.B. Hanghöhe) wird, desto isolierter sollten die Effekte an den Hangkanten auftreten. D.h. eine direkte Beeinflussung der Effekte an den Hangkanten nimmt ab, bis sie sich gegenseitig nicht mehr additiv überlagern.

hung der Stromdichte und von E_{tan} , folglich auch zu einem Maximum in ρ_s . Da der Strom sich beim Eindringen in den Rampenbereich nur langsam dem Topographieverlauf anpaßt, resultiert ein globales Minimum der Stromdichte, E_{tan} und ρ_s an der oberen Hangkante.

Das abrupte Einsetzen der E_z -Komponente an der unteren Hangkante und das ebenso abrupte Ende an der oberen, wird durch einen Grenzflächen-Stromfaden erklärt, der exakt der Geländeoberfläche folgt.

Mit der lateralen Variation der Stromdichte j_{tan} aufgrund der Geländetopographie ist auch eine laterale Variation der Selbstinduktion im stromdurchflossenen Untergrund korreliert. Durch die höhere Stromdichte an der unteren Hangkante ist die Selbstinduktion relativ zum Fernfeld größer, d.h. $\Phi < 45^\circ$. Reziprok dazu ist

Abb. 3 2D-Darstellung wichtiger EM-Meßgrößen als Ergebnisse einer FEM-Modellrechnung (Rampe mit Neigungswinkel 45°, Hanghöhe 100 m, $\rho = 200 \Omega$ bei der Frequenz 20 kHz)

- a) Realteil $H_{z,rs}$, TE-Mode
- b) Imaginärteil $H_{z,rs}$, TE-Mode
- c) ρ_s , TE-Mode
- d) Φ , TE-Mode
- e) ρ_s aus $E_{tan,rs}$, TM-Mode
- f) Φ aus $E_{tan,rs}$, TM-Mode
- g) Topographieverlauf

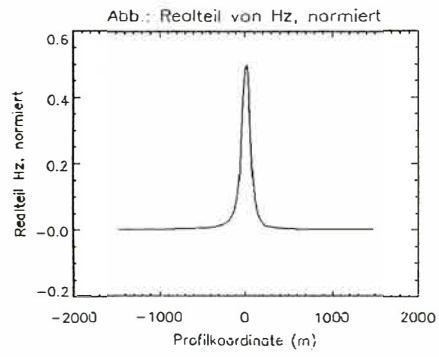


Abb. a)

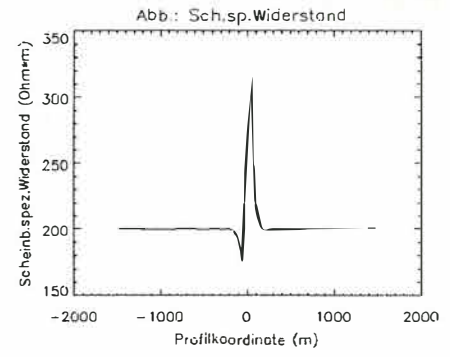


Abb. c)

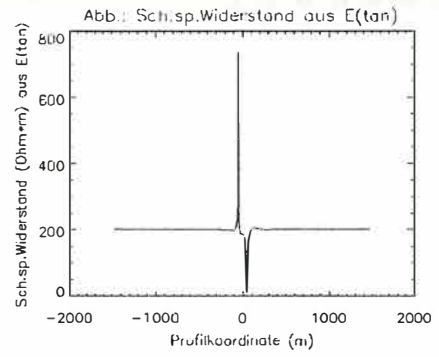


Abb. e)

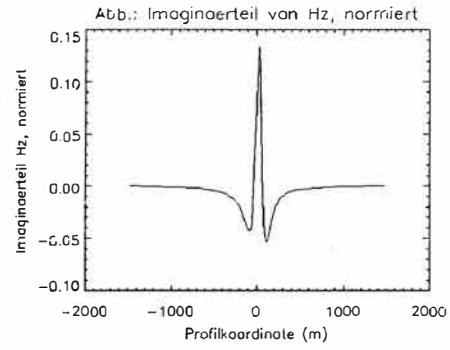


Abb. b)

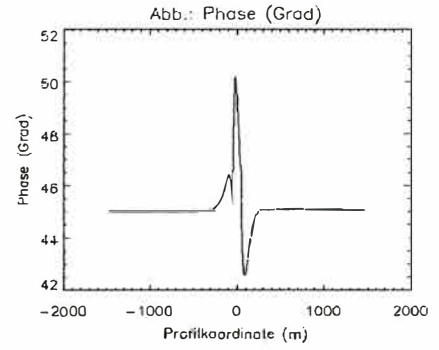


Abb. d)

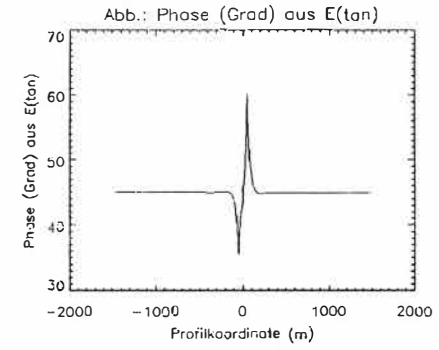


Abb. f)

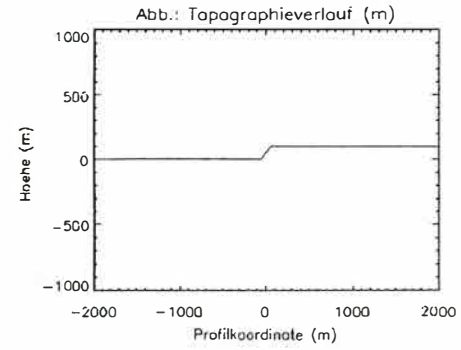


Abb.g)

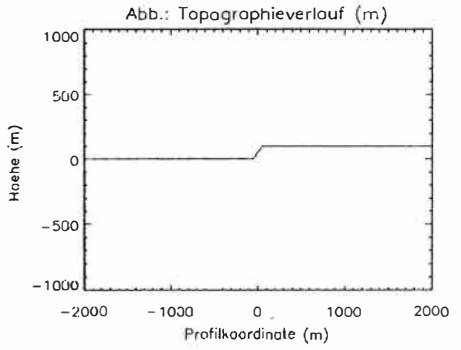


Abb. g)

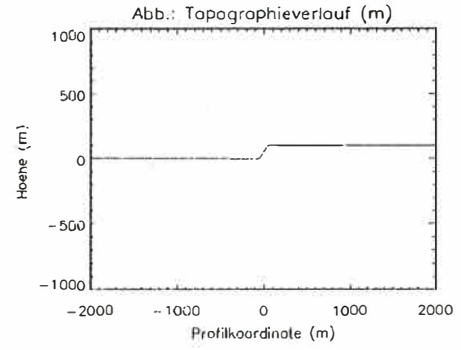


Abb. g)

a) Variation des Neigungswinkels bei konstanter Höhe und konstanter Frequenz

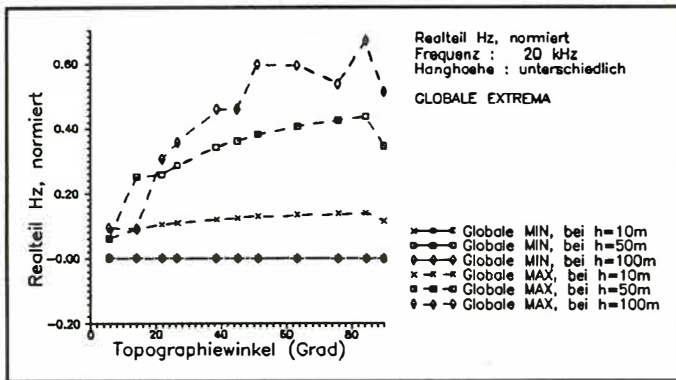


Abb. 4 Realtail H_z , als Funktion des Topographiewinkels.

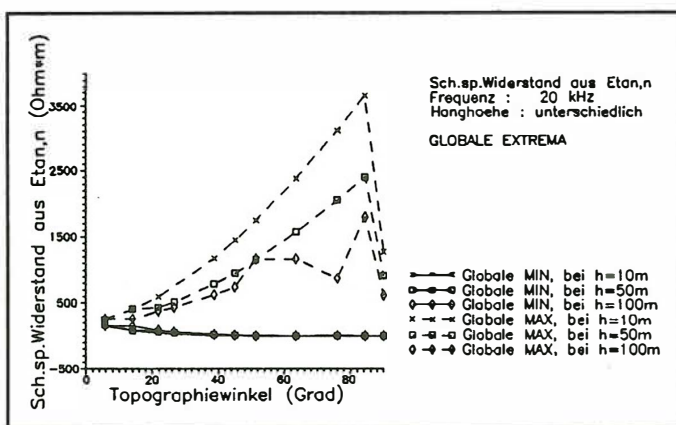


Abb. 5 Scheinbarer spez. Widerstand ρ_s , als Funktion der Hanghöhe (TM-Mode).

b) Variation der Hanghöhe bei konstantem Neigungswinkel und konstanter Frequenz

Durch den großen rechentechnischen Aufwand der Modellerstellung konnte für die Höhenabhängigkeiten (vgl. d)) nur ein Satz von jeweils drei Punkten zur Erstellung einer Kurve verwendet werden. Trotzdem lassen sich auf dieser Grundlage qualitative bzw. tendentielle Aussagen über den Einfluss der Hanghöhe auf den Topographie-Effekt treffen.

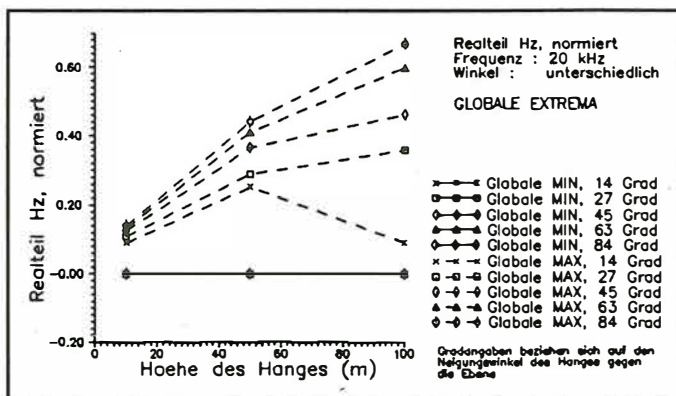


Abb. 6 Realtail H_z , als Funktion der Hanghöhe.

TE-Mode

Bei größer werdendem TP-Winkel nimmt die Stromdichte j_x an den Hangkanten immer größere Extrema an. Deren Betrag wird um so größer, je höher der jeweilige Hang ist. Aufgrund der j_x -Verteilung und der damit korrelierten räumlichen Variation der Selbstinduktion erklärt sich das Verhalten der übrigen Größen. In $Re(H_z)$ bzw. $Im(H_z)$ fällt die Verschiebung des Maximums in Richtung oberer Hanghälfte auf (bei wachsenden Neigungswinkeln).

TM-Mode

Es entsteht eine magnetische Vertikal-komponente E_z . Für jede Hanghöhe existiert ein Winkel, bei dem der Zuwachs der Vertikalkomponente $Re(E_z)$ maximal ist. Für die anderen EM-Größen gilt: In der Hangmitte zwischen den Extremwerten an den Hangkanten nähern sich die Werte mit zunehmender Hanghöhe und fallenden Winkeln denen des homogenen Halbraumes an.

TE-Mode

Es existiert für jeden Topographiewinkel eine Hanghöhe, bei der die Auswirkungen auf die Feldgrößen maximal werden.

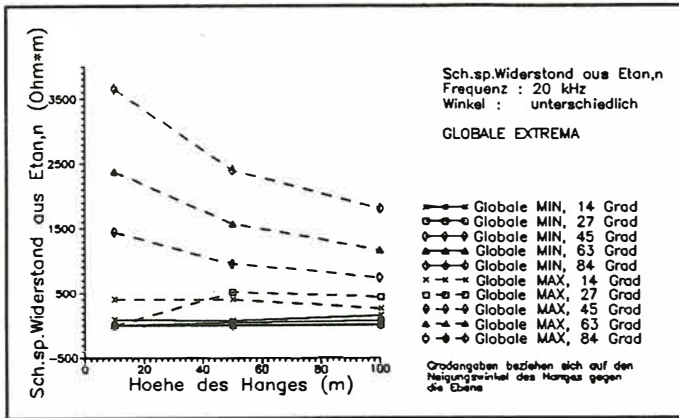


Abb. 7 ρ_s als Funktion der Hanghöhe (TM-Mode).

c) Variation der Frequenz bei konstanter Höhe und dem Winkel 21.8°

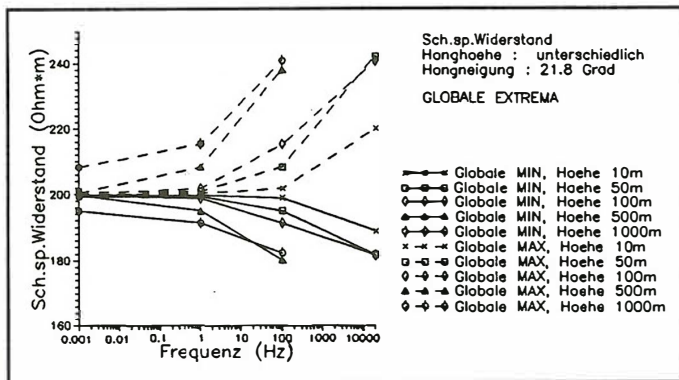


Abb. 8 ρ_s als Funktion der Frequenz (TE-Mode).

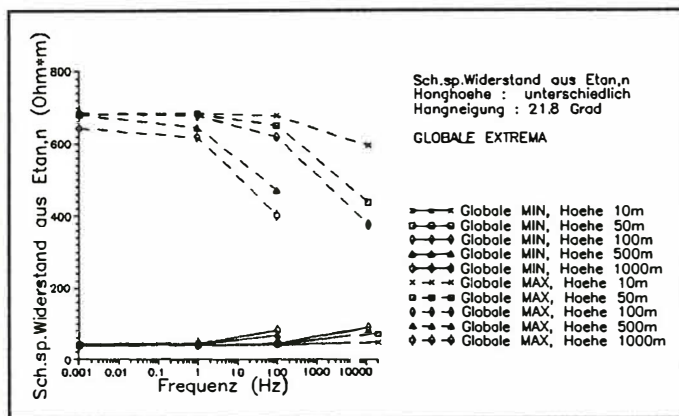


Abb. 9 ρ_s als Funktion der Frequenz (TM-Mode).

vernachlässigbar klein, für ρ_s muß die Abweichung auf alle Fälle berücksichtigt werden. Die Abweichung liegt bei mehr als 100% des homogenen Halbraumes.

TM-Mode

Eine Zuordnung maximaler Rechengrößen zu einer bestimmten Hanghöhe, wie in der TE-Mode, ist nicht generell möglich.

TE-Mode

Mit zunehmender Frequenz wachsen die Topographie-Effekte in allen Größen. In den für die Meßpraxis relevanten Größen ist die Verfälschung für ρ_s , $\text{Re}(H_z)$ und $\text{Im}(H_z)$ groß und für die Phase Φ gering ($< 5^\circ$).

TM-Mode

Für kleiner werdende Frequenzen, also auf dem Weg zum Gleichstromfall, ist in den meßtechnisch wichtigen Größen ein asymptotisches Verhalten zu erkennen. ρ_s konvergiert gegen den Widerstand, der sich im Gleichstromfall einstellen würde, und zwar um so schneller, je kleiner die Hanghöhe ist. Φ strebt für diesen Fall gegen 45° , da für kleinere Frequenzen die laterale Variation der Selbstinduktion im Bereich der Hangkanten immer geringer wird. Für das VLF-Band sind die Abweichungen der Phase in der Praxis

d) Variation der Hanghöhe bei Frequenzvariation und Neigungswinkel 21.8°

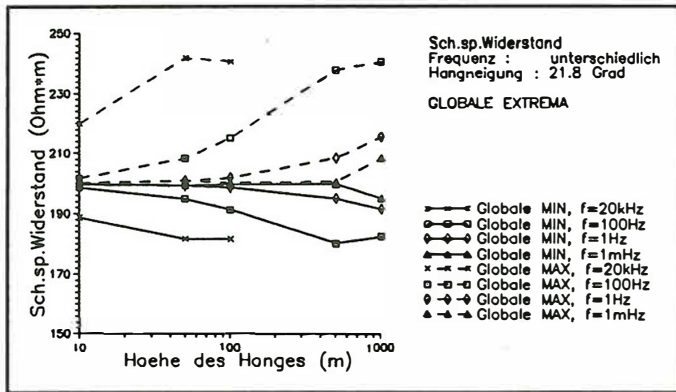


Abb. 10 ρ_s als Funktion der Hanghöhe (TE-Mode).

TE-Mode

$Re(Hz)$, $Im(Hz)$, ρ_s zeigen vom VLF- bis hinab zum AMT-Bereich nicht zu vernachlässigende TP-Effekte. In der Phase ist der TP-Effekt vernachlässigbar ($< 1^\circ$). Für eine konstante Frequenz nimmt die Verfälschung der Meßgrößen wegen wachsender Hanghöhen bis zu einem charakteristischen Wert zu. Analog kommt es zu einer Entzerrung der Hangkanteneffekte. Jenseits dieser Höhe nimmt der Wert an der Hangkante jedoch wieder ab.

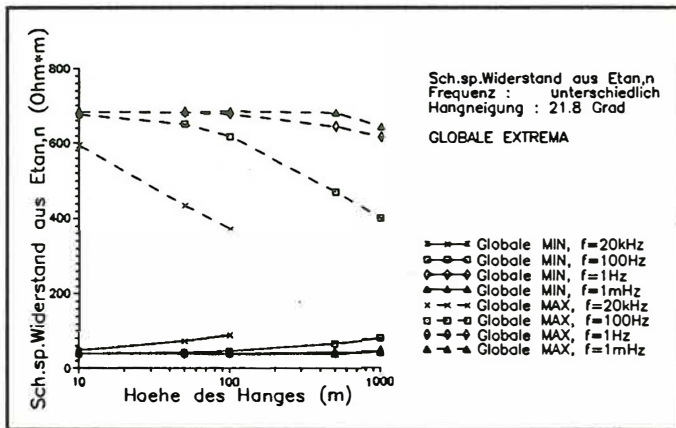


Abb. 11 ρ_s als Funktion der Hanghöhe (TM-Mode).

TM-Mode

ρ_s und Φ zeigen deutliche TP-Effekte. ρ_s strebt für eine jeweils konstant gehaltene Frequenz bei abnehmender Hanghöhe gegen einen Grenzwert, der um so früher erreicht wird, je niedriger die Frequenz ist. Im Falle des homogenen Halbraumes (Hanghöhe = 0) existieren aber nach diesem Datensatz dann extremale TP-Effekte, was auf keinen Fall zutreffen kann, weil sie ja dort verschwinden müssen.

5. Feldmessungen und Reduktion des TP-Effektes

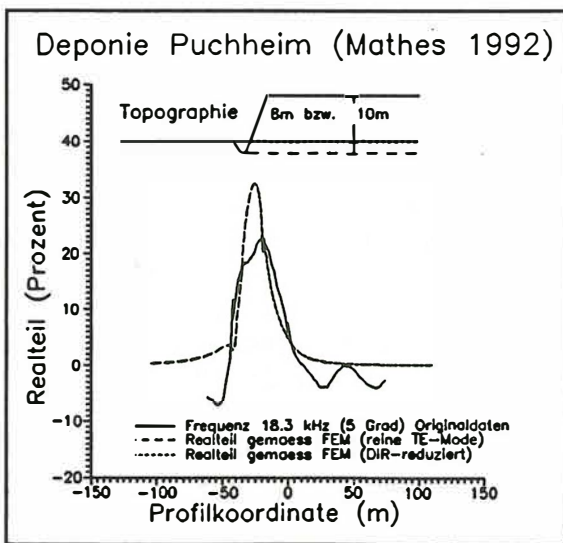


Abb. 12 Profil über die Deponie Puchheim. $Re(H_z)$.

Die Bearbeitung von Feldmessungen aufgrund von FEM-Modellierungen der geologischen Situation ist für die Praxis sehr wichtig. Wie in Kapitel 3 und 4 beschrieben, muß für die Feldmessung in den relevanten Größen besonders auf Geländekanten und auf die Hangmitte bei Hängen geachtet werden. Fehlinterpretationen können durch die genaue Kenntnis der Geländeform vor allem bei höherfrequenten EM-Wechselfeldern vermieden werden. Ein vom Verfasser geschriebenes Reduktionsprogramm kann Meßdatensätze zumindest qualitativ bei vorausgegangener FEM-Modellierung soweit von topographischem Noise befreien, daß die Bearbeitung und Interpretation wesentlich erleichtert wird.

6. Wertung und Zusammenfassung

Die systematische Erfassung des Einflusses der Geländetopographie auf verschiedene EM-Meßgrößen ermöglichte es, eine Vorstellung vom Verlauf der Untergrundstromsysteme und -felder zu gewinnen. Sie sind bei EM-Meßverfahren ab 100 Hz in der Regel zu berücksichtigen. Die zeitraubende Modellierung einer gegebenen Meßsituation mittels FEM (WANNAMAKER et al.(1986,1987)) wird in der Praxis noch entscheidend verbessert werden müssen, um ein anwenderfreundliches Zeit-Leistungs-Verhältnis zu erzielen. Durch die FEM-2D-Ergebnisse ist dem Interpretierer jedoch zweifellos ein wirksames Werkzeug zur korrekten Bearbeitung von Felddaten gegeben, die unbedingt genutzt werden sollte.

Literaturhinweise

Wannamaker, P.E.; Stodt, J.A.; Rijo, L.;

1986:

Two-Dimensional Topographic responses in Magnetotellurics modeled using Finite Elements
Geophysics, 49: 2131 - 2144

1987:

A stable Finite Element Solution for Two-Dimensional Magnetotelluric Modeling
Geoph.J.R.astr.Soc., 88: 277 - 296

Wollny, K; 1994.

2D-Modellierungen des Topographie-Effektes im MT-, AMT-, ETS-, und VLF-Frequenzbereich mit Hilfe eines Finite-Elemente Programmes,
Diplomarbeit am Institut für Allgemeine und Angewandte Geophysik der Ludwig-Maximilians-Universität, München

Stabilität von MT - Übertragungsfunktionen aus Daten des Deutsch-Türkischen Erbebenvorhersage Forschungsprojekts

Einleitung

Diverse Untersuchungen, etwa von Beamish(1982) oder Spitzer (1987), behandeln die Frage, ob tektonische Stressänderungen und damit verbundene Leitfähigkeitsänderungen durch zeitliche Änderung magnetotellurischer Übertragungsfunktionen aufgelöst werden können. Diese Frage ist bis heute ungeklärt. Es fehlen lange magnetotellurische Registrierungen, die nahe dem Epizentrum den Zeitraum vor, während und nach einem signifikanten seismischen Ereignis überdecken. Neben den oft vorherrschenden logistischen Problemen in Gebieten hoher seismischer Aktivität werden Untersuchungen auch durch den hohen Aufwand für Datenspeicherung und Verarbeitung erschwert. So sind z. B. in dem hier behandelten Meßgebiet am westlichen Ende der Nordanatolischen Verwerfungszone (siehe E. Erkul 1994, in diesem Band) mit typischen Herdtiefen von 10 km und scheinbaren Widerständen im Bereich von 10 - 300 Ω m, Abtastraten über 100 Hz nötig, um Eindringtiefen in und oberhalb der seismogenen Zone zu erreichen und damit eventuelle Leitfähigkeitsänderungen auflösen zu können. Andererseits sind zur Erfassung aller wichtigen Ereignisse Dauerregistrierungen notwendig.

Diese Arbeit befaßt sich mit dem Analyseverfahren einer Quasi-Realtime MT-Auswertung, die das aufkommende Datenvolumen entscheidend verringern könnte. Dabei stehen zwei Fragen im Vordergrund :

- (1) Wie können aus den am Ende bestimmten Kreuz- und Autospektren zuverlässige Übertragungsfunktionen bestimmt werden, ohne die Originaldaten im Zeitbereich zu speichern?
- (2) Wie hoch ist die erzielte Genauigkeit, bzw. wie kann sie erhöht werden?

Als Grundlage wurden Daten einer Station aus dem EG-EPOC-Projekt (siehe E. Erkul 1994, in diesem Band) verwendet. Da die Meßapparatur für Langzeitregistrierungen im Zeitbereich konzipiert wurde und die verwendeten Fluxgate-Magnetometer (Fa. Bartington) deshalb im höherfrequenten Bereich ein ungünstiges Signal/Noise-Verhältnis hatten, wurden ausschließlich Daten mit einer Abtastrate von einer Minute verwendet. Diese Untersuchung kann wegen des begrenzten Frequenzbereichs deshalb nur als Vorstudie verstanden werden.

Das Auswerteverfahren

Die Bestimmung der Übertragungsfunktionen erfolgte nach dem Verfahren von Sims et. al. (1971), wobei das Kaskadenverfahren nach Wight and Bostick (1980, siehe auch Ritter and Dawes,1992) angewendet wurde. Die Eckdaten :

Datenabschnitt :	256 Werte
Dezimierungsstufe :	4
Taper :	5 % auf jeder Seite
Tiefpass :	4 - poliger Butterworth, Eckfrequenz = $f_{Nyquist}$
Hochpass :	4 - poliger Butterworth, Eckfrequenz = $0.2 f_{Nyquist}$
Frequenzbänder :	3 / Oktave bzw. 10 / Dekade
Fehlerrechnung :	nach Dittus (1986)

Bei dem Kaskadenverfahren wird zur Erhöhung der Analysegeschwindigkeit ausgenutzt, daß zur Analyse tieferer Frequenzen aus einem hochfrequenten Signal die Zahl der Daten dezimiert werden kann. Die Daten werden getrennt in verschiedenen Frequenzstufen analysiert, wobei eine große Frequenzdynamik bei kurzen Analyseabschnitten erzielt wird. Das Verfahren wurde in erster Linie in Hinblick auf eine zukünftige Realtime-Auswertung gewählt. Neben der höheren Berechnungsgeschwindigkeit hat der Algorithmus den Vorteil, daß er Ergebnisse über jeweils kurze Datenabschnitt liefert. Dadurch können z. B. einzelne stark fehlerbehaftete Abschnitte verworfen werden, ohne große Lücken zu hinterlassen.

Abbildung 1 zeigt die resultierenden Übertragungsfunktionen für den Zeitabschnitt 25.05.93 - 11.02.94. Analog zur Online-Auswertung wurden zunächst alle zusammenhängenden Datensätze ohne Vorauswahl nach dem gleichen Verfahren behandelt. Ein zuvor registrierter Abschnitt ab dem 11.04.93 konnte nicht verwendet werden, da das Gerät in einer anderen Konfiguration arbeitete. Verwendet wurden 33 Abschnitte mit jeweils 4096 Minutenwerten. Die Abschnitte sind nicht gleichverteilt, da es auf Grund von Auslesefehlern des Betreuungspersonals und Problemen mit dem neu entwickelten Datenlogger zu Datenausfällen kam. Da es bei dieser Betrachtung um einen Überblick über die Streuung eines Parameters geht und nicht von einer zeitlichen Änderung ausgegangen wird, ist die Isoliniendarstellung gerechtfertigt. Das Bild sollte im Idealfall horizontale Isolinen zeigen. In Abbildung 2 sind in der oberen Zeile die verwendeten Abschnitte, in der unteren Zeile die nicht ausgewerteten Abschnitte schwarz aufgetragen.

MT - Transferfunktionen from Gökören

25.05.93 - 11.02.94

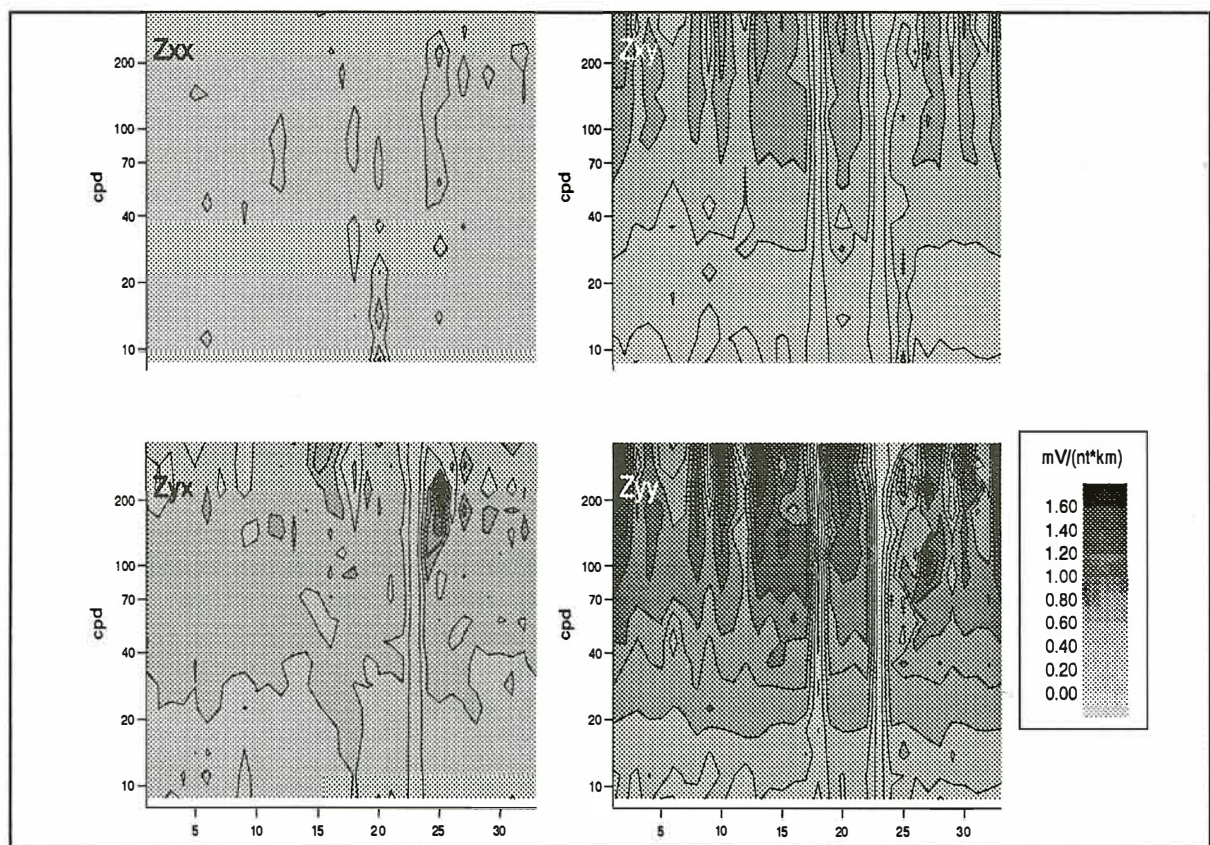


Abbildung 1 : Ergebnis aus den ungewichteten gestapelten Spektren

Die X-Achse gibt die Nummer der Abschnitte in chronologischer Reihenfolge an.

Die Elektrik-Auslage war um 60° gegen Nord gedreht

Zur Berechnung von Übertragungsfunktionen benutzte Abschnitte Zeitintervall : 25.05.93 - 11.02.94

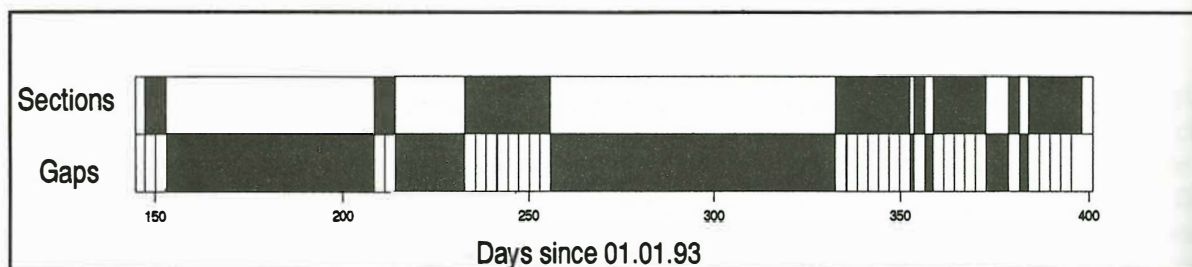


Abb. 2 : Ausgewertete Zeiträume; Obere Zeile : schwarz = ausgewertet

Der Frequenzbereich wird durch drei Frequenzstufen überdeckt. Um von jeder Stufe ein Ergebnis über den gleichen Zeitabschnitt zu erhalten, wurden auf der mittleren Stufe jeweils 4, und auf der höchsten Stufe jeweils 16 Ergebnisse der Kreuz- und Autospektren gestapelt. Die Auslage der Elektrik ist um 60 Grad gegenüber Nord gedreht. Diese Drehung wurde nicht rechnerisch korrigiert, um Störungen in einer Komponente der Elektrik nicht auf beide Komponenten zu übertragen. Die Drehung erklärt die anomal hohen Z_{yy} -Werte. Die sehr niedrigen Z_{yx} -Werte und Z_{xx} -Werte weisen auf eine starke Gleichstromverzerrung hin. Da hier zunächst Änderungen in den Übertragungsfunktionen betrachtet werden sollen, wurde von einer weiteren Interpretation der Leitfähigkeiten abgesehen.

Aufgrund der großen Amplituden können Unterschiede in den Übertragungsfunktionen am besten in der Z_{yy} -Komponente betrachtet werden. Unter der Voraussetzung fehlerfreier Messungen und unveränderter Leitfähigkeiten sollten die Daten aus den verschiedenen Zeitabschnitten das gleiche Ergebnis liefern. Tatsächlich kann man aber in Abbildung 1 große Abweichungen mit Werten nahe Null erkennen, etwa bei den Abschnitten Nummer 18 und 23. Als Ursache hierfür werden nicht Leitfähigkeitsänderungen angenommen, sondern Fehler bei der Bestimmung der Übertragungsfunktionen. Abbildung 3 zeigt Beispiele für Bänder der Z_{yy} -Komponente mit Fehlerbalken nach der Gleichung :

$$|\Delta Z_{i,j}|^2 = k \frac{F(1,2N-4, \delta = 0.05) (1 - Koh_m^2(E_i; H_x, H_y)) \overline{E_i E_i^*}}{(2N-4) (1 - Koh^2(H_x, H_y)) \overline{H_i H_i^*}} \quad (1)$$

mit :

- N** Anzahl Fourierkoeffizienten in einem Frequenzband
- $Koh^2(H_x, H_y)$** Kohärenz zwischen magnetischen Komponenten
- $Koh^2(E_i; H_x, H_y)$** Multiple quadratische Kohärenz
- $2N-4$** Anzahl der Freiheitsgrade
- $F(m, n, \delta)$** Faktor aus der Fisherverteilung
- i, j** aus $\{x, y\}$
- $E_i E_i^*; H_i H_i^*$** Kreuz- ($i < j$) und Auto- ($i = j$) Spektren der elektrischen bzw. magnetischen Variationen im Frequenzbereich.

Die Formel findet sich bei verschiedenen Autoren, z. B. Dittus (1986). Widersprüchliche Angaben gibt es über den Faktor **k**. So verwendet Schmucker **k=4** (Schmucker, 1978), Pedersen dagegen **k=1** (nach Dittus, 1986). Laut Dittus (1986) erhält man den maximalen Fehler für eine Komponente aus **k=1**, weshalb dieser Wert hier verwendet wurde.

Die multiple quadratische Kohärenz wurde für eine Verzerrung bei wenigen Freiheitsgraden korrigiert (nach Bahr, 1985) :

$$Koh_{m,corr}^2(E_i) = Koh_m^2(E_i) - \frac{4}{2N} (1 - Koh_m^2(E_i)) \quad (2)$$

Zum Vergleich werden in Abbildung 3 der gewichtete Mittelwert und die Standardabweichung dargestellt.

Zyy'-Amplitudes from Gökören 25.05.93 - 11.02.94

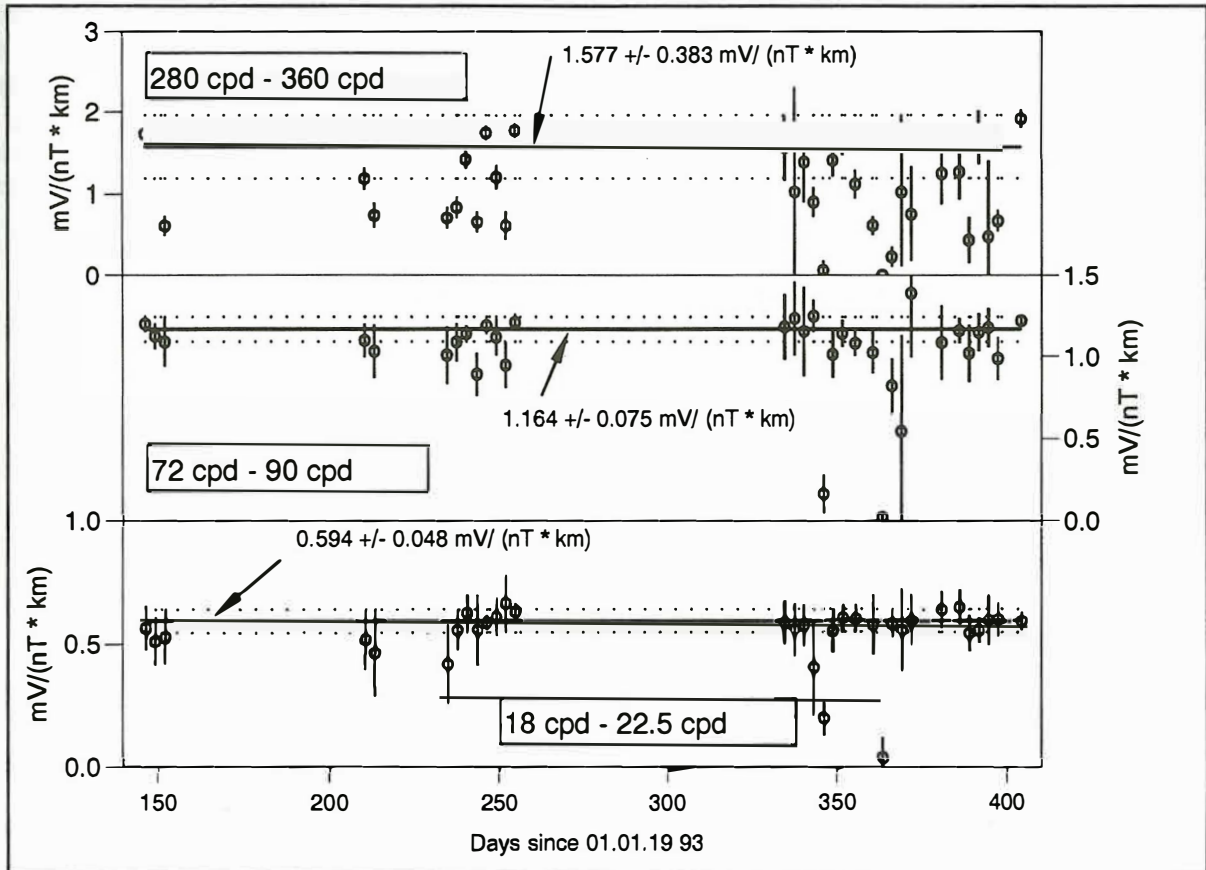


Abb. 3 : Zyy'-Amplituden für einige Frequenzen. Die Fehlerbalken wurden nach Formel(2) berechnet. Die durchgezogene Linie entspricht dem gewichteten Mittelwert, die gepunkteten Linien der Standardabweichung.

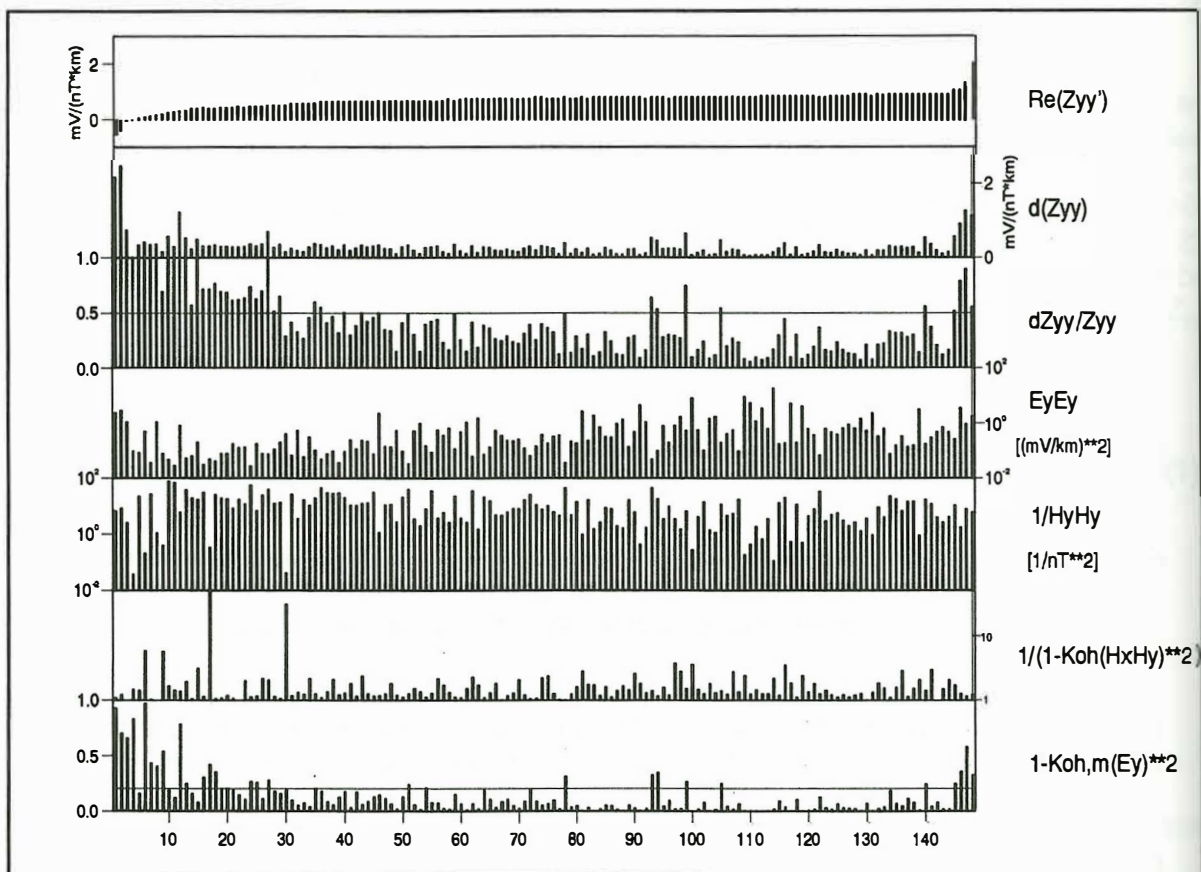
Besonders im höchsten Frequenzband (1. Zeile) gibt es viele "Ausreißer", d. h. Werte, die über die ermittelten Fehler hinaus vom Mittelwert abweichen. Die Fehler werden offensichtlich deutlich unterschätzt. Auffällig ist, daß die meisten deutlichen Abweichungen zu niedrigeren Werten erfolgen.

Der Grund hierfür liegt in der Fehlerformel(1). Die magnetischen Komponenten für die Abschnitte Nummer 18 und 23 haben z. B. einen unrealistisch hohen ersten Wert, der zweifellos durch einen Fehler in der Ausleseroutine des Datenloggers erzeugt wird. Dieses Problem ließe sich leicht auffangen, indem etwa der erste Wert für die Auswertung nicht benutzt wird. Das Ziel dieser Untersuchung ist es jedoch, den Einfluß solcher "Ausreißer" nachträglich in den Kreuz- und Autospektren zu erkennen und zu eliminieren. Durch den

hohen Meßwert werden sowohl die Übertragungskoeffizienten als auch die Fehler mit Werten nahe Null bestimmt, da für beide Berechnungen das Autospektrum der magnetischen Feldkomponente im Nenner steht. Das erhaltene Ergebnis ist richtig im Sinne der statistischen Analyse, führt aber bei Nicht-Kennntnis des Fehlers zur Fehlinterpretation. Es nutzt deshalb auch nichts, den statistisch bestimmten Fehler durch größere Vorfaktoren zu vergrößern.

Es gibt eine Reihe von Vorschlägen, Ausreißer durch robuste Auswertemethoden zu eliminieren (z. B. Egbert, G. and J. Booker, 1986; A. Junge, 1992). Dabei wird oft eine große Anzahl von Ergebnissen statistisch auf Ausreißer untersucht, die dann iterativ entfernt werden. Bei der Untergrundkartierung ist dies ein angemessenes Verfahren, da man an einem Ort nur ein Ergebnis erhalten möchte. Für die Untersuchung von zeitlichen Variationen besteht aber das Ziel, möglichst häufig statistisch unabhängige Ergebnisse für die Übertragungsfunktionen zu erhalten. Es wird deshalb hier versucht, aus relativ wenigen Einzelergebnissen (4 für Stufe 2, und 16 für Stufe 3) eine möglichst genaue Lösung zu finden. Dabei soll als Kriterium für Ausreißer nicht die Abweichung der Einzelergebnisse untereinander, sondern die Zusatzinformation jedes Einzelergebnisses aus der Fehlerformel verwendet werden.

Vergleich von $\text{Re}(Z_{yy}')$ und Fehlerkomponenten $f = 72 - 90 \text{ cpd}$



**Abb. 4 : Komponenten der Fehlerformel (2) für verschiedene Werte $\text{Re}(Z_{yy}')$
 Die Werte sind nach der Größe von Z_{yy}' sortiert**

In Abbildung 4 werden als ein Beispiel die verschiedenen Komponenten aus der Fehlerformel

für den Realteil von Z_{yy}' im Frequenzbereich 72 - 90 cpd aufgetragen. Die X-Achse gibt die Nummer der nach der Größe von $\text{Re}(Z_{yy}')$ sortierten und von 1 - 148 durchnummerierten Werte an. Die meisten der extremen Ergebnisse $\text{Re}(Z_{yy}')$ am Anfang und Ende des Graphen werden als stark fehlerbehaftet erkannt. Aber z. B. der 4. Wert, mit einem Ergebnis nahe Null, bekommt einen sicherlich zu kleinen Fehler zugeordnet. Deutlich als Ausfallergebnis wird er erst durch das Ergebnis der 3. Zeile, dem relativen Fehler, das deutlich mit dem Ergebnis in der untersten Zeile, der multiplen quadratischen Kohärenz korreliert. Spitzer (1987) hatte ein Kohärenz-Kriterium für die Verwendung von Spektren vorgeschlagen. Er benutzte nur die Spektren der Intervalle, deren multiple quadratische Kohärenz über 0.64 liegt. In dieser Untersuchung wird der relative Fehler als Kriterium vorgeschlagen. Verwendet werden die Spektren, die Übertragungsfunktionen ergeben, deren relativer Fehler kleiner 50% ist. Durch die Referenzlinien in Abbildung 4 wird deutlich, daß dieser Ansatz nur geringe Unterschiede zu Spitzers Methode mit einer Grenze von 0.80 für die multiple quadratische Kohärenz aufweist. Nur im Intervall Nummer 1 - 30 erfüllen einige Werte das Kohärenzkriterium, liegen aber oberhalb der Grenze für den relativen Fehler. Durch das Fehlerkriterium werden also mehr anomale Ergebnisse eliminiert.

In den Zeilen 5 und 6 fallen die Werte 17 und 30 durch hohe Energien im magnetischen Feld ($1/H_y H_y$ klein) und magnetischen Kohärenzen nahe Eins ($1/(1 - \text{Koh}(H_x H_y))$ groß) auf. Das Ergebnis aus Abschnitt Nummer 17 wird wegen eines relativen Fehlers größer 50 % nicht weiterverwendet. Der Abschnitt 30 liefert ein im Rahmen der Fehlergrenzen konsistentes Ergebnis, weshalb von der Einführung eines Grenzkriteriums für die magnetische Kohärenz abgesehen wurde. Bei der Energie der elektrischen Variationen, aufgetragen in der 4. Zeile, erkennt man einen Anstieg mit höheren Werten $\text{Re}(Z_{yy}')$. Man könnte daraus schließen, daß die höheren Werte für $\text{Re}(Z_{yy}')$ genauer sind, da eine höhere Anregungsenergie zu einer Verbesserung des Signal/Noise-Verhältnisses führt. Daß dies nicht stimmen muß, zeigten Egbert and Booker (1986).

Das modifizierte Auswerteverfahren

Die Stapelung erfolgt in der Form, daß die gemittelten Kreuz- und Autospektren einzelner Auswertabschnitte addiert werden, und nicht etwa die resultierenden Tensoren gemittelt werden. Die Anregung zu diesem Verfahren stammt von A. Junge (pers. Mittlg, 1994). Der Vorteil liegt darin, daß die Kreuz- und Autospektren einer chi-Quadrat Verteilung folgen, deren Fehlerrechnung für die arithmetische Mittellung leicht zu behandeln ist, im Gegensatz zu erheblichen Problemen bei der Mittelung von Fischer-verteilten Übertragungskoeffizienten.

1. Schritt

Um die erhaltenen Spektralwerte zu gewichten, soll hier zunächst betrachtet werden, mit welchem Gewicht die Spektralwerte einzelner Zeitabschnitte in die Lösung eingehen, wenn keine explizite Gewichtung vorgenommen wird. Für den univariaten Fall mit den Lösungen a_i , $i = 1..L$ aus L Abschnitten mit N Werten, $j = 1..N$

$$a_i = \frac{\overline{x_i y_i}}{\overline{y_i y_i}} =: \frac{\sum_{j=1}^N x_{ij} y_{ij}}{\sum_{j=1}^N y_{ij} y_{ij}} \quad (3)$$

führt eine nicht explizit gewichtete Stapelung zu der Lösung

$$\tilde{\mathbf{a}} = \frac{\sum_{l=1}^L \overline{x_l y_l}}{\sum_{l=1}^L \overline{y_l y_l}} = \frac{\sum_{l=1}^L g_l \mathbf{a}_l}{\sum_{l=1}^L g_l} \quad (4)$$

mit den Gewichten der Einzellösungen :

$$g_l := \overline{y_l y_l} \quad (5)$$

Das Ergebnis der Stapelung entspricht also der durch den Nenner aus Formel (3) gewichteten Lösung der Einzellösungen \mathbf{a}_l . Die x-Komponente geht nicht in die Bestimmung des Gewichtes ein.

Für den bivariaten Fall konnte das implizite Gewicht nicht aufgelöst werden. Als implizites Gewicht wurde im folgenden analog zum univariaten Fall das Nennerpolynom der Ausgleichsrechnung angenommen. Um dieses Gewicht aufzuheben, werden die Spektralwerte wie folgt gewichtet :

$$g_{l,1} := \frac{1}{(H_{x,l} H_{x,l}^*) (H_{y,l} H_{y,l}^*) - (H_{x,l} H_{y,l}^*) (H_{y,l} H_{x,l}^*)} \quad (6)$$

2. Schritt

Gewichtet wurde nach dem relativen Fehler. Es gibt aber 8 relative Fehler in einem Übertragungstensor. Eine Möglichkeit wäre, die 8 Ergebnisse zu mitteln. Für diese Untersuchung wurde der relative Fehler in der größten Komponente, $\text{Re}(Z_{yy}')$ verwendet.

$$g_{l,2} := \begin{cases} \frac{\text{Re}(Z_{yy}')^2}{d(\text{Re}(Z_{yy}'))^2} & \text{für } \frac{\text{Re}(Z_{yy}')}{d(\text{Re}(Z_{yy}'))} < 0.5 \\ 0 & \text{für } \frac{\text{Re}(Z_{yy}')}{d(\text{Re}(Z_{yy}'))} \geq 0.5 \end{cases} \quad (7)$$

3. Schritt

Schließlich werden von den Ergebnissen aus den gestapelten Spektren nur die Tensoren weiterverwendet, deren relative Amplituden-Fehler kleiner 30 % sind, d. h.

$$\frac{|\Delta Z_{yy}'|}{|Z_{yy}'|} < 0.3 \quad (8)$$

Abbildung 5 zeigt das Ergebnis und die ermittelten Fehler für $\mathbf{k}=1$. Zum Vergleich wurde ein Referenztensor nach dem gleichen Verfahren über das ganze Zeitintervall berechnet. Im niedrigsten Frequenzband stimmen die Fehlerbalken mit dem Referenzwert gut überein. In den anderen beiden Bändern gibt es jeweils vier Abweichungen bei 23 Werten bzw. drei Abweichungen bei 31 Werten. Dies entspricht 17 % bzw. 10%. Da der statistische Fehler für einen Vertrauensbereich von 95% berechnet wurde, gibt es also zuviele Abweichungen. Bei

drei der sieben markierten Werte kann allerdings auch nicht mit Sicherheit von einer Abweichung gesprochen werden, da der Fehlerbalken noch die Streuung des Referenzsensors kreuzt. Auffallend ist wieder, daß die deutlichen Abweichungen nach unten erfolgen. Es wird deshalb vermutet, daß es sich hier wieder um Abweichungen handelt, die nicht durch die statistische Analyse erfasst werden. Die Ursache der Abweichungen konnte noch nicht ermittelt werden.

Zyy'Amplitudes from Gökören 25.05.93 - 11.02.94

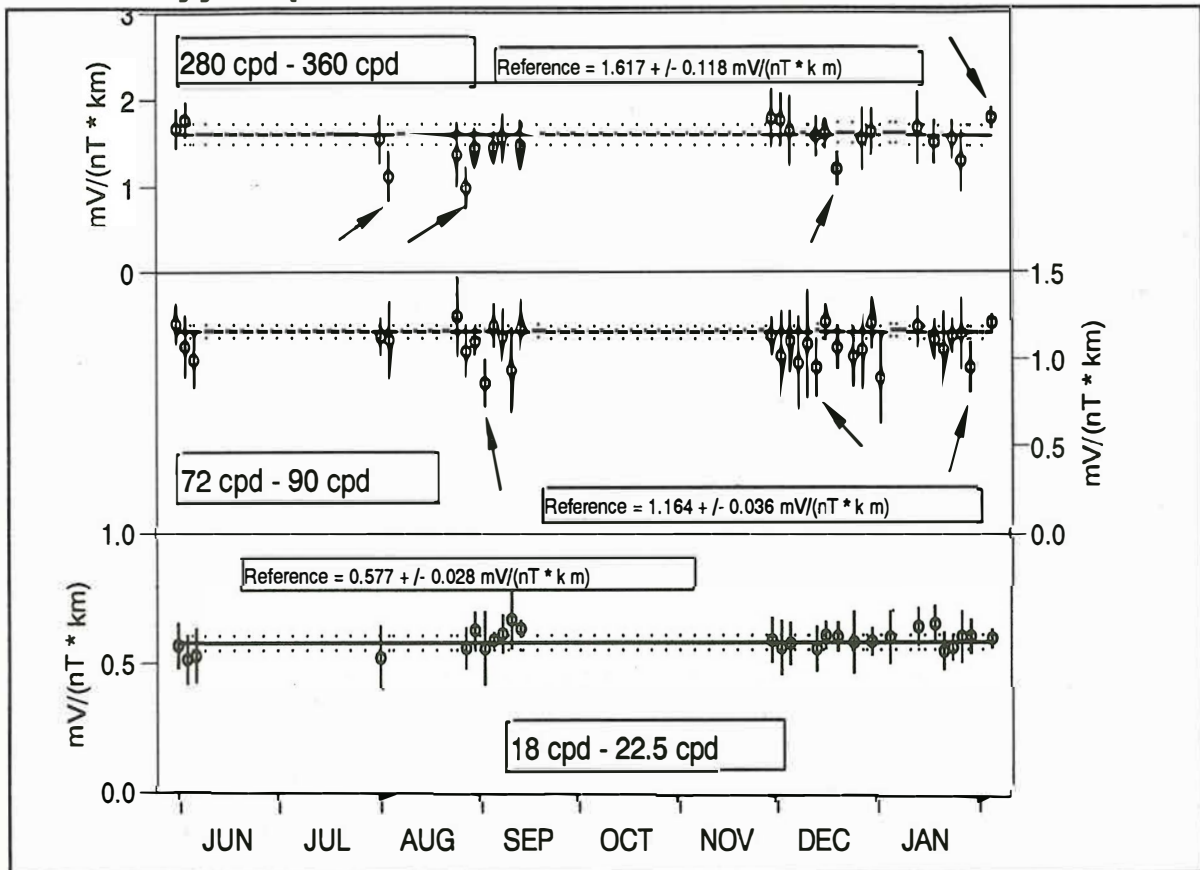


Abb. 5 : Zyy'-Amplituden aus dem modifizierten Auswerteverfahren für einige Frequenzen. Die Fehlerbalken wurden nach Formel(2) berechnet. Die durchgezogene Linie entspricht dem Ergebnis aus der Stapellung aller Spektren, die gepunkteten Linien dem resultierenden Fehler nach Formel(2).

Zusammenfassung und Ausblick

Für 33 Zeitabschnitte mit jeweils 4096 Werten wurden Übertragungsfunktionen nach zwei verschiedenen Verfahren berechnet. Dabei wurden insbesondere die errechneten Fehler untersucht. Folgende Resultate ergaben sich :

- Die Fehlerberechnung nach Formel (1) ist nicht geeignet, alle Abweichungen zu erklären. Sie erfaßt nur den Fehler aus der statistischen Frequenzanalyse.
- Die Berechnung des statistischen Fehlers mit einem größeren Fehler als $k=1$ scheint empirisch nicht gerechtfertigt.

- Ausreißer lassen sich in vielen Fällen anhand des relativen Fehlers erkennen und eliminieren.
- Es verbleiben Abweichungen, deren Ursache durch Kriterien wie relativen und absoluten Fehler, sowie der multiplen quadratischen Kohärenz nicht erklärt werden können.

Insgesamt konnte die Genauigkeit der Bestimmung der Übertragungsfunktionen gesteigert werden. Für die Identifizierung von Leitfähigkeitsänderungen ist die Genauigkeit aber noch sehr unbefriedigend. Eine Steigerung sollte bei höheren Frequenzen, mit mehr Freiheitsgraden in kürzeren Zeitabschnitten, und genaueren Magnetometern aber gut möglich sein.

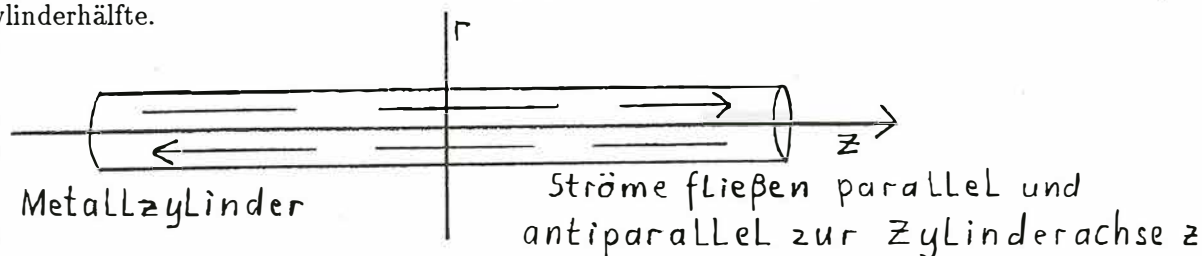
Literatur

- Bahr, K.** : Magnetotellurische Messung des elektrischen Widerstandes der Erdkruste und des oberen Mantels in Gebieten mit lokalen und regionalen Leitfähigkeitsanomalien, Dissertation Inst. f. Geophys., Univ. Göttingen, **1985**.
- Beamish, D.** : A geomagnetic precursor to the 1979 Carlisle earthquake, Geophys. J. R. astr. Soc., 68, 531-543, **1982**.
- Dittus, H.** : Methoden der Registrierung und Datenverarbeitung für das Prospektionsverfahren "Passive Audio-Magnetotellurik", Diss., Fak.f.Geowiss.. d. Univ.München, **1986**.
- Erkul, E., Müller A. und Zschau J.** : Continuous Magnetotelluric Measurements at the North Anatolian Fault Zone : First Results, in diesem Band, **1994**.
- Junge, A.** : Das erweiterte Auswerteverfahren in Göttingen, Protokoll Kolloquium "Elektromagnetische Tiefenforschung", Borkheide, **1992**.
- Egbert, G. and Booker J.** : Robust estimation of geomagnetic transfer functions, Geophys. J. R. astr. Soc., 87, 173-194, **1986**.
- Ritter O. and Dawes G.** : A Transputer-based Multi-station Multi-technique Geophysical Data Acquisition System-S.P.A.M. MKIII, Protokoll Kolloquium "Elektromagnetische Tiefenforschung", Borkheide, **1992**.
- Schmucker, U.** : Auswerteverfahren Göttingen, Protokoll Kolloquium "Elektromagnetische Tiefenforschung", Neustadt/Weinstrasse, **1978**.
- Sims, W.E., Bostick F.X. and Smith H.W.** : The estimation of magnetotelluric impedance tensor elements from measured data. Geophysics 36, 938-942, **1971**.
- Spitzer, K.** : Zu Zeitabhängigkeit der Impedanz in der Magnetotellurik, Diplomarbeit Inst. f. Geophys., Univ. Göttingen, **1987**.
- Wight, D.E. and Bostick F.X.** : Cascade decimation-A technique for real time estimation of power spectra, Proc. IEEE Intern. Conf. Acoustic, Speech Signal Processing, Denver, Colorado, April 9-11, 626-629, **1980**.

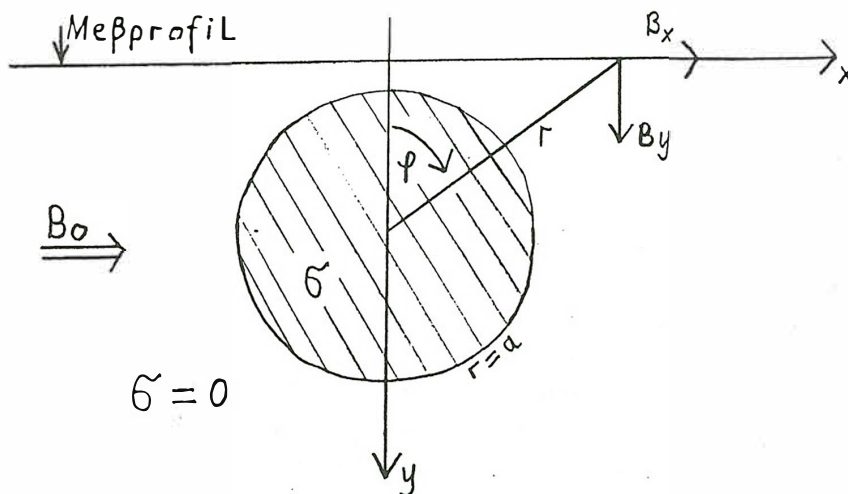
Analogmodell zur erdmagnetischen Tiefensondierung

Michael Erfmann, Göttingen

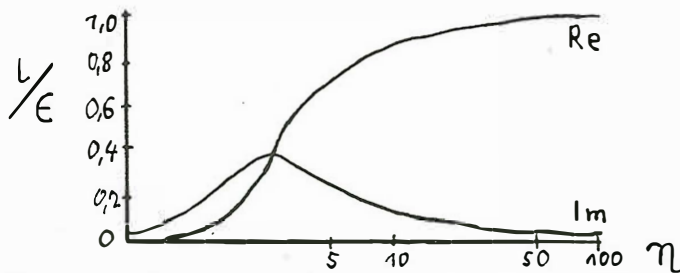
Modellversuche können die natürlichen Verhältnisse nur unvollkommen wiedergeben, wenn die Induktion durch räumlich ausgedehnte Felder erfolgen soll, die im Bereich von Leitfähigkeitsanomalien quasi-homogene Normalfelder in horizontaler Richtung erzeugen. In meinem Modellversuch wird eine solche Anomalie durch einen Metallzylinder aus einer Aluminiumlegierung dargestellt. Das induzierende Magnetfeld wird durch eine Helmholtzspule erzeugt, in deren Inneren sich der Zylinder befindet. Dieser ist 75cm lang, besitzt einen Radius a von 4cm und hat eine Leitfähigkeit σ von $21 \cdot 10^6 S/m$. Der Radius der Helmholtzspule beträgt 50cm, so daß man ihren Homogenitätsbereich als genügend groß ansehen darf gegenüber dem Zylinderradius. Das Spulenfeld ist senkrecht zur Zylinderachse. Im zentralen Bereich fließen die induzierten Ströme parallel zur Zylinderachse mit entgegengesetzter Richtung in der oberen und unteren Zylinderhälfte.



Da sich der Zylinder in nicht-leitender Luft befindet, fehlt im Magnetfeld der in der Natur stets vorhandene induzierte Normalanteil für ein geschichtetes Erdmodell. In diesem Sinn ist das Spulenfeld als Summe des ionosphärischen äusseren Quellenfeldes und seines normalinduzierten inneren Feldes zu verstehen. Man kann sich das so vorstellen, daß sich der Zylinder als gutleitende Anomalie in einer hochohmigen Einbettung über besser leitenden Erdschichten in sehr großer Tiefe im Vergleich zu a befindet. Näheres über den Modellaufbau ist nachzulesen in der Diplomarbeit Spitta (1963). Die Messung erfolgt längs eines Profils 7mm oberhalb des Zylinders quer zu dessen Achse und in der Zylindermitte.



Gemessen werden die Magnetfeldkomponenten B_x und B_y , wie in der Skizze angegeben, mittels zweier Induktionsspulen. Anders als in der genannten Diplomarbeit wird nicht mehr ihre Amplitude und Phase (bezüglich dem Spulenfeld B_0) aufgezeichnet, sondern ihre phasengleichen (Realteil) und 90° phasenverschobenen (Imaginärteil) Anteile. Ausserhalb des Zylinders ist das Magnetfeld der induzierten Ströme näherungsweise ein 2-dimensionales Dipolfeld, wenn die Zylinderlänge groß ist gegenüber dem Zylinderradius. Die zum Gesamtfeld $\underline{B} = -\text{grad}U$ gehörige Potentialfunktion lautet $U_{(r,\varphi)} = -a\{\epsilon(r/a) + \iota(a/r)\}\sin\varphi$ mit $\epsilon = B_0$ als Potentialkoeffizient des induzierenden Feldes und ι als Potentialkoeffizient des induzierten Feldes.



Für das Verhältnis der Potentialkoeffizienten gilt (Kertz, 1960 Gl.38) $\iota/\epsilon = I_2(u)/I_0(u)$ mit $u = \sqrt{i}\eta$. Dabei bezeichnet I_m die modifizierte Besselfunktion m-ter Ordnung erster Art und $\eta = a\sqrt{\omega\mu_0\sigma}$ den so definierten Induktionsparameter für den Zylinder.

Die in Abb.1 gezeigten Meßkurven beziehen sich auf eine Frequenz von 80 Hz und somit auf einen Induktionsparameter $\eta = 4,6$. Das zugehörige Potentialverhältnis ist $\iota/\epsilon = 0,68 + 0,25i$.

Der experimentelle Aufbau ist in Abb.2 dargestellt :

Ein Funktionsgenerator erzeugt ein Sinussignal, welches durch den Leistungsverstärker verstärkt wird. Der sinusförmige Strom ($\leq 250\text{mA}$) durchfließt die Helmholtzspule und erzeugt das induzierende magnetische Wechselfeld. Auf dem Profil 7mm über der Zylinderoberfläche ist die Sonde verschiebbar angebracht. Die gewünschten Meßpunkte werden von Hand eingestellt. Dieser Teil des Modellversuches einschließlich des Meßverstärkers wurde überarbeitet und entstört. Die Neuentwicklung bezieht sich auf die nachgeschalteten Elemente der Meßapparatur, welche in Abb.2 als Blockschaltbild dargestellt ist. Zwei Signalfade sind nun zu betrachten.

1. Sondensignal: Zwei Sondenspulen, die senkrecht aufeinander stehen, registrieren das magnetische Feld in x- und y- Richtung. Die sondierten Magnetfelder liegen nun als Induktionsspannungen U_I vor. Am nachgeschalteten Meßverstärker wird wahlweise die x- bzw. y- Komponente verstärkt. Das verstärkte Sondensignal wird anschließend mit einem Amplitudeneinsteller auf einen gewünschten Pegel gebracht.

2. Referenzspannung: Am Widerstand R wird eine Spannung U_H abgegriffen, die proportional zum Strom in der Helmholtzspule ist. Diese Spannung wird nun auf einen Phasenschieber geleitet, der es ermöglicht, die Phasenverzögerung des Sondensignals zu kompensieren, welche allein durch die Elektronik zur Verstärkung des Sondensignals herrührt. Der Nulldurchgangsschalter erzeugt aus dem Sinussignal (Helmholtzsignal) eine Rechteckspannung von 0V für $U_H \leq 0V$ und 5V für $U_H > 0V$. Unter Verwendung eines PLL-Bausteins (Phase-Locked-Loop \leftrightarrow Phasengeschlossene Schleife) wird die Frequenz um den Faktor 4 erhöht. Zwei programmierbare Frequenzteiler erzeugen aus dem PLL-Signal 2 Steuersignale U_{St} , die exakt 90° Phasenunterschied zueinander haben und frequenzgleich zur Referenzspannung sind. Der Analogschalter ist der Baustein, welcher das Sondensignal nur dann durchschaltet, wenn eine Steuerspannung U_{St} anliegt.

Abb.1: Messung von Real- und Imaginärteil

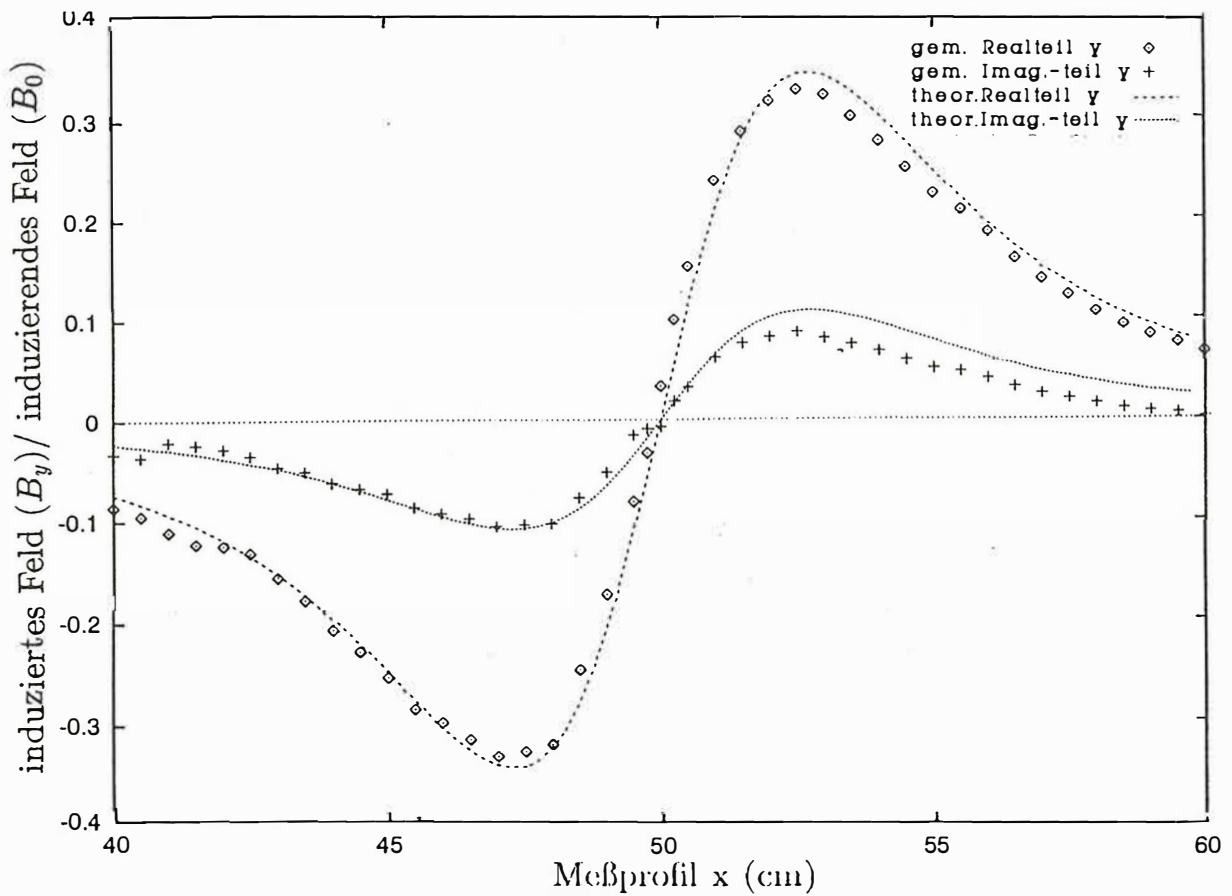
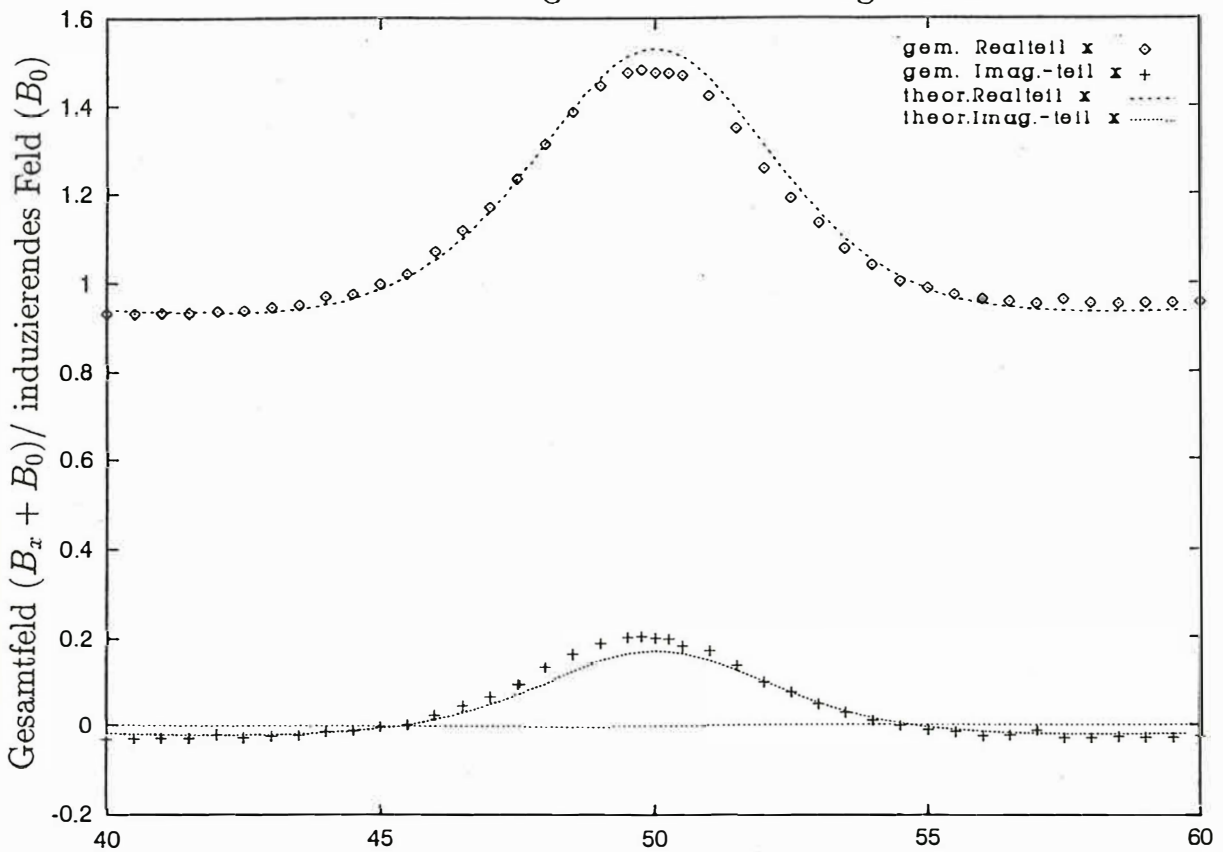
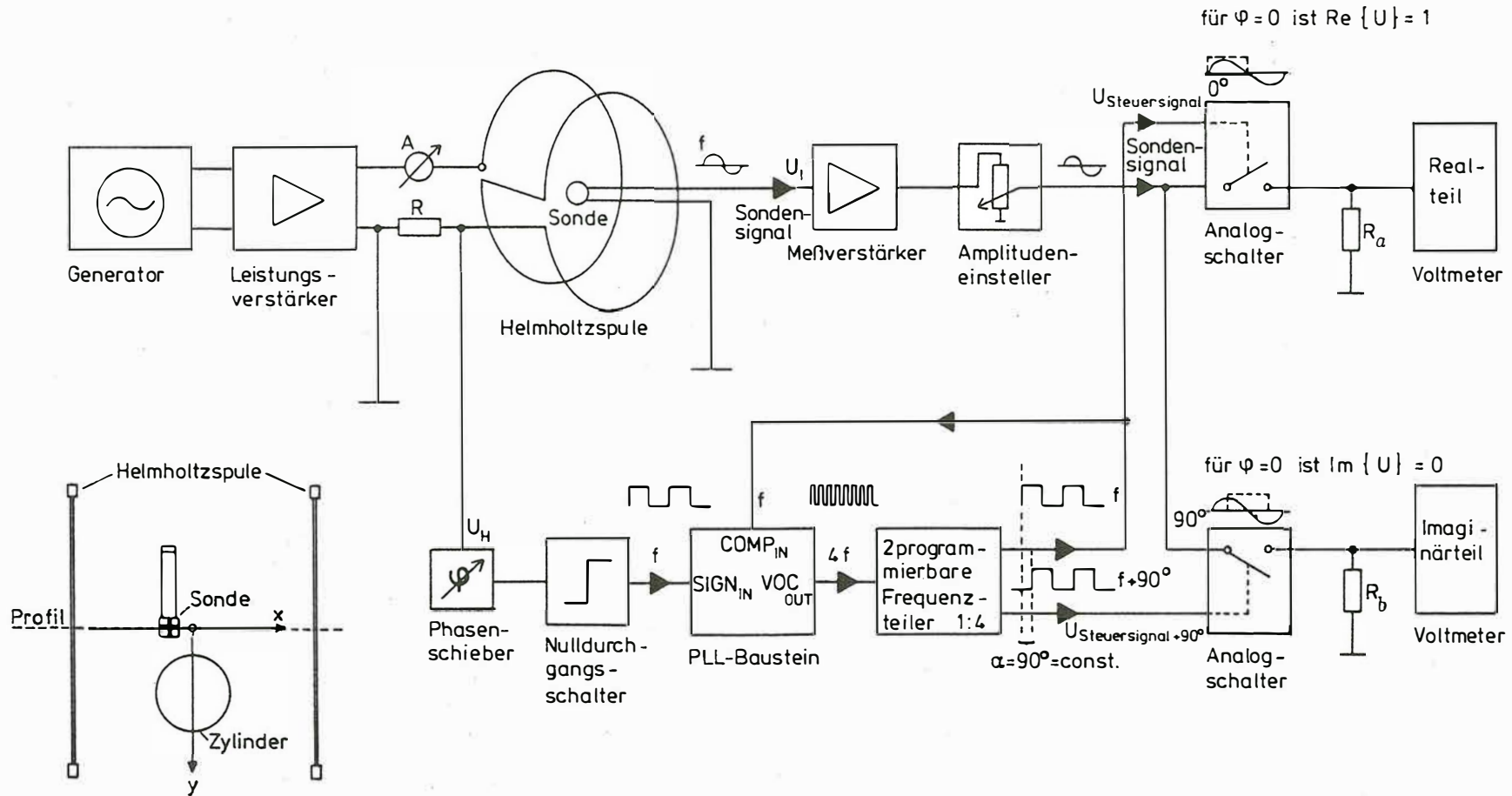


Abb.2: Das Blockschaltbild

Analogmodell zur erdmagnetischen Tiefensondierung

Messung von Amplitude und Phase über Real- und Imaginärteil (mit PLL-Baustein)

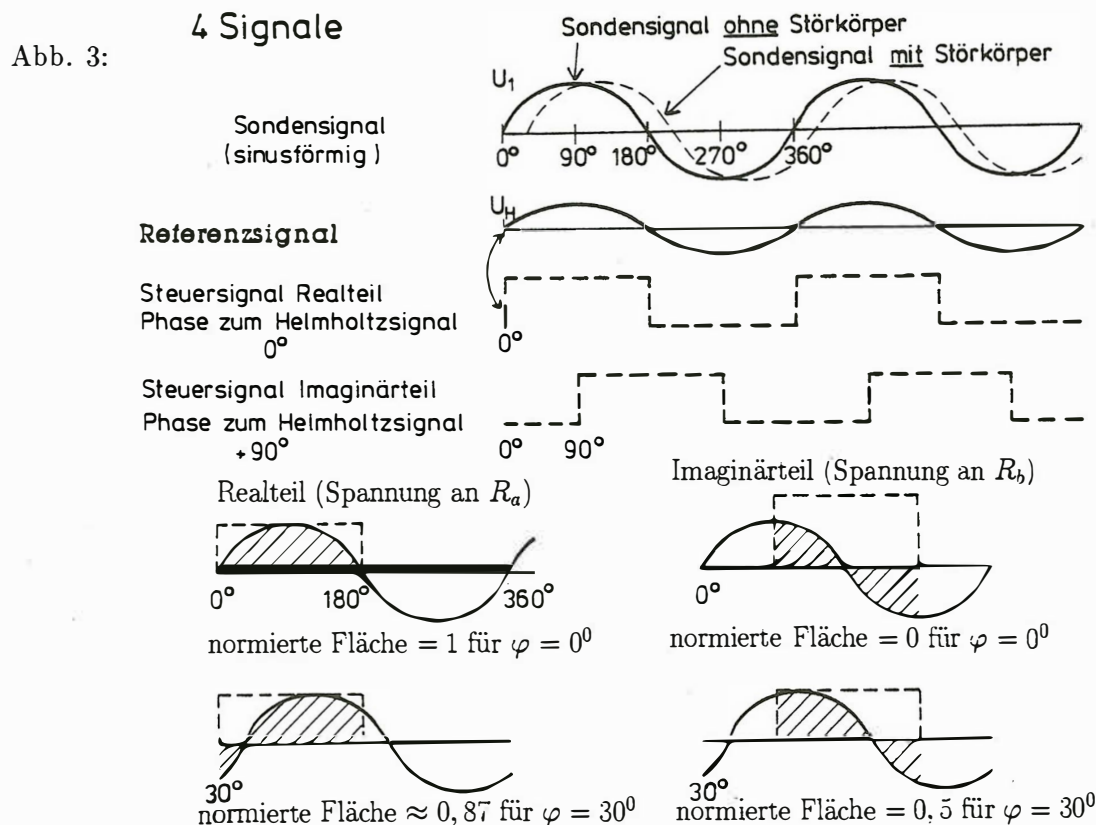


Das Meßverfahren:

Das Sondersignal ist somit ohne den Störkörper in der Helmholtzspule phasengleich mit dem Referenzsignal. Liegt der Zylinder in der Helmholtzspule, so bewirkt die Induktion in ihm eine Phasenverschiebung des Sondersignals und eine veränderte Amplitude. Aus der Steuerspannung U_H , die aus dem Referenzsignal abgeleitet ist, werden zwei Rechteckspannungen erzeugt. Eine Rechteckspannung hat 0° Phasenbezug zum Sondersignal ohne Störkörper. Die zweite ist um 90° verzögert. Der Analogschalter schaltet nur den Signalanteil vom Sondersignal durch, der unter dem Rechteckfenster liegt. Als Ergebnis wird das Sondersignal als Realteil am Widerstand R_a dargestellt, was einer normierten Fläche gleich 1 entspricht. Diese Fläche entspricht exakt dem arithmetischen Mittelwert der Sonderspannung. Die angezeigte Fläche für den Imaginärteil wird gleich 0, da sich zwei gleichgroße Flächen mit entgegengesetztem Vorzeichen aufheben.

Aus Messung von Real- und Imaginärteil lassen sich Phase und Amplitude des Sondersignals ermitteln, wie in Abb. 3 gezeigt wird.

Es gilt: $Amplitude = \sqrt{(Imaginärteil)^2 + (Realteil)^2}$ $Phase = \arctan\left(\frac{Imaginärteil}{Realteil}\right)$



Literatur

Kertz, W., 1960. Leitungsfähiger Zylinder im transversalen magnetischen Wechselfeld, Gerlands Beitr. Geophys., 69, 4-28.

Spitta, P., 1963. Modellversuche zur erdmagnetischen Induktion in Leitfähigkeitsanomalien, Diplomarbeit, Göttingen.

Gemeinsame Inversion von Gleichstrom-Geoelektrik und CSAMT Daten am Standort Münchehagen

H.-M. Maurer, Institutionen för Geofysik, Viallavägen 16, S - 75236 Uppsala

1 Einleitung

Im Rahmen des BMFT-Verbundvorhabens Deponieuntergrund wurden im Mai 1992 von der Firma Geometra skalare CSAMTMAP-Messungen im Umfeld der Sonderabfalldeponie Münchehagen, Niedersachsen durchgeführt. Bei der Auswertung der Daten zeigte sich eine große Diskrepanz zwischen den Ergebnissen der Gleichstromgeoelektrik und denen der elektromagnetischen Methoden.

Hier wird jetzt ein Lösungsvorschlag mit einem anisotropen elektrischen Widerstand vorgestellt. Durch eine gemeinsame Inversion beider Datensätze werden eindimensionale anisotrope Widerstandsmodelle bestimmt, die alle Meßwerte gut erklären und lateral korreliert sind. Die auftretenden Anisotropiefaktoren sind allerdings ungewöhnlich groß. Die Tiefenlage einer Schichtgrenze, die als Süß- Salzwassergrenze interpretiert wird, ist geringer als von der Geoelektrik angegeben, da durch Anisotropie eine größere Tiefe vorgetäuscht wird.

2 Prinzip der CSAMTMAP-Methode

Ein geerdeter horizontaler elektrischer Dipol als Sender erzeugt ein elektromagnetisches Wechselfeld mit einer festen Frequenz in einem Abstand von ca. 2 km vom Meßgebiet. Am Meßort wird bei einer skalaren Messung die Komponente des elektrischen Feldes E_x parallel zum Profil und die Komponente der magnetischen Induktion B_y senkrecht zum Profil bei dieser Frequenz in Betrag und Phase gemessen. Nacheinander werden verschiedene Frequenzen im Audiofrequenzbereich (ca. 1 Hz – 10 kHz) durchgeschaltet. Danach wird der Meßvorgang mit dem Empfänger am nächsten Profilverpunkt wiederholt, während der Sender ortsfest bleibt.

Beim CSAMTMAP-Verfahren wird das elektrische Feld in kontinuierlichen Profilen in einem Raster von 5 – 30 m vermessen. Die räumlich wenig variablen Komponenten der magnetischen Induktion werden nur an wenigen Basisstationen registriert. Durch dies Verfahren wird es möglich, Verzerrungen in den Sondierungskurven zu eliminieren, die durch oberflächennahe Widerstandsinhomogenitäten hervorgerufen werden.

3 Messungen am Standort Münchehagen

Die CSAMTMAP-Messpunkte liegen auf einem 2km langen Profil in SW-NE Richtung. Das Profil verläuft entlang der Kreisstraße 44 östlich der Deponie.

Der Sender, ein horizontaler elektrischer Dipol mit einer Länge von 850 m, befand sich östlich der Deponie in ca. 2000 m Entfernung mit einer Orientierung in NE-SW Richtung ungefähr parallel zum Meßprofil (siehe Abb. 1).

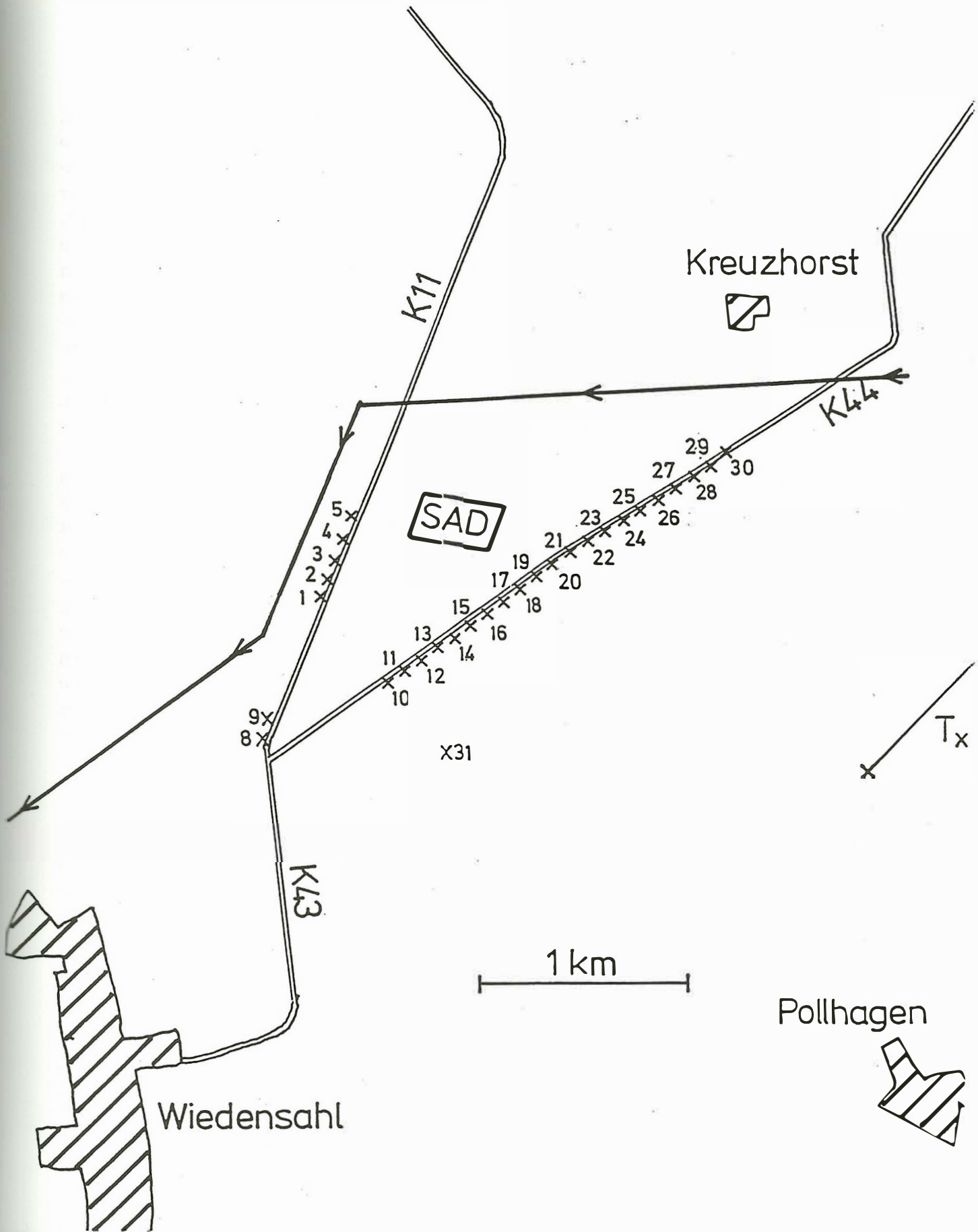


Abbildung 1: Lage der Meßpunkte und des Sendedipols im Meßgebiet Münchehagen

Auf dem gleichen Profil wurden vom Niedersächsischen Landesamt für Bodenforschung, Hannover, Schlumberger-Gleichstrom-Sondierungen durchgeführt (Profil 3086). Ebenso existieren Ergebnisse von Messungen nach dem Horizontalspulenverfahren (MaxMin-Gerät der Firma APEX). Eine Interpretation und zusammenfassende Darstellung der Gleichstrom- und MaxMin Messungen wurde von Kollodziej (1992) durchgeführt. Die beiden Meßmethoden führen zu unterschiedlichen Ergebnissen für die elektrischen Widerstände in diesem Meßgebiet. Kollodziej vermutet als Ursache der Diskrepanzen zwischen den Ergebnissen der beiden Methoden eine Anisotropie des elektrischen Widerstandes, hervorgerufen durch senkrechte salzwassergefüllte Klüfte. Seine Interpretation stützt sich aber im wesentlichen auf die Geoelektrik-Ergebnisse, da die Datenqualität besser ist und die MaxMin-Messungen nur eine geringere Eindringtiefe haben. Die Tatsache, daß die Widerstände, die aus den Elektromagnetik-Messungen resultieren, kleiner als die Gleichstrom-Widerstände sind, deutet jedoch eher auf eine Anisotropie hervorgerufen durch horizontale Schichten, die nicht einzeln auflösbar sind.

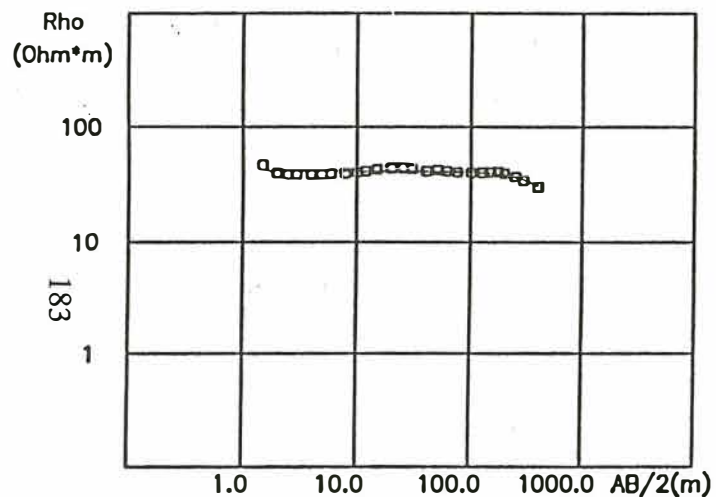
Die Widerstände, die sich bei der Auswertung der CSAMTMAP-Daten ergeben, liegen ebenfalls deutlich niedriger als die Widerstände aus den Gleichstromsondierungen. Durch Nachmessungen sowohl mit elektromagnetischen Verfahren (MaxMin) als auch mit Gleichstromverfahren wurde verifiziert, daß es sich nicht um Meßfehler handelt. Die Abbildungen 2 und 3 zeigen am Beispiel von Meßpunkt 23 beide Datensätze gegenübergestellt, einmal mit dem bestpassenden isotropen Modell für die Gleichstromdaten und das andere mal für die Elektromagnetikdaten. Dargestellt sind jeweils links die Gleichstrom-Geoelektrik Meßdaten und rechts die CSAMTMAP-Daten, die am gleichen Meßort registriert wurden. Die durchgezogenen Linien sind links die Geoelektrik-Response und rechts die CSAMTMAP-Response für ein isotropes Schichtmodell, dessen Parameter in der Mitte stehen. Es ist deutlich zu erkennen, das es kein isotropes Modell gibt, das gleichzeitig beide Datensätze innerhalb ihrer Fehlergrenzen erklären kann.

3.1 Anisotropie

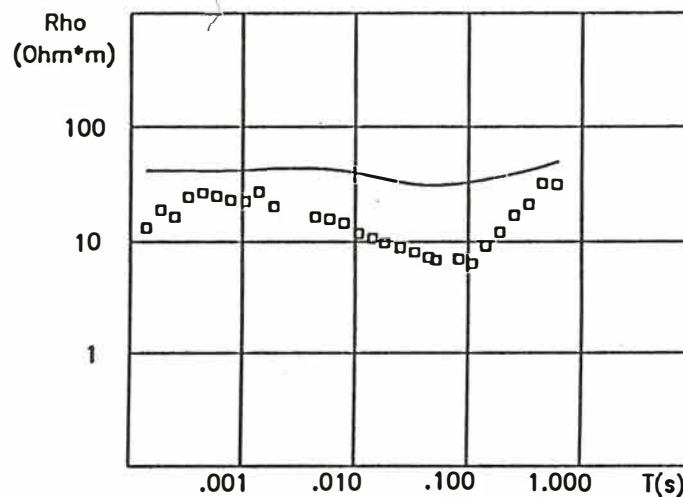
Eine Möglichkeit, diese Diskrepanz zu erklären, ist eine Anisotropie des elektrischen Widerstandes durch horizontale Feinschichtung. Besteht ein Medium aus einer Wechsellagerung von zwei Materialien mit unterschiedlichem Widerstand und mit Schichtmächtigkeiten, die unterhalb der Auflösungsgrenze der Meßmethode liegen, ergibt sich ρ_h , der Widerstand in horizontaler Richtung, als Parallelschaltung der Einzelwiderstände. Entsprechend setzt sich der Widerstand in vertikaler Richtung ρ_v , aus einer Reihenschaltung zusammen. Dabei gilt immer $\rho_h \leq \rho_v$. Elektromagnetische Meßverfahren liefern im wesentlichen den horizontalen Widerstand ($\rho_{AC} = \rho_h$), während bei den Gleichstromverfahren der geometrische Mittelwert $\rho_{DC} = \sqrt{\rho_h \rho_v}$ bestimmt wird. Jedes Verfahren für sich alleine liefert keine Hinweise auf Anisotropie (Krajew, 1957, Jupp & Vozoff, 1977).

Ein wesentlicher Punkt ist, daß bei Gleichstrommessungen die ermittelten Schichtmächtigkeiten h_{DC} durch Anisotropie verfälscht werden, und zwar um den Anisotropiefaktor f . Dabei ist $h_{DC} = fh$ mit $f = \sqrt{\rho_v / \rho_h}$, $f \geq 1$. Der Anisotropiefaktor ist immer größer oder gleich eins, dadurch liegen die Schichtgrenzen zu tief, die aus DC-Messungen beim Vorliegen einer solchen Anisotropie bestimmt wurden.

MUE76.GTS



MUE23_1 S3



ABWEICHUNG	15.5	%		
RHOH, RHOV(OHM*M), AF,	D(M)			
40.7	40.7	1.00	209.	
16.0	16.0	1.00		

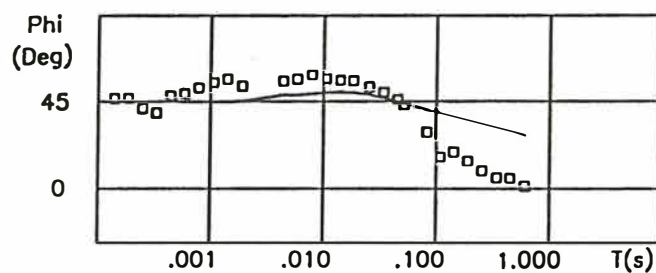
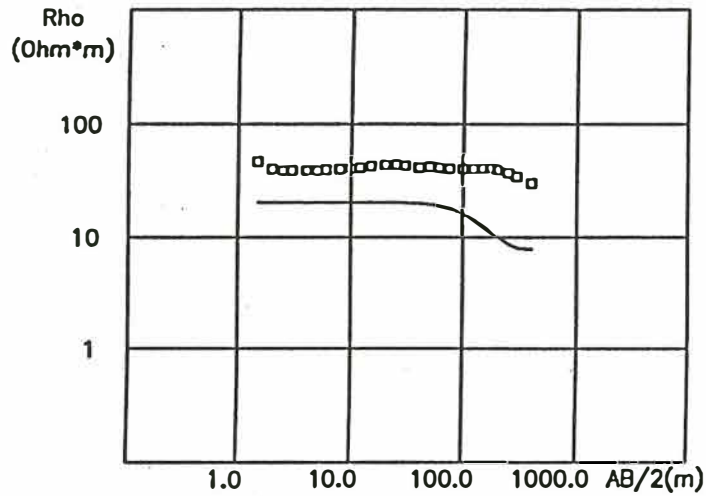
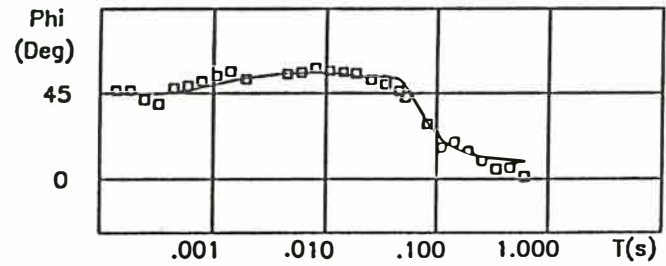
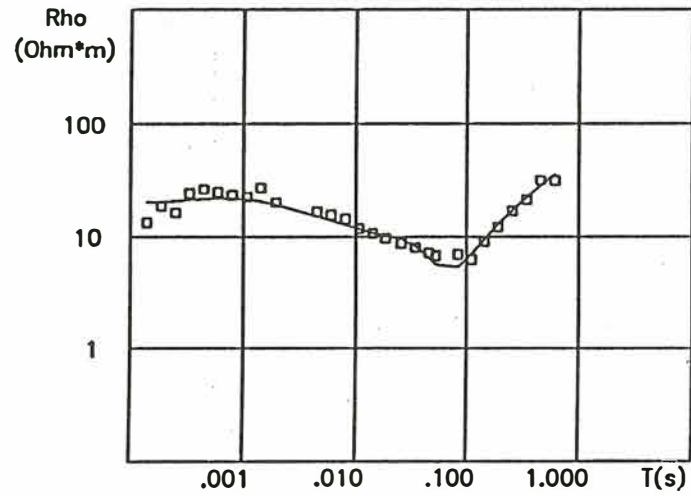


Abbildung 2: Gleichstrom-Geoelektrik-Daten (links) und CSAMT-Daten (rechts) von Punkt 23 (Quadrate). Die durchgezogenen Linien zeigen die Response des isotropen Modells, das an die Geoelektrik-Daten angepaßt wurde.

MUE76.GTS



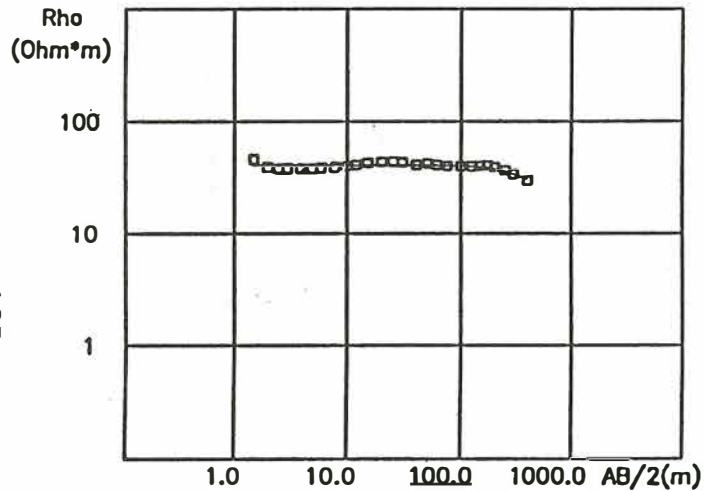
MUE23_1 S3



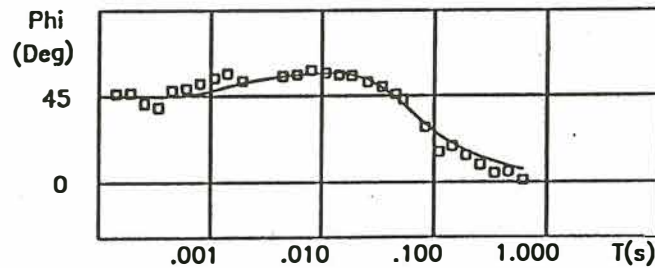
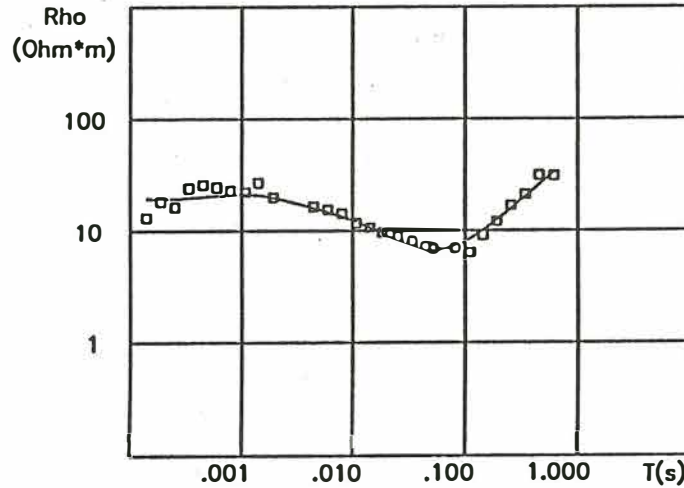
ABWEICHUNG 7.18 %			
RHOH, RHOV(OHM*M),	AF,	D(M)	
20.0	20.0	1.00	68.9
5.95	5.95	1.00	302.
30.6	30.6	1.00	

Abbildung 3: wie Abb. 2, aber an die CSAMT angepaßt.

MUE76.GTS



MUE23_1 S3



ABWEICHUNG	9.76	%		
RHOH, RHOV(OHM*M),	AF,	D(M)		
19.4	86.1	2.11	81.4	
5.12	86.1	4.10		

Abbildung 4: Gleichstrom-Geoelektrik-Daten (links) und CSAMT-Daten (rechts) von Punkt 23 (Quadrate). Die durchgezogenen Linien zeigen die Response des anisotropen Modells, das an beide Datensätze gemeinsam angepaßt wurde. Rechts stehen die Modellparameter Horizontalwiderstand, Vertikalwiderstand, Anisotropiefaktor und Schichtmächtigkeit.

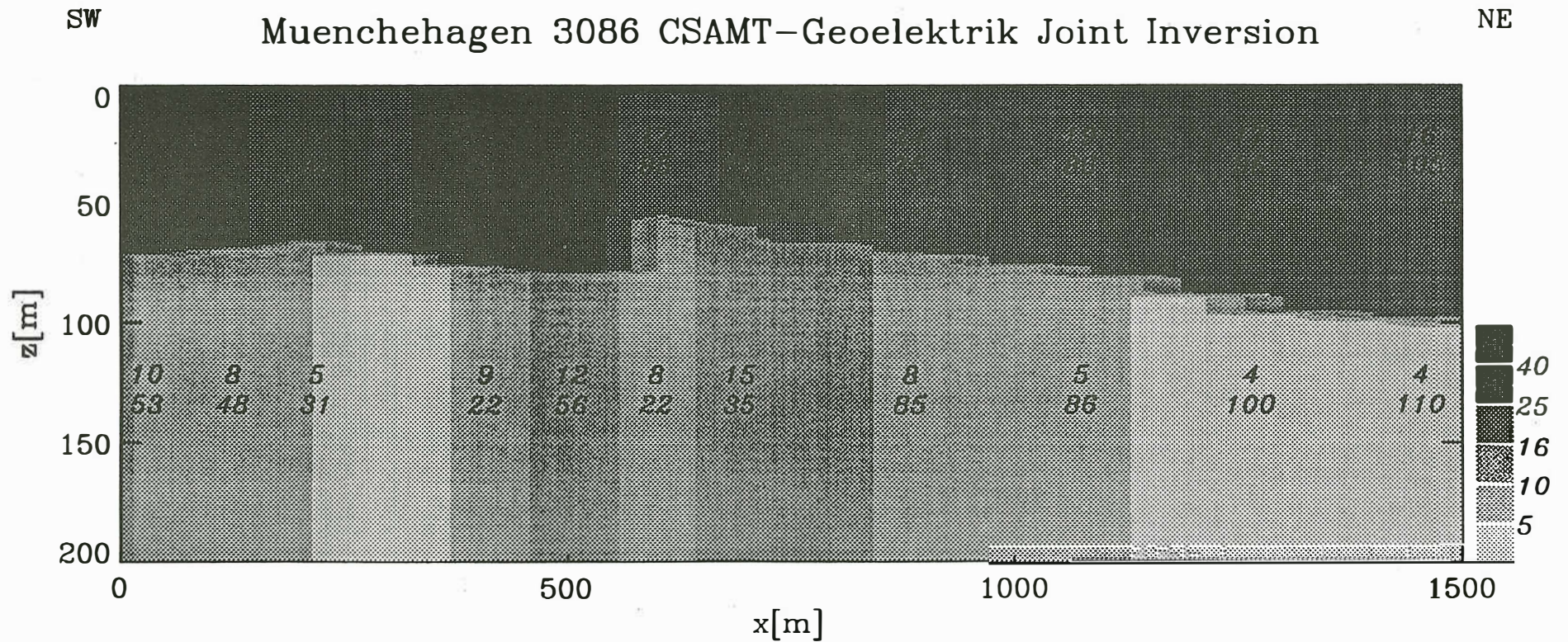


Abbildung 5: Profildarstellung der Ergebnisse der gemeinsamen Inversion von Geoelektrik- und CSAMT-Daten mit anisotropen Modellen. Die obere Zahl gibt den Horizontalwiderstand, die untere den Vertikalwiderstand in Ωm an. An der eingezeichneten Schichtgrenze ändert sich vor allem der Horizontalwiderstand.

3.2 Ergebnisse

Abb. 4 zeigt das Ergebnis einer gemeinsamen Inversion beider Datensätze. Dazu wurde ein Programm nach dem Marquardt-Verfahren erstellt. Da für beide Datensätze keine Fehlergrenzen zur Verfügung standen, wurden die Gleichstromdaten willkürlich nach dem optischen Eindruck der Kurvenstreuung doppelt gewichtet. Ein zusätzlicher freier Parameter ist bei dieser Inversion der Anisotropiefaktor f in jeder Schicht.

Im Gegensatz zu Jensen (1977), dem nur langperiodische passive Magnetotellurikmessungen zur Verfügung standen, existiert bei dem hier vorgestellten Datensatz ein größerer überlappender Tiefenbereich beider Methoden. Weiterhin hängen die CSAMT-Daten im Übergangsbereich und im Nahfeld (hier bei Frequenzen < 20 Hz) sowohl vom Horizontal- als auch vom Vertikalwiderstand ab.

Mit dieser gemeinsamen Inversion ist es möglich, bereits mit einem einfachen anisotropen Zweischichtmodell sowohl die Elektromagnetikdaten als auch die Gleichstromdaten zu erklären. Die Anisotropiefaktoren sind allerdings mit Werten bis zu 5 ungewöhnlich groß. Auf Abb. 5 ist das ganze Profil in dem Bereich dargestellt, in dem Daten von beiden Meßverfahren vorliegen. Durch die gemeinsame Inversion zeigt sich im gesamten Profilverlauf eine Schichtgrenze in ca. 50 m bis 90 m Tiefe mit Horizontalwiderständen von 20 – 30 Ωm oberhalb der Grenze und 4 – 10 Ωm unterhalb. Die Vertikalwiderstände liegen durchgängig bei 30 – 100 Ωm . An der Grenze ändert sich also im wesentlichen der Horizontalwiderstand. Die Grenze taucht nach Nord-Osten hin ab und zeigt einen Versatz zwischen den Punkten 18 und 20. Möglich erscheint die Interpretation dieser Schichtgrenze als Süß/Salzwassergrenze zwischen Oberflächenwasser und salinaren Wässern größerer Dichte, die mit den Schichten des Münder Mergels in Verbindung stehen.

4 Zusammenfassung

Die gemeinsame Inversion von Gleichstrom- und elektromagnetischen Sondierungen gibt im Meßgebiet Münchehagen Hinweise auf eine ausgeprägte Anisotropie des elektrischen Widerstandes, die mit einer der Methoden alleine nicht bestimmt werden kann. Da die Tiefen, die aus der Geoelektrik bestimmt wurden, durch die Anisotropie verfälscht werden, müssen die bisher vorliegenden Modelle in dieser Hinsicht korrigiert werden.

5 Literatur

- Jensen, U., 1985. Gemeinsame Interpretation magnetotellurischer und geoelektrischer Sondierungen über horizontal gelagerten Sedimenten, Diplomarbeit, Institut für Geophysik, Göttingen.
- Jupp, D. L. B. & Vozoff, K., 1977. Resolving Anisotropy in Layered Media by Joint Inversion, *Geophysical Prospecting*, 25, 460-470.
- Kolodziej, A. W., 1992. Zusammenfassende Bearbeitung geoelektrischer und elektromagnetischer Messungen aus dem Umfeld der SAD Münchehagen (Niedersachsen), Berichtband und Anhang 1, Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe, Hannover.
- Krajew, A. P., 1957. Grundlagen der Geoelektrik, VEB Verlag Technik, Berlin.

Dreidimensionale geoelektrische FD-Modellrechnungen mittels vorkonditionierter konjugierter Gradienten

K. Spitzer (Hannover)

1 Einleitung

Die Diskretisierung der Differentialgleichung des elektrischen Potentials im leitenden Halbraum bei gegebener Quellkonfiguration, die Mundry (1981) unter Verwendung zentraler finiter Differenzen für zweidimensionale Modellrechnungen formuliert hat, ist auf die dreidimensionale Problematik übertragen worden. Das daraus resultierende Gleichungssystem wird mit verschiedenen numerischen Methoden gelöst. Prinzipiell entstehen durch die oben erwähnten zentralen Differenzen nicht-symmetrische, schwach besetzte Koeffizientenmatrizen, die mit dem Verfahren der Bikonjugierten Gradienten (Fletcher, 1976) und der Quadratischen Konjugierten Gradienten (Sonneveld, 1989) bearbeitet werden können. Bestimmte Verfahren der Vorkonditionierung der Koeffizientenmatrizen verbessern das Konvergenzverhalten des Gleichungslösers durch eine Verkleinerung der Konditionszahl erheblich. Nachdem es gelungen ist, die Koeffizientenmatrizen zu symmetrisieren, ist es möglich das Verfahrens der Konjugierten Gradienten (Hestenes & Stiefel, 1952) mit entsprechender Vorkonditionierung (Schwarz, 1991) auf diese Problematik anzuwenden, was erhebliche Laufzeitverbesserungen mit sich bringt.

Ein entscheidender Punkt in dieser Arbeit ist die Einführung einer sogenannten kompakten Speicherung der Koeffizientenmatrix des zu lösenden Gleichungssystems (Spitzer, 1993). In der Behandlung realistischer Modelle sind Gleichungssysteme, deren Koeffizientenmatrizen mehr als $10 \cdot 10^9$ (10 Milliarden) Elemente besitzen, keine Seltenheit. Diese werden bei der Methode der Finiten Differenzen bereits durch Raumgitter mit einer Anzahl von $60 \times 60 \times 30$ Gitterlinien (Breite \times Tiefe \times Höhe) erzeugt. Auch für die heutige, leistungsstarke Generation von Computern stellt die Speicherung solcher Arrays ein nicht zu bewältigendes Problem dar. Bei der Methode der kompakten Speicherung müssen beim obigen Beispiel „nur noch“ 0.0065% oder 65 ppm der Koeffizienten im Arbeitsspeicher gehalten werden, was etwa der Anzahl von 750 000 Koeffizienten entspricht. Überflüssige Rechenoperationen werden dadurch weitestgehend vermieden, und in Kombination mit schnellen numerischen Verfahren können moderate Laufzeiten erzielt werden, die die Anwendung solcher Modellrechnungen für praktische Zwecke ermöglichen könnten.

2 Mathematische Grundlagen

Aus der Kontinuitätsgleichung ergibt sich die Differentialgleichung des elektrischen Potentials bei beliebiger Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit im Halbraum $z > 0$ (x, y, z rechtshändige kartesische Koordinaten, z senkrecht nach unten):

$$\operatorname{div}(\sigma \cdot \operatorname{grad} V) = Q \quad (1)$$

mit Q als Quellterm, der nur am Ort der Stromquellen ungleich Null ist ($Q = I \cdot \delta(x - x_q) \cdot \delta(y - y_q) \cdot \delta(z - z_q)$, I Quellstromstärke, δ Dirac'sche Deltafunktion), V als elektrischem Potential und σ als elektrischer Leitfähigkeit. Da σ hier eine skalare Funktion des Ortes ist, ergibt sich:

$$\sigma \cdot \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} \right) + \frac{\partial \sigma}{\partial x} \frac{\partial V}{\partial x} + \frac{\partial \sigma}{\partial y} \frac{\partial V}{\partial y} + \frac{\partial \sigma}{\partial z} \frac{\partial V}{\partial z} = -I \cdot \delta(x - x_q) \cdot \delta(y - y_q) \cdot \delta(z - z_q) \quad (2)$$

Alle Terme, die in dieser Differentialgleichung auftreten, werden durch Terme finiter Differenzen ersetzt. **Abb. 1** zeigt die Struktur des Raumgitters schematisch und legt die Bezeichnungsweise

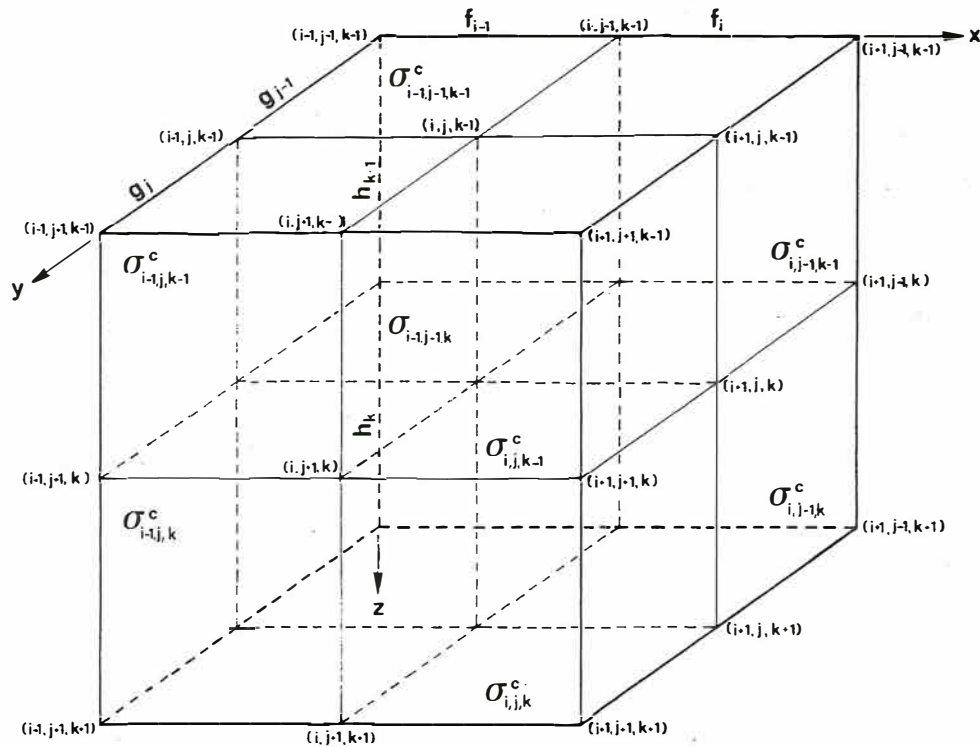


Abb. 1: Schema des dreidimensionalen Finite-Differenzen-Gitters mit Indexkodierung und Bezeichnung der Leitfähigkeiten und Gitterabstände f_i , g_j und h_k .

der Knotenindizes, der Leitfähigkeiten und der Gitterabstände f_i , g_j und h_k fest. Im einzelnen ergibt sich das Folgende:

1. Taylorentwicklung des Potentials im Punkt (i, j, k) und Separation von $\text{grad } V$ und ΔV
2. Diskretisierung von σ an den Gitterpunkten durch mit der Zellgröße bewichtete Mittelung über benachbarte Zellenleitfähigkeiten σ^c (nach Brewitt-Taylor & Weaver, 1976)
3. Diskretisierung des Leitfähigkeitsgradienten $\text{grad } \sigma$ und des Quellterms Q
4. Aufstellung der Differenzgleichung mit 1) bis 3)
5. Behandlung der Ränder:

Oberfläche:
$$\frac{\partial V}{\partial z} = 0 \quad \text{Neumann'sche Randbedingung}$$

alle anderen Ränder:
$$V = 0 \quad \text{Dirichlet'sche Randbedingung}$$

2.1 Die ersten und zweiten Ableitungen des Potentials

Aus der Taylorentwicklung des Potentials lassen sich für jede Dimension die Ableitungen des Potentials an den Punkten (i, j, k) separieren (hier der Kürze wegen nur für x):

$$\left. \frac{\partial V}{\partial x} \right|_{i,j,k} = \frac{f_{i-1}^2 V_{i+1,j,k} + (f_i^2 - f_{i-1}^2) V_{i,j,k} - f_i^2 V_{i-1,j,k}}{f_{i-1} f_i (f_{i-1} + f_i)} \quad (3)$$

Ebenso werden die zweiten Ableitungen separiert:

$$\left. \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} \right|_{i,j,k} = 2 \cdot \frac{f_{i-1} V_{i+1,j,k} - (f_{i-1} + f_i) V_{i,j,k} + f_i V_{i-1,j,k}}{f_{i-1} f_i (f_{i-1} + f_i)} \quad (4)$$

Diese Gleichungen ersetzen die Ableitungen des Potentials in den Punkten (i, j, k) durch Differenzen benachbarter Potentiale.

2.2 Die Leitfähigkeit an den Gitterpunkten

Die Diskretisierung der Leitfähigkeiten wurde folgendermaßen vorgenommen: Jede Zelle mit den Eckpunkten (i, j, k) , $(i+1, j, k)$, $(i, j+1, k)$, $(i, j, k+1)$, $(i+1, j+1, k)$, $(i+1, j, k+1)$, $(i, j+1, k+1)$ und $(i+1, j+1, k+1)$ ist, wie eingangs erwähnt wurde, mit einer bestimmten Leitfähigkeit $\sigma_{i,j,k}^c$ belegt. Aus diesen Zellenleitfähigkeiten werden Hilfwerte berechnet

$$S_{i,j,k} = f_i \cdot g_j \cdot h_k \cdot \sigma_{i,j,k}^c, \quad (5)$$

die sich zur Leitfähigkeit $\sigma_{i,j,k}$ am Gitterpunkt (i, j, k) zusammensetzen:

$$\sigma_{i,j,k} = \frac{S_{i,j,k} + S_{i-1,j,k} + S_{i,j-1,k} + S_{i,j,k-1} + S_{i-1,j-1,k} + S_{i-1,j,k-1} + S_{i,j-1,k-1} + S_{i-1,j-1,k-1}}{(f_{i-1} + f_i)(g_{j-1} + g_j)(h_{k-1} + h_k)} \quad (6)$$

Dies entspricht einer arithmetischen Mittelung über die zum Punkt (i, j, k) benachbarten mit dem jeweiligen Volumen der Zelle gewichteten Zellenwiderstände.

2.3 Die Leitfähigkeitsgradienten

Mit den Hilfwerten $S_{i,j,k}$ (Gl. 5) lassen sich ebenso die Leitfähigkeitsgradienten im Punkt (i, j, k) bestimmen. Für x lauten sie folgendermaßen:

$$\left. \frac{\partial \sigma}{\partial x} \right|_{i,j,k} = \alpha \cdot \left(\frac{S_{i,j,k} + S_{i,j,k-1} + S_{i,j-1,k} + S_{i,j-1,k-1}}{f_i} - \frac{S_{i-1,j,k} + S_{i-1,j,k-1} + S_{i-1,j-1,k} + S_{i-1,j-1,k-1}}{f_{i-1}} \right) \quad (7)$$

$$\text{mit } \alpha = \frac{2}{(f_{i-1} + f_i)(g_{j-1} + g_j)(h_{k-1} + h_k)}$$

2.4 Die Quellterme

Der Quellterm Q ist definiert als

$$Q = I \cdot \delta(x - x_q) \cdot \delta(y - y_q) \cdot \delta(z - z_q) \approx \frac{I}{\tau}, \quad (8)$$

wobei I die Quellstromstärke und τ das endlich ausgedehnte Quellvolumenelement darstellen. Betrachtet man eine Stromquelle an der Erdoberfläche, so ergibt sich

$$\tau = \frac{(f_{i_q-1} + f_{i_q})(g_{j_q-1} + g_{j_q})h_1}{8}$$

und

$$Q = \frac{8 \cdot I}{(f_{i_q-1} + f_{i_q})(g_{j_q-1} + g_{j_q})h_1} \quad (9)$$

I wird im weiteren ohne Einschränkung der Allgemeinheit mit der Stromstärke 1 A belegt.

Setzt man alle Differenzterme in die Gleichung (2) ein und sortiert die Ausdrücke nach den Potentialen $V_{i,j,k}$ und deren Nachbarn, so erhält man die folgende lineare Gleichung für den inneren Punkt (i, j, k) :

$$C1_{i,j,k}V_{i-1,j,k} + C2_{i,j,k}V_{i+1,j,k} + C3_{i,j,k}V_{i,j-1,k} + C4_{i,j,k}V_{i,j+1,k} + C5_{i,j,k}V_{i,j,k-1} + C6_{i,j,k}V_{i,j,k+1} = C0_{i,j,k}V_{i,j,k} - Q \quad (10)$$

mit

$$Q = \begin{cases} 0 & \text{für } (i, j, k) \neq \text{Quellpunkt} \\ I/\tau & \text{für } (i, j, k) = \text{Quellpunkt, } \tau \text{ Quellvolumen} \end{cases}$$

Die Ausdrücke $C0$ bis $C6$ nennt man Kopplungskoeffizienten. Sie sind die Koeffizienten des linearen Gleichungssystems (13). Für innere Punkte und die x -Richtung lauten sie im einzelnen:

$$C1_{i,j,k} = \frac{2\sigma_{i,j,k} - \frac{\partial\sigma_{i,j,k}}{\partial x} f_i}{f_{i-1}(f_{i-1} + f_i)} \quad C2_{i,j,k} = \frac{2\sigma_{i,j,k} + \frac{\partial\sigma_{i,j,k}}{\partial x} f_{i-1}}{f_i(f_{i-1} + f_i)} \quad (11)$$

Der Selbstkopplungskoeffizient $C0_{i,j,k}$ ist wie folgt definiert:

$$C0_{i,j,k} = - \sum_{l=1}^6 C l_{i,j,k}$$

An den Rändern werden diese Koeffizienten durch die entsprechenden Randbedingungen modifiziert, was im folgenden Abschnitt kurz skizziert werden soll.

3 Die Randbedingungen

Die bisherigen Betrachtungen beziehen sich auf innere Gitterpunkte, also Punkte, die von Nachbarn umgeben sind. An den Rändern eines dreidimensionalen Raumgitters fehlen jedoch Nachbarpunkte mindestens in einer Raumrichtung. An den Kanten des Quaders fehlen zwei und an den Ecken sogar drei Nachbarpunkte. Man begegnet dieser Tatsache, indem man einen sogenannten inneren und einen äußeren Rand einführt, d.h. man erweitert den ursprünglichen Quader um eine weitere Außenschicht, die das Volumen vollends umschließt. Dadurch ergeben sich die folgenden Indizierungen: $i = 0, \dots, i_m + 1$, $j = 0, \dots, j_m + 1$ und $k = 0, \dots, k_m + 1$. Diese zusätzliche Schicht ergibt an ihrer Außenfläche den äußeren Rand $(0, j, k)$, $(i_m + 1, j, k)$, $(i, 0, k)$, $(i, j_m + 1, k)$, $(i, j, 0)$ und $(i, j, k_m + 1)$, für $i = 0, \dots, i_m + 1$, $j = 0, \dots, j_m + 1$, $k = 0, \dots, k_m + 1$, die Außenfläche des ursprünglichen Quaders nennt man den inneren Rand $(1, j, k)$, (i_m, j, k) , $(i, 1, k)$, (i, j_m, k) , $(i, j, 1)$ und (i, j, k_m) , für $i = 1, \dots, i_m$, $j = 1, \dots, j_m$, $k = 1, \dots, k_m$. Leitfähigkeiten und Gitterabstände werden von der Außenschicht des inneren Quaders übernommen.

3.1 Neumann'sche Randbedingungen

Mit dieser Geometrie und der Bedingung, daß die Normalkomponente der Stromdichte \underline{j} an der Oberfläche verschwindet (außer in den Quellpunkten) ergeben sich für die Erdoberfläche $z = 0$ die sogenannten Neumann'schen Randbedingungen:

$$\frac{\partial V}{\partial z} = 0 \quad (12)$$

Numerisch erhält man diese Randbedingungen dadurch, daß man die Potentiale mit dem Index $k = 2$ auf den äußeren Rand mit dem Index $k = 0$ überträgt, also an der Erdoberfläche spiegelt:

$$V_{i,j,0} = V_{i,j,2}$$

Dadurch modifizieren sich die Koeffizienten $C5_{i,j,1}$ und $C6_{i,j,1}$ wie folgt:

$$C5_{i,j,1} = 0$$

$$C6_{i,j,1} = \frac{2\sigma_{i,j,1}}{h_1^2}, \quad i = 1, \dots, i_m, \quad j = 1 \dots j_m$$

3.2 Dirichlet'sche Randbedingungen

Die Randbedingungen aller anderen Ränder können nach verschiedenen Gesichtspunkten gewählt werden. Es bietet sich an, die äußeren Ränder¹ mit

$$V_{i,j,k} = 0$$

zu belegen (Dirichlet'sche Randbedingung), da das Potential V mit dem Abstand vom Quellpunkt $r \rightarrow \infty$ gegen Null geht. Die Koeffizienten $C1$ und $C2$ für die Ränder orthogonal zur x -Richtung, $C3$ und $C4$ orthogonal zur y -Richtung und $C6$ für den unteren Rand können der folgenden Tabelle entnommen werden:

linker Rand	:	$C1_{1,j,k} = 0,$	$C2_{1,j,k}$	nach Gl. (11)
rechter Rand	:	$C2_{i_m,j,k} = 0,$	$C1_{i_m,j,k}$	nach Gl. (11)
hinterer Rand	:	$C3_{i,1,k} = 0,$	$C4_{i,1,k}$	nach Gl. (11)
vorderer Rand	:	$C4_{i,j_m,k} = 0,$	$C3_{i,j_m,k}$	nach Gl. (11)
unterer Rand	:	$C6_{i,j,k_m} = 0,$	$C5_{i,j,k_m}$	nach Gl. (11)

4 Die Lösung des linearen Gleichungssystems

Nachdem die Bestimmungsgleichungen (10) für jeden Punkt des Raumgitters definiert sind, erhält man ein lineares Gleichungssystem, das sich in der allgemeinen folgenden Form schreiben läßt:

$$\underline{\underline{A}} \cdot \underline{x} = \underline{b} \quad (13)$$

$\underline{\underline{A}}$ ist die Koeffizientenmatrix, die die Kopplungskoeffizienten (Gl. 11) enthält, \underline{x} ist der Vektor der gesuchten Potentialverteilung und \underline{b} ist der Quellvektor, der im Falle von zwei Elektroden und Dirichlet'schen Randbedingungen auch nur zwei von Null verschiedene Komponenten besitzt. Die Matrix $\underline{\underline{A}}$ besitzt die Elemente $A_{ij}, i = 1, \dots, i_m \cdot j_m \cdot k_m, j = 1, \dots, i_m \cdot j_m \cdot k_m, \underline{x}$ die Komponenten $x_i, i = 1, \dots, i_m \cdot j_m \cdot k_m$ und \underline{b} die Komponenten $b_i, i = 1, \dots, i_m \cdot j_m \cdot k_m$.

4.1 Kompakte Speicherung der Koeffizientenmatrix mittels Positionsvektor

Um die Struktur des Gleichungssystems zu verdeutlichen, soll im folgenden zur Veranschaulichung ein $3 \times 3 \times 3$ -Gitter ($i_m = 3, j_m = 3, k_m = 3$) betrachtet werden, das bereits eine Koeffizientenmatrix von $(i_m \cdot j_m \cdot k_m) \times (i_m \cdot j_m \cdot k_m) = 27 \times 27 = 729$ Elementen ergibt. Konkret ist diese Matrix in **Tabelle 1** dargestellt.

Sie besitzt eine Bandstruktur, und die meisten Elemente sind gleich Null. Deshalb liegt es nahe, nur die von Null verschiedenen Elemente abzuspeichern und einen mathematischen Algorithmus zu entwickeln, der nur mit diesen Elementen rechnet. Effektiv stehen in jeder Zeile maximal die sieben Koeffizienten $C0, \dots, C6$, die für die Rechnung von Bedeutung sind. Für mathematische Operationen, wie z.B. Matrizenmultiplikationen, benötigt man jedoch ihre Position, also Zeilen und Spaltenindex. Führt man Positionsvektoren

$$i\text{pos}(C0, i), \dots, i\text{pos}(C6, i) \quad i = 1, \dots, i_m \cdot j_m \cdot k_m$$

¹Die äußeren Ränder sind hier wie folgt indiziert und werden der Einfachheit halber mit den nachstehenden Begriffen belegt: „linker“ Rand: $i = 0, j = 0 \dots, j_m + 1, k = 0, \dots, k_m + 1$, „rechter“ Rand: $i = i_m + 1, j = 0 \dots, j_m + 1, k = 0, \dots, k_m + 1$, „hinterer“ Rand: $i = 0, \dots, i_m + 1, j = 0, k = 0, \dots, k_m + 1$, „vorderer“ Rand: $i = 0, \dots, i_m + 1, j = j_m + 1, k = 0, \dots, k_m + 1$, „oberer“ Rand: $i = 0, \dots, i_m + 1, j = 0 \dots, j_m + 1, k = 0$ und „unterer“ Rand: $i = 0, \dots, i_m + 1, j = 0 \dots, j_m + 1, k = k_m + 1$. Die „inneren“ Ränder haben äquivalente Bezeichnungen, deren Indexnumerierung beginnt jedoch jeweils mit 1 statt 0 und endet mit i_m, j_m oder k_m statt $i_m + 1, j_m + 1$ oder $k_m + 1$.

Die Koeffizienten K_i können sukzessiv berechnet werden:

$$\begin{aligned} K_1 &= 1 \\ K_i &= C2(i-1)/C1(i) && \text{für } i = 2, \dots, i_m \\ K_i &= C4(i-i_m)/C3(i) && \text{für } i = i_m + 1, \dots, i_m \cdot j_m \\ K_i &= C6(i-i_m \cdot j_m)/C5(i) && \text{für } i = i_m \cdot j_m + 1, \dots, i_m \cdot j_m \cdot k_m \end{aligned}$$

Die Symmetrisierung erfolgt dann in der Form

$$\underline{\underline{K}} \cdot \underline{\underline{A}} \cdot \underline{x} = \underline{\underline{K}} \cdot \underline{b} \quad . \quad (15)$$

Durch eine entsprechende Skalierung der Matrix, die die Symmetrie erhält, werden alle Hauptdiagonalelemente \tilde{A}_{ii} gleich eins gesetzt. Dies erhält man auf die folgende Weise:

$$\tilde{A}_{ij} = d_i A_{ij} d_j, \quad i, j = 1, \dots, i_m \cdot j_m \cdot k_m \quad (16)$$

mit $d_i = 1/\sqrt{A_{ii}}$ (Schwarz, 1991). Um die Äquivalenz der Gleichungssysteme zu wahren, müssen die Vektoren \underline{b} und \underline{x} ebenfalls mit d_i multipliziert werden. Diese Skalierung stellt die einfachste Art einer Vorkonditionierung dar, verkleinert bereits im allgemeinen die Konditionszahl κ^2 beträchtlich und führt dadurch zu einer schnelleren Konvergenz.

4.3 Die vorkonditionierte Methode der Konjugierten Gradienten (CGPC)

Als bisher schnellstes Verfahren hat sich die Methode der Konjugierten Gradienten mit Vorkonditionierung der Koeffizientenmatrix erwiesen. Nachdem die Koeffizientenmatrix symmetrisiert und skaliert wurde (s. Abschnitt 4.2, Reihenfolge beachten!), kann man $\underline{\underline{A}}$ als Summe einer unteren Dreiecksmatrix $\underline{\underline{E}}$, einer oberen Dreiecksmatrix $\underline{\underline{F}}$ und der Einheitsmatrix $\underline{\underline{I}}$ darstellen:

$$\underline{\underline{A}} = \underline{\underline{E}} + \underline{\underline{I}} + \underline{\underline{F}} \quad , \quad (17)$$

mit $\underline{\underline{F}} = \underline{\underline{E}}^T$.

Die Vorkonditionierungsmatrix $\underline{\underline{M}}$ wird bestimmt durch:

$$\underline{\underline{M}} = \underline{\underline{C}} \underline{\underline{C}}^T \quad . \quad (18)$$

Mit $\underline{\underline{C}}$ als Linksdreiecksmatrix ergibt sich eine effiziente LU-Zerlegung. Wählt man für $\underline{\underline{C}}$ eine der oben eingeführten Matrix $\underline{\underline{E}}$ ähnliche, dann ergibt sich für $\underline{\underline{C}}$ die gleiche Besetzungsstruktur wie für $\underline{\underline{A}}$, was speichertechnische Vorteile hat. Die Vorkonditionierungsmatrix wird deshalb definiert als

$$\underline{\underline{M}} = (\underline{\underline{I}} + \omega \underline{\underline{E}})(\underline{\underline{I}} + \omega \underline{\underline{F}}) \quad (19)$$

mit $\underline{\underline{C}} = \underline{\underline{I}} + \omega \underline{\underline{E}}$ und $\omega \in \mathbb{R}$ als Relaxationsfaktor. Dieser Faktor muß willkürlich gewählt werden, was in der Praxis jedoch wenig Probleme verursacht, da die optimale Wahl von ω durch ein breites Maximum gekennzeichnet ist. Bei der vorgestellten Rechnung in Abschnitt 5 wurde $\omega = 1.4$ gesetzt.

Da die Matrix $\underline{\underline{M}}$ eine von $\underline{\underline{A}}$ verschiedene Besetzungsstruktur aufweist, ist es sinnvoll, die Vorkonditionierung in das Verfahren der Konjugierten Gradienten einfließen zu lassen, ohne die

²Die Konditionszahl κ einer symmetrischen Matrix ist definiert als Quotient von größtem (λ_{\max}) und kleinstem Eigenwert (λ_{\min}) dieser Matrix: $\kappa = \frac{\lambda_{\max}}{\lambda_{\min}}$

explizite Berechnung von \underline{M} auszuführen (Schwarz, 1991). Nach geeigneter Wahl von \underline{x}_0 ergibt sich die folgende Methode, die diesen Ansprüchen genügt:

$$\begin{array}{l}
 \underline{r}_0 = \underline{b} - \underline{A} \underline{x}_0; \quad \underline{p}_{-1} = \underline{0}; \\
 \rho_{-1} = 1; \quad k = 0; \\
 \text{while Residuum} > \text{Grenzwert do} \\
 \text{begin} \\
 \quad \underline{M} \underline{q}_k = \underline{r}_k; \quad \text{Auflösen nach } \underline{q}_k! \\
 \quad \rho_k = \underline{r}_k^T \underline{q}_k; \\
 \quad \beta_k = \frac{\rho_k}{\rho_{k-1}}; \\
 \quad \underline{p}_k = \underline{q}_k + \beta_k \underline{p}_{k-1}; \\
 \quad \sigma_k = \underline{p}_k^T \underline{A} \underline{p}_k; \quad \alpha_k = \frac{\rho_k}{\sigma_k}; \\
 \quad \underline{r}_{k+1} = \underline{r}_k - \alpha_k \underline{A} \underline{p}_k; \\
 \quad \underline{x}_{k+1} = \underline{x}_k + \alpha_k \underline{p}_k; \\
 \quad k = k + 1; \\
 \text{end}
 \end{array} \tag{20}$$

Dieser Algorithmus enthält in jedem Iterationsschritt die Auflösung des Gleichungssystems

$$\underline{M} \underline{q} = \underline{r} \tag{21}$$

nach \underline{q} .³ Dies geschieht nach dem Gauß-Verfahren. Die LU-Zerlegung ist bei der Wahl von \underline{M} bereits gegeben:

$$\underline{C}(\underline{C}^T \underline{q}) = \underline{r} \quad , \tag{22}$$

wobei \underline{C} die untere und \underline{C}^T die obere Dreiecksmatrix darstellt. Dieses Gleichungssystem wird in zwei Schritten gelöst, zuerst durch Vorwärtssubstitution das Gleichungssystem

$$\underline{C} \underline{y} = \underline{r} \quad , \tag{23}$$

dann durch Rückwärtssubstitution

$$\underline{C}^T \underline{q} = \underline{y} \quad . \tag{24}$$

Die Eigenschaften der schwach besetzten Matrix werden, wie in Abschnitt 4.1 beschrieben, ausgenutzt, um überflüssige Nulloperationen zu vermeiden und Speicherplatz zu sparen.

5 Ein Dike-Modell

Der Algorithmus wurde anhand verschiedener Modellklassen auf seine numerische Genauigkeit untersucht. Für diese Modellklassen gibt es jeweils analytische Lösungen oder prinzipiell unterschiedliche Modellrechnungen (Randintegralmethoden). Es wurden Lösungen des homogenen Halbraums, zweier Viertelräume, von Dike-Modellen (Telford, Geldart & Sherriff, 1990), des geschichteten Halbraums (Koefoed, 1979), der eingelagerten Kugel (Schulz, 1979) und des in den Halbraum und in Zweischichtfälle eingelagertern Quaders (Hvoždara, 1994) betrachtet. Detaillierte Beschreibungen dieser Vergleiche findet man bei Spitzer (1994). Im folgenden soll an einem Dike-Modell beispielhaft demonstriert werden, bis zu welchem Grad der Genauigkeit die numerischen Modellrechnungen gelangen können. Die prinzipielle Anordnung der Dike-Modelle ist auf **Abb. 2** dargestellt.

³Der Einfachheit halber wurde hier die Indizierung k für den k -ten Iterationsschritt weggelassen.

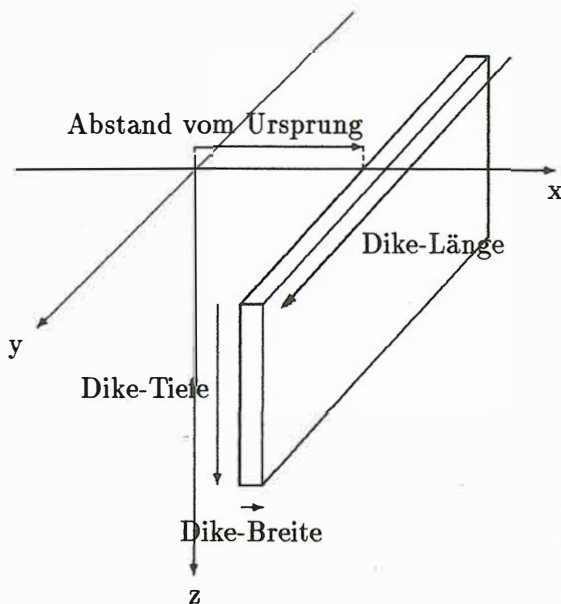


Abb. 2: Prinzipielle Konfiguration der Dike-Modelle. Im folgenden werden Auslagen betrachtet, die in x -Richtung senkrecht zum Dike und in y -Richtung parallel zum Dike durch den Ursprung verlaufen. Als Dike-Tiefe wird die Erstreckung in z -, als Dike-Länge die in y - und als Dike-Breite die in x -Richtung bezeichnet.

Die **Abb. 3** zeigt als Beispiel den Vergleich zwischen der analytischen und der numerischen Lösung für einen Dike von 5 m Breite, der sich in y - und z -Richtung unendlich ausdehnt und sich 20 m in x -Richtung vom Ursprung entfernt befindet. Zwei Schlumberger-Sondierungen werden senkrecht (entlang der x -Achse ($y=0$), oberes Teilbild) bzw. parallel zum Dike (entlang der y -Achse ($x=0$), unteres Teilbild) durchgeführt. Der Halbraum ist mit einem spezifischen Widerstand von $\rho_{HR} = 100 \Omega\text{m}$, der Dike mit einem von $\rho_{Dike} = 10 \Omega\text{m}$ belegt. Die Potentialsonden befinden sich bei den Koordinaten $x = \pm 1 \text{ m}$, $y = 0 \text{ m}$, und $z = 0 \text{ m}$. Die linke Ordinate zeigt den scheinbaren spezifischen Widerstand ρ_a in Ωm , die Abszisse den halben Abstand der Einspeisungselektroden $AB/2$ in m. Die vollen Punkte kennzeichnen die numerischen, die offenen Dreiecke die analytischen Lösungen. Das verwendete Gitter besteht aus $73 \times 73 \times 39$ Linien (x -, y -, z -Richtung).

Die Abweichung zur exakten analytischen Lösung beträgt fast über den gesamten Bereich nur etwa 2% (offene Quadrate, Skalierung an der rechten y -Achse). Lediglich bei sehr kurzen und bei sehr langen Auslagen machen sich die Diskretisierungsfehler der räumlich endlichen Quelle und des nicht unendlich weit entfernten Randes stärker bemerkbar. Auf **Abb. 4** wurde ebenfalls die Abweichung zwischen numerischen und analytischen Ergebnissen für das gleiche Gitter, jedoch für den homogenen Halbraum dargestellt. Es fällt auf, daß die Abweichung den gleichen Verlauf nimmt, also auch im Bereich des Leitfähigkeitskontrasts keine signifikant größeren Fehler produziert, was für die Stabilität der numerischen Rechnungen auch bei komplizierterer Leitfähigkeitsverteilung spricht.

Abb. 3 macht die Notwendigkeit dreidimensionaler Modellrechnungen nochmals deutlich. Während im oberen Teilbild laterale Leitfähigkeitskontraste durch die steilen Kurvenverläufe im Bereich des Dikes auf der Hand liegen, könnte man das untere Teilbild ohne weiteres als horizontalen Dreischichtfall interpretieren.

6 Abschließende Bemerkungen

Mit diesem Verfahren stellt sich ein leistungsstarker Gleichungslöser in seiner vorkonditionierten Variante vor, der an Gittern mit über 200 000 Knotenpunkten ($73 \times 73 \times 39$) erprobt worden ist.

Mit diesen Gittern wurde gleichsam die hohe Genauigkeit der numerischen Rechnungen gezeigt, die in der Größenordnung von 2% liegen kann. Dabei stellt sich heraus, daß die Gitterkonfiguration

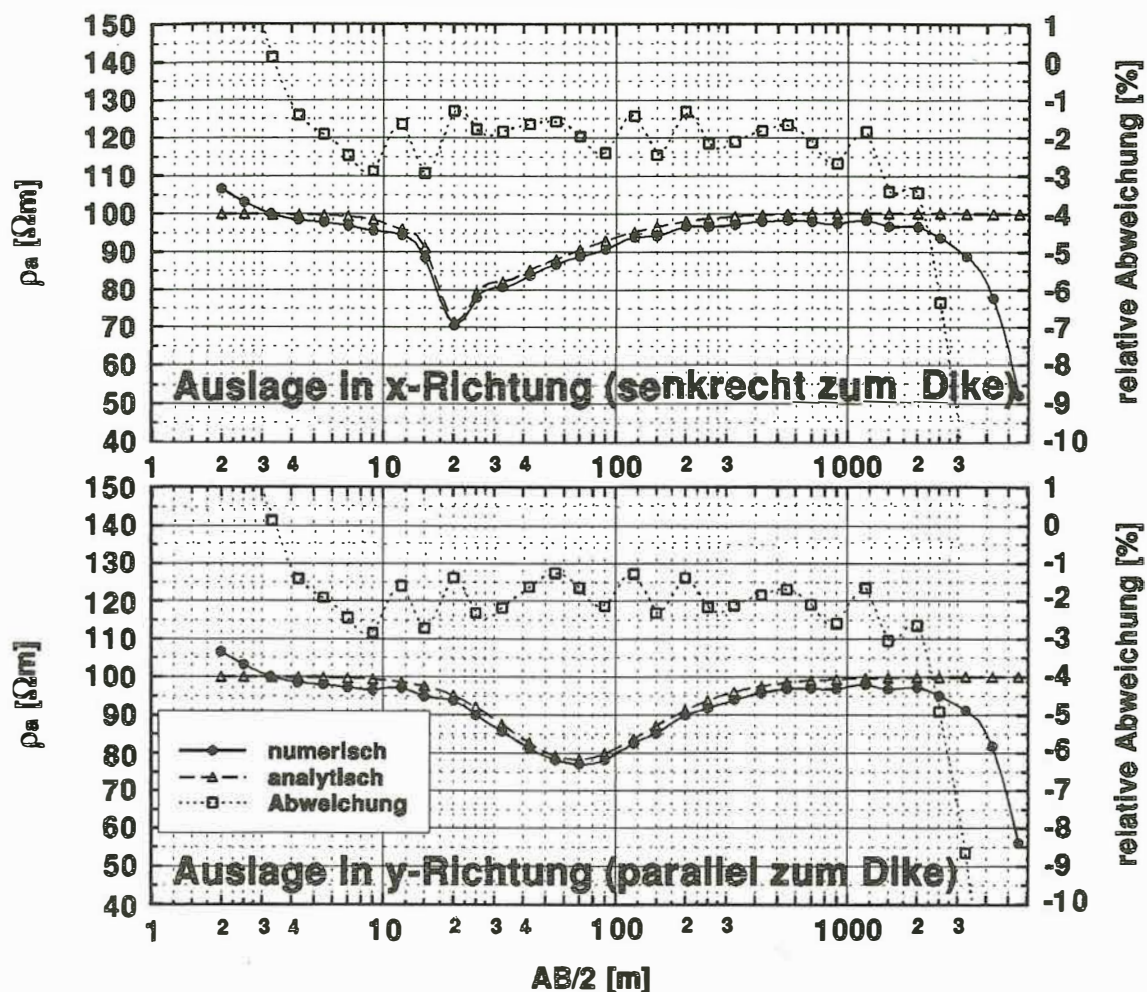


Abb. 3: Analytisch und numerisch berechneter scheinbarer spezifischer Widerstand zweier Schlumberger-Sondierungen senkrecht und parallel zu einem Dike und relative Abweichung (jeweils obere gepunktete Kurve, rechte Skala).

starken Einfluß auf die Präzision der Rechnungen hat. Man sollte darauf achten, daß der Gitterlinienabstand langsam und möglichst gleichmäßig nach außen wächst (Prolongationsfaktor < 1.3). Sicherlich könnten die Fehler insgesamt noch weiter verringert werden, wenn man die Ränder nicht durch die einfachen Dirichlet'schen Bedingungen belegen würde.

Nach Mundry (1984) ist die hier verwendete Diskretisierung nach Brewitt-Taylor & Weaver (1976) gerade im Bereich hoher Leitfähigkeitskontraste (d.h. bereits ab einem Verhältnis von 2:1) anderen Diskretisierungen (Dey & Morrison, 1979, Mufti, 1976) überlegen, was durch Vergleiche mit analytischen Lösungen seinerzeit bestätigt wurde. Selbst neuere dreidimensionale Inversionsansätze von Li & Oldenburg (1994) basieren auf der Diskretisierung nach Dey & Morrison. Vergleiche mit der „Current Balance Method“ nach Wurmstich & Morgan (1994) ergaben wiederum Genauigkeitsvorteile im Bereich von Leitfähigkeitssprüngen für die hier benutzte Diskretisierung (Wurmstich & Spitzer, 1994).

Die Laufzeiten auf PC's (386er, aufgerüstete 486er), einer VAX 6000, einer MICROVAX 4000 und auf einer Alpha-Workstation wurden ermittelt, wobei bei kleineren Problemen ($\approx 50\,000$ Knotenpunkte) der gut ausgestattete 486er PC durchaus noch attraktiv sein kann. Bei allen Angaben über Laufzeiten muß im Vergleich mit anderen Programmen beachtet werden, daß alle Rechnungen

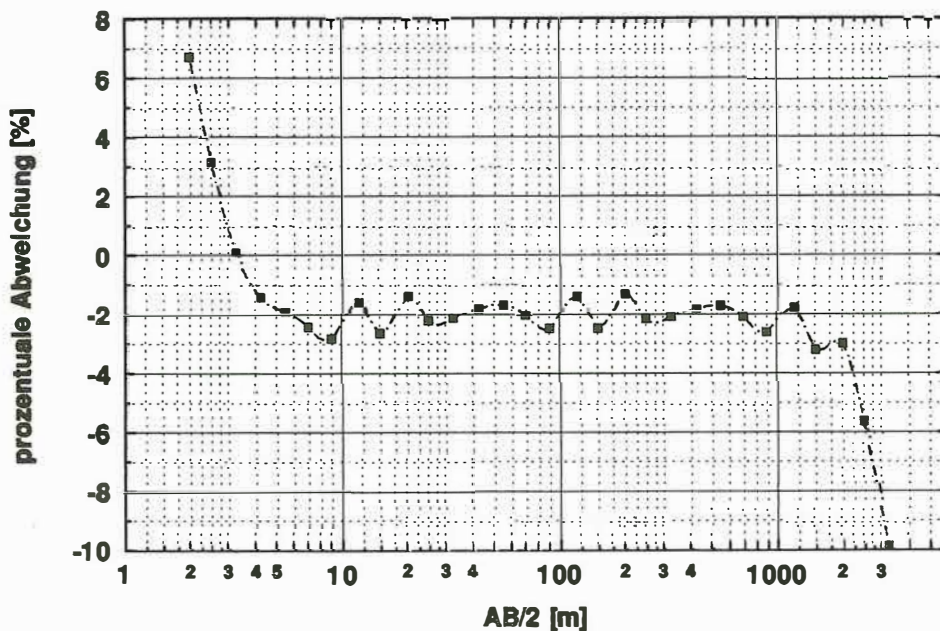


Abb. 4: Prozentuale Abweichung zwischen numerischer und analytischer Rechnung beim homogenen Halbraum. Der Kurvenverlauf ist fast identisch mit dem in Abb. 3.

doppeltgenau (REAL*8) und bis zum Residuum $|r_k| < 10^{-10}$ ausgeführt wurden. Die Testläufe auf der Alpha-Workstation mußten sich bisher noch auf kleinere Problemstellungen beschränken, da die verfügbare Maschine mit einem relativ geringen Arbeitsspeicher ausgestattet war und Laufzeiten für große Gitter daher in erster Linie interne Datenverwaltungsprozesse (Paging) beinhalteten. Mit entsprechender Bestückung wird hier jedoch ein Werkzeug zur Verfügung gestellt werden, das Vorwärtsrechnungen bei komplexen Leitfähigkeitsstrukturen mit großen Gittern ($> 200\,000$ Knotenpunkten) und hoher Genauigkeit ($< 2\%$) in moderaten Laufzeiten ($\ll 1$ h) bewältigt.

Literatur

- Brewitt-Taylor, C.R., & Weaver, J.T., 1976.** On the finite difference solution of two-dimensional induction problems, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, **47**, 375 – 396.
- Dey, A., & Morrison, H.F., 1979.** Resistivity modelling for arbitrarily shaped two-dimensional structures, *Geophysical Prospecting*, **27**, 106 – 136.
- Fletcher, R., 1976.** Conjugate gradient methods for indefinite systems, *Lecture Notes in Mathematics*, **506**, 73 – 89.
- Hestenes, M.R., & Stiefel, E., 1952.** Method of conjugate gradients for solving linear systems, *J. Res. Nat. Bur. Standards*, **49**, 409 – 436.
- Hvozdara, M., 1994.** The boundary integral calculation of the D.C. geoelectric field due to a point current source on the surface of 2-layered Earth with a 3-D outcropping perturbing body, *Contr. Geophys. Inst. Slov. Acad. Sci.*, **25**.
- Koefoed, O., 1979.** *Geosounding principles 1*, Elsevier, Amsterdam – Oxford – New York.
- Li, Y., & Oldenburg, D.W., 1994.** Inversion of 3-D DC resistivity data using an approximate inverse mapping, *Geophys. J. Int.*, **116**, 527 – 537.
- Mufti, I.R., 1976.** Finite-difference resistivity modeling for arbitrarily shaped two-dimensional structures, *Geophysics*, **41**, 62 – 78.

- Mundry, E., 1981.** Geoelektrische Modellrechnungen für zweidimensionale Strukturen, Bericht des Niedersächsischen Landesamtes für Bodenforschung – Geowissenschaftliche Gemeinschaftsaufgaben, Archiv-Nr. 91170, Hannover.
- Mundry, E., 1984.** Geoelectrical model calculations for two-dimensional resistivity distributions, *Geophysical Prospecting*, **32**, 124 – 131.
- Schulz, R., 1979.** Bericht über das Potential einer Kugel als geoelektrischer Störkörper im homogenen Halbraum, Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung – Geowissenschaftliche Gemeinschaftsaufgaben, Archiv-Nr. 81821, Hannover.
- Schwarz, H.R., 1991.** Methode der finiten Elemente, Teubner, Stuttgart.
- Sonneveld, P., 1989.** CGS: a fast Lanczos-type solver for nonsymmetric linear systems, *SIAM J. Sci. Statist. Comput.*, **10**, 36 – 52.
- Spitzer, K., 1993.** Bericht über dreidimensionale geoelektrische Modellrechnungen nach der Methode der Finiten Differenzen, Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung – Geowissenschaftliche Gemeinschaftsaufgaben, Archiv-Nr. 111551, Hannover.
- Spitzer, K., 1994.** Bericht über dreidimensionale gleichstromgeoelektrische FD-Modellrechnungen mit symmetrisierten Koeffizientenmatrizen mittels der Methode der vorkonditionierten konjugierten Gradienten, Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung – Geowissenschaftliche Gemeinschaftsaufgaben, Archiv-Nr. 112229, Hannover.
- Telford, W.M., Geldart, L.P., & Sheriff, R.E., 1990.** *Applied Geophysics*, 2nd ed., Cambridge University Press, Cambridge.
- Wurmstich, B., & Morgan, F.D., 1994.** Modeling of streaming potential responses caused by oil well pumping, *Geophysics*, **59**, 46 – 56.
- Wurmstich, B., & Spitzer, K., 1994.** Comparison of Two Finite Difference Approaches and Five Solution Algorithms for 3D Resistivity Modeling, SEG 1994 Annual Meeting Report.

Einige Diskretisierungs-Effekte bei Modellrechnungen zur Geoelektrik nach der Methode der finiten Differenzen

Wenn man Modellrechnungen mit finiten Differenzen für die Geoelektrik durchführt (oder für andere Methoden mit Stromquellen), findet man einige Fehler im Vergleich mit analytischen Lösungen.

Die zu diskretisierende 3-D-Differentialgleichung ist

$$\operatorname{div}(\sigma * \operatorname{grad} V) = - \operatorname{div} j$$

mit σ = elektrische Leitfähigkeit
 V = elektrisches Potential
 j = primäre Stromdichte.

Einige Diskretisierungs-Effekte werden im folgenden diskutiert. Dabei werden Fehler-Verteilungen, die aus Standard-Diskretisierungen mit 6 Nachbarn folgen, denjenigen gegenübergestellt, die sich aus einer Kombination der 26-Nachbar-Formel mit 6-Nachbar-Diskretisierungen ergeben. Hierbei werden die 6-Nachbar-Formeln nur verwendet, wenn die Leitfähigkeit lokal inhomogen ist, oder wenn die Gitterabstände lokal nicht-äquidistant sind. In den meisten Fällen zeigt diese Kombination eine Reduktion des maximalen Fehlers um einen Faktor von 5 bis 10. Bei den Rechnungen werden die Punkte als "Nichtwerte" verwendet, bei denen der Betrag des analytischen Potentials kleiner als ein bestimmter Wert ist. Meistens wurde der Wert von 1 mV für diese Grenze verwendet. Dabei wurde für die Stromstärke bei jeder Elektrode der Wert von +-1 Ampere benutzt. Das Längen-Inkrement war meistens 1 Meter, und die Leitfähigkeit 1 S/m.

Die Effekte mit 6-Nachbar-Formeln können wie folgt beschrieben werden:

1. Im Falle eines Halbraums mit homogener Leitfähigkeit, einer Elektrode an der Oberfläche und bei äquidistantem Gitter zeigt sich eine Verteilung von relativen Fehlern, die sich mit wachsender Entfernung von der Quelle vermindern. Sie hat eine ausgeprägte Azimuthal-Abhängigkeit (4-fache Rotations-Symmetrie). Die Extrema hängen von der Position relativ zum benutzten Koordinaten-System ab. Der maximale relative Fehler beträgt ca. 8 %. Die räumliche Verteilung der Fehler hängt nicht vom Wert der Leitfähigkeit oder der Position in Metern ab, sondern von der Position in Gitter-Einheiten.

2. Falls eine zweite Elektrode anderer Polarität und gleicher Stromstärke hinzugefügt wird, passiert folgendes:
Wenn die Elektroden mindestens 16 Gitter-Einheiten voneinander entfernt sind und auf der gleichen Koordinatenlinie liegen, dann entspricht ihre individuelle Fehler-Verteilung nahezu derjenigen von einer Elektrode.
Wenn der Abstand vermindert wird, dann ergibt sich eine

gegenseitige Beeinflussung der Elektroden bezüglich der Fehler. Dieser Effekt ist von Bedeutung, wenn bei Modellrechnungen die sogenannte inverse Schlumberger-Anordnung verwendet wird (Elektroden innen, Sonden außen), um mit einer Rechnung eine ganze Reihe von Elektroden-Positionen zu behandeln. Der maximale relative Fehler wächst bis zu einer Grenze von 65% im Fall einer minimalen Distanz von einer Gitter-Einheit an.

3. Wenn zwei Elektroden diagonal zum Koordinatensystem angeordnet werden (z.B. $x(e11)=0$, $y(e11)=0$, $z(e11)=z(e12)=0$, $x(e12)=2$, $y(e12)=2$ in Gitter-Einheiten), dann ergibt sich eine andere Fehler-Verteilung. Hierbei verkleinert sich jedoch, wie im Fall 2, der maximale Fehler mit anwachsender Distanz zwischen den Elektroden.

4. Verwendet man ein nicht-äquidistantes Gitter mit einer Elektrode im Zentrum eines kartesischen Koordinaten-Systems mit z.B. $dx(i+1)/dx(i)=1.25$ ($x>0$), und $dx(i-1)/dx(i)=1.25$ ($x<0$), wobei dx das x -Inkrement sein soll, und das entsprechende für y und z , dann ergibt sich ein negativer Fehler, der sich weiter ausbreitet als die beschriebene Fehler-Verteilung bei einem äquidistanten Gitter.

5. Beim Übergang von einem homogenen Halbraum zu zwei Viertelräumen kann die Fehler-Reduktion der 26-Nachbar-Formel weiterhin lokal genutzt werden (in Gebieten, wo die Leitfähigkeit lokal homogen und das Gitter äquidistant ist). In anderen Gebieten wird die 6-Nachbar-Formel verwendet. Diese Kombination führt zu reduzierten Fehlern, außer im Fall, daß eine Elektrode in der Nähe einer Diskontinuität liegt.

6. Für den Fall einer Deich-Struktur gilt das gleiche wie bei 2 Viertelräumen.

Für die Vergleiche wurden drei analytische Lösungen verwendet:

- Halbraum
- 2 Viertelräume (Mundry, 1979)
- Ein Deich in einem Halbraum (Hanstein, Univ. Köln, persönliche Mitteilung)

Ein schneller PC wurde für die meisten Rechnungen benutzt. Programmiersprache: Power Basic, u.a. zur leichten Erzeugung von Farb-Displays.

Typische Gitter: $22 \times 22 \times 18$ bzw. $32 \times 32 \times 9$ Gitter-Linien. Die relativ kleinen Gitter sind für Läufe mit analytischen Randwerten ausreichend.

Das gleiche Programm, in Fortran geschrieben, läuft auf einer VAX zur Erhöhung der Gitter-Größe.

Die folgenden Methoden wurden benutzt:

1. Das Gauß-Seidel-Verfahren (iterative Lösung)

2. Die Standard-6-Nachbar-Formel (Finite Differenzen) für nicht äquidistantes Gitter und maximal 8 verschiedene Leitfähigkeiten, die an einem Punkt "zusammentreffen". Zur Entwicklung der FD-Formeln wurde die Methode der Volumen-Integration verwendet, vgl. (Oristaglio & Hohmann, 1984),

siehe auch (Brewitt-Taylor & Weaver, 1976), deren Methode auf die entsprechenden Resultate führt.

3. Eine $26=(3^3-1)$ -Nachbar-FD-Formel für lokal äquidistantes Gitter und lokal homogene Leitfähigkeit. Im Fall eines Würfels mit einer Kantenlänge von zwei Gitter-Einheiten ist es möglich, drei verschiedene Diskretisierungen für den Laplace-Operator zu formulieren, wobei unterschiedliche Nachbarn zum Mittelpunkt verwendet werden:

- a. 6 Flächen-Mittelpunkt-Nachbarn (wie bei den Standard-Formeln)
- b. 12 Kanten- Mittelpunkt-Nachbarn
- c. 8 Ecken- Nachbarn.

Wenn man eine Punktquelle in einer in Grenzen beliebigen Position relativ zum Würfel annimmt (oder Überlagerungen solcher Punktquellen), dann ist es möglich, diese drei FD-Laplace-Operatoren zu mischen, so daß eine Genauigkeit der Ordnung $O(h^6)$ statt der $O(h^2)$ -Genauigkeit der 6-Nachbarn-Formel resultiert. Das Verhältnis der Koeffizienten ist

$$a:b:c = 37:46:7.$$

Zusammen mit H. Pape war es möglich, eine hiervon geringfügig verschiedene Kombination von Diskretisierungen des Laplace-Operators zu finden:

$$a:b:c = 40:40:10.$$

Es reduziert die Diskretisierungs-Fehler um einen Faktor zwischen 5 und 10, außer in Fällen, wo sich eine Elektrode in der Nähe eines Leitfähigkeits-Kontrasts befindet.

4. Analytische Werte wurden für die lateralen und unteren Randbedingungen verwendet, um die Tests auf Diskretisierungseffekte zu konzentrieren.

Andere mögliche Methoden:

- Eine Option, normale and anomale Teile der Leitfähigkeiten und Potentiale zu benutzen, kann verwendet werden, zeigt jedoch relativ große Fehler, wenn sich eine Elektrode in der Nähe eines Leitfähigkeits-Kontrasts befindet (ähnlich zur Kombination der 6-Nachbarn- und 26-Nachbarn-Diskretisierung). Es ist geplant, eine modifizierte 6-Nachbar-Diskretisierung bei der Potentialtrennung (entsprechend einem Vorschlag von Prof. Weidelt) zu versuchen.
- An einer 26-Nachbar-Diskretisierung von nicht-äquidistanten Gittern bei lokal homogener Leitfähigkeit wird gearbeitet.
- Für Anwendungen in der Elektromagnetik wurde in der Arbeitsgruppe von Prof. Weaver (Univ. Victoria, Canada) kürzlich eine allgemeine 26-Nachbar-Formel entwickelt, die sowohl eine inhomogene Leitfähigkeit wie ein nicht-äquidistantes Gitter berücksichtigt (Weaver, pers. Mitt.). Die Formel soll abgesehen von der Genauigkeits-Erhöhung die Stabilität der Modellrechnungen verbessern.

Abschließende Bemerkungen:

Die Benutzung von modifizierten Diskretisierungs-Formeln macht es möglich, in den meisten Fällen Fehler-Muster zu reduzieren. Andere Methoden zur Fehler-Reduktion sind

- feinere Gitter
- Die Trennung von Leitfähigkeiten und Potentialen in normale und anomale Teile.
- eine geeignete Mischung dieser Methoden.

Außer Überlegungen zu FD-Fehlern müssen Rechengeschwindigkeit und Speicher-Bedarf in Betracht gezogen werden. Ein anderer Gleichungs-Löser kann für die modifizierte Diskretisierung vorteilhaft sein, obwohl die Gauß-Seidel-Methode für kleinere Gitter schnell genug arbeitet.

Ein anderer Aspekt der Diskretisierung, unabhängig von Genauigkeitsüberlegungen, besteht im Übergang von einem kontinuierlichen System zu einem künstlich quantisierten System, bei dem zusätzlich zur quantisierten Länge auch die Stromrichtung quantisiert ist. Dadurch wird u.a. eine isotrope Leitfähigkeit in eine "Isotropie" einer mehr oder weniger kleinen Zahl (z.B. 6 oder 26) von Stromrichtungen verwandelt. Bestimmte diagonale Richtungen sind verboten. Dies resultiert in Systemen von künstlichen "Diskretisierung-Strömen", die sich im Vergleich zu (nicht-diskreten) analytischen Modellrechnungen als Fehler bemerkbar machen.

Vielleicht ist dieses künstliche System, abgesehen von praktischen Vorteilen, z.B. der großen Zahl der möglichen Leitfähigkeits-Verteilungen, interessanter als das kontinuierliche System:

Auf einer viel kleineren Längenskala als bei der Geoelektrik beschreibt es die physikalischen Phänomene besser. Die Diskrepanz zu analytisch-kontinuierlichen Lösungen würde dabei im Unterschied zum vorliegenden Vergleich eher als Fehler der kontinuierlichen Lösungen interpretiert werden.

Literatur:

Brewitt-Taylor, C.R. & Weaver, J.T., On the finite difference solution of two-dimensional induction problems, Geophys. J. R. astr. Soc., 47, 375-396, 1976.

Mundry, E., Geoelektrische Modellkurven in der Nähe vertikaler Störungen, NLFb-Bericht 80 147, Hannover, 1979.

Oristaglio, M.L. & Hohmann, G.W., Diffusion of electromagnetic fields into a two-dimensional earth: a finite-difference approach, Geophysics, 49, 870-894, 1984.

Der Autor möchte Prof. Dr. P. Weidelt, TU Braunschweig, und Dr. H. Pape, NLFb Hannover, für hilfreiche Diskussionen danken.

M. Seichter

Der Ψ -Algorithmus zur Auswertung von Widerstandssondierungen

1. Einleitung

Die Umsetzung geoelektrischer Meßdaten in ein Modell eines geschichteten Untergrundes (Umkehraufgabe) ist ein nichtlineares Problem. Der Datenkern (die Modell und Daten verbindende Größe) ist nur für spezielle Fälle exakt bestimmbar (nach FLATHE (1955): Der spezifische Widerstand der letzten Schicht muß entweder Null oder Unendlich sein. Im allgemeinen Fall empfiehlt sich eine iterative Annäherung an die Lösung.

Die meisten Verfahren zur 1D-Interpretation von Widerstandssondierungskurven lösen die Umkehraufgabe indirekt durch Minimierung eines Fehlerfunktional. Es seien hier das Gradientenverfahren (KOEFOED 1979) und die MARQUARDT-Inversion (1963) erwähnt. Der von SCHMUCKER (1978) entwickelte Ψ -Algorithmus linearisiert dagegen das Gleichungssystem durch Logarithmierung der Komplexen Impedanz (Magnetotellurik) bzw. der Kernfunktion (Gleichstromgeoelektrik). Diese Vorgehensweise ermöglicht die Lösung der Umkehraufgabe für die Schichtwiderstände ohne Zuhilfenahme eines Fehlerfunktional und ohne Vorgabe eines Startmodells.

Zur Auswertung magnetotellurischer Sondierungen ist der Ψ -Algorithmus eines der gängigen Verfahren. In diesem Artikel soll auf seine Optimierung im Bereich der Gleichstromgeoelektrik eingegangen und an einem Beispiel seine Anwendbarkeit auch auf komplexe Widerstandsmessungen gezeigt werden.

2. Theoretische Grundlagen des Ψ -Algorithmus

a) Magnetotellurik

Zur Linearisierung des Datenkerns wird die "Logarithmische Impedanz" gebildet:

$$\Psi(f, z) = 2 \ln \left[\frac{Z(f, z)}{Z_0(f)} \right] \quad , \quad (1)$$

wobei $Z(f, z) = \frac{E_z}{H_y}$: komplexe Impedanz des Feldes
und $Z_0(f) = \sqrt{i\omega\mu_0\rho_0}$: Impedanz eines homogenen Halbraums.

Die gesuchte Widerstandsverteilung $\rho(z)$ wird nun durch ein geschichtetes Modell in der Weise wiedergegeben, daß die Schichtdicken d_m in einem konstanten Verhältnis zur Skintiefe $\sqrt{2\rho/\omega\mu_0}$ stehen; also gilt $d_m/\sqrt{\rho_m} = \text{const.}$ für alle $m = 1, \dots, M - 1$: Sehr dünne, gutleitende Schichten sind äquivalent zu weniger dünnen, weniger gutleitenden Schichten. Somit kann für die Modellrechnung eine einheitliche Schichtdicke d_0 angesetzt werden. Bei geeigneter Vorgabe dieses d_0 werden iterativ die Schichtwiderstände bestimmt.

b) Gleichstromgeoelektrik

Hier wird die Kernfunktion logarithmiert:

$$\Psi(\lambda, z) = \ln G(\lambda, z) \quad (2)$$

wobei für G an der Grenzfläche z_m gilt (SLICHTER 1933):

$$G(\lambda, z_m + 0) = G_m = \frac{A_m e^{-\lambda z_m} + B_m e^{\lambda z_m}}{A_m e^{-\lambda z_m} - B_m e^{\lambda z_m}} \quad (3)$$

Die Stetigkeitsbedingung an der Grenzfläche z_{m+1} lautet

$$\Psi_m^+ = \Psi_{m+1} + \ln \frac{\rho_{m+1}}{\rho_m} \quad (4)$$

Hier sei ein $u_m := \frac{B_m}{A_m} e^{2\lambda z_m}$ definiert, so daß $G_m = \frac{1+u_m}{1-u_m}$ gilt.

Dann ist $\Psi_m = \ln G_m = 2 \operatorname{arctanh}(u_m)$, da $|u_m| < 1$.

Das Verhältnis der logarithmierten Kernfunktionen an der Obergrenze und an der Untergrenze der m -ten Schicht definiert den Parameter

$$\gamma_m := \frac{\Psi_m}{\Psi_m^+} = \frac{\operatorname{arctanh}(u_m)}{\operatorname{arctanh}(u_m e^{2\lambda d_0})} \approx e^{-2\lambda d_0} \quad (5)$$

Die angegebene Näherung kann gemacht werden, falls $G_m \approx 1$, was geringe Widerstands-
kontraste zwischen angrenzenden Schichten verlangt. Bemerkenswert ist, daß γ_m bei An-
wendung dieser Näherung nicht mehr von den Schichtwiderständen abhängt. Damit läßt
sich ein Startmodell für die Ψ -Iteration ohne Vorgabe von Schichtwiderständen berech-
nen, das erfahrungsgemäß bereits in der Nähe der Lösung liegt. Dadurch wird die weitere
Iteration erst ermöglicht.

Aus den Gleichungen (4) und (5) folgt die Rekursionsformel des Ψ -Algorithmus:

$$\Psi_m = \gamma_m \left[\Psi_{m+1} + \ln \frac{\rho_{m+1}}{\rho_m} \right] \quad \text{Basis: } \Psi_M = 0 \quad (6)$$

Die Umkehraufgabe wird ausgedrückt durch:

$$y_n = \sum_{m=1}^M g_{nm} x_m \quad (7)$$

y_n sind die hankeltransformierten und logarithmierten Daten:

$$y_n = \Psi_1(\lambda_n) + x_1 = \ln \left[G_1(\lambda_n) \cdot \frac{\rho_1}{\rho_0} \right], \quad G_1(\lambda_n) = 1 + \frac{1}{\lambda_n} \sum_k H_k \frac{\rho_a(r_{n+k}) - \rho_1}{\rho_1 \cdot r_{n+k}}$$

$x_m = \ln \left[\frac{\rho_m}{\rho_0} \right]$ sind die zu bestimmenden Modellparameter (ρ_0 : Referenzwiderstand),

g_{nm} ist der Datenkern, zusammengesetzt aus den γ_m (siehe SEICHTER 1992).

Ψ -Iteration:

1. *Schritt:* Neben der Anzahl Schichten M und der einheitlichen Schichtdicke d_0 muß für den Iterationsanfang auch der spezifische Widerstand der ersten Schicht ρ_1 vorgegeben werden. Untersuchungen zeigen (SEICHTER 1993), daß innerhalb weiter Grenzen diese Vorgabe des ρ_1 das Endmodell nicht beeinflusst. Mit diesen Angaben wird der erste Datenkern berechnet durch $\gamma_m^{(0)} = e^{-2\lambda d_0}$. Dann wird durch lineare Ausgleichsrechnung (Lösungsmatrix $H = (G^T G)^{-1} G^T$) Gleichung (7) gelöst und ein Startmodell $x_m^{(1)}$ gewonnen.

i. Schritt:

Aus den $x_m^{(i-1)}$ werden die $\gamma_m^{(i-1)}$ ausgerechnet, die einen neuen Datenkern $g_{nm}^{(i-1)}$ ergeben. Nach erneuter linearer Ausgleichsrechnung ergibt sich ein $x_m^{(i)}$.

Da beim Ψ -Algorithmus die Modellanpassung im λ -Bereich der Hankeltransformation stattfindet, wird bei jedem Schritt der Anpassungsfehler im λ -Bereich (ϵ_λ) ermittelt, der die Übereinstimmung zwischen Datenkern und Modell anzeigt, aber anders als bei den indirekten Verfahren die Rechnung selbst nicht beeinflusst:

$$\epsilon_\lambda^{(i)} = \sqrt{\frac{1}{N-M} \sum_{n=1}^N \left[y_n - \sum_{m=1}^M g_{nm}^{(i)} x_m^{(i)} \right]^2} \quad (8)$$

Abbruch:

- 1) Eine vorgegebene Anzahl an Iterationsschritten wird erreicht oder
- 2) Der Fehler ϵ_λ ändert sich zwischen zwei Iterationsschritten kaum noch ($\Delta\epsilon_\lambda < 10^{-6}$).

Nach Ablauf der Iteration wird noch der Anpassungsfehler des Endmodells im Ortsbereich bestimmt:

$$\epsilon_r = \sqrt{\frac{1}{N-M} \sum_{n=1}^N \left[\ln \rho_a^{\text{Mess}} / \ln \rho_a^{\text{Modell}} \right]^2} \quad (9)$$

Die direkte Lösung der Umkehraufgabe durch den Ψ -Algorithmus ermöglicht eine Abschätzung der Unsicherheiten bei der Bestimmung der Schichtwiderstände:

$$d\rho_m = \rho_m \cdot \sinh \left(\sqrt{\sum_n [h_{mn} f_n]^2} \right) \quad (10)$$

$H = h_{mn}$: Lösungsmatrix des letzten Iterationsschrittes

f_n : Vektor der Meßfehler der ρ_a -Werte

ρ_m : spezifischer Widerstand der m -ten Schicht des Modells

Es genügt, für f_n einen Schätzwert des Fehlers der Messung vorzugeben.

3. Die Optimierung der Schichtdicken

Die Anwendung des Ψ -Algorithmus auf Gleichstromsondierungskurven hat gezeigt, daß in der Praxis die Annahme einer einheitlichen Schichtdicke d_0 nicht sinnvoll ist, da eine Beziehung zwischen Schichtdicken und Schichtwiderständen wie in der Magnetotellurik nicht existiert. Deshalb werden für die Gleichstromgeoelektrik "Schichtgewichte" W_m eingeführt, die mit d_0 die Schichtdicken d_m ergeben:

$$d_m = W_m \cdot d_0 \quad (11)$$

Der Algorithmus ändert sich dadurch nicht wesentlich (die Näherung wird zu $\gamma_m \approx e^{-2\lambda W_m d_0}$).

Insgesamt ergibt sich folgende Hierarchie der Optimierungsebenen:

- 1) W_m -Optimierung (vergleichsweise grob)
- 2) d_0 -Optimierung (halbautomatisch, fein)
- 3) Ψ -Iteration (automatisch, exakt)

d_0 -Optimierung:

Bei vorgegebenen W_m wird das d_0 variiert, wobei zu jedem d_0 eine Ψ -Iteration durchgeführt wird, die die am besten dazu passenden Schichtwiderstände errechnet. Zur Bestimmung des besten d_0 kann entweder das Minimum des Anpassungsfehlers im Ortsbereich ϵ_r (" d_0 ortsorientiert") oder des Anpassungsfehlers im λ -Bereich (" d_0 λ -orientiert") verwendet werden. Die Untersuchungen haben keine eindeutige Präferenz für das eine oder andere Fehlerkriterium ergeben. Bei guter Wahl der Schichtgewichte liegen die beiden Minima nahe beieinander (auf der d_0 -Achse).

Zur automatischen d_0 -Optimierung wurde das iterative Verfahren nach BRENT [PRESS et al., 1986] zur Minimumsuche in einer Dimension benutzt, welches die inverse parabolische Interpolation mit dem Verfahren des Goldenen Schnittes verbindet. Vor dem Start des Suchverfahrens ist dabei die Angabe dreier Punkte nötig, die das Minimum "einklammern", sowie eine minimale Schrittweite für den Iterationsabbruch.

W_m -Optimierung:

Das Schichtgewicht der ersten Schicht wird gleich Eins gesetzt, die restlichen $M-2$ Schichtgewichte variieren, wobei für jeden neuen Punkt im Lösungsraum der W_m eine d_0 -Optimierung durchgeführt werden muß. Einen solchen W_m -Lösungsraum für ein Dreischichtmodell, bei dem nur das W_2 variiert wird, veranschaulicht Abbildung 1.

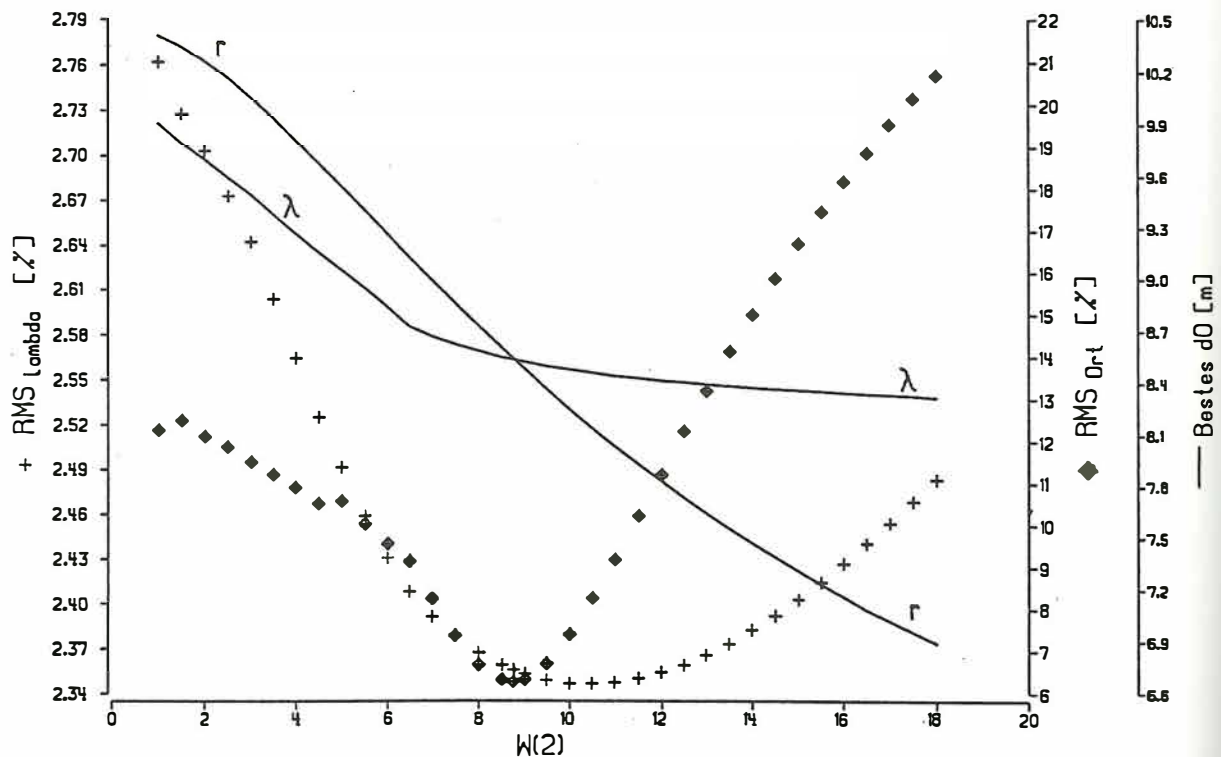


Abbildung 1: W_2 -Diagramm eines Dreischichtmodells

Die der Modellrechnung von Abb.1 zugrundeliegende Meßkurve wurde im Bramwald aufgenommen. Die gezeigten Anpassungsfehler gehören zu Modellen, bei denen das d_0 so ausgewählt wurde, daß es im Minimum des ϵ_λ bei der d_0 -Variation lag. Die Anpassungsfehler (+: ϵ_λ ; Karos: ϵ_r) beziehen sich auf die daraus resultierenden Modelle. Die λ -orientierten d_0 sind als durchgezogene Linie mit einem "λ" gekennzeichnet, die jeweiligen ortsorientierten d_0 als Linie mit einem "r". Für beide gilt die Achse mit der Aufschrift "Bestes d_0 ".

Es hat sich gezeigt (SEICHTER 1992), daß für die W_m -Optimierung der Fehler im Ortsbereich ein besseres Kriterium ist als der Fehler im eher unanschaulichen λ -Bereich. In Abb. 1 wird darüber hinaus eine weitere Eigenschaft erkennbar: Das Minimum im Ortsbereich liegt in unmittelbarer Nähe der Stelle, wo sich im Diagramm die Linien schneiden, also wo sich bei der Variation des d_0 (eine Optimierungsebene darunter) sowohl für ϵ_λ als auch für ϵ_r das gleiche Minimum ergibt. In einem Diagramm, welches beide Fehler in Abhängigkeit von d_0 zeigte, wären bei Vorgabe von $W_2 = 8.78$ (bei entsprechender Skalierung) zwei übereinanderliegende parabelförmige Kurven sichtbar. Diese besondere Stelle bei der W_m -Variation ist weitaus genauer bestimmbar als das Minimum des Fehlers im Ortsbereich. Bei allen W_m -Untersuchungen, bei denen nur ein Schichtgewicht verändert wurde, existierte eine solche " d_0 -Gleiche", und sie lag immer zumindest in der Nähe des Minimums von ϵ_r . Die d_0 -Gleiche ist als Kriterium für die Wahl des besten Schichtdickenverhältnisses ebenso geeignet wie das ϵ_r ; ihre Suche läßt sich jedoch kaum automatisieren.

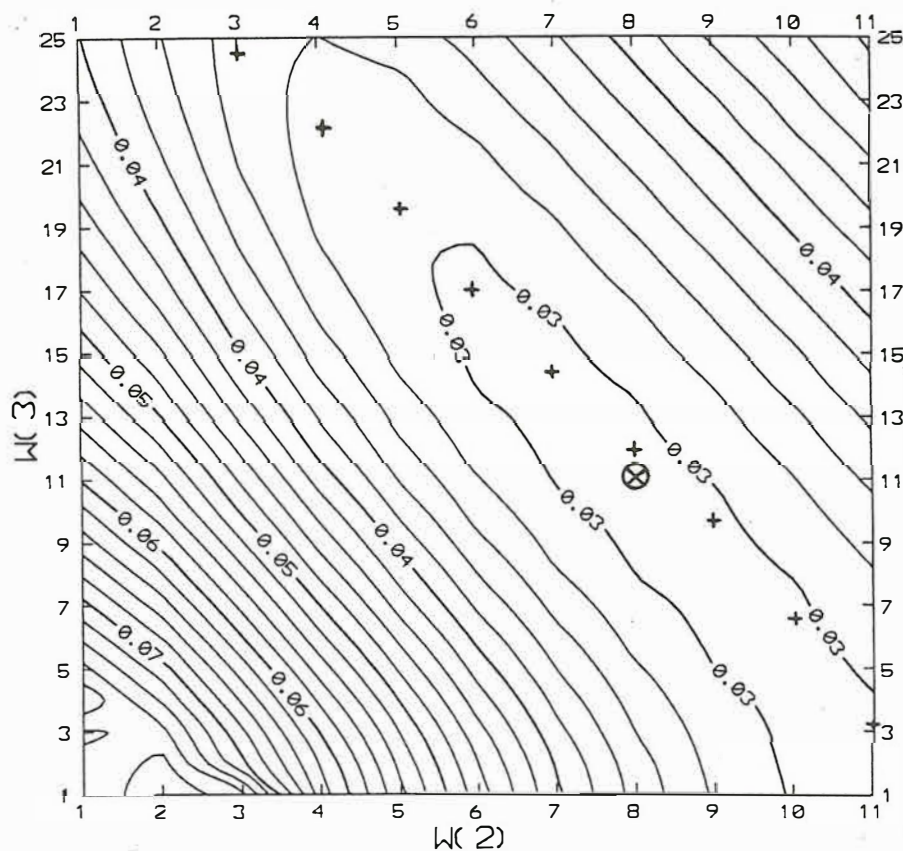


Abbildung 2: Isolinienkarte des Anpassungsfehlers des W_m -Lösungsraumes

W_m -Optimierung bei Modellen mit 4 Schichten

Bei einer W_m -Untersuchung an Vierschichtmodellen sind zwei Parameter zu variieren. Graphisch ist dies durch einen 3D-Plot oder eine Isolinienkarte darstellbar.

Abbildung 2 zeigt den W_m -Lösungsraum zu einer Meßkurve, die in der Nähe von Bad Sachsa aufgenommen wurde. Der Lösungsraum der Schichtgewichte W_2 und W_3 wurde dafür abgetastet ($W_2=1,2,\dots,11$; $W_3=1,2,\dots,25$), wobei zu jeder Schichtgewichtskombination eine d_0 -Optimierung (nach dem ϵ_λ) durchgeführt wurde. Zur Arbeitserleichterung wurde dabei eine " W_m -Automatik" verwendet, bei deren Programmierung die Erfahrung ausgenutzt wurde, daß sich das beste d_0 bei Erhöhung eines Schichtgewichtes in systematischer Weise verringert, wodurch geeignete Umklammerungen der Minima für die d_0 -Automatik leicht errechnet werden können.

Folgende Eigenschaften sind in Abbildung 2 erkennbar:

- Das Minimum des ϵ_r (Kreis) liegt mit 2.93 (es hebt sich kaum von den umliegenden Punkten ab).
- Die Struktur des Lösungsraumes ist sehr glatt und ähnelt einem Tal.

- Es sind keine Nebenminima auszumachen (die Unregelmäßigkeiten bei kleinen W_2 und W_3 entstehen durch fehlende Daten an dieser Stelle).
- Die Modelle bei großen W_2 und kleinen W_3 weisen bei niedrigem Anpassungsfehler sehr hohe Unsicherheiten ($d\rho_m$, Gleichung (10)) bei der Bestimmung der Schichtwiderstände auf und kommen daher kaum in Betracht.
- Die d_0 -Gleichen, eingetragen als Plus-Zeichen, laufen fast auf einer Geraden.

Daraus folgt die Vorgehensweise für eine schnelle W_m -Optimierung:

Man erreiche bei Variation des W_3 und festgehaltenem W_2 die Talsohle und schreite bei Änderung des W_2 in dieser fort. Dabei kann man sich entweder am Minimum des ϵ_λ oder an den d_0 -Gleichen orientieren.

4. Der Einfluß von Datenfehlern auf das Modell

Eine interessante Fragestellung in der Geoelektrik ist die nach Art und Ausmaß der Wirkung von Meßfehlern auf die Modellfindung. Verrauscht man eine durch Lösen der Vorwärtsaufgabe erzeugte, fehlerfreie ρ_a -Kurve durch eine Zufallsfunktion und vergleicht anschließend die Modellierungsergebnisse der fehlerfreien und der verrauschten ρ_a -Kurve, so läßt sich der Einfluß der Meßfehler studieren: In Abbildung 3 ist der W_m -Lösungsraum der fehlerfreien ρ_a -Kurve TM4 dargestellt, die unter Vorgabe der Schichtdicken 1, 2.5, 12 m und der Schichtwiderstände 60, 8, 120, 35 Ωm erzeugt wurde. In der Nähe der Schichtgewichtskombination $W_2 = 2.5$ und $W_3 = 12$ bildet sich erwartungsgemäß ein Trichter im Lösungsraum heraus, in dem der Anpassungsfehler ϵ_r auf Null zurückgeht. Die Struktur des Lösungsraumes ist ansonsten ebenso glatt und talförmig wie bei der Meßkurve Bad Sachsa in Abbildung 2.

Im Weiteren wurde die ρ_a -Kurve TM4 mit Zufallsvariablen $X(i)$ aus einer GAUSS'schen Verteilung mit einem Mittel von 0 und einer Varianz von 1 verrauscht (Funktion "GASDEV" aus PRESS et al. 1986):

$$\rho_a(i) = \rho_a^{\text{TM4}}(i) \cdot (1 + X(i) \cdot s_0) \quad (12)$$

Mit dieser Vorgehensweise wurden die ρ_a -Testkurven TM5 und TM6 mit $s_0 = 0.03$ und TM7 mit $s_0 = 0.01$ gewonnen. Die tatsächlichen relativen quadratischen Abweichungen der Testkurven von TM4 und die Ergebnisse der Modellrechnungen zeigt die untenstehende Tabelle:

Tabelle 1: Vergleich zwischen Modellen gestörter und ungestörter Daten

Kurve	s_0	Abw.	d(1)	d(2)	d(3)	$\rho(1)$	$\rho(2)$	$\rho(3)$	$\rho(4)$	ϵ_r
TM4	0	0	1.00	2.50	12.00	60.0	8.0	125.0	35.0	0.00
TM5	0.03	2.77	1.04	2.08	17.70	59.1	6.9	92.0	33.6	2.26
TM6	0.03	2.32	1.04	2.08	19.72	59.6	6.9	95.5	29.0	2.00
TM7	0.01	1.12	1.04	2.08	11.44	59.0	6.8	119.7	35.7	1.03

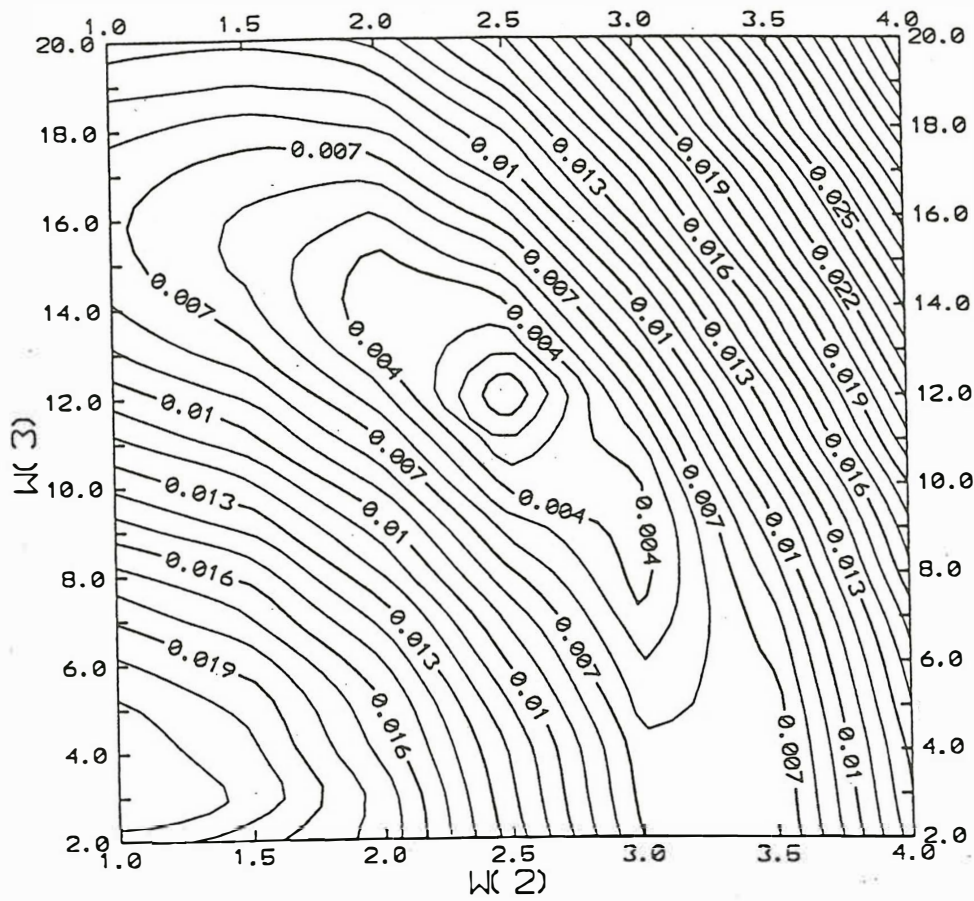


Abbildung 3: Isolinienkarte des Anpassungsfehlers des W_m -Lösungsraumes von TM4

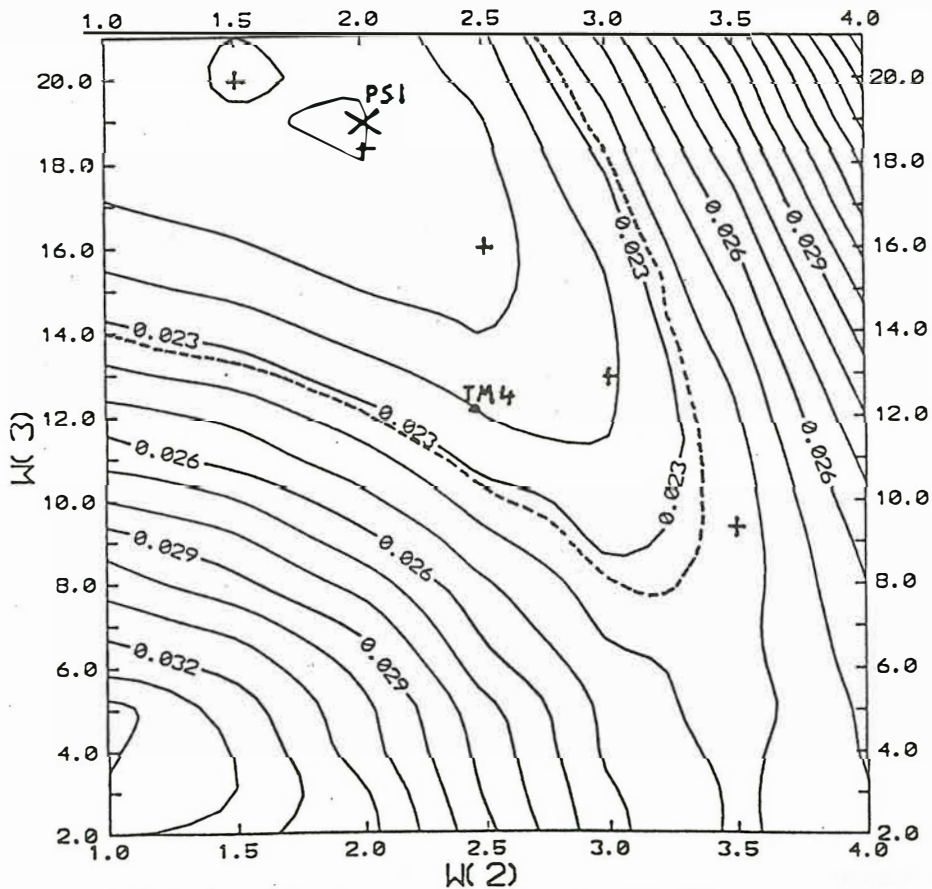


Abbildung 4: Isolinienkarte des Anpassungsfehlers des W_m -Lösungsraumes von TM6

Aus der Auswertung der Testmodelle läßt sich entnehmen, daß schon ein relativ kleiner Meßfehler auch bei bester Modellierung eine große Verschiebung der resultierenden Schichtparameter bewirkt. Außerdem fällt auf, daß die Anpassungsfehler der jeweiligen "besten" Modelle stets geringer sind als die tatsächlichen Meßfehler. Diese "Überinterpretation" führt letztlich zu der relativ starken Verschiebung. In der Literatur wird daher manchmal empfohlen, die Iteration bei Erreichen des angenommenen Meßfehlers der Apparatur abzubrechen.

In Abbildung 4 ist gestrichelt diese Grenze der Anpassung angegeben, die vom "Meßfehler" 2.32 % diktiert wird. Innerhalb der Grenze können sich die beiden Parameter aufhalten, wenn alle anderen Modellparameter ideal gewählt wären. In der Tat befinden sich die Schichtgewichte von TM4 noch innerhalb dieses Bereiches. Das Problem bei der Auswertung realer Meßdaten liegt darin, daß die "wahre" Leitfähigkeitsverteilung im Untergrund nicht bekannt ist. So bleibt einem Anwender ohne gute Kenntnis der geologischen Verhältnisse des Meßgebietes nichts anderes übrig, als den Anpassungsfehler des Modells an die Daten so gering wie möglich zu halten, vorausgesetzt, er verwendet eine für die Meßkurve charakteristische Anzahl von Schichten. Eine Überinterpretation entsteht vor allem durch zu viele Schichten im Modell.

Vergleich mit indirekten Verfahren:

Auch das Gradientenverfahren (KOEFOED 1979) wurde auf die Testkurven angewendet. Dabei ergab sich (SEICHTER 1993), daß einerseits das Endmodell dieses indirekten Interpretationsverfahrens stark von dem vorgegebenen Startmodell abhängt, und daß andererseits der Ψ -Algorithmus immer in unmittelbare Nähe des globalen Minimums gelangt. Der Vorteil des Ψ -Algorithmus besteht in dieser Hinsicht darin, daß über die Hälfte der Modellparameter (die M Schichtwiderstände) direkt ausgerechnet werden. Für das Beispiel eines Vierschichtmodells besteht für den Ψ -Algorithmus der Lösungsraum statt aus sieben Dimensionen lediglich aus dreien, was das Auftreten von Nebenminima merklich einschränkt (d_0 und W_m seien bei dieser Betrachtung zu Schichtdicken zusammengefaßt). Es erscheint also sinnvoll, zunächst mit dem Ψ -Algorithmus in die Nähe des globalen Minimums zu gelangen und das Ergebnis durch die Anwendung eines indirekten Verfahrens bei Bedarf zu verfeinern.

5. Anwendung des Ψ -Algorithmus auf komplexe Widerstandsmessungen

Durch Untersuchungen an Gesteinsproben wurde deutlich, daß die Leitfähigkeit eine frequenzabhängige, komplexe Größe ist. Bei niedrigen Frequenzen (10^{-3} – 10^3 Hz) zeigen Realteil und Imaginärteil der komplexen Leitfähigkeit σ^* nahezu die gleiche Potenzabhängigkeit von der Frequenz. Mit der Meßmethode der spektralen induzierten Polarisation (SIP) lassen sich über diese Beziehung Amplitude und Phase des spez. Widerstandes ermitteln.

Die in Abbildung 5 gezeigte SIP-Meßkurve wurde mit einer mehrkanaligen PHOENIX-Apparatur in Schlumberger-Anordnung bei Elsnig gewonnen. Die rechten Kurven im Diagramm zeigen die Amplituden in Ωm , die linken die Phase in mRad, wobei die durchgezogenen Linien für die Messung stehen, die gestrichelten sich aus dem errechneten Modell ergeben.

Bemerkenswert an dieser Meßkurve ist, daß der Realteil von σ^* - abgesehen von einer dünnen, hochohmigen Deckschicht - im Untergrund fast konstant ist, während starke Kontraste im Imaginärteil (bzw. in der Phase) auftreten.

Komplexe Widerstandssondierung

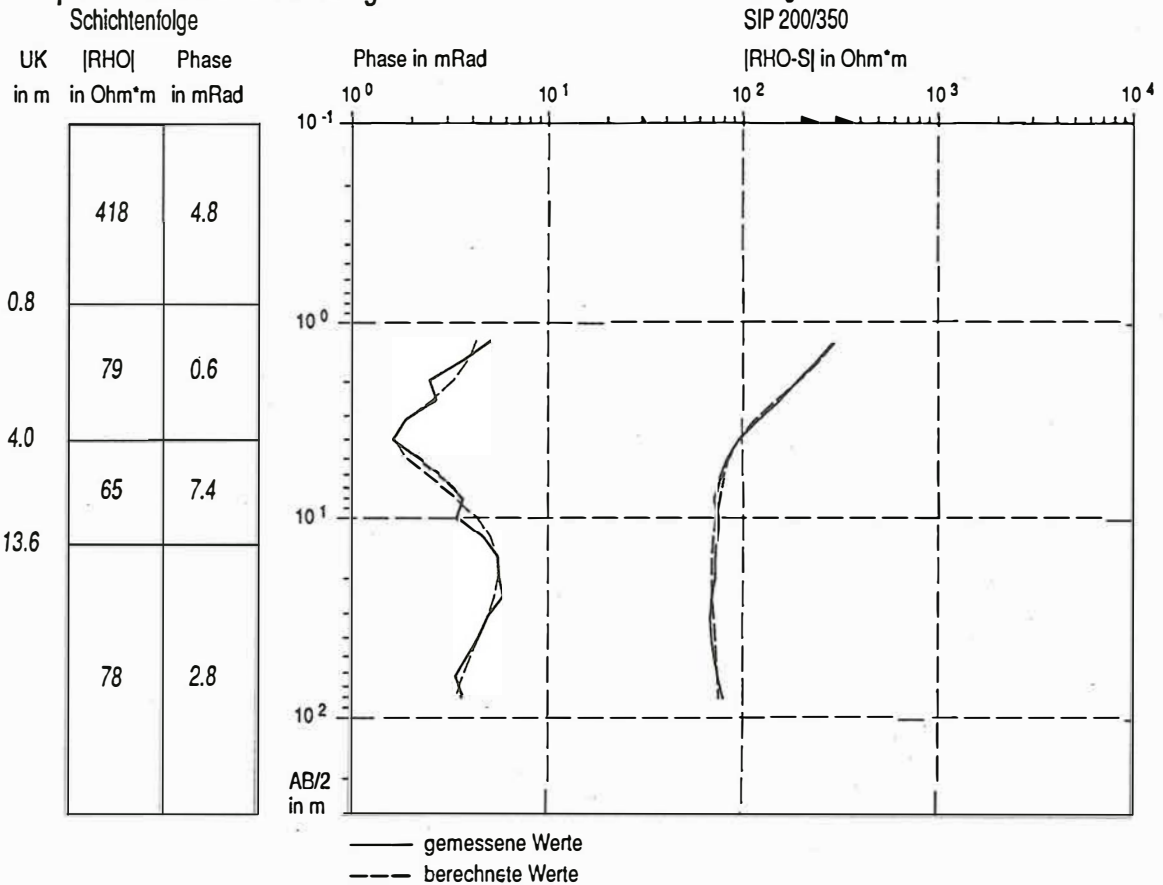


Abbildung 5: Beispiel der Anwendung auf eine Komplexe Widerstandssondierung

In Zusammenarbeit mit A. WELLER und P. WEIDELT (Braunschweig) wurde das Computerprogramm zum Ψ -Algorithmus so modifiziert, daß nun auch komplexe Widerstandssondierungen damit ausgewertet werden können. Für das vorliegende Modell wurden die Schichtdicken für die Ψ -Iteration nach einem mit dem MARQUARDT-Algorithmus erzeugten Vergleichsmodell vorgegeben. Die Ψ -Iteration konvergiert auch für komplexe Widerstände und erzeugt ein Modell, das mit dem des MARQUARDT-Verfahrens fast übereinstimmt. Damit ist gezeigt, daß der Ψ -Algorithmus auch auf komplexe Widerstandskurven anwendbar ist.

6. Literatur

- FLATHE, H.: A practical method of calculating geoelectrical model graphs for horizontal stratified media. *Geoph. Prosp.* 19, 197-217, 1955.
- KOEFOD, O.: Resistivity Sounding Measurements. *Geosounding Principles 1*, Elsevier 1979.
- MARQUARDT, D. W.: An algorithm for least-squares estimation of non-linear parameters. *J. Soc. Ind. Appl. Math.* 11, 431-441, 1963.

- PRESS, W. H., FLANNERY, B. P., TEUKOLSKY, S. A. & VETTERLING, W. T.: Numerical Recipes. The Art of Scientific Computing. Cambridge University Press, Cambridge 1986.
- SCHMUCKER, U.: Eindimensionale Interpretation logarithmischer Sondierungsdaten mit zusätzlicher Anpassung der Tiefen von Schichtgrenzen. *Protokollband Kolloquium Elektromagnetische Tiefenforschung*, Neustadt/Weinstraße 1978.
- SEICHTER, M.: Vergleich geoelektrischer Interpretationsverfahren. *Protokollband Kolloquium Elektromagnetische Tiefenforschung*, Borkheide 1992.
- SEICHTER, M.: Die Anwendung des Ψ -Algorithmus auf Gleichstromsondierungskurven im Vergleich zu anderen Interpretationsverfahren. *Diplomarbeit*, Göttingen 1993.
- SLICHTER, L. B.: The interpretation of the resistivity prospecting method for horizontal structures. *Physics* 4, 307-322, 1933.
- WELLER, A., BÖRNER, F.: Determination of permeability at shallow depth. *54th EAEG Meeting*, P148, Paris 1992.

Vierpunktgeoelektrik mit einem Multielektrodenarray

Fritz Echternacht

1. Einleitung

Laterale Inhomogenitäten im Untergrund können geoelektrische Sondierungen stark beeinflussen - oft ohne daß man das den Meßwerten ansieht. Werden derartige Kurven für einen eben geschichteten Untergrund ausgewertet, ergeben sich Modelle der Leitfähigkeitsverteilung, die von den realen Verhältnissen erheblich abweichen. Für die Meßpraxis bedeutet das, daß Sondierungen gerade in der Nähe hydrogeologisch interessanter Strukturen wie Verwerfungen und kleinräumiger Tonlinsen leicht fehlinterpretiert werden können. Bereits seit einigen Jahren finden deshalb in der Grundwassererschließung und in der Archäometrie Multielektrodenarrays Anwendung, mit deren Hilfe ein detaillierteres Bild des Untergrundes gewonnen werden kann (z. B.: van Overmeeren & Ritsema, 1988; Lehmann, 1993). Die hier vorgestellten Untersuchungen wurden am Institut für Allgemeine und Angewandte Geophysik der Ludwig-Maximilians-Universität in München durchgeführt.

Unter einem Multielektrodenarray versteht man die linienhafte Anordnung von N ($N > 4$) äquidistant positionierten Elektroden. Von diesen N Elektroden sind pro Messung nur vier aktiv, d.h. als stromführende Elektroden oder Potentialsonden eingesetzt. Vorteil der Multielektrodenarray - Technik ist es, daß man mit relativ geringem Meßaufwand ein Maximum an Information über den Untergrund erhalten kann.

2.1 Die unabhängigen Elektroden und Sondenpositionen

Um in einem Multielektrodenarray mit N Spießen zwei Elektroden und zwei Sonden zu plazieren, gibt es insgesamt $N \cdot (N-1) \cdot (N-2) \cdot (N-3)$ Möglichkeiten. Zum Gewinn der maximalen im Array enthaltenen Information ist es nicht nötig, alle diese Positionen zu messen. Eine Reihe von Kombinationen läßt sich durch Superposition aus einer Minimalzahl von $N \cdot (N-3)/2$ Positionen berechnen (Noel, 1991). Zur Veranschaulichung sollen diese Vereinfachungen an einem "Miniarray" mit $N = 6$ erläutert werden. Dabei symbolisiert ein "C" eine stromführende Elektrode, ein "P" eine Potentialsonde und ein Punkt eine nicht aktive Elektrode:

Für die Positionierung des Stromdipols gibt es, da die stromführenden Elektroden untereinander vertauschbar sind, $N(N-1)/2 = 15$ Möglichkeiten:

CC....	.CC...	..CC..	...CC.CC	C.C...
.C.C..	..C.C.	...C.C	C..C..	.C..C.	..C..C
C...C.	.C...C	C....C			

Zu jeder dieser Positionen gibt es $(N-2)(N-3)/2$ Platzierungsmöglichkeiten für den Potentialdipol:

(1) ccpp..	(2) cc.pp.	(3) cc..pp	(4) ccp.p.	(5) cc.p.p	(6) ccp..p
(7) pccp..	(8) .ccpp.	(9) .cc.pp	(10) .ccp.p	(11) pcc.p.	(12) pcc..p
(1) ppcc..	(13) .ppcc.	(14) ..ccpp	(15) p.ccp.	(16) .pcc.p	(17) p.cc.p
(2) pp.cc.	(8) .ppcc.	(18) ..pccp	(19) p.pcc.	(20) .p.ccp	(21) p..ccp
(3) pp..cc	(9) .pp.cc	(8) ..ppcc	(22) p.p.cc	(23) .p.pcc	(24) p..pcc
(19) c.cpp.	(22) c.c.pp	(25) cpcp..	(26) c.cp.p	(27) cpc.p.	(28) cpc..p
(23) .c.cpp	(25) pcp.c.	(29) .cpcp.	(30) pc.cp.	(31) .cpc.p	(32) pc.c.p
(4) ppc.c.	(29) .pcpc.	(33) ..cpcp	(34) p.cpc.	(35) .pc.cp	(36) p.c.cpc
(5) pp.c.c	(10) .ppc.c	(26) p.pc.c	(33) ..pcpc	(37) .p.cpc	(38) p..cpc
(7) cppc..	(24) c..cpp	(34) c.pcp.	(39) cp.cp.	(40) c.pc.p	(41) cp.c.p
(13) .cppc.	(27) pcp.c.	(36) .c.pcp	(39) pc.pc.	(42) .cp.cp	(43) pc..cp
(6) ppc..c	(18) ..ppcc	(31) .pcp.c	(40) p.cp.c	(42) .pc.pc	(44) p.c.pc
(11) cpp.c.	(15) c.ppc.	(30) cp.pc.	(38) c..pcp	(44) c.p.cp	(45) cp..cp
(16) .cpp.c	(20) .c.ppc	(28) pcp..c	(35) .cp.pc	(39) pc.p.c	(45) pc..pc
(12) cpp..c	(17) c.pp.c	(21) c..ppc	(32) cp.p.c	(36) c.p.pc	(42) cp..pc

Die Hälfte dieser Konfigurationen können nach dem Reziprozitätsprinzip eingespart werden, so daß $N \cdot (N-1) \cdot (N-2) \cdot (N-3) / 8 = 45$ Kombinationen übrigbleiben.

Vertauscht man Elektroden und Potentialsonden einer beliebigen Vierpunktanordnung nach folgendem Muster:

- A: cppc
- B: ccpp
- C: cpcp

so gilt für die Quotienten $R = U/I$ die Beziehung: $R_A = R_B + R_C$ (Carpenter 1955).

Nutzt man diesen Zusammenhang und das Superpositionsprinzip lassen sich einige der Konfigurationen aus obiger Tabelle durch Kombination anderer Sonden - Elektrodenanordnungen ersetzen (Rechts des Pfeils sind jeweils die Nummern der Konfigurationen angegeben, die nötig sind um die links des Pfeils stehende Anordnung zu ersetzen):

4 ← (1, 2)	5 ← (2, 3)	6 ← (1, 2, 3)	7 ← (21, 8, 9)
10 ← (8, 9)	11 ← (12, 9)	12 ← (12, 9)	13 ← (17, 1, 14)
15 ← (17, 14)	16 ← (17, 1)	18 ← (21, 8, 2)	19 ← (2, 8)
20 ← (21, 2)	22 ← (3, 9)	23 ← (9, 14)	24 ← (3, 9, 14)
25 ← (1, 12, 9, 8)	26 ← (2, 3, 8, 9)	27 ← (11, 12, 9)	28 ← (1, 2, 3, 12)
29 ← (8, 7)	30 ← (12, 9, 17, 14)	31 ← (1, 17, 8, 9)	32 ← (12, 17)
33 ← (14, 21, 2, 8)	34 ← (2, 8, 1, 17)	35 ← (1, 2, 17, 21)	36 ← (17, 21)
37 ← (9, 14, 21, 2)	38 ← (3, 9, 14, 21)	39 ← (2, 12, 9, 17, 14)	40 ← (2, 3, 8, 9, 17)
41 ← (1, 2, 12, 9, 17, 4)	42 ← (9, 12, 17, 21)	43 ← (12, 17, 21)	44 ← (3, 9, 17, 21)
45 ← (12, 17, 21, 3)			

Es verbleibt eine Basis von $N(N-3)/2$ unabhängigen Konfigurationen, die nicht ineinander überführt werden können, und aus denen sich alle anderen Anordnungen ableiten lassen:

(1) ccpp.. (2) cc.pp. (3) cc..pp (8) .ccpp. (9) ..ccpp (14) ..ccpp
 (12) cpp..c (17) c.pp.c (21) c..ppc

Eine derartige Basis enthält genau die Kombinationen, die für eine Dipol-Dipol Sektion benötigt werden - ergänzt um die Zusatzpositionen 12,17 und 21. Man spricht deshalb auch von einer erweiterten Dipol-Dipol Sektion.

2.2 Algorithmen zur Berechnung des Quotienten U/I für Wenner- und Schlumberger Konfigurationen

Es lassen sich Algorithmen finden, die es erlauben, aus den Basisanordnungen für z.B. die im Multi-elektrodenarray enthaltenen Wenner α - Konfigurationen sowie für eine Schlumbergersondierung die Quotienten $R = U/I$ zu errechnen. Es gelten folgende Abkürzungen:

N = Gesamtzahl der Elektroden im Array

a = Abstand zweier benachbarter Elektroden im Array. Ein Dipol aus zwei Elektroden mit Abstand a heißt **Elementardipol**

b = Spacing, d.h.: Abstand zweier benachbarter aktiver Elektroden einer Wenneranordnung im Array in Einheiten von a (Man beachte, daß der Begriff "Spacing" von manchen Autoren abweichend von der hier verwendeten Nomenklatur auch für die Gesamtauslage, also den Abstand der beiden äußersten aktiven Elektroden einer Vierpunktanordnung, verwendet wird)

x = Position der ersten Elektrode der zu berechnenden Konfiguration

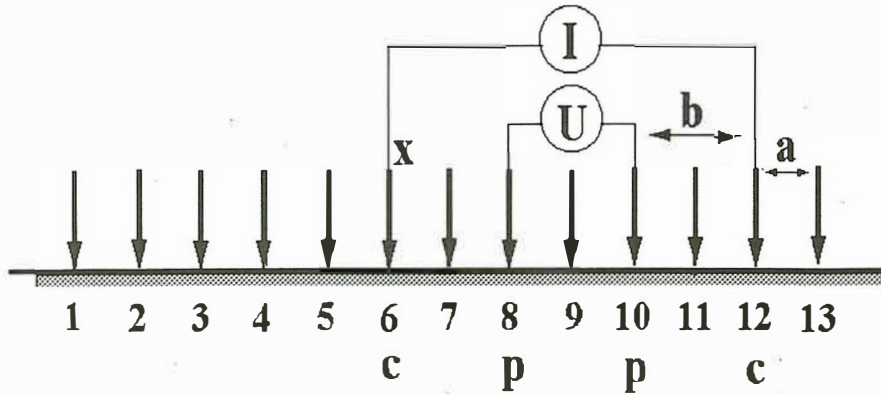


Abb. 1 Multielektrodenarray mit $N = 13$. Die erste aktive Elektrode der Wenneranordnung mit Spacing $b = 2$ sitzt an der Stelle 6 ($x = 6$).

Die Quotienten U/I für die Basiskonfigurationen schreibt man in eine $(N-2) \times (N-3)$ Matrix. In der ersten Zeile der Basismatrix stehen alle Konfigurationen bei denen an Elektrode 1 und 2 Strom anliegt, in der zweiten Zeile befindet sich der Stromdipol an den Stellen 2 und 3 etc... Die Diagonale der Rechteck-Matrix, also das letzte Element jeder Spalte wird mit den Elementen der Basis besetzt, bei denen die stromführenden Elektroden auf den Plätzen 1 und N stecken. Abbildung 2 zeigt die Basismatrix für das hier verwendete 21 - Elektroden Array.

$$\begin{pmatrix}
 ccpp\dots\dots\dots & cc.pp\dots\dots\dots & cc.pp\dots\dots\dots & .. & .. & .. & cc\dots\dots\dots pp \\
 .ccpp\dots\dots\dots & .cc.pp\dots\dots\dots & .. & .. & .. & .cc\dots\dots\dots pp & c\dots\dots\dots pp \\
 ..ccpp\dots\dots\dots & ..cc.pp\dots\dots\dots & .. & .. & ..cc\dots\dots\dots pp & c\dots\dots\dots pp.c \\
 .. & .. & .. & .. & c\dots\dots\dots pp..c \\
 .. & .. & .. & .. & .. & .. & .. \\
 .. & .. & .. & .. & .. & .. & .. \\
 ..ccpp. & ..cc.pp & c.pp\dots\dots\dots c \\
 ..ccpp & c.pp\dots\dots\dots c \\
 cpp\dots\dots\dots c
 \end{pmatrix}$$

Abb. 2 Die Basismatrix für ein Array mit 21 Elektroden.

2.2.1 Berechnung des Quotienten R_w für die Wenner a - Konfiguration

Eine Wenner a Konfigurationen mit Spacing b wird aus drei Termen superponiert. Diese Terme werden ihrerseits aus Basiselementen gebildet, wobei sowohl Reziprozitäts - als auch Superpositionsprinzip genutzt werden (siehe Abbildung 3):

Um den Quotienten R_w für die ausgewählte Wenner a - Anordnung zu erhalten summiert man die Quotienten R der Basiskonfigurationen. Diese Vorgehensweise lässt sich so formulieren:

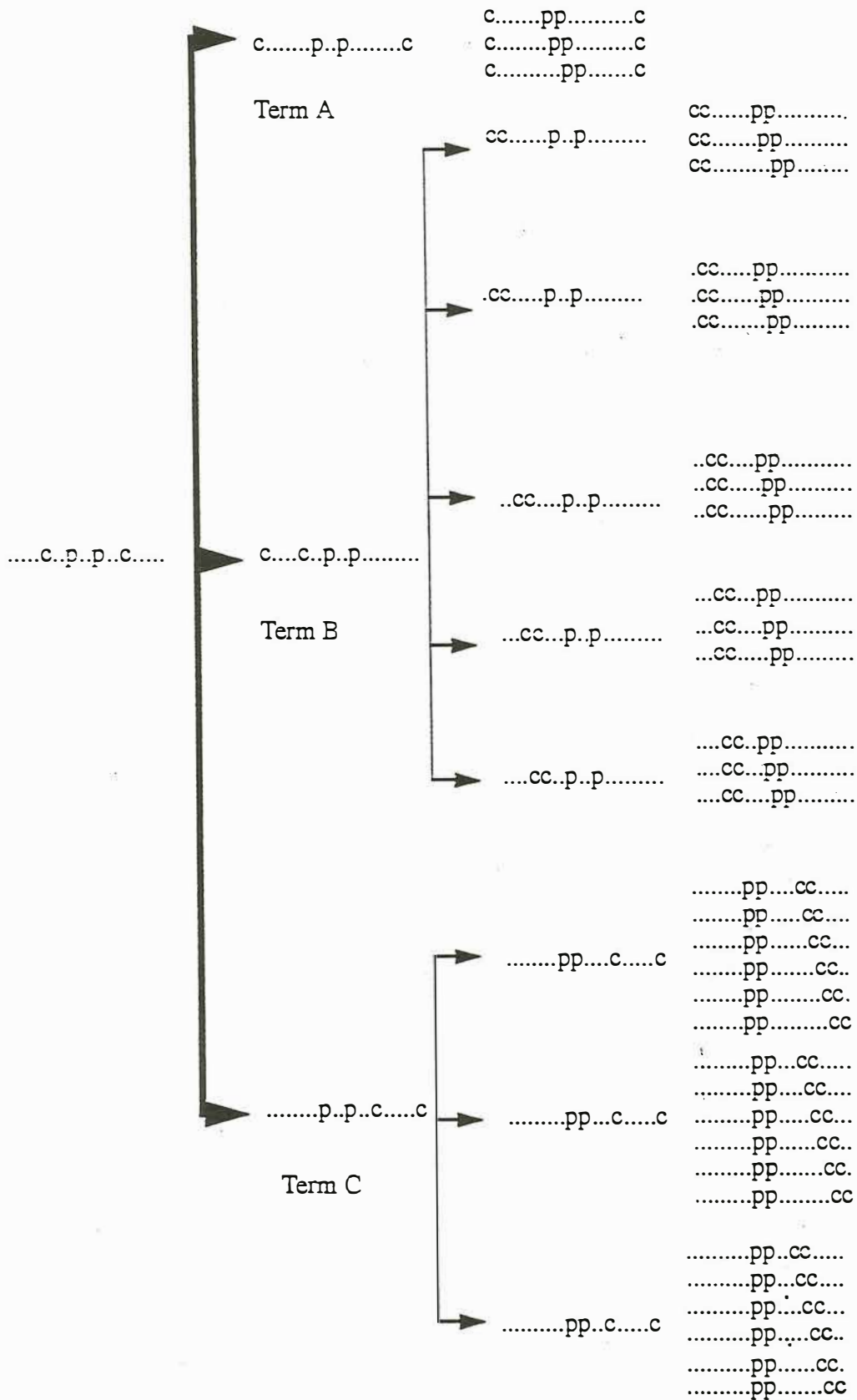


Abb 3. Superposition einer Wenner α Konfiguration aus den unabhängigen Basisanordnungen

$$R_b^\alpha [x] = \sum_{i=0}^{b-1} R_{N-(x+b)-i, x+b-1+i}^{bas} \quad (\text{Term A})$$

$$+ \sum_{k=1}^{x-1} \sum_{i=0}^{b-1} R_{k, x+b-1+i-k}^{bas} \quad (\text{Term B})$$

$$+ \sum_{k=0}^{b-1} \sum_{i=x+3b}^{N-1} R_{k+x+b, -(x+b+1)-k+i}^{bas} \quad (\text{Term C})$$

$R_b^\alpha [x]$: U/I für die Wenner α Konfiguration mit Spacing b und Platzierung der ersten Elektrode an der Position x

$R_{m,n}^{bas}$: U/I für eine Konfiguration, die als Element der Basismatrix in der Zeile m und der Spalte n steht.

2.2.2 Berechnung der Quotienten R für eine Schlumbergersondierung

Aus den mit dem Multielektrodenarray gemessenen unabhängigen Sonden -Elektroden Positionen lassen sich nicht nur die Quotienten R für die Wenner Konfigurationen bestimmen. Der Datensatz ermöglicht es auch den Verlauf des scheinbaren spezifischen Widerstandes für eine Schlumbergersondierung mit Sondierungspunkt in der Arraymitte zu errechnen. In Abbildung 4 sind die Sonden - Elektroden Positionen für die in einem Array mit 21 Elektroden enthaltene Schlumbergersondierung aufgeführt. Die Reihenfolge der Indizierung Schl₁ - Schl₉ folgt der Reihenfolge der Berechnung. Bei der Berechnung von Schlumbergersondierungen muß man zwischen Arrays mit gerader und ungerader Elektrodenzahl N unterscheiden:

Schl₁	c.....p.p.....c
Schl₂	.c.....p.p.....c.
Schl₃	..c.....p.p.....c..
Schl₄	...c.....p.p.....c...
Schl₅c.....p.p.....c....
Schl₆c...p.p...c.....
Schl₇c.p.p.c.....
Schl₈c.p.p.c.....
Schl₉cp.pc.....

Abb. 4 Die im Datensatz einer Messung mit dem Multielektrodenarray enthaltene Schlumbergersondierung. Die Indizierung der Punkte der Sondierung Schl₁ - Schl₉ erfolgt in der Reihenfolge der Berechnung.

Für ein gerades N entspricht der Schlumbergeranordnung mit der größten Auslage (Schl₁) das Basiselement $R_{N/2, N/2-1}^{bas}$. Dieser Anordnung überlagert man die Elemente der Basismatrix $R_{1, N/2-1}^{bas}$ und $R_{N/2, N/2-2}^{bas}$ und erhält U/I für den benachbarten Punkt der Sondierungskurve (Schl₂). Zur Berechnung der weiteren Punkte addiert man jeweils den Quotienten R zweier weiterer Basisanordnungen. Schritt für Schritt erhält man so von außen nach innen vorgehend die Quotienten R für die komplette Sondierung.

Zusammenfassend gilt also:

- für den äußersten Punkt der Sondierungskurve:

$$R_{Schl_1} = R_{N/2, N/2 - 1}^{bas}$$

- und für jeden weiteren Punkt der Sondierungskurve ($n > 1$):

$$R_{Schl_n} = R_{Schl_{n-1}} + R_{n-1, N/2 - n}^{bas} + R_{N/2, N/2 - n}^{bas}$$

Für Arrays mit einer ungeraden Anzahl von Elektroden wie das hier verwendete 21-Elektroden Array ist die in der Basis enthaltene Schlumberger-Sondierung in Abbildung 4 skizziert. Der Quotient R für den äußersten Punkt der Sondierungskurve Schl₁ setzt sich aus zwei Diagonalelementen der Basismatrix zusammen:

$$R_{Schl_1} = R_{(N+1)/2, (N-3)/2}^{bas} + R_{(N-1)/2, (N-1)/2}^{bas}$$

Die Quotienten für die anderen Punkte der Sondierungskurve findet man gemäß:

$$R_{Schl_n} = R_{Schl_{n-1}} + R_{n-1, (N-1)/2 - n} + R_{n-1, (N+1)/2 - n} + R_{(N+1)/2, (N-1)/2 - n}^{bas} + R_{(N-1)/2, (N+1)/2 - n}^{bas}$$

Man benötigt also R für den jeweils einen Schritt weiter außen liegenden Punkt der Sondierungskurve und für vier weitere Elemente der Basis. Das Schema einer derartigen Superposition ist in Abbildung 5 zu sehen.

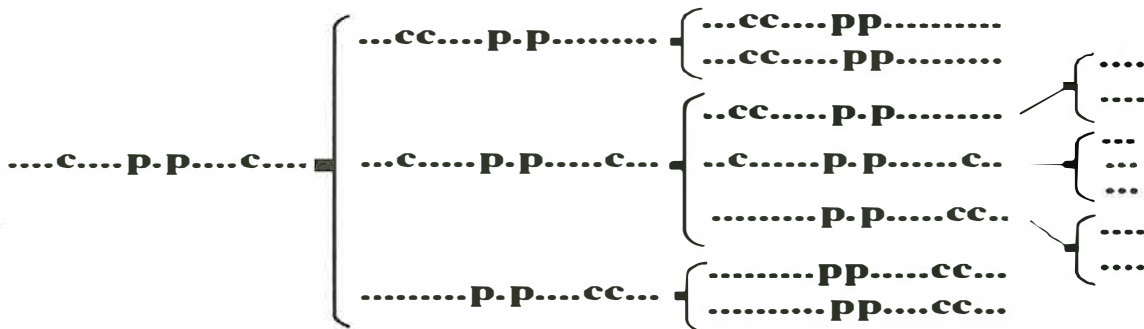


Abb. 5 Schema der Berechnung des Quotienten R für einen Punkt einer Schlumbergersondierung. Benötigt werden nur Basisanordnungen oder ihre reziproken Konfigurationen.

3. Eine Anwendung

Im Rahmen des Forschungsverbundes Agrarökosysteme München (FAM) wurden im Sommer 1992 auf dem Gelände des Versuchsgutes Scheyern eine Reihe von geoelektrischen Untersuchungen durchgeführt. Ziel dieser Untersuchungen war es, die laterale Begrenzung von grundwasserstauenden Tonlinsen zu kartieren, sowie durch Sondierungen die Tiefenlage dieser Tonlinsen zu bestimmen. Einige der Schlumberger - Sondierungen zeigten deutlich den Einfluß lateraler Leitfähigkeitsanomalien und waren deshalb mit konventionellen Auswerteverfahren nicht zu interpretieren.

Eine dieser "Problemstellen" wurde mit einem Multielektrodenarray untersucht. Abbildung 6 zeigt den Vergleich einer herkömmlichen Schlumbergersondierung mit der aus den Arraydaten berechneten Sondierung. Die Kurven stimmen gut überein, jedoch löst das Array im oberflächennahen Bereich schlechter auf. In Abbildung 7 sind die berechneten ρ_s Werte für Wenner α -Konfiguration dargestellt. Der laterale schlechte Leiter ist deutlich zu sehen.

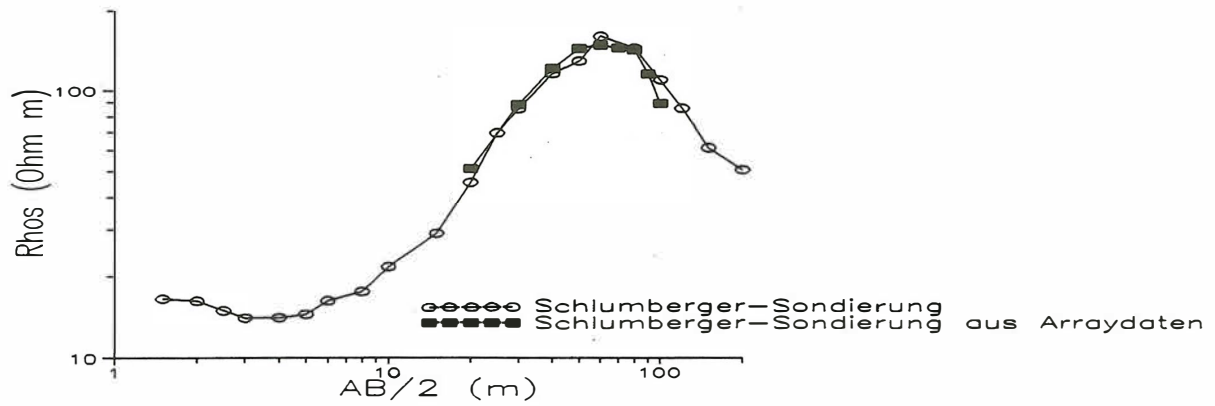


Abb. 6 Ergebnisse der Schlumbergersondierung. Die gemessene und die aus den Arraydaten berechnete Kurve stimmen sehr gut überein. Deutlich sichtbar ist der Einfluß eines lateralen schlechten Leiters.

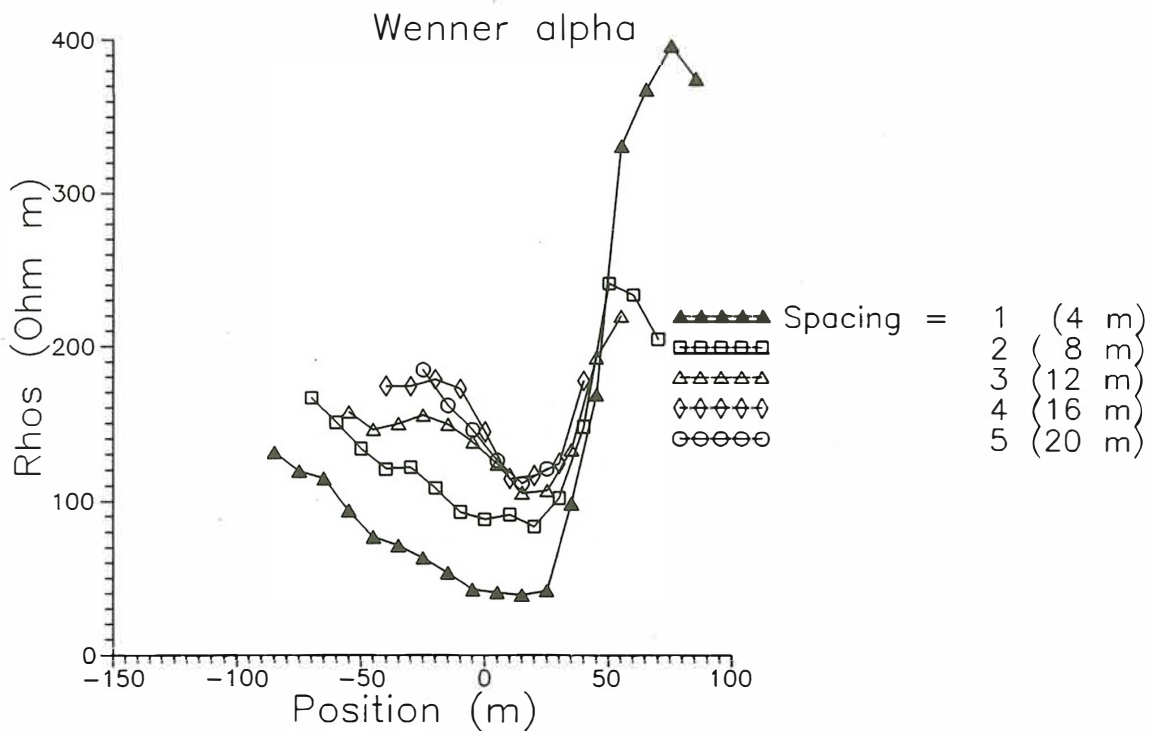


Abb. 7 ρ_s Werte für die Wenner α -Konfiguration (aus den Arraydaten berechnet). Die schlechtleitfähige Struktur ist rechts deutlich zu sehen.

Diese Berechnungen liefern zwar keine quantitativen Untergrundmodelle, es lassen sich aber qualitative Aussagen machen. So könnte man sich die Struktur des Untergrundes folgendermaßen vorstellen (Abbildung 8): Das Zentrum des Arrays sitzt über einer unsymmetrischen Tonlinse, die in schlechtleitfähiges kiesiges Material eingebettet ist. Der gute Leiter in größerer Tiefe läßt sich durch eine grundwasserstauende Tonschicht erklären.

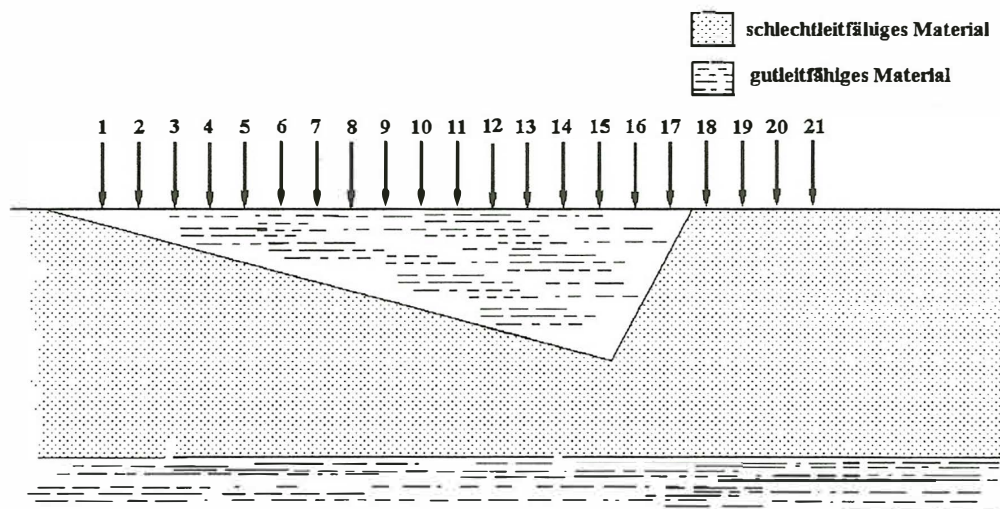


Abb. 8 Qualitatives Modell für die Widerstandsverteilung im Untergrund.

Literatur

- Carpenter, E.W. (1955). Some notes concerning the Wenner Configuration. *Geophysical Prospecting* 29, 388-402.
- Lehman, H. (1993). Geoelektrik in der Archäometrie: Entwicklung und erster Einsatz einer prozessorgesteuerten Multielektrodenapparatur und zugehörige Datenaufbereitung. *Geophysikalische Arbeiten sowie Mitteilungen aus Meteorologie und Astrophysik* 52, hrsg. v. Institut für Geophysik und Meteorologie der TU Braunschweig.
- Noel, M., Xu, B. (1991). Archaeological investigation by electrical resistivity tomography: a preliminary study. *Geophysical Journal International* 107, 95-102.
- Van Overmeeren, R.A., Ritsema, I.L., (1988). Continuous vertical electrical sounding. *First Break* 6, No.10, 313-324.

Zweidimensionale Geoelektrikmodellierung eines vulkanischen Trichters.

K.-M.Gerhold, B.Tezkan, A.Hördt (Köln), U.Schreiber (Bonn)

Einleitung

In Zusammenarbeit mit dem geologischen Institut der Universität Bonn wurden zur Unterstützung der geologischen Kartierung des Blattes 5413, Westerburg (Westerwald), vom Institut für Geophysik der Universität Köln geoelektrische Verfahren angewandt.

Ziel der Messungen war, Aussagen über die Grenzen eines Trachyandesites zum angrenzenden Tuff und über seine Struktur in der Tiefe (Gangspalte, Förderschloten oder Rest einer Lavadecke) zu erhalten.

Es wurden entlang zweier Profile Wennerkartierungen und an zehn Orten Schlumberger-Sondierungen durchgeführt.

Geologie des Meßgebietes

Der Westerwald gehört zu den Vulkanprovinzen des Oberrheingrabens. Das Fundament dieses Landschaftsteils besteht aus SW-NO streichenden Falten devonischer Schichtgesteine. Diese wurden im Tertiär (vor 5-65 Mio Jahren) mehrmals eingeebnet und von einem Deckgebirge aus Sedimenten und Vulkaniten überlagert. Im Oligozän entstanden während weiterer Absenkungen tonige Sedimente.

Das heutige Erscheinungsbild des Westerwaldes wird ganz wesentlich vom Vulkanismus bestimmt. Er begann im Südwesten des Gebietes mit der Bildung von Trachyttuffen. Gefolgt wurde dieses Ereignis vom Erguß von sauren (Quarztrachyte) bis intermediären (Andesit) Vulkaniten. Im Osten begann dagegen gleichzeitig die Förderung von basaltischen Tuffen. Der Westerwald bildet heute ein wichtiges Abbaugelände für Tone.

Unser Meßgebiet am Kramberg ist gekennzeichnet durch Vorkommen von Trachyandesit und darumliegenden Tuffen (Abb.1.). Das geologische Erscheinungsbild an der Erdoberfläche läßt nur einen vulkanischen Ursprung zu, sodaß sich unter dem Gipfel ein Vulkanschlot vermuten läßt. Abbildung 1 zeigt die geologische Karte des Meßgebietes mit dem SW-NO verlaufenden Profil 1 und den Orten der Sondierungen (A,B,D,E).

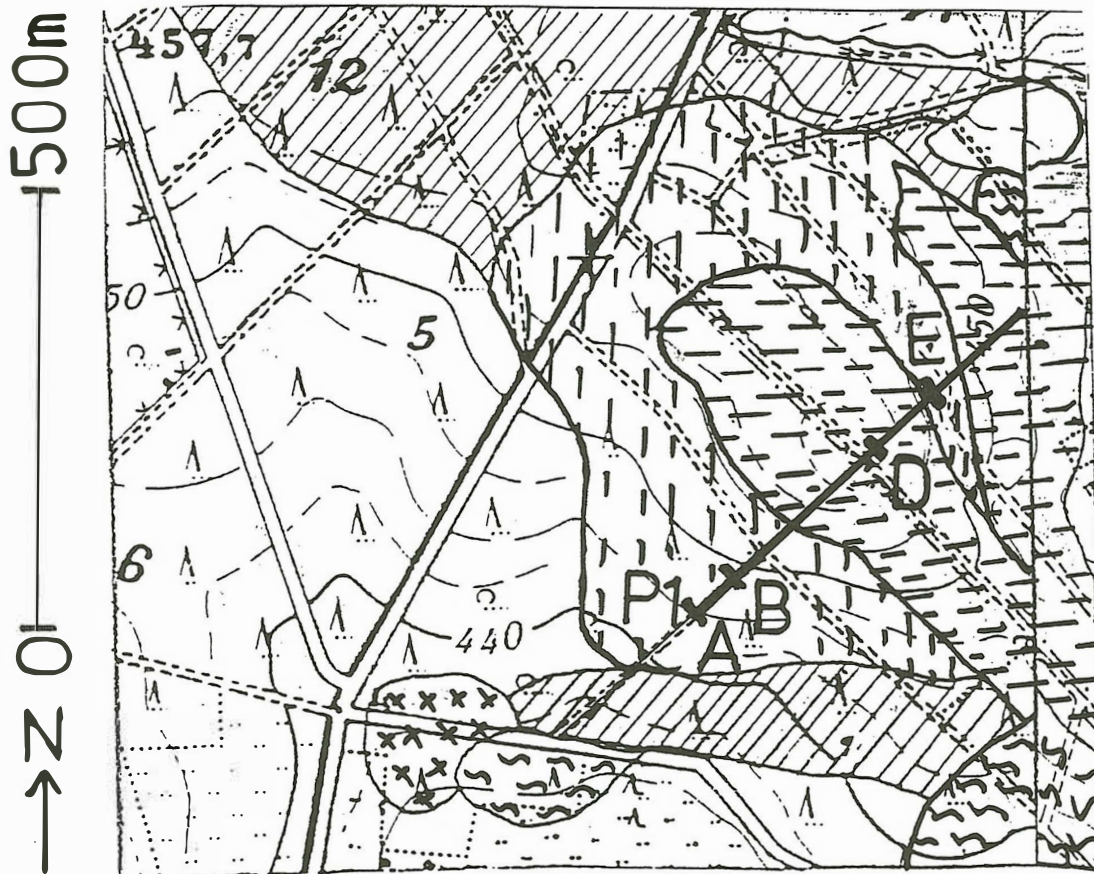








Abb.1: Geologische Karte des Kramberg (Westerwald)

	Trachyandesit		Tuff		Taunusquarzit
	Basalt		Lößlehm		Fließerden

Fragestellung

Nach Auswertung der geologischen Karte und den Erfahrungen mit ähnlichen Strukturen im Westerwald entstand eine Modellvorstellung über die Geologie und Tektonik des Meßgebietes (Schreiber, 1994). Abbildung 2 zeigt den Schnitt dieser Modellidee entlang des Profiles 1. Hierbei handelt es sich um einen trachyandesitischen Schlot, der wahrscheinlich durch Lavaströme mit einem zweiten verbunden ist. Um diesen Schlot herum liegen Tuffe, deren Mächtigkeiten jedoch nur geschätzt werden können. Der Sockel besteht aus, im Westerwald häufig vorkommendem, Taunusquarzit.

Zur Unterstützung der geologischen Kartierung, zur Überprüfung der entstandenen Modellvorstellung und zur Verifizierung der Mächtigkeit der Tuffe dienten folgende Fragen an die Geophysik:

1. Wo liegen die lateralen Grenzen?
(Trachyandesit-Tuff)
2. Wie sieht die Struktur in der Tiefe aus?
3. Welche geologische Körper gibt es im Untergrund?
(Lavadecken, Schlote, Trichter u.ä.)

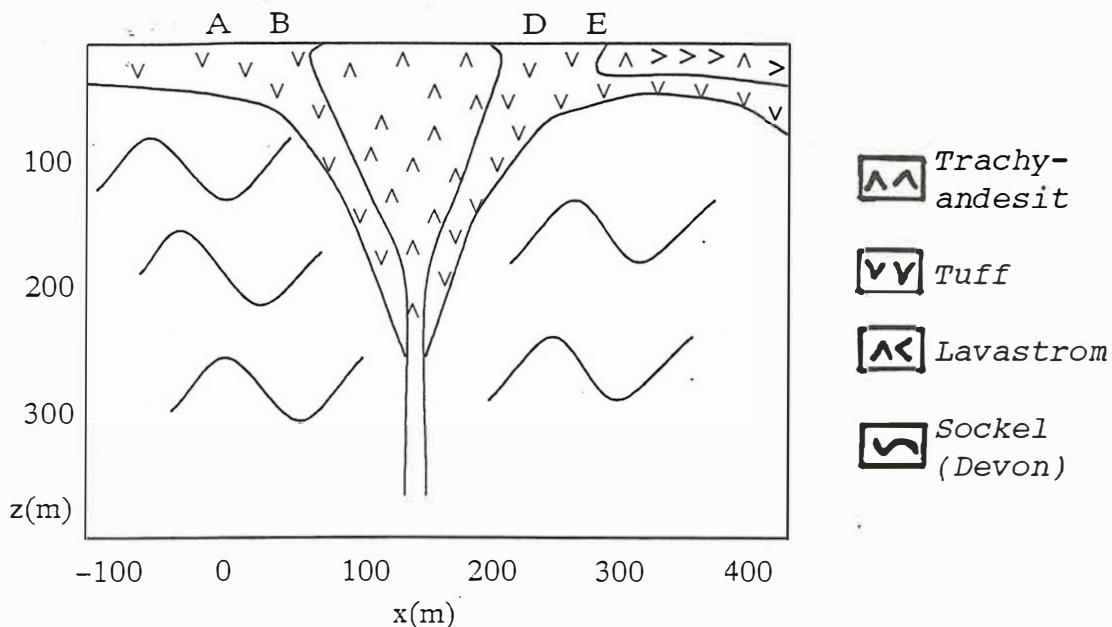


Abb.2: Geologische Modellidee des Profiles 1

Wenner-Kartierung

Zur Bestimmung der Grenzen Trachyandesit-Tuff wurden zwei Wennerauslagen (5m,10m) entlang des Profiles 1 gemessen und an die Daten ein Modell mit einem vertikalen Dike angepasst. Abbildung 3 zeigt die Meßkurve ($a=10m$) im Vergleich zur Modellkurve und darüber das dazugehörige Dike-Modell. Es zeigt sich ein deutlicher Kontrast der Widerstandswerte. Die geringen Widerstände ($10 \Omega m$) lassen sich durch die Tuffe erklären, wogegen höhere Widerstände ($120 \Omega m$) in der Mitte des Profiles den Trachyandesit widerspiegeln. Die ab 300m wieder ansteigenden Widerstände deuten auf einen benachbarten Trachyandesitkörper hin. Für die hohe Leitfähigkeit der Tuffe ist die Vertonung dieses Materials verantwortlich, die ein fester Bestandteil der Geologie des Westerwaldes ist. Zu beachten ist, daß die Grenze zwischen Tuff und Vulkanit etwa 20 Meter südwestlicher gemessen wurde, als sie auf der geologischen Karte eingetragen ist. Die Grenzen zwischen den einzelnen Gesteinen auf einer geologischen Karte werden üblicherweise nur abgeschätzt, da sich die genaue Lage der Grenze, alleine durch Lesesteinproben, nicht angeben läßt. Flächendeckende Wenner-Kartierungen können somit

oberflächennahe, laterale Grenzen aufspüren und dadurch bei der geologischen Kartierung helfen.

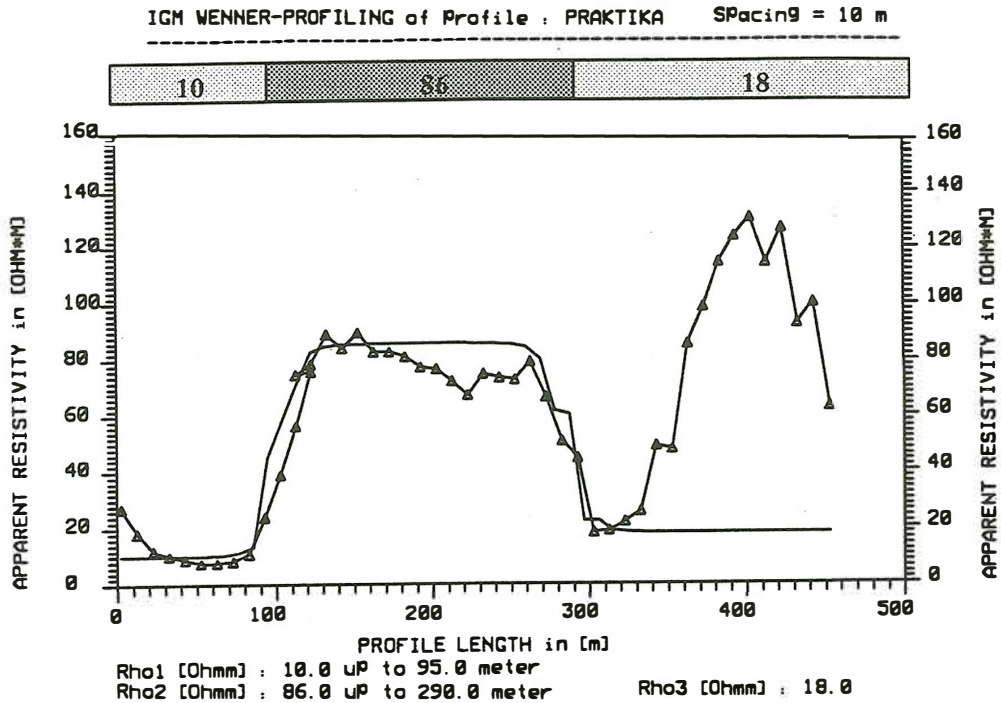


Abb.3: Ergebnis der Wennerkartierung des Profiles 1
 Meß-(Δ) & Modellkurve(-) sowie das Modell (oben)

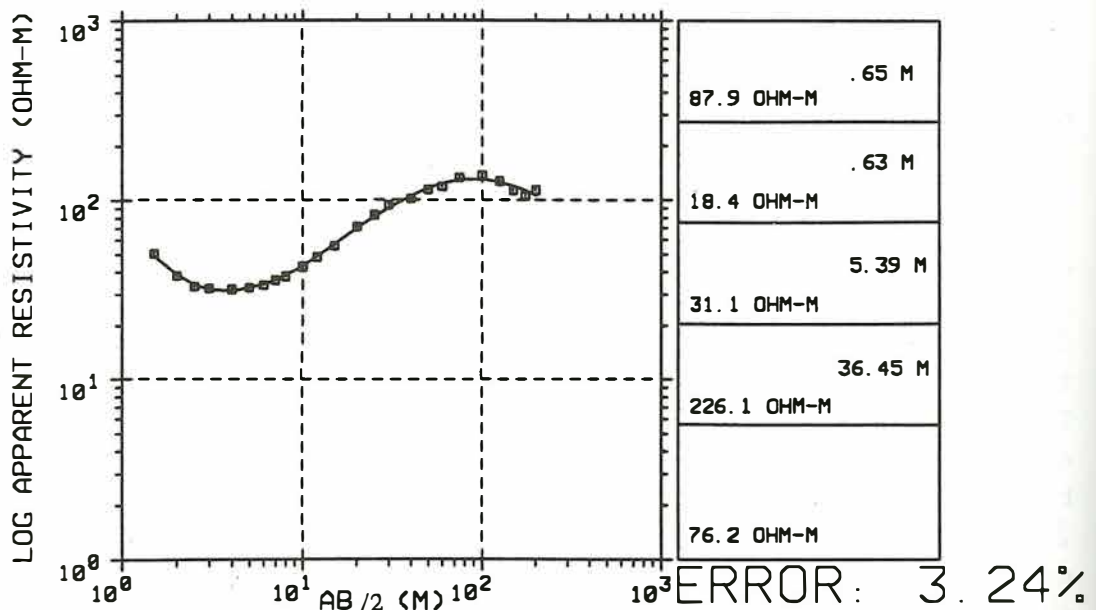


Abb.4.1: Meßkurve (Δ), Modellkurve (-) & Modell (rechts);
 der Station A

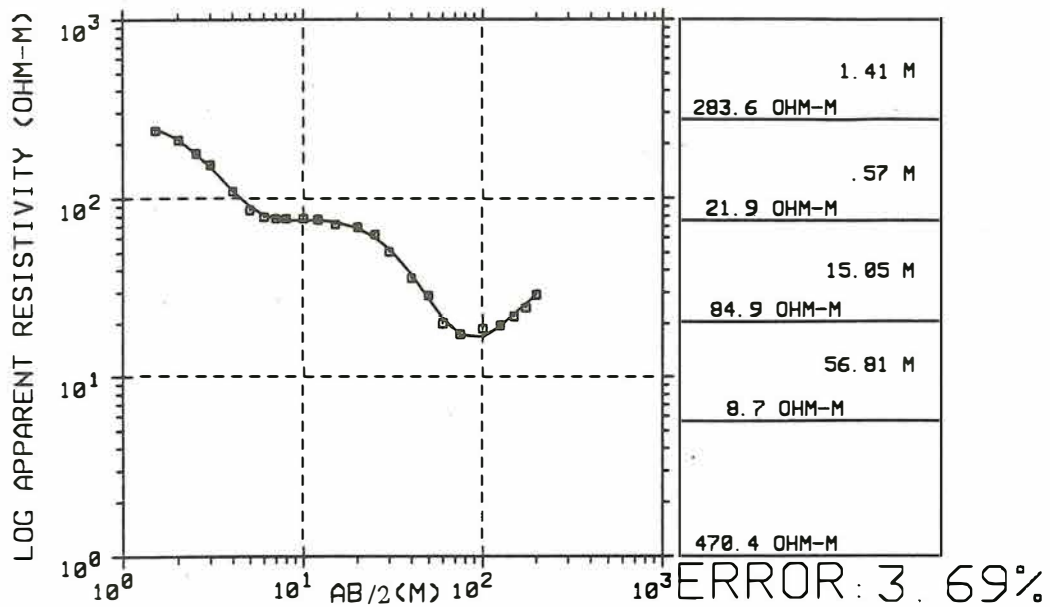


Abb.4.2: Meßkurve (Δ), Modellkurve (-) & Modell (rechts); der Station D

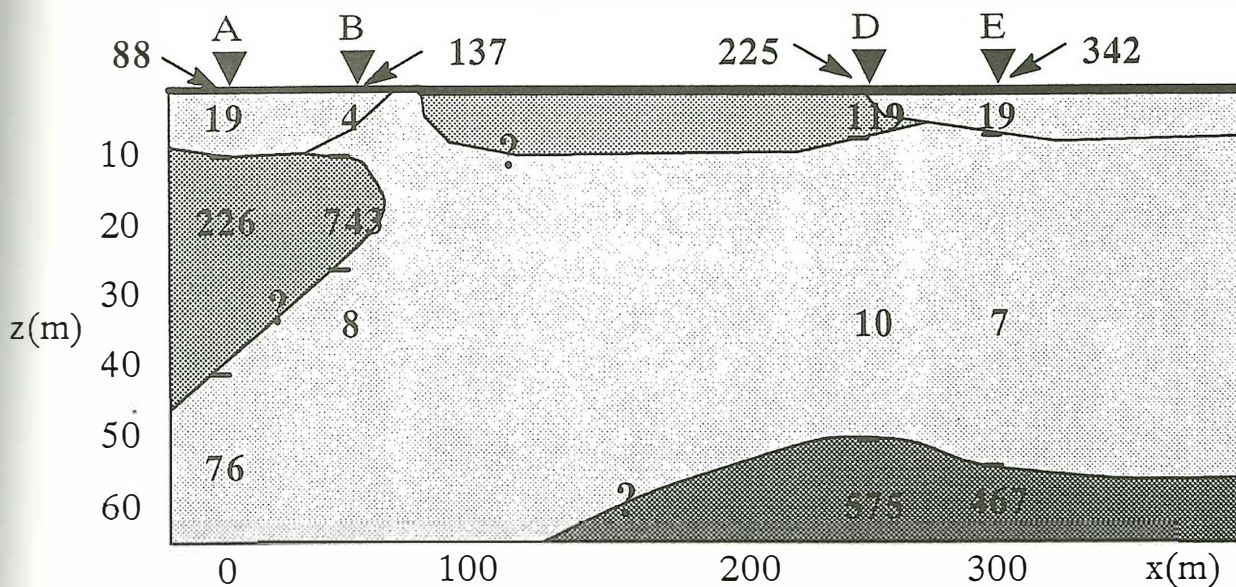


Abb.5: Vertikale Sektion aus den 1D-Inversionen entlang Profil 1 (Widerstände in Ωm)

Schlumberger -Sondierungen

Entlang des Profiles 1 wurden vier Sondierungen gemessen und

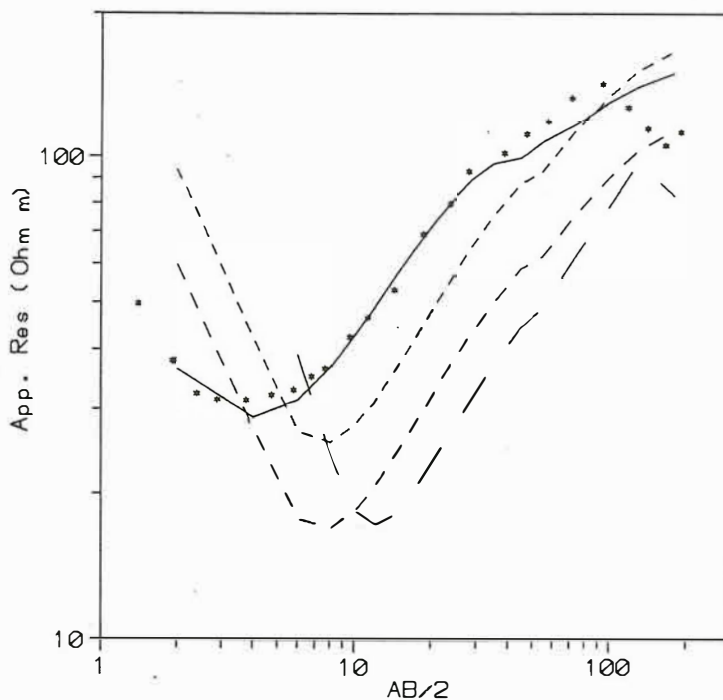
mit einem 1D-Inversionsprogramm ausgewertet. Ergebnisse zweier dieser Sondierungen sind Abbildung 4.1 und 4.2 dargestellt. Links sind die Meßpunkte und die Modellkurve angegeben, rechts werden die Tiefen und Widerstände des erhaltenen Modells gezeigt.

Die Ergebnisse wurden zu einer vertikalen Sektion verknüpft, die in Abbildung 5 zu sehen ist. Es zeigt sich hier schon ein guter Leiter, der im Südwesten nahe der Oberfläche (1m) liegt und im Nordosten etwas tiefer (10m) zu finden ist. Die Grenzen zwischen den Schichten sollen nur eine Idee der Struktur vermitteln und sind wegen der geringen Datenmenge, speziell in der Mitte des Profiles, nicht sicher.

Da die Geologie im Meßgebiet jedoch nicht die Voraussetzung des Horizontalschichtmodells erfüllt, was sich aus der geologischen Karte und den Erfahrungen mit ähnlichen Strukturen schließen läßt, erweist sich die Auswertung der Meßkurven als unsicher oder mit Fehlern behaftet (Mundry 1981). Deswegen wurden die Daten mit einem 2D-Programm nach Mundry modelliert, das von Rodemann (Hannover) modifiziert wurde. Als Startmodell diente dabei eine Kombination der vertikalen Sektion der 1D-Ergebnisse und der Modellvorstellung aus der geologischen Karte. Es waren über einhundert Vorwärtsmodellierungen nötig, bis eine zufriedenstellende Anpassung erreicht wurde. In Abbildung 6 ist der Verlauf der Anpassung einer Station wiedergegeben.

Abb.6: Modellkurven der Modellierung der Station A:

- — — mit dem Startmodell
- - - nach Veränderung der Mächtigkeiten
- - - nach Veränderung der Widerstände
- nach Veränderung einzelner Parameter
- * * Meßkurve



Das Startmodell erbrachte eine Modellkurve, die der Meßkurve zwar ähnelte, sich aber sowohl in vertikaler als auch in

horizontalen Richtung von ihr unterschied.

Durch Änderungen der Schichtwiderstände konnte die Modellkurve, in vertikaler Richtung verändert werden. Die Veränderung der Schichtmächtigkeiten verschob die Modellkurve dagegen horizontal.

Zuerst wurde für jede Station ein zufriedenstellendes Modell gesucht und hinterher, ein einheitliches Modell für alle vier Stationen gefunden, das in Abbildung 7 gezeigt wird.

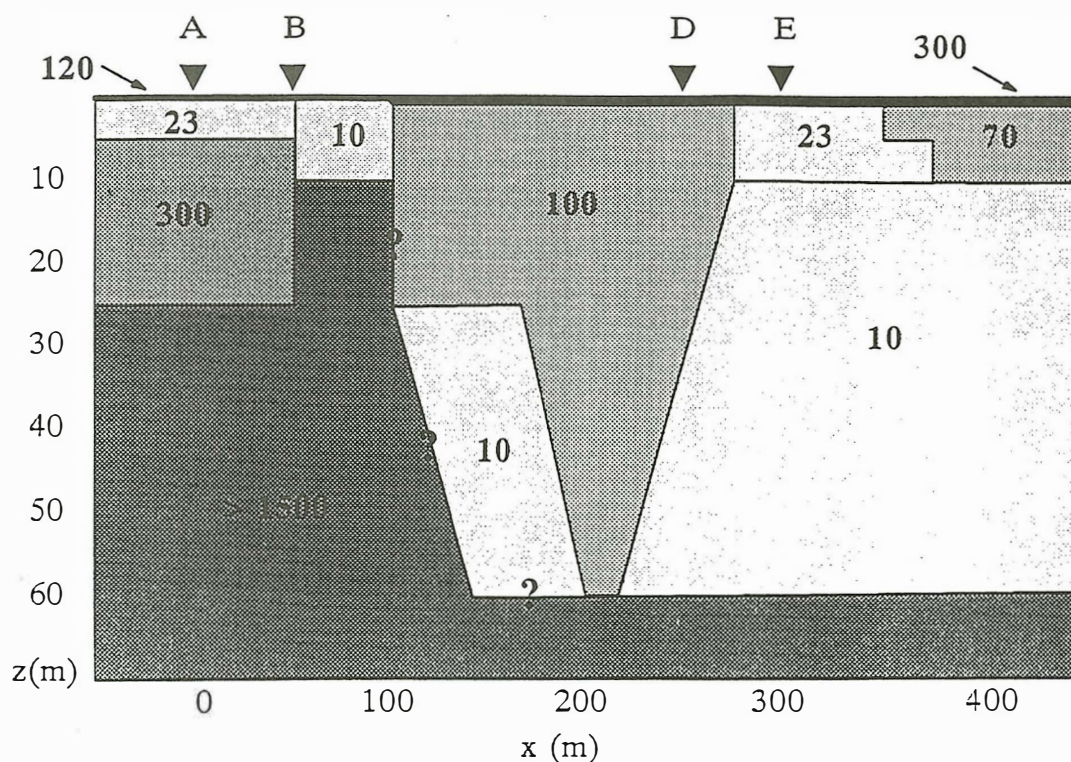


Abb.7: 2D-Modell des Profiles 1 (Widerstände Ωm)

Dieses Modell zeigt wieder den guten Leiter nahe der Erdoberfläche im Südwesten und in 10-60 Meter Tiefe im Nordosten. Die Meßdaten lassen einen Trichter ($100 \Omega m$) bei 200 Meter zu, der aber nicht gesichert ist, da an dieser Stelle keine weitere Sondierung zur Verfügung stand. Der gutleitende Körper am Rand dieses Trichters verbessert die Anpassung der Daten, die genauen Grenzen und Mächtigkeiten lassen sich allerdings alleine aus den geoelektrischen Daten nicht ermitteln.

Abbildung 8 zeigt die Meßpunkte und die Modellkurve aller vier Stationen, mit zufriedenstellenden Anpassungen. Für kleine Auslagen sind die Abweichungen der Modellkurve bei allen Stationen recht groß. Eine bessere Anpassung ist hier jedoch nur sehr schwer zu erhalten, da Quelleffekte bei

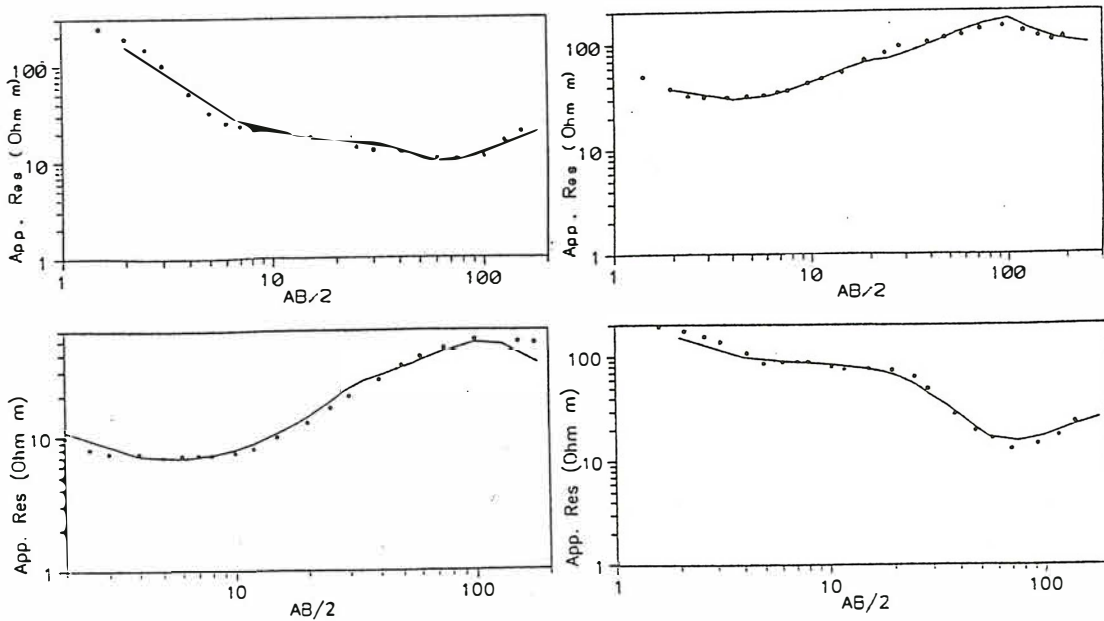


Abb.8: Meßpunkte und Modellkurve aller vier Sondierungen

der numerischen Diskretisierung zu Fehlern führen (Rodemann und Spitzer 1993 persönliche Mitteilungen).

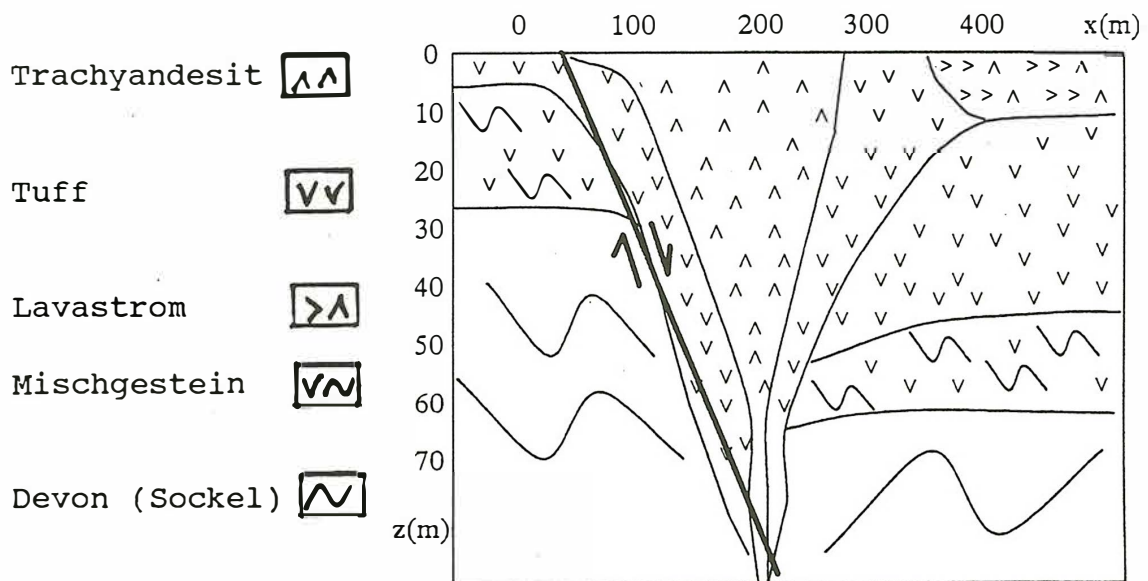


Abb.8: Geologisches Modell mit einer NW-SE verlaufenden Verwerfung

Geologische Interpretation

In Abbildung 8 wird wieder ein Schnitt entlang des Profiles 1 dargestellt, diesmal allerdings der, der unter Berücksich-

tigung Ergebnisse der 2D-Modellierung entstanden ist. Das Modell zeigt einen Störkörper unter dem Meßgebiet. Es handelt sich hierbei um einen Trachyandesitschlott, der sich an einer nord-west-südost verlaufenden Verwerfung befindet. Diese Verwerfung, die in der für den Westerwald typischen NW-SO-Richtung verläuft, erklärt die unterschiedliche Tiefe der gutleitenden Schichten. Vermutlich wurde der Trichter in der Initialphase freigelegt und später mit trachyandesitischen Tuffen verfüllt. Die Tuffe wurden im Laufe der Zeit vertont, sodaß sie hier als gutleitende Schicht liegen. Die Datierung der einzelnen Phasen lassen sich ohne weitere geologische Erkundungen und vorallem Bohrungen nicht feststellen.

Zusammenfassung

Alle zu Beginn der Kampagne auftretenden Fragen konnten mit Hilfe der Geoelektrischen Verfahren beantwortet werden.

Mit Hilfe der Wennerkartierung können oberflächennahe, laterale Grenzen gefunden werden. Flächendeckende Messungen können so wesentlich zu einer genaueren und schnelleren geologischen Kartierung führen.

Die eindimensionale Inversion von Schlumberger-Daten beinhaltet Fehler, die durch zweidimensionale Strukturen entstehen. Mit einem 2D-Geoelektrik-Programm wurde ein Modell gefunden, das die Meßwerte erklärt.

Durch diese Modellierung wurde eine Verwerfung gefunden, die in die Geologie des Westerwaldes paßt, und die ohne die Geophysik im Verborgenen geblieben wäre.

Die Geologie versorgte die Geophysik mit genauen Modellvorstellungen, die von der Geophysik präzisiert werden konnten. So trug die intensive Zusammenarbeit zwischen diesen beiden Geowissenschaften wesentlich zum Erfolg der Meßkampagne bei.

Referenzen:

Mundry, E. (1981): Geologische Modellrechnungen für zweidimensionale Strukturen. Bericht; Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung, Hannover

Schreiber, U. (1994): Die tertiären Vulkanite des Westerwaldes im Rahmen der magmatotektonischen Entwicklung Mitteleuropas. Habilitationsschrift; Universität Bonn

Modellrechnungen zur geoelektrischen Kartierung am Schloss Rotenburg

W. Südekum & K. Spitzer (Hannover)

1 Einführung in das Meßsystem

Im Juni 1993 wurde eine geoelektrische Kartierung auf dem Gelände des Schlosses Rotenburg in Rotenburg/Wümme bei Bremen durchgeführt. Diese Messungen dienten der Erprobung der mobilen Elektrodengruppe (MEG), eines neuen Meßsystems, daß, von einem Fahrzeug gezogen, in der Lage ist, 12 Elektroden gleichzeitig pneumatisch abzusenken und computergesteuerte Messungen mit beliebigen Sonden/Elektroden-Kombinationen durchzuführen (**Abb. 1**). Üblicherweise werden Vierpunktmessungen durchgeführt (zwei Meßsonden, zwei Einspeisungselektroden) und scheinbare Widerstände berechnet, die zweidimensional auf die Oberfläche oder mit Hilfe von Pseudosektionen auf verschiedene Eindringtiefen projiziert werden (Kartierung, **Abb. 2**). Hier wurden für die Modellrechnungen Messungen mit fixierten Einspeisungselektroden durchgeführt. Die Meßapparatur ist bei Südekum (1994) detailliert beschrieben. Über die archäologischen Hintergründe und die geoelektrische Kartierung selbst wird an anderer Stelle berichtet werden.

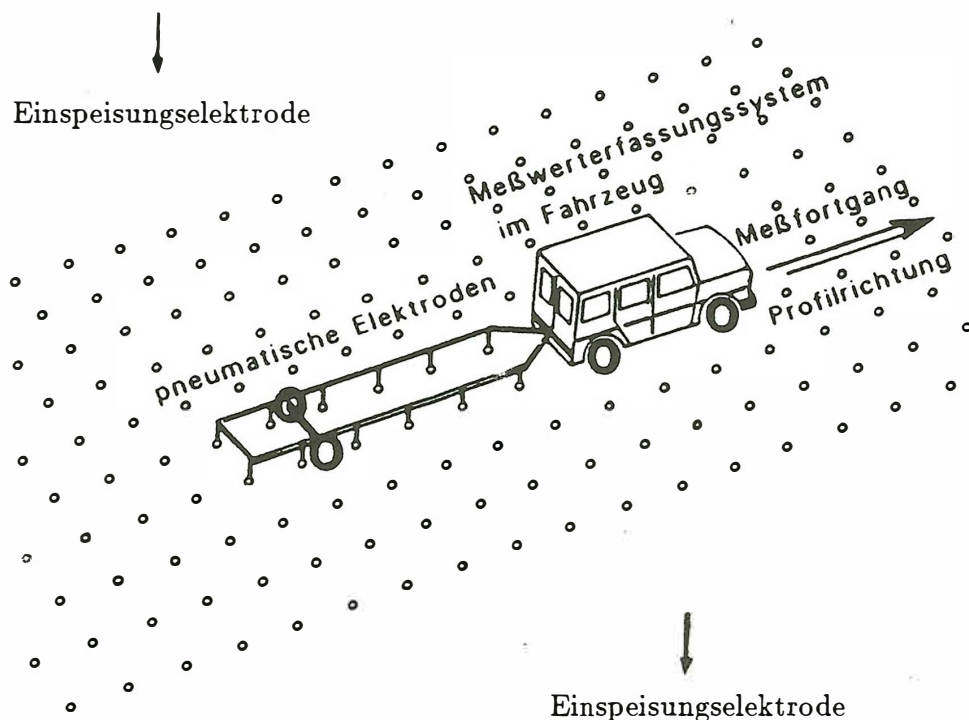


Abb. 1: Mobile Elektrodengruppe (MEG). Die Elektroden am Fahrzeuganhänger können pneumatisch abgesenkt und wieder eingezogen werden. Üblicherweise werden beliebige Sonden/Elektroden-Konfigurationen innerhalb der MEG geschaltet. Für die Modellrechnungen sind die Einspeisungselektroden fixiert worden.

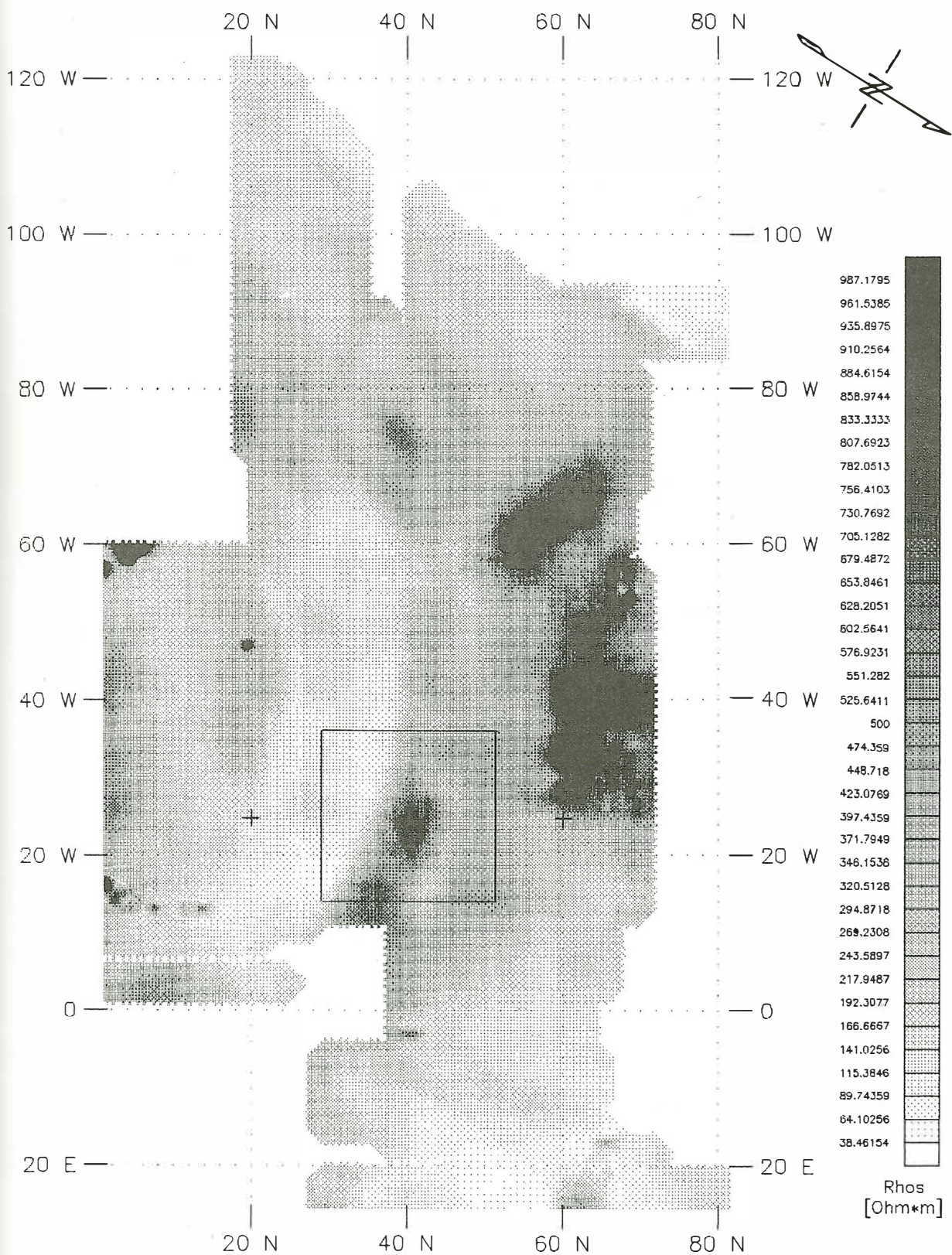


Abb. 2: Die Widerstandskartierung auf dem Gelände des Schlosses Rotenburg mit Elektrodenabstand $AB = 3\text{ m}$ und Sondenabstand $MN = 1\text{ m}$ im Maßstab 1:750. Der eingerahmte Bereich wurde ein weiteres Mal für die Modellrechnungen mit fester Quellkonfiguration (Kreuze) vermessen.

2 Spezielle Elektrodenkonfiguration für dreidimensionale geoelektrische Modellrechnungen

Der auf **Abb. 2** eingerahmte Bereich wurde nochmals vermessen, wobei die Einspeisungselektroden für alle Messungen außerhalb dieses Planquadrates fixiert wurden (Kreuze). Mit der MEG wurde dann auf einem Raster mit einem Knotenpunktabstand von 1 m das aufgebaute elektrische Feld so vermessen, daß für jeden Rasterpunkt acht Spannungswerte radial im Abstand von 45° aufgenommen werden konnten (**Abb. 3**). Das Fixieren der Quellpunkte erschien im Hinblick auf die sich anschließenden dreidimensionalen Modellrechnungen als günstig, da man dann nur jeweils eine Vorwärtsrechnung pro Quellkonfiguration ausführen muß, d.h. alle Meßwerte können jeweils durch *eine* Rechnung erfaßt werden.

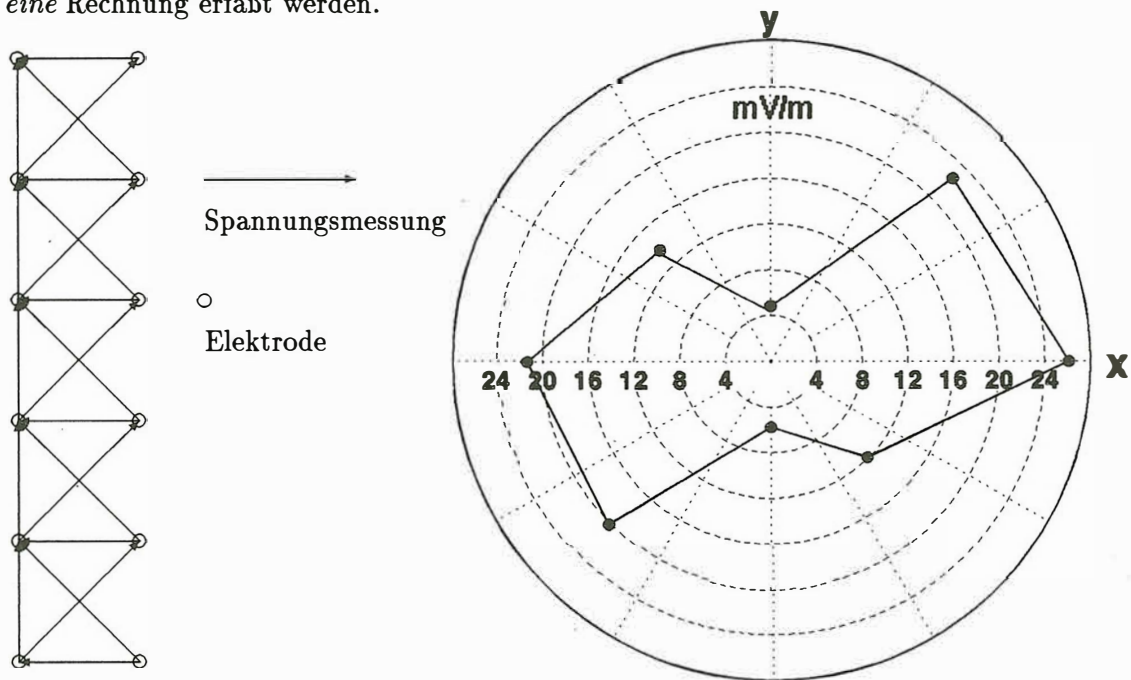


Abb. 3: Linkes Teilbild: Schaltung der mobilen Elektrodengruppe. Durch Befahren nebeneinanderliegender Profile ergeben sich für jeden Rasterpunkt Spannungsmessungen in acht verschiedene Richtungen. Rechtes Teilbild: Betrag des elektrischen Feldes als Beispiel am Meßpunkt (47,18) in Abhängigkeit der Richtung.

3 Die Modellrechnungen

Die Modellrechnungen zu diesen Messungen unterscheiden sich von denen zu den vorhergehenden Schlumberger-Messungen, was die Konfiguration der Elektroden betrifft. In diesem Fall liegt das zu untersuchende Objekt zwischen den Einspeisungselektroden. Durch das Reziprozitätsprinzip sind bei den Modellrechnungen zu Schlumbergermessungen Einspeisungs- und Meßelektroden vertauscht, so daß nur *eine* Vorwärtsrechnung für *eine* Schlumbergersondierung ausgeführt werden muß. Die Quellen liegen dann somit innen und das Potential wird „weit“ davon entfernt betrachtet. Im hier untersuchten Fall betrachtet man das Potential zwischen zwei Quellen, was bei der Diskussion der Fehler nochmal zur Sprache kommen wird. Die numerischen Modellrechnungen sind bei Spitzer (1993) und (1994) beschrieben.

Die Berechnung des scheinbaren Widerstandes stellte sich in diesem Fall als ungünstig heraus,

weil

1. quer zum Feld sehr kleine Meßwerte entstanden und
2. gewisse Sonden/Elektroden-Konfigurationen zu ungünstigen Geometriefaktoren für die Berechnung des scheinbaren Widerstandes führten.

Deshalb wurden die acht Meßwerte zum Absolutwert des elektrischen Feldes transformiert. Durch einen niederfrequenten Einspeisungsstrom (in den meisten Fällen 73 Hz), der zwar Sondenpolarisierungen weitestgehend vermeidet, muß man jedoch auch auf Richtungsinformationen für das elektrische Feld verzichten. Der absolute Betrag des elektrischen Feldes ist dann unmittelbar Indikator für die Widerstandsverteilung im Halbraum und wurde als Parameter für die Modellrechnungen benutzt. Um die in der Natur des Feldes liegenden großen Feldstärken in der Nähe der Pole für die Darstellung zu unterdrücken, wurde das Feld an der Oberfläche eines homogenen Halbraums des Widerstandes $\rho = 40 \Omega m$ subtrahiert. **Abb. 4** zeigt die Differenz der Meß- und Halbraumdaten. Deutlich erkennt man die Anomalien wieder, die bereits in der Widerstandskartierung von **Abb. 2** zu sehen sind.

Der Nachteil bei dieser Art von Messung ist, daß nur begrenzt Aufschluß über Tiefenabhängigkeiten gewonnen wird. Die Leitfähigkeitsstrukturen im vorgestellten Modell (**Abb. 7**) beschränken sich daher nur auf den oberflächennahen Bereich. Informationen über Tiefenabhängigkeiten müssen deshalb beispielsweise über zusätzliche punktuelle Schlumbergersondierungen erzielt werden.

Abb. 7a zeigt die Leitfähigkeitsstruktur im Bereich von der Erdoberfläche bis in eine Tiefe von 0.7 m. In diesem Bereich existieren noch keine signifikanten Leitfähigkeitskontraste. Das ändert sich jedoch im Tiefenbereich von 0.7 m bis 1.5 m (**Abb. 7b**). Dort könnten hochohmige Mauerreste (schwarze Bereiche) liegen, welche die gemessenen Anomalien erklären würden. Auf **Abb. 7c** zeichnet sich eine Struktur ab, bei der es Hinweise auf eine größere Tiefenerstreckung gibt. Hier würde sich eine verfüllte Grabenstruktur anbieten, die noch deutlicher im größeren räumlichen Zusammenhang auf **Abb. 2** zu sehen ist.

Abb. 5 zeigt das vom Modell erzeugte elektrische Feld in der gleichen Darstellungsweise wie die Meßdaten auf **Abb. 4**.

4 Gittergröße und Diskretisierungsfehler

Im betrachteten Fall wurde ein Gitter von $57 \times 57 \times 30$ Knoten ($\approx 100\,000$ lineare Gleichungen) gewählt, so daß im Bereich $x = 29$ m bis $x = 51$ m und $y = 14$ m bis $y = 36$ m (Planquadrat) auf jeden vollen Meter ein Knotenpunkt fällt (Punkte in den **Abb. 4 - 7**). Die Ränder des Gitters sind 100 m vom Zentrum entfernt. Das Zentrum des Gitters hat die Koordinaten $x = 40$ m und $y = 25$ m, die Einspeisungselektroden sind bei $x = 20$ m, $y = 25$ m und $x = 60$ m, $y = 25$ m lokalisiert. Durch die Rasterung von 1 m im Planquadrat erhält man im homogenen Fall Diskretisierungsfehler von etwa 3 - 4 %. Eine engere Rasterung würde zwar einen besseren Anpassungsfehler ergeben, andererseits aber die durch das Programm vorgegebene maximale Dimensionierung des Gitters übersteigen. Zusätzliche Gitterlinien nach außen ergeben keine merkliche Verbesserung der Response im Bereich des Planquadrates. Auf **Abb. 6** ist die prozentuale Abweichung zwischen Modell- und Meßdaten aufgetragen. In einigen Bereichen sind durchaus noch Verbesserungen zu erzielen, in weiten Bereichen ist jedoch eine Anpassung von etwa $\pm 5\%$ erreicht, was bereits etwa dem Diskretisierungsfehler entspricht.

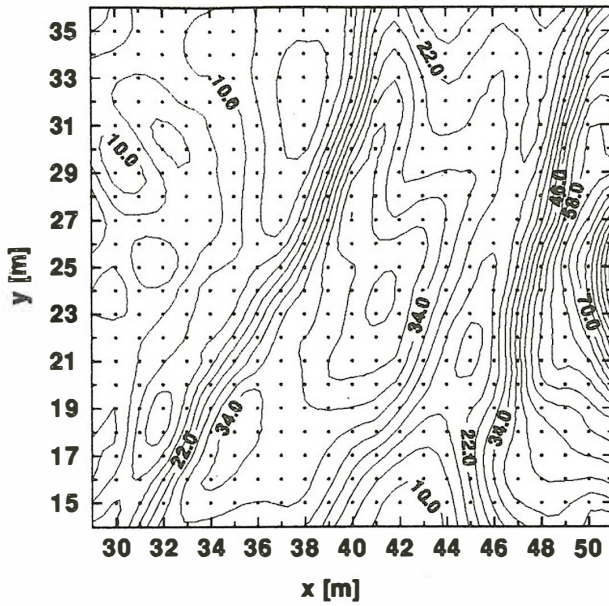


Abb. 4: Meßwerte des elektrischen Feldes im Planquadrat $x = 29 \text{ m}$ bis $x = 51 \text{ m}$ und $y = 14 \text{ m}$ bis $y = 36 \text{ m}$. Die Stützstellen sind an den Knotenpunkten des Gitters (Punkte). Für die Darstellung wurden die Feldwerte eines homogenen Halbraums des spezifischen Widerstandes von $\rho = 40 \Omega\text{m}$ abgezogen.

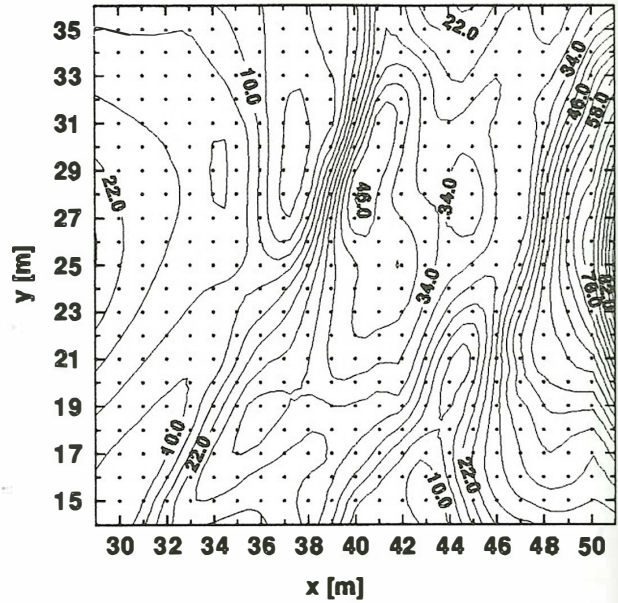


Abb. 5: Aus dem Widerstandsmodell (Abb. 7) berechnete Werte des elektrischen Feldes (minus Werte des homogenen Halbraums $\rho = 40 \Omega\text{m}$). Darstellungsweise wie in Abb. 4.

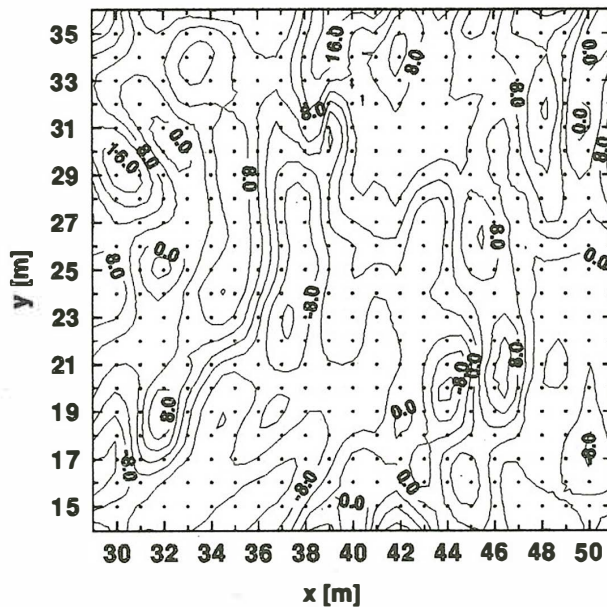


Abb. 6: Relative Abweichung zwischen Modell- und Meßdaten in Prozent. Nur wenige Bereiche zeigen Fehler von mehr als 10%.

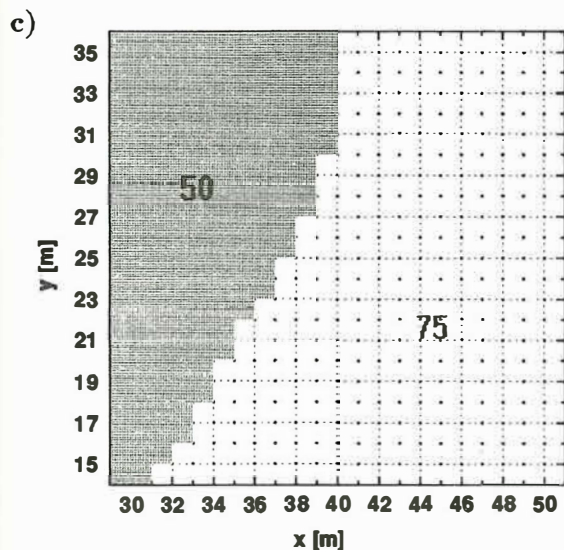
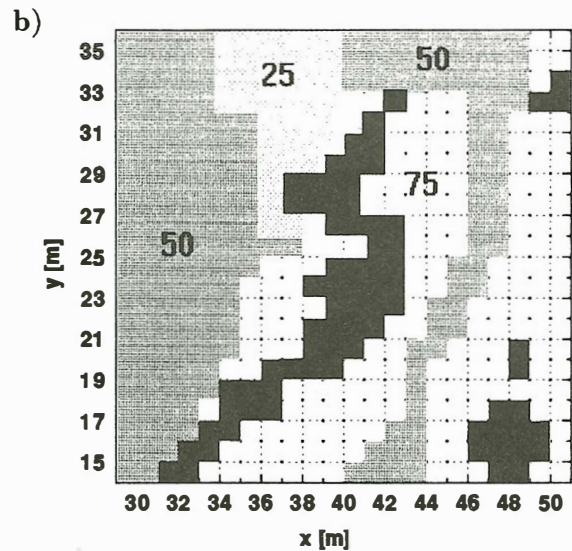
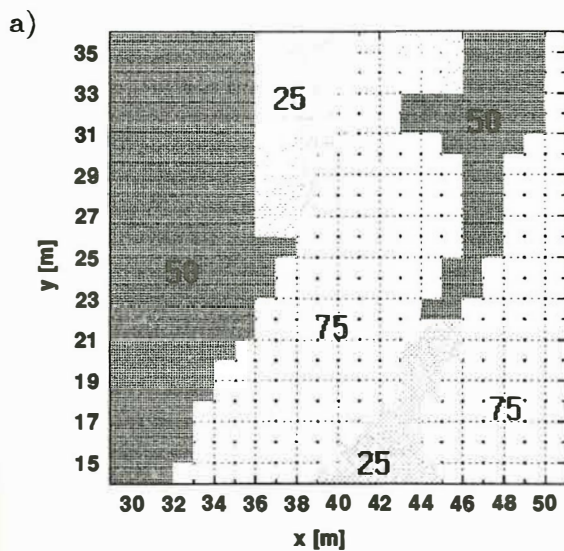


Abb. 7: Das Widerstandsmodell in drei verschiedenen Tiefenbereichen: a) 0 - 0.7 m b) 0.7 m - 1.5 m c) 1.5 - 9 m. Darunter schließt sich ein homogener Halbraum mit $\rho = 75 \Omega m$ an. Die Zahlen geben den spezifischen Widerstand in Ωm an. Die schwarzen Bereiche im Teilbild b) sind mit dem spezifischen Widerstand von $\rho = 450 \Omega m$ belegt.

5 Literatur

- Spitzer, K., 1993.** Bericht über dreidimensionale geoelektrische Modellrechnungen nach der Methode der Finiten Differenzen, Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung – Geowissenschaftliche Gemeinschaftsaufgaben, Archiv-Nr. 111551, Hannover.
- Spitzer, K., 1994.** Bericht über dreidimensionale gleichstromgeoelektrische FD-Modellrechnungen mit symmetrisierten Koeffizientenmatrizen mittels der Methode der vorkonditionierten konjugierten Gradienten, Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung – Geowissenschaftliche Gemeinschaftsaufgaben, Archiv-Nr. 112229, Hannover.
- Südekum, W. & Ifkovits, W., 1994.** Vorrichtung zur oberflächennahen geoelektrischen Kartierung, Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung – Geowissenschaftliche Gemeinschaftsaufgaben, Archiv-Nr. 111965, Hannover.

Magnetotelluric and magnetovariational measurements in Southwest Bohemia, data presentation and modelling experiments

Václav Červ, Josef Pek and Oldřich Praus

Geophys. Inst., Acad. Sci. Czech Rep., Prague, Czech Republic

Abstract

During the last three years a project of long period geoelectrical studies in Southwest Bohemia, immediately along the German/Czech border, near to the KTB (Oberpfalz, Germany) site, has been solved. A description of the main features of the long period magnetovariational and magnetotelluric data (period range from 10 s to about one hour) from this region is given here. The data seem to roughly fit a model of a 2-D regional structure, striking E-W, overlaid by a highly distorting near-surface layer with solely static effect on the magnetotelluric curves. The distorting layer displays strong anisotropy with preferred conductivity in NW-SE to NNW-SSE direction. Attempt is made to estimate the absolute static shifts of magnetotelluric curves. Several variants of 2-D models for the deep, regional structure are discussed. To discuss possible sources of local distortions, a speculative model with strong anisotropy is presented, which can qualitatively explain the discrepancy of principal directions derived from magnetotelluric impedances, on the one hand, and from induction vectors on the other, within the scope of 2-D structures.

1 Magnetotelluric and magnetovariational experiments

Anomalous geoelectrical effects observed in the immediate neighbourhood of the ultradeep drilling site KTB in the Oberpfalz (Germany) (e.g. [1]) were a strong motive for extending the deep geoelectrical research into a broader vicinity of this locality. The project of deep magnetotelluric (MT) and magnetovariational (MV) soundings in SW Bohemia, in a region which, from the Bohemian side of the German-Czech border, abuts on the KTB locality, was a part of this research programme. Within this project the following field experiments were carried out during the period 1990–1993 (Fig. 1): (i) simultaneous long-period MV measurements (period range from 900 s to about several hours) across an array of 10 field stations covering an area of about $50 \times 50 \text{ km}^2$ between the places Rozvadov–Stříbro–Toužim–Cheb, (ii) long-period MT and MV measurements (period range from 10 s to about one hour) at 14 field stations arranged along a profile, about 100 km in length, between the places Cheb–Rozvadov–Nýrsko; at seven of these stations the audiomagnetotelluric (AMT) data with periods ranging from 10^{-3} to about 10 s were supplemented (in cooperation with the staff and using the AMT/MT equipment of the University of Frankfurt/Main) to infer information on the influence of the shallower conductivity distribution on the MT data, and (iii) AMT measurements, in cooperation with Italian colleagues from the University of Padova and IIRG Pisa, along two local profiles, the first situated near to Tachov, in the northern part of our profile, and the other, in the southern part, near to Kdyně. In this paper attention will be payed to the long-period MT and MV data only, as much of the AMT material is still under processing and under study.

From the geological point of view, the broader FRG/Czech surroundings of the KTB site can be characterized as a region where different zones of the Bohemian Massif, representing the easternmost part of the European Hercynides, make contact [2]. Specifically, the KTB drilling sites, both the pilot and the superdeep, are located near the western margin of the Bohemian Massif, and a few kilometers south of the structurally important boundary of the Moldanubian and Saxothuringian zones of the Central European orogenic belt. The boundary, along which the two segments of the earth crust collided about 320 million years ago and the Moldanubian rocks were overthrust on the Saxothuringian ones, is believed to be the Erbendorf line. Its continuation into western Bohemia is assumed to be the Litoměřice fault zone,

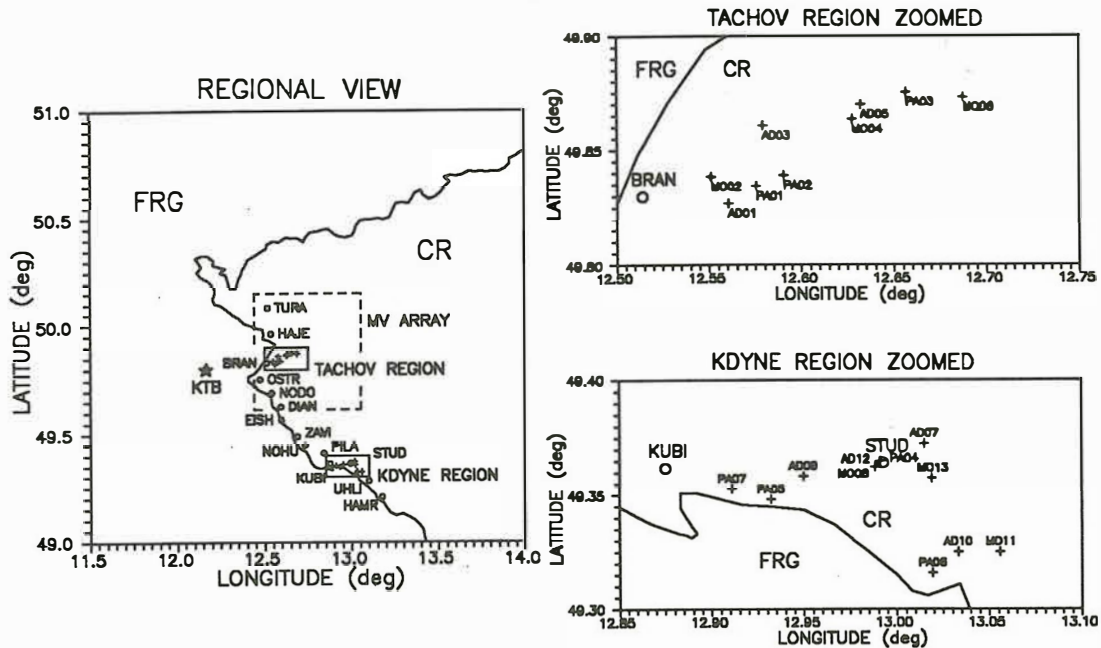


Figure 1: Region of deep geoelectrical experiments in SW Bohemia. Dashed rectangle demarcates a border of the MV array, circles are for long-period MT stations, and within the two boxes, enlarged on the right, two local AMT profiles are shown, measured by Italian colleagues.

situated in the N of our interest region. In the W, this region makes an immediate contact with the KTB area, and on the Czech territory it is demarcated by the Central Bohemian deep fault in the S and the West Bohemian fault zone in the E. The MT profile crosses several geological units belonging both to the Saxothuringian and Moldanubian tectonic units.

2 Magnetovariational transfer functions

A preliminary estimation of the induction effect of the structure involved was based on the analysis of long-period MV data. MV measurements within the array Rozvadov–Toužim–Stříbro–Cheb have already been analyzed in [3] in detail. The main conclusions based on the behaviour both of the single station and reference station geomagnetic transfer functions (with Budkov observatory in South Bohemia as the common reference station) are as follows:

- (i) Single station induction vectors, defined in frequency domain as vectors

$$\text{Real } TF = (\Re(W_N), \Re(W_E)), \quad \text{Imag } TF = (\Im(W_N), \Im(W_E)),$$

where $H_Z = W_N H_N + W_E H_E$, H_N , H_E , and H_Z being the north, east, and vertical magnetic component respectively, fit the general over-regional pattern with the predominant orientation towards the S and decreasing moduli towards the E or SE. Single station induction characteristics express rather regional structural features characterized by a predominant E-W strike.

- (ii) Reference station vectors, defined in frequency domain as vectors

$$\text{Real } TFR = (\Re(W_N^{REF}), \Re(W_E^{REF})), \quad \text{Imag } TFR = (\Im(W_N^{REF}), \Im(W_E^{REF})),$$

where $H_Z - H_Z^{REF} = W_N^{REF} H_N^{REF} + W_E^{REF} H_E^{REF}$, H_N^{REF} and H_E^{REF} being for the field components at the reference station, exhibit generally decreased moduli at all stations compared with those of single station vectors. Their azimuths are systematically rotated by 30 to 40 degrees towards the SE compared

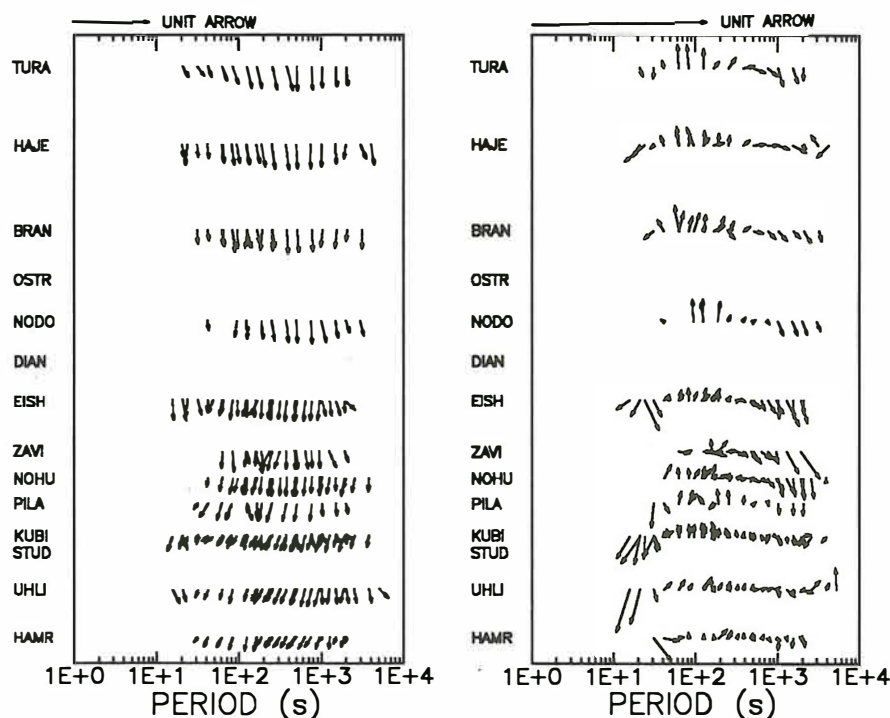


Figure 2: Real and imaginary (left and right, respectively) single station induction vectors along the MT profile Cheb-Tachov-Nýrsko in SW Bohemia within the period range 10–3000 s.

to the single station vector orientation. Reference station induction characteristics are formed by local geological features. Their dominating strike is SW-NE which conforms with the main tectonic features of the region (contact zone of the Saxothuringicum and the Moldanubicum, identified with the Erbenhof-Litoměřice fault zone striking SW-NE-ward).

From the MT data collected along the line Cheb-Tachov-Nýrsko only single station transfer functions were evaluated (Fig. 2). Real transfer functions are generally rather large, with the moduli as much as 0.3 in the N of the profile, and directed almost uniformly towards the S. Approaching the southern section of the profile, notably starting from station NOHU, a deflection of the induction vectors by more than 20 degrees towards the W seems to take place. This deflection is first noticeable at shorter periods already at stations in the N, from station NOHU towards the S it occurs for longer periods as well. Induction response measured by the moduli of the real induction vectors seems to decrease progressively from the N to the S.

Imaginary transfer functions (Fig. 2) are very small compared with the real ones. Consequently, a large scatter of azimuths is their characteristic feature. In an apparently chaotic distribution of the imaginary vectors, certain regularity seems to persist anyway, consisting in the existence of a zone of antiparallel orientation, in relation to the real vectors, within the range of periods of about a few tens of seconds to approximately 1000 s.

3 Magnetotelluric data and magnetotelluric parameters

MT data are in general more informative, especially as regards the vertical resolution of the conductivity distribution, but they are highly sensitive to various distortions, caused by the industrial, man-made noise, affecting raw time series, as well as by 'geological noise'.

MT data along our profile generally display rather 3-D character, which can be evidenced by 'crest representations' of the impedances at individual stations for a few periods shown in Fig. 3.

From this figure, we can draw some more information concerning two basic classical MT parameters - Swift's principal direction and anisotropy.

For any of the stations Swift's principal direction is stable, within a few degrees, throughout the whole

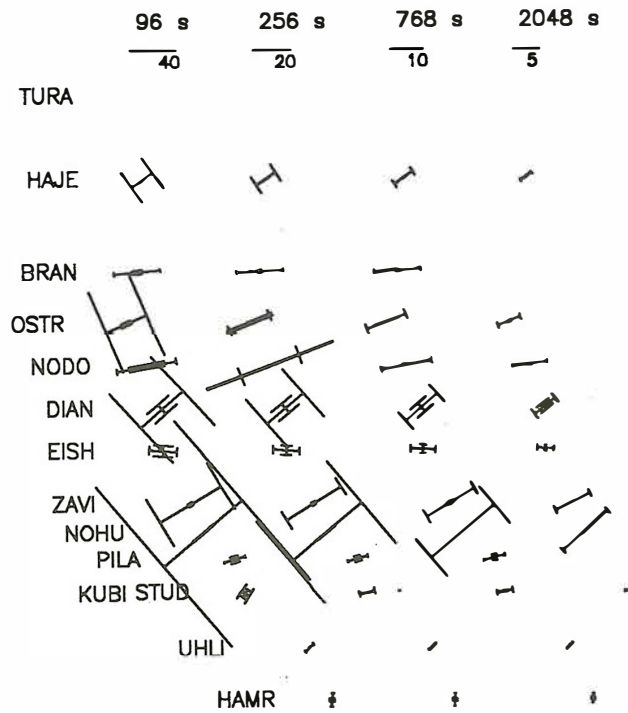


Figure 3: 'Crest representations' of MT impedances along the MT profile for a representative set of periods. The crests are oriented into respective Swift's principal directions and express the main impedances. Perpendicularly to them, the corresponding diagonal impedances are plotted.

period range from 10 to about 1000 s. It varies, however, non-systematically from station to station, although the major axes of the polar impedance diagrams are mostly found within the octant from 45 to 90 degrees.

Anisotropy of the MT curves, defined by the ratio max/min impedance in the polar diagram, is another characteristics stable with period, but variable from station to station. MT anisotropy is generally large at most of the stations involved, typically around 10, reaching its maximum near to station NOHU (as much as 10^2).

Another classical MT parameter, skew, defined by ratio $\frac{|Z_{xx}+Z_{yy}|}{|Z_{xy}-Z_{yx}|}$, varies rather randomly along the profile. In Fig. 4 skew is shown as a 3-D plot along the profile and compared with the error parameter $\frac{\sqrt{\delta Z_{xy}^2 + \delta Z_{yx}^2}}{|Z_{xy}-Z_{yx}|}$, [4]. From this figure we can see that, at most of the stations, the skew is too large to allow a 1-D local approximation of the structure to be accepted. It reaches its minimum at station BRAN, which seems to be the only station where the condition of zero skew, and consequently of minimum (or

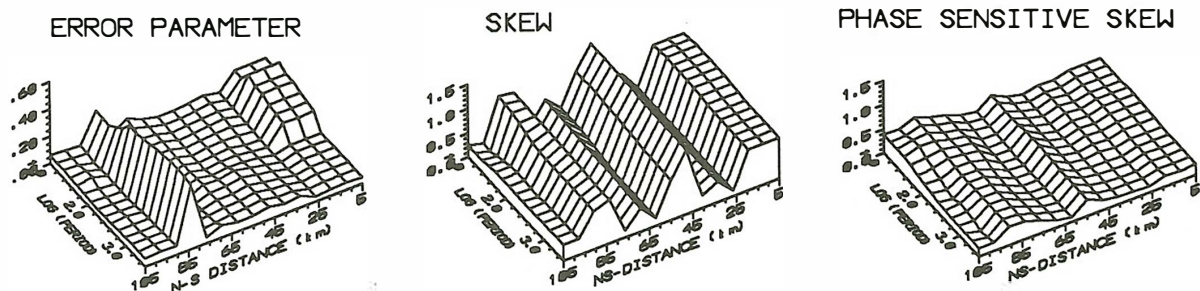


Figure 4: Error parameter, classical skew, and phase sensitive skew along the profile for the whole period range covered. For the position along the profile, see Fig. 8.

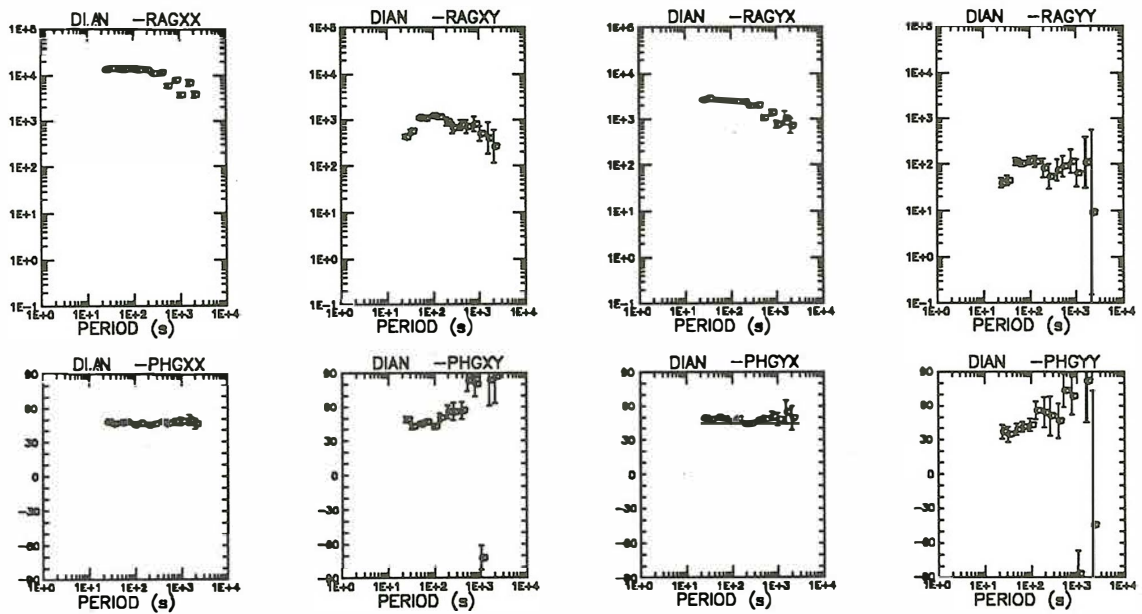


Figure 5: Complete set of apparent resistivities and phases at station DIAN, in geographical coordinates.

apparent minimum) effect of 3-D distortions can be reasonably accepted.

To summarize, the principal features of MT data seem to contradict the simple conclusion on the E-W strike of the structure, derived earlier from the induction arrows. MT polar impedance diagrams would rather indicate SE-NW or SSE-NNW as a direction of preferred conductivity within the structure. This pattern is characteristic not only for the data from SW Bohemia, but seems to be of more regional extent, as indicated in [5] and [6] by MT data from the Oberpfalz (Germany). In principle, three possible sources of this discrepancy, or more likely a combined effect of all of them, may be considered—an entirely 3-D character of the structure, galvanic distortions of the MT data, and physical macro-anisotropy of the electric conductivity within the structure on the regional scale.

4 Distortions of magnetotelluric data

The idea of rather strong galvanic distortions of the MT data along the whole profile seems to be supported by rather random fluctuations of all the classical MT parameters over distances of a few kilometers only, which certainly does not indicate that the deep structure varies so dramatically across such short distances. Taking the typically high resistivities in the area, often more than $10^3 \Omega m$, into account, we must emphasize, however, that the 'near-surface' character of the distorting structures may in fact represent a distorting layer several kilometers thick here, if periods greater than 10 s are considered.

Visual inspection of MT curves can give a qualitative idea as to the character of the distortions. For the major part of the profile, particularly northernward of station KUBI, the sounding curves show similar features, illustrated here for station DIAN in geographical coordinates (Fig. 5). One pair of impedance components, specifically Z_{xx} and Z_{yx} , dominates the impedance tensor. Phases within the individual columns of the impedance tensor are close to each other, at least for longer periods above 100 s. The latter feature is almost perfectly expressed for the dominating impedance pair, whereas it is less convincing, and, due to greater errors, partly hidden for the other pair of impedances, i.e. Z_{xy} and Z_{yy} . Physically these impedance relations suggest a dominant role of the H_x , i.e. northern component of the geomagnetic variation field in the induction process. The electrical field is thus controlled mainly by a single magnetic component, and the telluric components E_x and E_y are highly correlated. In terms of static distortions, the above impedance relations would indicate a 2-D regional structure, striking nearly E-W or N-S, and an additional galvanic distortion described by a static tensor with one dominating column, resulting physically in a pronounced linear polarization of the telluric field.

Additional support to the hypothesis of strong static distortions of the MT data is given by inspecting the phase sensitive skew [4] along the profile and for the period range covered (Fig. 4). Except the

anomalous zone near the southern end of the profile, this parameter is mostly less than 0.3, indicating thus that a substantial part of the 3-D effects originates in near-surface inhomogeneities.

Attempts to verify the above scheme quantitatively and to carry out exact separation of the local and regional contributions to the impedances were successful only partially, specifically with MT data from station OSTR [7]. Introducing Bahr's δ -model [8], we succeeded in identifying a regional strike close to the geographical directions and a local (apparent) strike closely related to the azimuths of the reference station real induction arrows. Additionally, we attempted to estimate the absolute static shifts by repeating Eisel's approach [5], i.e. to fit the long period branches of MT curves at a chosen MT station to Schmucker's continental MT curve through deshifted data of an intermediate nearby station Hanfmühl (Germany). Though this approach may seem rather crude with our data, we obtained an estimate of the static shifts characterized by a telluric ellipse oriented approximately in the direction of the apparent local strike. After deshifting the data from OSTR, the anisotropy of the regional impedance almost disappeared.

At other stations along the profile the exact distortion analysis was less successful for large instabilities of the decomposition parameters.

5 Station OSTR as a reference for distortion estimates

MT data from station OSTR (Ostrůvek) were already extensively analyzed in [7], and, as mentioned above, a rough estimate of the absolute MT distortion parameters was tried for this station. In what follows an attempt is made to use those results for estimating the degree of galvanic distortions at the other stations along the profile, where a direct decomposition was much less successful. For this purpose a two-step-procedure is used. First, the inter-station MT transfer functions with respect to OSTR, $A_{STAT,OSTR}$, are evaluated, defined as $Z_{STAT} = A_{STAT,OSTR} Z_{OSTR}$, where Z is the impedance tensor. The point is that if the inter-station MT transfer function $A_{STAT,OSTR}$ is real and frequency independent then the same deep, regional structure may be assumed below both STAT and OSTR. These two localities then can be considered as differing in the near-surface electrical conditions only, which generate different galvanic distortions. In such a way a structural continuity of the regional structure can be traced. In second step, the inter-station MT transfer functions are multiplied by the absolute distortion matrix of OSTR, $A_{STAT} = A_{STAT,OSTR} A_{OSTR}$, yielding thus the absolute distortion matrix for the current station STAT.

Before showing any results, it must be emphasized that all the estimates presented below are of essentially qualitative character, as some highly approximate steps are involved in applying the procedure. Particularly the following ones should be explicitly mentioned:

(i) Already the decomposition of the MT tensor at OSTR, presented in [7], was carried out by a rather simplified approach of Eisel [5]—the long period branches of the 'deskewed' curves from OSTR were fitted to the univariate main impedances from the intermediate station HAM (Hanfmühl, Germany), which had been pre-processed by their 'deshifting' with respect to Schmucker's continental deep sounding curve.

(ii) With our data, the inter-station MT transfer functions can be considered constant and real for very long periods only, typically starting from a few hundreds of seconds towards longer periods. For these periods, however, the error bars for these functions are usually quite large, often exceeding the respective mean values, so that the statistical uncertainty of the resulting estimates is very high.

(iii) Since the variability of the inter-station MT transfer functions for the deep, regional structure alone is often quite weak (e.g. not more than 20 per cent for model B1 in Fig. 8), experimental data of extremely good quality are required to identify changes of the regional conductivity distribution in the inter-station MT transfer functions.

In Fig. 6a the inter-station MT transfer functions are presented in a form of telluric ellipses, expressing how a circularly polarized telluric field at station OSTR would be distorted at other stations if the impedance differences between the individual stations were caused solely by galvanic distortions.

Taking the rough estimate of the absolute distortion matrix for station OSTR [7], which makes $A_{OSTR} \approx \begin{pmatrix} 1.2 & 4.5 \\ 0.6 & 6.5 \end{pmatrix}$ for periods greater than about 100 s, the relative inter-station MT transfer functions can be multiplied by this matrix to give estimates of absolute distortion matrices at other stations as well. After doing so, the corresponding absolute telluric ellipses can be drawn at selected stations along the profile (Fig. 6). They express how a normalized, circularly polarized telluric field at infinity would be distorted by the local galvanic distortions at individual stations.

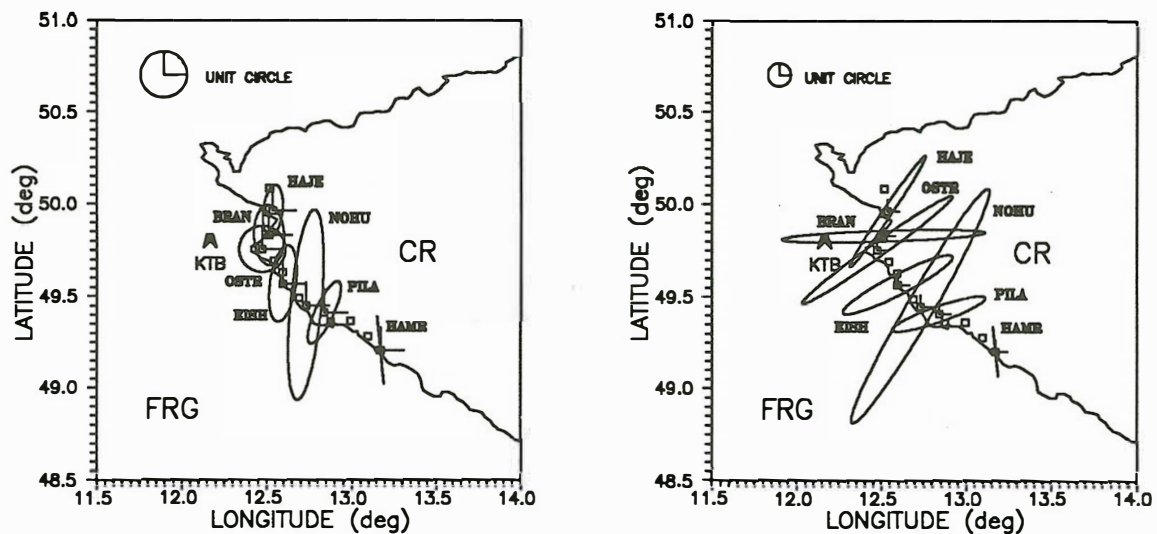


Figure 6: Relative telluric ellipses with respect to OSTR (a), and estimates of absolute distortion ellipses (b) at individual MT stations along the profile.

Similarly as at OSTR, the absolute telluric ellipses at other stations indicate extreme distortions of the telluric field throughout the region involved. A common characteristic feature is large eccentricity of the telluric ellipses, indicating large conductance anisotropy (either apparent or real) of subsurface structures. The direction of preferred conductivity of the distorting structures, indicated by minor axes of telluric ellipses, is SE-NW to SSE-NNW at most of the stations.

Rather exceptional features exhibits station BRAN with its telluric ellipse oriented almost perfectly into geographical axes. Although seemingly the least 3-D distorted station, it seems to exhibit large shifts in geographical directions, particularly E-W, which incidentally coincides with the assumed regional strike. This shift explains the extreme anisotropy of MT curves at BRAN as an effect of static amplification of the yx -resistivity curve by nearly two orders of magnitude, leaving the small skew almost unaffected. This effect may be also responsible for only little success in using BRAN as a reference in estimating inter-station MT transfer functions in [9], where no acceptable period-independence of the inter-station distortion parameters could be achieved with BRAN as a common reference, apparently due to amplification of fluctuations in MT data via the large distortion parameters of the reference station.

Another station obviously distorted by an additional local distortion effect is NOHU with the largest telluric ellipse. At station HAMR, at the southern end of the profile, the telluric parameters become physically unacceptable ($a_{yy} < 0$), which indicates that more substantial changes of the deeper, regional conductivity structure are likely to take place when approaching the southern section of the profile.

6 Formal 1-D modelling of roughly 'deshifted' MT data

To get a rough idea about resistivities beneath the profile, 1-D inversion of the MT curves, 'deshifted' by the distortion parameters estimated above, was carried out, separately for each station's E (i.e. E-W) and H (i.e. N-S) curves. For the inversion, the controlled random search procedure [10] was used which allows noisy experimental data to be mapped onto a whole set of acceptable structural models. Both resistivity and phase curves were inverted simultaneously, and a slightly greater weight was put on phases. As the curves were constructed under the assumption of a common regional structure, verified roughly for stations along the northern and central part of the profile, as far as PILA, the inversion should provide us with roughly identical models at individual stations, representing a generalized model of the regional basement.

Inversion of E-curves (Fig. 7) shows, except the very superficial layers which are purely reflected by the data available, a rather homogeneous conductivity structure beneath the whole profile, with slightly decreasing conductivity towards the S. A relatively thin resistive inter-layer, found in almost all models,

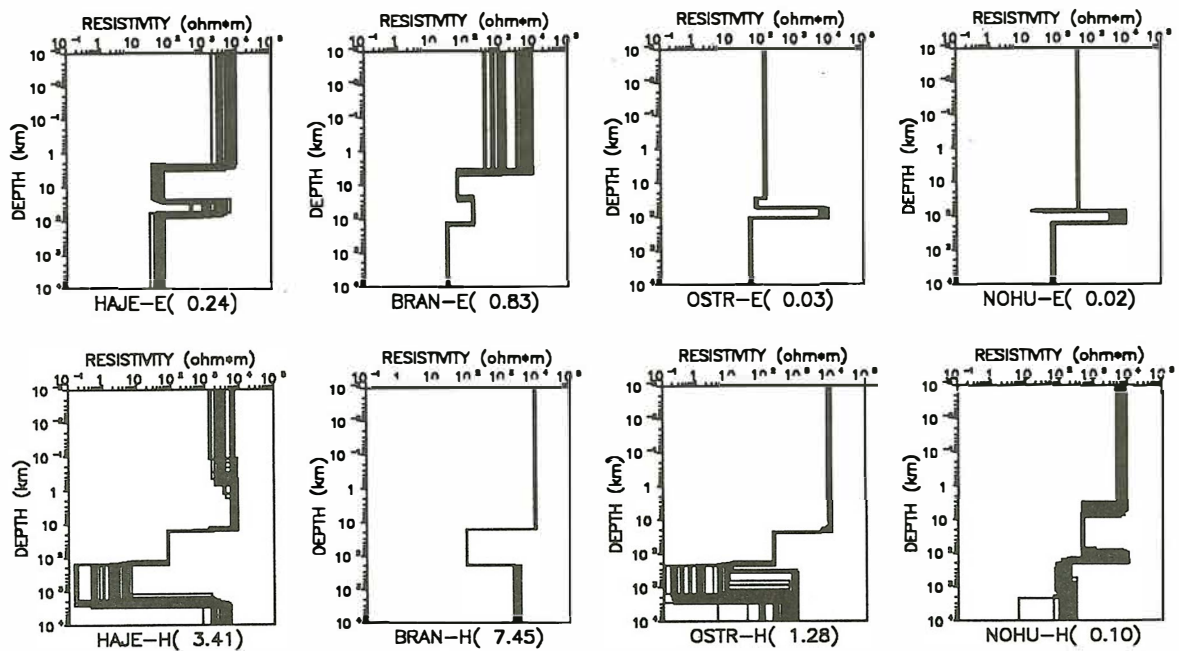


Figure 7: 1-D formal inversion of 'deshifted' MT curves at selected stations along the profile. Top row of plots—inversion of E-curves, bottom row—inversion of H-curves.

seems to be significant for fitting the phases properly.

H-curves give more complex sections, with typically two levels of conductivity increase—the first at depths of about 10–20 km, and the other at 100–200 km, except site BRAN where only the shallower conductivity jump is indicated.

Inspecting both sets of 1-D inversion results, the H-curves give systematically a more resistive structure near the surface and a more conductive deep basement as compared to E-curves. Although the most substantial part of the anisotropy of MT curves disappeared after we had tried to roughly eliminate the galvanic distortions, a systematic difference between the two MT field modes persists in the data along the whole northern and central part of the profile, indicating an authentically 2-D character of the regional structure within the area under study.

7 2-D modelling experiments

Most of the modelling experiments presented below are based on the assumption that the structure may be decomposed into a 2-D regional substratum, striking E-W, and a generally 3-D near-surface distorting layer with only static effect on MT data within the period range considered, i.e. for periods greater than about 10 s. A lot of material presented in the preceding sections aimed at founding this hypothesis. Considering such a structural outline, we assume that the observed induction arrows, as well as phases of both MT impedances, Z_{yx} for E-polarization and Z_{xy} for H-polarization, in geographical coordinates, are undistorted functions of the regional structure and can be used immediately to model the regional conductivity distribution.

First 2-D modelling experiments aimed at proposing minimum structures which would explain the induction arrows alone. It was a rather problematic task, as no outstanding features, such as azimuth inversions, are observed in the induction arrows along the profile. Generally low resolution of MV data allows the moduli of induction vectors to be explained by a whole family of various models. They have, however, one common feature—they all require a good conductor further to the N of our profile. The conductivity contrast on this contact seems to be the primary source of relatively large induction vectors. The nature of the contact, its distance and vertical extent may range within broad limits, and are not unambiguously reflected by the available data.

Particular interpretation attempts were based on several different initial structural hypotheses and on

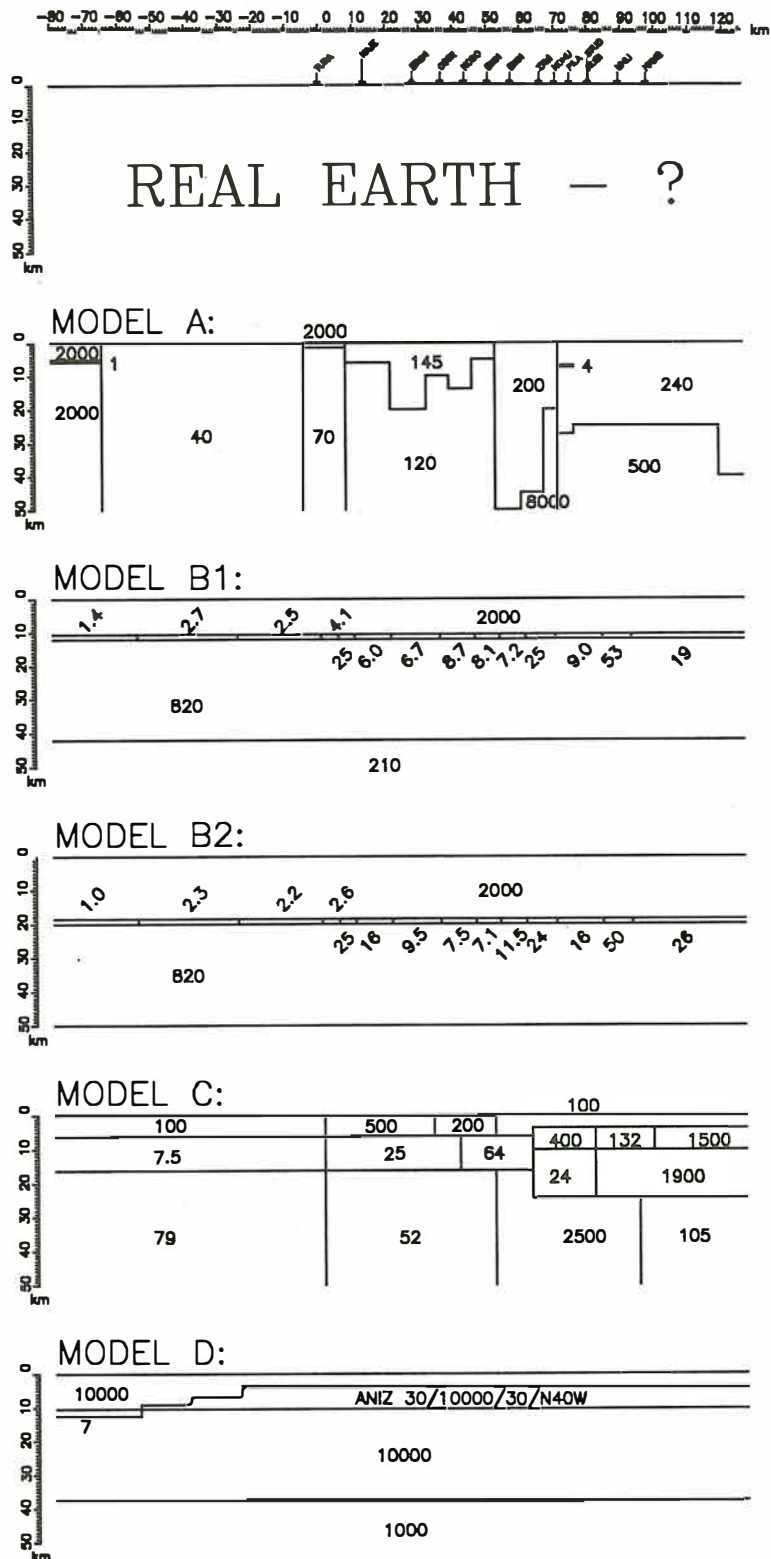


Figure 8: Models used to analyze MT data in SW Bohemia. The indices of blocks are for their resistivities in Ωm .

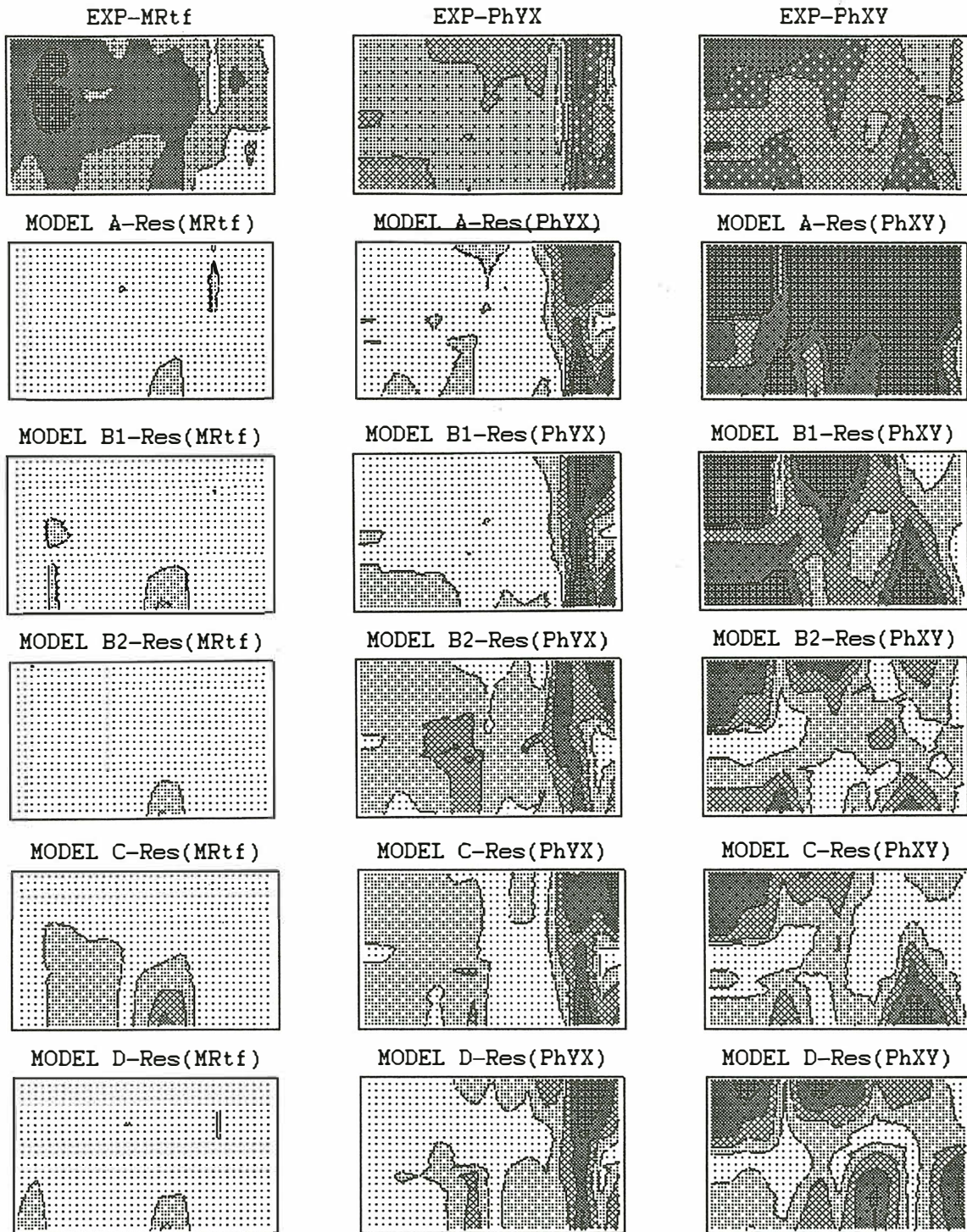


Figure 9: Gray scale plots of experimental moduli of the real induction arrows and impedance phases for Z_{yx} and Z_{xy} along the MT profile for periods from 10 to about 3000 s (top row). Below, gray scale plots of residuals of modelling results with respect to the experimental data are given for models from Fig. 8. Contours between the shaded zones, ordered, as a rule, from light to dark, are, for parametric plots, 0.05 to 0.30, step 0.05, for the moduli of induction vectors, and 20 to 70, step 10, for both phases. For residual plots, they are 0.05 to 0.20, step 0.05, for residuals of induction vectors, and 5 to 20, step 5, for phase residuals. Horizontal axes—distance along the profile from 0 to 100 km, vertical axes—logarithm of period from 10 to 3000 s.

various interpretation techniques. All models discussed below are summarized in Fig. 8. In Fig. 9 the gray scale plots of *residuals* of the modelling results with respect to the experimental data are shown for each of the models for the three MT/MV functions involved—module of the real induction vector, and phases of Z_{yx} and Z_{xy} impedances. Residuals seem to illustrate the (mis)fit of the model data to experiment better than the parameter plots. In general, the darker the shading, the greater the residual in Fig. 9.

Initial approximation for MODEL A (Fig. 8) was a structure with a single well conducting block far beyond the northern end of the profile. The rest of the model was 'empty', i.e. a homogeneous layer was assumed, which was arbitrarily subdivided into several blocks. Marquardt's algorithm [11] was used to invert for resistivities of the blocks, and later, after electrical differentiation of blocks occurred, also for the geometry of inter-block boundaries. Only moduli of real induction vectors were inverted in this experiment. As a result of the inversion, a block structure was generated without any particular features, with realistic resistivities. The fit to the experimental real induction vectors is practically perfect (Fig. 9). The phases, however, display unacceptably large differences as compared with the experimental data—the model phases are in general too low, indicating thus a need for a better conducting body below the profile.

In MODELS B such a conductor was inserted into the structure in a form of a conducting thin layer, as proposed by Eisel [5] and Tauber [6]. By segmenting the layer into zones of different resistivities, a gradual decrease of the electrical conductivity towards the S, as well as local fluctuations of MT/MV data can be modelled. To simulate the principal source of induction vectors, an extremely conducting segment was included into the layer at the northern margin of the model. As for MODEL A, Marquardt's algorithm was used again, now to invert moduli of real induction vectors and E-mode phases for resistivities of individual blocks. The inversion was repeated with the conducting thin layer placed at various depths, ranging from 10 to 25 km. The particular models B1 and B2 in Fig. 8 show inversion results for the conducting layer at the depths of 10.5 and 18.5 km. In all inversion runs, a very good fit of real induction vectors was achieved, illustrating again the poor resolution of MV data to vertical conductivity features within the structure. In comparison with MODEL A, phases improved substantially for both polarizations in MODELS B. With regard to H-polarization phases, MODEL B2, with the thin layer situated at greater depth, would be preferable.

Since our version of 2-D MT inversion [11], based on Marquardt's algorithm, is able to invert E-polarization data only, MODEL C was treated by a different inverse algorithm which is free of that restriction. The procedure was in principal a version of the controlled random search technique [10] extended to 2-D block models. The algorithm is rather demanding as far as computer resources are concerned. Nevertheless, a few experiments could be carried out with some success.

In MODEL C, all parameters, i.e. moduli of real induction vectors, as well as both E and H phases, were inverted for resistivities of the individual blocks. Though the fit to the experimental data is not so perfect as for MODELS B, mainly due to extremely slow convergence of the inversion procedure, the main features of the data are expressed in the results. Notice the dipping insulator below the southern section of the profile, which can also contribute to the anisotropy of MT phases.

The last model presented, MODEL D, tries to at least qualitatively cope with the apparent resistivities, which have been, as highly distorted, ignored in all previous modelling experiments. MODEL D, in an extremely speculative fashion, extrapolates Eisel's idea [12] on a highly anisotropic block, striking approximately NW-SE, emerging immediately below the KTB site, which can explain the observed AMT data in this area. Although this idea may be sound in the immediate vicinity of the KTB site, and may be physically substantiated as an effect of virtually observed steep dipping structures of high resistive rock interspersed with graphitized fracture zones, it is of rather speculative and unsubstantiated nature when extended to the regional scale. Nevertheless, as an experiment, MODEL D yields rather interesting results. First, it fits the induction vectors and phases almost equally well as the preceding models. Moreover, the extremely anisotropic crustal layer within the model (resistivities 30/10000/30 Ωm , anisotropy strike N40W degrees) excites highly anisotropic impedances along the profile, with anisotropy ratios typically close to 10. Minor axes of polar impedance diagrams are directed nearly exactly into the direction of preferred conductivity of the anisotropic layer, whereas the orientation of the induction arrows is practically unaffected. There is only a slight deflection, within 20 degrees at most, of the azimuths of real induction arrows, easternwards in the N and westernwards in the S of the profile. But similar azimuth variations are observed in experimental induction arrows as well (Fig. 2). For all these features, MODEL D, even though highly speculative, may be considered a successful equivalent model for the structure involved, at least.

8 Conclusion

We tried to present a few modelling results for long period MT and MV data from SW Bohemia which could help to decide on several structural features of the deep geoelectrical section below that geologically and tectonically quite intricate area. The principal conclusions can be summarized as follows:

(i) With regard to induction vectors, the deep, over-regional structure in the region exhibits a quasi-2-D character with structural strike in approximately the E-W direction.

(ii) Although seemingly inconsistent with the preceding item, MT data do not virtually contradict that conclusion, as they allow to be decomposed into a local and regional part. The regional MT strike seems to be approximately consistent with that indicated by induction arrows.

(iii) A well conducting layer at depths of 10 to 20 km is required within the 2-D regional structure throughout a substantial part of the profile, to explain MT phases properly.

(iv) The distorting near-surface layer, which can extend, owing to long periods used and generally high resistivities, as much as several kilometers beneath the earth's surface, exhibits considerable anisotropy with a strong regional part, striking NW-SE to NNW-SSE. Equivalent models with anisotropic blocks require huge anisotropies of 10^2 – 10^3 , in terms of the anisotropy ratio, to be considered within the upper crust, to fit the experimental data.

Rather striking similarity between our MT/MV data and those obtained on the German side of the KTB environ (e.g. [4, 5, 6]), is in favour of the idea of structural continuity of the western margin of the Bohemian Massif throughout the region demarcated by the Franconian line in the W and the West Bohemian fault zone in the E, at least.

There are more features of the geoelectrical structure which we have not even touched on in this contribution. Particularly, the local anomalous distortions at station BRAN, as well as a pronounced anomaly near the southern end of the profile, when it passes into Šumava Moldanubicum, have not been discussed here. In both those areas additional AMT measurements have been carried out recently, and the results will be presented, after the interpretation is completed, elsewhere.

References

- [1] Haak, V., Stoll, J. & Winter, H., 1991. Why is the electrical resistivity around the KTB hole so low?, *Phys. Earth Planet. Int.*, **66**, 12–33.
- [2] Suk, M. et al., 1984. *Geological history of the territory of the Czech Socialist Republic*, Ústř. ústav geol. Prague. Published by Geolog. Survey Prague, Academia, Prague, 17–33.
- [3] Červ, V., Pek, J., Pěčová, J. & Praus, O., 1993. Electromagnetic measurements in the vicinity of the KTB drill site. Part I: The MV results across a 2-D array, *Studia Geophys. et Geodaet.*, **37**, 83–102.
- [4] Bahr, K., 1990. Zur Zusammenlegung der Zerlegungen, in *Protokoll Kolloquium Elektromagnetische Tiefenforschung, Hornburg, 19–23 März 1990*, eds Haak, V. & Homilius, J., Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung, Hannover, 87–106.
- [5] Eisel, M., 1990. Über die Superposition von lokalen und regionalen Leitfähigkeitsanomalien, untersucht anhand magnetotellurischer Messungen entlang eines Nord-Süd-Profiles im Nordosten der Oberpfalz, *Diploma thesis*, Inst. für Meteor. und Gephys., Johann-Wolfgang-Goethe-Universität Frankfurt/M., 135 pp.
- [6] Tauber, S., 1993. Die Leitfähigkeitsverteilung in den nördlichen Varisziden untersucht mit den Methoden der Magnetotellurik und der geomagnetischen Tiefensondierung auf einem Profil vom Oberpfälzer Wald ins Vogtland, *Diploma thesis*, Inst. für Geol., Geophys. und Geoinform., Freie Universität Berlin, 102 pp.
- [7] Červ, V., Pek, J., Pěčová, J. & Praus, O., 1993. Electromagnetic measurements in the vicinity of the KTB drill site. Part II: Magnetotelluric results, *Studia Geophys. et Geodaet.*, **37**, 168–188.
- [8] Bahr, K., 1991. Geological noise in magnetotelluric data: a classification of distortion types, *Phys. Earth Planet. Int.*, **66**, 24–38.
- [9] Červ, V., Pek, J. & Praus O., 1993. MT and MV measurements in SW Bohemia. In *KTB-Report*, (submitted).
- [10] Martinez, M., M., 1988. Grundlagen neuerer Inversionsmethoden und ihre Anwendung auf 1-D Inversion in der Magnetotellurik, in *Protokoll Kolloquium Elektromagnetische Tiefenforschung, Königstein im Taunus, 1–3 März 1988*, eds Haak, V. & Homilius, J., Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung, Hannover, 97–107.
- [11] Pek, J., 1987. Numerical inversion of 2D MT data by models with variable geometry. *Phys. Earth Planet. Int.*, **45**, 193–203.
- [12] Eisel, M., 1992. Effects of lateral anisotropic conductivity structures on magnetotelluric data, Contributed paper at the *11th Workshop on Electromagnetic Induction in the Earth, held on 26 August – 2 September 1992 at the Victoria University of Wellington*, Wellington, New Zealand.

Breitbandige erdmagnetische und magnetotellurische Sondierungen in Westböhmen

R. Klause, K. Murasch, G. Schwarz

Institut für Geologie, Geophysik und Geoinformatik der Freien Universität Berlin

Einleitung

Angeregt durch das Kontinentale Tiefbohrprogramm (KTB) startete die Tschechische Republik ein geowissenschaftliches Forschungsprogramm in Westböhmen, um auch das östliche Umfeld der Tiefbohrung besser beschreiben zu können. Unter anderem wurden gravimetrische Messungen, sowie reflexionsseismische Messungen entlang des Profils 9HR von der Firma Geofyzika Brno durchgeführt.

Um eine möglichst umfassende Beschreibung der Krustenstrukturen zu erhalten, bot uns die Firma Geofyzika an, die Verteilung der elektrischen Leitfähigkeiten mit magnetotellurischen Messungen entlang des Profils 9HR ergänzend zu untersuchen.

Das 165 km lange Profil liegt im westlichen Teil des Böhmisches Massivs (Abb.1), dem größten zusammenhängenden Basementkomplex des mitteleuropäischen variszischen Orogens. Beginnend an der deutsch-tschechischen Grenze, südwestlich des Kirchberg-Granits, führt das Profil nordwest-südost streichend über den Eger-Graben und den Metabasit-Komplex von Marienbad, weiter durch das Tepla-Barrandium entlang der Zone von Tepla-Taus (ZTT). Der hier vorgestellte Teil des Profils endet südlich des Zentralböhmisches Plutons im Moldanubikum.

Aufgestellt wurden 44 AMT-Stationen im Abstand von 2.5-4 km, ungefähr jede vierte Station ergänzten wir durch eine MT-Apparatur, so daß 14 breitbandige Messungen zur Verfügung stehen. Verwendung fand die AMT-Apparatur GMS 05, die einen Frequenzbereich von 8192 Hz bis 1/4000s abdeckt. Zur Registrierung der niederfrequenten elektromagnetischen Signale benutzten wir MT-Apparaturen mit Fluxgate-Magnetometer (50-10000s) beziehungsweise Induktionsspulen-Magnetometer (10-4000s). Bei kombinierten AMT/MT-Meßpunkten erhielten wir damit Daten über bis zu 8 Frequenzdekaden.

Verbesserung der Datenqualität

Die Datenqualität entlang des Profils ist leider nur sehr unzureichend. Die Ursache hierfür sind unter anderem die großen Braunkohlereviere im Norden (Stationen ZEL bis MIL), in denen alleine 40 MW elektrischer Leistung umgesetzt werden, sowie Störquellen auf dem südlichen Profilabschnitt, die nur schwer zu orten sind. Der hohe Störpegel bei gleichzeitig geringer erdmagnetischer Aktivität rief ein schlechtes Signal-Rausch Verhältnis in den Daten hervor.

Aufgrund der mangelnden Datenqualität konnten die ersten Auswerteergebnisse der AMT aus dem Feld nicht zufriedenstellen. Bisher ist mit einem quasi-robusten Online-Prozessing der Firma Metronix (genauere Angaben zu diesem Prozessing waren leider nicht zu bekommen) gearbeitet worden. Eine deutliche Verbesserung bringt die Bearbeitung der Daten mit dem Prozessingprogramm PROCMT [Metronix 1993]. Die im Frequenzbereich von 8 Hz bis 1/128s vorliegenden Zeitreihen wurden mit dem Programm visuell nach Bereichen mit besserer Datenqualität selektiert. Zur Berechnung der Spektren können zwei robuste Verfahren und ein Verfahren nach dem Kohärenzkriterium angewandt werden. Eines der robusten Verfahren geht auf die Q- und W- Algorithmen von Junge [1990] zurück, jedoch wurde die Berechnung der Gewichte durch einen modifizierten MF-Algorithmus (ursprünglich ein Huber-k-Schätzer) ersetzt. Das andere robuste Verfahren arbeitet mit dem M-Fitting von Steiner [1980]: Eine sich iterativ anpassende Gewichtsfunktion weist dem am häufigsten vorkommenden Wert das größte Gewicht zu, wobei die Kohärenz nicht eingeht. Die dritte Möglichkeit zur Berechnung des Spektrums besteht in der Anwendung des Kohärenzkriteriums, wobei durch die Festlegung eines Schwellenwertes für die Kohärenz eine Auswahl der qualitativ besseren Spektralmatrizen ermöglicht wird.

Die Abbildungen 2a bis 2d zeigen am Beispiel der Station TRI die im Feld-Prozessing berechneten Kurven und im Vergleich die wesentlich besseren Kurven aus dem nachträglich durchgeführten Prozessing. Dargestellt sind Widerstand, Phase, Induktionspfeil und Kohärenz für den Periodenbereich 0.125s-128s (Band 3 und 4). Dieses Prozessing bestand aus folgenden Schritten: Zur Verfügung standen Zeitreihen im Frequenzbereich 1/4s bis 1/128s (Band 4) und 8Hz bis 1/4s (Band 3). Sie wurden nach Bändern sortiert, in Intervalle von der Größe 1024 (Bd.3) und 4096 Punkte (Bd.4) unterteilt und diese visuell selektiert. Im Band 3 wurden 35 von insgesamt 99 Intervallen und in Band 4 11 von 17 Intervallen zur weiteren Auswertung ausgewählt. Für Band 3 wurde ein Kohärenzfaktor von 0.6 festgelegt, d.h. 60% aller berechneten Spektralmatrizen mit den höchsten Kohärenzen wurden zur weiteren Schätzung der Übertragungsfunktion herangezogen, für Band 4 ein Faktor von 0.8. Schließlich wurden die jeweiligen Spektralmatrizen berechnet. Das aus den Spektren von Band 3 und 4 zusammengesetzte Ergebnis (Abb.2b,c,d) zeigt einen deutlichen Qualitätsgewinn gegenüber dem Feldergebnis. Die Widerstände wie auch die Phasen haben sich deutlich stabilisiert, ein Kurvenverlauf ist erkennbar geworden!

Auffällig ist das Anwachsen der Fehlerbalken mit den längeren Perioden jedes einzelnen Bandes. Dies rührt daher, daß für längere Perioden weniger Spektralmatrizen gebildet werden als für kleinere Perioden und dadurch die statistische Sicherheit in den längeren Perioden abnimmt. Ob größere Auswertintervalle bei längeren Perioden das Ergebnis verbessern, bleibt noch zu klären.

Diese Qualitätszunahme der Daten durch das neue Prozessing spiegelt sich auch in den Induktionspfeilen der erdmagnetischen Tiefensondierung wider. Deren Länge und die sich unsystematisch ändernden Richtungen besonders im Periodenbereich von 0.125s bis 2s lassen noch

einen großen Einfluß von Noise in den Daten vermuten. Darauf weist auch eine im Verhältnis zu den horizontalen Komponenten große Z-Komponente in den Zeitreihen hin. Generell höheren Kohärenzen für den angesprochenen Periodenbereich machen deutlich, daß Noise korreliert, so daß Kohärenzkriterien nicht unbedingt von Vorteil sein müssen. Die Ergebnisse aus dem MT-Bereich für diese Station führen die Kurven der AMT fort, so daß man eine breitbandige Information gewinnt.

Diese ersten Erfolge der neuerlichen Auswertung lassen auf eine wesentliche Datenqualitätsverbesserung hoffen, allerdings wird nach den bisher gemachten Erfahrungen ein optimiertes Prozessing für die sehr stark gestörten Daten besonders im nördlichen Bereich des Profils (Braunkohletagebau) wohl kaum Verbesserung der Ergebnisse bewirken.

Erste Ergebnisse

Die Ergebnisse der erdmagnetischen Tiefensondierung für verschiedene Perioden sind in Abbildung 4 dargestellt. Für lange Perioden weisen die Induktionspfeile aller Stationen tendenziell nach Süden. Dieses entspricht den Ergebnissen anderen Messungen in der Umgebung des Profils (Cerv&Pek (1993), Tauber (1993), Eisel (1993)) und deutet auf einen großregionalen EW streichenden Leiter hin. Für kürzere Perioden zeigt sich kein einheitliches Bild. Dies kann auf 3D-Strukturen hindeuten, die sich wie z.B. an den Stationen RAN, SED, OST und TRI in einem Richtungswechsel der Realpfeile widerspiegeln. Allerdings muß die mangelnde Datenqualität immer berücksichtigt werden. Betrachtet man die Induktionspfeile für 500s, weisen die Pfeile im nördlichen Teil des Profils bis zur Station TRI nach SE, weiter südöstlich schwenken die Induktionspfeile nach S ein, um bei den drei südlichsten Stationen CHL, KVA und HRD weiter nach SW zu drehen. Mit diesem Verhalten geht ein Anwachsen des Betrags einher, der eine erhöhte Leitfähigkeit im Osten vermuten läßt. Mit diesen drei Stationen überquert das Profil den Zentralböhmischen Pluton und verläßt zugleich die Böhmisches Masse. Könnte dies der Grund für das Verhalten der Induktionspfeile sein?

Die Andeutung eines SW streichenden Leiter aus dem Verhalten der Induktionspfeile und die Stetigkeit der Widerstandskurven für die YX-Richtung entlang des Profils lassen auf eine E-Polarisation in YX-Richtung schließen. Die 1D-Modelle wurden daher für diese Vorzugsrichtung gerechnet.

Die Datengrundlage bildeten die Ergebnisse aus dem Feldprozessing. Modelliert wurden Widerstandskurven und Phasenverlauf mit einem interaktiven Vorwärtsmodellierungsprogramm, dessen Modellantwort der Wait-Algorithmus zugrunde liegt. Abb. 5 zeigt die berechneten Modelle für die Stationen des Profils. Der Legende ist eine grobe Einteilung in Widerstandsklassen zu entnehmen. Aufgrund von sehr schlechter Datenqualität einiger AMT-Stationen konnten keine 1D-Modelle für größere Tiefen erstellt werden, diese Bereiche sind mit '?' gekennzeichnet. Für die Stationen SED bis CHL zeichnet sich ein gut leitender Bereich mit spezifischen Widerständen kleiner als $500\Omega\text{m}$ ab, dessen Tief und Mächtigkeit stark variieren. Eine Korrelation mit der Erstreckung des Tepla-

Barrandiums ist zu erkennen, südlich der Station PAT kann ein deutlicher Anstieg der Widerstände beobachtet werden. Hier wird die Grenze des Tepla-Barrandiums überschritten.

Die neu prozessierten Daten lassen auf ein noch deutlicheres Bild der Leitfähigkeitskontraste und damit der Strukturen hoffen.

Aussichten

Zur Datenverbesserung soll ein Programm von Egbert und Booker [1986] auf einige Datenbeispiele angewandt werden. Mit hoffentlich besseren Phasen soll außerdem eine Entzerrung der Impedanzen nach der Dekompositions-Methode von Groom und Bailey [1989] durchgeführt werden. Weiteres Ziel ist schließlich eine zweidimensionale Modellierung der elektrischen Strukturen auf dem Profil. Darüber hinaus wird eine integrierte Interpretation der Modelle angestrebt, die die Ergebnisse der Reflexionsseismik und der Gravimetrie einschließt. Im Herbst 1994 ist eine Fortsetzung des Profils bis zur österreichischen Grenze geplant.

Literatur

- CERV, V., PEK, J., PECOVA, J., PRAUS, O. (1993), *Electromagnetic measurements in the vicinity of KTB drill site. Part 1: The MV result across a 2-D array*, *Studia geoph. et geod.* 37 83-102
- EGBERT, G.D. & BOOKER, J.R., (1986), *Robust estimation of geomagnetic transfer functions*, *Geophys. J. R. astr. S* (87) 173-194
- EISEL, M., (1990), *Über die Superposition von lokalen und regionalen Leitfähigkeitsstrukturen, untersucht anhand magnetotellurischer Messungen entlang eines Nord-Süd-Profiles im Nordosten der Oberpfalz*, Diplomarbeit, Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Frankfurt
- GROOM, R.W. & BAILEY, R.C. (1989), *Decomposition of magnetotelluric impedance tensor in presence of local three-dimensional galvanic distortion*, *J. Geophys. Res.* 94 (B2) 1913-1925
- JUNGE, A., (1990), *Robuste Schätzung bivariater Übertragungsfunktionen*, in Haak, V. und Homilius, J. (Hrsg.), *Kolloquium Elektromagnetische Tiefenforschung Hornburg*. 75-86
- PROCMT User's Guide, *Offline Processing Software For Magnetotelluric Timeseries*, (1993), Metronix GmbH, Braunschweig
- STEINER, F., (1980), *M-Fitting (fitting according to the most frequent value) and its comparison with the method of least-squares*, *Acta Geodæt., Geophys. et Montanist. Acad. Sci. Hung.* Tomus 15, 37-44
- TAUBER, S. (1993), *Die Leitfähigkeitsverteilung in den nördlichen Varisziden untersucht mit den Methoden der Magnetotellurik und der geomagnetischen Tiefensondierung auf einem Profil vom Oberpfälzer Wald ins Vogland*, Diplomarbeit, Institut für Geologie, Geophysik und Geoinformatik der Freien Universität Berlin

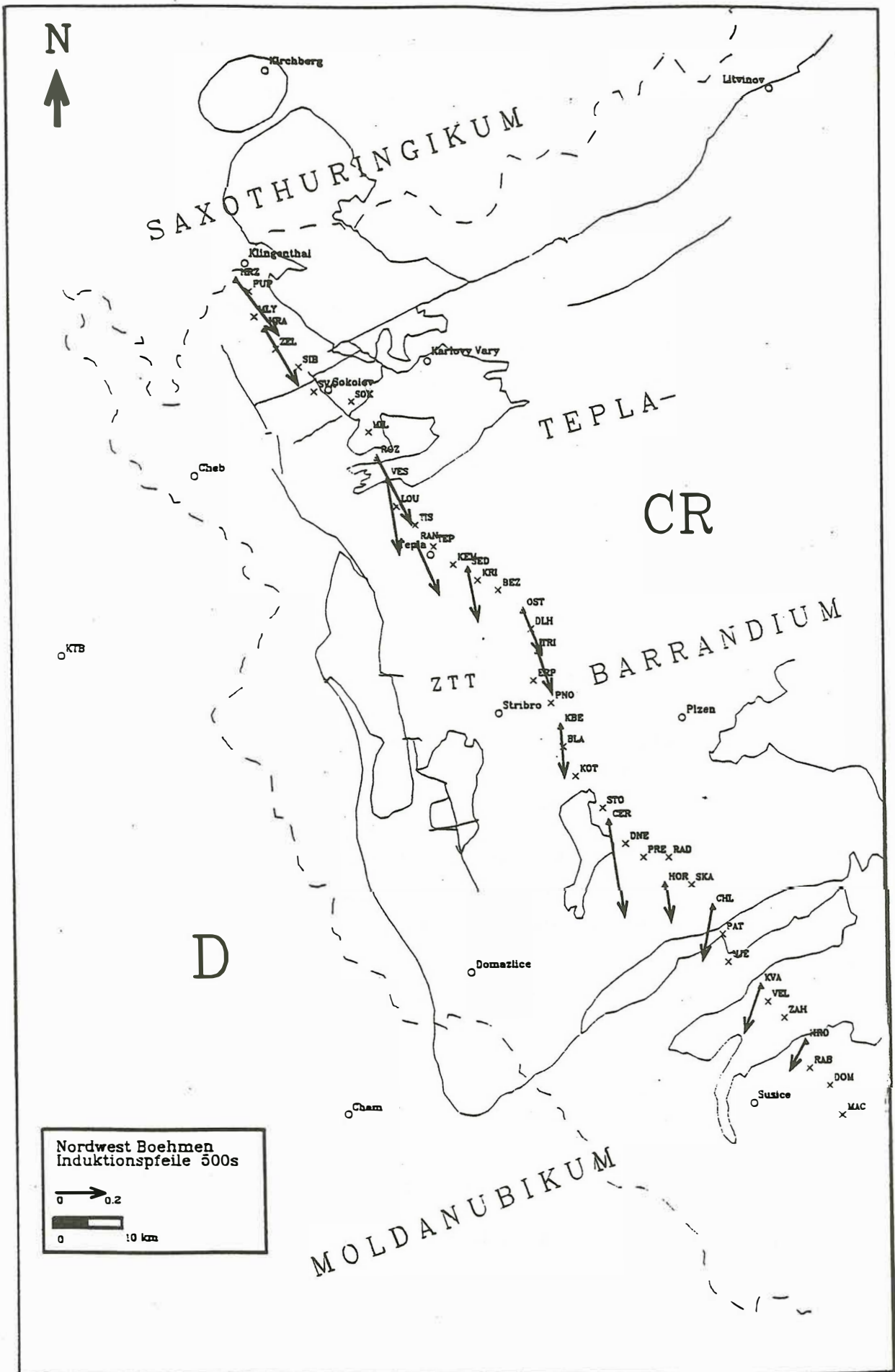


Abb. 1: Lageplan der AMT- und MT-Stationen mit den wichtigsten geologischen Einheiten und dem Realteil der Induktionspfeile für eine Periode von 500s

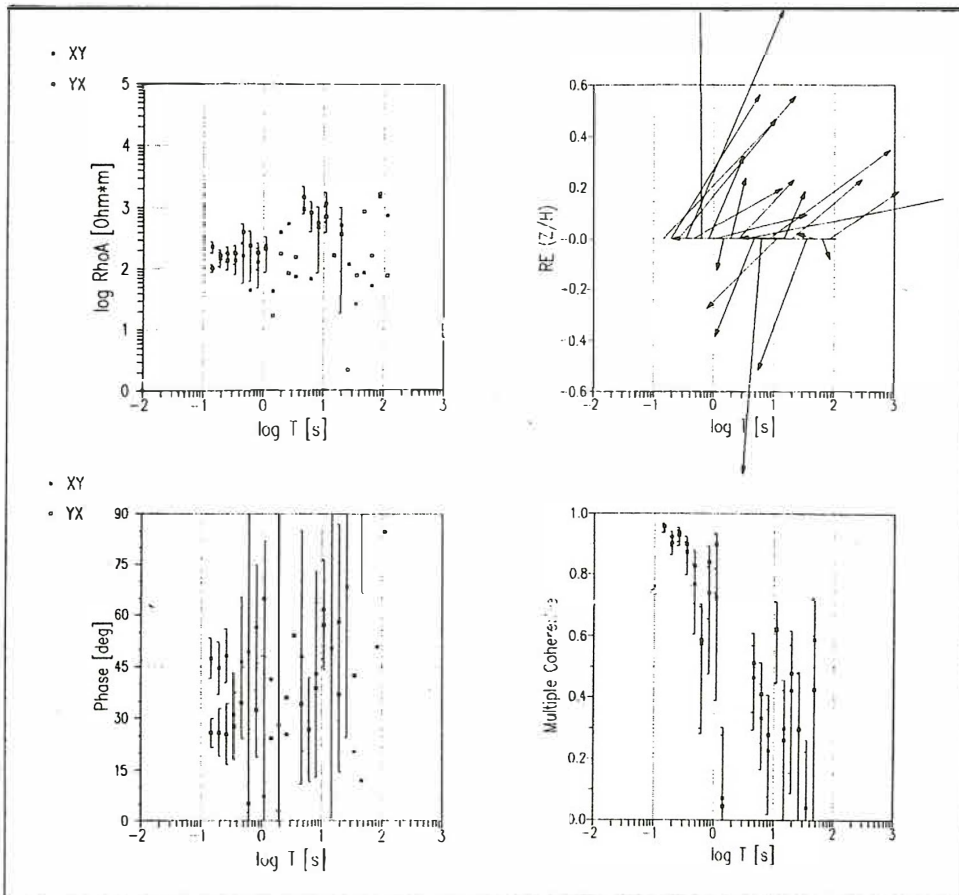


Abb.2a: Beispiel für das Feldprozessing der Station TRI. Dargestellt sind Widerstand, Phase, Induktionspfeile und Kohärenz für den Periodenbereich 0.125s-128s (Band 3 und 4).

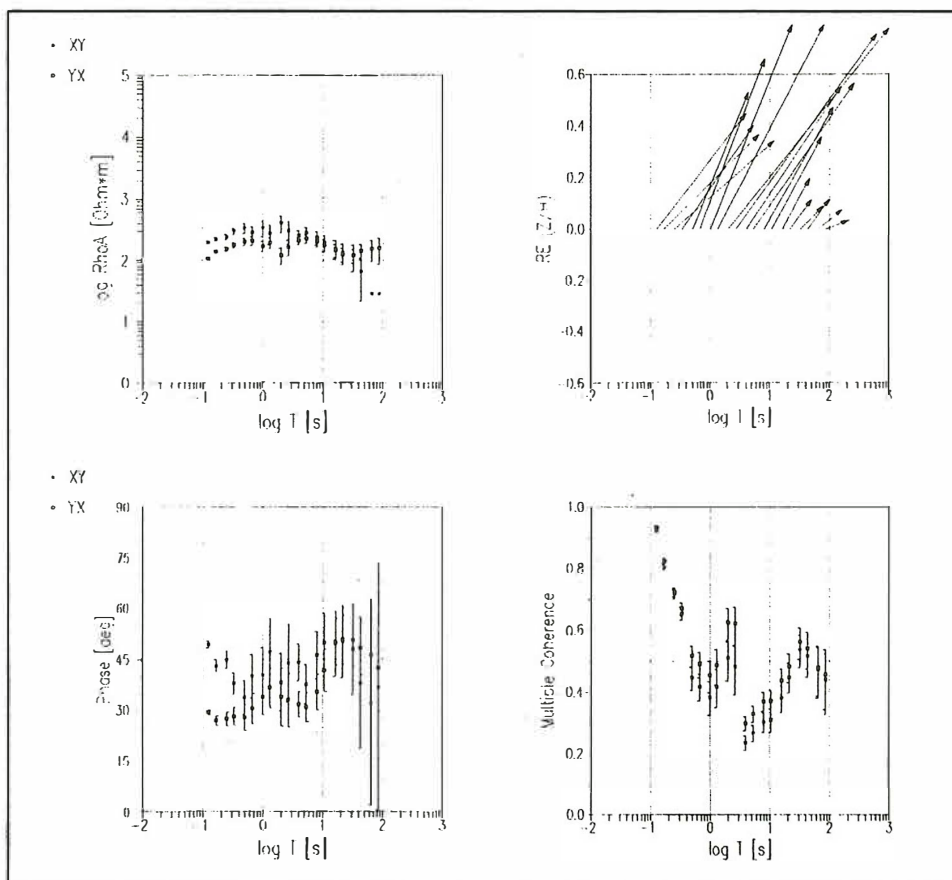


Abb.2b: Beispiel für das Prozessing nach dem Kohärenzkriterium für die Station TRI.

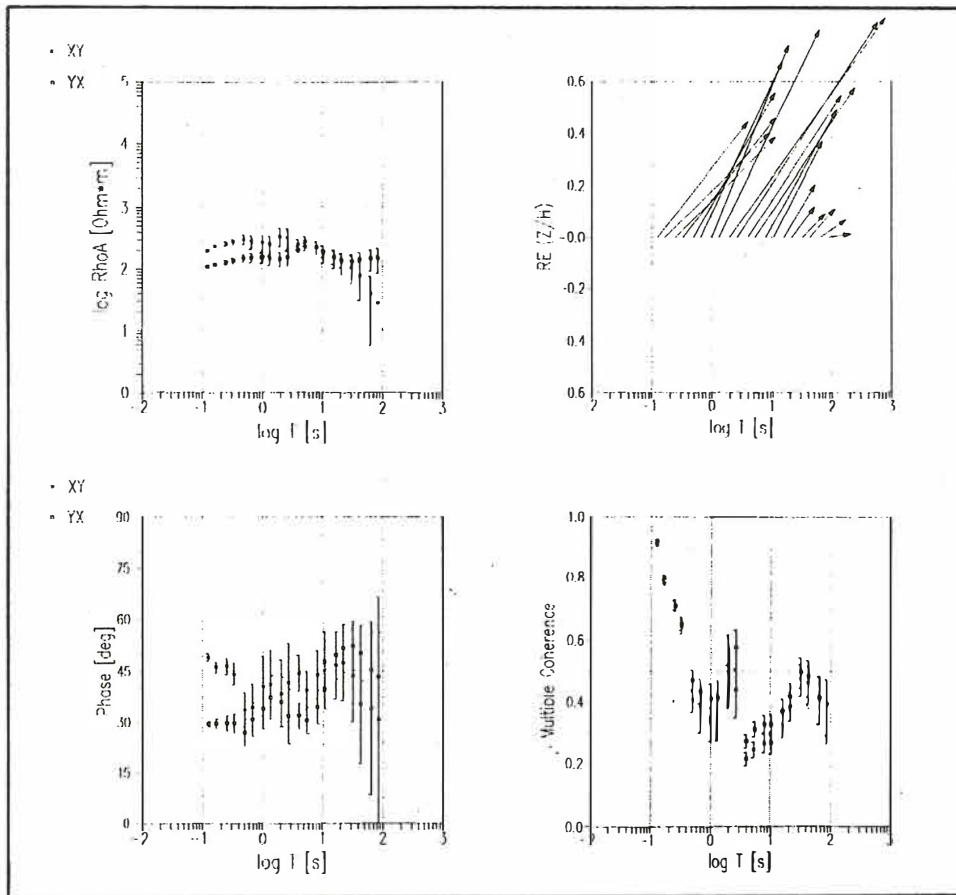


Abb.2c : Beispiel für die robuste Prozessingmethode nach dem MF-Algorithmus für die Station TRI

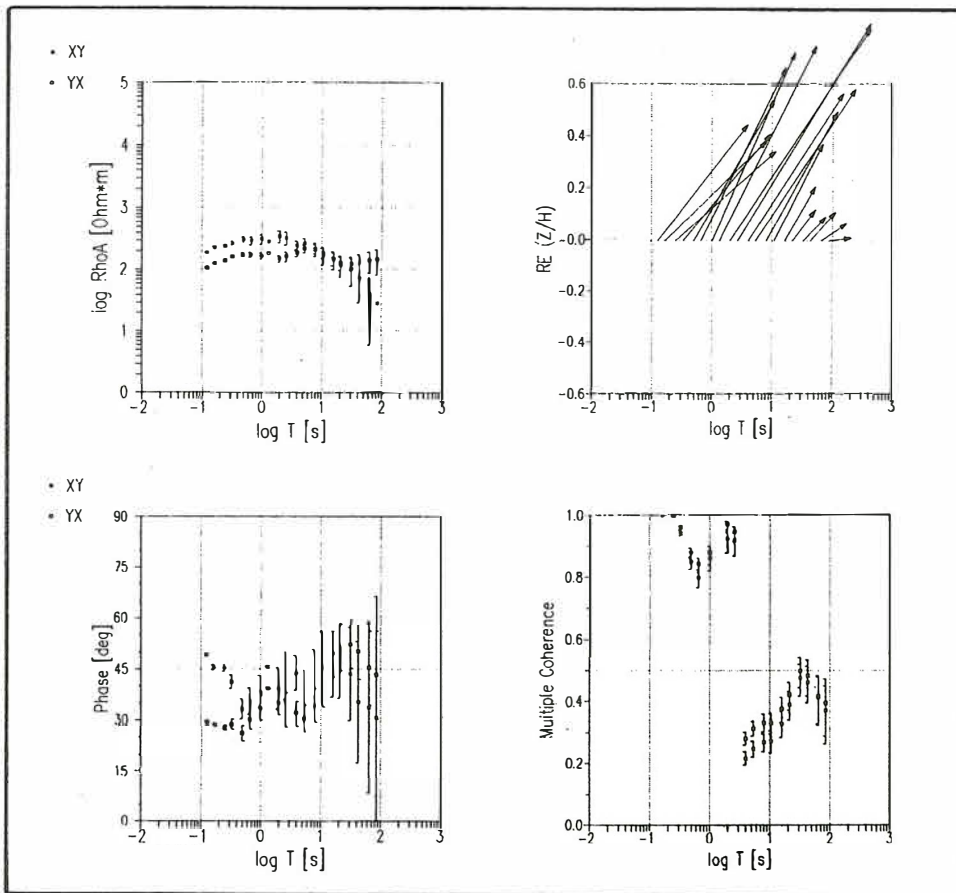


Abb.2d : Beispiel für die robuste Prozessingmethode nach dem modifizierten Q- und W- Algorithmus für die Station TRI

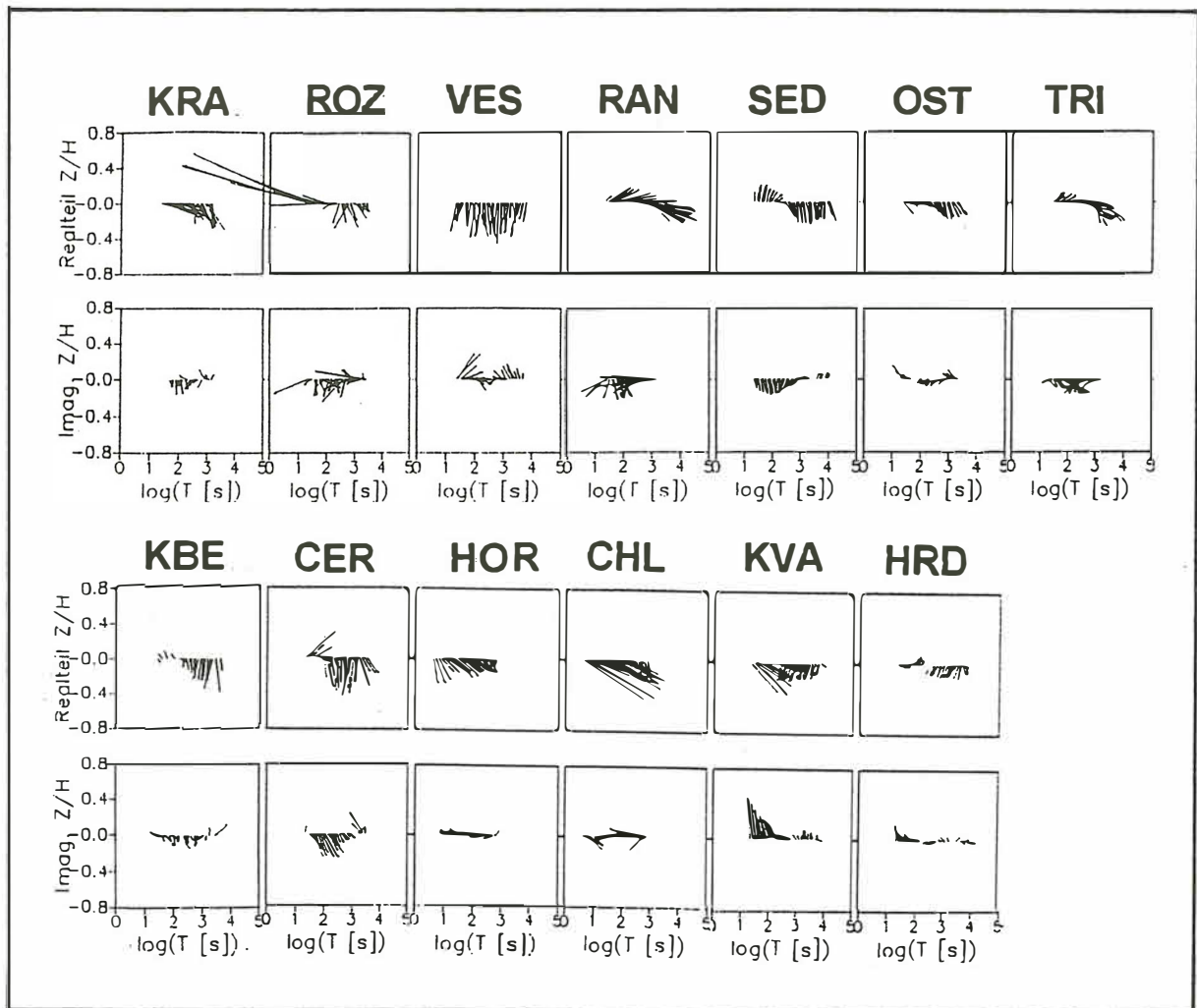


Abb. 3: Ergebnis der erdmagnetischen Tiefensondierung aller MT-Stationen von NW nach SE. Die Dominanz der NS-Ausrichtung der Induktionspfeile für höhere Perioden weist auf den guten Leiter in EW-Richtung hin.

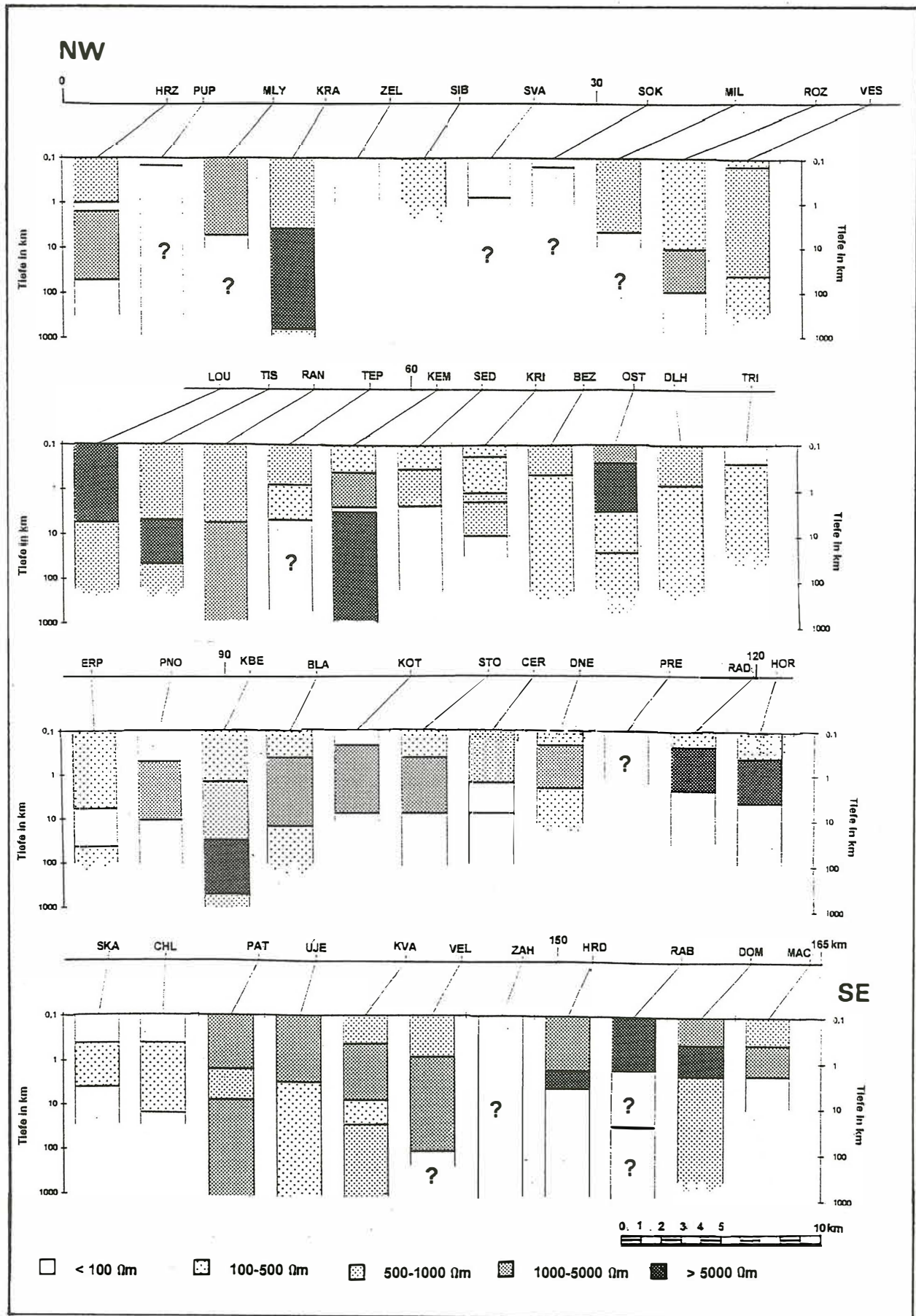


Abb.4 : 1D-Modelle NW-SE (YX). Der gutleitende Bereich (weniger als 500 Ωm , Stationen SED bis CHL) korreliert mit der Erstreckung des Tepla-Barrandiums.

Leitfähigkeitsmodelle zum MT-Profil Oberpfalz-Vogtland

Sebastian Tauber

Institut für Geologie, Geophysik und Geoinformatik der Freien Universität Berlin

Einleitung

Die Freie Universität Berlin führte in Zusammenarbeit mit der Johann-Wolfgang-Goethe-Universität Frankfurt, der Bergakademie Freiberg und dem Erdmagnetischen Observatorium Niemegk in den Jahren 1988, 1989 und 1991 im Südosten Deutschlands magnetotellurische Messungen durch. Die Meßpunkte liegen auf einem 160 km langen Nord-Süd-Profil, das sich vom Oberpfälzer Wald in Bayern bis in das Vogtland in Thüringen erstreckt. Dabei quert das Profil den zentralen Bereich des Moldanubikums sowie das gesamte Saxothuringikum und endet an der Mitteldeutschen Kristallinzone, dem Übergangsbereich von Saxothuringikum und Rhenoharzynikum (siehe Abb. 1).

Die Auswertung der Zeitreihen erfolgte über eine manuelle Auswahl von Effekten, die fourieranalysiert und zu bandgemittelten Spektren zusammengefaßt wurden. In einem weiteren Arbeitsschritt wurden die Spektren der einzelnen Effekte aufgrund einer optischen Beurteilung von Kohärenz und Güte der Sondierungskurven gestapelt.

Im folgenden werden die Ergebnisse der erdmagnetischen Tiefensondierung und der Magnetotellurik vorgestellt und diskutiert. Eine ausführliche Darstellung der Resultate findet sich bei TAUBER (1993). Es sei schon an dieser Stelle darauf hingewiesen, daß sich für die beiden Methoden keine gemeinsame Streichrichtung finden läßt.

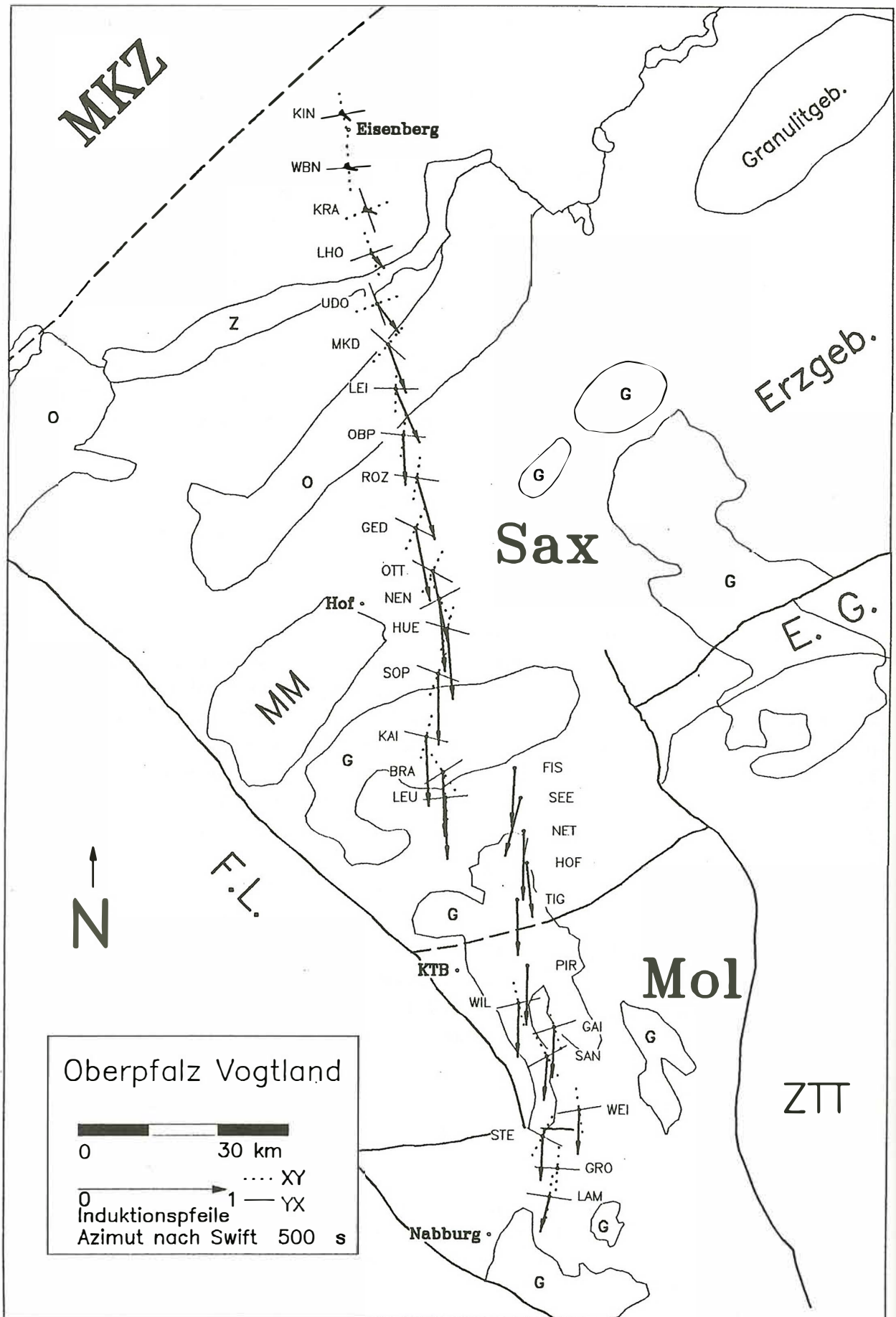
Erdmagnetische Tiefensondierung

Die erdmagnetische Tiefensondierung hat ergeben, daß die Induktionspfeile des gesamten 160 km langen Nord-Süd-Profiles nach Süden zeigen und damit eine großräumige E-W streichende Leitfähigkeitsanomalie andeuten. Ihre maximale Länge erreichen die Induktionspfeile bei Perioden von 500 bis 600 s. In ihrem räumlichen Verhalten weisen die Induktionspfeile ein breites Maximum auf und erreichen im mittleren Teil des Profils Werte für das Z/H-Verhältnis von bis zu 0,4. Zur Mitteldeutschen Kristallinzone klingt dieses Maximum rasch ab, nach Süden hin fällt es sehr viel schwächer ab. In Abb. 1 ist dieses Verhalten exemplarisch für die Periode von 500 s zu sehen.

Anschließend wurde mit dem finite Elemente Programm PW2D von WANNAMAKER ET AL. (1987) eine zweidimensionale Modellrechnung durchgeführt.

Die wesentliche Struktur der in Abb. 2a und 2b gezeigten Modelle ist ein nahezu flächiger guter Leiter mit einem nach Süden gerichteten Widerstandsgradienten, wobei die Blöcke gleichen Widerstandes E-W streichen. Aus der räumlichen Variation der Induktionspfeile ergibt sich ein Verhältnis der Widerstände im Norden zu denen im Süden von ca. 1:130. Diese Kenngröße mußte bei der Modellierung eingehalten werden, um eine befriedigende Anpassung für die Induktionspfeile zu erzielen. Die absoluten Werte dieses lateralen Widerstandsgradienten bedingt der Widerstandscontrast zur umgebenden Kruste.

Abb. 1: (Nächste Seite) Induktionspfeile und Swiftwinkel für die Periode von 500 s unterlegt mit dem Stationslageplan und einer Skizze der regionalen Geologie. Das Profil verläuft von der Mitteldeutschen Kristallinzone (MKZ), über das Saxothuringikum (Sax) bis in das Moldanubikum (Mol). Das Zechstein (Z) markiert die südliche Berandung des Thüringer Beckens. Das Ordovizium (O) gibt die Kerne der alt-paläozoischen Antiklinalen wieder. Weitere geologische Körper sind die spätvariszisch intrudierten Granite (G), die Deckenkomplexe der Münchberger Gneissmasse (MM) und der Zone Tepla Taus (ZTT), sowie der Eger Graben (EG) und die Fränkische Linie (FL). Zur Orientierung ist die Kontinentale Tiefbohrung (KTB) mit verzeichnet.



MKZ

Granulitgeb.

Erzgeb.

Sax

E. G.

MM



F.L.

Mol

ZTT

Oberpfalz Vogtland

0 ————— 30 km

..... XY
 ——— YX

Induktionspfeile
 Azimut nach Swift 500 s

Nabburg

Vor dem Hintergrund von 2500 Ωm für die Erdkruste und die obere Lithosphäre (bis 85 km Tiefe) betragen die Widerstände des eingebetteten guten Leiters 0,2 Ωm am nördlichen und 26 Ωm am südlichen Zipfel des Profils. Das Maximum der integrierten Leitfähigkeit dieser Schicht beträgt 5000 Siemens und befindet sich am Südrand der Mitteldeutschen Kristallinzone. Nach Süden nimmt die integrierte Leitfähigkeit ab und hat im Moldanubikum, auf der Höhe der Kontinentalen Tiefbohrung, nur noch einen Wert von 100 Siemens.

Die Teufe dieser gut leitfähigen Schicht wurde zwischen 11 und 25 km variiert. Dabei zeigte sich, daß die Phasen und die Induktionspfeile, insbesondere der Nulldurchgang des Imaginärpfeils, im südlichen Teil des Profils besser durch eine in 25 km Tiefe (Modell B) gelegene gut leitfähige Schicht angepaßt werden, die Induktionspfeile im nördlichen Abschnitt des Profils jedoch besser von einer in 11 km Tiefe (Modell A) gelegenen gut leitfähigen Schicht. Ein Vergleich von Meß- und Modellkurven der beiden Modelle ist in Abb. 5a und 5b wiedergegeben.

Magnetotellurik

In den magnetotellurischen Ergebnissen zeigt sich, daß die ρ_s -Kurven eine starke Anisotropie aufweisen. Sowohl im Moldanubikum als auch im nördlichen Teil des Saxothuringikum sind die scheinbaren spezifischen Widerstände ρ_{yx} in E-W Richtung um ein Vielfaches größer als die scheinbaren spezifischen Widerstände ρ_{xy} in N-S Richtung. Das durchschnittliche Verhältnis von ρ_{xy}/ρ_{yx} beträgt 1:30.

Die Frage ob das Aufspalten der ρ_s -Kurven auf einen Static Shift zurückzuführen ist kann verneint werden, denn einerseits ist dieses Phänomen einheitlich über einen weiten Teil des Profils zu beobachten und daher nicht mit lokalen Effekten eines Static Shifts zu erklären, zum anderen wird die Anisotropie der ρ_s -Kurven zu kürzeren Perioden hin deutlich geringer.

Es ist also ein anisotrop geschichteter oder ein zumindest zweidimensional strukturierter Untergrund anzunehmen. Dazu wurde eine eindimensionale anisotrope Modellierung nach DEKKER und HASTIE (1980) vorgenommen¹. Mit dem in Tab. 1 angegebenen anisotropen 1D Modell können die Sondierungskurven gut angepaßt werden (siehe Abb. 3). Der spezifische Widerstand ist maximal in E-W Richtung (ρ_{max}) und minimal in N-S Richtung (ρ_{min}).

EISEL (1992) hat in einem Vergleich gezeigt, daß ein anisotrop geschichteter Untergrund bei ausreichend mächtiger isotropen Überdeckung ebenfalls zweidimensional durch vertikal stehende Lamellen modelliert werden kann.

Dazu muß die Dicke und der spezifische Widerstand der Lamellen so gewählt werden, daß der Widerstand der Parallelschaltung der Lamellen ρ_{\parallel} , dies entspricht dem Widerstand für die E-Polarisation, gleich ρ_{min} ist. Beim Widerstand für die B-Polarisation muß der Widerstand der Reihenschaltung der Lamellen ρ_{\perp} gleich ρ_{max} sein.

h	ρ_{xy} (NS)	ρ_{yx} (EW)
0,7 km	1200 Ωm	
9,8 km	2440 Ωm	4230 Ωm
0,7 km	100 Ωm	
860 km	430 Ωm	2250 Ωm
∞	500 Ωm	

Tab. 1: Anisotropes 1D Modell

1 Der Algorithmus von DEKKER & HASTIE (1980) bietet die Möglichkeit geschichtete 1D Modelle mit von Schicht zu Schicht wechselnder Anisotropierichtung zu berechnen. In dem in Tab. 1 gezeigten Modell sind die Richtungen der Anisotropie der einzelnen Schichten parallel. Die Sondierungskurven für die XY- und YX-Komponente des anisotropen Modells lassen sich in diesem Fall auch durch zwei isotrope 1D Modelle berechnen, da die Moden der beiden Anregungsrichtungen entkoppeln.

Da im Untersuchungsgebiet die kleinere Widerstandskomponente $\rho_{xy} = \rho_{min}$ in etwa N-S gerichtet ist, ist bei der 2D Modellierung der Anisotropie ebenfalls eine N-S Streichrichtung für die vertikalen Lamellen anzunehmen. Dies ist jedoch nicht in Einklang zu bringen mit der aus den Induktionspfeilen gefolgerten E-W Streichrichtung.

Versucht man trotzdem beide Phänomene in einem 2D Modell zu vereinigen, indem man die gut leitfähige Schicht in E-W streichende gut und schlecht leitende Blöcke untergliedert, wie dies in Modell C in Abb. 4 gezeigt wird, so hat das zur Folge, daß die scheinbaren Widerstände der B-Polarisation vergrößert werden und die der E-Polarisation nahezu unverändert bleiben (siehe Abb. 7). Für die Verbesserung der Modellanpassung ist jedoch das entgegengesetzte Verhalten erforderlich.

Schlußfolgerung

Für die im Untersuchungsgebiet beobachtete Anisotropie der ρ_s -Kurven ist eine in etwa N-S streichende anisotrope oder lamellierte 2D Struktur anzunehmen. Die aus der Anisotropie zu schließende N-S streichende Leitfähigkeitsstruktur steht damit senkrecht zu dem aus den Induktionspfeilen gefolgerten E-W streichenden Leitfähigkeitsgradienten. Die gesamte Untergrundstruktur ist daher als 3D oder 2D anisotrop anzusehen. Eine angemessene Behandlung des Problems besteht daher in einer dreidimensionalen oder 2D anisotropen Modellierung, wie dies von PEK (1994) für Böhmen getan wurde.

Literatur

- DEKKER, D. L. & HASTIE, L. M. (1980): Magnetotellurik impedances of an anisotropic layered Earth modell. – *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 61, S. 11-20.
- EISEL, M. (1992): Effekte lateral anisotroper Leitfähigkeitsstrukturen in der MT. – In: *Prot. 14. Koll. „Elektromagnetische Tiefenforschung“*, Borkheide, S. 279-288.
- PEK, J. (1994): 2D numerical modelling of magnetotelluric fields in anisotropic structures - an FD algorithm. – In: *Prot. 15. Koll. „Elektromagnetische Tiefenforschung“*, Höchst (dieser Band).
- WANNAMAKER, P. E., STODT, J.A. & RIJO, L. (1987): *PW2D, Finite Element program for solution of magnetotelluric responses of two-dimensional earth resistivity structur. User Documentation.* – Earth Science Laboratory University of Utha Research Institute.
- TAUBER, S. (1993): *Die Leitfähigkeitsverteilung in den nördlichen Varisziden untersucht mit den Methoden der Magnetotellurik und der geomagnetischen Tiefensondierung auf einem Profil vom Oberpfälzer Wald ins Vogtland.* – Diplomarbeit, Freie Universität Berlin.

Modell A

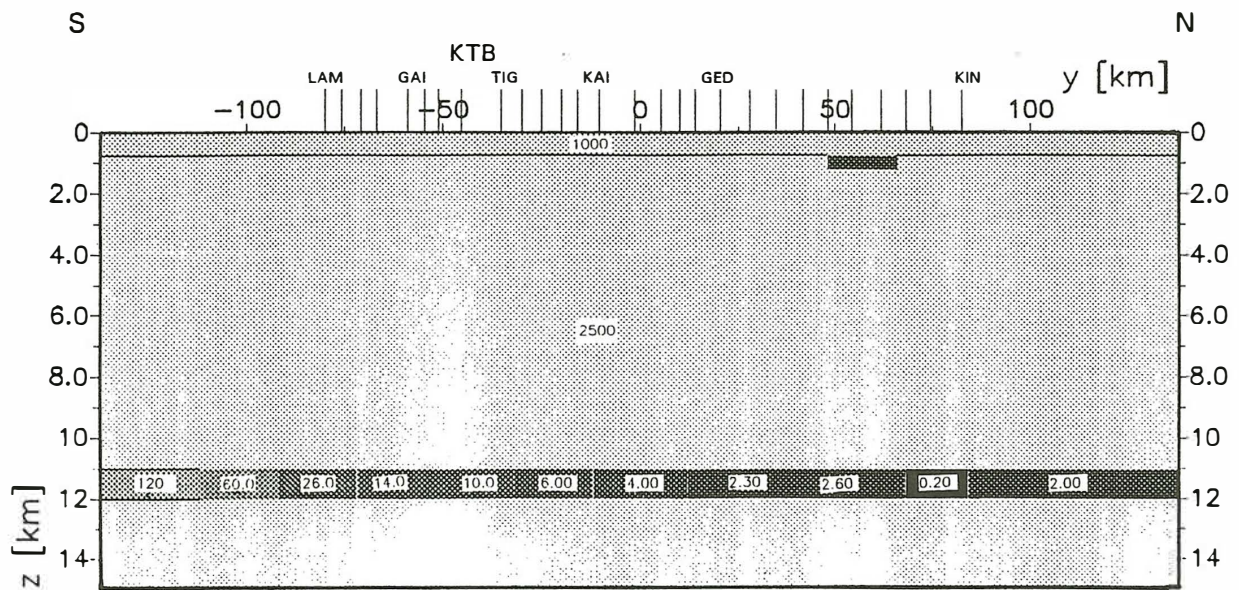


Abb. 2a: Modell A: guter Leiter in 11 km Tiefe. Die Zahlenwerte geben die spezifische Widerstände in Ωm wieder. Ein Vergleich von Meß- und Modelldaten wird für die benannten Stationenpunkte in der Abb. 5a gegeben.

Modell B

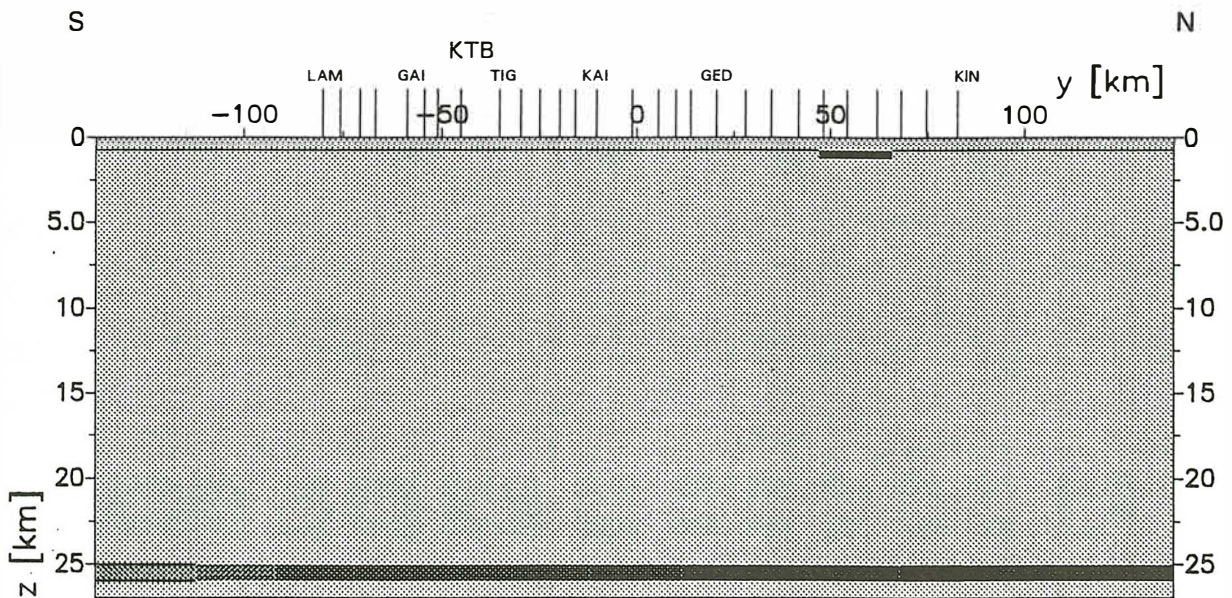


Abb. 2b: Modell B: guter Leiter in 25 km Tiefe. Abgesehen von der Tiefe des guten Leiters ist das Modell B identisch mit Modell A. Ein Vergleich von Meß- und Modelldaten findet sich in Abb. 5b.

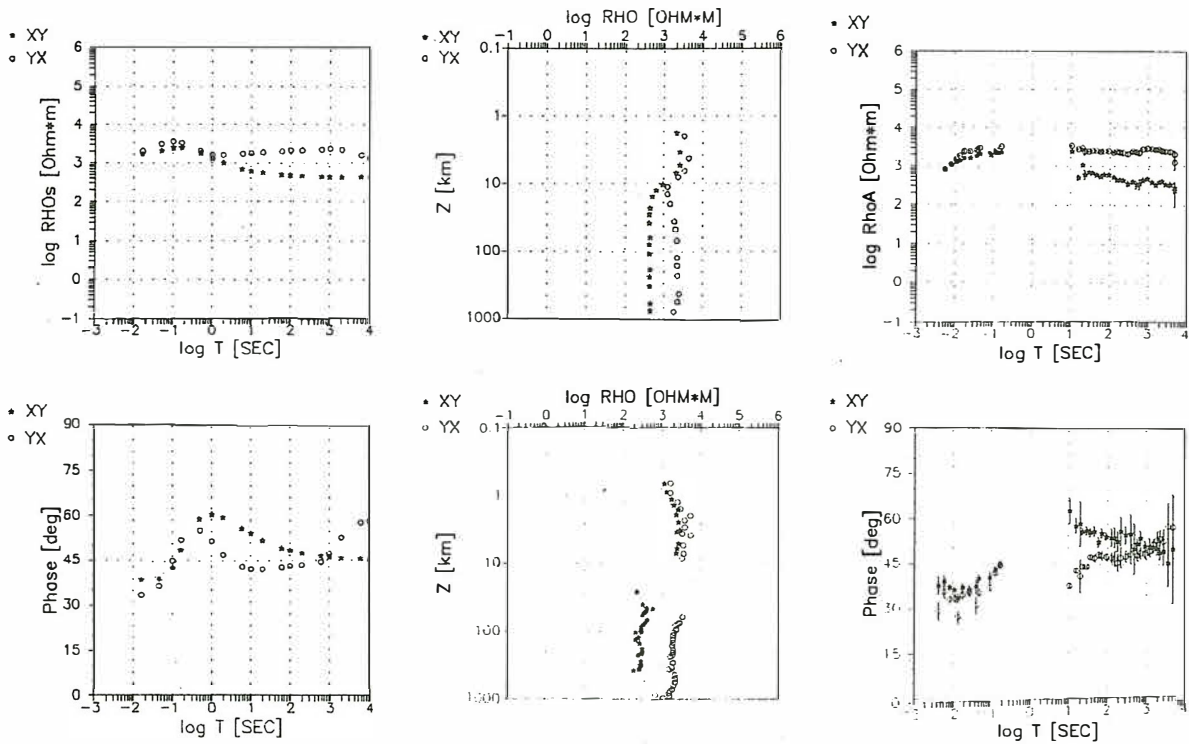


Abb. 3: Vergleich von Meß- und Modelldaten für das in Tab. 1 angegebene anisotrope 1D Modell. Dargestellt sind der scheinbare spezifische Widerstand, die Phase und die Bostick Transformierte. Die Modellkurven sind links und in der Mitte oben dargestellt, die Meßwerte rechts und in der Mitte unten.

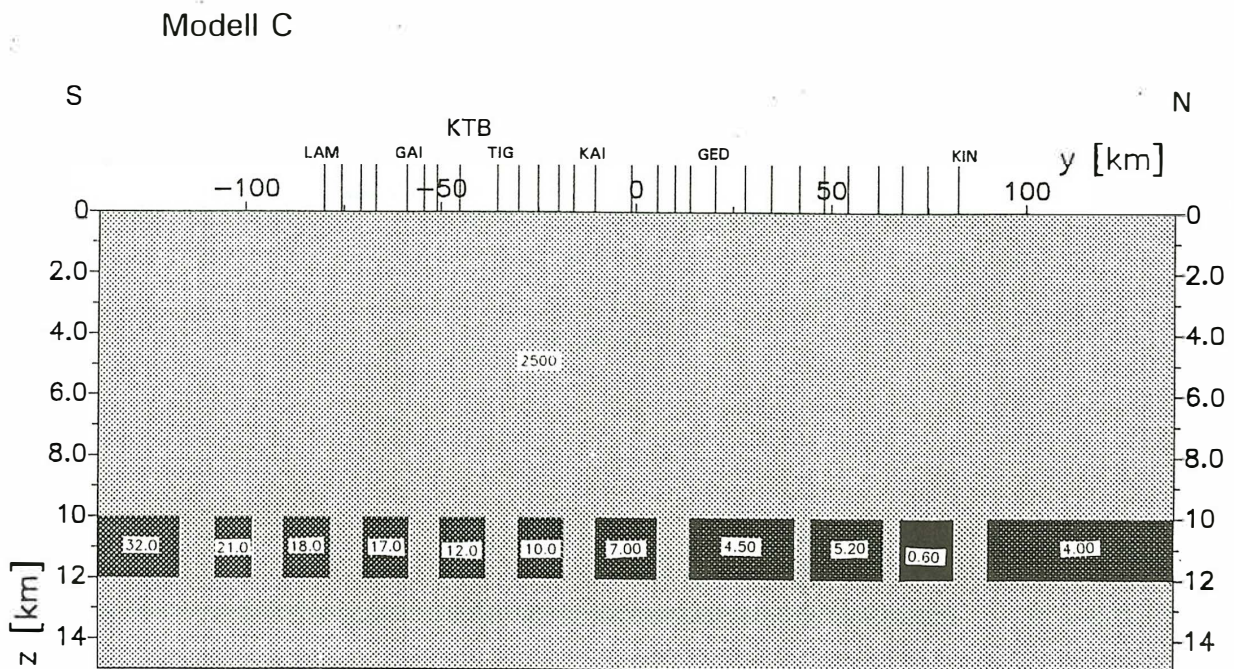


Abb. 4: Modell C: der gute Leiter von Modell A wurde leicht modifiziert und in gut und schlecht leitende Blöcke segmentiert. Die Modellantwort ist für ausgewählte Stationen in Abb. 5c wiedergegeben.

Modell A

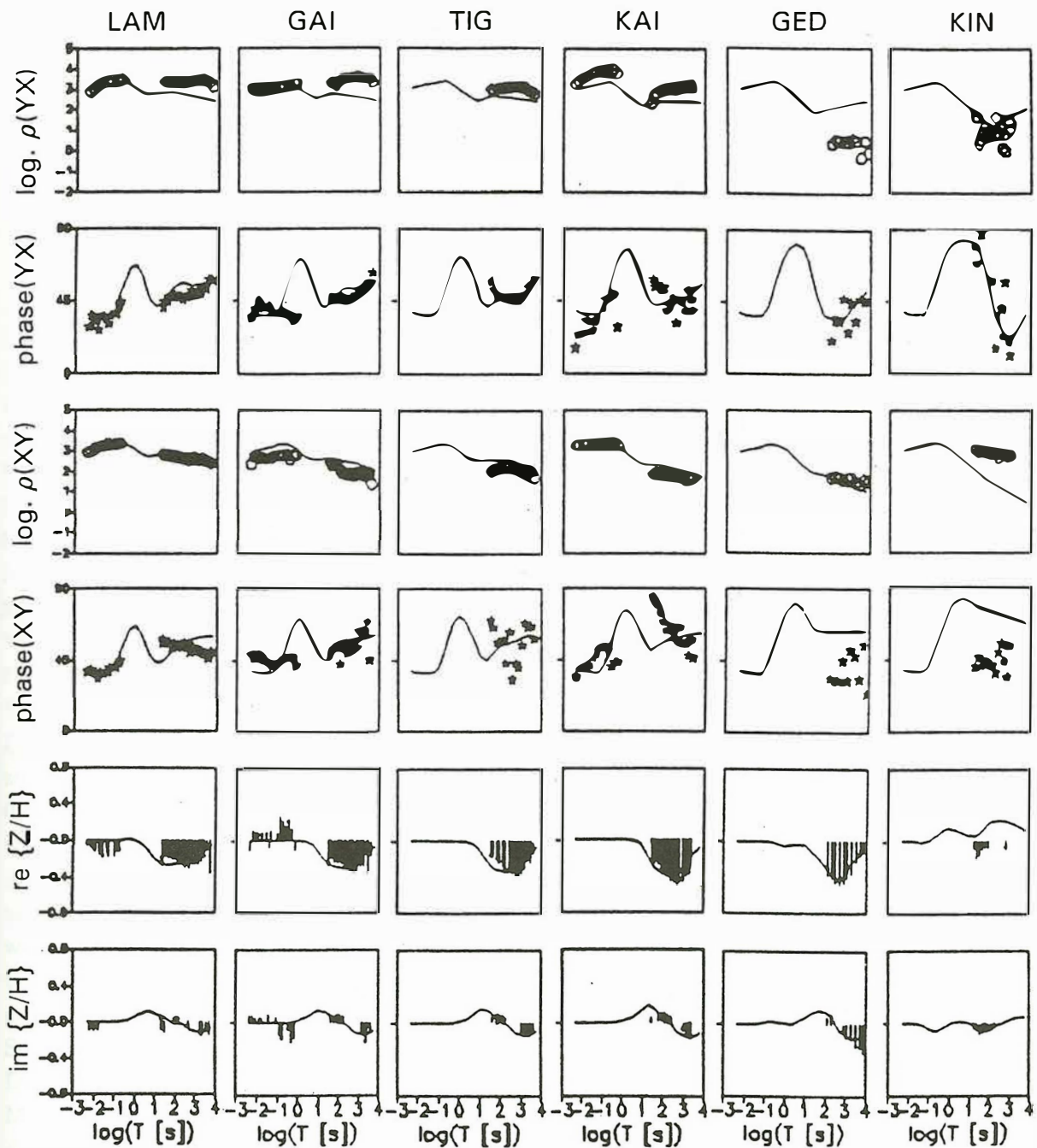


Abb. 5a: Vergleich von Meß- und Modelldaten für das Modell A. Die Meßwerte werden durch Symbole dargestellt, die Modellkurven durch die durchgezogene Linie. Die Abfolge der Bilder von oben nach unten ist: der scheinbare spezifische Widerstand und die Phase der E- (oben) und der B-Polarisation (mitte), ausgewertet jeweils in einem festem N-S, E-W Koordinatensystem. In den beiden unteren Bildern sind die auf die N-S Richtung des Profils projizierten Real- und Imaginärpfeile zu sehen.

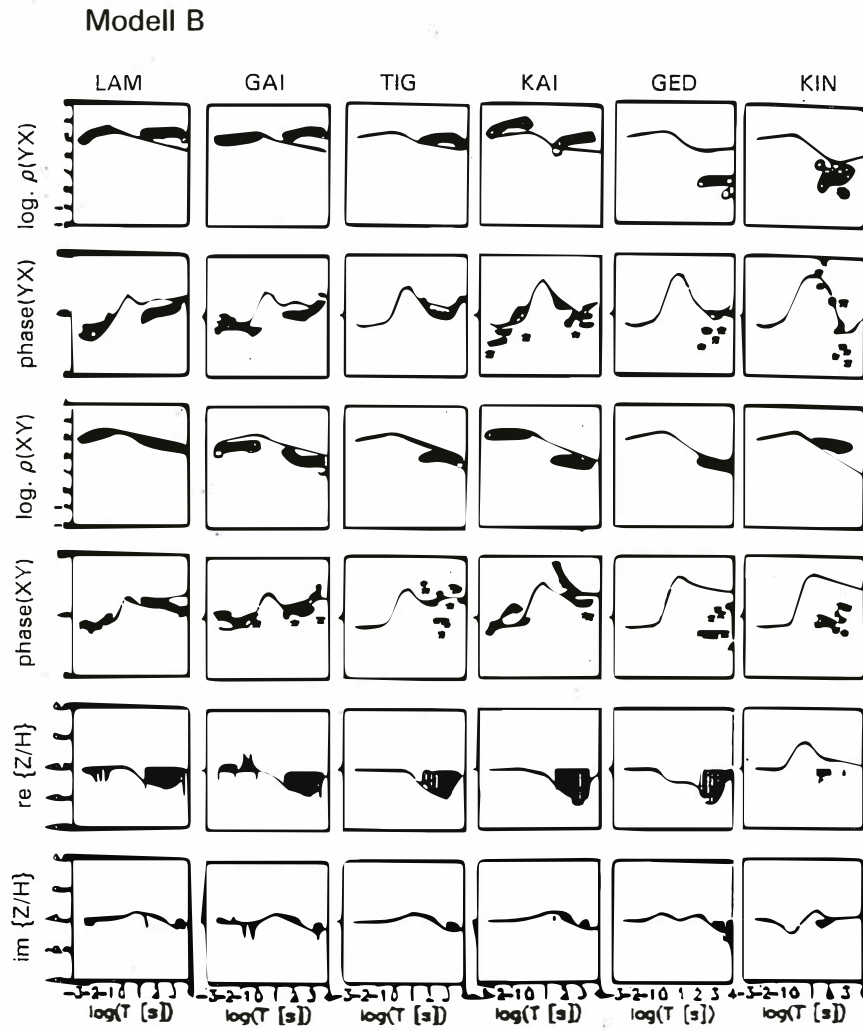


Abb. 5b: Vergleich von Meß- und Modelldaten für das Modell B. Erläuterungen siehe Abb. 5a.

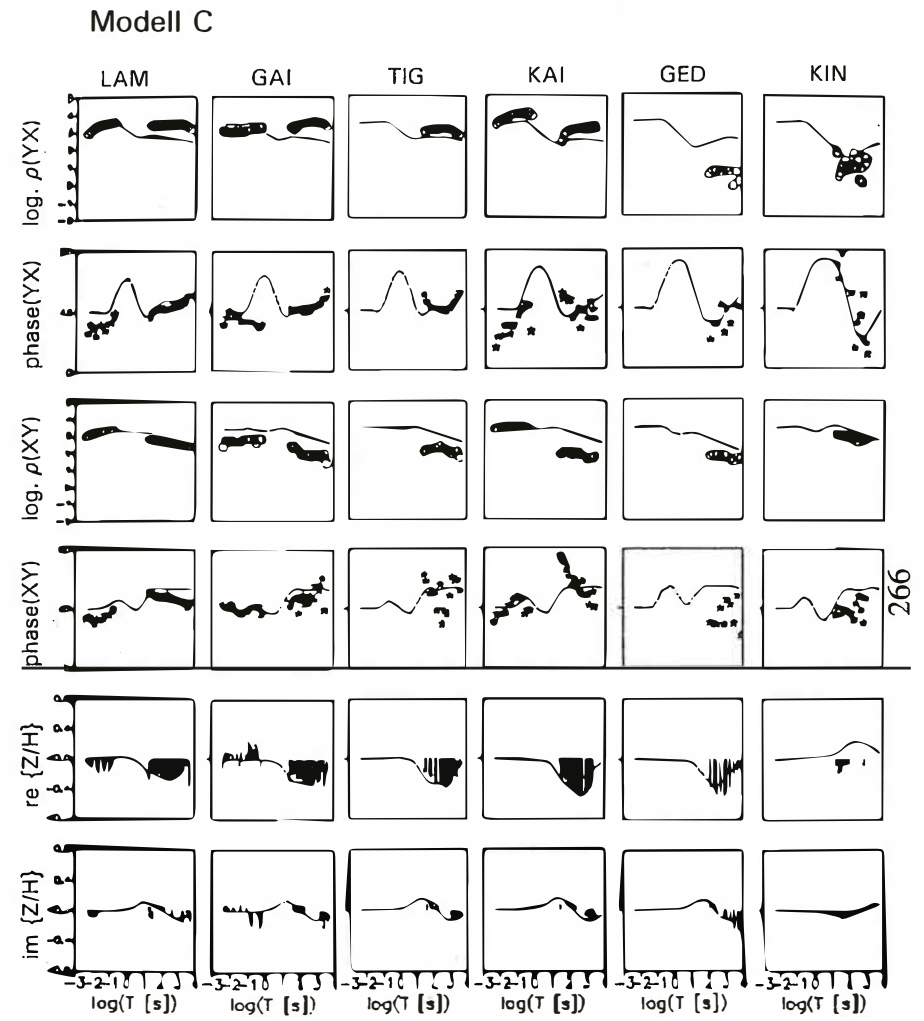


Abb. 5c: Vergleich von Meß- und Modelldaten für das Modell C. Erläuterungen siehe Abb. 5a.

Interpretation eines MT-Profiles aus dem Frankenwald in den Harz: Leitfähigkeitsmodell durch Erklärung der MT-Impedanzen

Ralph-Uwe Börner, Wolfgang Göthe, Gottfried Porstendorfer, Freiberg

Das Profil ist mit Unterstützung der Deutschen Forschungsgemeinschaft durch eine für das Jahr 1991 gewährte Sachbeihilfe in gemeinsamer Arbeit der Freien Universität Berlin und der Bergakademie Freiberg vermessen worden (siehe auch Beitrag von GÜRTLER u.a. in diesem Heft). Es umfaßt 28 magnetotellurische Stationen in einem mittleren Abstand von 7 km; seine Lage ist aus Abb. 1 ersichtlich.

Das von dem Profil überquerte Gebiet wird von zwei geologischen Streichrichtungen beherrscht, und zwar von der NW-SE-Richtung der oberflächennahen Deckgebirgsstrukturen des Thüringer Beckens (vgl. Abb. 1) und von der SW-NE-Richtung der varistischen Grundgebirgsstrukturen. Die großen Achsen der Impedanztensoren und der absoluten tellurischen Ellipsen (THIEME 1963) folgen vor allem im Pulsationsbereich mehr oder weniger der ersten Richtung, während die Induktionspfeile angenähert senkrecht zur zweiten Richtung zeigen. Für die Modellierung des tieferen Untergrundes wurde deshalb die letztgenannte Richtung der TE-Mode zugeordnet. Die Modellierung erfolgte nach einem 2D-Inversionsalgorithmus von SMITH und BOOKER (1991). Es wurde ein eindimensionales Startmodell zugrundegelegt, welches aus Profilmittelwerten der Widerstands- und Phasenkurven der TE-Mode gewonnen werden konnte (Abb. 2).

Die nach Durchführung der 2D-Inversion erreichte Kurvenanpassung ist an einigen Stationen zufriedenstellend, es gibt aber auch größere Abweichungen. Da die Skewness teilweise Werte von 0.6 erreicht, ist eine perfekte Übereinstimmung im Sinne der Zweidimensionalität nicht zu erwarten. Einen Eindruck von diesem Sachverhalt vermittelt Abb. 3, in der nur jede dritte Station des Profils zur Darstellung gebracht worden ist. An einigen Stationen sind die Widerstandskurven insbesondere der TM-Mode teilweise beträchtlich zu niedrigeren Werten hin verschoben, was auf "static shift" infolge oberflächennaher Widerstandsänderungen hindeutet. Daß derartige lokale Änderungen im Untersuchungsgebiet vorhanden sind, war bereits von THIEME (1963) durch die tellurische Vermessung eines Profils quer durch das Thüringer Becken, gekoppelt mit Schlumberger-Tiefensondierungen mit einem maximalen $AB/2 = 3500$ m, festgestellt worden. Das Ergebnis der 2D-Inversion ist in Abb. 4 im Vergleich mit einem geologisch-geophysikalischen Modell der ZENTROSEIS-Arbeitsgruppe (BANKWITZ u.a. (1986)) dargestellt. Danach ist in der oberen Kruste mehr oder weniger gut ausgeprägt eine Zone guter Leitfähigkeit (minimale spezifische Widerstände unter $1 \Omega \cdot m$) vorhanden, die von knapp 9 km Tiefe im SSE des Profils auf etwa 7 km in Richtung NNW flach ansteigt. Unter dem Harz, d.h. unmittelbar nördlich der Grenze zwischen Saxothuringikum und Rhenoharzynikum, scheint diese Zone nicht ausgebildet zu sein. Diese Aussage steht in guter Übereinstimmung mit einem weiter westlich gelegenen Parallelprofil entlang der Europäischen Geotraverse (FRANKE u.a. (1990)).

Literatur

- [1] Bankwitz, P. u.a.: *Komplexgeophysikalisch-geologischer Schnitt des Profils 1a*. In: *Abschlußbericht "Komplexinterpretation des Profilnetzes ZENTROSEIS"*. ZIPE, Potsdam, 1986. Unveröffentlicht.
- [2] Franke, W. u.a.: *Geophysical imagery of geological structures along the central segment of the EGT*. In: *The European Geotraverse: Integrative Studies*, Seiten 177–186. 1990.
- [3] Hoppe, W. und Seidel, G. (Herausgeber): *Geologie von Thüringen*. VEB Hermann Haak, Gotha/Leipzig, 1974.
- [4] Smith, J.T. und J.R. Booker: *Rapid Inversion of Two- and Three-Dimensional Magnetotelluric Data*. *Journal of Geophysical Research*, 96, 3905–3922, 1991.
- [5] Thieme, G.: *Tellurisches Regionalprofil im Thüringer Becken*. Ergebnisbericht, VEB Geophysik Leipzig, 1963. Unveröffentlicht.

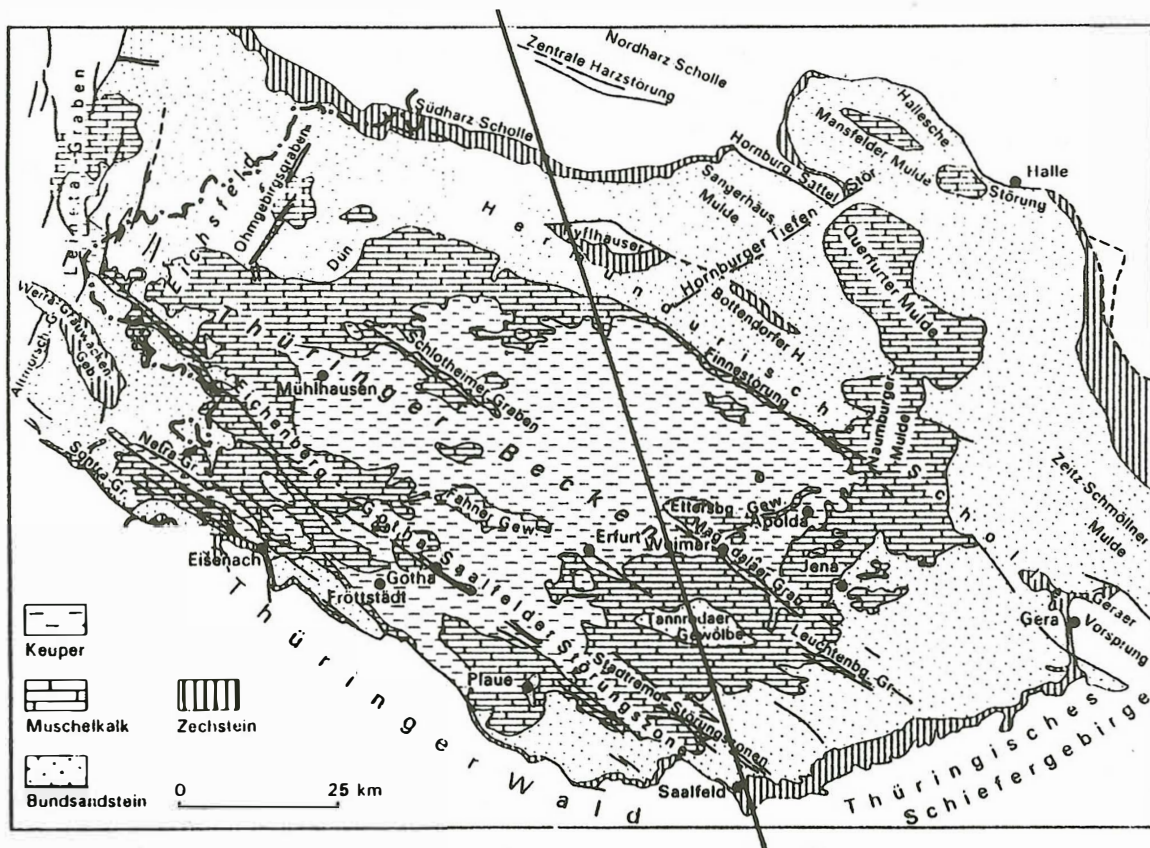


Abbildung 1: Geologische Übersicht (aus: HOPPE/SEIDEL (1974)) und Lage des Profils

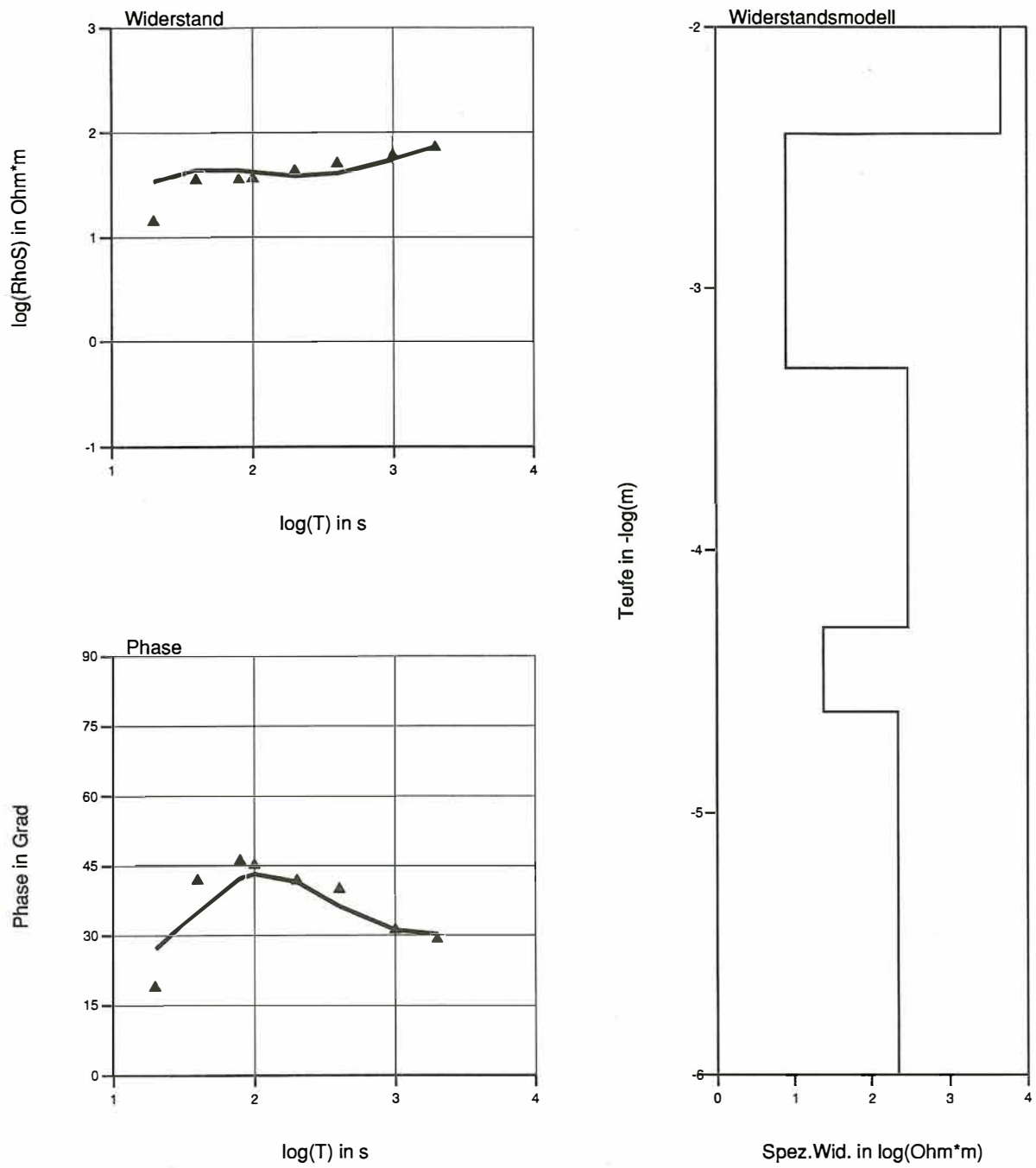


Abbildung 2: Über das gesamte Profil gemittelte Sondierungskurven der TE-Mode sowie dazugehöriges Ergebnis einer 1D-Inversion

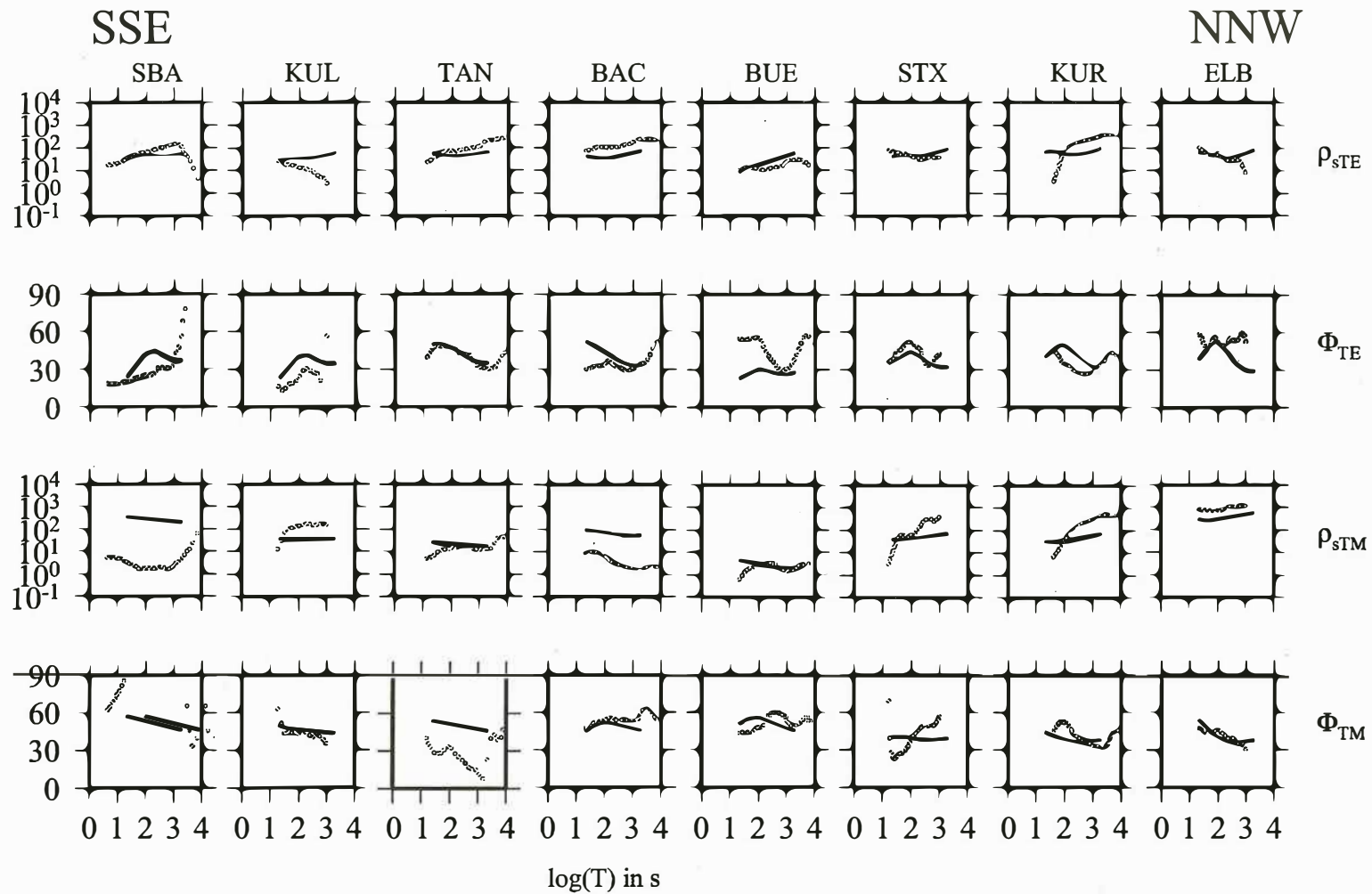


Abbildung 3: Widerstands- und Phasenkurven für TE- und TM-Mode, gemessen (ooo) und durch 2D-Inversion berechnet (—) (nur jede dritte Station dargestellt)

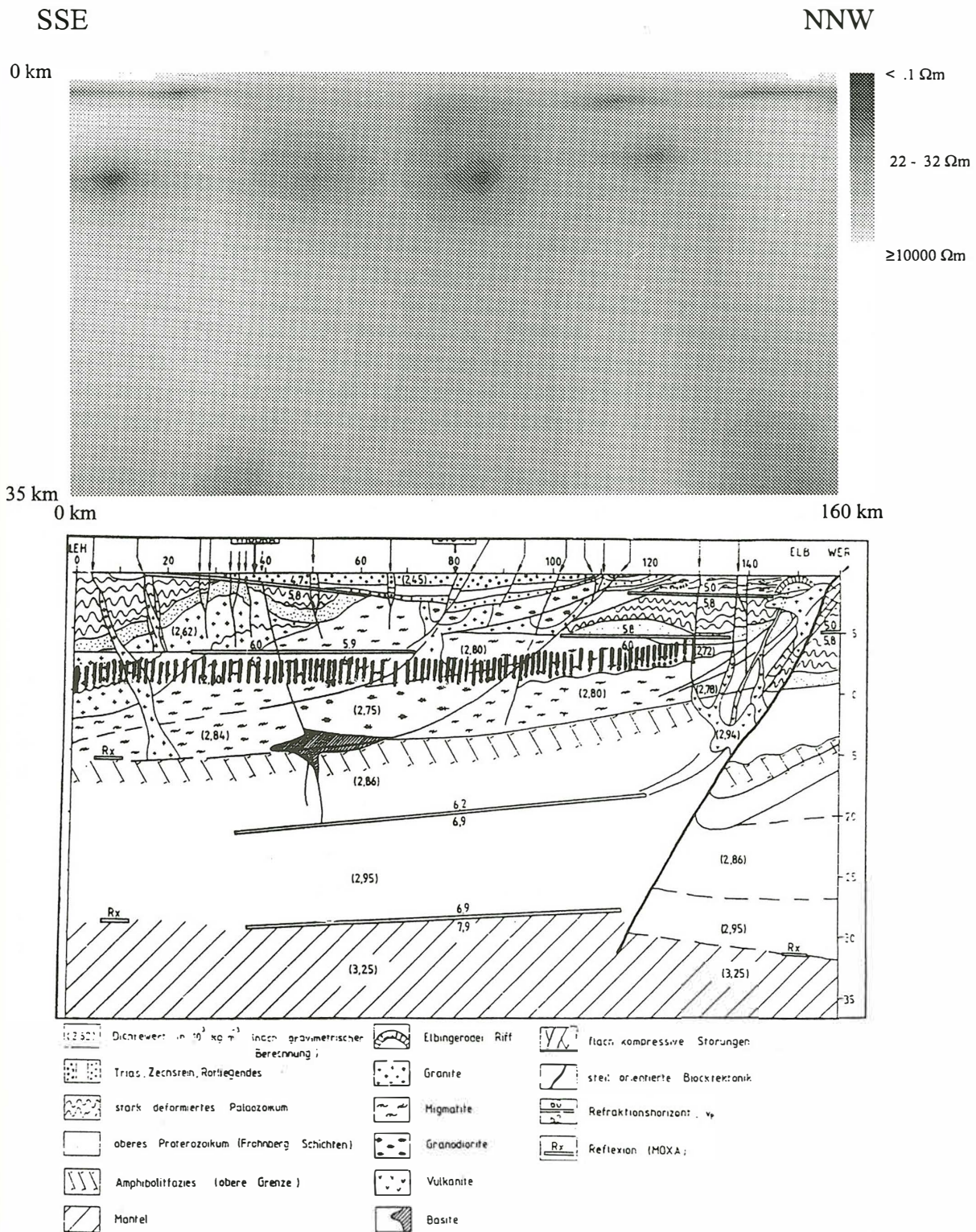


Abbildung 4: Ergebnis der 2D-Inversion für TE- und TM-Mode im Vergleich mit einem von BANKWITZ et. al (1986) unter Berücksichtigung geophysikalischer Ergebnisse abgeleiteten geologischen Modell, senkrecht schraffiert — Zonen hoher elektrischer Leitfähigkeit

Interpretation eines MT-Profiles aus dem Frankenwald in den Harz

J. Gürtler, G. Schwarz

Institut für Geologie, Geophysik und Geoinformatik der Freien Universität Berlin

Einleitung

In den mitteleuropäischen Varisziden sind Zonen hoher elektrischer Leitfähigkeit aus den Grenzbereichen Moldanubikum/Saxothuringikum sowie Saxothuringikum/Rhenoharzynikum bekannt. Zum besseren Verständnis über die Natur und Ursache des Leiters in mittleren Krustentiefen wurden im Herbst 1991 magnetotellurische Untersuchungen auf einem Profil vom Frankenwald bis in den Harz durchgeführt. Zum Geländeeinsatz kamen acht Magnetotellurik-Stationen der FU-Berlin, ausgestattet mit Fluxgate- (6 Geräte) bzw. Induktionsspulenmagnetometern (2 Geräte), sowie zwei Stationen der BA-Freiberg (vorgestellt in Borkheide '92). Außerdem wurden vom Adolf Schmidt Observatorium für Erdmagnetismus in Niemeck in Profildnähe erdmagnetische Tiefensondierungen durchgeführt. Bei einem Stationsabstand von 7 km und einer Standzeit von 10-14 Tagen liegen nun Daten für 28 MT-Meßpunkte vor.

Der hier vorgestellte südliche Profilabschnitt erstreckt sich vom NW der Münchberger Gneismasse entlang des Thüringer Schiefergebirges über das Thüringer Becken bis südlich des Kyffhäusers, quert also die Saxothuringische Zone mit der Mitteldeutschen Kristallinschwelle. Er umfaßt 19 Stationen auf 125 km Länge (Abb. 1).

Erste Ergebnisse

In der Abb. 1 sind auch die Ergebnisse der erdmagnetischen Tiefensondierung für eine Periode von 500 s dargestellt. Im generellen Trend weisen die Realteile der Induktionspfeile nach Süden. Dieser und die fast konstanten Amplituden vom südlichen Meßpunkt bis an den Rand des Thüringer Beckens für Perioden bis zu 2000 s deuten auf einen Anstieg der integrierten Leitfähigkeit von Süden nach Norden hin. Es existiert also eine EW streichende Leitfähigkeitsstruktur. Im Thüringer Becken werden die Amplituden der Induktionspfeile minimal. Nach RUDOLPH (1993) werden die Amplituden im Norden wieder größer, jedoch ist hier keine einheitliche Richtung der Induktionspfeile mehr zu erkennen. Die auf kurzer Distanz im Betrag sehr stark abnehmenden Induktionspfeile im Becken lassen auf Überlagerungseffekte verschiedener hochleitfähiger Zonen schließen, die im Rahmen weiterer 2D-Modellierungen noch näher untersucht werden.

Ergebnisse der Magnetotellurik sind für eine ausgewählte Station in der Abb. 2a gezeigt. Die Station am Meßpunkt SPU im Thüringer Becken hatte eine Standzeit von über 35 Tagen. Exemplarisch sieht man die Anpassung der interaktiven 1D-Vorwärtsmodellierung nach dem Wait-Algorithmus in der Abb. 2b. Die Richtung der E-Polarisation wird durch die YX-Komponente des Impedanzensors repräsentiert. Dies läßt sich aus dem Verhalten der Induktionspfeile schließen. Die über den gesamten Profilabschnitt gefundenen 1D-Modelle sind in der Abb. 3 dargestellt. Angepaßt wurden jeweils der scheinbare spezifische Widerstand und die Phase.

In der Oberkruste wurden aus den 1D-Modellen Strukturen ermittelt, deren integrierte Leitfähigkeit mehrere 1000 Siemens beträgt. Speziell im südlichen Profilteil sind diese Strukturen vermutlich auf pyritartige Schwarzschiefer zurückzuführen, die teilweise oberflächennah anstehen (z.B. in der Schiefergrube bei Lehesten). Auf Grund der beobachteten sich überlagernden Zonen erhöhter elektrischer Leitfähigkeit können die 1D-Modelle jedoch nur als Ausgangsbasis für eine 2D-Modellierung angesehen werden.

Ausblick

Zur weiteren Interpretation der Daten soll ein von TAUBER (1993) bestimmtes 2D-Modell des weiter östlich gelegenen Profils Nabburg-Eisenberg als ein Startmodell genutzt und nach Norden verlängert werden. Es soll das Ziel sein, ein Modell mit möglichst einfacher Geometrie zu entwickeln, alternativ zu den Modellierungen der Freiburger Gruppe (BÖRNER 1994). Die 2D-Modellierungen werden auch das Problem der Anisotropie der scheinbaren spezifischen Widerstände aufhellen können, also der Frage 'Struktur- oder Richtungsanisotropie' nachgehen. Zur weiteren Klärung dieser Frage wären aber u. a. ergänzende AMT-Messungen anzustreben.

Eine zusätzliche Betrachtung der Ergebnisse der beiden weiter östlich gelegenen Profile, bearbeitet von TAUBER (1993) sowie KLAUSE & MURASCH (1994) deutet auf einen großregionalen EW streichenden Leiter hin dessen Leitfähigkeit nach Norden zunimmt, jedoch nach Osten geringer wird. Erstrebenswert ist es weitere Meßergebnisse aus diesem Areal zu bündeln (Abb. 4).

Literatur

Börner, R.U., Göthe, W., Porstendorfer, G. (1994): *Interpretation eines MT-Profiles aus dem Frankenwald in den Harz: Alternative Leitfähigkeitsmodelle*. Dieser Protokollband

Klause, R., Murasch, K., Schwarz, G. (1994): *Breitbandige erdmagnetische und magnetotellurische Sondierungen in Westböhmen*. Dieser Protokollband

Rudolph, C. (1993): *Zweidimensionale magneto-tellurische Modellierung entlang dem Profil Thüringer Schiefergebirge - Harz*. Diplomarbeit, Bergakademie Freiberg

Tauber, S. (1993): *Die Leitfähigkeitsverteilung in den nördlichen Varisziden untersucht mit den Methoden der Magnetotellurik und der geomagnetischen Tiefensondierung auf einem Profil vom Oberpfälzer Wald ins Vogtland*. Diplomarbeit, Freie Universität Berlin

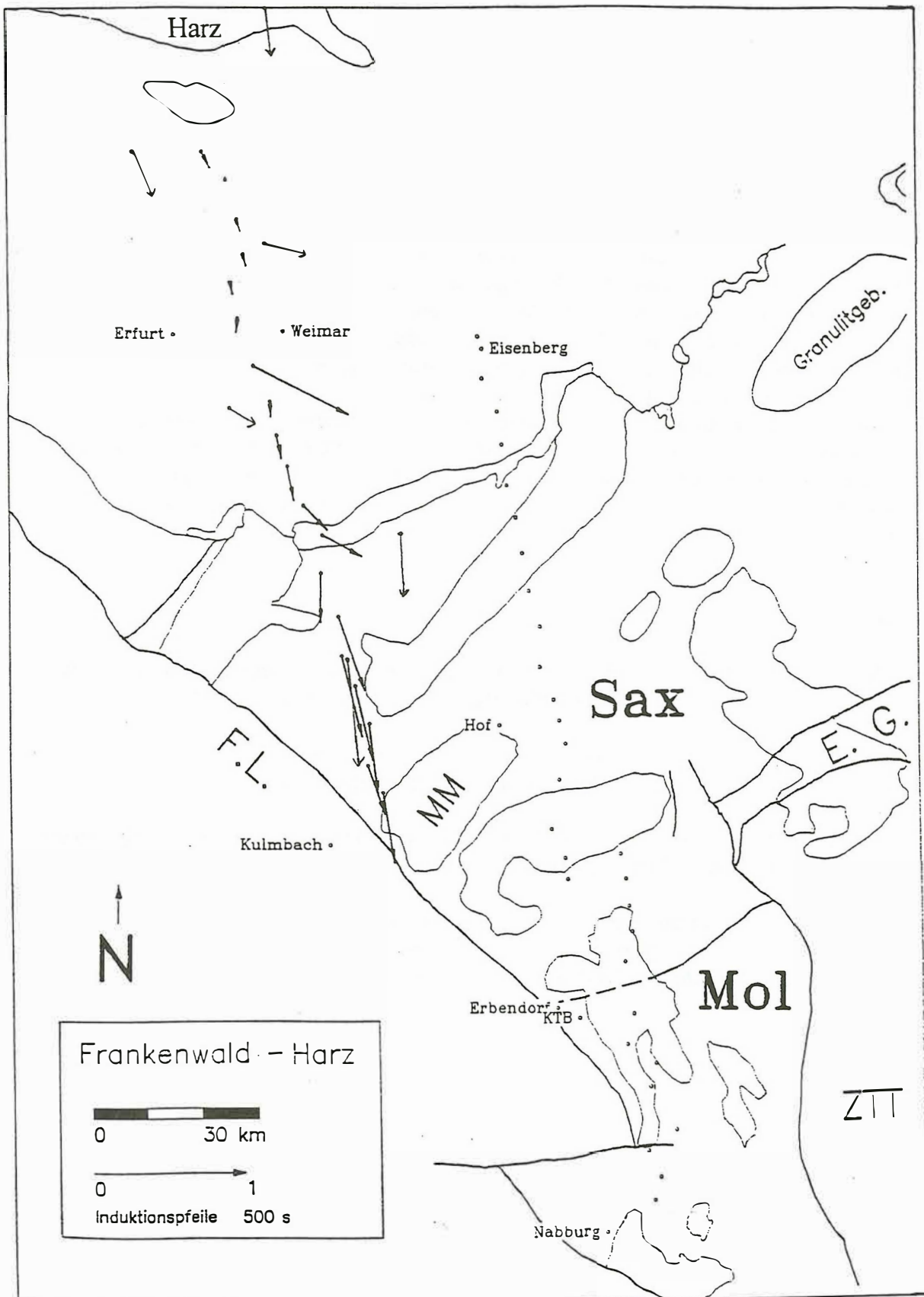


Abb. 1: Lage des MT-Profiles und Realteil der Induktionspfeile für eine Periode von 500 s

Sax: Saxothuringikum, Mol: Moldanubikum, ZTT: Zone von Tepla-Taus, E.G.: Egergraben
 MM: Münchberger Gneismasse, F.L.: Fränkische Linie, KTB: Kontinentale Tiefbohrung
 SPU: Dauerstation im Thüringer Becken

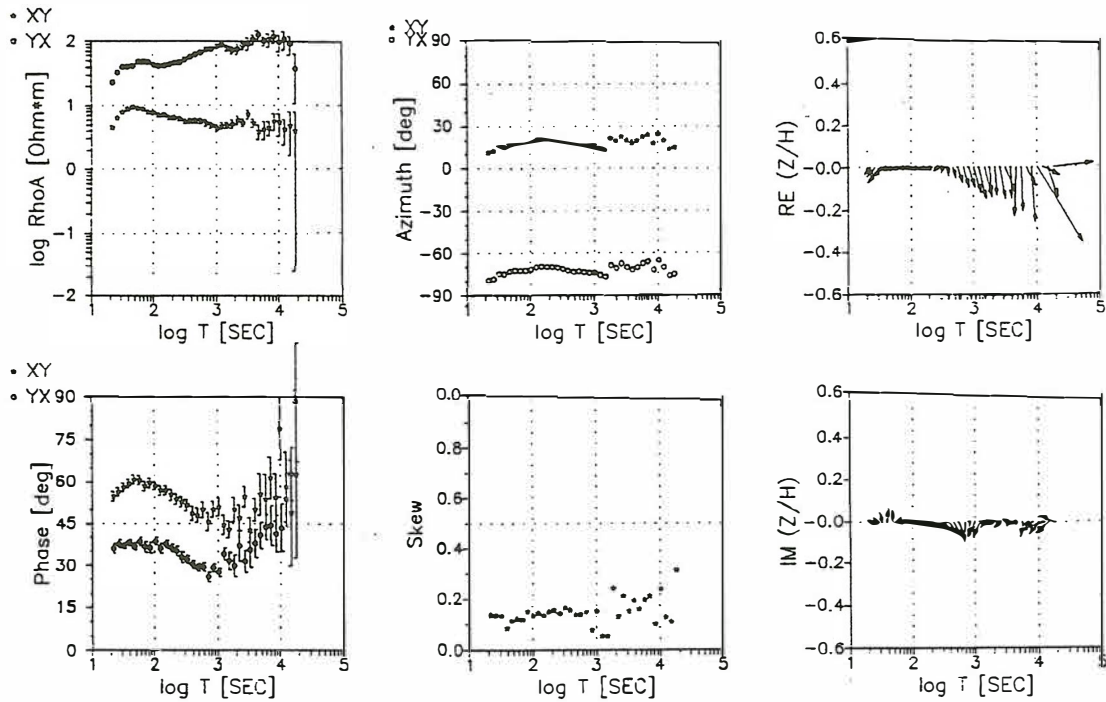
a)

SPU

File: sp2

Sproettau

B3 sp2=spa-spj (ohne SPH)



b)

SPU

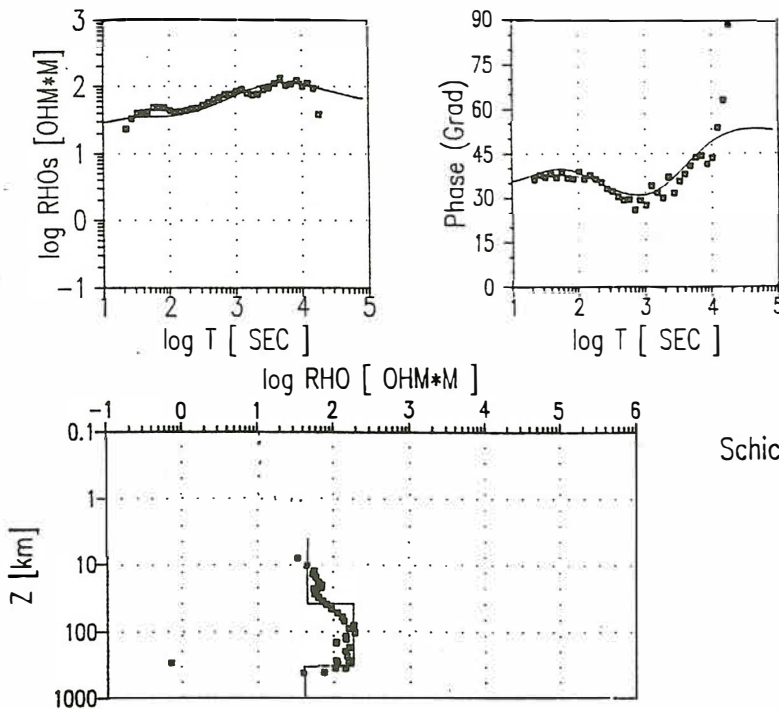
File: sp2

Herbst 1991 (Swift)

YX-Komponente

Shift:

0.00



Schicht Nr.	Dicke [km]	Rho [Ohm*m]
1	0.79	10.5
2	37.93	46.2
3	291.01	182.6
4	---	41.4

Abb. 2: a) Prozessierte Daten des Meßpunktes SPU
 b) Ergebnis der 1D-Vorwärtsmodellierung dieser Station

1D-Modelle (YX)

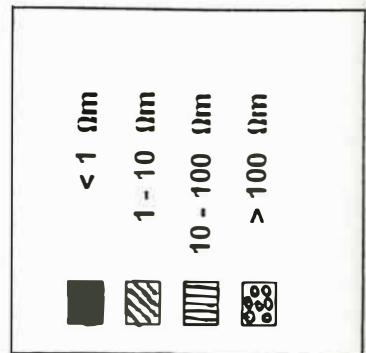
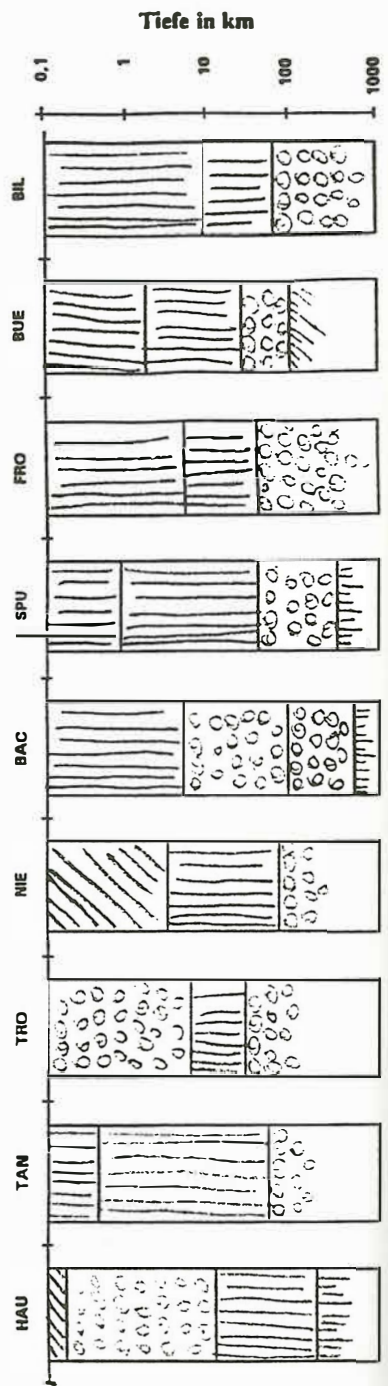
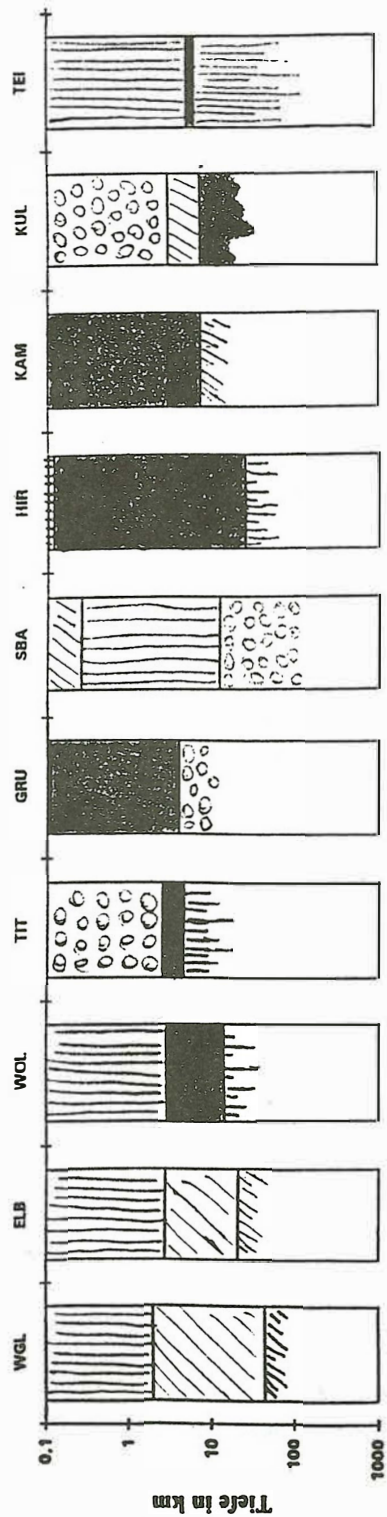
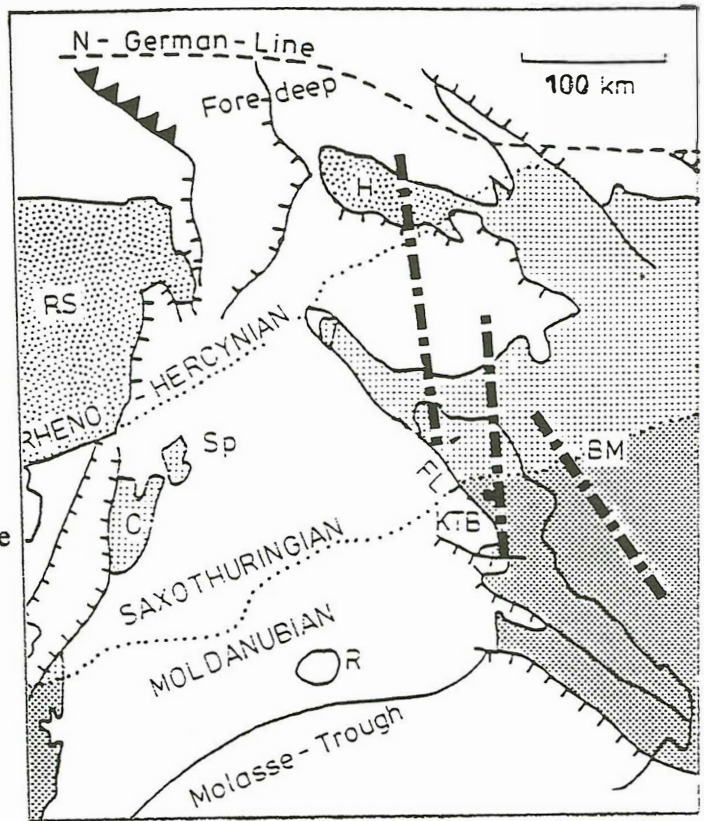


Abb. 3: 1D-Modelle für den Profilabschnitt von Süden (WGL) nach Norden (BIL)

- H: Harz
- BM: Böhmisches Masse
- FL: Fränkische Linie
- SP: Spessart
- R: Nördlinger Ries
- RS: Rheinisches Schiefergebirge



Inductionarrows

500s

IV : km/unit : 80

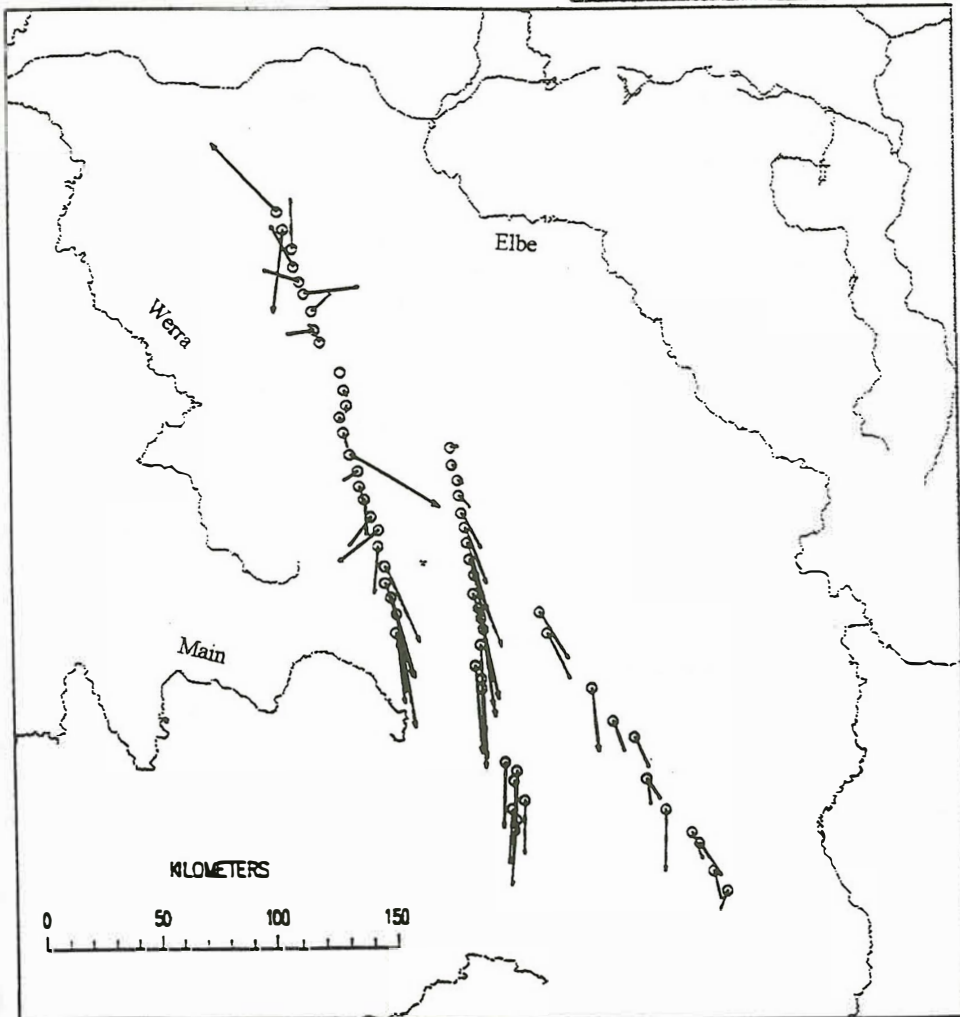


Abb. 4: Gemeinsame Darstellung der Induktionspfeile (Realteil) einer Periode von 500 s auch für die zwei weiter östlich gelegenen Profile (TAUBER und KLAUSE ET AL.). Die Ergebnisse lassen auf einen großregionalen EW-streichenden Leiter schließen.

Zonen erniedrigten Widerstandes unter dem Osterzgebirge ?

Wolfgang Göthe, Freiberg

Magnetotellurische Messungen im Erzgebirge wurden von der Bergakademie Freiberg im Rahmen von Diplomarbeiten 1963 an der Station Kleinwaltersdorf unweit von Freiberg und 1967 im Eibenstocker Granitmassiv durchgeführt. Dabei konnten Variationen ab 10 s sicher registriert werden. Aus den Sondierungskurven konnte auf das Vorhandensein gutleitfähiger Zonen im oberen Erdmantel geschlossen werden, deren Tiefe aus dem asymptotischen Verlauf auf etwa 70 - 100 km bzw. > 300 km geschätzt wurde. Versuche zur Registrierung kürzerer Perioden (bis herunter zu etwa 1s) wurden im Erzgebirge entlang der ersten tiefenreflexionsseismischen Profile FB1/EV5 und EV1/EV2 1980 von LEGLER durchgeführt. Bei allgemein hohen scheinbaren spezifischen Widerständen von 10^3 bis $10^6 \Omega \cdot m$ konnte eine deutliche Widerstandserniedrigung ($250 \Omega \cdot m$ bei 1 s) in den Bereichen der Flöhazone und des Schiefermantels des Granulitgebirges festgestellt werden. Methodische Arbeiten zur Ausnutzung der 16 2/3 Hz-Felder der elektrisch betriebenen Strecken der Reichsbahn durch PAWLICK (1986) ergaben scheinbare spezifische Widerstände bis $20000 \Omega \cdot m$, lokal teilweise herab bis etwa $100 \Omega \cdot m$.

Seit 1992 verfügt das Institut für Geophysik der TU Bergakademie Freiberg über eine Apparatur MMS 02E der Fa. Metronix, die Registrierungen bis 4 Hz erlaubt. Erste Sondierungen wurden 1993 an zwei Meßpunkten im Osterzgebirge (Dorfchemnitz, Rechenberg-Bienenmühle) durchgeführt, die 7 km voneinander entfernt etwa 25 km südöstlich von Freiberg liegen. Die Sondierungskurven (Abb. 1) lassen im Periodenbereich von 0,25 bis weniger als 100 s scheinbare spezifische Widerstände von etwa $3 \cdot 10^3$ bis $10^6 \Omega \cdot m$ erkennen, was auf eine generelle Hochohmigkeit mindestens der Kruste und sicherlich auch teilweise des oberen Mantels hinweist. Daraus folgt, daß selbst die kürzesten mit der Apparatur registrierbaren Variationen tief in die Erdkruste eindringen. Für die Untersuchung großer Tiefen liegen folglich gute Bedingungen vor. Andererseits stellt sich die Frage, ob durch Registrierungen in dem verfügbaren Periodenbereich aus der Kruste überhaupt Informationen zu erwarten sind.

Für die daraufhin durchgeführten 1D-Modellierungen, wobei sowohl die Marquardt- als auch die Occam-Inversion angewandt wurde, wurden Sondierungskurven zugrunde gelegt, die sich auf Perioden < 100 s beschränkten. Es ist bemerkenswert, daß sich für beide Stationen mehr oder weniger deutlich Hinweise auf "Zonen schwach erniedrigten Widerstandes" in der oberen Kruste und im oberen Mantel ergeben, wobei sich jedoch der Widerstand jeweils nur um eine Größenordnung auf bestenfalls $10^3 \Omega \cdot m$ erniedrigt (Beispiel siehe Abb. 2).

Um eine Antwort auf die Frage nach der Vertrauenswürdigkeit dieser Hinweise zu finden, liegt ein Vergleich mit anderen geophysikalischen Ergebnissen nahe. Es erscheint beispielsweise erwähnenswert, daß sich PLEWKA (1993) nach der magnetischen Modellierung entlang dem tiefenseismischen Profil MVE 90 gezwungen sieht, im Bereich unserer beiden magnetotellurischen Stationen "in einer Tiefe zwischen 8 und 14 km einen Keil von Gesteinskomplexen erhöhter Suszeptibilitäten einzubauen, um das an der Erdoberfläche gemessene ΔZ -Feld erklären zu können". Sollte dieser Gesteinskomplex mit der "Zone schwach erniedrigten Widerstandes" im Zusammenhang stehen? Zur Beantwortung dieser Frage könnten weitere, möglichst flächenhaft angelegte Sondierungen beitragen.

An dieser Stelle soll auf die Bedenken eingegangen werden, die in der Diskussion zu diesem Vortrag dahingehend vorgebracht worden sind, daß die Sondierungskurven durch den Einfluß

starken künstlichen Rauschens verzerrt sein könnten. Auf der Grundlage von Erfahrungen aus anderen Meßgebieten wurde darauf hingewiesen, daß im Ergebnis einer durch künstliche Störungen hervorgerufenen Verzerrung die scheinbaren spezifischen Widerstände teilweise um den Faktor 10 oder mehr nach hohen Werten hin bei einem 45°-Anstieg der Sondierungskurve verschoben sind und daß die Phase gegen geringe Werte hin tendiert. Unter diesen Gesichtspunkten betrachtet kann ein Einfluß künstlichen Rauschens auf die vorliegenden Ergebnisse nicht ausgeschlossen werden. Bei eventuellen weiteren Messungen sollte folglich versucht werden, durch Einsatz der Remote-Reference-Technik den Einfluß künstlicher Störquellen auf das Meßergebnis zu verringern.

Literatur

- [1] LEGLER, G.: *Ausnutzung elektromagnetischer Wechselfelder in einem breiten Frequenzspektrum für Leitfähigkeitsaussagen im Erzgebirgsraum*. Dissertation, Bergakademie Freiberg, 1981. (unveröffentlicht).
- [2] PAWLICK, G.: *Entwicklung und Anwendung eines Gerätesystems für die Magnetotellurik im ELF-Bereich*. Dissertation, Bergakademie Freiberg, 1986. (unveröffentlicht).
- [3] PLEWKA, B.: *Integriertes geophysikalisches Modell (Seismik, Gravimetrie, Magnetik, Geothermie) des Krustenprofils MVE 90, Abschnitt Flöhazone- Osterzgebirge*. Diplomarbeit, Bergakademie Freiberg, 1993. (unveröffentlicht).

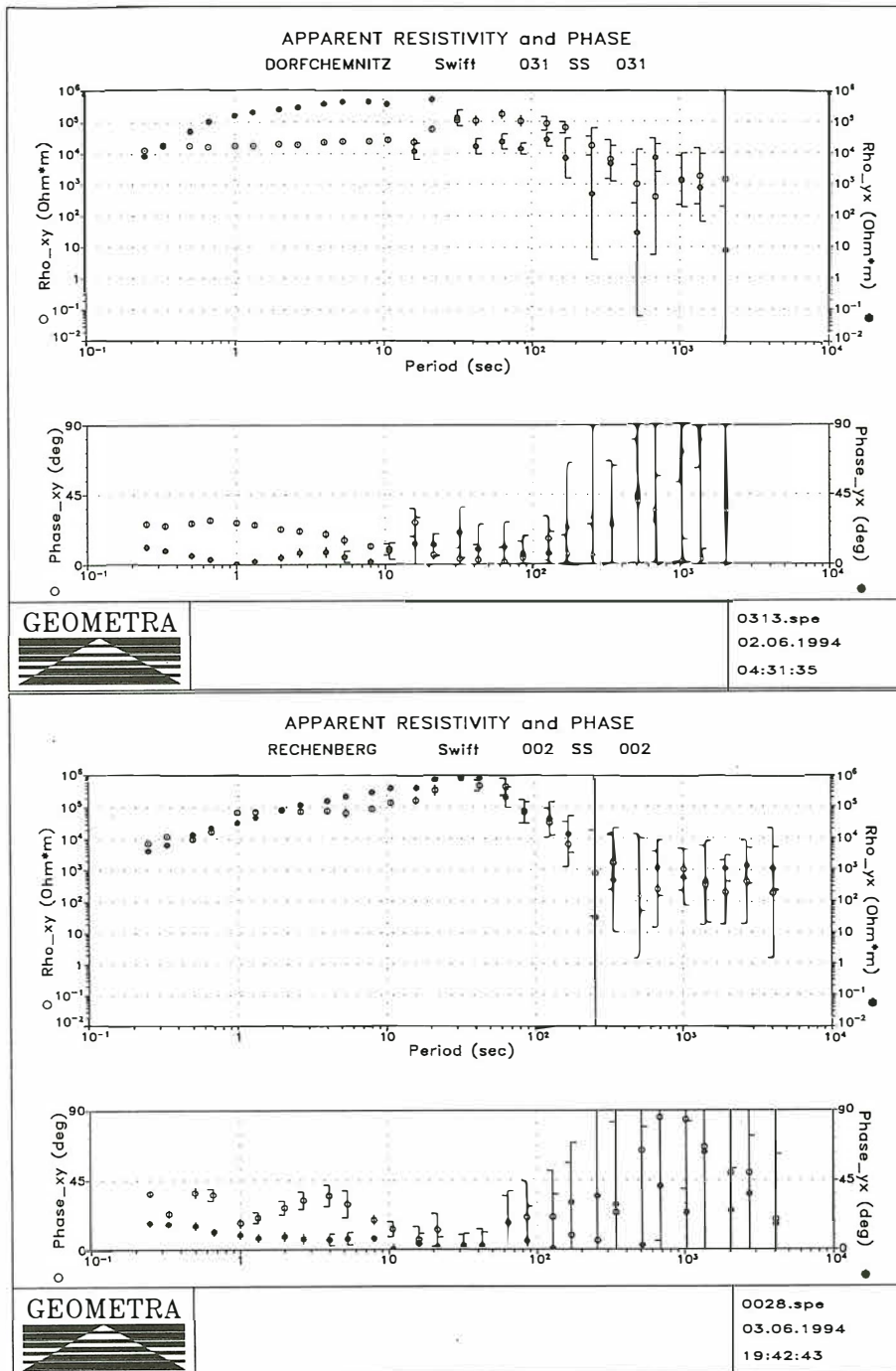


Abbildung 1: Widerstand und Phase für die Stationen Dorfcheimnitz und Rechenberg-Bienenmühle

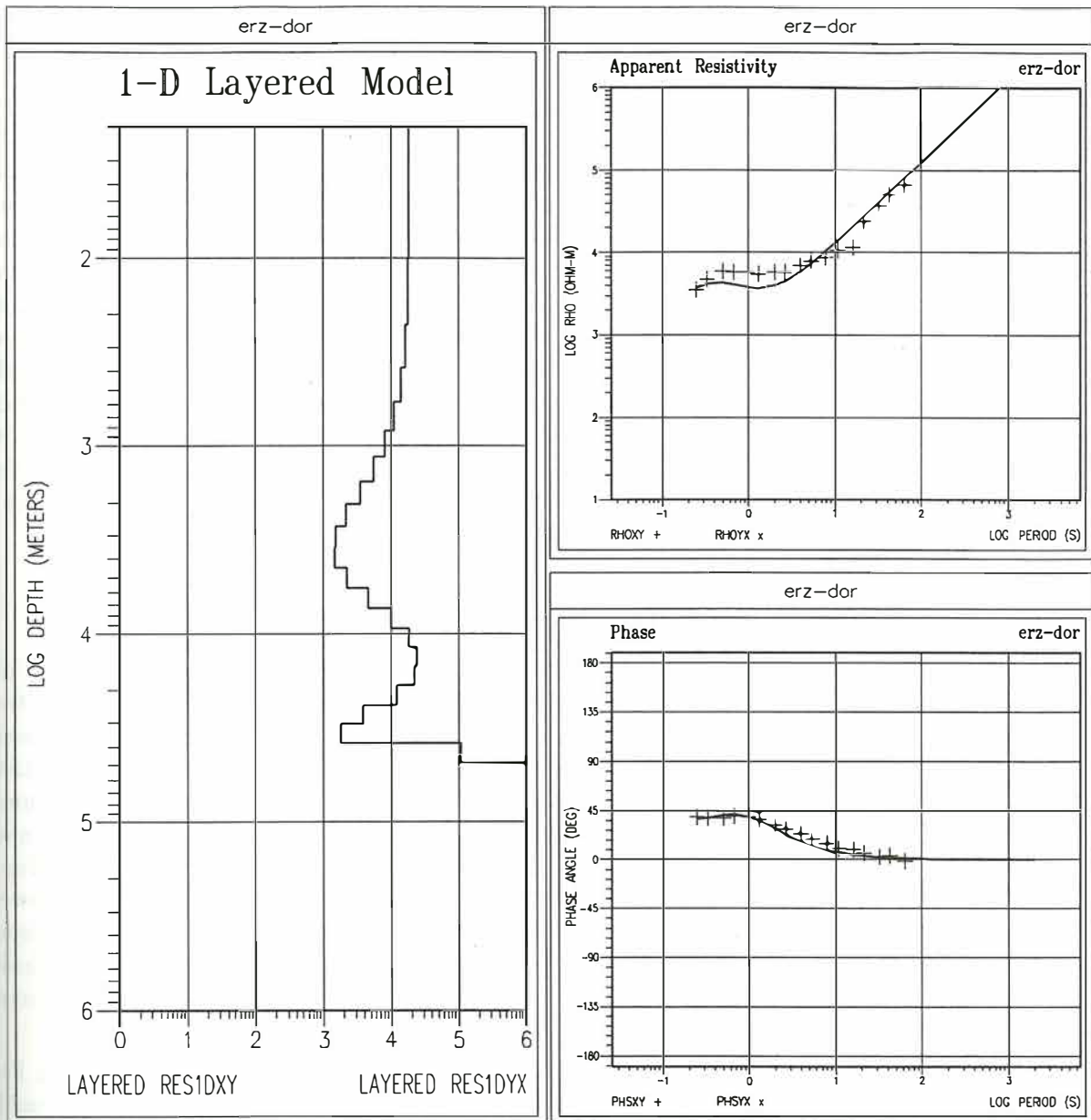


Abbildung 2: Ergebnis einer Occam-Inversion für die Station Dorfchemnitz

G. Oettinger

Neubearbeitung und Ergänzung eines Magnetotellurik-Profiles in der Eifel

Einleitung

Im Rahmen der flächenhaften magnetotellurischen Messungen im Rheinischen Schiefergebirge Ende der 70er und Anfang der 80er Jahre hatte Schulte (1980) (vgl. auch Jödicke et al. 1983) das MT-Profil ‚Eifel-Pfalz‘ westlich des Rheins vermessen (siehe Abb. 1a). Diese 14 Meßpunkte wurden im Frühjahr/Sommer 1993 durch 6 weitere Punkte ergänzt (siehe Abb. 1b). Die neuen Messungen hatten das Ziel, durch Anwendung der *Remote-Reference-Technik* insbesondere im nördlichen Profilteil besser bestimmte Übertragungsfunktionen zu gewinnen als früher, da die Daten dort sehr stark durch künstliche Störungen beeinflusst waren. Im südlichen Profilteil sollten die Meßpunkte im Hinblick auf eine zweidimensionale Modellrechnung verdichtet werden. Gesucht wurde ein 2D-Modell für den Süden des linksrheinischen Schiefergebirges, das die beobachtete deutliche Aufspaltung der Kurven für den scheinbaren spezifischen Widerstand in variszischer Streichrichtung und senkrecht dazu erklärt. Außerdem sollte überprüft werden, inwieweit sich ein 2D-Modell für die *Hunsrück-Südrand-Störung* anpassen läßt, die den Übergang des linksrheinischen Schiefergebirges zum *Saar-Nahe-Becken* bildet und einen Abschnitt der als Suturzzone diskutierten Grenze zwischen Rhenoherynikum und Saxothuringikum darstellt.

Auswertung der Daten der alten und neuen Meßpunkte

Die Übertragungsfunktionen der ‚älteren‘ Meßpunkte wurden früher nach einem Verfahren der *Einzeleffektauswertung* berechnet (Jödicke 1978, Schulte 1980), bei dem man aus den Zeitreihen von Hand Abschnitte mit erhöhtem Energieinhalt auswählt. Durch das hohe Signal-Rausch-Verhältnis der Einzeleffekte wird der Einfluß von Störungen gering gehalten, dafür ist die statistische Sicherheit der Impedanzensorelemente oft nicht befriedigend, da große Teile des Datenmaterials unberücksichtigt bleiben. Die Daten der älteren Stationen wurden deshalb zunächst nach dem Verfahren der Statistischen Frequenzanalyse neu ausgewertet. Insgesamt erhielt man durch die Statistische Frequenzanalyse glattere ρ_s - und Phasenwerte als durch die Einzeleffektauswertung. Abb. 2 zeigt eine Gegenüberstellung der Werte nach beiden Auswertemethoden am Beispiel der Station FRON. Die Schwelle für die multiple Kohärenz, ab der ein Registrierungsabschnitt zur Auswertung herangezogen wurde, konnte bei den Stationen im Süden wegen der besseren Datenqualität deutlich höher angesetzt werden als bei den Stationen im Norden.

Auch die Daten der sechs neuen Stationen wurden nach dem Verfahren der Statistischen Frequenzanalyse bearbeitet. Als typisches Beispiel für die Datenqualität im Süden des Profils sind in Abb. 3a die Single-Site-Kurven der Station WALD dargestellt. Im ‚traditionellen‘ Periodenbereich der MT ab $T = 10$ s sind die Kurven recht glatt und weisen nur bei großen Perioden Ausreißer auf. Die schlechte Datenqualität im Periodenbereich unter 10 s ist nach unserer Erfahrung typisch für das Rheinische Schiefergebirge. Sie ist wohl auf eine sehr schwache magnetotellurische Anregung und starke künstliche Signale zurückzuführen. Eine Remote-Reference-Auswertung, zu der zeitgleiche Registrierungen der Station BLUM ca. 60 km nördlich auf dem Profil verwendet wurden, brachte bei den längsten Perioden eine Verbesserung der Übertragungsfunktion (siehe Abb. 3b).

Die beiden neuen Meßpunkte HUND und BLUM im Norden des Profils weisen im Vergleich zu den älteren Nachbarstationen eine etwas bessere Datenqualität auf. Dies mag unter ande-

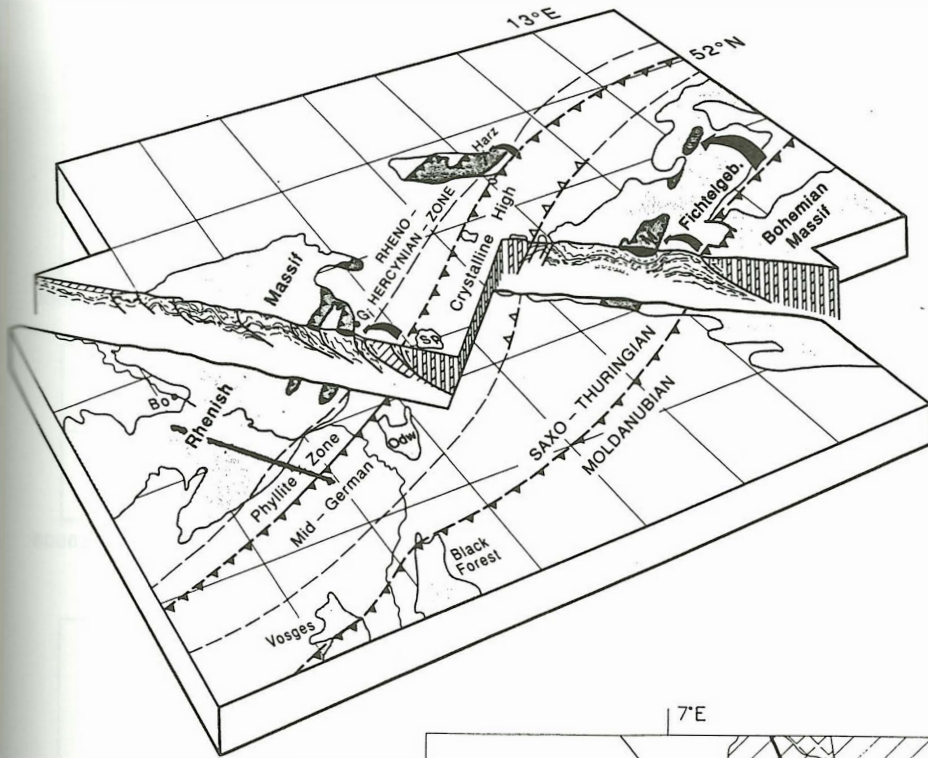


Abbildung 1: a) Blockbild zur Tektonik in Mitteleuropa nach Franke (1992). Die dicke Linie im links-rheinischen Schiefergebirge kennzeichnet die Lage des Profils Eifel-Pfalz.

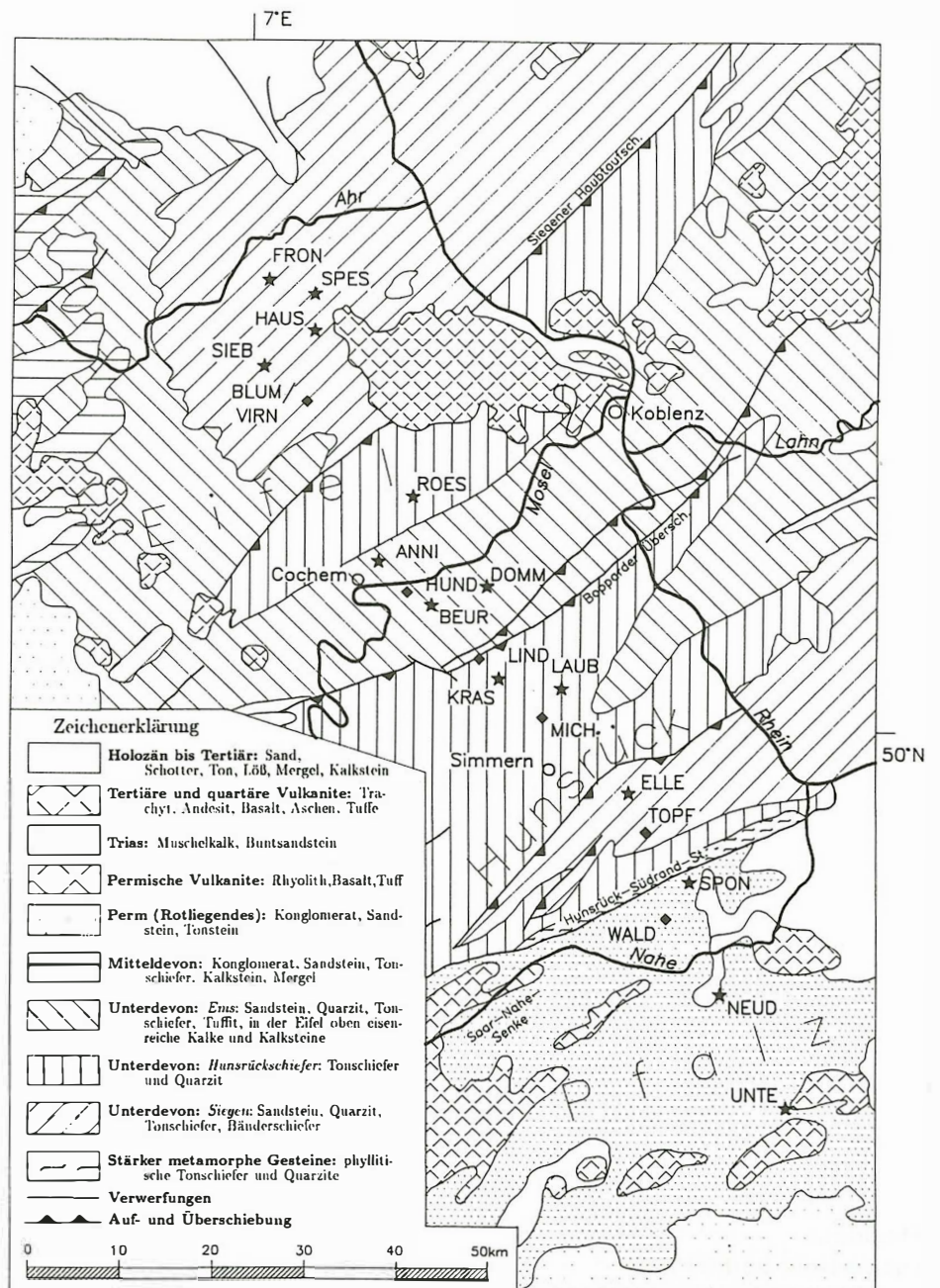


Abbildung 1: b) Geologische Karte mit MT-Stationen entlang des Profils Eifel-Pfalz, Sternchen: Meßpunkte Schulte (1980), Raute: neu vermessene Punkte Oettinger (1994).

Abbildung 2: ρ_s - und Phasenwerte der Station FRON (ungedreht) nach Einzeleffektauswertung (links, aus Schulte 1979) und nach Statistischer Frequenzanalyse (rechts). Die durchgezogenen Linien links stellen bestangepaßte Modellkurven dar.

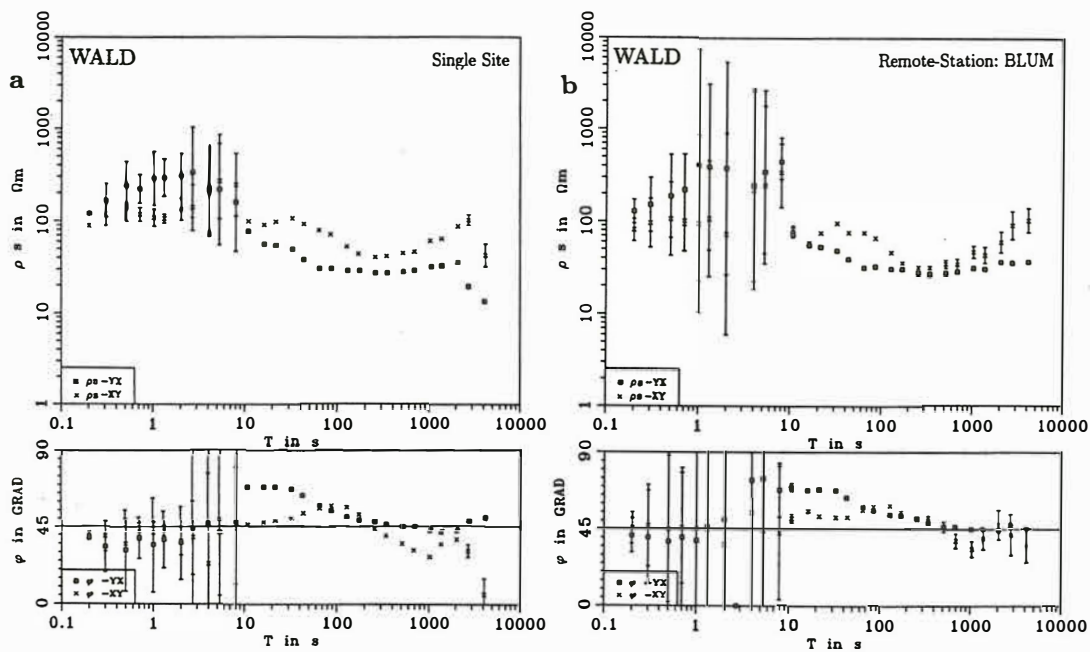
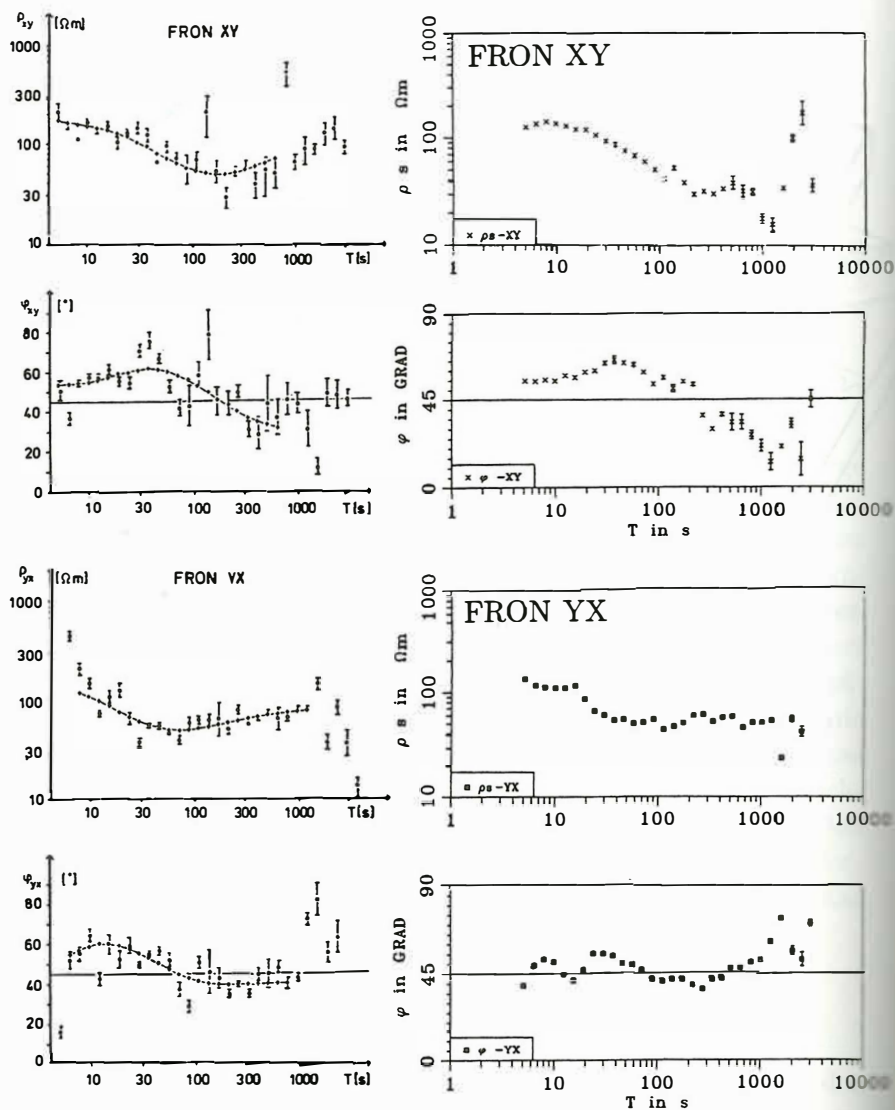


Abbildung 3: ρ_s - und Phasenwerte der Station WALD (ungedreht) a) nach Single-Site-Auswertung und b) nach Remote-Reference-Auswertung.

rem an der sorgfältigen Wahl der neuen Meßorte liegen. Die Auswertungen nach dem Remote-Reference-Verfahren brachten hier nur bei den kurzen Perioden unter 10 s eine Verbesserung der Übertragungsfunktion.

Magnetotellurische Vorzugsrichtungen und Induktionspfeile

Die Winkel zur Drehung des Übertragungstensors aus dem geographischen System auf die magnetotellurischen Hauptachsen wurden für alle Stationen entlang des Profils Eifel-Pfalz sowohl betragssensibel nach Swift (1967) als auch phasensensibel nach Bahr (1988) berechnet. Bei den meisten Stationen ergibt sich ein annähernd konstanter, nur schwach periodenabhängiger Swift-Winkel, während der Bahr-Winkel, der im allgemeinen sehr empfindlich auf Datenfehler reagiert, starke Streuung und Periodenabhängigkeit zeigt und nur abschnittsweise glatt ist. In Abb. 4a sind die Drehwinkel nach Swift und Bahr entlang des Profils für die Periode $T = 200$ s dargestellt. Im südlichen und mittleren Profilverlauf folgt der Bahr-Winkel angenähert der Tendenz des Swift-Winkels, mit Abweichungen von bis zu 20° an einigen Stationen. Im nördlichen Teil des Profils sind die Drehwinkel wegen des nahezu eindimensionalen Untergrundes (Schulte 1980) weniger signifikant. Ein räumlich homogener Verlauf des phasensensiblen Drehwinkels, wie ihn Volbers (1991) entlang DEKORP 2-N im rechtsrheinischen Schiefergebirge errechnete, ist im linksrheinischen Schiefergebirge nicht zu erkennen. In Anbetracht der offensichtlichen Inkonsistenz im Periodengang des Bahr-Winkels sollte man im linksrheinischen Schiefergebirge deshalb eher dem Swift-Winkel vertrauen.

Die in Abb. 4b und 4c ebenfalls für $T = 200$ s dargestellten Werte der Anisotropie und Skewness entlang des Profils geben Aufschluß über die Dimensionalitätsverhältnisse im Meßgebiet. Die kleinen Anisotropiewerte in der Eifel bestätigen, daß der Untergrund im Norden als nahezu eindimensional betrachtet werden kann. Im Hunsrück (ROES bis TOPF) liegen die Werte der Skewness in einem Bereich, der eine zweidimensionale Interpretation erlaubt. Auch im rechtsrheinischen Schiefergebirge hatte Volbers (1991) entlang DEKORP 2-N zeigen können, daß die Daten durch einen 2D-Untergrund näherungsweise erklärt werden können. Südlich der Hunsrück-Südrand-Störung deuten die Skewness-Werte an der Station WALD auf eine 3D-Leitfähigkeitsverteilung hin. Es bleibt unklar, ob es sich hierbei um dreidimensionale Effekte in der Nähe der Hunsrück-Südrand-Störung handelt oder ob lokale Besonderheiten eine Rolle spielen.

Einen guten Überblick darüber, inwieweit die Drehwinkel mit der geologischen Streichrichtung übereinstimmen, erhält man bei der Darstellung der magnetotellurischen Vorzugsrichtungen entlang des Profils in Form von Achsenkreuzen. Dazu wurde in Abb. 5a der Swift-Winkel wieder für die Periode $T = 200$ s gewählt. Es zeigt sich, daß die magnetotellurischen Vorzugsrichtungen sich in der Mehrzahl am variszischen Streichen des Rheinischen Schiefergebirges orientieren.

Anhand der Achsenkreuze in der Umgebung der Hunsrück-Südrand-Störung läßt sich nun festlegen, welche der gedrehten Tensorkomponenten dem Fall der E-Polarisation und welche dem Fall der B-Polarisation zuzuordnen sind. Die Größe der Komponente in Richtung parallel zum Streichen ändert sich nur wenig, während die Komponente senkrecht zum Streichen südlich der Störung zunächst sehr klein ist, um dann zwischen SPON und TOPF sprunghaft anzuwachsen. Die ‚stetige‘ Komponente parallel zum Streichen gehört somit zur E-Polarisation, die ‚springende‘ Komponente senkrecht zum Streichen zur B-Polarisation.

Zum Vergleich mit den magnetotellurischen Vorzugsrichtungen sind die Induktionspfeile entlang des Profils in Abb. 5b wiederum für die Periode $T = 200$ s dargestellt. Die Ausrichtung der Realpfeile im Bereich von der Hunsrück-Südrand-Störung bis zur Bopparder Überschiebung nach Nordnordwesten deutet darauf hin, daß die Hunsrück-Südrand-Störung gutleitende Strukturen im Bereich der Saar-Nahe-Senke von dem schlechter leitenden Block des Rheinischen Schieferge-

Abbildung 4: a) Drehwinkel b) Anisotropie und c) Skewness für $T = 200$ s entlang des Profils Eifel-Pfalz, berechnet nach Swift (1967) und Bahr (1988).

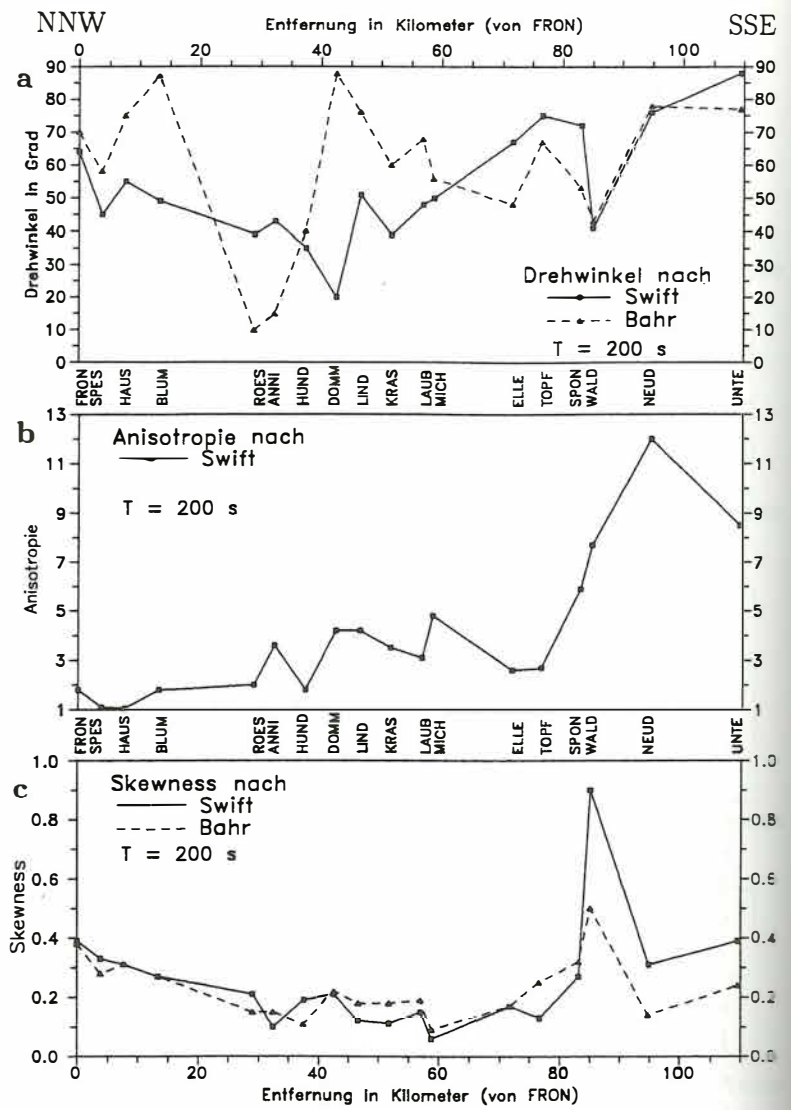
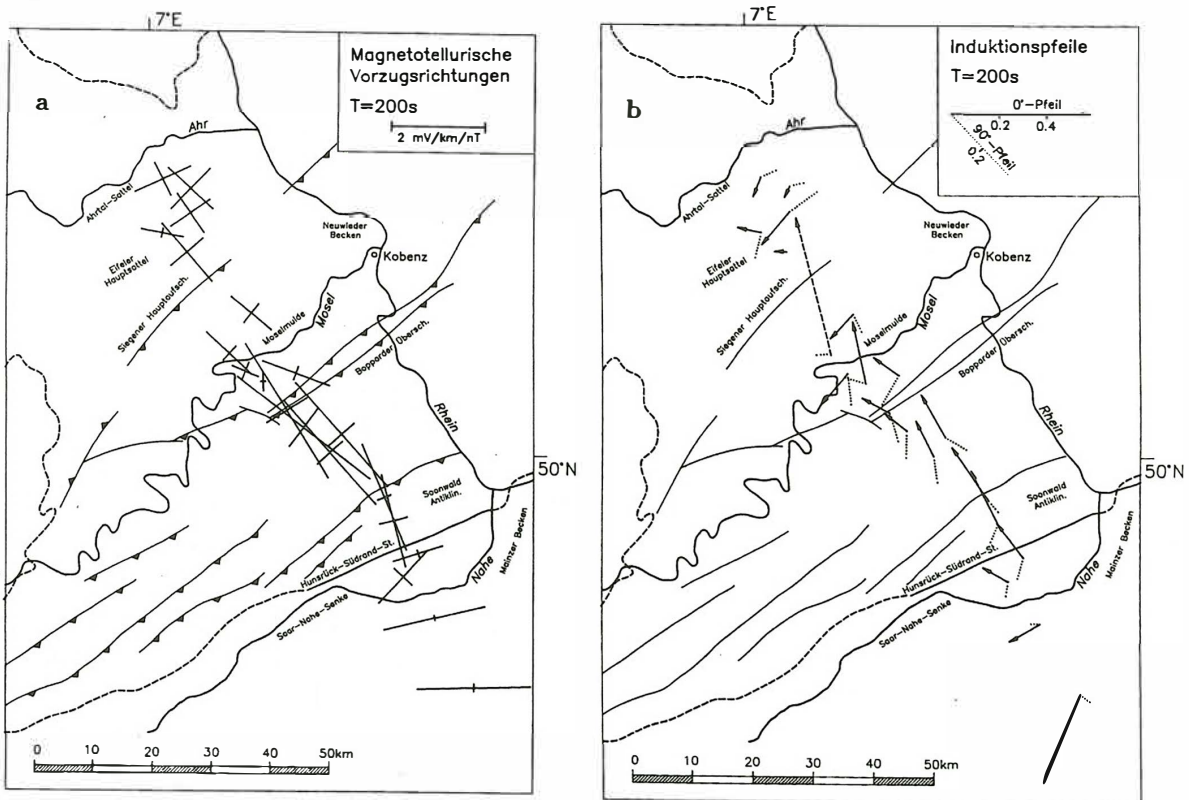


Abbildung 5: a) Magnetotellurische Vorzugsrichtungen und b) Induktionspfeile entlang des Profils Eifel-Pfalz für $T = 200$ s.



birges trennt. Bei den drei südlichsten Stationen WALD bis UNTE zeigen die Induktionspfeile eine andere Tendenz als die magnetotellurischen Vorzugsrichtungen. Sie stehen nicht mehr senkrecht zum variszischen Streichen, sondern drehen von Nordnordwesten über Westen auf eine südsüdwestliche Richtung bei UNTE. Dieses Drehen der Realpfeile nach Süden beherrscht das Bild der Induktionspfeile in einem großen Periodenbereich (Oettinger 1994). Die Pfeile deuten auf eine hochleitfähige Struktur mit Schwerpunkt bei NEUD hin, deren integrierte Leitfähigkeit nach Süden hin schneller abnimmt als nach Norden. Das Umklappen der Pfeile über dem nördlichem Teil der Mitteldeutschen Kristallinzone deckt sich mit Ergebnissen der Erdmagnetischen Tiefensondierung an anderen Stellen entlang der Grenze des Rhenohertzynikums zum Saxothuringikum (siehe z.B. Hofer 1990).

1D-Interpretation und Entzerrung

Die Untersuchungen zur Dimensionalität haben gezeigt, daß entlang des MT-Profiles Eifel-Pfalz die Bedingungen des 1D-Falles nur für die Stationen in der Eifel gut erfüllt sind. Es wurden jedoch auch in den anderen Profilabschnitten zunächst 1D-Modelle mit dem ψ -Algorithmus von Schmucker (1971) berechnet. Zum einen benötigt man für die spätere 2D-Inversion nach dem Marquardt-Verfahren Startmodelle, die die Leitfähigkeitsstrukturen bereits relativ gut beschreiben, zum anderen ermöglichen eindimensionale Modellrechnungen auf der Grundlage der Berdichevsky-Drehinvarianten einen direkten Vergleich mit den früheren Ergebnissen im Rheinischen Schiefergebirge.

Die Ergebnisse der 1D-Inversion für die Drehinvariante der noch nicht entzerrten Übertragungsfunktionen sind in dem in Abb. 6a gezeigten Widerstands-Tiefen-Modell zusammengetragen. Im Vergleich zu dem von Jödicke et al. (1983) publizierten Modell ergibt sich ein recht uneinheitliches Bild der guten Leiter im linksrheinischen Schiefergebirge: In der Eifel und im Hunsrück liegen die guten Leiter in der mittleren bis unteren Kruste, in der Moselmulde erscheinen sie hingegen in deutlich geringerer Tiefe. Im Hunsrück konnte an einigen Stationen ein weiterer guter Leiter im oberen Erdmantel aufgelöst werden. Südlich der Hunsrück-Südrand-Störung sollte man den 1D-Modellen auf der Grundlage der Drehinvariante trotz guter Modellanpassung wegen der hohen Anisotropie keine allzu große Bedeutung beimessen.

Es liegt nun angesichts des uneinheitlichen Bildes der guten Leiter nahe, ähnlich wie Volbers (1991) im rechtsrheinischen Schiefergebirge die Stationen auf mögliche statische Verzerrungen hin zu untersuchen. Das größte Problem ist hierbei, für das Profil bzw. für einzelne Profilabschnitte einen unverzerrten Tensor Z^0 zu finden. Im rechtsrheinischen Schiefergebirge stand die nach den Untersuchungen von Bahr (1985) als unverzerrt bekannte Station RABE zur Verfügung. Die Analyse von Bahr basiert auf dem Anschluß der magnetotellurischen Impedanz bei RABE an eine mit dem Z:H-Verfahren bestimmte Impedanz für Sq-Variationen. Nach der gleichen Methode untersuchte Bahr (1985) auch eine Station im linksrheinischen Schiefergebirge, nämlich die Station LAUB des Profils Eifel-Pfalz. Die Hauptdiagonalelemente der tellurischen Verzerrungsmatrix von LAUB zeigen allerdings eine größere Periodenabhängigkeit als die von RABE. Insbesondere bei a_{yy} ist es schwierig, einen Wert festzulegen. Anders als Bahr (1985) wurde der Wert für a_{yy} etwas verkleinert und so gewählt, daß sich die beiden ρ_s -Kurven für die E- und B-Polarisation bei den kürzesten Perioden berühren. Dadurch ergab sich die Verzerrungsmatrix

$$\underline{A}_{\text{LAUB}} = \begin{pmatrix} 0.7 & 0 \\ 0 & 1.20 \end{pmatrix}.$$

Der hieraus resultierende Übertragungstensor für LAUB wurde nun zunächst als verzerrungsfreier Tensor Z_{LA}^0 angenommen, und darauf bezogen wurden die Verzerrungsmatrizen der anderen Sta-

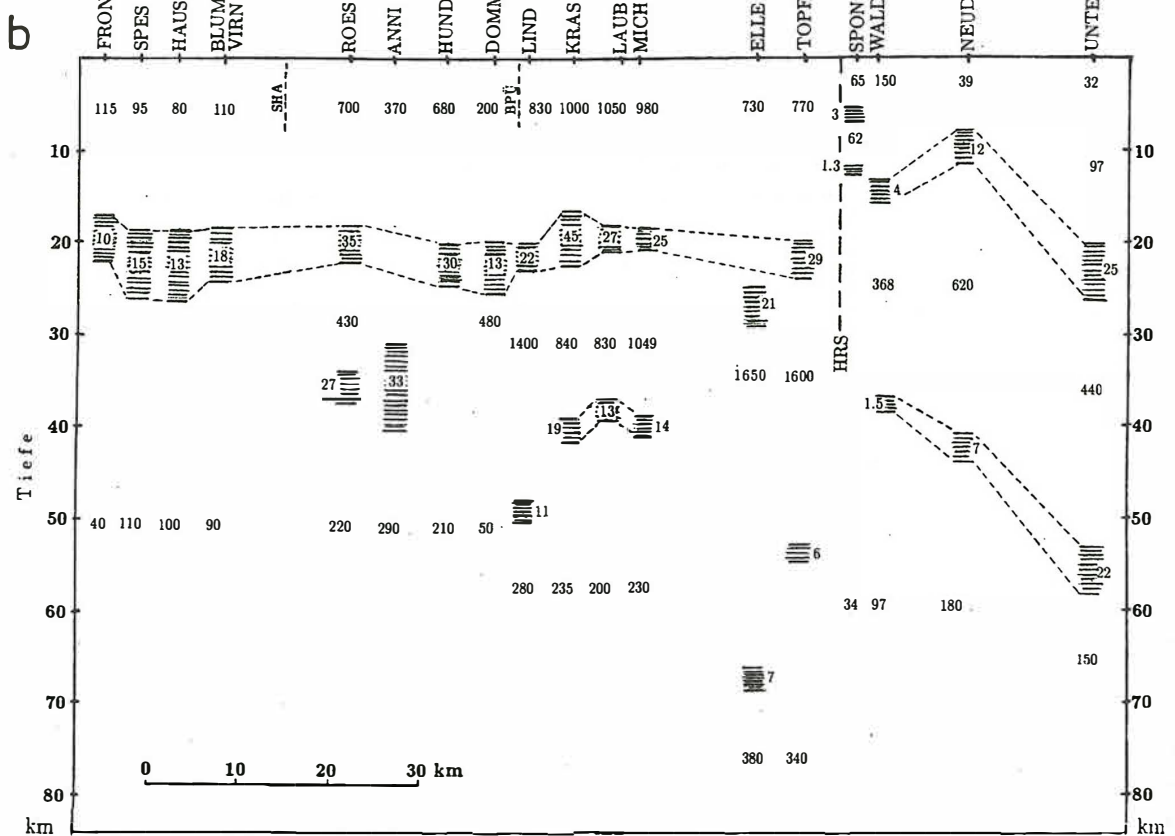
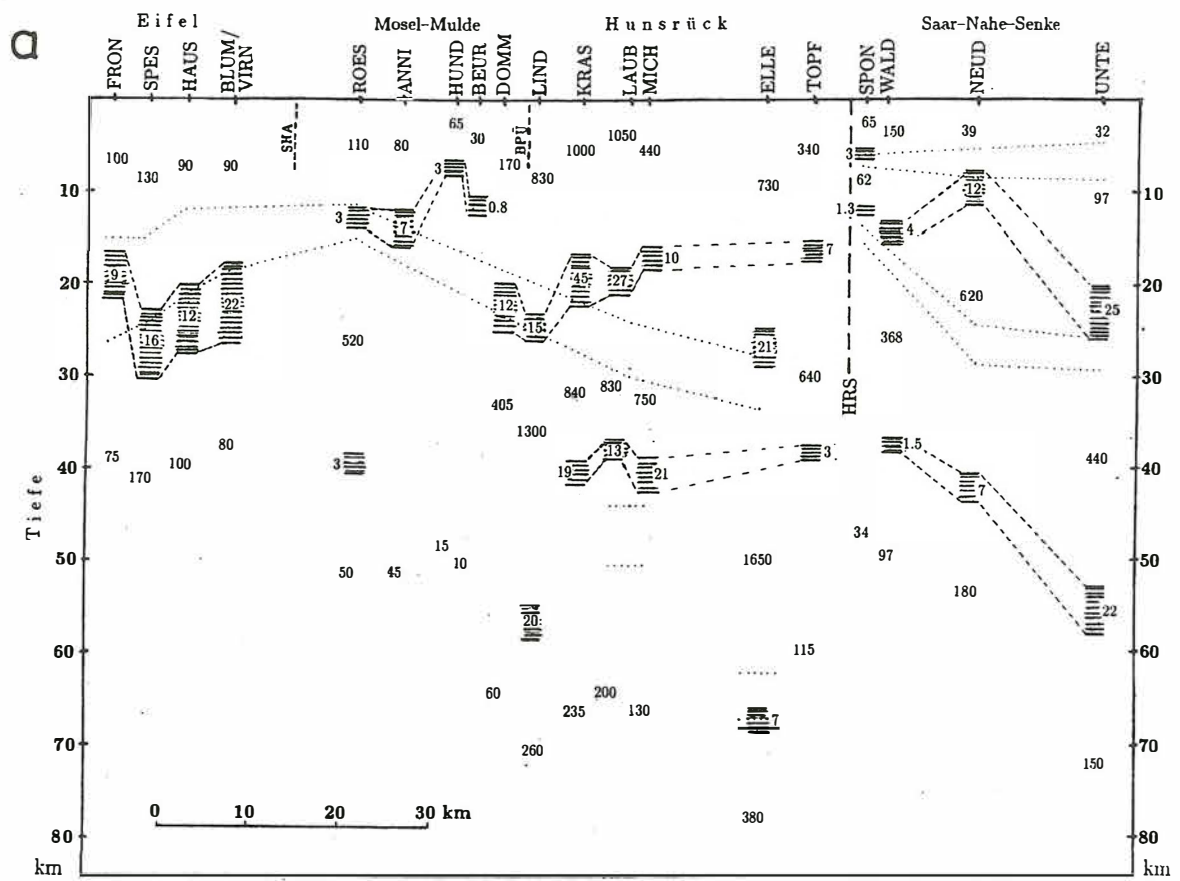


Abbildung 6: 1D-Modelle des spezifischen Widerstandes (in Ωm) für das Profil Eifel-Pfalz, a) vor und b) nach Static-Shift-Entzerrung der Stationen TOPF bis FRON. Die gepunkteten Linien markieren die guten Leiter nach Jödicke et al. (1983). HRS: Hunsrück-Südrand-Störung, BPÜ: Bopparder Überschiebung, SHA: Siegener Hauptaufschiebung.

tionen im Hunsrück berechnet. Es ergaben sich reelle Matrizen, deren Nebendiagonalelemente angenähert Null sind. Die Hauptdiagonalelemente sind für vier Stationen in Abb. 7 dargestellt. Sie sind nahezu periodenunabhängig, aber ungleich 1. Dies würde darauf hindeuten, daß überall im Hunsrück Gleichstromverzerrungen auftreten. Auffällig ist aber dabei, daß bei allen Hunsrück-Stationen der Wert für a_{xx} bzw. a_{yy} um 0.7 bzw. 1.2 streut, d.h. genau um diejenigen Werte, die als Verzerrung für LAUB angenommen worden waren. Da es aber sehr unwahrscheinlich ist, daß die Übertragungsfunktionen alle systematisch in eine Richtung verzerrt werden, muß demnach angenommen werden, daß die Station LAUB entgegen den Untersuchungen von Bahr (1985) weitgehend frei von statischen Verzerrungen ist.

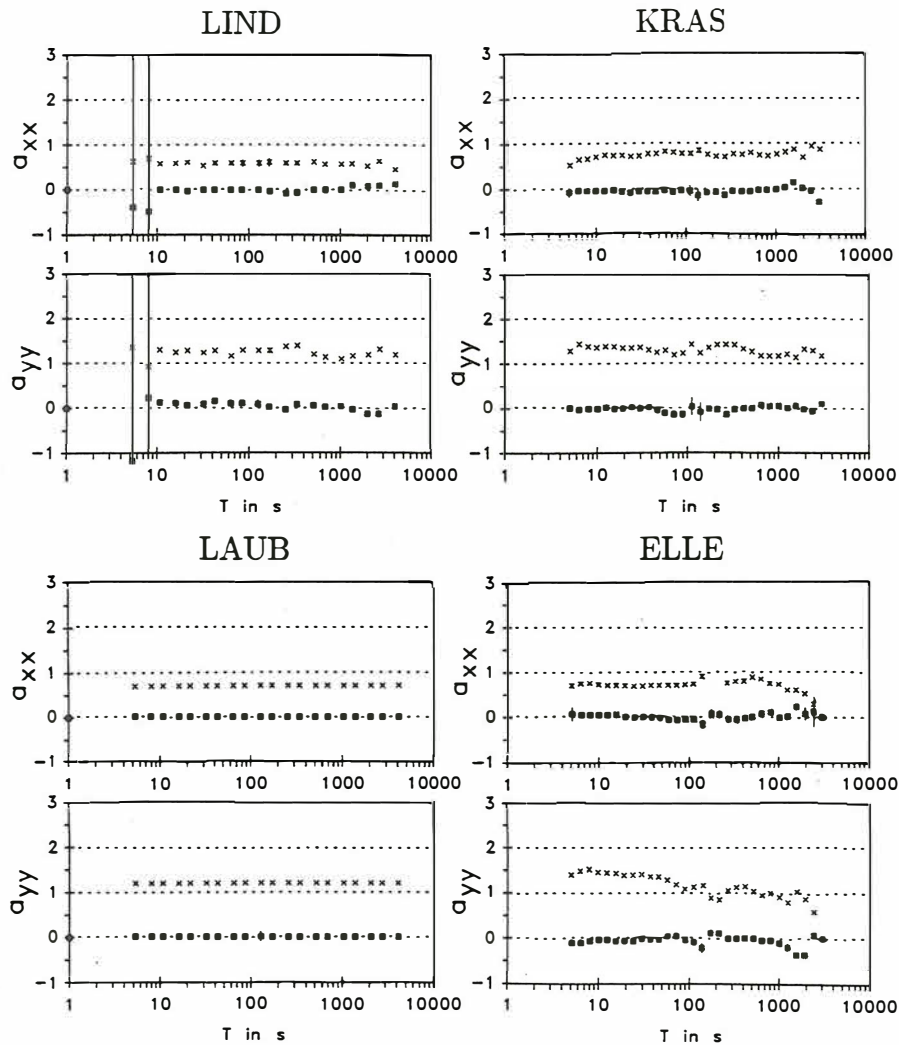


Abbildung 7: Hauptdiagonalelemente der Verzerrungstensoren für 4 Hunsrückstationen, berechnet mit $Z^0 = Z_{LA}^0$

Aufgrund dieser Überlegungen ist es sinnvoller, den ‚wahren‘ Tensor Z_{Hu}^0 für den Hunsrück aus statistischen Erwägungen heraus zu ermitteln. Nach den vorangegangenen Überlegungen ist klar, daß dieser ‚wahre regionale Tensor Hunsrück‘ mit dem unverzerrten Tensor von LAUB sehr gut übereinstimmt. Mit Hilfe von Z_{Hu}^0 wurden nun Verzerrungsmatrizen für alle Stationen des Profils berechnet, um abzuschätzen, wie weit nach Norden und Süden sich Z_{Hu}^0 als ‚wahrer‘ Tensor zur

Entzerrung der Übertragungsfunktionen eignet. In nördlicher Richtung trat bezüglich Z_{Hu}^0 erst für das Gebiet der Eifel eine leichte Periodenabhängigkeit einiger Matrixelemente auf. Es wurde deshalb ein neuer regionaler Tensor Z_{Ei}^0 als mittlerer Tensor aus allen Eifelstationen berechnet. Südlich der Hunsrück-Südrand-Störung eignet sich Z_{Hu}^0 wegen der grundlegend veränderten Leitfähigkeitsstrukturen in der Saar-Nahe-Senke erwartungsgemäß nicht zur Entzerrung. Bei diesen Stationen ist es allerdings auch nicht sinnvoll, erneut einen mittleren regionalen Tensor zur Entzerrung zu bilden, da sich die Kurvenformen von SPON bis UNTE stark ändern.

Das Ergebnis der Entzerrung der Stationen TOPF-ROES mittels Z_{Hu}^0 und BLUM-FRON mittels Z_{Ei}^0 zeigt Abb. 6b. Der Krustenleiter im linksrheinischen Schiefergebirge erscheint nun im gesamten Profilabschnitt vom Südrand des Hunsrück bis zur nördlichen Eifel in einer Tiefe von etwa 20 km. Seine integrierte Leitfähigkeit nimmt von Süden (≈ 200 S) nach Norden (≈ 500 S) zu. Für das rechtsrheinische Schiefergebirge gibt Volbers (1991) eine etwas geringere Tiefenlage des guten Leiters an (15–16 km, 200 S).

2D-Interpretation

Zur 2D-Modellrechnung stand die Version 1.00 des Programmes PW2DI von Wannamaker (1990) zur Verfügung. Bevor die Möglichkeiten der Inversion zur Modellfindung genutzt wurden, sollte zunächst geprüft werden, inwieweit die starke Anisotropie der ρ_s -Kurven im Hunsrück und in der Saar-Nahe-Senke durch den Einfluß der Hunsrück-Südrand-Störung erklärt werden kann. Anhand von Vorwärtsmodellrechnungen mit einfachen Modellen stellte sich heraus, daß die 2D-Effekte an der Hunsrück-Südrand-Störung offensichtlich durch weitere Effekte überlagert werden, die eine über weite Strecken gleichbleibende Aufspaltung zwischen der E- und der B-Polarisation hervorrufen. Solche Effekte wurden erstmals von Schmucker (1986) und Schmucker & Tezkan (1987) bei MT-Daten aus dem Schwarzwald untersucht und beschrieben. Danach kann die Aufspaltung auf unterschiedliche Leitfähigkeiten senkrecht und parallel zum Streichen zurückgeführt werden. In 2D-Programmen kann man eine derartige ‚Pseudoanisotropie‘ nachbilden, indem man die Leitfähigkeit parallel zum Streichen gegenüber der Leitfähigkeit senkrecht zum Streichen durch den Einbau einer Folge gutleitfähiger, senkrecht stehender Platten, sog. *Dykes*, in die Kruste erhöht (Groom & Bailey 1989). Bei den Modellrechnungen für das linksrheinische Schiefergebirge wurde dieser Weg ebenfalls eingeschlagen.

In Abb. 8 ist das Endmodell für den gesamten im linksrheinischen Schiefergebirge gelegenen Profilabschnitt mit der zugehörigen Modellanpassung dargestellt. Die gesamte Kruste mit Ausnahme der Deckschichten wurde dabei als mit abwechselnd gut- und schlechtleitenden Lamellen überzogen gedacht. Die Widerstandskontraste zwischen benachbarten Lamellen sind im gesamten Bereich bis 30 km Tiefe sehr groß und nehmen auch in horizontaler Richtung nach Norden nicht ab. Es zeigt sich, daß der gute Leiter in 19–23 km Tiefe nur noch parallel zum Streichen eine hohe integrierte Leitfähigkeit von 500 S im Süden und 2000 S im Norden aufweist. Senkrecht zum Streichen tritt der gute Leiter dagegen nur noch stark abgeschwächt in Erscheinung. Für die Schicht in 30–35 km Tiefe unterhalb der Erdkruste ergibt sich ein im Vergleich zu den umgebenden Bereichen recht kleiner spezifischer Widerstand. Die integrierte Leitfähigkeit für diese Schicht beträgt etwa 100 S.

Die Modellanpassung ist angesichts des langen Profilabschnittes durchaus zufriedenstellend. Ohne eine Lamellierung der Kruste läßt sich kein 2D-Modell anpassen. Nach den bisherigen Rechnungen scheint es so zu sein, daß die Lamellierung bis in die untere Kruste reichen muß, da sich sonst der Anpassungsfehler insbesondere bei den langen Perioden über 1000 s vergrößert.

Südlich der Hunsrück-Südrand-Störung erhält man eine gutleitfähige Struktur in der mittleren Kruste. Ein Pseudoanisotropie-Modell mit Dykes kann hier nicht zu Erklärung herangezogen

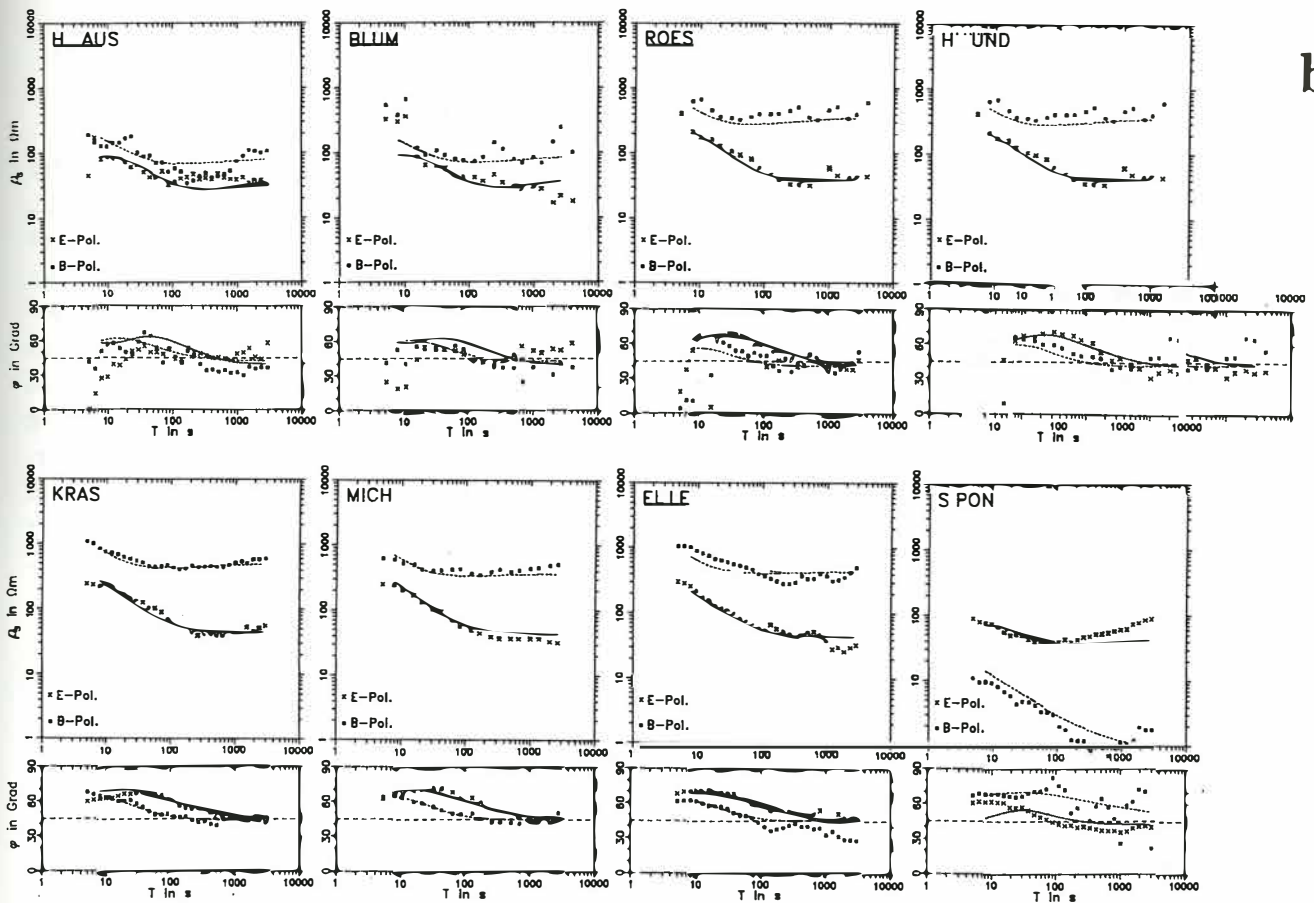
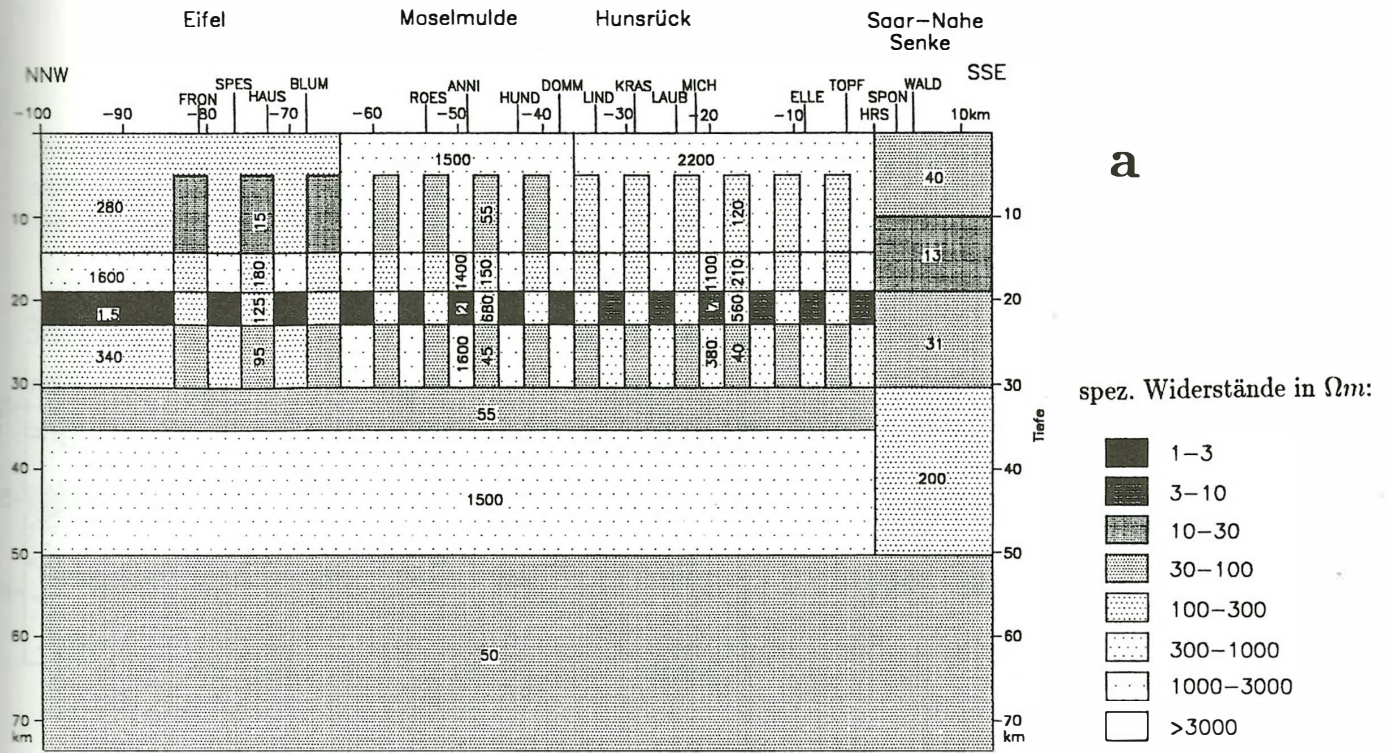


Abbildung 8: a) Bestangepasstes 2D-Modell für das linksrheinische Schiefergebirge (Widerstände in Ωm). b) 2D-Modellkurven und zugehörige Meßkurven an den 8 zur Inversion herangezogenen Meßpunkten. Die zur E-Polarisation gehörigen Modellkurven sind durchgezogen eingezeichnet, die zur B-Polarisation gehörigen gestrichelt. HRS: Hunsrück-Südrand-Störung.

werden, da die gemessenen ρ_s -Kurven der E-Polarisation über denen der B-Polarisation liegen. Das Einbauen von Dykes würde die Modellkurven nur noch weiter zusammenführen. Weitere 2D-Modelle, die den Untergrund in der Saar-Nahe-Senke detaillierter auflösen, findet man bei Oettinger (1994).

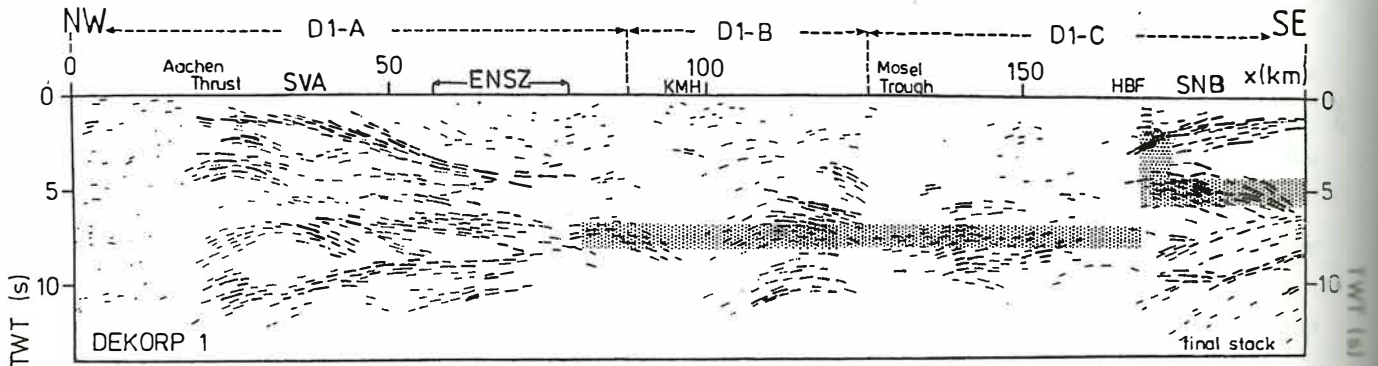


Abbildung 9: Vergleich der Lage der guten Leiter (punktiert) mit dem Line Drawing der Reflexionsseismik entlang DEKORP 1 (DEKORP Research Group 1991).

Zum Schluß soll nun untersucht werden, ob die geologische Interpretation der guten Leiter im Rheinischen Schiefergebirge, wie sie von Jödicke (1990) und Volbers (1991) vorgenommen wurde, durch die neuen Modelle für das linksrheinische Schiefergebirge unterstützt wird. Hierzu bietet sich ein Vergleich mit den Ergebnissen der Seismik an. Die guten Leiter für das Profil Eifel-Pfalz wurden deshalb als punktschraffierte Horizonte in das Line Drawing der Reflexionsseismik entlang der fast parallel verlaufenden Linie DEKORP 1 eingezeichnet (Abb. 9). Sie liegen in einem Bereich, wo das Line Drawing starke Reflektorenbänder aufweist, die bis weit in den Norden verfolgt werden können. Im Tiefenbereich oberhalb des guten Leiters weist das Line Drawing deutlich weniger Reflektoren auf, was durch steil abtauchende Strukturen (Faltung) erklärt werden könnte (DEKORP Research Group 1991). Auch in den 2D-Modellen der Magnetotellurik werden hier im Prinzip vertikale Strukturen in Form von Dykes angenommen. Der gute Leiter bei 7 bis 8 s TWT erscheint bei dieser Interpretation also gerade in einer Tiefe, wo die Strukturen im Untergrund von einer eher vertikalen Richtung in eine horizontale Richtung abknicken. Dieser Tiefenbereich entspräche dem Übergang von der spröden oberen Kruste zur duktilen unteren Kruste, d.h. der Tiefe, in der die wesentlichen Abscherbewegungen anzunehmen sind. Dies würde die Interpretation der guten Leiter im Rheinischen Schiefergebirge als Überschiebungshorizonte (Jödicke 1990) unterstützen. Als Leitfähigkeitsmechanismus kommt danach vermutlich elektronische Leitung durch Graphit in Frage.

Eine geologische Interpretation der Dykes in den Pseudoanisotropie-Modellen ist weitaus schwieriger. Die Strukturen in der oberen und mittleren Kruste liegen wahrscheinlich viel dichter als die Dyke-Folgen in den 2D-Modellen und sind sicher auch nicht exakt vertikal. Die besseren Leitfähigkeiten parallel zum Streichen sind vielleicht durch das Eindringen von Fluiden entlang steilstehender, parallel zum Streichen orientierter Strukturen bis in die Oberkruste zu erklären. Denkbar wäre auch eine Graphitisierung von Scher- und Schieferungsebenen in der oberen und mittleren Kruste. Für die Dykes in der unteren Kruste kann bisher keine Erklärung gegeben

werden.

Im Saar-Nahe-Becken fallen die gutleitfähigen Zonen des 2D-Modells mit starken Reflektoren-bändern unterhalb des transparenten Keils zusammen, der nach der Interpretation der DEKORP-Research Group (1991) die Mitteldeutsche Kristallinzone darstellt. Dies dürfte die Annahme stützen, daß die Reflektoren zu Scherzonen gehören, die die Suturzone zwischen dem Rhenoherynikum und den Saxothuringikum bilden.

Literaturverzeichnis

- Bahr, K. (1985):** *Magnetotellurische Messung des elektrischen Widerstandes der Erdkruste und des oberen Mantels in Gebieten mit lokalen und regionalen Leitfähigkeitsanomalien*, Dissertation, Math.-Naturw. Fak., Universität Göttingen.
- Bahr, K. (1988):** *Interpretation of the magnetotelluric impedance tensor: regional induction and local telluric distortion*, J. Geophys., **62**, 119 – 127.
- DEKORP Research Group (1991):** *Results of the DEKORP 1 (BELCORP-DEKORP) deep seismic reflection studies in the western part of the Rhenish Massif*, Geophys. J. Int., **106**, 203 – 227.
- Franke, W. (1992):** *Tectonic Evolution of Europe: Phanerozoic structures and events in central Europe*, In: D. Blundell, R. Freemann, St. Mueller (eds), *The European Geotraverse: A continent revealed*, European Science Foundation, University Press, Cambridge, 164 – 179.
- Groom, R.W. & Bailey, R.C. (1989):** *Some effects of multiple lateral inhomogeneities in magnetotellurics*, Geophysical Prospecting, **37**, 697 – 712.
- Hofer, S. (1990):** *Ableitung der Leitfähigkeitsverteilung in der Erdkruste im Bereich der großtektonischen Grenze Rhenoherynikum - Saxothuringikum östlich des Rheingrabens, aus einer gemeinsamen Interpretation flächenhafter Messungen der Magnetotellurik und der Erdmagnetischen Tiefensondierung*, Inauguraldissertation, Fak. f. Geowissensch., Ludwig-Maximilians-Universität, München.
- Jödicke, H. (1978):** *Auswerteverfahren Münster*, Protokoll über das Kolloquium 'Elektromagnetische Tiefensondierung', Neustadt / Weinstraße, 147 – 154.
- Jödicke, H. (1990):** *Zonen hoher elektrischer Krustenleitfähigkeit im Rhenoherynikum und seinem nördlichen Vorland*, Hochschulschriften Bd.24, Literaturverlag, Münster, Hamburg.
- Jödicke, H., Untiedt, J., Olgemann, W., Schulte, L. & Wagenitz, V. (1983):** *Electrical Conductivity Structure of the Crust and Upper Mantle Beneath the Rhenish Massif*, In: K. Fuchs, K. v. Gehlen, H. Mälzer, H. Murawski, & A. Semmel, (eds): *Plateau Uplift*, Berlin/Heidelberg/New York/Tokyo (Springer Verlag), 288 – 302.
- Oettinger, G. (1994):** *Die Struktur elektrisch leitfähiger Zonen im linksrheinischen Schiefergebirge und an seinem Südrand: Magnetotellurische Messungen und Modellierungen*, Diplomarbeit, Inst. f. Geophysik, Univ. Münster. [unveröff.]
- Schmucker, U. (1971):** *Neue Rechenmethoden zur Tiefensondierung*, Protokoll über das Kolloquium 'Erdmagnetische Tiefensondierung', Rothenberge/Westf., 1 – 40.
- Schmucker, U. (1986):** *A regional quasi-anisotropy in West Germany*, Poster, vorgestellt auf dem '8th Workshop on Electromagnetic Induction in the Earth and Moon', Neuchâtel (Schweiz).
- Schmucker, U. & Tezkan, B. (1987):** *Die elektrische Leitfähigkeit der unteren Kruste im südlichen Schwarzwald und Rheingraben*, DFG-Arbeitsbericht zum Vorhaben Schm 101/14-1 im Schwerpunktprogramm 'Stoffbestand, Struktur und Entwicklung der kontinentalen Unterkruste'.
- Schulte, L. (1979):** *Magnetotellurische Vermessungen entlang eines Profils zwischen Westeifel und Pfalz*, Diplomarbeit, Inst. f. Geophysik, Univ. Münster. [unveröff.]
- Schulte, L. (1980):** *Magnetotellurik-Messungen entlang eines Profils von der Eifel bis in die Pfalz*, Protokoll über das Kolloquium 'Elektromagnetische Tiefenforschung', Berlin-Lichtenrade, 39 – 46.
- Swift, C. M. (1967):** *A magnetotelluric investigation of an electrical conductivity anomaly in the southwestern United States*, Ph. D. Thesis, Geophys. Lab. M. I. T., Cambridge, Mass. .
- Volbers, R. (1991):** *Magnetotellurik und Erdmagnetische Tiefensondierung entlang des reflexionsseismischen Profils DEKORP 2-Nord*, Hochschulschriften Bd.25, Literaturverlag, Münster, Hamburg.
- Wannamaker, P.E. (1990):** *PW2DI-v1.00 - Finite element program for magnetotelluric forward modeling and parameterized inversion of two-dimensional earth resistivity structure*, User Documentation, Univ. of Utah, Research Institute, Earth Science Laboratory, Salt Lake City.

Modellinterpretation der Göttinger D-Anomalie

Christof Peter, Göttingen

1 Die Messungen

Im Jahr 1992 wurde die Göttinger D-Anomalie von mir erneut an 9 MT Stationen vermessen. Ich habe jeweils E- und B-Felder aufgezeichnet, so daß Übertragungsfunktionen des horizontalen und vertikalen Magnetfeldes und Impedanztensoren von 10 s bis 50000 s vorlagen. Eine Station, JUHN nahe bei Göttingen, diente dabei als Normalstation, auch wenn sie mitten im erwarteten anomalen Bereich lag. Jeweils 4 weitere Stationen registrierten gleichzeitig auf einem Profil nach Osten bis nach Thüringen hinein und auf einem Profil nach Süden bis nach Nordhessen. Auf dem Ostprofil (Abb.2) ist der Verlauf der D-Anomalie deutlich in der d_D -Komponente des Perturbationstensors und in dem mit der D-Komponente korrelierten vertikalen Magnetfeld z_D in Abbildung 1 zu sehen.

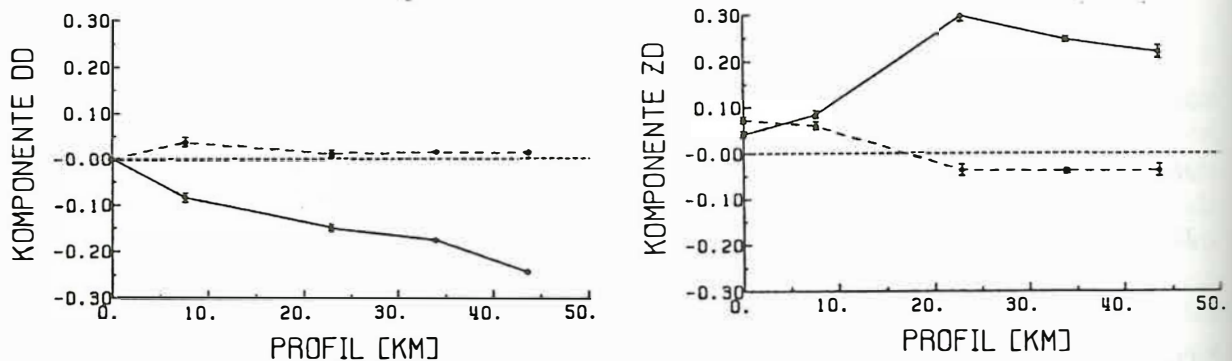


Abb. 1: Die d_D Komponente für 960 s und die z_D Komponente für 300 s zeigen den Verlauf der D-Anomalie auf dem Ostprofil (in Abbildung 2 das Profil mit durchgezogener Linie). Realteil — , Imaginärteil - - -

1.1 Isolinien des Magnetfeldes

Für die Interpretation wurden alle von Göttingen aus vermessenen Stationen, deren Daten noch zur Verfügung standen, mit einbezogen (Abbildung 2). Die Isoliniendarstellung des Realteils von d_D für 600 s aller dieser Stationen in Abbildung 3 zeigt, wie man sich die Form der Anomalie vorzustellen hat. Der Kern ist in NS Richtung verlaufend, mit einem EW Schwenk im südlichen Verlauf (Peter, 1992). Die Anomalie setzt sich in West- und in Ost-Richtung jeweils etwa 100 km weiter fort, bis zu anomalen Werten des Realteils von d_D von -0.4, was vermutlich dem Normalfeld entspricht. Das heißt, daß mit einer Ost-West-Ausdehnung von etwa 200 km zu rechnen ist!

Das Ende der Anomalie nach Süden hin ist noch nicht zu erkennen, im Norden schließt sich die Norddeutsche Anomalie an. Die von Fluche (1983) und Friedrichs (1993) gefundenen guten Leiter und der von Tezkan (1988) vermutete Kontrast zu einem schlechten Leiter sind alle auf die nach Süden verlängerte D-Anomalie zurückzuführen.

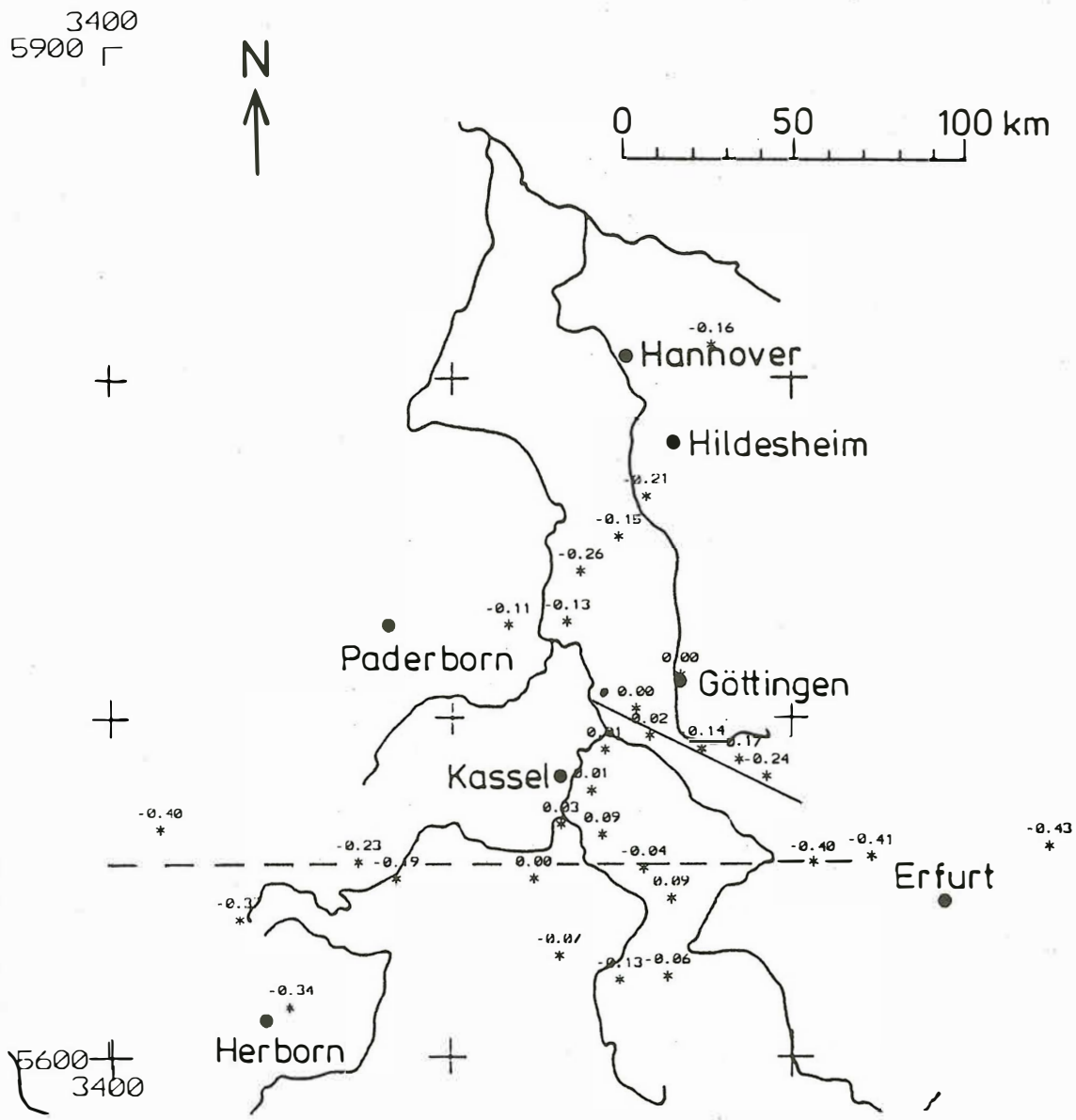


Abb. 2: Die vorhandenen Stationen mit Realteil von anomalem d_D für 600 s. Durchgezogen ist das von mir vermessene Ostprofil für Modell 1, gestrichelt das Profil für Modell 2

1.2 Das elektrische Feld

Das Anisotropieverhältnis der auf Vorzugsrichtung rotierten Impedanzen $|Z'_{yx}|/|Z'_{xy}|$ ist an allen Stationen des Ostprofils in einem Gebiet von 50 km Ausdehnung überall sehr hoch, im Maximum über 6 (siehe auch Peter 1992,1994). Die Vorzugswinkel ändern sich zwar von Ost nach West, sind aber bei ANRO, FLIN und THAL gleichbleibend bei 33° . Die Induktionspfeile stehen nicht in Einklang mit den Vorzugsrichtungen der Impedanztensoren, wie Abbildung 4 zeigt. Ebenso kann den Impedanzen keine geologische Struktur zugeordnet werden. So scheint die Annahme einer zweidimensionalen Struktur mit E- und B-Polarisation hier nicht gerechtfertigt. Wegen der Einheitlichkeit der drei östlichen Stationen THAL, FLIN und ANRO liegt dort wahrscheinlich auch keine lokale dreidimensionale Struktur vor. Ich gehe deshalb von einer richtungsabhängigen Leitfähigkeit einer eindimensionalen Struktur aus. Die kleineren Nebendiagonalelemente des Impedanztensors bezeichne ich als E-Polarisation, die großen, die eine schlechtere Leitfähigkeit

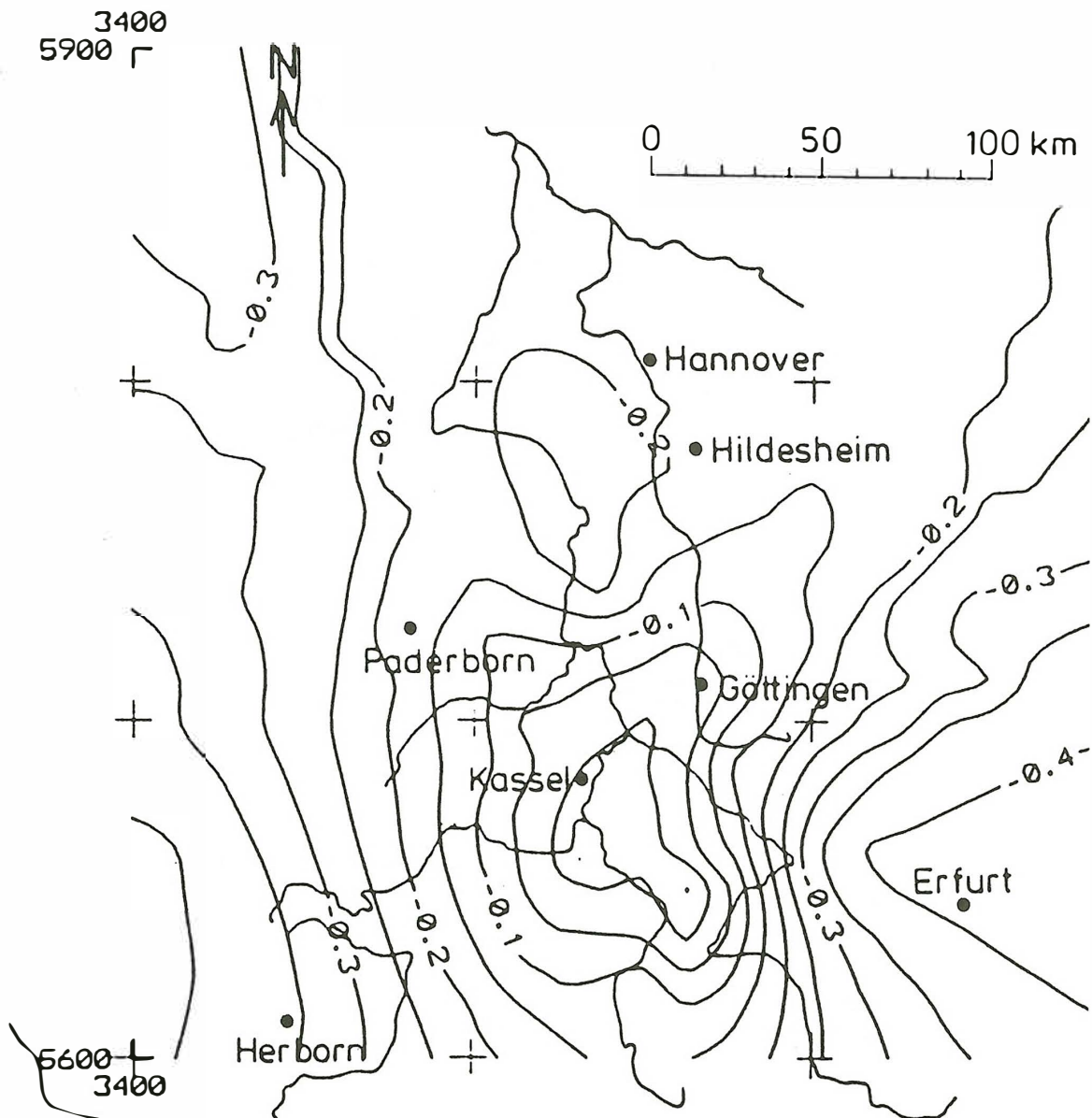


Abb. 3: Isolinien­darstellung der Göttinger D-Anomalie für 600 s des Realteils von d_D

andeuten, als B-Polarisation, auch wenn sie hier nicht die Bedeutung der Polarisation einer zweidimensionalen Struktur haben.

Der hohe Leitfähigkeitskontrast (etwa 6 bei den Impedanzen entspricht einem Verhältnis der Widerstände von 36) wird bei einem Anisotropiemaximum bei etwa 600 s im unteren Krustenbereich liegen.

2 Die Modellrechnungen

Auf zwei Profilen führte ich Modellrechnungen durch. Für das erste Profil benutzte ich zunächst die 5 Stationen meines Ost-Profiles für eine eindimensionale Modellierung. Die Modellierung führte ich mit Hilfe der Inversionsrechnung mit den Ψ -Algorithmus durch.

Für die 2-D Modellierung wurden die von mir vermessenen Stationen ergänzt durch BRAM im Bramwald (Abbildung 2, durchgezogen).

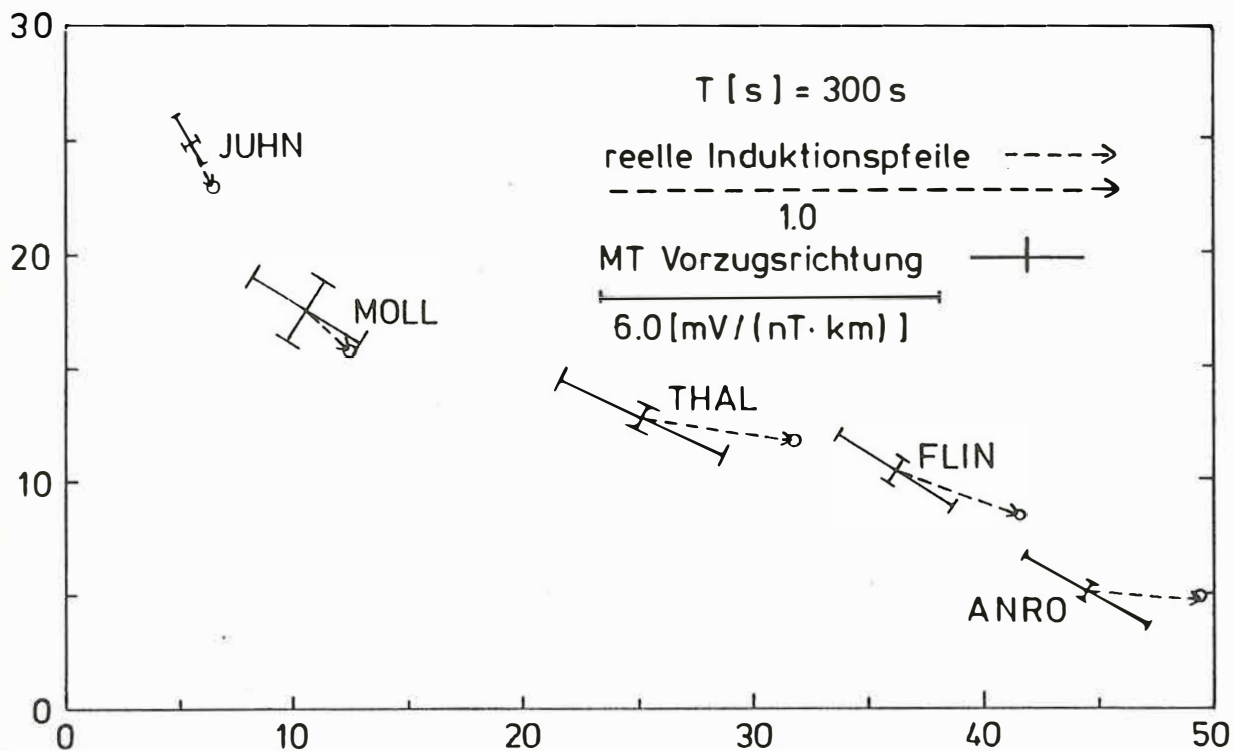


Abb. 4: Vorzugsrichtung und Induktionspfeile der Stationen des Ostprofils für 300 s

2.1 1-D Modelle

Liegt tatsächlich eine richtungsabhängige Leitfähigkeit in der Erdkruste vor, so wird die B-Polarisation des Impedanztensors ebenso wie die E-Polarisation eindimensional interpretierbar sein. Jedoch wird lediglich die Richtung der schlechteren Leitfähigkeit der unteren Kruste die zur B-Polarisation gehörigen elektrischen Felder beeinflussen, so daß eine viel größere Eindringtiefe als bei der E-Polarisation erreicht wird, die durch die Richtung der guten Leitfähigkeit der

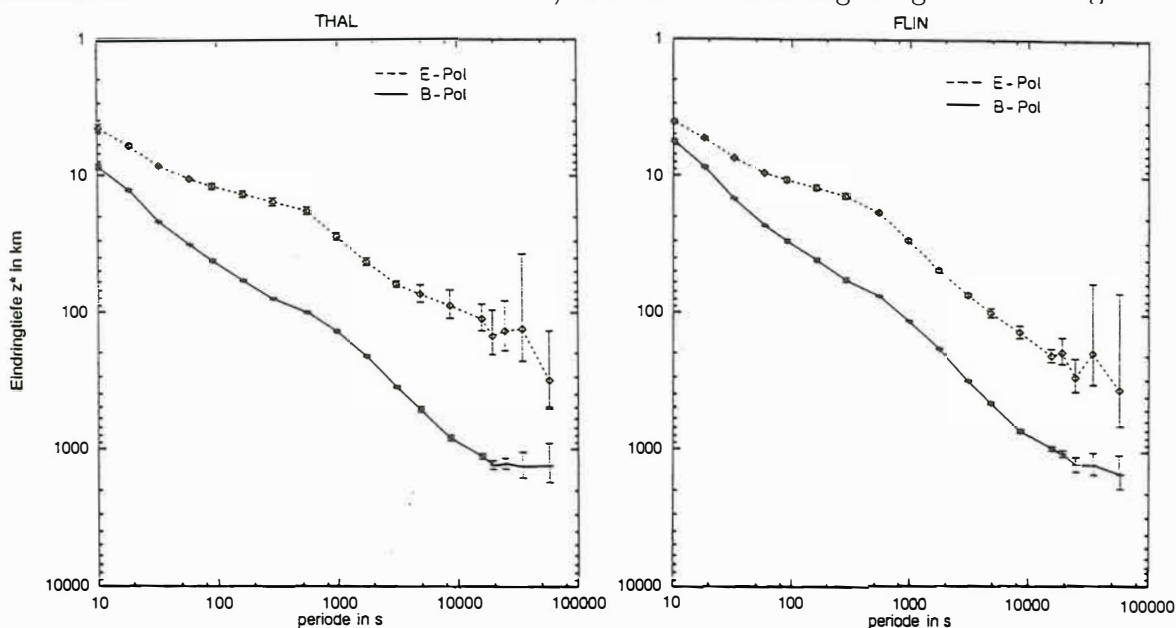


Abb. 5: Vergleich der Eindringtiefen z^* der E- und B-Polarisation der Stationen FLIN und THAL, jeweils nach Rotation um 33°

unteren Kruste bestimmt wird. In Abbildung 5 ist ein Vergleich der Eindringtiefen z^* der beiden Polarisationen der Stationen FLIN und THAL dargestellt. Die Kurven der beiden Stationen sind weitgehend identisch. Tatsächlich ist in beiden Kurven ein guter Leiter am schwächer werdenden Anstieg der Tiefe zwischen 50 und 500 s zu erkennen, bei der E-Polarisation zwischen 5 und 10 km, bei der B-Polarisation zwischen 50 und 100 km. Der bei 10000 s beginnende weitere gute Leiter des Erdmantels ist bei der B-Polarisation deutlich zu sehen, bei der E-Polarisation durch die großen Fehler sehr schlecht aufzulösen.

2.1.1 1-D Modell der E-Polarisation: Krustenleiter

Die 1-D Inversion der E-Polarisation des Impedanzensors mit dem Ψ -Algorithmus ergab eine Vorstellung von der Leitfähigkeitsverteilung, dargestellt in Abbildung 6. Auf eine Deckschicht folgt in der unteren Kruste in 15-20 km Tiefe eine sehr gut leitende Schicht mit 1200-1800 S. Bei JUHN liegt diese Schicht schon bei 8 km Tiefe, bei MOLL ergibt sich zwar auch die Struktur einer besser leitenden Schicht, hier scheint jedoch am Rande des Leinetalgrabens eine statische Verzerrung vorzuliegen (Peter,1994).

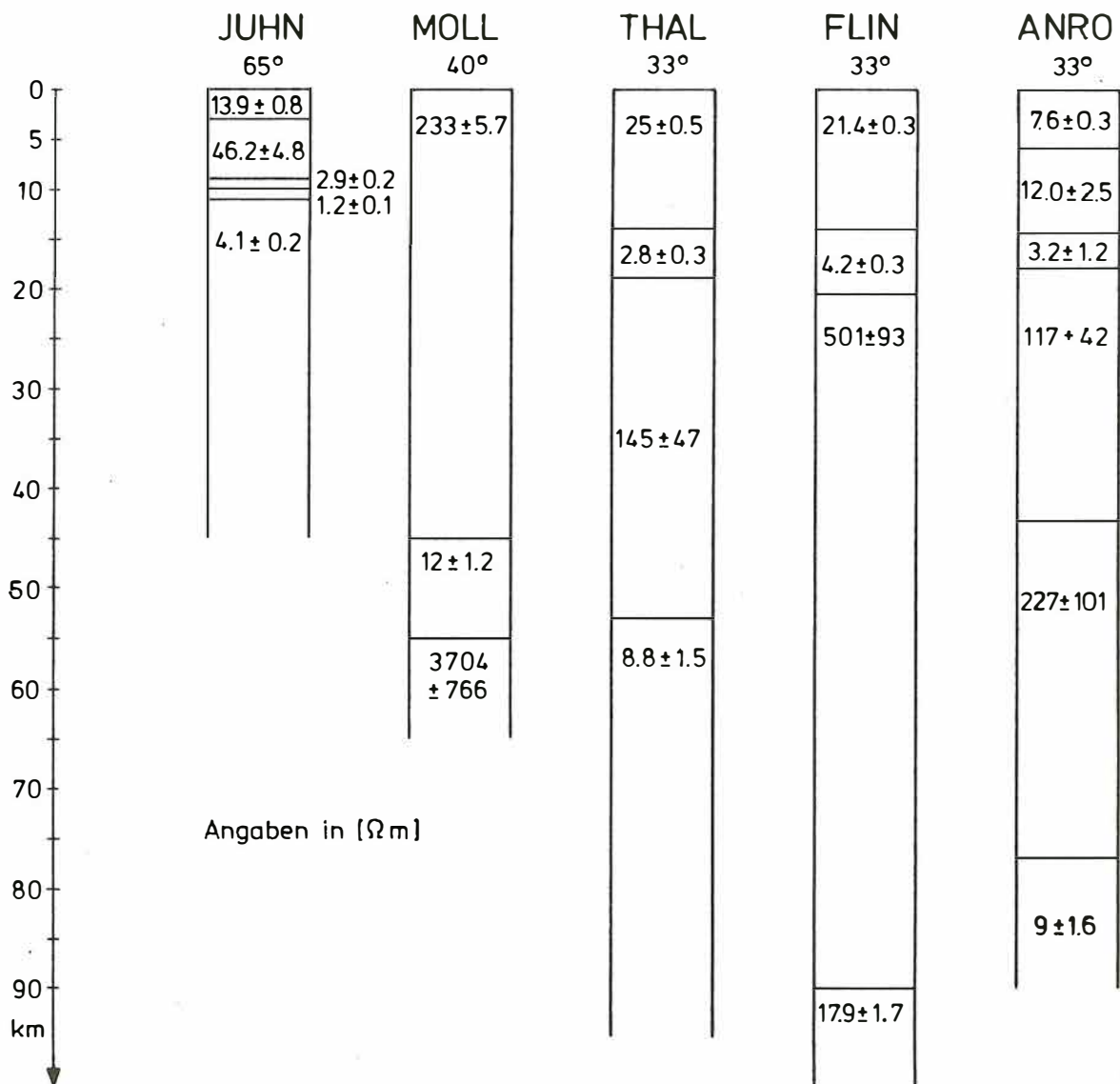


Abb. 6: 1-D Inversionsmodelle der E-Polarisation aus den rotierten Impedanzsensoren des Ostprofils

Die 1-D Modelle von FLIN, THAL und ANRO benutzte ich bei der 2-D Inversion als Grundlage für das Normalmodell außerhalb des anomalen Bereiches.

2.1.2 1-D Modell der B-Polarisation: oberer Erdmantel

Die Modellierung der B-Polarisation nahm ich zunächst auch mit dem Ψ -Algorithmus vor. Wegen des großen Tiefenbereichs, der zu überdecken war, bestimmte ich jedoch nicht eine beste, möglichst kleine Schichtzahl, sondern invertierte bei jeder Station das beste Modell mit 15 Schichten. Wie erhofft zeigte es sich, daß nur 5 Schichten tatsächlich gut aufgelöst wurden, so daß ich die Dicke und den Leitwert von 11 Schichten zu einer zusammen gefaßt habe. Diese Schicht ist in Abbildung 7 ohne Fehlerangaben dargestellt, da sie nicht direkt aus der Inversionsrechnung stammt. Die gute Anpassung der Meßdaten an die Modelldaten aus der Vorwärtsrechnung für FLIN zeigt die Abbildung 8.

Die 1-D Modelle der B-Polarisation in Abbildung 7 zeigen einheitlich in etwa 100 km Tiefe einen gut leitenden oberen Mantel mit jeweils etwa 200 S. Bei JUHN scheint eine statische

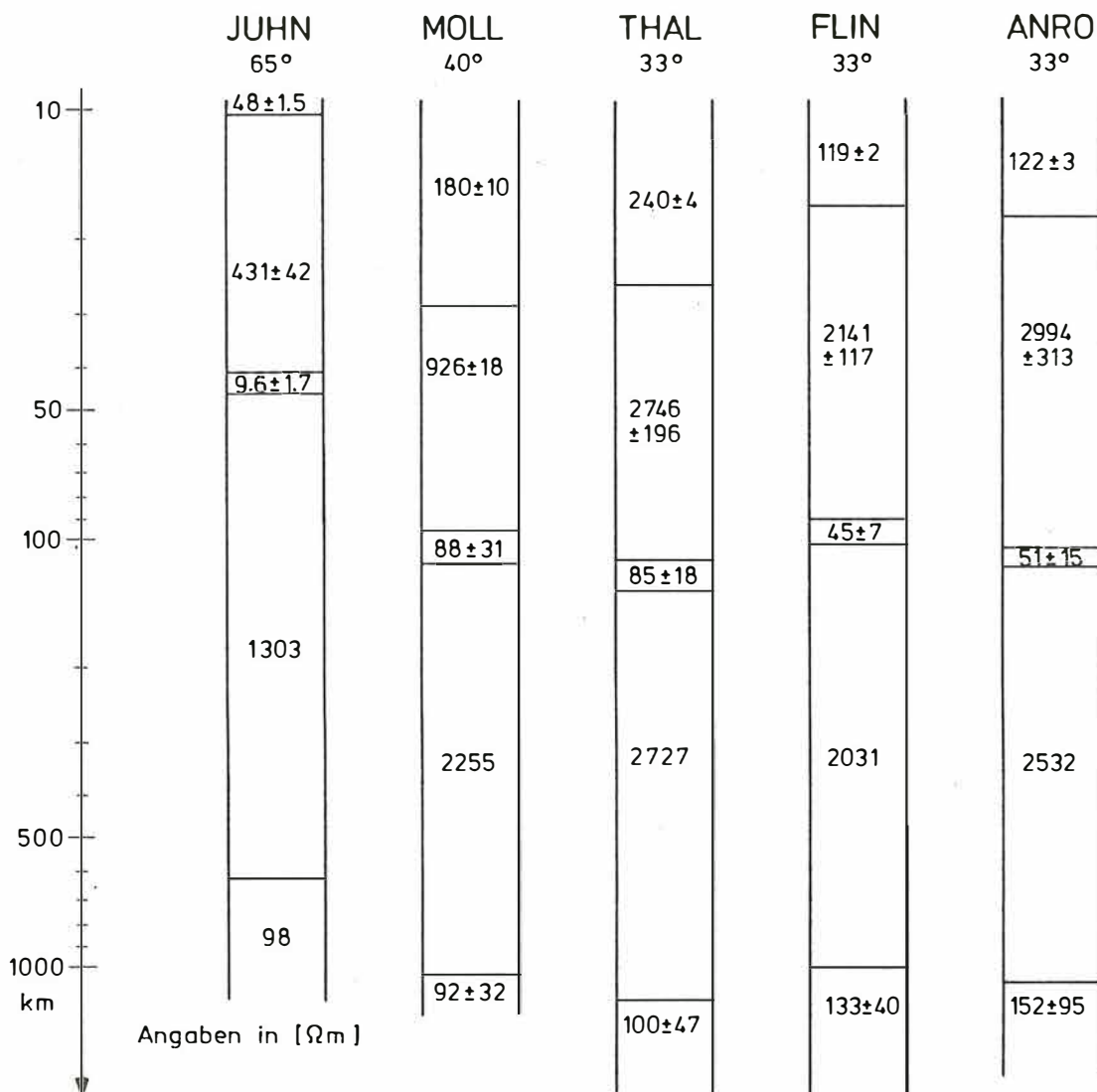


Abb. 7: 1-D Inversionsmodelle aus den rotierten Impedanztensoren der Stationen des Ostprofils der B-Polarisation

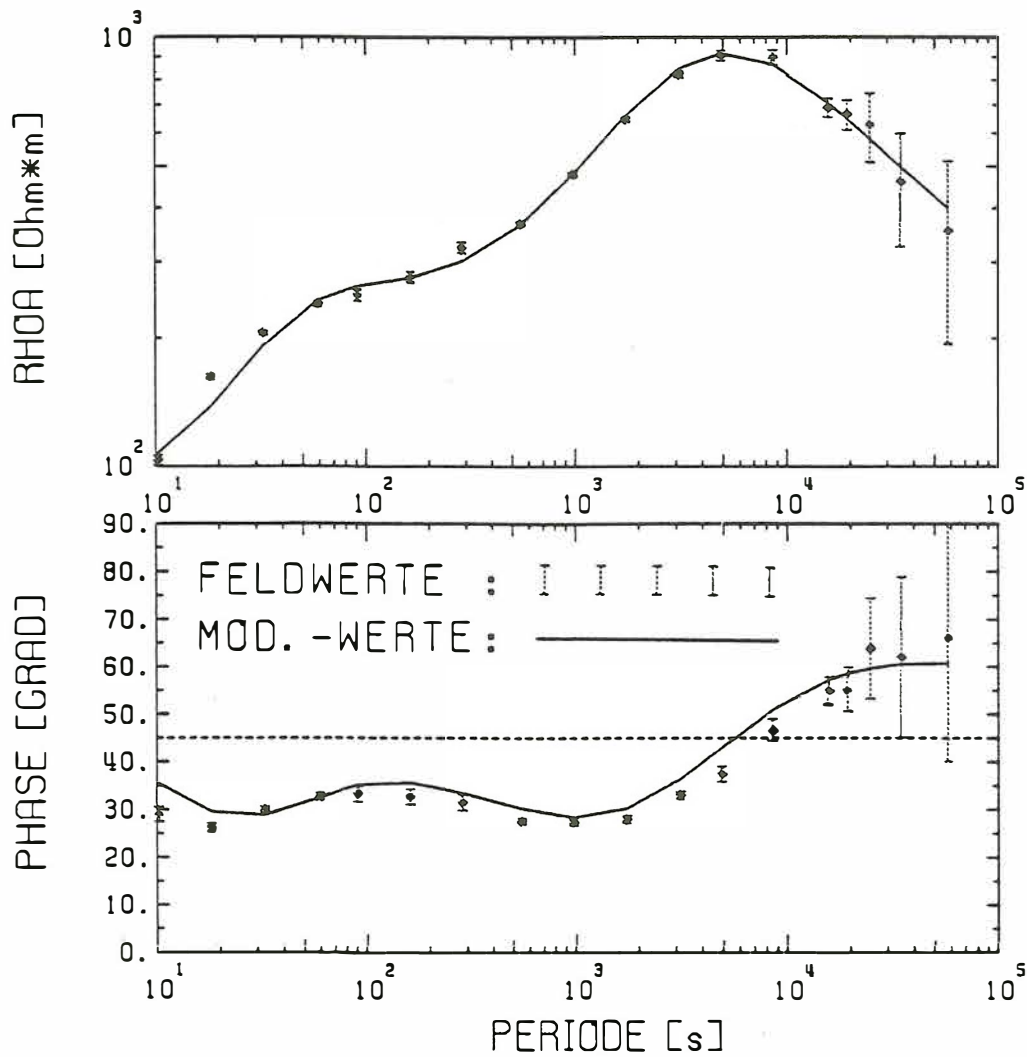


Abb. 8: Vergleich von Modellwerten und Meßdaten der B-Polarisation des um 33° rotierten Impedanzensors von FLIN

Verzerrung vorzuliegen, so daß die Struktur um einen reellen Faktor verschoben ist.

2.2 2D-Inversion

Die 2-D Inversionsrechnung führte ich durch Anwendung der Integralgleichungsmethode von Schmucker (1992) durch:

Die Helmholtzgleichung,

$$\nabla^2 E_{ax} = i\omega\mu_0(\sigma_n E_{ax} + \sigma_a E_x)$$

wobei der Index a die anomalen, Index n die normalen Anteile bedeutet, also

$$\sigma = \sigma_a + \sigma_n \quad \text{und} \quad E_x = E_{ax} + E_{nx},$$

wird mittels der Greenschen Funktion G zu einer Integralgleichung:

$$E_{ax}(y, z) = -i\omega\mu_0 \int_{-\infty}^{+\infty} G(y, z, y', z') \sigma_a(y', z') E_x(y', z') dy' dz'.$$

Für stückweise konstantes $\sigma_{am} = \sigma_a(a_m)$ im Bereich a_m und an diskreten Meßpunkten ($y_n, z = 0$) wird

$$E_{ax}(y_n) = \sum_m \sigma_{am} F_{nm},$$

mit

$$F_{nm} = -i\omega\mu_0 \int_{a_m} G(y_n, 0, y', z') E(y', z') dy' dz'.$$

Dieser Ausdruck wird berechnet, indem als Näherung $E = E_n$ angenommen wird. Mit den Methoden der Matrizeninversionsrechnung kann σ_{am} so bestimmt werden, daß

$$\sum_n |E_{ax} - \sum_m \sigma_{am} F_{nm}| = \min,$$

wobei nur für den ersten Schritt einer beginnenden Iteration $E = E_n$ angenommen wird. Nach der ersten Iteration kann dann E_a aus dem Modell berechnet und mit dem neuen E-Feld der Datenkern verbessert werden. Die Magnetfelder ergeben sich dann einfach aus den Maxwell'schen Gleichungen:

$$-i\omega B_{ay} = \frac{\partial E_{ax}}{\partial z} \quad \text{und} \quad i\omega B_{az} = \frac{\partial E_{ax}}{\partial y}.$$

2.2.1 Modell 1

Für die Inversion wurden offensichtlich gestörte Daten nicht benutzt. Es waren bei BRAM nicht alle Frequenzen vermessen worden, und es wurde nur die E-Polarisation der Impedanzen benutzt, so daß von 6 (Stationen) · 18 (Frequenzen) · 3 (Komponenten) · 2 (Komplexe Werte) = 648 möglichen, 474 Daten invertiert wurden. Ein Modell, das die D-Anomalie weitgehend erklärt, ist in Abbildung 9 dargestellt. Der gute Leiter der unteren Kruste wölbt sich im Zentrum

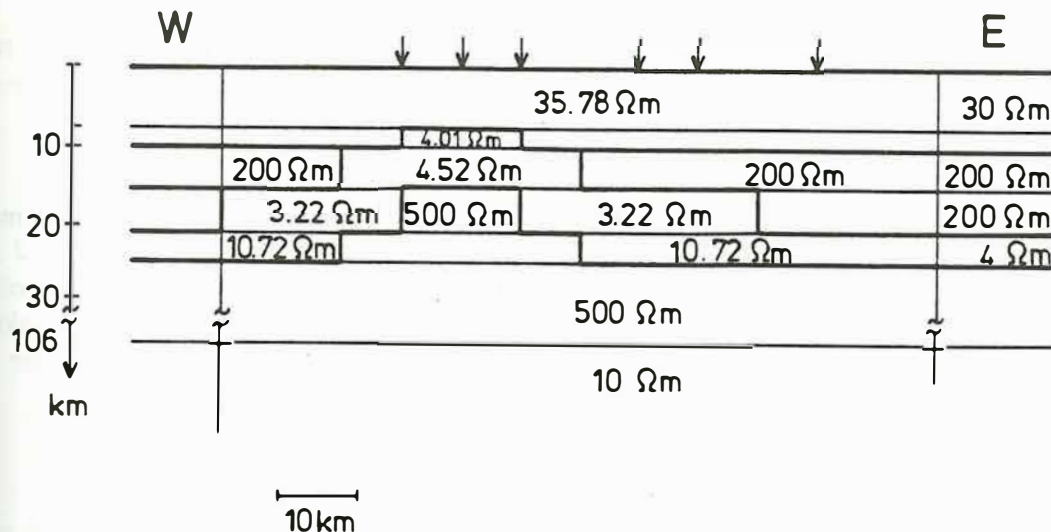


Abb. 9: 2-D Modell für die 5 Stationen meines Ostprofils und BRAM

der Anomalie bis zu 8 km Tiefe bei einer Dicke von 8 km auf. Das ergibt einen Leitwert von 1935 S. Die Anpassung für die Station FLIN, die fünfte des Profils in Abbildung 10, zeigt, daß die Anomalie sehr gut erklärt wird. Die Übereinstimmung im scheinbaren Widerstand ρ_a und in der Phase φ ist natürlicherweise gut, da die Werte ja gerade über die 1-D Inversion der E-Polarisation in das Modell eingegangen sind.

Die Abbildung 11 zeigt die über alle vorhandenen Frequenzen gemittelten Anpassungs- und Datenfehler. Während die Anpassung insgesamt sehr gut ist, ist die ρ_a -Anpassung von MOLL

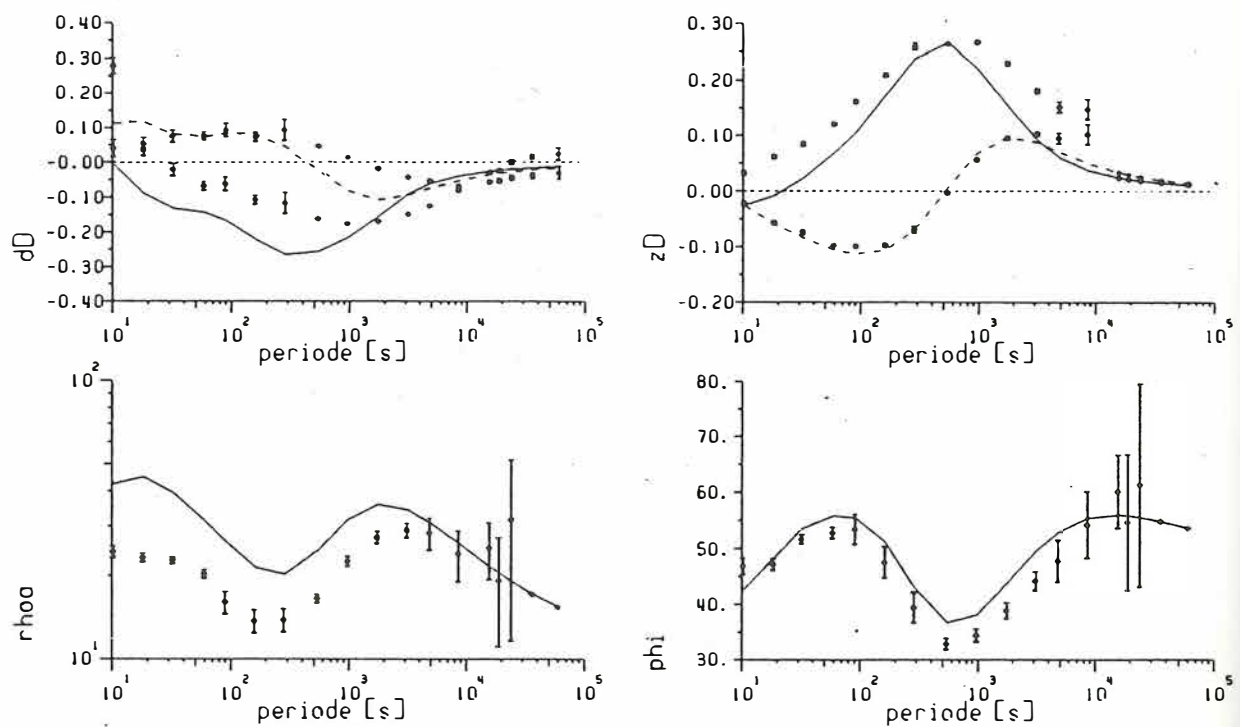


Abb. 10: Modell- und Felddaten für FLIN, die 5. Station des Ostprofils, für das Modell in Abbildung 9. Linien stellen die Modellwerte, Punkte mit Fehlerbalken die Meßwerte dar. Da nur die Impedanzen der E-Polarisation in die Modellfindung mit eingingen, ist auch nur ρ_a und φ der E-Polarisation dargestellt.

wegen der statischen Verschiebung durch oberflächennahe, lokale Leitfähigkeitskontraste sehr schlecht.

2.2.2 Modell 2

Die zweite Modellanpassung habe ich dann im südlichen Verlauf der Anomalie vorgenommen. Dort habe ich 15 Stationen über ein etwa 250 km langes Profil benutzt, in Abbildung 2 gestrichelt, und von dem oben beschriebene Modell ausgehend die Anpassung, hier aber ohne Impedanzen, versucht. Leichte Veränderungen zeigen dennoch eine gleichbleibende Struktur der Anomalie. Abbildung 12 zeigt das zweite Modell und Abbildung 13 die Anpassung der z_D Komponente über den Profilverlauf.

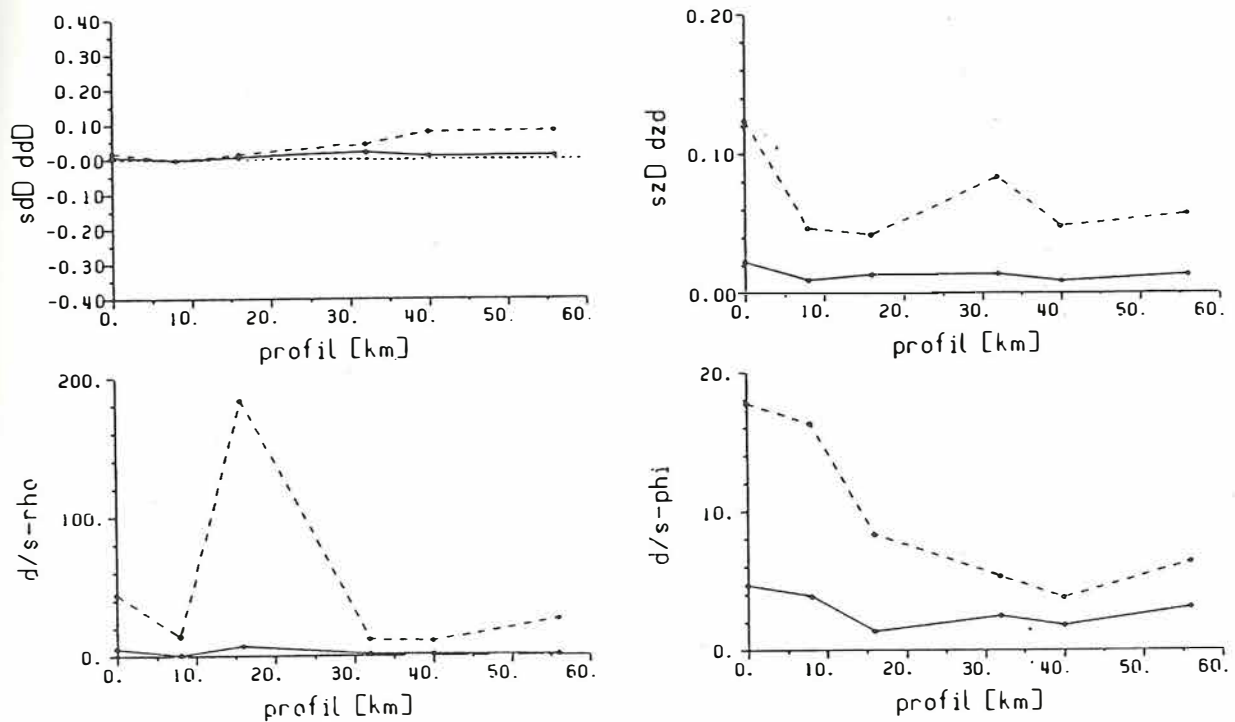


Abb. 11: Anpassungs- (---) und Datenfehler (—) für die sechs Stationen des Profils, über alle vorhandenen Frequenzen gemittelt.

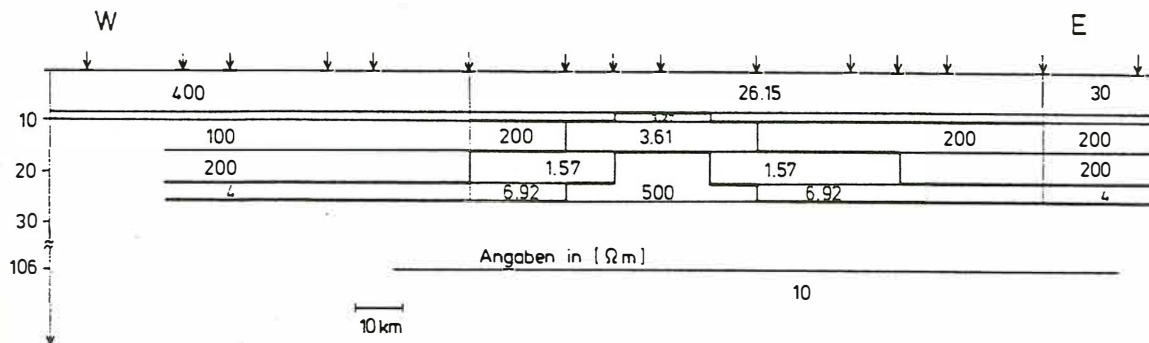


Abb. 12: 2-D Modell der Inversion für das südliche Profil (in Abb. 2 gestrichelt)

3 Schlußbemerkungen

Die Anomalie konnte über den gesamten Bereich der Ost-West Ausdehnung erklärt werden. Die Vorstellung der Aufwölbung der gutleitenden Schicht bietet eine Möglichkeit des Verstehens, ungeklärt bleibt der weitere Verlauf der D-Anomalie nach Süden. Die anomale Übertragungsfunktion des horizontalen Magentfeldes gibt ein Bild der Schichtung der Erdkruste wieder, die Isaonomenkarte kann nahezu als Karte der Topographie der gutleitenden Schicht der unteren Kruste angesehen werden.

Die 1-D Inversion der Impedanzen löst sowohl den an vielen Orten gefundenen guten Leiter der unteren Kruste auf, als auch eine gut leitende Schicht im oberen Erdmantel, die wegen der Richtungsabhängigkeit der Leitfähigkeit des Krustenleiters durch viel größere Eindringtiefen durch die Felder der B-Polarisation belegt ist.

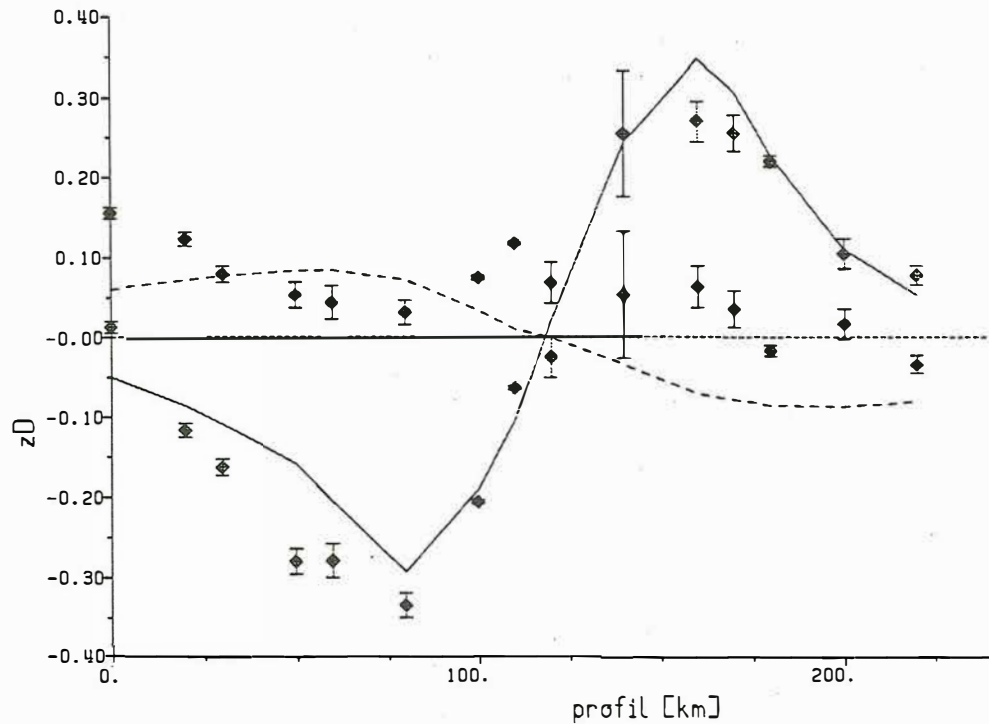


Abb. 13: Modell- (Linie) und Felddaten (Punkte mit Fehlerbalken) für das südliche Profil für die z_D Komponente

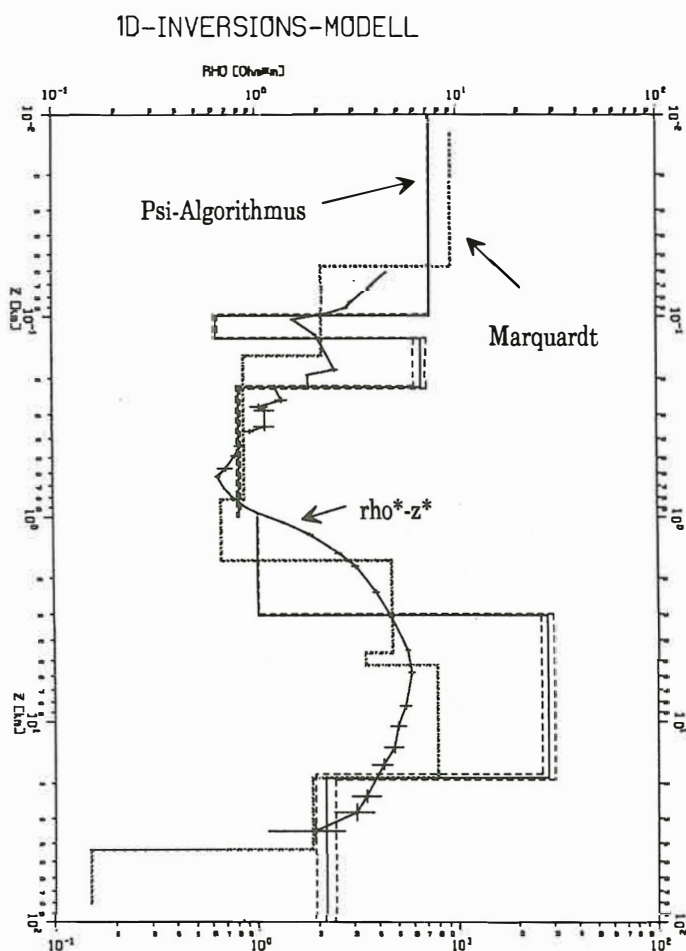
Literaturverzeichnis

- FLUCHE, B. Erdmagnetische Tiefensondierung und Magnetotellurik in der Hessischen Senke, Diplomarbeit, Inst. f. Geophysik, Göttingen, 1983.
- FRIEDRICHS, B. Erdmagnetische und magnetotellurische Tiefensondierung über der Mitteld-deutschen Kristallinschwelle in Thüringen, Diplomarbeit, Inst. f. Geophysik, Göttingen, 1993.
- PETER, CH. Die Göttinger D-Anomalie, Arbeitsstand der Untersuchung, in ETS Kolloquiumsband, Borkheide, 1992.
- PETER, CH. Kenngrößen des Impedanzensors., in diesem Kolloquiumsband, Hoechst, 1994.
- SCHMUCKER, U. Zur Modellerfindung in 2D, in ETS Kolloquiumsband, Borkheide, 1992.
- TEZKAN, B. Ein Interpretationsversuch zur Erklärung der konträren Phasenverläufe der E- und B-Polarisation am Ostrand der Hessischen Senke mit 2-D Leitfähigkeitsmodellen, in ETS Kolloquiumsband, Königstein, 1988.

Leitfähigkeitsstrukturen in Nordostdeutschland

Vorstudien

Bernhard Friedrichs, Göttingen



oberes Modell
4 Schichten, $s_0: 0.0108$, $\epsilon: 0.0986$, $d_0[\text{km}]: 0.055$, $\alpha: 0$
unteres Modell
3 Schichten, $s_0: 0.0148$, $\epsilon: 0.1276$, $d_0[\text{km}]: 3.6$, $\alpha: 0$

Abb. 1

1993 hat die Firma Metronix (Braunschweig) im Auftrag der BGR ein MT-Profil in Nordostdeutschland vermessen. Die Daten, die mir freundlicherweise von der BGR zur Verfügung gestellt wurden, bilden die Grundlage für vergleichende Modellstudien verschiedener Inversionsverfahren.

Die erste, wie immer unterschätzte Aufgabe, war die Migration der nach dem MT/EMAP Data Interchange Standard abgespeicherten Daten im EDI-File Format (Electrical Data Interchange) in das Göttinger Format für Übertragungsfunktionen (FTT/TFF).

Um Missverständnissen vorzubeugen: Den Programmierern ist dringend zu raten, das "edi"-Format zu benutzen. Dennoch kommt man nicht umhin, auch mit älteren Programmen zu arbeiten, die ihr eigenes Format benutzen.

Es wurde ein erster 1D-Modellvergleich zwischen den mit Geotools[®] gewonnenen und mit dem Ψ -Algorithmus bestimmten 1D-Modellen versucht.

In der BGR wurden mit Geotools die Modelle nach Marquardt bestimmt, nachdem als Startmodell eine Fischer-Inversion [Fischer et al., Geophys. J. R. astr. Soc. (1981) 67] benutzt wurde. Die Anzahl der Schichten und deren Leitfähigkeiten können dabei interaktiv am Bildschirm verändert werden, um dann erneut ein Modell zu bestimmen. Zum Vergleich wurde eine beliebige Station (Rechtswert: 4595678, Hochwert: 5915346) ausgewählt, bei der eine 1D Inversion nach dem Ψ -Algorithmus [Schmucker, Grafrath 1974, EMT-Kolloq.] mit einem Programm von U. Schmucker und B. Siemon bestimmt wurde.

Wie in Abb. 1 zu erkennen ist, konnte mit dem Ψ -Algorithmus nicht über das gesamte Frequenzspektrum invertiert werden. Das Spektrum sollte bei der Inversion weniger als 2-3 Dekaden umfassen; ist das nicht der Fall, kann man das Spektrum unterteilen und mit den kurzperiodischen Übertragungsfunktionen beginnend ein Modell bestimmen und für die Inversion der niederfrequenten Daten einen daraus bestimmten Leitwert der Deckschicht eingeben. Eine andere Methode ist das Einführen von Schichtgewichten, die mit wachsender Periode zunehmen.

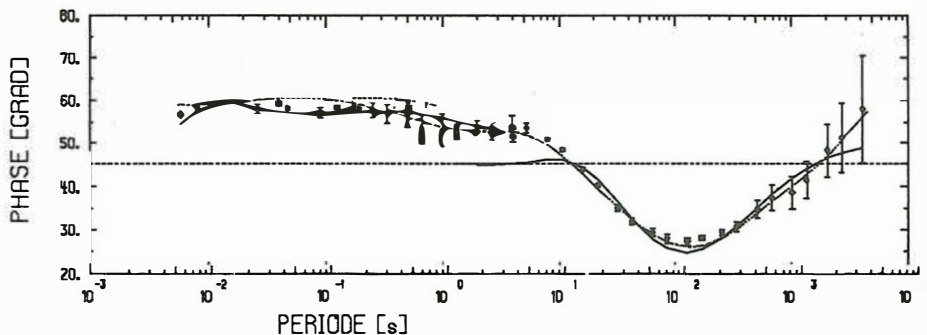


Abb. 2, Messwerte und Modellwerte der Phase

Der Anpassungsfehler des Modells (Ψ -Algorithmus) liegt etwa um einen Faktor Zehn höher als der Datenfehler. Es war nicht im entferntesten möglich, in die Nähe des Datenfehlers zu gelangen.

Beim Arbeiten mit Geotools fällt auf, dass der Modellfehler nicht mit angegeben wird; dadurch wird eine Interpretation erschwert, und die Güte der Anpassung bleibt unklar.

Beide Modelle zeigen gute Leiter in geringen Tiefen, dann einen etwas schlechteren Leiter (10 Ω m) in etwa 10 km Tiefe und abschliessend wieder einen guten Leiter. Der sehr gute Leiter in etwa 40 km Tiefe, der das Ansteigen der Phase in den letzten Perioden erklären kann (Abb. 2), wird nur bei der Inversion nach Marquardt herausgearbeitet. Auch eine weitere Konzentration der Daten auf die letzten Perioden zeigt beim Ψ -Algorithmus keinen Leiter unter 1 Ω m, wenngleich eine etwas bessere Anpassung im Phasenverlauf und scheinbaren Widerstand (weniger Daten) erreicht wird. Beide Modellkurven können aber die Phase im Rahmen ihres Fehler erklären.

Die Darstellung der Fehlerbalken im Phasendiagramm (Programm B. Siemon) ist korrekt, während hingegen Geotools hier keine Fehlerbalken einzeichnete (versteckte Option??). Es bleibt hier also unklar, welcher Spielraum vorhanden ist, um etwa zwei benachbarte Stationen aneinander anzupassen.

Insgesamt bleibt zu sagen, wer viele Stationen (45) bearbeiten möchte und Daten hat, die ein grosses Frequenzspektrum umfassen, ist mit Programmen wie Geotools insofern gut bedient, dass er sich schnell einen korrekten Überblick über grosse Datenmengen verschaffen kann. Die schönende Darstellung ohne Modellfehler, bzw. zu kleinem oder keinem Datenfehler ist nicht zeitgerecht. Auf den Plots sollte zumindest der mittlere Anpassungsfehler mit angegeben sein. (Die numerische Ausgabe der Modellwerte müsste also angefügt werden). Die Göttinger Programme erlauben es dagegen, die Daten inclusive ihres Fehlers zu interpretieren; mit anderen Worten: dass das nach dem Ψ -Algorithmus invertierte dem mit Geotools invertierten Modell äquivalent ist, ist erst durch die Hinzunahme des Datenfehlers zu erkennen.

N. Hoffmann, B. Fluche, W. Müller (BGR):

***Erste Ergebnisse neuer magnetotellurischer Messungen in Nordostdeutschland
- ein Statusbericht***

Vorbemerkungen:

In Nordostdeutschland wurden magnetotellurische Messungen in den 60er Jahren bis Anfang der 70er Jahre durch den ehemaligen VEB Geophysik Leipzig auf einem Profil Rügen - Harz sowie auf einem kürzeren Profil in Mecklenburg-Vorpommern durchgeführt. In den späteren Jahren erfolgte die wissenschaftliche Bearbeitung der magnetotellurischen Ergebnisse vorwiegend an der Bergakademie Freiberg unter Leitung von Prof. G. PORSTENDORFER. Eine Zusammenfassung und Bewertung der erzielten Ergebnisse publizierten in jüngster Zeit GÖTHE (1990) und RITTER (1990).

Die Tiefensondierungen ergaben jedoch bald, daß es unter dem schlechtleitenden Zechsteinsalinar im Präsalinar gutleitende Schichten gibt (PORSTENDORFER, 1975), die entsprechend den damals vorhandenen Tiefbohraufschlüssen als gutleitende Zonen im sedimentären Rotliegenden gedeutet wurden. Eine Zuordnung der gesamten Präzechstein-Restlängsleitfähigkeit auf das sedimentäre Rotliegende würde jedoch bedeuten, daß mit hohen Porositäten und Mächtigkeiten gerechnet werden müßte, die durch Bohrungen bisher nicht bestätigt werden konnten. Daher wurde die Ursache für höhere Restlängsleitfähigkeiten bereits auch früher in tieferen Schichtenfolgen gesucht. Als derartige Schichten könnten die z.T. hoch inkohlten organischen Substanzen des Karbon und/oder thermisch aktivierte Gesteine in der tieferen kristallinen Kruste und im oberen Mantel in Frage kommen (PORSTENDORFER et al., 1976).

Flächendeckende magnetotellurische Sondierungen in Nordwestdeutschland, die in den Jahren 1971 bis 1985 von der BGR Hannover durchgeführt wurden (Abb. 1), führten zu neuen Erkenntnissen über die Existenz und Deutung von Restlängsleitfähigkeiten (KNÖDEL et al. 1978, LOSECKE et al. 1979).

Nach neueren Untersuchungen an präpermischen Proben aus Tiefbohrungen wird eine Ursache für das Auftreten gutleitender Schichten in der regionalen Verbreitung mächtigerer unterkarbonischer und/oder oberkambrisch/unterordovizischer Schwarzschiefer, die einen hohen Kohlenstoff- und Pyritgehalt aufweisen, gesehen (JÖDICKE 1990, HOFFMANN & JÖDICKE 1993). Ziel der Neuvermessung in Nordostdeutschland ist es, Gebiete mit erhöhten elektrischen Restlängsleitfähigkeiten im tieferen präpermischen Untergrund nachzuweisen, die möglicherweise auf die Existenz von altpaläozoischen Schwarzschiefern zurückzuführen sind. Diese können als potentielle Muttergesteine für die Entstehung von Tiefengas angesehen werden. Es ist unbestritten, daß zur Erklärung erhöhter elektrischer Leitfähigkeiten auch andere Ursachen eine Rolle spielen können (JÖDICKE 1990).

Feldmessungen:

Im Zeitraum von Februar bis Mai 1993 wurden entlang der geplanten Meßprofile (Rügen - Flechtinger Scholle, Usedom - Woldegk sowie Raum Wittenberge) von der Fa. Metronix GmbH (Braunschweig) und Geophysik GGD (Leipzig) magnetotellurische Messungen im Auftrag durchgeführt. Die Messungen wurden im Frühjahr 1994 um weitere zwölf Stationen im Raum Wismar-Schwerin sowie entlang eines Profils von Wismar nach Lüneburg ergänzt. Somit liegen Registrierungen von 57 Meßorten vor (Abb. 1).

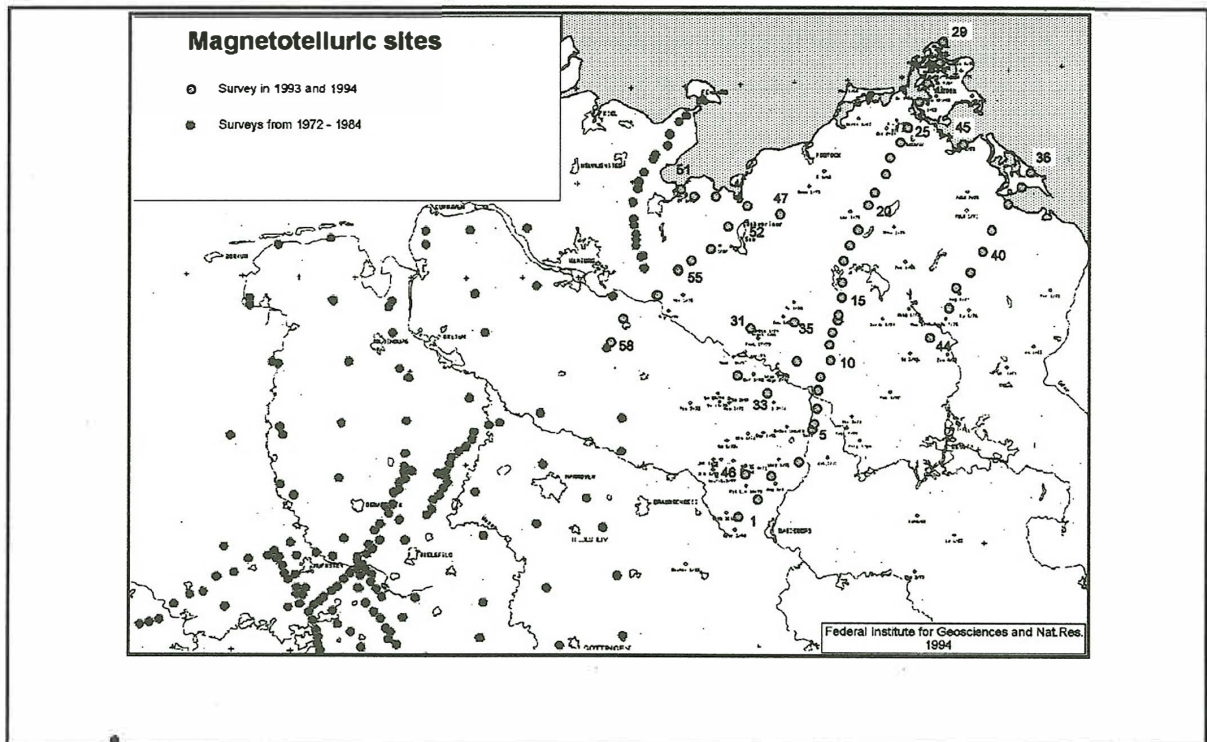


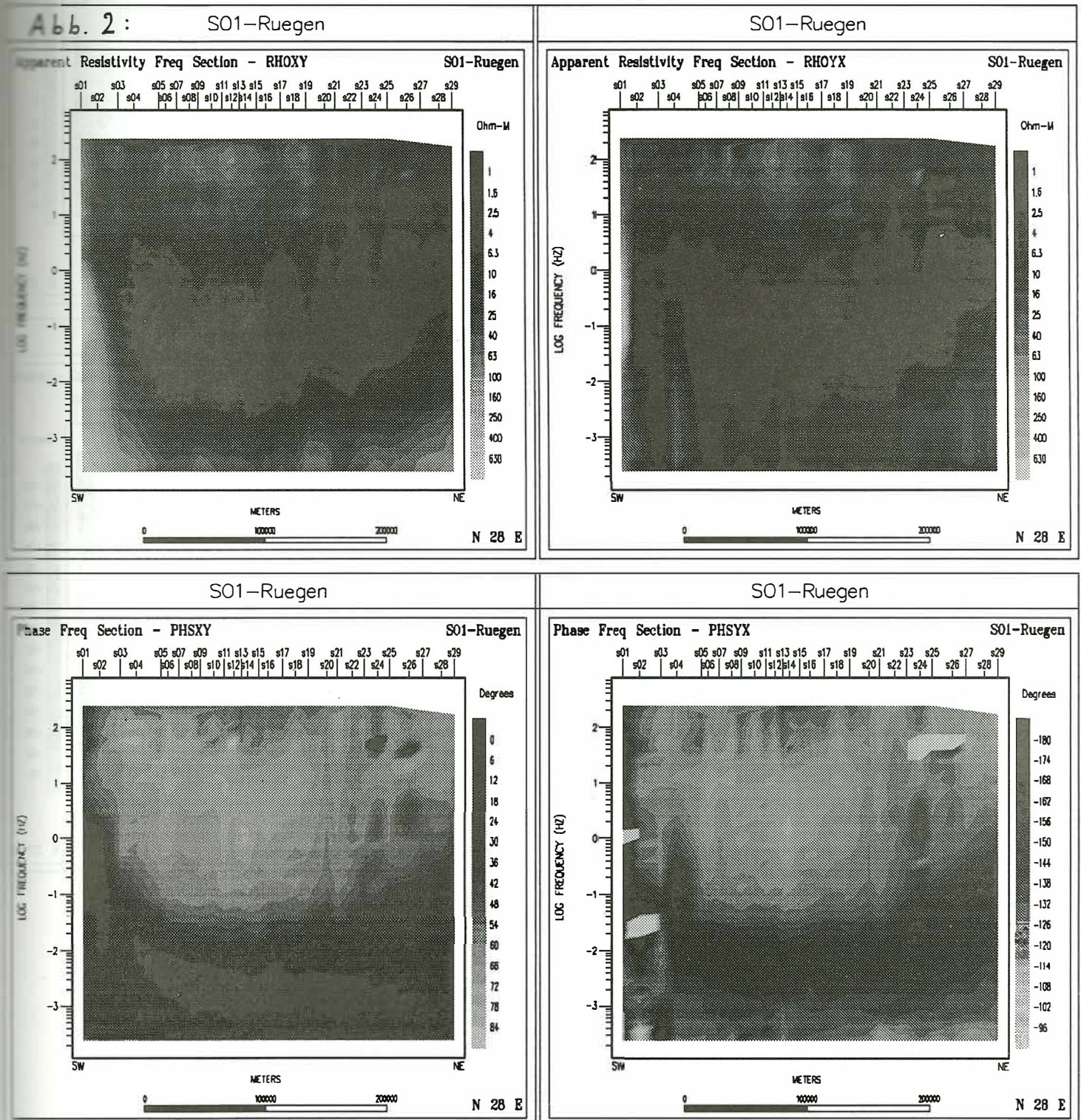
Abb. 1: Übersichtskarte der magnetotellurischen Messungen. Die neuen Stationen mit den Messungen von 1993 und 1994 sind durch Nummern gekennzeichnet, auf die im weiteren Text Bezug genommen wird.

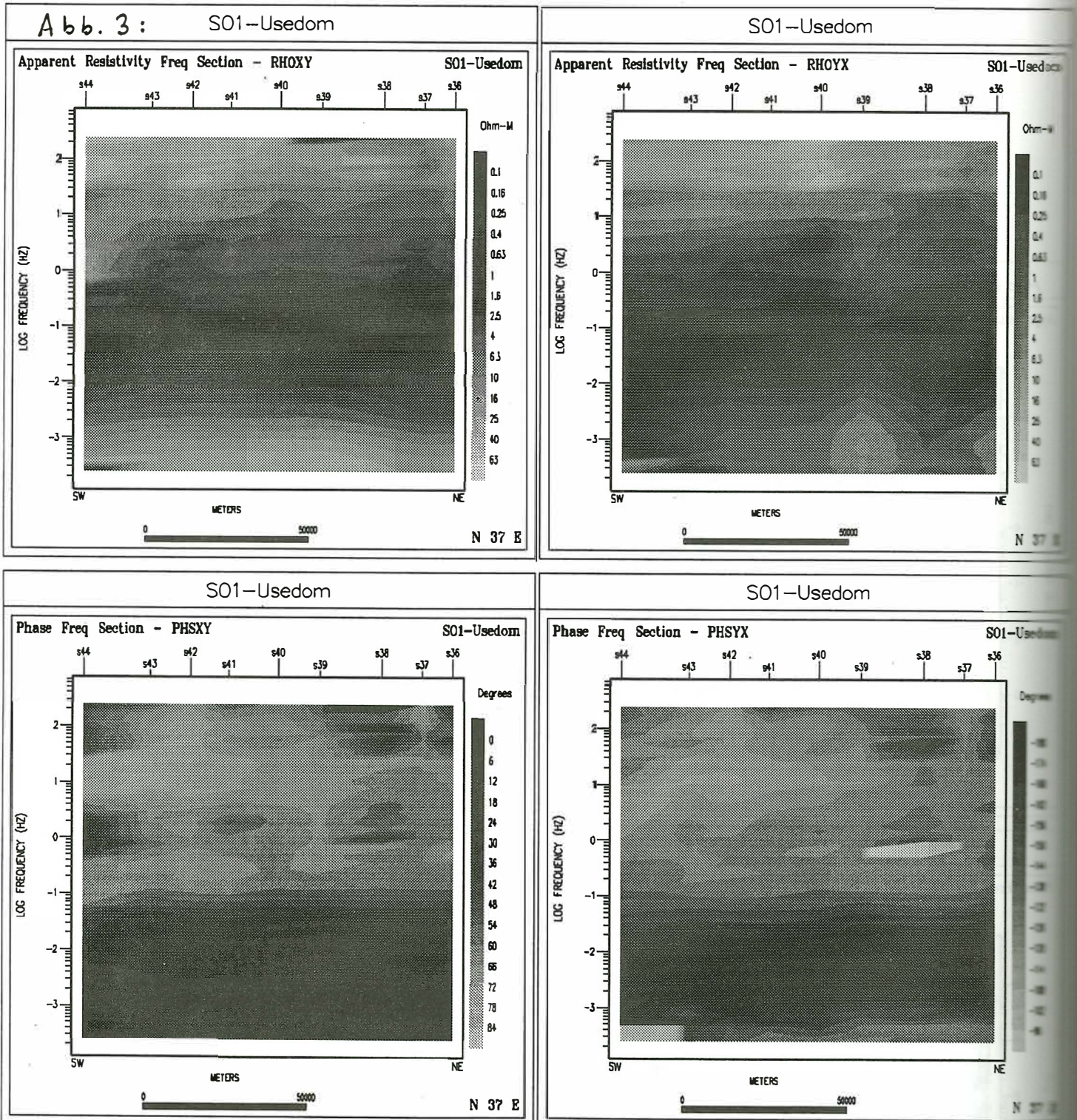
Die durchschnittliche Registrierdauer betrug etwa eine Woche pro Meßpunkt; es wurden bis zu fünf Meßstationen gleichzeitig eingesetzt. Die Datenqualität war - abgesehen von drei Stationen, die glücklicherweise am Rand der Meßprofile lagen - zumindest brauchbar, häufig gut bis sehr gut. Die Rohdaten wurden von der Fa. Metronix prozessiert und standen uns für die weitere Auswertung in Form von Spektren zur Verfügung. Diese wurde mit der Auswertungs- und Interpretationssoftware GEOTOOLS durchgeführt.

Bisherige Ergebnisse:

Der Verlauf der großräumigen geologischen Strukturen (Abb. 10) läßt erwarten, daß die Streichrichtung im Süden des Profils genau Ost-West ist. Durch die um etwa 20° geneigte strike-slip-Störung dürfte dies dort allerdings in der Bestimmung der Vorzugsrichtung zu Schwierigkeiten führen (3D-Effekte). Einfacher sieht es im Bereich der Insel Rügen aus: Hier konnte aus Impedanz- und Tipperwerten ein Drehwinkel von ca. 20° (bzw. -70°) ermittelt werden, der auch als Wert für die Drehung des gesamten Profils angesetzt wurde.

Abb. 2 zeigt den Verlauf des scheinbaren Widerstandes ρ_a und der Phase φ entlang des Rügen-Profils, in Abb. 3 sind dieselben Parameter für das Usedom-Profils dargestellt. Dabei wurden die Daten auf die bereits erwähnte Vorzugsrichtung gedreht.





Der Verlauf von ρ_a und φ hat die für eine Beckenstruktur typische Charakteristik: Bis zu einer Periode von einigen hundert Sekunden ähnelt sich der Verlauf in beiden Polarisationen. Für die langen Perioden steigt ρ_{axy} an, während ρ_{ayx} betragsmäßig unterhalb von ρ_{axy} bleibt. Prägend für den Gesamt-Widerstandsverlauf ist das Nordostdeutsche Sedimentbecken, das offenbar in der Lage ist, tiefer liegende gute Leiter abzuschirmen, so daß zur Auflösung solcher Strukturen hohe Anforderungen an die Datenqualität gestellt werden müssen. Einen ähnlichen Verlauf weist auch das Usedom-Profil auf.

Abb. 4 zeigt einige ausgewählte ρ_a -Kurven im Norden des Meßgebietes: An den Stationen 26 bis 29 ist mit zunehmender Deutlichkeit ein lokales Minimum im Verlauf von ρ_{axy} zu erkennen. Dies deutet auf einen guten Leiter im tieferen Untergrund hin. Das gleiche gilt für die beiden nördlichsten Stationen 36 und 37 im Bereich der Insel Usedom (hier nicht abgebildet).

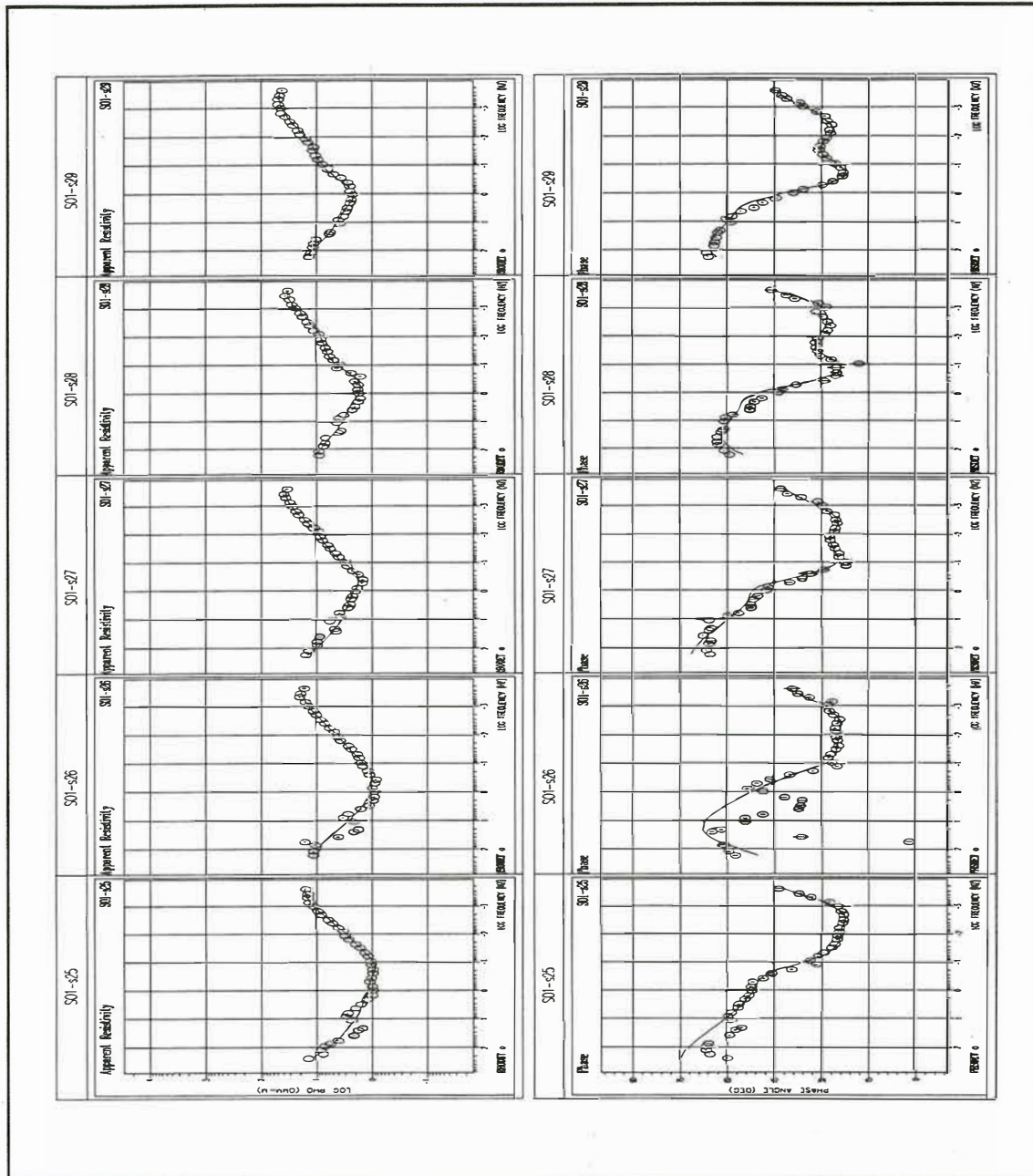


Abb. 4: Magnetotellurische Sondierungskurve für den scheinbaren Widerstand ρ_a und die Phase φ an den fünf nördlichsten Stationen des Rügen-Profiles. Auf einen guten tiefliegenden Leiter deuten sowohl das lokale Minimum in der ρ_a -Kurve als auch - im direkten Zusammenhang damit - die deutliche Aufwölbung in den Phasenkurve im Periodenbereich von etwa 100 s - 500 s hin. Dieser Effekt beginnt bei Station 26 und nimmt nach Norden hin zu.

Die ρ_a -Kurven sämtlicher Stationen wurden mit dem OCCAM-Verfahren invertiert, um die Konsistenz von ρ_a und φ zu überprüfen; dieser Test verlief in den meisten Fällen erfolgreich (Abb. 5):

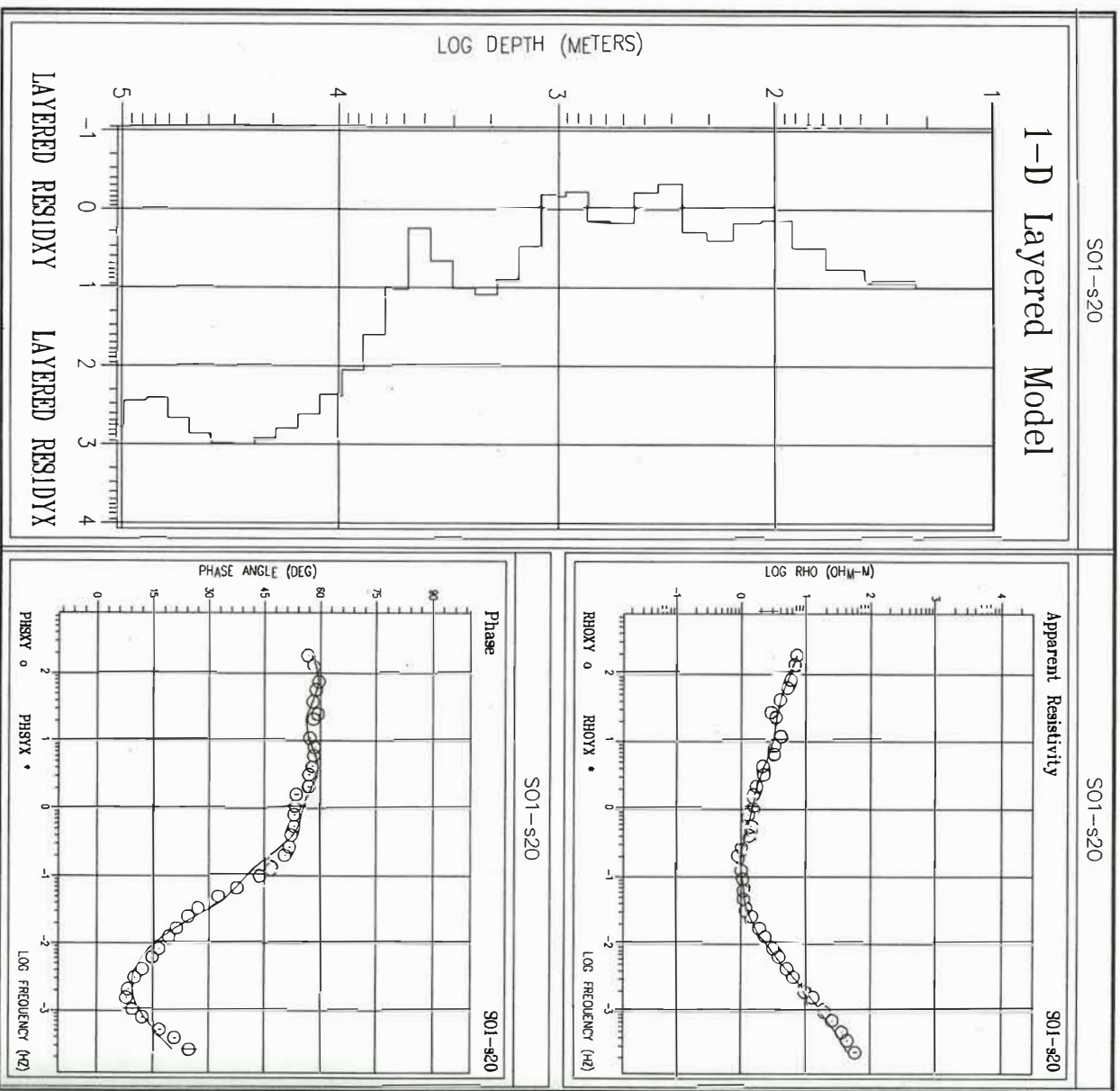


Abb. 5: Inversion der ρ_a -Kurve nach OCCAM für eine Station (Nr. 20) auf dem Rügen-Profil zur Überprüfung der Konsistenz zwischen den Kurven des scheinbaren Widerstandes und der Phase. Die hier gezeigte gute Übereinstimmung ist an fast allen ungestörten Stationen gegeben.

Für eine 1D-Interpretation wurden die Daten des Rügen-Profiles mit dem MARQUARDT-Verfahren behandelt. Um von (willkürlichen) Streichrichtungen unabhängig zu sein, wurde die Determinante des Impedanzensors als Inputparameter verwendet. Als Zusatzinformation gingen die aus der Geologie bekannten Schichtgrenzen ein, so daß die verbleibende Information voll in die Bestimmung der Schichtwiderstände einfließen konnte. Abb. 6 zeigt einen geologischen Schnitt und die bestimmten Schichtwiderstände:

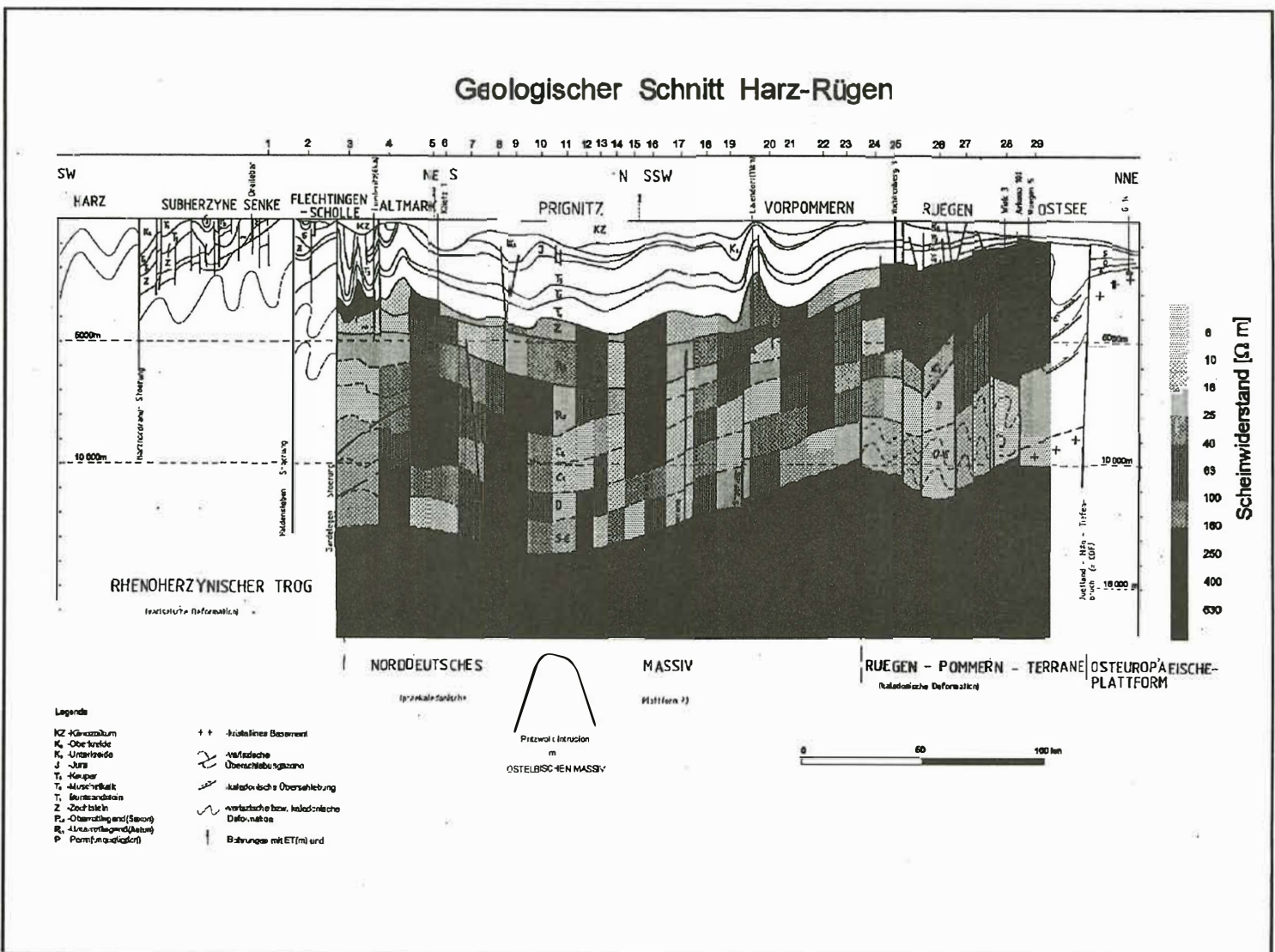


Abb. 6: Geologischer Schnitt entlang des Rügen-Profil mit den durch MARQUARDT-
Inversion bestimmten Schichtwiderständen

Darüber hinaus wurden für dieses Profil die *integrierten Restlängsleitfähigkeiten* unterhalb des Zechsteins bestimmt. Dazu wurden - beim kristallinen Basement beginnend - für die einzelnen stratigraphischen Schichten das Produkt aus Schichtmächtigkeit d_i und der Leitfähigkeit $\sigma_i = 1/\rho_i$ berechnet und additiv nach oben aufgetragen (Abb. 7). Dabei ist deutlich zu sehen, daß im Bereich der Insel Rügen der Hauptbeitrag zu der Gesamt-Restlängsleitfähigkeit bereits von den "untersten" altpaläozoischen Schichten stammt. Nach Süden hin nimmt die Leitfähigkeit generell ab, wobei sich die leitfähigen Schichten offenbar zu immer geringeren Tiefen verlagern.

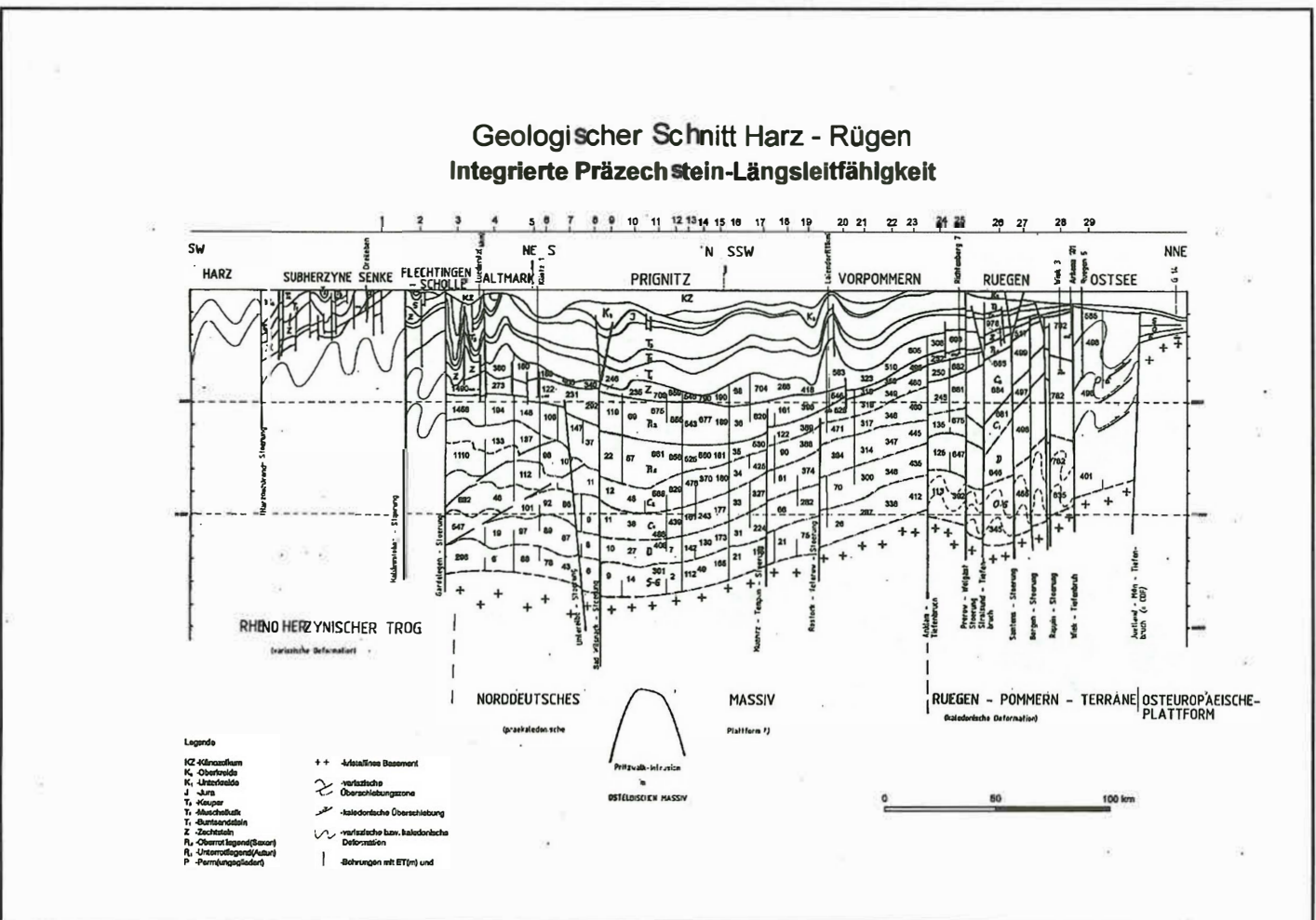


Abb. 7: Restlängsleitfähigkeiten des Präzechstein in Siemens

Da die relativ mächtige Sedimentbedeckung mögliche gute tieferliegende Leiter abschirmt, müssen diese eine gewisse Mindestmächtigkeit bzw. einen entsprechenden Leitwert besitzen, um erkannt zu werden. Dies ist nur bei einer hohen Datenqualität möglich.

Recht deutlich ragt der Bereich des Pritzwalk-Massivs (Potentialfeldanomalie) heraus, wo aufgrund der Inversionsergebnisse im Bereich Oberkarbon-Unterrotliegend eine im Vergleich zur Umgebung erhöhte Leitfähigkeit angenommen werden kann. Was dies für die geologische Interpretation der Pritzwalk-Anomalie zu bedeuten hat (Manteldiapir oder Aufwölbung der Moho), die auch mit magnetischen, gravimetrischen und tiefenseismischen Messungen nachgewiesen wurde (HOFFMANN & STIEWE 1994), muß noch anhand weiterer Meßergebnisse modelliert werden.

Für das Usedom-Profil wurde ebenfalls eine 1D-MARQUARDT-Inversion durchgeführt, wobei hier allerdings - noch - keine Schichtgrenzen vorgegeben wurden. Dennoch lassen die Ergebnisse Rückschlüsse auf die Existenz eines - allerdings in zu großer Tiefe liegenden - guten Leiters zu (Abb. 8). Dies muß wie beim Rügen-Profil durch die Einbeziehung von stratigraphischen Informationen noch präzisiert werden:

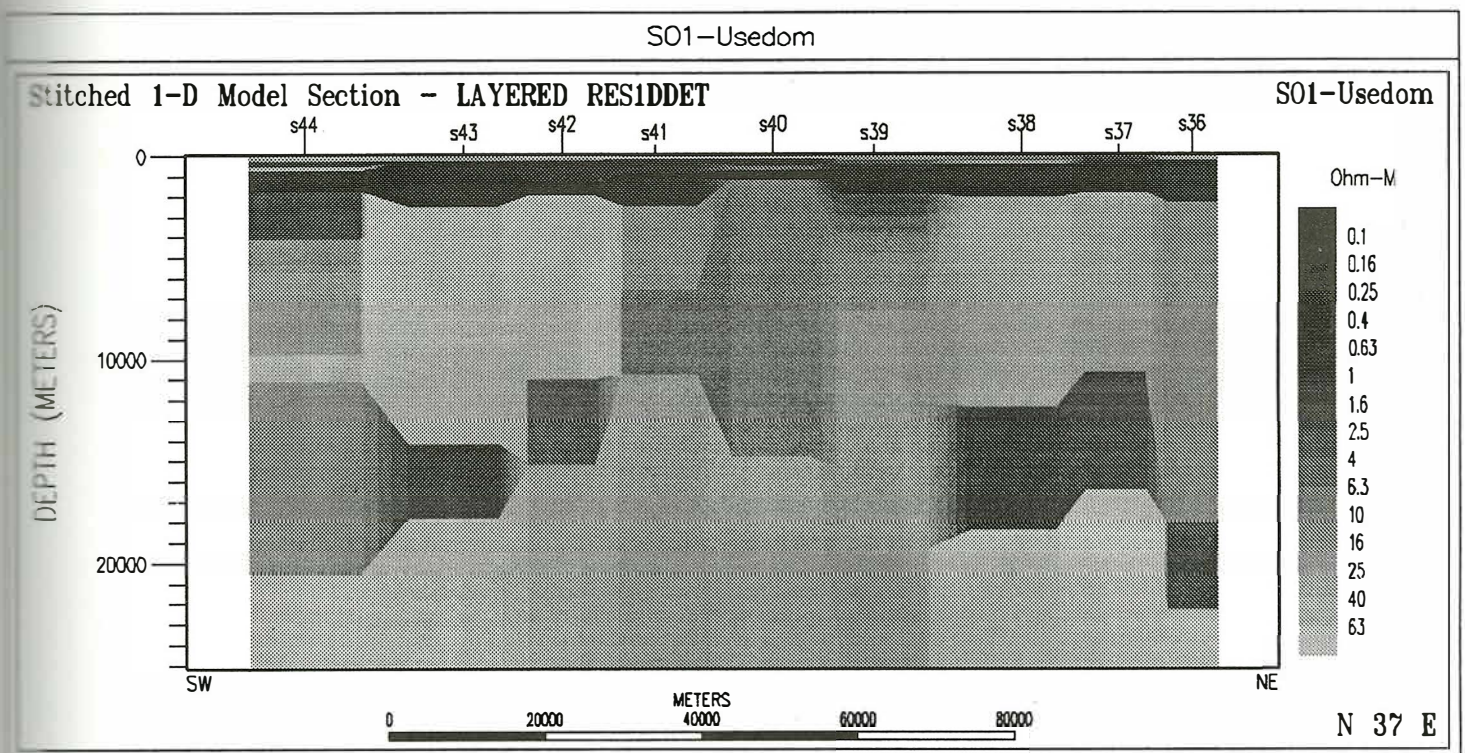


Abb. 8: Eindimensionale Widerstandsmodelle entlang des Usedom-Profiles

Die Auswertung des vertikalen Magnetfeldes H_z erfolgt als Darstellung von Induktionspfeilen: Hier sind die Perioden 256s, 1024s und 4096s ausgewertet (Abbn. 9a-c). Während die kürzeste Periode zeigt, daß- wie erwartet - im oberen Tiefenbereich des Nordostdeutschen Beckens eine weitgehend eindimensionale Leitfähigkeitsverteilung vorherrscht, lassen die längeren Perioden auf heterogene Leitfähigkeitsverhältnisse schließen. Als Ursache kommen möglicherweise Prozesse, die mit der Entstehung des Norddeutschen Beckens in Zusammenhang stehen, in Betracht (BACHMANN & HOFFMANN 1994).

Die Induktionspfeile haben bei langen Perioden zum Teil recht große Pfeillängen, und es ist vor allem auf dem Rügen-Profil ein großräumiges Umklappen der Richtungen zu erkennen. Diese Ergebnisse stimmen sehr gut mit denen von PORSTENDORFER und GÖTHE aus den 60er Jahren überein. Da die Induktionspfeile immer vom guten Leiter wegzeigen, läßt ihre Richtung auf einen gutleitenden Bereich (Norddeutsches Becken) schließen, der im Norden und im Süden von Gebieten mit geringerer Leitfähigkeit begrenzt wird. Besonders interessant ist der Verlauf der Induktionspfeile an den fünf singulären Stationen im Raum Wittenberge: Die beiden nördlichen Stationen zeigen deutlich kürzere Pfeillängen als die drei südlichen, was auf eine trennende Leitfähigkeitsgrenze hindeutet. Eine Ursache hierfür könnte in Zusammenhang mit "strike-slip"-Bewegungen am Arendsee-Tiefenbruch (Abb. 10) stehen.

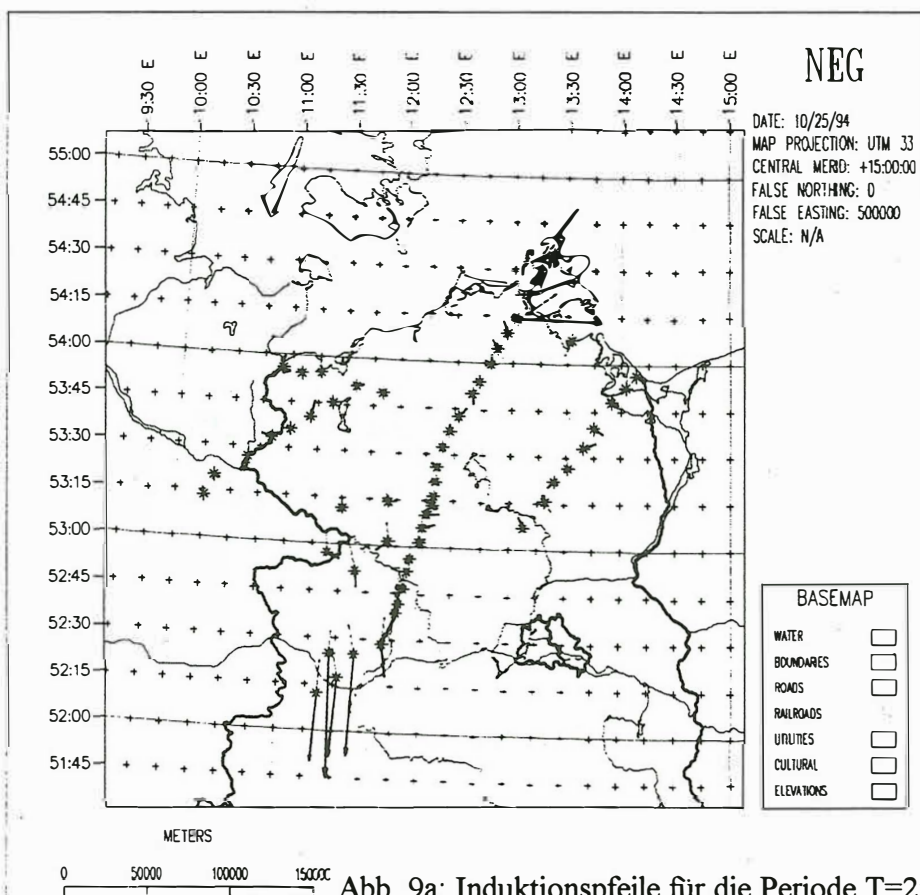


Abb. 9a: Induktionspfeile für die Periode $T=256$ s

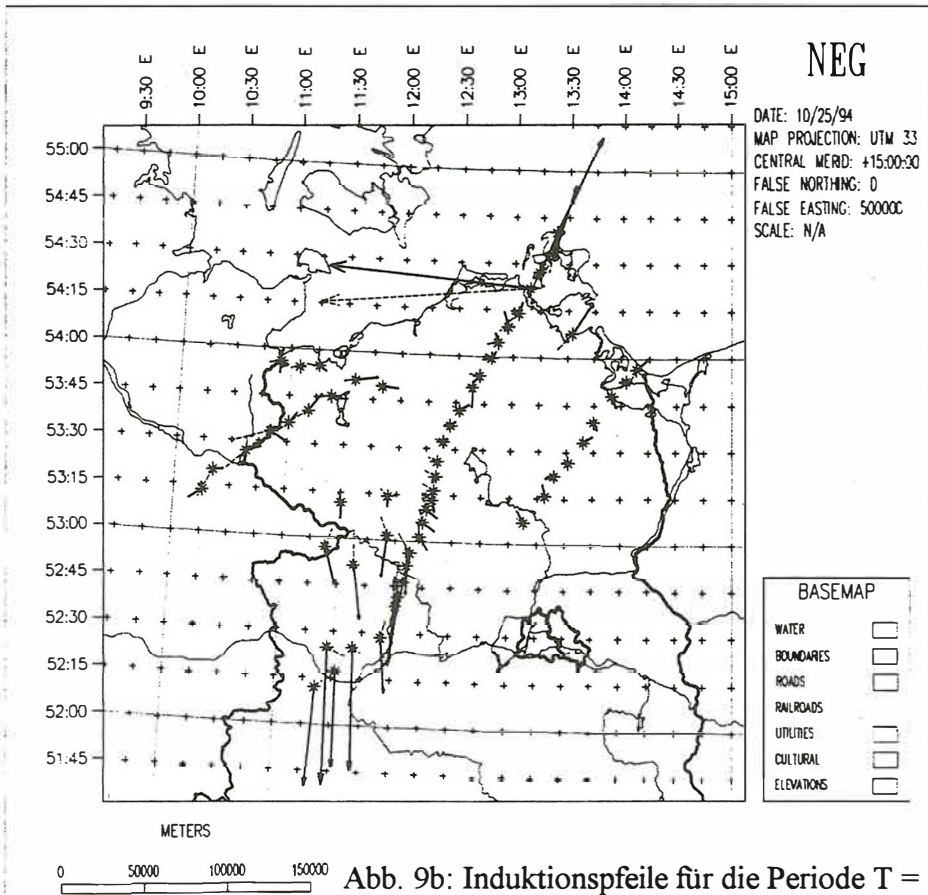


Abb. 9b: Induktionspfeile für die Periode $T = 1024$ s

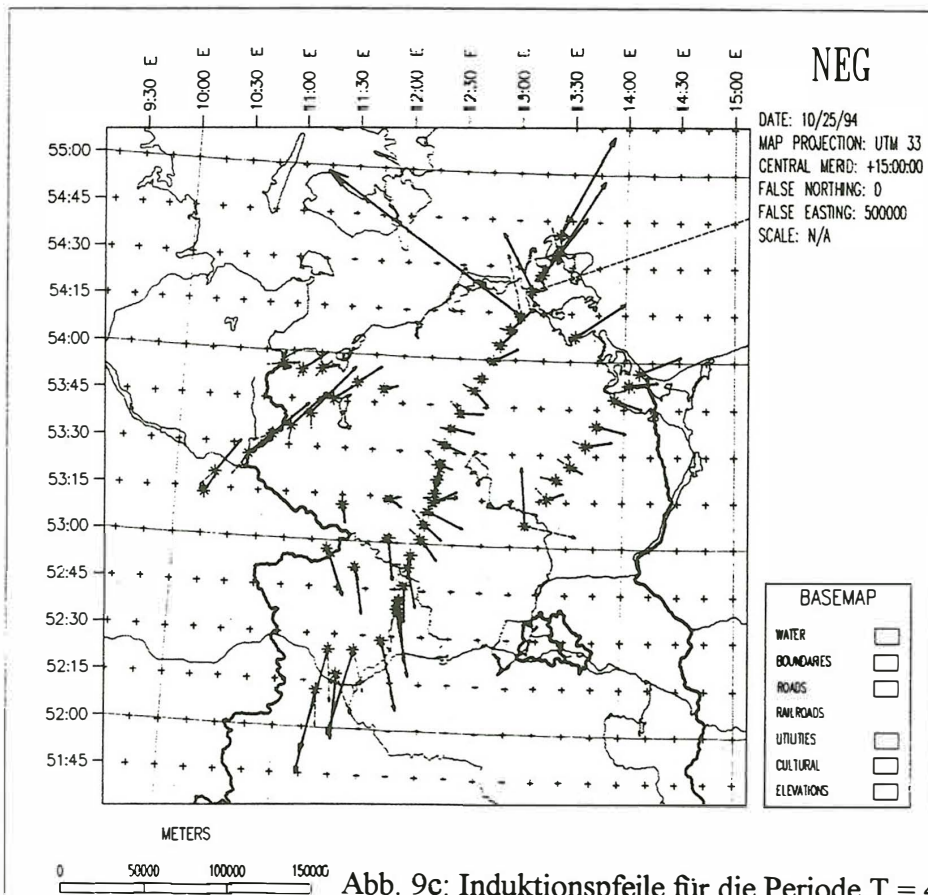


Abb. 9c: Induktionspfeile für die Periode $T = 4096$ s

Eine erste geologische Modellierung von MT-Ergebnissen

Die integrative Modellierung der geologisch-geophysikalischen Daten aus dem tieferen Untergrund des Norddeutschen Beckens ergibt, daß das Basement als eine eigenständige tektonische Einheit zwischen dem Rand der Osteuropäischen Plattform (OEP) und einer das Varistikum im Süden begrenzenden Mitteleuropäischen Suture (FRANKE 1990) anzusehen ist (Abb. 10). Für diese tektonische Einheit finden sich in der neueren internationalen Literatur verschiedene Bezeichnungen (Norddeutsches Massiv - HOFFMANN et al. 1989, East Avalonia - u.a. TORSVIK & TRENCH 1991, Cadomia - MEISSNER 1992). Einigkeit besteht jedoch darin, daß diese Einheit weitgehend als präkambrisch konsolidiertes (cadomisch?) Terrane anzusehen ist, das im Verlauf des Altpaläozoikums von Süden (Gondwana) an die OEP andockt wurde. Unterschiedliche Ansichten ergeben sich hinsichtlich der tektonischen Linie, die die Grenze zwischen dem Terrane und der OEP widerspiegelt.

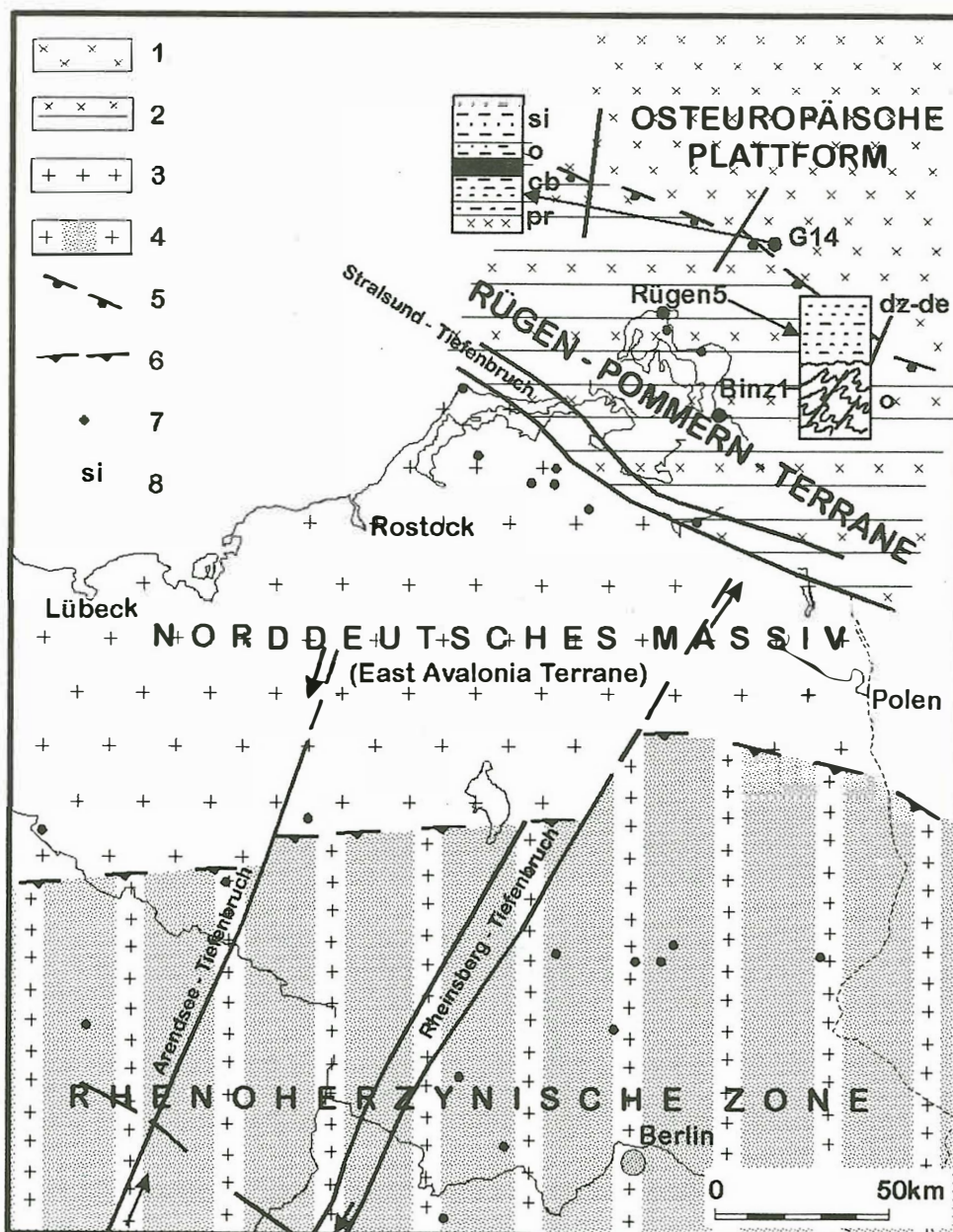


Abb. 10: Schema der tektonischen Felderung nach dem Alter des Grundgebirges (Erläuterungen umseitig)

Erläuterungen zu Abb. 10

- 1 - Basement präkambrisch konsolidiert
- 2 - kaledonisches Faltingsgebiet (Überschiebungsgürtel?), Basement vermutlich präkambrisch konsolidiert (=OEP)
- 3 - prävariszisch konsolidiertes Basement (cadomisch?), überlagert von kaledonischen(?) und variszischen Plattformsedimenten, Oberkarbon in molassischer Entwicklung
- 4 - variszisches Faltingsgebiet (Überschiebungsgürtel), Oberkarbon mit flyschoider Entwicklung, prävariszisch konsolidiertes Basement (cadomisch?) des Norddeutschen Massivs, überlagert von kaledonischen Plattformsedimenten (?)
- 5 - Außenrand der kaledonischen Faltings- und Überschiebungs-(Stapelungs-)Tektonik (CDF)
- 6 - Außenrand der variszischen Faltings- und Überschiebungs-(Stapelungs-)Tektonik (VDF)
- 7 - wichtige Präpermbohrungen, pr - Präkambrium, cb - Kambrium, o - Ordovizium, si - Silur, dz-de - Ems-Eifel

Zu dieser Fragestellung können die MT-Ergebnisse möglicherweise einen Beitrag liefern: Es zeigt sich, daß auf Rügen im Teufenintervall von ca. 9-11 km (Abb. 5 u. 6) ein guter elektrischer Leiter vorhanden ist. In Analogie zu den Ergebnissen der Bohrung G14, die ca. 40 km nordöstlich von Rügen im Bereich der Ostsee abgeteuft wurde (FRANKE et al. 1994) und ca. 70 m oberkambrische/unterordovizische Schwarzschiefer mit hohem TOC-Gehalt (ca. 9%) und dispers verteilten Pyrit (ca. 23%) aufgeschlossen hat, könnte die gute elektrische Leitfähigkeit im tieferen Untergrund Rügens ebenfalls auf Schwarzschiefer zurückzuführen sein. Messungen an letzteren aus dieser Bohrung zeigen, daß nicht unbedingt reiner Graphit notwendig ist, um hohe Leitfähigkeiten zu erreichen. Die gemessenen Werte liegen bei max. 2 Ω m (JÖDICKE, pers. Mittlg.).

Die auf Rügen abgeteufte Bohrung Rügen 5 (ET 3892 m) und Binz 1 (ET 5220 m) haben ordovizische Sedimente in grauacknäherlicher Fazies aufgeschlossen, die tektonisch intensiv deformiert sind (KATZUNG et al. 1993). Diese werden faziesbedingt keine höheren elektrischen Leitfähigkeiten aufweisen. Demzufolge ist damit zu rechnen, daß im Liegenden dieser deformierten Sedimente undeformierte altpaläozoische Plattformablagerungen auftreten können.

Sollte diese lithofazielle Interpretation der MT-Ergebnisse zutreffen, so liegt der Rand der OEP wesentlich weiter südlich als bisher allgemein angenommen und zwar im Bereich des Stralsund-Tiefenbruchsystems, das als Teilelement der Transeuropäischen Störung angesehen wird (BERTHELSEN 1992).

Im Ergebnis des postulierten Andockens des Terrane East Avalonia (=Norddeutsches Massiv) an die OEP im Grenzbereich Silur/Devon kam es auch zur Überschiebung der ordovizischen grauacknäherlichen Sedimente, deren Ablagerungsraum südlich des vermuteten Südrandes der OEP - d.h. im Raum Mecklenburg-Vorpommern - anzunehmen ist (GIESE et al. 1994), auf die altpaläozoischen Plattformablagerungen der OEP. Die basalen Überschiebungsflächen (sole thrust, detachment) könnten in den Schwarzschiefern liegen. Als unmittelbare Folge dieses Vorgangs

kam es wahrscheinlich zu Veränderungen der p-T-Bedingungen, die ihren Ausdruck auch in einer Erhöhung der elektrischen Leitfähigkeiten gefunden haben.

Die heutige Nordgrenze der kaledonischen Überschiebung (CDF) liegt nördlich von Rügen (Abb. 10).

Der Bereich der kaledonischen Deformation wurde von FRANKE et al. (1989) gesondert als Rügen-Pommern-Terrane bezeichnet. Die MT-Ergebnisse bestätigen somit weitgehend die postulierte Untergliederung des tieferen Untergrundes von Nordostdeutschland. Es folgen demnach von Norden nach Süden das Rügen-Pommern-Terrane, das Norddeutsche Massiv sowie die variszische Außenzone des Rhenoherynikums (Abb. 10).

Zusammenfassung und Ausblick:

Die bisherige Auswertung der MT-Messungen in Nordostdeutschland führt zu folgenden Ergebnissen:

- Es gibt vorwiegend im Norden des Meßgebietes Hinweise auf gute Leiter im Altpaläozoikum.
- Die geologische Felderung im Nordostdeutschen Becken kann durch den Verlauf der Induktionspfeile eindeutig bestätigt werden.

Die Existenz eines guten Leiters kann zweifelsfrei nur durch entsprechende Modellrechnungen nachgewiesen werden. Erste Modellierungsversuche haben gezeigt, daß der im langperiodischen Ast der ρ_a -Kurve auftretende Hinweis auf hohe Leitfähigkeit eindeutig echt ist und nicht durch eventuelle Rand- oder Überschwingeffekte durch zu hohe Leitfähigkeitskontraste an den Grenzflächen erklärt werden kann.

Als nächste Schritte sind die Einbeziehung der Widerstandsprofile der hauptsächlich im Norden des Meßgebietes zahlreich vorhandenen Tiefbohrungen sowie - analog zum Rügen-Profil - die 1D-Interpretation der Usedom-Daten mit Hilfe eines geologischen Schnittes geplant. Außerdem sollen neu entwickelte Kriterien zur Bestimmung der Dimensionalität angewendet werden, um die Interpretierbarkeit der auf den beiden Hauptprofilen gemessenen Daten durch 2D-Modelle zu testen. Wo möglich, sollen dann für diese Daten zweidimensionale Modelle gerechnet bzw. die bereits vorhandenen verfeinert werden.

Danksagung:

Unser besonderer Dank für intensive und hilfreiche Diskussionen gilt den Herren Prof. Dr. G. PORSTENDORFER, Dr. W. GÖTTE (beide Bergakademie Freiberg), Dr. E. RITTER (GFZ Potsdam - Adolf-Schmidt-Observatorium Niemegk) und Dr. H. JÖDICKE (Universität Münster). Die Messungen wurden im Rahmen des vom BMFT geförderten Projektes "Erforschung des tieferen Untergrundes der Nordostdeutschen Senke - ein Beitrag der Magnetotellurik zur Untersuchung des Muttergesteinspotentials im Prä-Westfal") durchgeführt.

Literatur:

BACHMANN, G.H. & HOFFMANN, N. (1994): Manteldiapirismus und Genese des Norddeutschen Beckens im Rotliegend. - Zbl. Geol. Paläont. Teil I, 1993, 9/10; Stuttgart (im Druck)

BERTHELSEN, A. (1992): From Precambrian to Variscan Europe. In: BLUNDELL, D., FREEMAN, R. & MÜLLER, St. (eds.): A continent revealed. The European Geotraverse. - Cambridge University Press; 153-164; Cambridge

- FRANKE, D. (1990): Der präpermische Untergrund der Mitteleuropäischen Senke - Fakten und Hypothesen. - Nds. Akad. Geowiss. Veröföftl., 4; 19-75; Hannover
- & HOFFMANN, N., KAMPS, J. (1989): Alter und struktureller Bau des Grundgebirges im Nordteil der DDR. Z. angew. Geol., 35; 289-296; Berlin
- GIESE, U., KATZUNG, G. & WALTER, R. (1994): Detrital composition of Ordovician sandstones from the Rügen boreholes: implications for the evolution of the Tornquist ocean. - Geol. Rundschau, 83; 293-308; Heidelberg
- GÖTHER, W. (1990): Zur elektrischen Leitfähigkeit des tieferen Untergrundes im Norden der DDR. In: HAAK, V., RODEMANN, H. (eds.): Prot. 13. Koll. Elektromagnetische Tiefenforschung in Hornburg v. 19.-23.3.1990; 13-21
- HOFFMANN, N., KAMPS, H.-J. & SCHNEIDER, J. (1989): Neuerkenntnisse zur Biostratigraphie und Paläodynamik des Perms in der Nordostdeutschen Senke - ein Diskussionsbeitrag. - Z. angew. Geol., 35, 7: 198-207; Berlin
- & JÖDICKE, H. (1993): Das Norddeutsche Massiv - eine prävariszische Plattform im tieferen Untergrund der Norddeutschen Senke.- Vortrag u. Kurzfassung, 53. Jahrestagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft, 22.3-27.3.1993, Kiel
- & STIEWE, H. (1994): Neuerkenntnisse zur geologisch-geophysikalischen Modellierung der Pritzwalker Anomalie im Bereich des Ostelbischen Massivs. - Z. geol. Wiss., 22, 1/2: 161-171, Berlin
- JÖDICKE, H. (1990): Zonen hoher elektrischer Krustenleitfähigkeit im Rhenoherynikum und seinem nördlichen Vorland. Diss. Math.-Nat. Fak. d. Univ. Münster, Hochschulschriften Bd. 24
- KATZUNG, G., GIESE, U., WALTER, R. & v. WINTERFELD, V. (1993): The Rügen Caledonides, northeast Germany. Geol. Mag., 130, 5: 725-730, London
- KNÖDEL, K., LOSECKE, W., MÜLLER, W. (1978): Magnetotellurische Erkundung des Präzechsteins in Norddeutschland. - Erdöl u. Kohle, Erdgas, Petrochemie, Ergänzungsband 1978/79, 1, 84-101; Leinfelden-Echterdingen
- LOSECKE, W., KNÖDEL, K., MÜLLER, W. (1979): The conductivity distribution in the North German sedimentary basin derived from widely spaced areal magnetotelluric measurements. Geophys. J.R. astr. Soc. 58; 169-179; Oxford
- MEISSNER, R. (1992): BABEL-SW: synthesis of geophysics and geological implications. - In: MEISSNER, R., SNYDER, D., BALLING, N., STAROSTE, E.: The BABEL-Project, First Status Report, Commission of the European Communities, Brüssel.
- PORSTENDORFER, G. (1975): 20 Jahre Anwendung tellurischer und magnetotellurischer Meßmethoden in der DDR. - Z. angew. Geol. 21, 9: 405-410; Berlin.
- & GÖTHER, W., LENGNING, K., OELSNER, C., TANZER, R., RITTER, E. (1976): Nature and possible causes of the anomalous behaviour of electric conductivity in the north of the GDR, Poland and FRG. In: ADAM, A.: (ed.): Geoelectric and Geothermal Studies, Akademiai Kiado; 487-500; Budapest.
- RITTER, E. (1990): Geomagnetische Tiefensondierungen am Adolf-Schmidt-Observatorium für Erdmagnetismus in Niemegek. In: HAAK, V., RODEMANN, H. (ed.): Prot. 13. Koll. Elektromagnetische Tiefenforschung, Hornburg, 19.-23.3.1990; 13-21
- TRENCH, A. & TORSVIK, A. (1991): A revised Paleozoic apparent polar wander path ocean in Britain: new paleomagnetic constraints. - J. Geol. Soc. London, 104, 227-233; London.

Läßt sich die Inbetriebnahme des "Baltic Cable" für die geoelektrische Tiefenerkundung im Ostseeraum nutzen?

Porstendorfer, G., Freiberg; Kühn, P., Berlin

Voraussichtlich Ende 1994 plant die Preussen Elektra AG in deutsch-schwedischer Zusammenarbeit die Inbetriebnahme eines Gleichstromkabels (Baltic Cable) mit Erdrückleitung zwischen Lübeck und Malmö (Stromthemen 1991). Abb. 1 zeigt den annähernden Kabelverlauf. Das Kabel soll einen Stromaustausch zwischen Deutschland und Schweden ermöglichen.

Maximale Stromstärke: 1333 A

Kabellänge: 250.000 m

Das Kabel überquert so wichtige geologische Einheiten wie die Tronquist-Teisseyre-Linie und die Kaledonische Deformationsfront und verläuft im Bereich aus magneto-tellurischen Messungen vermuteter gut leitender Bereiche in ca. 11 km Tiefe (Porstendorfer 1964 und Kühn 1969). Eine mögliche Ausnutzung des Kabels für die geoelektrische Tiefenerkundung mit einer "Controlled Source"-Methode steht deshalb zur Diskussion. Zwei Varianten der Kabelausnutzung erscheinen möglich:

1. Gleichstrom-Abstands-Sondierungen, z.B. auf radialen Profilen um Elektrode A im Raum Lübeck
(Spacing r = Abstand A - Mittelpunkt MN, Elektrode B $\rightarrow \infty$)
Die aufgenommenen Spannungen U_{MIN} entsprechen dann dem halben Meßwert einer Schlumberger-Sondierung mit gleichem Spacing. Sie fallen für homogenen Halbraum mit $\rho = 10 \Omega \text{ m}$, $I = 1000 \text{ A}$, $MN = 1000 \text{ m}$ erst für Entfernungen $r \geq 30 \text{ km}$ unter 1 mV.
2. Transient-Sondierungen bei Ein- oder Ausschaltvorgängen des Kabels (z.B. Beobachtungspunkt Darßer Ort). Aufzunehmende Feldkomponenten:
Elektrische Feldkomponente E_x parallel zur Kabelrichtung x
Magnetische Feldkomponente B_z oder von ihr induzierte Spannung U_z in einem vertikalen magnetischen Dipol (Spule) der effektiven Fläche $F = 10^5 \text{ m}^2$
Offset = Kabelentfernung = 20.000 m
Abb. 2 zeigt die zu erwartenden Meßeffekte beim Einschaltprozeß eines Linienstromes mit einer Sprungfunktion für homogenen Halbraum mit $\rho = 10 \Omega \text{ m}$, $I = 1000 \text{ A}$.

Beispiele zu erwartender Sondierungskurven lassen sich für das geoelektrische Modell der MT-Station Gingst/Rügen (Porstendorfer 1964) berechnen. Für die Transient-Variante wurde das gut ausgearbeitete LOTEM-Verfahren gewählt (Strack 1992). Der dabei angenommene Stromdipol mit einer Kabellänge von 5000 m stellt nur ein Element der realen Kabellänge und des realen Kabelverlaufs dar. Die Bedingungen des realen Kabels von ca. 250.000 m Länge würde man aus einer zusammengesetzten Folge von Stromdipolen von variablem Offset und Azimut nach dem LOTEM-Verfahren erhalten. Eine weitere "Idealvorstellung" betrifft die zunächst angenommene exakte Sprungfunktion der Schaltvorgänge. Tatsächlich wird es sich vermutlich um belastungsabhängige Rampenfunktionen handeln (Keussen 1994). Es muß experimentellen Versuchen vorbehalten bleiben, inwieweit eine Rückrechnung auf eine Sprungfunktionsanregung durch Deconvolution möglich erscheint.

Zusammenfassung

Die bei magneto-tellurischen Messungen auf Rügen zuerst festgestellte gutleitende Schicht in 11-13 km Tiefe wird von Schlumberger-Sondierungen und Transient-Sondierungen des elektrischen Feldes nicht aufgelöst. Dagegen gibt die Transient-Sondierung des vertikalen magnetischen Feldes ähnlich wie im Fall der Magneto-Tellurik einen Hinweis auf diese Zone durch

eine treppenförmige Sondierungskurve (Abb. 3). Magnetische Transient-Sondierungen erscheinen deshalb erfolversprechend für eine gemeinsame Interpretation mit magneto-tellurischen Ergebnissen. Damit würde ein entscheidender Beitrag geleistet zur Lösung der geologischen Grundfrage:

Gibt es gutleitende Schichten (Schwarzschiefer) im kambro-ordovizischen Teil der Ostsee als mögliche Kohlenwasserstoff-Muttergesteine?

Dank

Die Autoren danken Herrn Dipl.-Geophys. R.-U. Börner für die Unterstützung bei rechentechnischen Arbeiten und Herrn Prof. Dr. P. Weidelt für freundliche Hinweise zur Arbeit von Ward u.a. (1987).

Anschriften der Autoren

Prof. em. Dr. habil. G. Porstendorfer
TU Bergakademie Freiberg
Institut für Geophysik
09596 Freiberg

Dr. P. Kühn
Landsberger Allee 130/5.06
10369 Berlin

Literatur

1. Kameneckij, F.M. und G. Porstendorfer: Die Skin-Tiefe in der Magneto-Tellurik und bei elektromagnetischen Sondierungen mit künstlichen Quellen in der Fernzone. Gerl. Beitr. Geophysik, 92, 465-470, 1983
2. Kühn, P.: Ergebnisse und Erfahrungen der Sektion Geowissenschaften der Bergakademie Freiberg zur Magneto-Tellurik auf See (1964-1969)
Unveröff. Forschungsbericht der Sektion Geowissenschaften, 1969. Siehe auch Diss. an der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät der Bergakademie Freiberg (1970).
3. Porstendorfer, G.: Rückschlüsse auf den Verlauf des hochohmigen Grundgebirges in Norddeutschland aus Variationen des natürlichen elektromagnetischen Erdfeldes. Monatsberichte der DAW Berlin, 6, 543-547, 1964
4. Porstendorfer, G.: Methodische und apparative Entwicklung magneto-tellurischer Verfahren mit Anwendung auf die Tiefenerkundung im Bereich der norddeutschen Leitfähigkeitsanomalie.
Veröff. des Institutes für Geodynamik Jena, 3, 1965
5. Keussen, Preussen Elektra: Hauptverwaltung (persönliche Mitteilung v. 17.05.1994)
6. Preussen Elektra: Strom: Daten, Fakten, Kommentare, Januar 1994
7. Seifert, M., P. Mayer und H. Glöss: Geologisch-geophysikalischer Kenntnisstand im Bereich des ostdeutschen Ostseeschelfs. Vortrag DGG-Koll. "Marine Geophysik", Kiel, 1993
8. Strack, K.-M.: Exploration with deep transient electromagnetics. Elsevier, 1992
9. Stromthemen. 8. Jahrgang, Nr. 12 (1991)
10. Vanyan, L.L.: Grundlagen der elektromagnetischen Sondierung (in russ.). Nedra Moskau, 1965
11. Ward, H. und G.W. Hohmann: Electromagnetic theory for geophysical applications. In: Nabighian (Herausgeber): Soc. of Expl. Geophysicists, 1987, s.a. Bd. 2, Electromagnetic methods in applied geophysics, (spez. überarbeitete Formeln in Tab. 2).

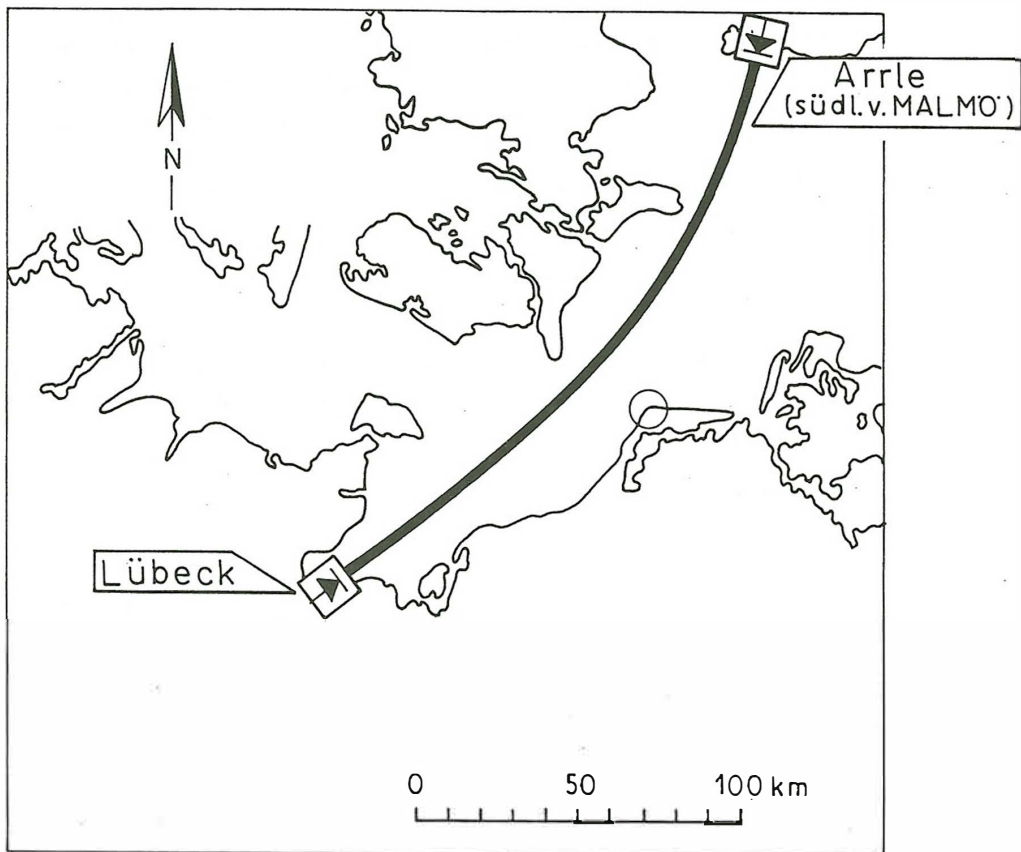


Abbildung 1: Kabellage des "Balitc Cable" (umgezeichnet aus "Stromthemen" (1991)): o angenommener Meßpunkt für eine Transien-Sondierung am Darßer Ort

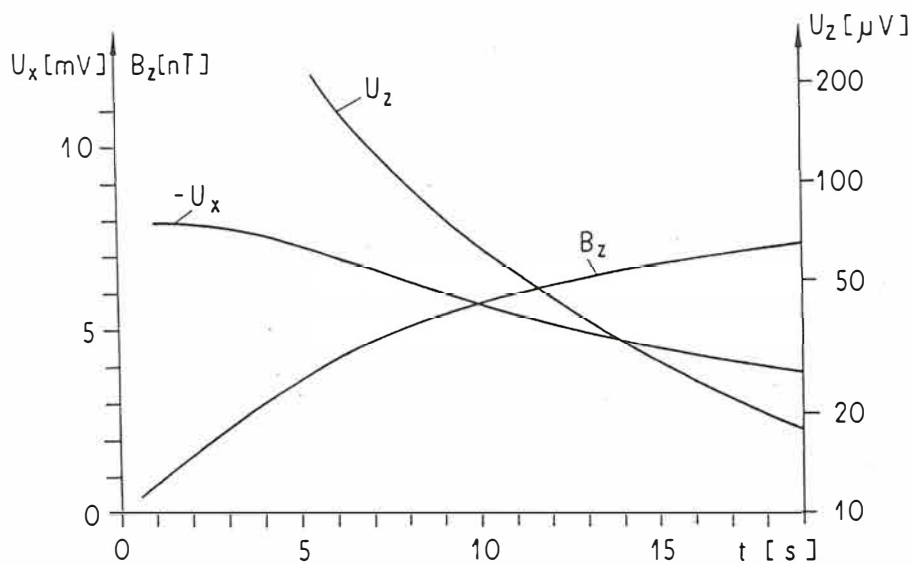


Abbildung 2: Felddaubau-Kurven beim Einschaltprozeß des Kabels (Sprungfunktions-Antwort für ein Linienkabel (berechnet nach WARD u.a. (1987))

Zu erwartende Meßeffecte für homogenen Halbraum $\rho = 10 \Omega \text{ m}$, $I = 1000 \text{ A}$

$B_z \text{ [nT]}$ = Vertikalkomponente der magnetischen Induktion

$U_x \text{ [mV]}$ = elektrische Spannung in Kabelrichtung x bei $MN = 1000 \text{ m}$

$U_z \text{ [µV]}$ = induzierte elektrische Spannung in einem vertikalen magnetischen Dipol (Spule) der effektiven Fläche $F = 10^5 \text{ m}^2$

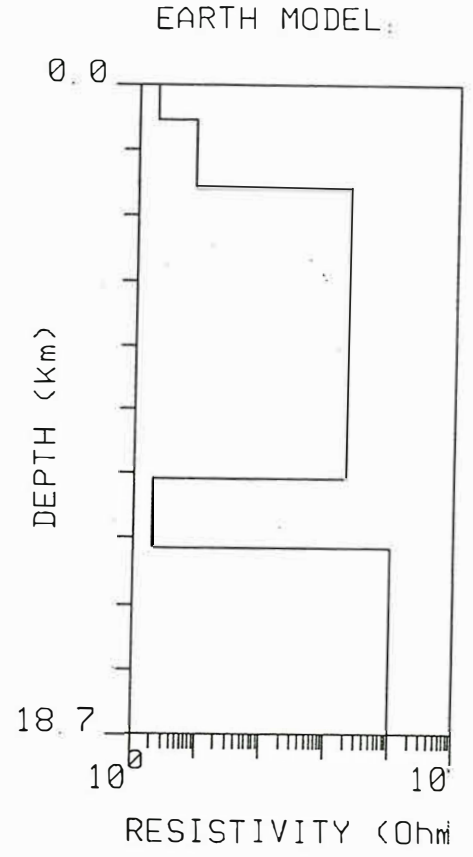
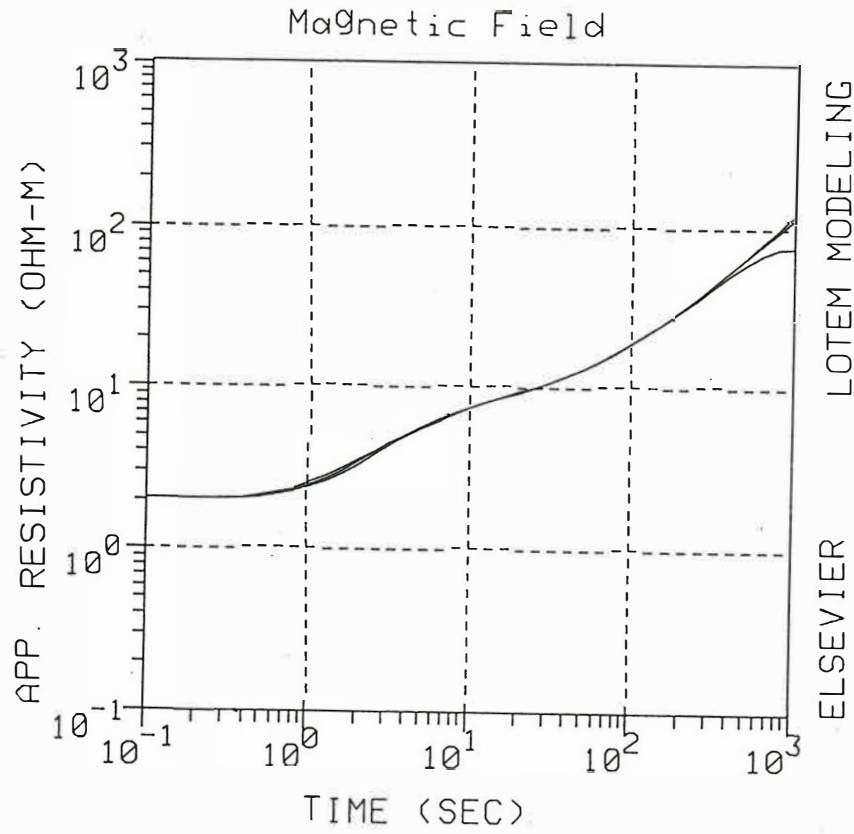


Abbildung 3: All-time-Sondierungskurve, berechnet aus der Variation der Spannung U_z einer horizontal liegenden Spule (= vertikal magnetischer Dipol), nach LOTE M-Programm Strack (1992) für das geoelektrische Modell der MT-Station Gings/Rügen (Porstendorfer 1964). Die Offset-Variation von 10.000, 15.000 und 20.000 m macht sich im Sondierungsverlauf kaum bemerkbar.

H. Brasse **Magnetotellurische Voruntersuchungen im Dirurba-Becken,** **Red Sea Hills (Sudan)**

Geologischer Hintergrund und Motivation

In älteren geologischen Karten Nordost-Afrikas sind weite Gebiete der sedimentären Überdeckung des Ostsahara-Kratons mit dem Begriff „Nubischer Sandstein“ bezeichnet und zeitlich der Kreide zugeordnet. Umfangreiche geologische/paläontologische Untersuchungen im Rahmen des Sonderforschungsberichts 69 „Geowissenschaftliche Probleme in ariden und semiariden Gebieten“ ergaben jedoch ein weitaus differenzierteres Bild: der Ablagerungszeitraum der – überwiegend kontinentalen – Sedimente reicht vom Silur bis in das Tertiär (Klitzsch 1989).

In den Red Sea Hills (Nordost-Sudan) sind etwa 100 km nördlich von Port Sudan (s. Abb. 1) mächtige Sandsteinfolgen aufgeschlossen, die nach neueren Untersuchungen im Altpaläozoikum (Silur/Devon) abgelagert wurden. Sie werden heute als Relikt eines ausgedehnten altpaläozoischen Beckens angesehen, das sich bis nach Libyen erstreckte (Semtner 1993). Die Sandsteinschichten dieser sog. Dirurba-Formation überlagern diskordant das frühproterozoische Grundgebirge; sie fallen an den östlichen und westlichen Rändern mit bis zu 25° zum Zentrum hin ein, was Anlaß zu einer Grundgebirgs-Tiefenabschätzung von bis zu 4 km gab.

Die Gesteine der Dirurba-Formation sind überwiegend kontinentalen (fluviatilen) Ursprungs mit marinen Einschaltungen. Im Zentrum des Jebel Dirurba ist ein Basement-Horst aufgeschlossen. Im südlichen Bereich bilden die Sedimente eine Grabenstruktur inmitten eines alkalischen Ringkomplexes, der vermutlich in der Unteren Kreide eingedrungen ist. Das ganze Gebiet ist von vielfältigen Störungsmustern durchzogen, die vier verschiedenen Deformationsphasen zugeordnet werden (Abb. 1, vgl. Semtner 1993).

Im Februar/März 1993 wurde daraufhin eine magnetotellurische Vorerkundung durchgeführt, die zum Ziel hatte, erste Abschätzungen der Grundgebirgstiefe zu liefern und die Möglichkeiten einer weitergehenden Studie zu prüfen. Da die vorhandene (Audiomagnetotellurik-) Apparatur nicht für große Erkundungstiefen ausgelegt ist (die größten auswertbaren Periodenlängen erdmagnetischer Variationen liegen bei $T \approx 10$ s), wurde von der Universität Münster freundlicherweise eine längerperiodische Magnetotellurik-Anlage zur Verfügung gestellt.

Aufgrund des sehr gebirgigen Geländes konnten die Stationen nur in breiteren Wadis (Trockentälern) aufgebaut werden (Abb. 1); es erwies sich als unmöglich, ein Profil anzulegen, welches exemplarisch die Struktur von Ost nach West durchquert. Dies würde einen erheblich größerem logistischen Aufwand (Tragtiere) bedeuten. Somit sind die hier dargestellten Ergebnisse nur sehr bedingt als repräsentativ zu betrachten.

Ergebnisse der Audiomagnetotellurik

In Abb. 2 sind die scheinbaren spezifischen Widerstände und Phasen sowie die ρ^* - z^* -Transformierten an einer typischen Station im Dirurba-Becken (DIR 8, vgl. Abb. 1) aufgetragen, daneben zum Vergleich die Ergebnisse an der außerhalb der Struktur liegenden Station DIR 9 auf anstehendem Basement. An der Sedimentstation können die Daten als eindimensional interpretiert werden, lediglich bei längeren Perioden ist eine Aufspaltung der Polarisierungen zu beobachten. Die $\rho_a(T)$ - und $\varphi(T)$ -Werte können bereits durch ein 3-Schichtmodell ausreichend erklärt werden (Abb. 3): Ein oberflächennaher guter Leiter (tonige Lockersedimente des grundwassergefüllten Wadis) liegt über einer Schicht mittlerer Leitfähigkeit, die dem paläozoischen Sandstein zugeordnet wird. Die Oberkante des Basements wird entsprechend Abb. 3 in einer Tiefe von $z \approx 500$ m modelliert.

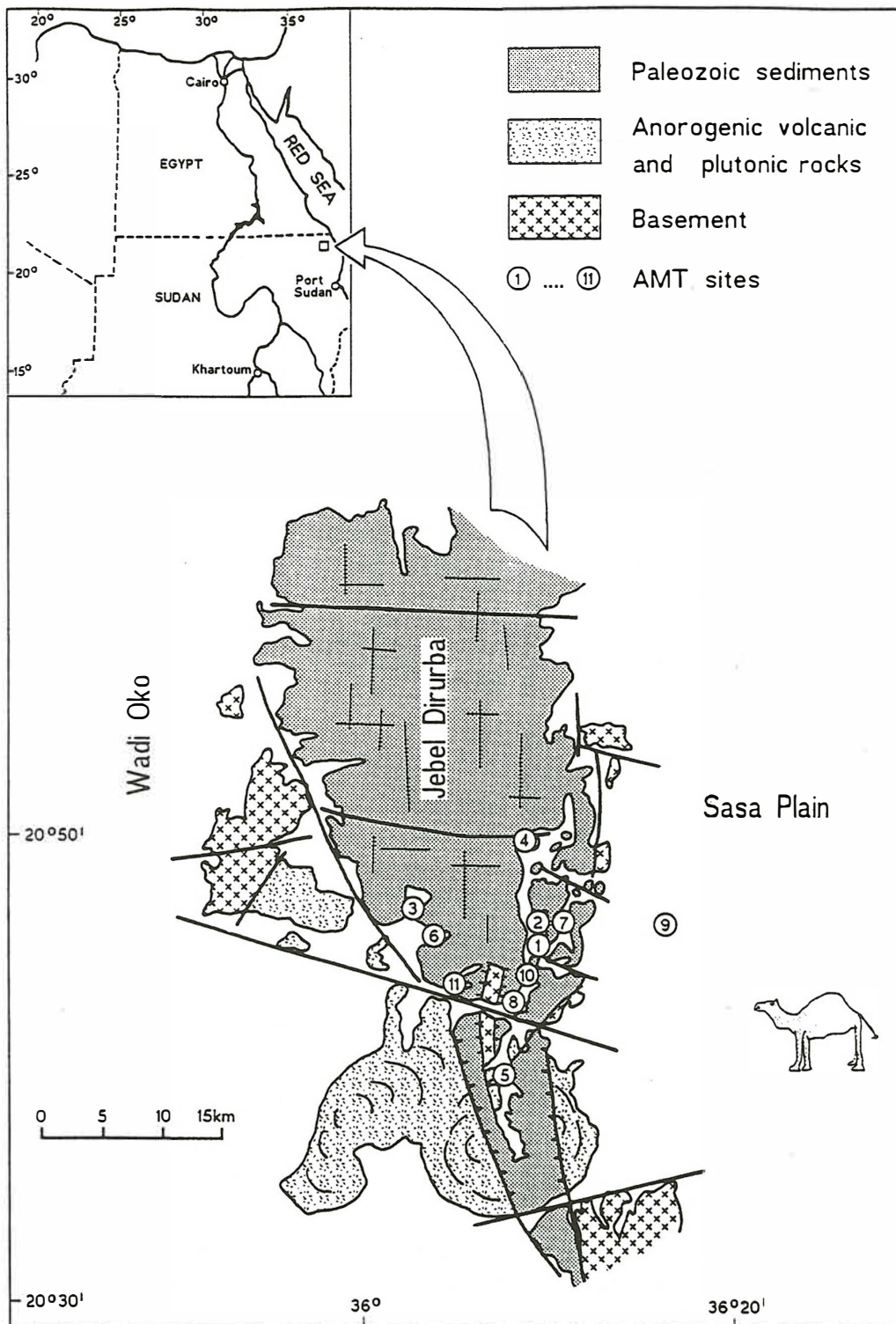


Abb. 1: Schematische geologische Karte des Dirurba-Beckens (Semtner 1993) mit Lage der magnetotellurischen Stationen (1- 11).

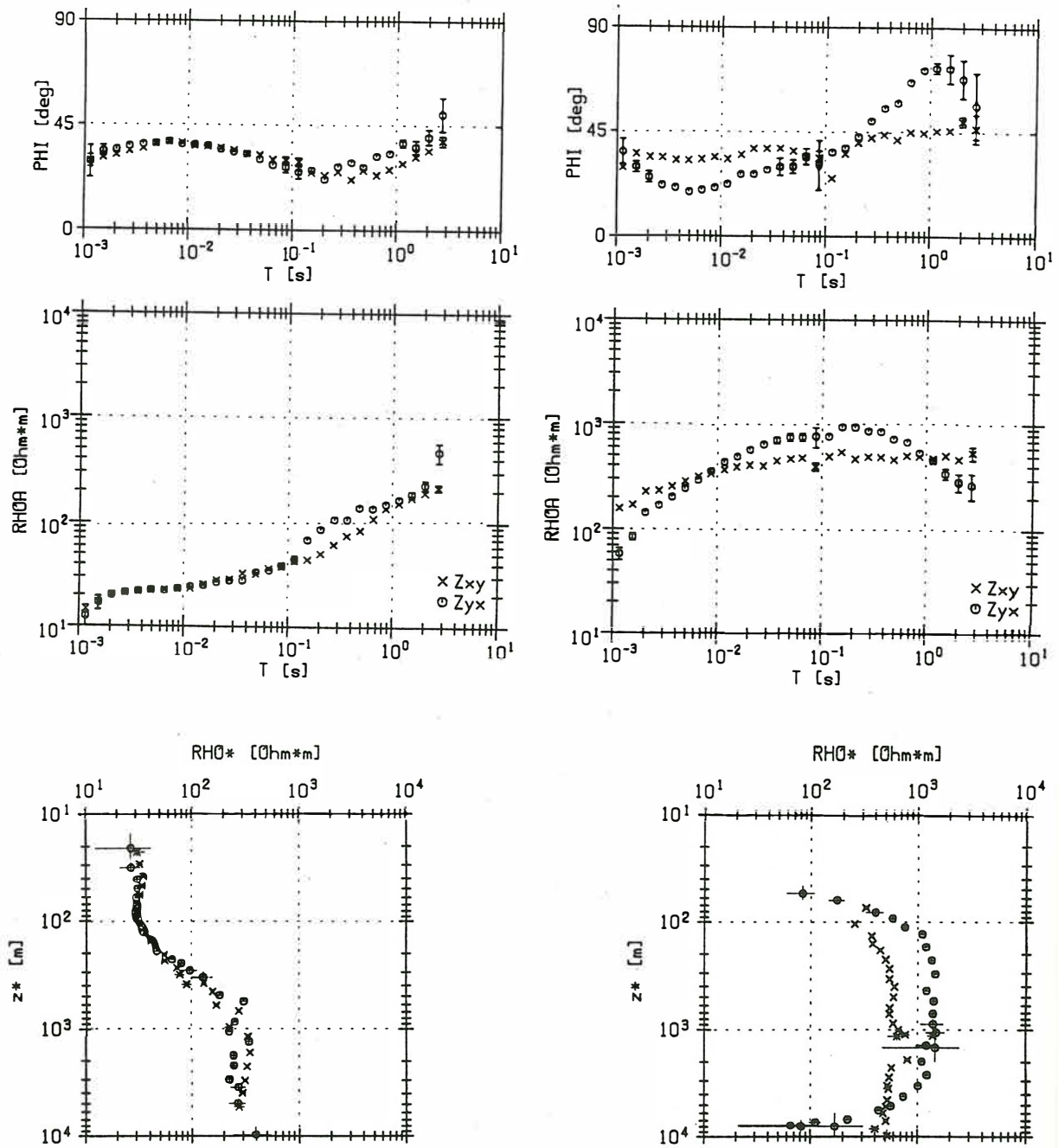


Abb. 2: Oben: Scheinbare spezifische Widerstände und Phasen an den Stationen DIR 8 (links, auf Sedimenten) und DIR 9 (rechts, auf Grundgebirge). Unten: Zugehörige ρ^* - z^* -Transformierte. Impedanzen jeweils um den Swift-Winkel gedreht.

Größere Sedimentmächtigkeiten werden in den mit der Magnetotellurik untersuchten Gebieten nicht erreicht. Durchgehend konnte das Grundgebirge bereits in den Audiomagnetotellurik-Sondierungen erkannt werden. Es war daher zur Klärung dieser Fragestellung nicht notwendig, längerperiodisch zu registrieren.

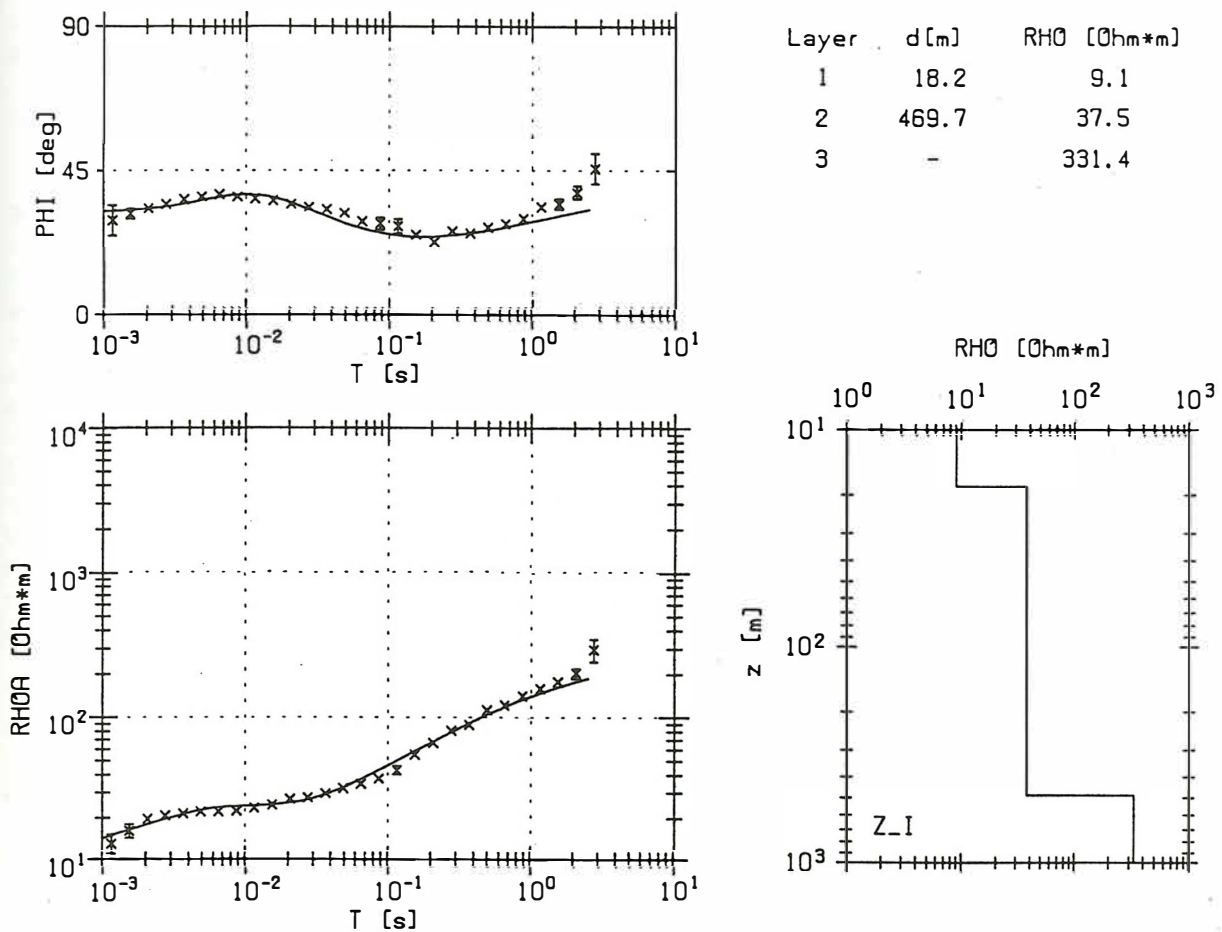


Abb. 3: 1D-Modellierung der Determinante der Impedanz an der Station DIR 8.

Andeutung eines guten Leiters in der tieferen Kruste

Allerdings deutete sich an einigen Stationen bei Periodenlängen von einigen Sekunden ein guter Leiter in größeren Tiefen an – so auch in DIR 9 (in der Z_{yx} -Komponente, s. Abb. 2) –, wie er in vielen Teilen der Welt beobachtet wird und üblicherweise auf fluide und/oder Graphitvorkommen in der tieferen Kruste zurückgeführt wird. Daher wurden an der Station DIR 1 längerperiodische magnetotellurische Messungen realisiert, deren Ergebnis in Abb. 4 dargestellt ist. Aus Zeitmangel konnte leider nur weniger als zwei Tage registriert werden, was sich in einer verringerten Datenqualität äußert. Dennoch passen die Sondierungskurven der beiden Apparaturen (Überlappungsbereich bei etwa 1 s) recht gut zusammen. Der gute Leiter in der unteren Kruste ist deutlich in beiden Komponenten zu erkennen; die Periodenlängen reichen jedoch nicht aus, seine integrierte Leitfähigkeit aufzulösen.

Die spezifischen Widerstände und Phasen zeigen bei kurzen Perioden den Übergang von 1D- zu 2D-Leitfähigkeitsverhältnissen an (die Schiefe des Impedanztensors als Dimensionalitätsindikator liegt über den gesamten Frequenzbereich bei Werten unterhalb von 0.1). Hier äußert sich vermutlich der Einfluß des N-S verlaufenden Wadis. Der Swiftwinkel liegt entsprechend konstant bei etwa 0° . Die – hier nicht gezeigten – Induktionspfeile (Realpfeile) zeigen für lange Perioden ebenso gleichförmig nach Westen. Daher wird die Z_{xy} -Komponente als TE-Mode betrachtet; eine Modellierung ergibt für die sedimentäre Bedeckung ähnliche Werte wie an den sonstigen Stationen (insbesondere auch eine Basementtiefe < 500 m). Die Tiefe des guten Leiters wird mit 11.5 km abgeschätzt. Ähnlich den Ergebnissen der AMT

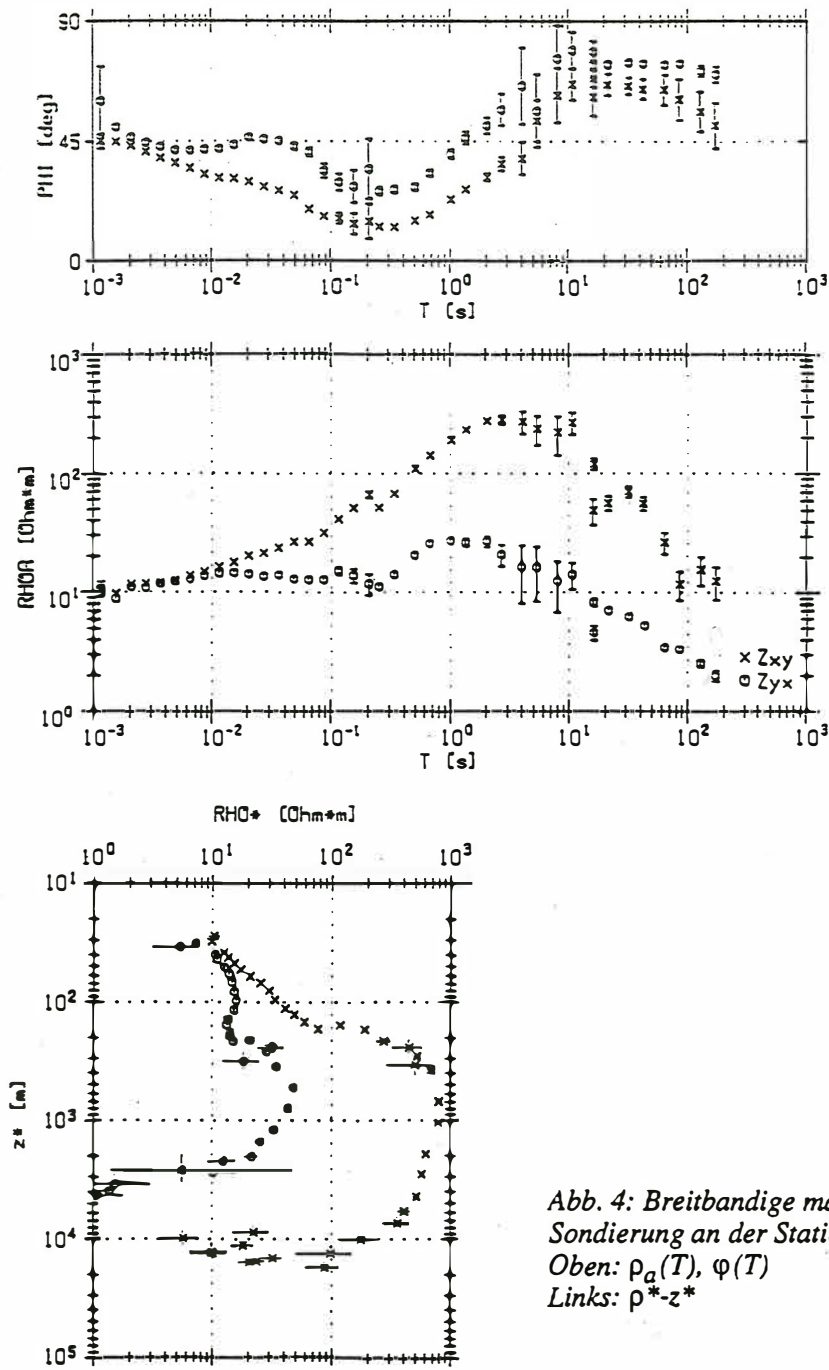


Abb. 4: Breitbandige magnetotellurische Sondierung an der Station DIR 1.
 Oben: $\rho_a(T)$, $\phi(T)$
 Links: ρ^*-z^*

ist jedoch auch dieses Resultat als vorläufig zu betrachten; weitere Untersuchungen (insbesondere mit mehr Stationen!) sind daher auf jeden Fall anzustreben.

Literatur

- Klitzsch, E. (1989): Zur Stratigraphie Nubiens. Das Ende des Nubischen Sandsteins als stratigraphischer Begriff, Z. dt. Geol. Ges., 140, 151-160, Hannover.
- Semtner, A.-K. (1993): Uplift kinematics of Jebel Dirurba sedimentary complex, Red Sea Hills, Sudan, in: Geoscientific Research in Northeast Africa (eds. U. Thorweihe & H. Schandelmeier), 255-288, Balkema, Rotterdam.

COINCIDENT MAGNETOTELLURIC AND SEISMIC IMAGES OF THE LOWER CONTINENTAL CRUST BENEATH THE WEARDALE GRANITE: EVIDENCE FOR A DRY LOWER CRUST.

F. Simpson[†] and M. Warner

Department of Geology, Imperial College of Science, Technology and Medicine, Prince Consort Rd, London, SW7 2AZ.

D. Livelybrooks[‡] and R. Banks

Department of Geology, University of Edinburgh, West Mains Rd, Edinburgh, EH9 3JW.

With the aim of constraining the spatial relationship between deep-crustal electrical conductors and seismic reflectors, a broad-band (10^{-4} - 10^2 Hz), high resolution, magnetotelluric survey was conducted across the Weardale granite in north-east England, coincident with pre-existing compressional-wave and shear-wave, deep, seismic data. Magnetotelluric soundings were conducted at 26 sites located over the Weardale granite at approximately 1km intervals. Following robust processing and Groom-Bailey decomposition, two-dimensional inverse modelling revealed the presence of a mid-crustal zone of high conductivity spatially separated from a previously imaged zone of intense, lower crustal seismic layering.

It has previously been postulated that zones of both high electrical conductivity and seismic layering may be ascribed a single physical explanation and, more specifically, that both result from the presence of free, interconnected fluids. Synthesis of the magnetotelluric and seismic data, together with gravity and borehole resistivity measurements, leads to the conclusion that zones of seismic layering and electrical conductivity do not necessarily coincide in tectonically stable regions and that the lower-most crust in this stable tectonic region contains no significant volume of free fluid.

The temperatures (300° - 400° C) inferred for the mid-crustal depths at which the conductor is imaged lend credence to the hypothesis of free fluids trapped in the mid-crust, around the brittle-ductile transition. Graphite cannot be ruled out as contributing to the observed conductivities, but saline fluids are interpreted to be the primary cause, providing the necessary interconnected conduction pathways and accounting, also, for an apparent correlation with a mid-crustal zone of weak amplitude reflectors.

INTRODUCTION

It is now 25 years since man first beheld lunar rocks, yet the tantalizing inaccessibility of the lower crust, in spite of its relative proximity to the earth's surface, endures. The origin and preservation of globally observed lower crustal laminae (e.g. Matthews, 1986; Meissner, 1989), on the one hand, and anomalous deep conductivities (e.g. Haak and Hutton, 1986), on the other, are particular issues which remain highly contentious and enigmatic. Numerous explanations have been advanced to explain either one or both of these phenomena, including the presence of mafic sills (e.g. Furlong and Fountain, 1986), variations of metamorphic grade (e.g. Fountain and Salisbury, 1981) anisotropy (Kern and Fakhimi, 1975) or alpha to beta quartz transitions (Christensen, 1989) to explain the seismic layering, the presence of graphite (e.g. Duba et al., 1988; Frost et al., 1989) or sulphides to explain enhanced electrical conductivities, or the presence of aqueous fluids (e.g. Shankland and Ander, 1983; Hall, 1986; Gough, 1986; Hyndman and Shearer, 1989), partial melts (e.g. Gough, 1989) or shear zones (e.g. Matthews, 1986) to explain both phenomena. Of these principal candidates, free aqueous fluids, being theoretically able to provide a mechanism for explaining, jointly, both deep crustal zones of seismic layering and anomalous electrical conductivity are the most frequently, yet contentiously, ascribed cause.

Contention to the hypothesis of lower crustal, free aqueous fluids being responsible for seismic lamellae and electrical conductivities arises from the realisation that being of relatively low density and therefore gravitationally unstable, such fluids would tend to percolate upwards, evacuating the hot, ductile, lower crust within geologically short time periods. For example, applying Darcy's Law and assuming realistic porosities, Warner (1990) calculated a maximum of 10^6 years for the expulsion of interconnected water from the lower crust.

[†] Now at : *GeoForschungsZentrum Potsdam, Telegrafenberg A45, Potsdam, D-14473*

[‡] Now at: *Dept. de Genie Mineral, École Polytechnique, C.P. 6079, succ. A., Montreal, P. Q., H3C 3A2*

Several mechanisms whereby the lifetime of free, interconnected, lower crustal fluids may be extended to geologically significant time periods have been proposed. The most commonly cited of these mechanisms is permeability sealing, usually expressed as an impermeable layer, at mid-crustal depth, created by mineral precipitates. Numerous researchers have hypothesized saturated solutions of silica rising in the lower crust being induced by changes in temperature and pressure to precipitate the silica along grain edge boundaries (e.g. Etheridge et al., 1984). However, whilst an impermeable layer might present a transient barrier to ascending fluid, it would also present a boundary for the concentration of fluid by gravity, such that the boundary pressure might eventually be expected to intensify sufficiently for the fluid to egress. Sanders (1991), drawing on evidence of the preservation of dry, anhydrous rock samples circumjacent with wet, low grade metamorphic conditions, advances the hypothesis of 'self-sealing hydration'. This model assumes extensive, lenticular, lower crustal, granulite lozenges, divided by a network of anastomosing, retrogressively saturated, brine-soaked, ductile, shear zones. The products of marginal hydration reactions form impermeable envelopes around the granulite lozenges, arresting further retrogressive advances into the granulites and preserving their interior dryness. However, Frost and Bucher (1994), considering fluid-amphibole equilibria reactions at lower crustal temperatures and pressures, conclude that such hydration ceases only when all free fluid has been taken up. In contrast to the ductile lower crust, the crystalline upper crust is relatively cold and exhibits brittle/elastic behaviour. Upper crustal rocks, by virtue of their elastic strength and slower textural equilibration, can thus resist compaction. The upper crust, however, is resistive, an observation attributable to the removal of free water by retrogressive hydration reactions and expulsion through brittle fractures. Such considerations, combined with the often poor spatial resolution of electrical conductivity data, have spawned suggestions of interconnected fluids trapped in the mid-crust (e.g. Gough, 1986), with the brittle-ductile transition zone acting as a sealant against ascending fluids.

Global correlations, suggestive of a possible causal relationship, between surface heat flow (indicative of temperature at depth), and the depths to the upper boundaries of high conductivity layers, have been made by Ádám (1978). Such correlations, placing the tops of conductive zones in the temperature range 300-400°C, have been associated with the transition from brittle-elastic to ductile crustal behaviour (e.g. Hyndman and Shearer, 1989).

The degree to which the lower crust is pervaded by free water is of pertinence to the modelling of all geodynamic processes, yet, to date, crustal fluid distributions are poorly constrained. Through the combined and complementary interpretation of coincident compressional-wave and shear-wave, deep, seismic reflection data and magnetotelluric data, tighter and more reliable constraints are sought.

EXPERIMENTAL LOCATION AND RATIONALE

The Weardale granite, embracing the properties of high resistivity and low seismic attenuation is an ideal upper crustal unit through which to probe the deep crust using combined seismic and electrical techniques. Being overlain towards its centre by less than 1km of sedimentary cover (Evans et al., 1988), this batholith of crystalline rock, intruded into now stable tectonic crust during the Devonian (Fitch and Miller, 1965), may be considered as a 'window' to deep continental crust representative of stable tectonic regimes.

In 1986, bright, layered reflections from the lower crust beneath the Weardale granite were recorded by the British Geological Survey. In 1988, BIRPS acquired the first, continuous, lower crustal, shear-wave (s-wave) data, coincident with the highest quality segments of the BGS, compressional-wave (p-wave), reflection profiles. Lower crustal seismic layering is revealed in both p- and s-wave sections (Ward et al., 1992). Magnetotelluric data in the period range 10^{-2} - 10^4 Hz was acquired during the summer months of 1991 and 1992. Three approximately linear profiles were sampled at intervals averaging 1000m. Fuller details of the data acquisition are presented in Simpson et al. (1994).

Concomitance has been inferred between deep-crustal zones of high conductivity and seismic layering (e.g. Hyndman and Shearer, 1989). However, in magnetotelluric studies, spatial uncertainty has been spawned by the lack of constraint imposed on the thickness of the conducting layer. The affliction of static shift further impairs spatial resolution such that, to date, poorly constrained models of upper and lower conductivity boundaries have rendered such inferences contentious (e.g. Jones, 1987).

Calculations using Chapman's relations (Chapman, 1986) and incorporating anomalously high heat flow measurements over the Weardale granite indicate that the brittle-ductile transition should occur at about 10 - 12

km depth, whilst the onset of bright seismic layering is not seen on the reflection data until around 22 km. Such an abnormally wide gap between the mid-crustal, brittle-ductile transition and lower crustal layering affords a good opportunity to discern the spatial relationship between deep-crustal zones of enhanced electrical conductivity and seismic reflectivity and the brittle-ductile transition. If electrical conductivity and seismic reflectivity coincide then the depth to the upper boundary of the high conductivity will be anomalously deep, whereas if the two phenomena are inconcomitant the upper boundary of electrical conductivity will be anomalously shallow in keeping with the relatively elevated depth of the brittle-ductile transition.

RESULTS AND DISCUSSION

Following robust processing (Egbert and Booker, 1986) and Groom-Bailey decomposition (Groom and Bailey, 1989) (as documented in Simpson et al., 1994), two-dimensional inverse modelling of the decomposed tensors was performed using Smith and Booker's (Smith and Booker, 1991) so-called 'Rapid Relaxation Inversion' and employing a six step procedure (also documented in Simpson et al., 1994), involving the successive incorporation of the four modal responses (TE mode apparent resistivity, TE mode phase, TM mode apparent resistivity and TM mode phase) and allowing for the determination of static shifts.

The Weardale granite was imaged as an almost homogeneous resistive layer (average resistivity approximately $3.4 \times 10^3 \Omega\text{m}$) overlain by 2 km of more conductive sediments (average resistivity approximately $160 \Omega\text{m}$). Such resistivities are consistent with those logged in the nearby Rookhope borehole. The base of the granite was modelled at 8-12 km depth, which broadly agrees with the spatial extent of the granite predicted by gravity modelling.

A conductive feature was modelled in the mid-crust with its roof at a depth of approximately 14 km, or less. In contrast, the onset of seismic layering is delayed until approximately 22 km depth. A feature of the resistivity-depth modelling is that the base of a conductor is always less well-constrained than its top, but the conductive feature does not appear to extend through depths encompassing the lower crustal layering. There is, however some evidence of concomitance between the mid-crustal conductor and a zone of weak amplitude seismic reflectors.

The temperature-depth profile for Weardale, calculated using Chapman's relations (Chapman, 1986) and utilizing thermal conductivities and heat flow measurements logged in the Rookhope borehole, suggest that the onset of enhanced mid-crustal conductivity occurs at a temperature of approximately 350°C . Thus, the apparent global correlation between the depths to the top of deep crustal conductors and the temperatures inferred for such depths ($300\text{-}400^\circ\text{C}$) appears to be upheld. Such geothermal considerations tend to lend credence to the hypothesis of saline water trapped around the brittle-ductile transition zone. If graphite were to be the primary cause then some process must be forwarded whereby interconnected films might form and be preserved at extant temperatures of around 400°C , but be broken as the earth cools and the brittle-ductile transition deepens. Graphitic films could also not be expected to account for the zone of weak amplitude seismic reflectors imaged in the mid-crust, for which it would then be necessary to advance some further explanation. It may be that graphite contributes to the high conductivities, but that fluids are the primary cause, providing the interconnectivity necessary for conduction and accounting, also, for the weak seismic reflections. During drilling of the KTB borehole both graphite and free, interconnected water have been monitored at depth in the upper crust (e.g. Rauen et al., 1993).

Meanwhile, the reflection coefficients and V_p/V_s ratios (Ward et al., 1992) are such that the very bright, sub-horizontal, laminated reflectors seen in the lower-most crust beneath the Weardale granite may be the result of magmatic underplating and intrusion and/or ductile shearing, but cannot be explained by the presence of free, interconnected fluids.

It is thus concluded that zones of seismic layering and electrical conductivity in this stable tectonic region are spatially separated and that, whereas it has often been assumed that combined consideration of reflective and conductive crustal signatures demands a wet lower crust, the lower-most crust in this region contains no significant volume of free fluid. Fluids can be entirely confined to mid-crustal depths where their presence is revealed via their conductive signature. Thus, it is not necessary to contest the evidence of petrologists (e.g. Frost and Bucher, 1994) precluding the presence of free water in the lower crust, or to propose complicated models for the preservation of lower crustal free fluids.

REFERENCES

- Ádám, A., 1978. Geothermal effects in the formation of electrically conducting zones and temperature distribution in the earth. *Phys. E. Plan. Int.*, 17, 21-28.
- Chapman, D. S., 1986. Thermal gradients in the continental crust. In *The Nature of the Lower Continental Crust*, eds. Dawson, J. B., Carswell, D. A., Hall, J. and Wedepohl, K. H., Geological Society Special Publication, No. 24, 63-70.
- Christensen, N. I., 1989. Reflectivity and seismic properties of the deep continental crust. *J. Geophys. Res.*, 94, 17793-17804.
- Duba, A. et al., 1988. Impedance of black shales from Münsterland 1 borehole: An anomalously good conductor? *Geophys. J.*, 94, 413-419.
- Egbert, G. D. and Booker, J. R., 1986. Robust estimation of geomagnetic transfer functions. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 87, 173-194.
- Etheridge, M. A. et al., 1984. High fluid pressures during regional metamorphism and deformation: Implications for mass transport and deformation mechanisms. *J. Geophys. Res.*, 89, 4344-4358.
- Evans, C. J., Kimbell, G. S. and Rollin, K. E., 1988. Hot dry rock potential in urban areas. Investigation of the geothermal potential of the UK. British Geological Survey, pp119.
- Fitch, F. J. and Miller, J. A., 1965. Age of the Weardale granite. *Nature*, 208, 743-745.
- Fountain, D. M. and Salisbury, M. H., 1981. Exposed cross-sections through the continental crust: Implications for crustal structure, petrology and evolution. *Earth Plan. Sci. Lett.*, 56, 263-277.
- Frost, B. R. et al., 1989. Grain-boundary graphite in rocks and implications for high electrical conductivity in the lower crust. *Nature*, 340, 134-136.
- Frost, B. R. and Bucher, K., 1994. Is water responsible for geophysical anomalies in the deep continental crust? A petrological perspective. *Tectonophys.*, 231, 293-309.
- Furlong, K. and Fountain, D. M., 1986. Continental crustal underplating: Thermal considerations and seismic-petrologic consequences. *J. Geophys. Res.*, 91, 8285-8294.
- Gough, D. I., 1986. Seismic reflectors, conductivity, water and stress in the continental crust. *Nature*, 323, 143-144.
- Gough, D. I., 1989. Magnetometer array studies, earth structure and tectonic processes. *Rev. Geophys.*, 27, 141-157.
- Groom, R. W. and Bailey, R. C., 1989. Decomposition of magnetotelluric impedance tensors in the presence of local three-dimensional galvanic distortion. *J. Geophys. Res.*, 94, 1913-1925.
- Haak, V. and Hutton, R., 1986. Electrical resistivity in the lower continental crust. In *The Nature of the Lower Continental Crust*, eds. Dawson, J. B., Carswell, D. A., Hall, J. and Wedepohl, K. H. Geological Society Special Publication No. 24, 35-49.
- Hall, J., 1986. The physical properties of layered rocks in deep continental crust. In *The Nature of the Lower Continental Crust*, eds. Dawson, J. B., Carswell, D. A., Hall, J. and Wedepohl, K. H. Geological Society Special Publication No. 24, 51-62.
- Hyndman, R. D. and Shearer, P. M., 1989. Water in the lower continental crust: Modelling of magnetotelluric and seismic reflection results. *Geophys. J. Int.*, 98, 343-365.

Jones, A. G., 1987. MT and reflection: an essential combination. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 89, 7-18.

Kern, H. and Fakhimi, M., 1975. Effect of fabric anisotropy on compressional-wave propagation in various metamorphic rocks for the range 20-700°C at 2 Kbars. *Tectonophys.*, 28, 277-244.

Matthews, D. H., 1986. Seismic reflections from the lower crust around Britain. In *The Nature of the Lower Continental Crust*, eds. Dawson, J. B., Carswell, D. A., Hall, J. and Wedepohl, K. H. Geological Society Special Publication No. 24, 11-21

Meissner, R., 1989. Rupture, creep, lamellae and crocodile happenings in the continental crust. *Terra Nova*, 1, 17-28

Rauen, A., Nover, G. and Duba, A., 1993. What is the nature of the good conductor at the KTB site? *IAGA Bulletin n°5*, 7th Scientific Assembly, 154-155.

Sanders, I. S., 1991. Exhumed lower crust in NW Ireland and a model for crustal conductivity. *J. Geol. Soc.*, 141, 131-135.

Shankland, T. J. and Ander, M.E., 1983. Electrical conductivity, temperatures and fluids in the lower crust. *J. Geophys. Res.*, 88, 9475-9484.

Simpson, F. et al., 1994. Coincident magnetotelluric and seismic images of the lower continental crust beneath the Weardale granite: Evidence for a dry lower crust. *Geophys. J. Int.*, In Press.

Smith, T. and Booker, J., 1991. Rapid inversion of two- and three-dimensional magnetotelluric data. *J. Geophys. Res.*, 96, 3905-3922.

Ward, G., Warner M. and BIRPS, 1992. Lower crustal lithology from shear-wave seismic reflection data. In *Continental Lithosphere: Deep Seismic Reflections*, AGU Geodynamics Series, 22, 343-349.

Warner, M., 1990. Basalts, water or shear zones in the lower continental crust? *Tectonophys.*, 173, 163-174.

Zur elektrischen Leitfähigkeit graphitführender Unterkrustengesteine der Serre San Bruno in Kalabrien (Italien)

Einleitung

Eines der wichtigsten Ergebnisse weltweiter magnetotellurischer Untersuchungen ist sicherlich der häufige Nachweis elektrisch gutleitender Zonen in der mittleren und unteren Kruste (z.B. Hjelt, 1988; Schwarz, 1990; Brown, 1994). Die Ursachen für diese Leitfähigkeitserhöhung sind - von Ausnahmen abgesehen - nicht sicher bekannt, doch gelten derzeit hochsaline Porenwässer ("brines") und Graphit als die beiden wahrscheinlichsten Erklärungen. Im Rahmen des DFG-Schwerpunktprogramms "Stoffbestand, Struktur und Entwicklung der kontinentalen Unterkruste" ergab sich die Möglichkeit, die elektrischen Eigenschaften von granulitfaziellen Gesteinen, d.h. von Gesteinen, die sich einmal in Unterkrustenposition befunden haben, in einem Oberflächenaufschluß in Kalabrien (Süditalien) mit verschiedenen Methoden zu untersuchen. Eingesetzt wurden Magnetotellurik, Audiomagnetotellurik, Gleichstromgeoelektrik, Slingram, VLF und das Eigenpotentialverfahren. Ziel war es herauszufinden, ob sich unter den derzeitigen Bedingungen, d.h. nach Hebung, teilweiser retrograder Metamorphose und stellenweiser tiefgründiger Verwitterung überhaupt signifikante Unterschiede in der Leitfähigkeit der Serie von Unterkrustengesteinen ergeben würden. Besonderes Interesse galt dabei der Frage nach der Häufigkeit graphitführender Gesteine und ihrem Einfluß auf die Leitfähigkeit. Durch die Existenz einer alten Graphit-Mine in der Nähe der Ortschaft Monterosso war von vorneherein bekannt, daß Graphit im Meßgebiet mindestens lokal Abbauwürdigkeit erreichte. Das graphitführende Gestein sollte gefunden und möglichst beprobt werden, um die Eigenschaften des Graphits, speziell seine räumliche Anordnung und die damit verbundenen Leitfähigkeitsmechanismen, untersuchen zu können.

Das Meßgebiet

Die Lage des Meßgebiets der "Serre San Bruno" im kalabrischen Bogen im Süden Italiens, einem Teil des alpidisch-apenninischen Gebirgszuges entlang der Umrandung der adriatischen Mikroplatte, ist Abb. 1a dargestellt. Die Serre bilden einen langgestreckten, ungefähr Nord-Süd verlaufenden Höhenrücken, in dem nach Schenk (1990) eine vollständige, gekippte Serie von Unter- und Mittelkrustengesteinen an der Erdoberfläche aufgeschlossen ist (Abb. 1b, 1c). Eingetragen in Abb. 1b ist der Verlauf des wichtigsten, ca. 40 km langen Eigenpotential-Profiles, das sich an einer Profillinie orientiert, auf der im DFG-Schwerpunktprogramm refraktionsseismische Untersuchungen durchgeführt wurden (Lüschen et al., 1992). Es beginnt im Norden im Bereich retrograder Schiefer und Gneise, überdeckt dann die eigentliche Unterkrusten-Serie, die aus den Metabasiten der "Granulit-Pyriklasit-Einheit" und den Metasedimenten der "Metapelit-Einheit" besteht, und endet im Süden in Granodioriten, Tonaliten und Graniten, die in Mittelkrustenposition intrudiert sind. Im Mittelteil dieses Profils wurden 22 Punkte im Abstand von ca. 1 km audiomagnetotellurisch und einige Punkte auch magnetotellurisch vermessen. Über das Meßgebiet großräumig verteilt wurden von einer Berliner Arbeitsgruppe darüber hinaus an 25 Meßpunkten geoelektrische Sondierungen mit Auslagen oft bis $L/2 = 1000$ m durchgeführt (Giese, 1992).

Ergebnisse Audiomagnetotellurik/Magnetotellurik und Geoelektrik

Die wenigen magnetotellurischen Testmessungen zeigen, daß technische Störungen in den Daten stark vorherrschend sind. Jeweils eine der ρ_s -Komponenten zeigt einen charakteristischen 45° -Anstieg (vgl. Jödicke und Grinat, 1985). Diese Erfahrung ist für MT-Messungen in Italien nicht neu, allerdings reicht der (häufig wiederholte) Hinweis auf Gleichstrom-Eisenbahnen als Ursache für diese Störungen nach unseren Erfahrungen bei weitem nicht aus. Es ist vielmehr mit einem sehr komplexen System sich überlagernder Störungen zu rechnen. Für die Audiomagnetotellurik bedeutet dies, daß nicht sicher zu erkennen ist, wie weit die Daten durch den Nahfeld-Effekt künstlicher Quellen verzerrt sind (genauere Informationen hierzu sind bei Schaub, 1993, zu finden). Die Auswertung hoher Frequenzen, bei denen eine derartige Verzerrung nicht mehr zu erwarten ist, ergibt recht einheitliche spezifische Widerstände zwischen

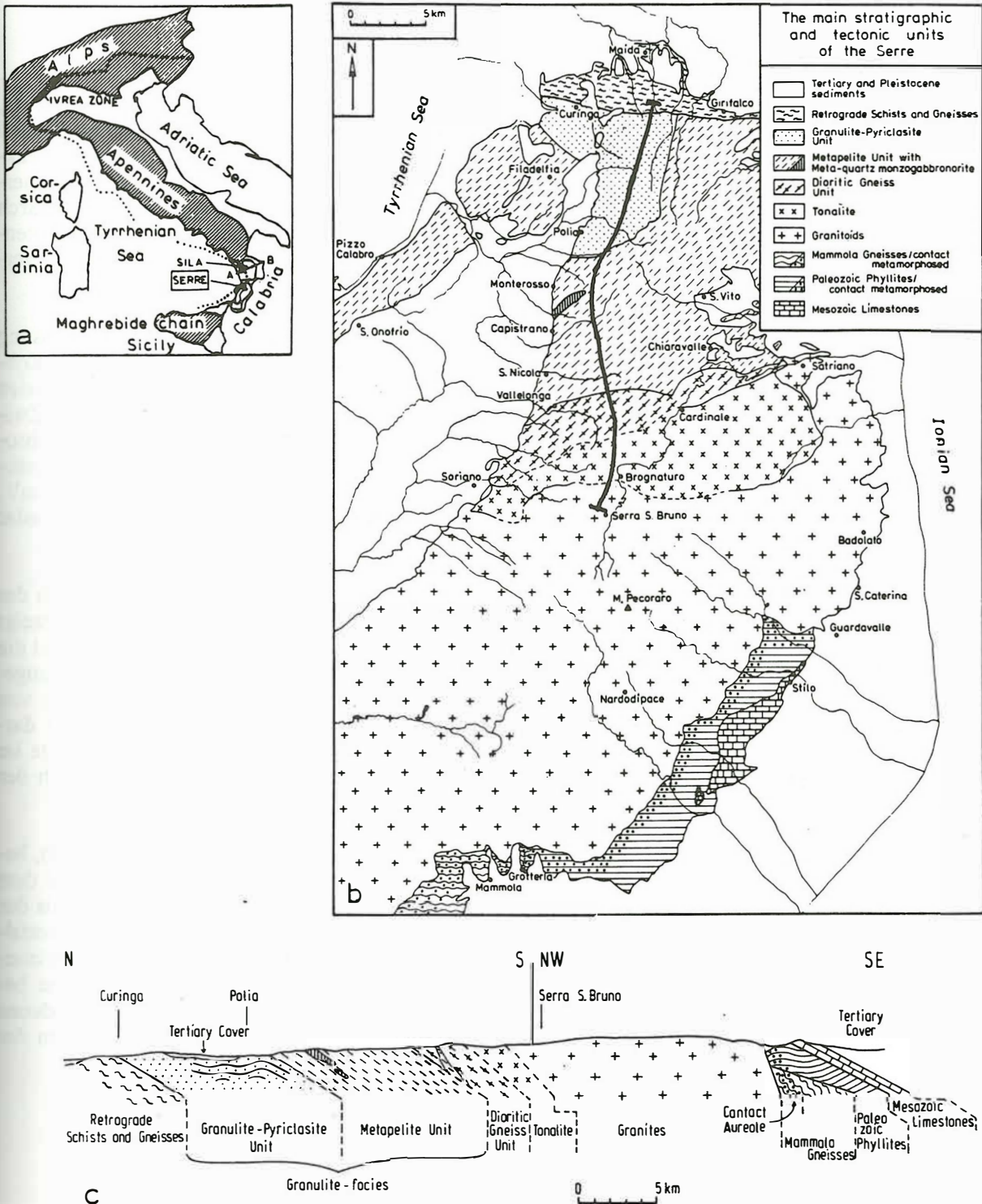


Abb. 1: Lage und Geologie des Unterkrusten-Aufschlusses in den Serre S. Bruno (Italien), eingezeichnet ist das Eigenpotential-Profil (nach Kern und Schenk, 1985)

100 und 300 Ωm für eine Tiefe von angenähert 500 m. Wesentliche Unterschiede zwischen den verschiedenen lithologischen Einheiten sind nicht erkennbar.

Dieser Befund stimmt mit den Ergebnissen der Geoelektrik (Giese, 1992) weitgehend überein, allerdings zeichnet sich hier ab, daß in größerer Tiefe der spezifische Widerstand der Metapelite im Vergleich zu den Metabasiten und den Mittelkrustengesteinen etwas geringer ist. Ein "guter Leiter" mit einer für die untere Kruste typischen integrierten Leitfähigkeit von einigen hundert S konnte mit den eingesetzten Verfahren jedoch nicht erfaßt werden.

Ergebnisse der Eigenpotentialmessungen

Für den Nachweis oberflächennaher guter Leiter, deren hohe Leitfähigkeit auf Elektronenleitung beruht, sind Eigenpotentialmessungen besonders geeignet. Bekanntlich entstehen nach dem grundlegenden Modell von Sato und Mooney (1960) sogenannte Mineralpotentiale als Folge elektrochemischer Halbzellenreaktionen immer dann, wenn im Untergrund die Bereiche mit unterschiedlichem Redoxpotential - üblicherweise die Oxidationszone oberhalb und die Reduktionszone unterhalb des Grundwasserspiegels - durch einen Elektronenleiter, z.B. Graphit oder Sulfiderz, überbrückt werden. Die Existenz von Mineralpotentialen ist somit gleichbedeutend mit der Existenz guter Leiter: In beiden Fällen spielen durchgehend verzweigte Leiterbahnen die entscheidende Rolle.

Das Ergebnis des fast 40 km langen SP-Hauptprofils ist in Abb. 2 aufgetragen. Zur Potentialmessung wurde eine Eigenentwicklung von Kupfersulfatsonden eingesetzt, die unten auf einen "Hamburger Kohlschaufelstiel" aufgesteckt sind und mit Hilfe eines Trittbügels durch die Pflanzendecke in den Boden gedrückt werden können. Der Meßpunktabstand betrug jeweils 20 m, etwa alle 200 m wurde ein Zwischenbasispunkt gesetzt. Die dargestellten Daten sind nicht geglättet. Es ist schwierig, die erreichte absolute Genauigkeit anzugeben, sie hängt unter anderem anscheinend von den Witterungsbedingungen während der Messungen ab. Bei einer Meßschleife von 3 km Länge betrug der Schleifenschlußfehler 3 mV, bei einem 28 km langen Parallelprofil, das bei 8 km vom Hauptprofil abzweigt und bei 33.5 km wieder angeschlossen wurde, immerhin 180 mV.

Wichtigstes Ergebnis der SP-Messungen ist das Auffinden einer SP-Anomalie bei 16.5 km im Bereich der Metapelite nördlich von Monterosso (vgl. Abb. 1, 2). Durch ergänzende Profile (Abb. 3) konnte gezeigt werden, daß sich diese Anomalie über eine Entfernung von ca. 4 km im Gelände verfolgen läßt, wobei die maximalen Werte über 300 mV in der Nähe des erwähnten alten Stollens auftreten. Wie in Abb. 3 angedeutet, verlaufen die Anomalien in einem Bogen von SW nach NE und folgen damit genau den von Schenk (1990) auskartierten Strukturen (z.B. im Abstand von ca. 1 km dem Nordrand des in Abb. 1 dargestellten Monzogabbronorits, enge vertikale Schaffur). Da die Strukturen im Bereich der Metapelite im wesentlichen noch die primäre sedimentäre Abfolge widerspiegeln, liegt der Schluß nahe, daß auch der eigenpotentialverursachende Störkörper sedimentären Ursprungs ist.

Slingram- und VLF-Messungen, durchgeführt über der stärksten SP-Anomalie (Abb. 3, 7. Meßprofil), bestätigen die Existenz eines guten Leiters. Dabei hat sich gezeigt, daß das Anomalienbild, das sich bei dem Slingram-Verfahren mit einer Auslage von 200 ft ergibt, nahezu deckungsgleich ist mit dem Ergebnis der SP-Messungen. Mit dem VLF-Verfahren läßt sich dagegen eine Feinaufspaltung im Bereich des Potentialminimums erreichen. Demnach besteht der "gute Leiter" aus mindestens drei gutleitenden Einzelhorizonten. Versuche, die integrierte Leitfähigkeit dieser Horizonte durch geoelektrische Sondierungen zu bestimmen, waren unter anderem wegen schwieriger Geländebedingungen unbefriedigend. Die vorhandenen Daten lassen aber erkennen, daß zumindest im oberflächennahen Bereich integrierte Leitfähigkeiten der Größenordnung einiger zehner oder gar hunderter S sicher ausgeschlossen werden können.

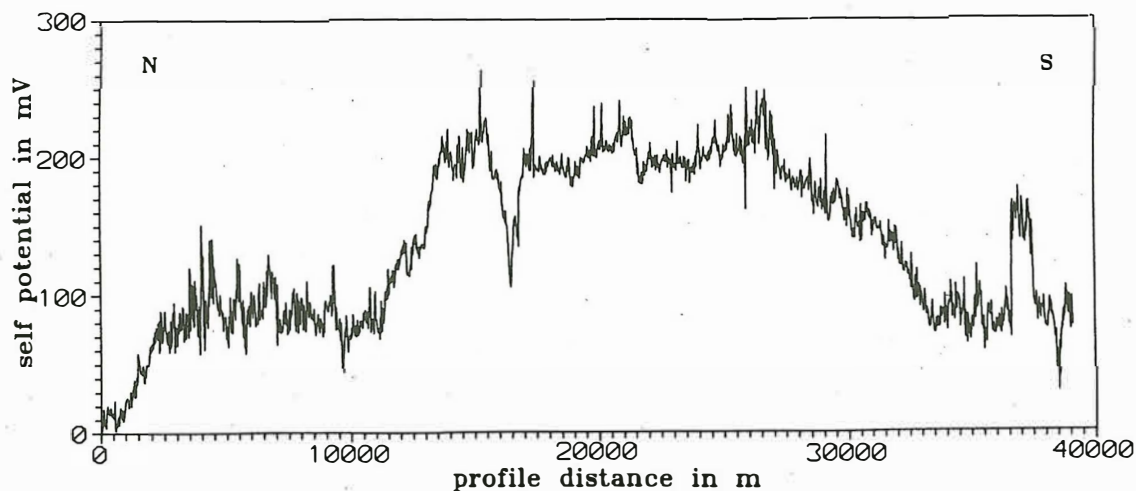


Abb. 2: Das Eigenpotential-Profil über die Unterkrusten-Sektion

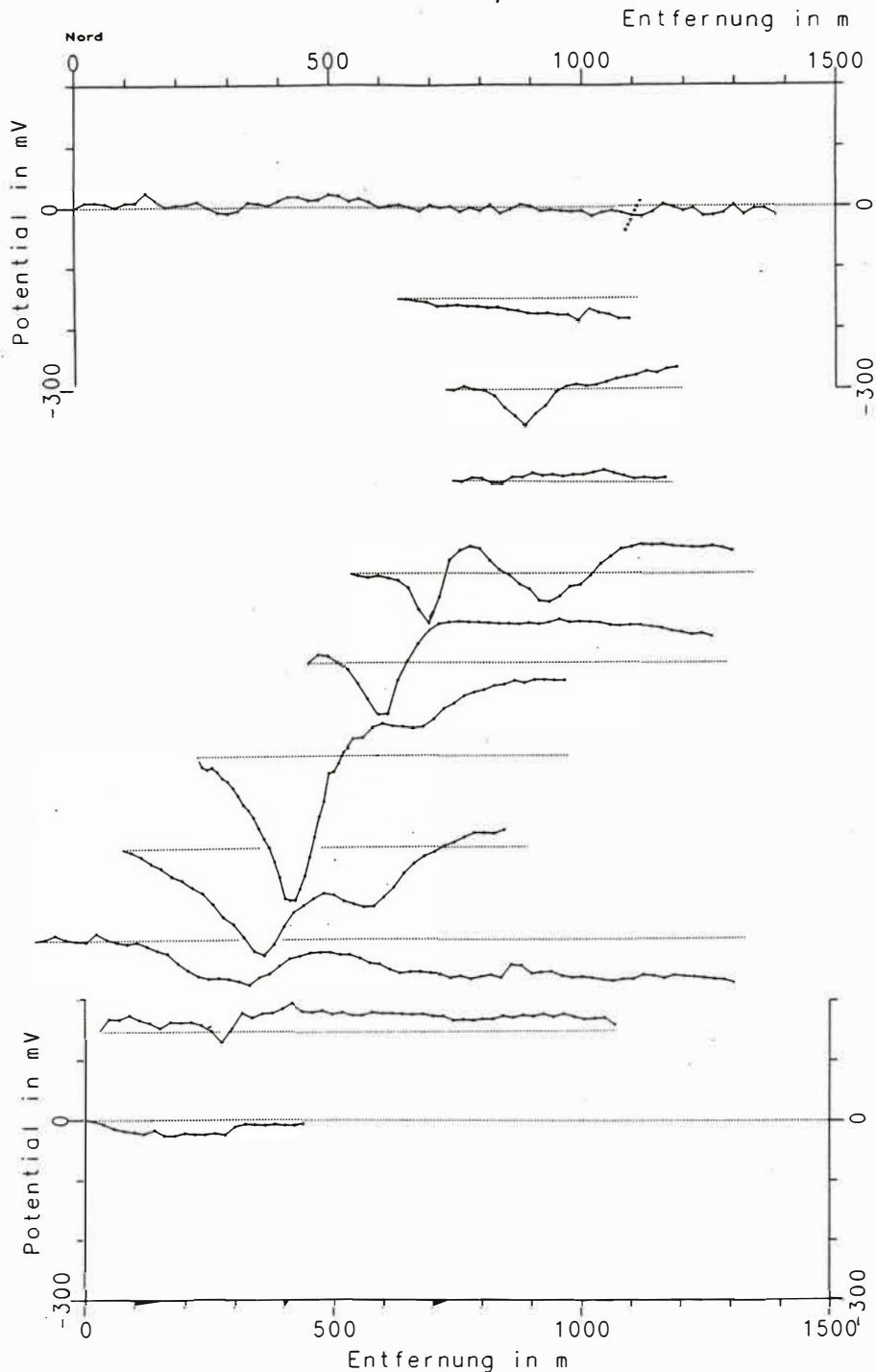


Abb. 3: Ergänzungsprofile zum Eigenpotential-Hauptprofil (Abb. 2), um den Verlauf der Eigenpotential-Anomalie zu erfassen

Probennahme und -beschreibung

Nachdem der Verlauf der Eigenpotentialanomalie im Gelände bekannt war, gelang es an geeigneten Stellen auch, die zugehörigen Graphithorizonte an der Erdoberfläche anstehend aufzufinden. Soweit erkennbar, handelt es sich um mindestens 18 stratiforme Einzelhorizonte mit Mächtigkeiten von meist wenigen, maximal 20 Zentimetern innerhalb eines Profilabschnitts von 50 m (bankrecht) in den Metapeliten. Mit geringen Ausnahmen waren alle Horizonte stark verwittert, so daß letztlich nur eine kleine Anzahl von Handstücken entnommen werden konnte, von denen zwei für Leitfähigkeitsmessungen brauchbar waren.

Zunächst konnte bestätigt werden, daß eine sedimentäre Herkunft des Graphits in allen Proben anzunehmen ist: Die Isotopie des Kohlenstoffs ergab $\delta^{13}\text{C}$ -Werten um -18‰ (Hoernes, pers. Mittlg.). Nach einer Dünnschliffanalyse an einigen der stark zersetzten, speziell präparierten Proben handelt es sich bei den meisten der geringmächtigen Horizonte um Quarz-Feldspat-Graphit-Gneise (helle Granulite), die vermutlich aus pelitischen Ausgangsgesteinen entstanden sind (Probentyp 1, ohne Abb.) (Kruhl, pers. Mittlg.). Einschlüsse von Graphit in Kalifeldspat und Plagioklas machen wahrscheinlich, daß zumindest ein Teil des Graphits primärer Bestandteil des sedimentären Gesteins war. Darüber hinaus ist zu erkennen, daß Graphit in einer jüngeren Phase mechanisch in neu entstandene Brüche hinein verpreßt worden ist. Schließlich sind bei starker Vergrößerung auf den Graphitoberflächen feine Aufwachsungen zu beobachten, die für eine weitere, sehr junge Bildungsphase sprechen. Eindeutig als Folge von Verwitterungsvorgängen ist der reichlich vorhandene Graphit mosaikartig zersetzt, es gibt somit praktisch keine durchgehende Leiterbahnen. Wegen der notwendigen Präparation zur Stabilisierung der Proben waren Leitfähigkeitsmessungen nicht möglich, vereinzelte Tests zeigten jedoch, daß dieser Probentyp eher schlecht leitend ist.

Der zweite Probentyp gehört zu einem relativ frischen Gestein, eine ausreichende Anzahl von Kernen für Leitfähigkeitsmessungen konnte gewonnen werden. Das Material besteht neben Sillimanit und Graphit hauptsächlich aus großen, undulös auslöschenden Quarzkörnern. Es wird, da das Ausgangsgestein vermutlich ein glimmerreicher Quarzit war, vereinfachend als "Metaquarzit" bezeichnet. Der Graphit ist zwischen den Quarzkörnern in Form millimetergroßer Schüppchen lagig angeordnet, wobei sich die Schüppchen gegenseitig in der Regel nicht berühren. Auch hier gibt es ebenfalls keine durchgehenden Leiterbahnen (Abb. 4a).

Bei dem dritten Probentyp handelt es sich um ein Stück einer Scherzone. Makroskopisch bzw. im Dünnschliff zeigen sich stellenweise Aufschmelzungen (Pseudotachylite), dazu Übergänge zwischen einem Kataklasit und einem Mylonit. Graphit tritt einerseits feinverteilt in den mylonitischen Bändern, andererseits unmittelbar neben dem Mylonit in deutlich angereicherter Form in einem Kluftsystem auf, in dem sich durchgehende Leiterbahnen ausgebildet haben, die auch makroskopisch erkennbar sind (Abb. 4b). In allen Fällen ist der Graphit eng mit Pyrit verwachsen. Aus diesem Teilstück der Probe konnten Kerne herausgebohrt werden.

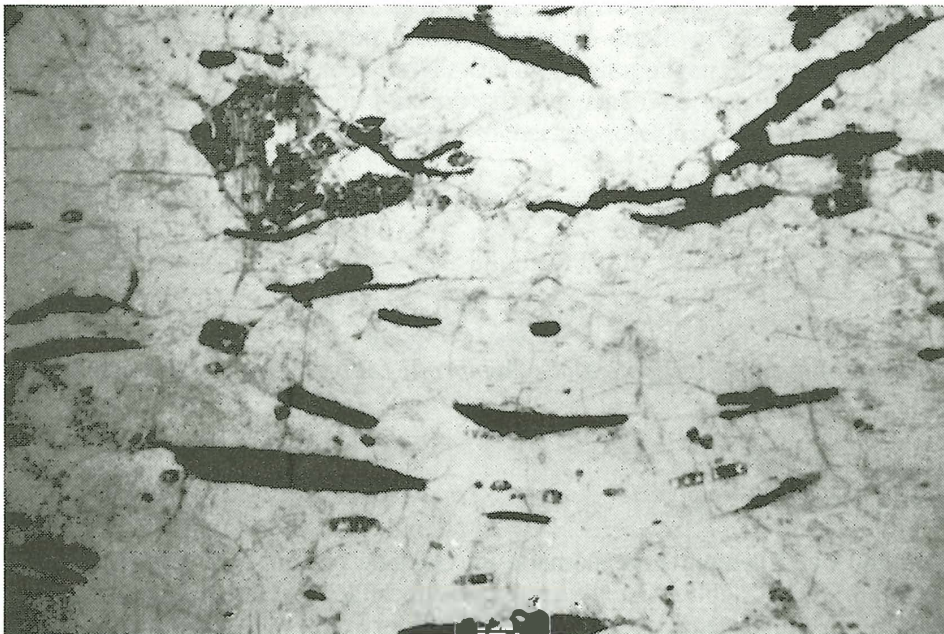


Abb. 4a: Dünnschliffaufnahme eines Granulits (Quarz-Sillimanit-Graphit-Gneis, "Metaquarzit") mit isolierten Graphitschüppchen

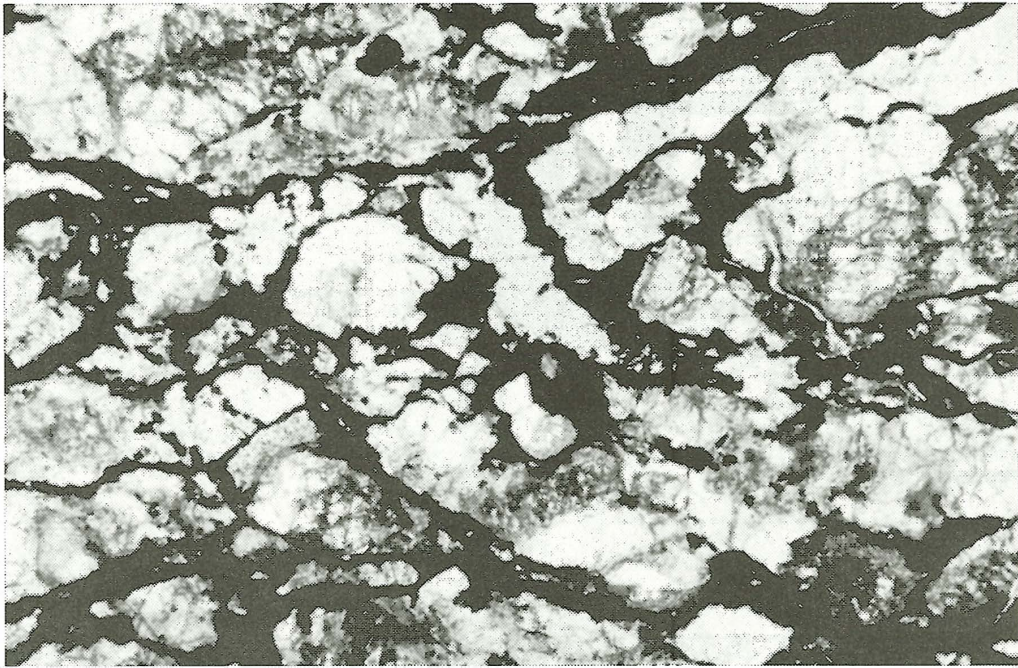


Abb. 4b: Dünnschliffaufnahme eine Granulits mit Kluftsystem, in dem Graphit eine durchgehend vernetzte Phase bildet

Leitfähigkeitsmessungen an Kernen

Die Bestimmung des komplexen spezifischen Widerstands der kalabrischen Gesteinsproben sollte im Frequenzbereich von 1 mHz bis 1 MHz vorgenommen werden, d.h. sie sollte neben dem "klassischen" Bereich der Petrophysik (10 Hz bis 1 MHz) auch den für die Magnetotellurik interessanten Niederfrequenzbereich erfassen. In ersten Untersuchungen von Börner (1991) und Rauen (1991) hatte sich bereits angedeutet, daß gerade erst im Niederfrequenzbereich wesentliche Eigenschaften der Leitfähigkeit graphitführender Gesteine erkennbar werden. Für die Messungen wurden zwei Meßzellen eingesetzt. Die 2-Pol-Anordnung (Abb. 5a) entspricht einem materialgefüllten Kondensator, die Meßanordnung wird deshalb häufig als Stoffmeßkondensator bezeichnet. Der Außenmantel der Probenhalterung besteht aus zwei Messingtöpfen, die ineinandergeschoben werden. Sie schirmen E-Felder ab und schützen wassergesättigte Proben während der langen Meßzeiten vor Austrocknung. Im Inneren der Messingtöpfe befinden sich die in Kunststoff eingesetzten Elektroden, von denen eine beweglich auf einem Gummipolster gelagert ist. Alle Messungen erfolgten bei Umgebungstemperatur und ohne Druck, allerdings wurde bei der 2-Pol-Anordnung auf einen gewissen Anpreßdruck zwischen Elektroden und Gestein geachtet, um einen gleichbleibenden elektrischen Kontakt sicherzustellen. Dieser elektrische Kontakt wird entweder durch Silberkontaktkleber oder durch nasses Filterpapier, Filz o.ä. erreicht.

Um bei Messungen elektrolytisch leitender Proben den bei niedrigen Frequenzen (meistens < 10 Hz, vgl. Forker, 1989) auftretenden Effekt der Elektrodenpolarisation zu umgehen, wurde eine 4-Pol-Meßzelle, die der von Vinegar und Waxman (1984) verwendeten Anordnung ähnelt (Abb. 5b), eingesetzt. Sie besteht aus zwei aus Plexiglas gefertigten zylindrischen Flüssigkeitsbehältern, die jeweils an den innenliegenden Stirnseiten offen sind. Zwischen diesen Behältern sitzt die zweigeteilte Probenhalterung (ebenfalls aus Plexiglas) mit eingesetzter Gesteinsprobe. Die gesamte Probenhalterung wird durch vier Gewindestangen zusammengehalten. Die beiden äußeren Elektroden (Scheiben) wurden zur Stromspeisung benutzt, die inneren (einfaches Gitter) zur Spannungsmessung. Als Elektrodenmaterial kam nach einigen Vorversuchen grundsätzlich Platin zum Einsatz, da bei langen Meßzyklen z.B. bei Edelstahl starke Korrosion auftrat. Um Leckströme zwischen Probenhalterung und Probe zu verhindern, konnte die Probenoberfläche mit einem Schrumpfschlauch mit innenliegendem thermoplastischen Kleber abgedichtet werden.

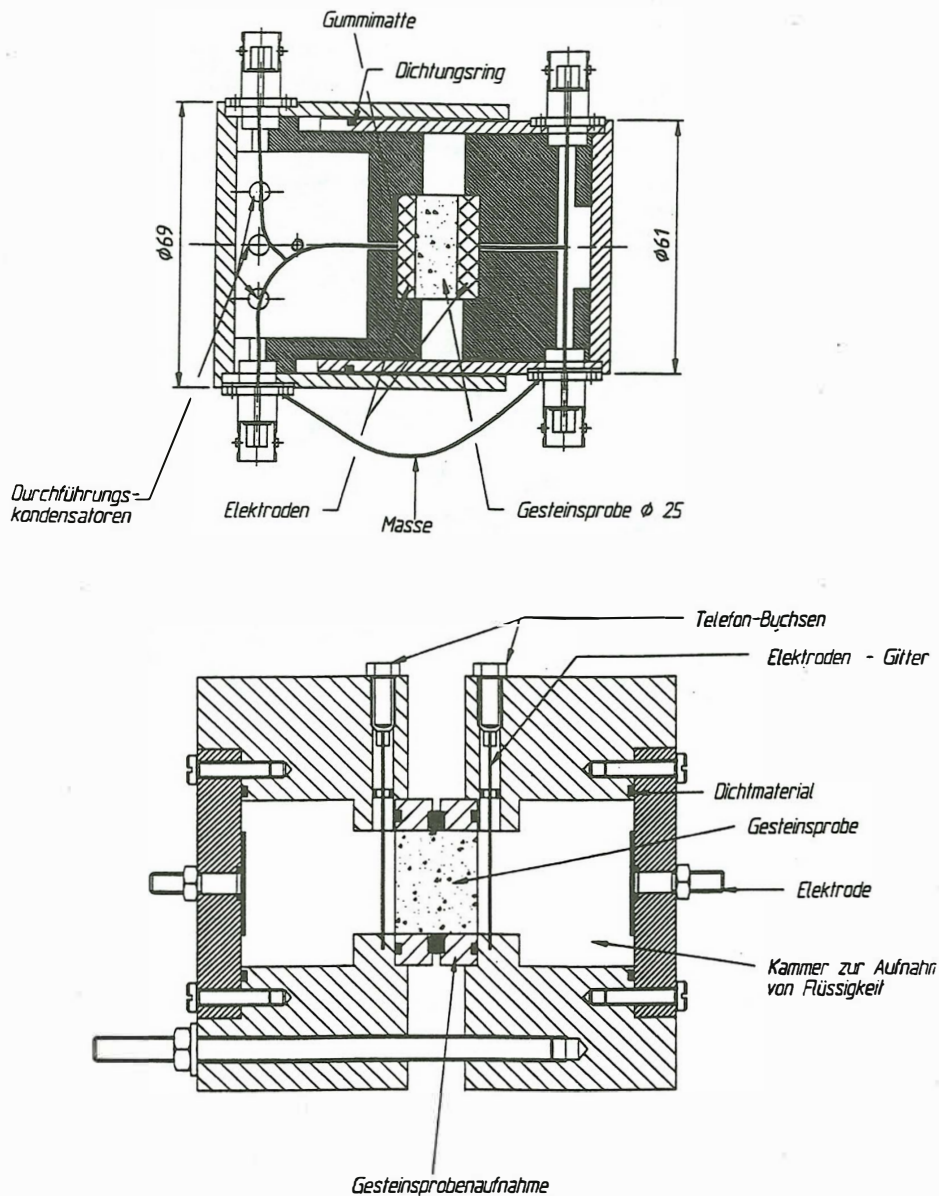


Abb. 5: Meßzellen zur Bestimmung des komplexen elektrischen Widerstandes
 a) 2-Pol-Anordnung (oben) b) 4-Pol-Anordnung (unten)

Als Beispiel für die Bestimmung des komplexen spezifischen Widerstandes wird zunächst das Ergebnis von zwei Kernen des Probenotyps 2 (Metaquarzit), die parallel bzw. senkrecht zur Foliation gebohrt waren, in Abb. 6a vorgestellt. Die jeweils tieffrequenten Teilkurven wurden in der 4-Pol-Anordnung, die hochfrequenten in der 2-Pol-Anordnung gemessen. Anschlußfehler sind also zum Teil durch den Wechsel der Apparatur mit erneuter Sättigung der Kerne usw. bedingt. Typisch für den Metaquarzit, dessen Graphitpartikel sich gegenseitig nicht berühren (vgl. Abb. 4a), ist eine im doppeltlogarithmischen Maßstab annähernd lineare Zunahme des spezifischen Widerstandes zu den tiefen Frequenzen. Erst im Millihertz-Bereich deutet sich ein Übergang zu einem konstanten Widerstand an. Bemerkenswert ist auch die deutlich ausgeprägte Anisotropie; der Widerstand senkrecht zur Foliation ist bis zu zehnmal größer als parallel dazu. Für die Phase sind hohe Werte ($\varphi \leq -5^\circ$) auch bei sehr kleinen Frequenzen charakteristisch. Nach Börner (1991) ist dies ein Anzeichen dafür, daß die Transportprozesse nicht mehr nur elektrolytischer Natur sind, sondern auch elektrochemische Vorgänge eine Rolle spielen. Allgemein kann hier von einem starken Effekt der "Induzierten Polarisation" gesprochen werden. Bei Frequenzen über 10 kHz setzt der Wassereffekt ein, er ist in den Kurven des spezifischen Widerstandes weniger deutlich zu erkennen.

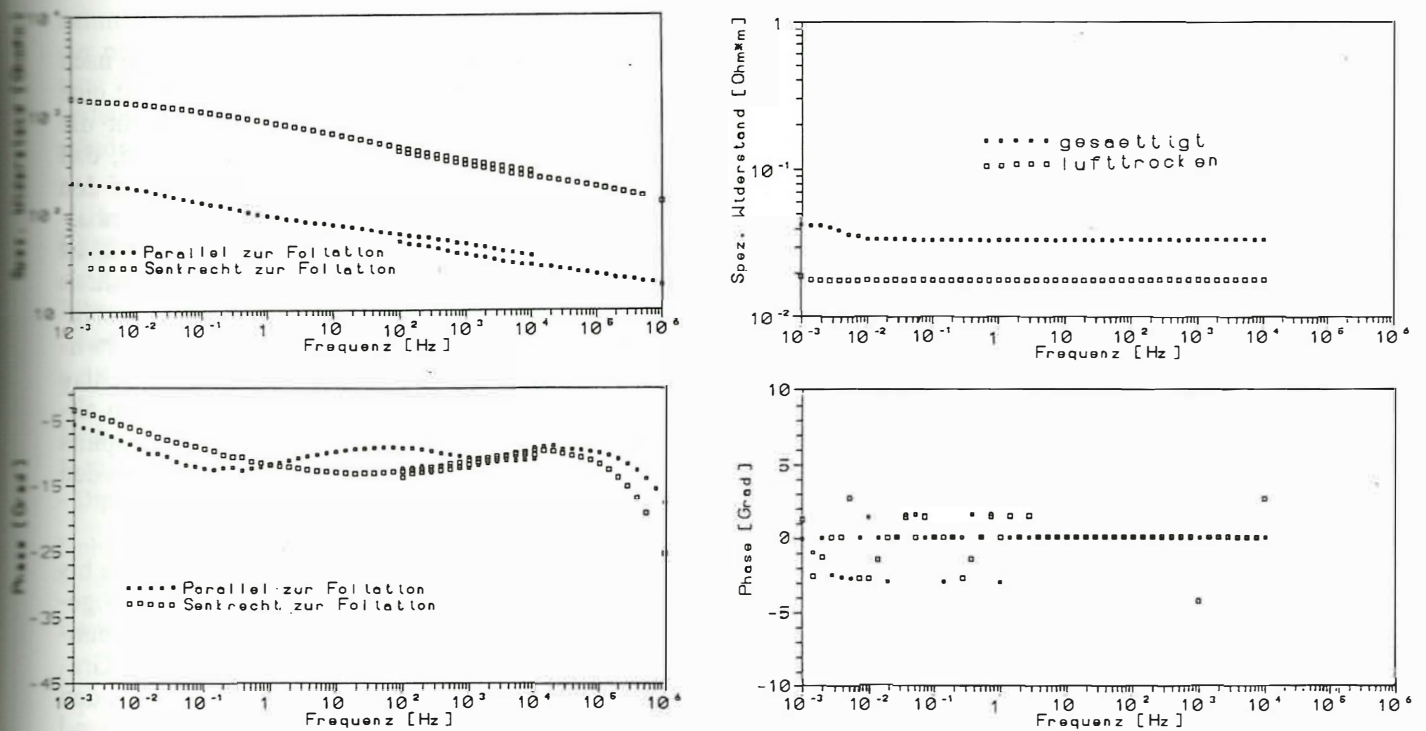


Abb. 6: Spezifischer Widerstand und Phase graphitförender Granulite
 a) Metaquarzit (links) b) Scherzone mit Kluftsystem (rechts)

Anhand weiterer Beispiele (Dreismückenbecker, 1994) wird klar, daß der Phaseneffekt sogar noch stärker sein kann als der in Abb. 6a gezeigte. Erstaunlicherweise ist der Verlauf der Phase nicht eindeutig den Foliationsrichtungen zuzuordnen, obwohl anzunehmen ist, daß es einen Zusammenhang zwischen der räumlichen Anordnung und der Stellung der Graphitpartikel zum Elektrolyten und den resultierenden Polarisationserscheinungen gibt. Die Breite des Phasenminimums (z.B. bei Messung senkrecht zur Foliation in Abb. 6a) ist aber ein bereits ein Hinweis darauf, daß dieser Zusammenhang kompliziert ist, da eine derartige Breite nicht durch einen einzelnen Relaxationsvorgang, sondern nur durch eine Serie von Relaxationsprozessen erklärbar ist.

Ein völlig anderes Verhalten zeigt demgegenüber ein Kern des Probenotyps 3 (aus der Scherzone) (Abb. 6b). Wie anhand der makroskopisch erkennbaren, durchgehenden Leiterbahnen (Abb. 4b) zu erwarten war, ist die Probe sehr gut leitend. Der spezifische Widerstand der schranktrockenen Probe erreicht außerordentlich geringe Werte um $2 \cdot 10^{-2} \Omega \text{m}$. Die Phase liegt - von Streuungen abgesehen - bei 0° . Es handelt sich also um ein Beispiel für das eindeutige Dominieren des elektronischen Leitungsmechanismus. Die Probe konnte deshalb im Bereich niedriger Frequenzen mit der 2-Pol-Anordnung gemessen werden. Die Streuungen in der Phase sind gerätebedingt; bei den auftretenden sehr kleinen ohm'schen Widerständen war die Grenze des Auflösungsvermögens der verwendeten älteren Meßanlage erreicht. Durch Verlängerung der Meßzeit (zehnfache Integrationszeit) pro Frequenz konnte die Genauigkeit der Phasenbestimmung wesentlich gesteigert werden, nach langen Meßzeiten blieb aber der spezifische Widerstand nicht mehr konstant. Bereits im Ergebnis der schranktrockenen Probe läßt sich nach relativ kurzen Meßzyklen ein leichter Anstieg der spezifischen Widerstände bei Frequenzen kleiner als 10^{-2} Hz erkennen.

Als Überraschung muß die bisher noch nicht befriedigend geklärte Beobachtung bezeichnet werden, daß der spezifische Widerstand des Kerns nach Sättigung mit 0.01 m KCl-Lösung (ca. $7.8 \Omega \text{m}$) fast um den Faktor 2 zunahm (Abb. 6b). Zu erwarten wäre eher eine geringfügige Abnahme des Widerstandes (vgl. Duba et al., 1988). Dieser Vorgang muß noch ausführlich untersucht werden, speziell seine Reproduzierbarkeit, da bei Wassersättigung Änderungen des spezifischen Widerstandes, gekoppelt offenbar an lange Meßzeiten, stark ins Gewicht fallen, wie Abb. 6b zeigt.

Diskussion

Während der Untersuchungen zur Leitfähigkeit von Unterkrustengesteinen in Kalabrien ist die Frage nach der Bedeutung des Graphits eindeutig in den Mittelpunkt des Interesses gerückt. Damit verbunden ist eine gewisse Einseitigkeit des Versuchs, Antworten auf die grundsätzliche Frage nach den Ursachen für die häufig beobachtete erhöhte Leitfähigkeit in der unteren Kruste zu finden. Es ist nicht zu übersehen, daß diese Einseitigkeit durch die eingesetzten Methoden gefördert wurde, die besonders empfindlich auf den elektronenleitenden Graphit bzw. auf Sulfiderze reagieren. Dazu gehört in erster Linie das Eigenpotential-Verfahren. Fluide sind in ihren heutigen Spuren dagegen erheblich schwieriger zu erfassen. Zu spät ist deutlich geworden, daß es, um ein Beispiel zu nennen, vielleicht gerade mit dem Eigenpotential-Verfahren möglich gewesen wäre, das Ausmaß von Störungs- und damit von Zirkulationssystemen für Fluide wenigstens großräumig zu erfassen, da diese Systeme im Meßgebiet anscheinend besonders tiefgründig verwittert (verlehmt) sind. An der Oberfläche machen sich ausstreichende Störzonen häufig durch positive Anomalien bis über 50 mV bemerkbar. In Abb. 2 sind einige dieser Anomalien, die deutlich aus dem allgemeinen "Rauschen" herausragen, erkennbar. Die folgenden Überlegungen zur Bedeutung des Graphits für die Leitfähigkeit, die sich nach den Untersuchungen in Kalabrien ergeben haben, sollten deshalb den Blick auf die mögliche Bedeutung der Fluide nicht völlig verstellen.

Zunächst ist bemerkenswert, daß biogener Graphit in Gesteinen erhalten ist, die von der Erdoberfläche bis in die Unterkruste mit granulitfaziellen Bedingungen, d.h. 800°C und 5.5 - 8 kbar (Schenk, 1990), abgesenkt und zurück bis zur Erdoberfläche transportiert worden sind. Es scheint (quantitative Untersuchungen liegen dazu bisher nicht vor), daß die Metapelite größenordnungsmäßig den gleichen Gehalt an Graphit aufweisen wie ihre Edukte, d.h. wie durchschnittliche Pelite. Soweit erkennbar, spielt Graphit in den Metabasiten keine Rolle. Wenn Graphit unter Unterkrustenbedingungen in den Metapeliten weitgehend erhalten bleibt, muß demnach nach dem Verbleib und den Eigenschaften C_{org}-reicher Sedimente gefragt werden, die im schwach metamorphen sedimentären Stockwerk oft Ursache wichtiger Leitfähigkeitsanomalien sind (z.B. Jödicke, 1992). Tatsächlich ist nicht auszuschließen, daß es sich bei dem Probenotyp 1, der im Aufschluß als dünner, schwarzfärbender Horizont in Erscheinung tritt, um ein Relikt eines Erdölmuttergesteins handelt. Der Probenotyp 2, ein Metaquarzit, kann mit einiger Wahrscheinlichkeit als ehemaliges Speichergestein angesprochen werden.

Während der Metaquarzit wohl auch unter Unterkrustenbedingungen schlecht leitend sein wird (die Graphitpartikel sitzen isoliert in den Zwickeln zwischen den großen Quarzkörnern), ist dies bei den Quarz-Feldspat-Graphit-Gneisen (Probenotyp 1) unklar. Stellt man sich das völlig zersetzte Gestein frisch vor, dann könnte ein Teil des reichlich vorhandenen Graphits durchaus ein System verbundener Leiterbahnen gebildet haben. Dieses Gestein ("Metaschwarzschiefer"?) wäre dann möglicherweise in der Unterkruste und auf dem Weg dorthin ein "guter Leiter" gewesen und hätte seine hohe Leitfähigkeit erst im Zuge des Wiederaufstiegs verloren; da es Scherbewegungen anscheinend besonders gut aufnimmt, die Wegsamkeiten für Fluide schaffen, setzt die Zersetzung durch retrograde Mineralreaktionen vermutlich bereits im Mittelkrustenstockwerk ein.

Eine besonders auffällige Beobachtung ist - ähnlich wie in der Kontinentalen Tiefbohrung (KTB) (Zulau et al., 1990) - das Auftreten von Graphit in Scherzonen, d.h. in Kataklasiten und Myloniten. Es ist bislang eine ungeklärte Frage, ob der Graphit aus dem Nebengestein stammt und sich auf den Scherbahnen als Folge von Drucklösungsvorgängen passiv angereichert hat oder ob sich Graphit aus einer fluiden Phase z.B. gemäß der Reaktion $\text{CH}_4 + \text{CO}_2 = 2\text{C} + 2\text{H}_2\text{O}$ durch mechanisch-tribochemische Aktivierung der Reaktion (Walther und Althaus, 1993) abgeschieden hat. Auch eine Kombination beider Vorgänge ist denkbar. Sicher kann aber nicht einfach angenommen werden, daß eine graphitführende Scherzone immer auch leitfähig ist. Gerade in den Myloniten erscheint der Graphit häufig extrem fein verteilt ohne durchgehende Verbindungen. Anders sieht die Situation im Probenotyp 3 aus, der, wie beschrieben, unmittelbar neben einer Mylonitzone entnommen wurde. Der Graphit sitzt hier auf einem System vernetzter konjugierter Scherflächen, die zeigen, daß das Gestein bei hoher Strain-Rate und relativ niedrigen Temperaturen zerbrochen wurde, d.h. der Graphit ist mit großer Wahrscheinlichkeit in der jüngsten Uplift-Phase nach Durchschreiten des spröd/duktile-Übergangs (vgl. Schenk, 1990) in das neu entstandene Kluftsystem eingepreßt worden. Neben der Zerstörung von Leitungsbahnen in der mittleren Kruste liegt hier somit ein Beispiel für die Möglichkeit vor, wie hohe Leitfähigkeit neu produziert werden kann.

Alle beschriebenen Beobachtungen konzentrieren sich auf einen geringmächtigen Profilabschnitt innerhalb der Metapelit-Serie, da auf dem 40 km langen Eigenpotential-Profil nur eine einzige Anomalie, d.h. nur

ein einziger Bereich mit markanter Graphit-Anreicherung aufgefunden wurde. Es liegt deshalb nahe anzunehmen, daß sich alle Transport- und Umverteilungssprozesse des Graphits in unmittelbarer Umgebung der primär C_{org} -reichen Sedimente abgespielt haben. Für ein großräumiges Heranführen von Graphit über eine fluide Phase gibt es zumindest im vorliegenden Fall keine Hinweise. In der Konsequenz würde das bedeuten, daß dem primären C_{org} -Gehalt der Sedimente bzw. Metasedimente eine Schlüsselrolle im Verständnis der elektrischen Leitfähigkeit auch in der mittleren und unteren Kruste zukäme.

Literatur

- Börner, F. (1991): Untersuchungen zur komplexen elektrischen Leitfähigkeit von Gesteinen im Frequenzbereich von 1 Millihertz bis 10 Kilohertz. - Diss. Math.-Nat. Fak. Bergakad. Freiberg.
- Brown, C. (1994): Tectonic interpretation of regional conductivity anomalies. - *Surv. Geophys.* 15: 123 - 157.
- Dreismickenbecker, N. (1994): Die komplexe elektrische Leitfähigkeit von Gesteinen: Aufbau und Erprobung eines Meßplatzes für den Frequenzbereich von 1 mHz - 1 MHz sowie erste Messungen an graphithaltigen Gesteinsproben. - Dipl. Arb. Inst. f. Geophys. Univ. Münster [unveröff.].
- Duba, A., Huenges, E., Nover, G., Will, G., and Jödicke, H. (1988): Impedance of black shale from Münsterland 1 borehole: an anomalously good conductor? - *Geophys. J.* 94: 413 - 419.
- Forker (1989): Elektrochemische Kinetik. - Akademie Verlag, Berlin.
- Giese, P. (1992): Abschlußbericht zum Projekt: Geoelektrische Messungen in Kalabrien, Gi 31/52/1-2. - [unveröff. DFG-Bericht].
- Hjelt, S.E. (1988): Regional EM Studies in the 80's. - *Surv. Geophys.* 9: 349 - 387.
- Jödicke, H. (1992): Water and Graphite in the Earth's Crust - an Approach to Interpretation of Conductivity Models. - *Surveys in Geophysics* 13: 381 - 407.
- Jödicke, H. and Grinat, M. (1985): Magnetotelluric measurements at the SE flank of the Stavelot-Venn anticline using the remote reference technique. - *N. Jb. Geol. Paläont. Abh.* 171: 425 - 440.
- Kern, H. and Schenk, V. (1985): Elastic wave velocities in rocks from a lower crustal section in southern Calabria (Italy). - *Phys. Earth Planet. Int.* 40: 147 - 160.
- Lüschen, E. (1992): A seismic reflection-refraction experiment across the exposed lower crust in Calabria (southern Italy): first results. - *Terra Nova* 4: 77 - 86.
- Rauen, A. (1991): Untersuchungen des komplexen elektrischen Widerstandes, insbesondere dessen Anisotropie und Frequenzabhängigkeit, von Proben des Kontinentalen Tiefbohrprogramms der Bundesrepublik Deutschland (KTB). - Diss. Fak. Geowiss. München.
- Sato, M. and Mooney, H.M. (1960): The electrochemical mechanism of sulfide self-potentials. - *Geophysics* 25: 226 - 249.
- Schaube, D. (1993): Untersuchungen von Audiomagnetotellurischen Registrierungen in Kalabrien (Süditalien). - Dipl. Arb. Inst. f. Geophys. Univ. Münster [unveröff.].
- Schenk, V. (1990): The exposed crustal cross section of southern Calabria, Italy: Structure and evolution of a segment of Hercynian crust. - In: Salisbury, M.H. and Fountain, D.M. (eds.): *Exposed Cross-Sections of the Continental Crust*: 21 - 42; Kluwer, Dordrecht.
- Schwarz, G. (1990): Electrical Conductivity of the Earth's Crust and Upper Mantle. - *Surv. Geophys.* 11: 133 - 161.
- Vinegar, H.J. and Waxman, M.H. (1984): Induced Polarization of Shaly Sands. - *Geophysics* 49: 1267 - 1287.
- Walther, J. and Althaus, E. (1993): Graphite deposition in tectonically mobilized fault planes of the KTB pilot drill hole. - *KTB Report 93-2*: 493 - 499.
- Zulauf, G., Kleinschmidt, G., and Oncken, O. (1990): Brittle deformation and graphitic cataclasites in the pilot research well KTB-VB (Oberpfalz, FRG). - In: Knipe, R.J. and Rutter, E.H. (eds.): *Deformation Mechanisms, Rheology and Tectonics*. - *Geol. Soc. Spec. Publ.* 54: 97 - 103.

Elektrische Leitfähigkeit in der Kontinentalen Tiefbohrung - Vergleich von Labor- und Bohrlochmessungen

H. Winter (Windischeschenbach)¹

Einführung

Die Kontinentale Tiefbohrung befindet sich in unmittelbarer Nähe von Leitfähigkeitsanomalien. Während der Vorerkundungsphase wurden oberflächennahe Zonen hoher elektrischer Leitfähigkeit und eine ausgedehnte Eigenpotentialanomalie gefunden (Haak et al., 1991). Audiomagnetotellurische Messungen deuten auf steilstehende Strukturen mit ausgeprägter Richtungsabhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit hin (Anisotropie in den Daten), die NW-SE streichen und mindestens bis in 5 km Tiefe reichen (Eisel, 1994). In größeren Tiefen wurde mit dem LOTEM-Verfahren auf einem W-E-Profil ein regionaler guter elektrischer Leiter gefunden, dessen obere Grenze bei etwa 10 km Tiefe liegt (Osman et al., 1994). Mit Magnetotellurik und erdmagnetischer Tiefensondierung wurde auf einem etwa 20 km östlich der KTB gelegenen N-S-Profil ebenfalls ein guter elektrischer Leiter in 10 km Tiefe gefunden. Diese Resultate schließen an ein weltweit beobachtetes Phänomen an: Gute elektrische Leiter findet man nicht nur in Deutschland, sondern existieren unter vielen Kontinenten in 10 km Tiefe! (z.B. ERCEUGT, 1992; Jones, 1992; Hjelt, 1991) Der KTB fällt hier eine Schlüsselrolle zu, da ihre Zieltiefe gerade in diesem Teufenbereich liegt. Als Ursache der elektrischen Leiter werden Fluide einerseits und Graphite bzw. Sulfide andererseits diskutiert (z.B. Nesbitt, 1993; Haak and Hutton, 1986).

Die Kontinentale Tiefbohrung hat mittlerweile eine Teufe von rund 9000 m erreicht. Welche Erkenntnisse lassen sich bereits heute zu den verschiedenen Krustenabschnitten ableiten?

Beobachtungen aus den KTB Bohrungen VB und HB

1. Messungen an Bohrkernen der KTB Vor- und Hauptbohrung (Bild 1)

Das Profil der elektrischen Leitfähigkeitsmessungen an Kernen der Vorbohrung (VB, 0-4000 m) zeigt, daß der Gesteinswiderstand im wesentlichen von der Lithologie unabhängig ist (Rauen, 1991). Im Gegensatz dazu folgt das Profil der Dichte der Lithologie, erkennbar an den Mittelwerten: Gneis $2,7 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$ bzw. Amphibolit $2,9 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$. Der elektrische Widerstand gruppiert sich um einen Mittelwert aller Messungen von $3600 \Omega\cdot\text{m}$. Zwei Anomalien fallen deutlich auf. Zum einen der Teufenbereich von 1600 bis 1700 m mit Widerständen zwischen 300 und $1000 \Omega\cdot\text{m}$. Hier durchteufte die Vorbohrung eine mächtige Kataklysezone. Zum zweiten die Abschnitte bei 1900 m und 3550 m mit minimalen Widerständen bis zu $1 \Omega\cdot\text{m}$. Diese Widerstandserniedrigung wird von Graphit auf Störungszonen verursacht. Mit der Teufe ist ein deutlicher Trend zu niedrigeren Widerständen zu erkennen: Oberflächennah werden im Mittel $10000 \Omega\cdot\text{m}$ gemessen, bei dem Kern aus 8079 m Tiefe dagegen nur noch $300 \Omega\cdot\text{m}$. Hier wirken sich künstlich entstandene Mikrorisse aus, die infolge zunehmender Druckentlastung während des Transports aus immer größerer Tiefe entstehen. Die Messung erfolgt in Leitungswasser, das in diese geöffneten Risse eindringt und zu dem niedrigeren Widerstand führt.

¹ Anschrift des Autors: KTB Feldlabor, Postfach 67, 92667 Windischeschenbach
E-Mail: winter@ktb.bgr.d400.de

2. Bohrlochmessungen und Feldlabordaten der KTB Hauptbohrung (Bild 2)

Bei dem Latero Log Deep (LLD) in der Hauptbohrung ist der umgekehrte Trend im Vergleich zu den Kernmessungen zu sehen: Eine Zunahme des elektrischen Widerstands mit der Tiefe. Auch hier ist er unabhängig von den lithologischen GroÙeinheiten Gneis bzw. Amphibolit. Die kräftigen, z.T. über mehrere Dekaden reichenden Anomalien mit niedrigen Widerständen um $10 \Omega \cdot m$ haben mehrere Ursachen: Offene, fluidgefüllte Klüfte bzw. graphitisierte Störungszonen. Aus dem Widerstandsbetrag des LLD-Logs allein ist eine Unterscheidung von Fluiden und Graphiten bzw. Sulfiden jedoch noch nicht möglich. Zur Identifikation werden hier Feldlabordaten und Bohrlochmessungen nebeneinander gestellt und gemeinsam interpretiert. Ein anderer methodischer Weg, aus der Kombination von verschiedenen Bohrlochmessungen diese Differenzierung zu erhalten, wird von Kück (1994) beschritten.

Aus der Analyse des Bohrkleins im Feldlabor erhält man den Graphit- und Sulfidgehalt, beides typische Vertreter von elektronisch leitenden Mineralen. Der Schwefelgehalt wird aus der RFA in % sowie Graphit und Erze in einer semi-quantitativen Skala von 1 bis 4 aus Dünnschliffanalysen bestimmt.

Durch wiederholte Spülungsspiegelabsenkungen (Absenktests) wurden Zuflüsse in die Bohrung stimuliert. Aus dem anschließend gemessenen Log der Spülungsleitfähigkeit wird ein äquivalenter NaCl-Gehalt der Spülung berechnet. Eine Anomalie in diesem Log zu höheren Werten wird als salinärer Zufluß gedeutet. Diese Kombination aus Absenkttest und Messung der Spülungsleitfähigkeit wurde bis in eine Teufe von 6000 m durchgeführt. Im Abschnitt oberhalb etwa 2600 m konnten keine salinaren Zuflüsse gefunden werden. Süßwasserzuflüsse werden allerdings von dieser Methode nicht erfaßt. Im Abschnitt von 2600 m bis 6000 m konnten diskrete salinare Zuflüsse erkannt werden. Die gleichzeitigen Pegelschwankungen in der Vorbohrung während der hydraulischen Tests in der Hauptbohrung sind Hinweis auf ein lateral ausgedehntes Fluidsystem (Kessels und Kück, 1993). Unterhalb 6000 m erfolgten die Messungen der Spülungsleitfähigkeit unter hydrostatischen Bedingungen ohne vorherige Absenkung. Der hohe Peak bei 7000 m wird durch einen starken überhydrostatischen Fluidzufluß verursacht. Ein weiterer Zufluß wurde mit der Gas- und Spülungsanalytik während des Bohrens in der Teufe 8650 m entdeckt.

Zur Frage des Leitfähigkeitsmechanismus (Bilder 2 und 3)

Aus beiden Datensätzen, Kernmessungen und Bohrlochmessungen, geht hervor, daß die elektrische Leitfähigkeit lithologieunabhängig und damit auch unabhängig vom gesteinsbildenden Mineralbestand ist. Vielmehr sind es die Strukturen innerhalb der Matrix, die die elektrische Leitfähigkeit kontrollieren. Dafür kommen Graphite und Erzminerale als elektronische Leiter bzw. Fluide als elektrolytische Leiter in Frage, die die Strukturen ausfüllen können. In der Bohrung wurden beide an definierten Stellen gefunden. In Bild 3 ist ihre Vergesellschaftung auf engem Raum dokumentiert. Eine offene Kluft aus dem Kern H031 (7001 m) ist von Salbändern aus Graphit (schwarz) und Pyrit (glänzend) umgeben. Dieses Resultat deckt sich mit der Modellvorstellung zur Erklärung der Eigenpotentialanomalie, die das gemeinsam Vorhandensein von Graphit und Fluiden fordert (Stoll et al., 1994). Es stellt sich die Frage, inwieweit diese spezifiziert und zwischen beiden unterschieden werden kann. Anhand der gemeinsamen Auftragung der Einzelergebnisse können Korrelationen zwischen niedrigen Widerständen im LLD-Log und sowohl hohem Graphit- bzw. Sulfidgehalt einerseits sowie Fluiden andererseits erkannt werden. Immer dann, wenn im LLD-Log ein Minimum mit hohem Graphit- oder Sulfidgehalt im Bohrklein korreliert, wird die Teufenstrecke des LLD-Logs, die kleinere Werte als $3600 \Omega \cdot m$ aufweist, als durch elektronische Leitung verursacht angesehen. Nach gleichem Schema werden die Teufenstrecken von LLD-Minima, die mit Fluidanzeigern korrelieren, der elektrolytischen Leitung zugeordnet. In Bild 2 werden die Teufenabschnitte im LLD-Log jeweils elektronischen Leitern (schwarz) bzw. elektrolytischen Leitern (grau) zugeordnet. Aus der Anzahl der Teufenmeter an der gesamten Meßstrecke erfolgt eine Abschätzung der Anteile beider Mechanismen (Tabelle 1).

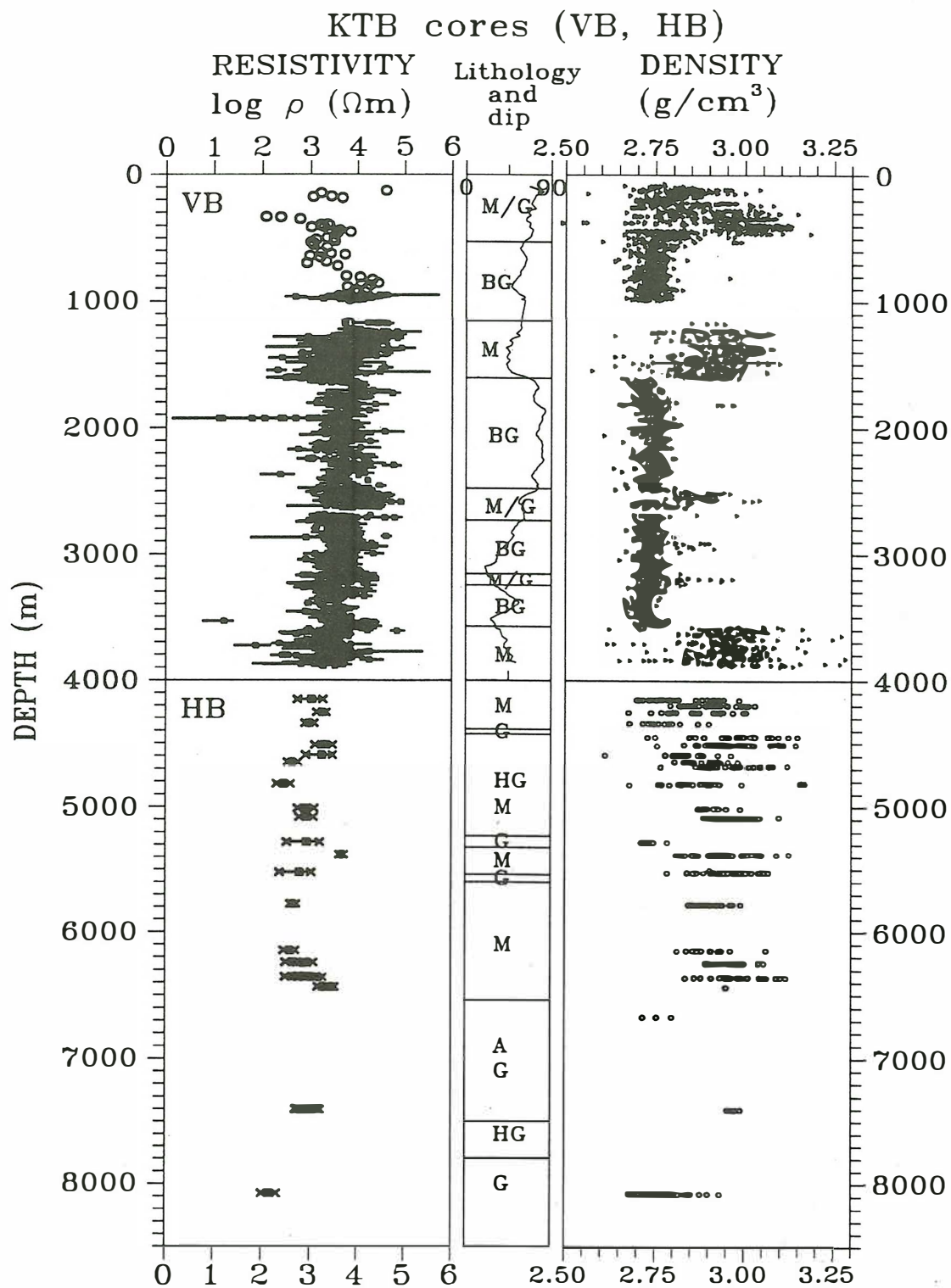


Bild 1: Messungen des spezifischen elektrischen Widerstandes (links) und der Dichte (rechts) an Bohrkernen aus Vor- und Hauptbohrung im KTB-Feldlabor, jeweils unter Normalbedingungen.

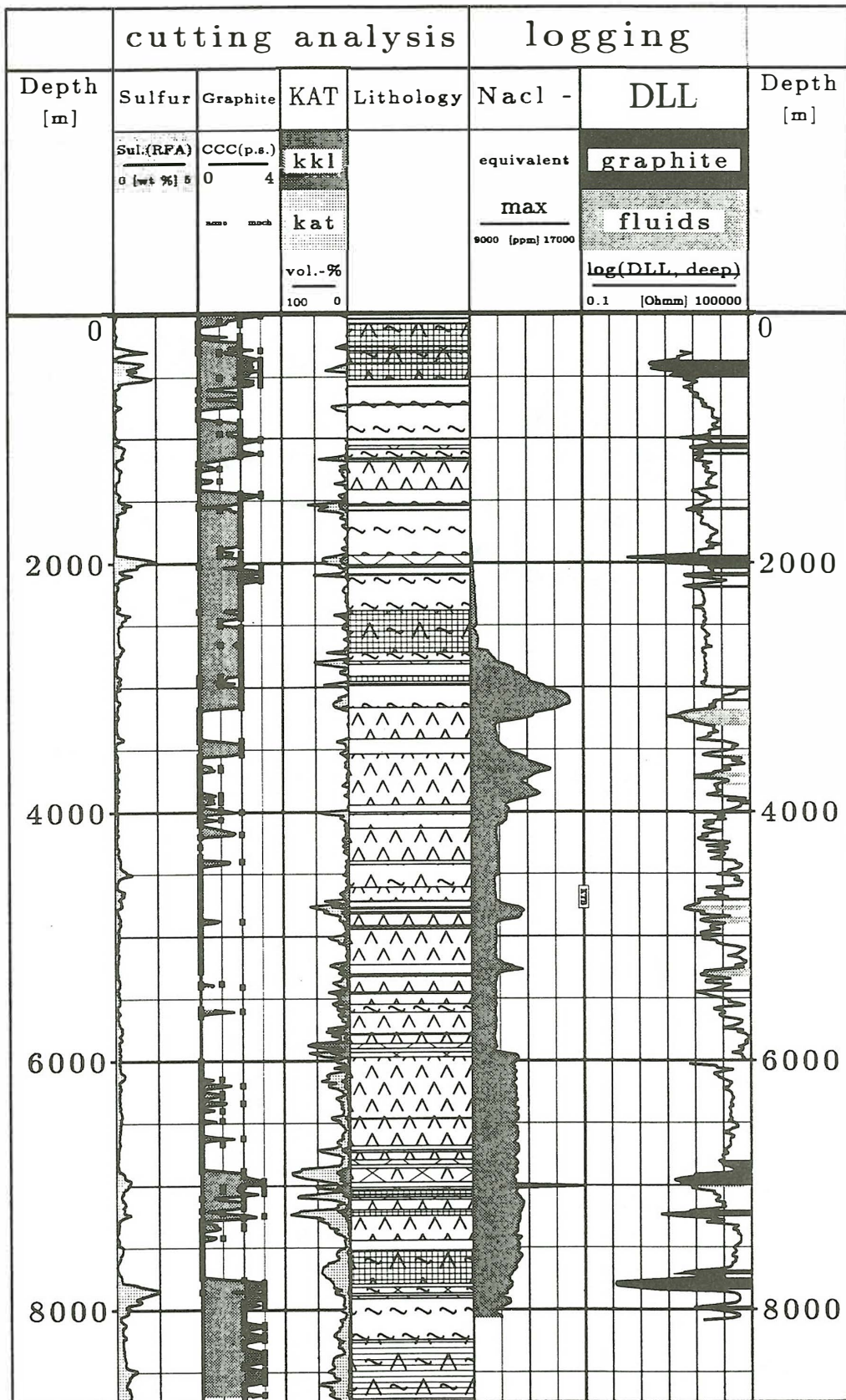


Bild 2: Zusammenstellung von Feldlaborergebnissen und Bohrlochmessungen der Hauptbohrung. Links Bohrkleinanalysen: Schwefelgehalt, Graphit- und Kataklasteanteil, Lithologisches Profil. Rechts Bohrlochmessungen: NaCl-Äquivalent der Spülungsleitfähigkeit, LLD-Log. Die Anomalien im LLD sind entsprechend den zugeordneten Leitfähigkeitsmechanismen markiert: elektronisch (schwarz) und elektrolytisch (grau).



Bild 3: Offene Kluft aus dem Bohrkern H031 (7011 m). Die Kluft ist mit Quarzkristallen belegt und von Graphit- (schwarz) sowie Pyritbändern (glänzend) umgeben. Bildbreite ca. 1 cm.

Tabelle 1: Beeinflussung der LLD-Bohrlochmessungen (HB) durch elektrische Leiter. Abschätzung der Teufenstrecken durch gemeinsame Auswertung von Bohrlochmessung und Bohrkleinanalyse im LLD-Meßintervall 290-8100 m.

	Teufenstrecke	Anteil
"Normale" Krustengesteine	6379 m	82 %
Elektronische Leiter (Graphit, Erze)	955 m	12 %
Freie Fluide	460 m	6 %

Analyse von Verteilungsfunktionen (Bilder 4, 5 und 6)

Die Logarithmen aller gemessenen spezifischen Widerstände werden in einem normierten Häufigkeitsdiagramm aufgetragen. In Bild 4 werden die Kernmessungen der Vorbohrung mit den LLD-Meßwerten verglichen. Beide sind angenähert log-normalverteilt und zeigen sogar einen gleichen geometrischen Mittelwert von etwa $3600 \Omega \cdot m$. Trotz der unterschiedlichen Methoden und Dimensionen - Kernmessung ≈ 150 Hz und Zentimeter sowie LLD ≈ 35 Hz und Eindringtiefen von einigen Metern - sind die Resultate vergleichbar. Offenbar wird die elektrische Leitfähigkeit in beiden Fällen von gleichartigen Strukturen kontrolliert. Bei den Kernmessungen sind die niedrigeren Widerstände unterrepräsentiert, da die meisten Stücke mit Klüften oder Graphitbelägen zerbrochen sind und für die Messung ausscheiden. In Bild 5 werden die LLD-Messungen von Vorbohrung (60-3986 m) und Hauptbohrung (300-8100 m) miteinander verglichen. Auch hier ist eine Übereinstimmung im Mittelwert festzustellen, die Messung in der Hauptbohrung ist aber nicht mehr allein durch eine einzelne Normalverteilung zu beschreiben. Ein weiteres Nebenmaximum bei etwa $40000 \Omega \cdot m$ hebt sich hervor. Betrachtet man einzelne Abschnitte der LLD-Logs der Hauptbohrung, dann bestätigt sich der Trend zu höheren Widerständen mit zunehmender Tiefe (vgl. Bild 2). In Bild 6 werden die LLD-Meßabschnitte 300 - 3000 m und 6000 - 7200 m der Hauptbohrung miteinander verglichen. Beide Strecken zeigen ein Hauptmaximum mit mehreren Nebenmaxima, die gegeneinander deutlich verschoben sind.

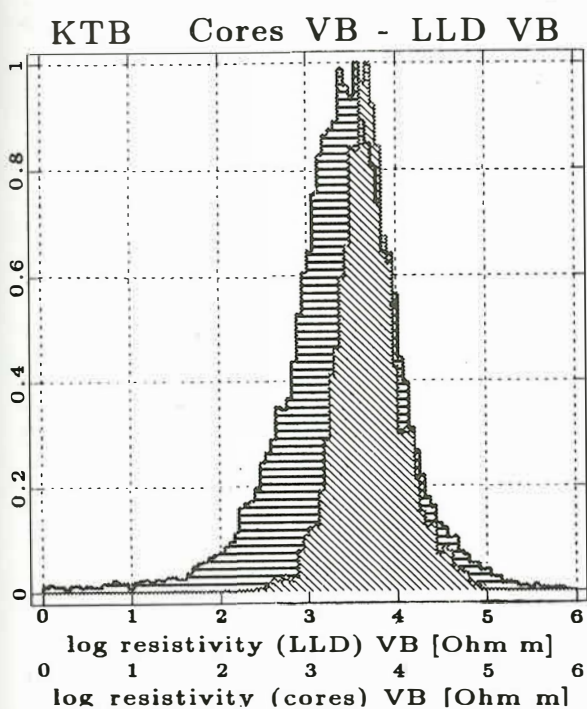


Bild 4: Normierte Häufigkeit der Logarithmen des elektrischen Widerstandes: Kerne VB (schräg schraffiert) und LLD VB 60-3985 m (horizontal schraffiert).

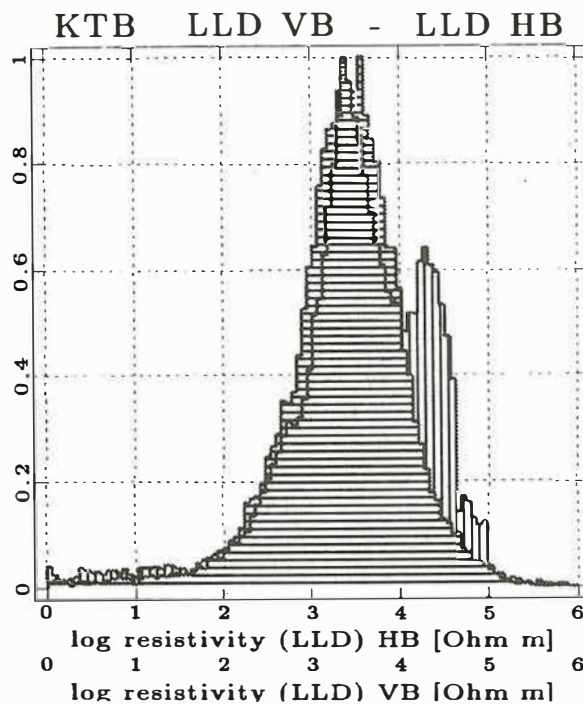


Bild 5: Normierte Häufigkeit der Logarithmen des elektrischen Widerstandes: LLD VB 60-3986m (horizontal schraffiert) und LLD HB 290-8100 m (vertikal schraffiert).

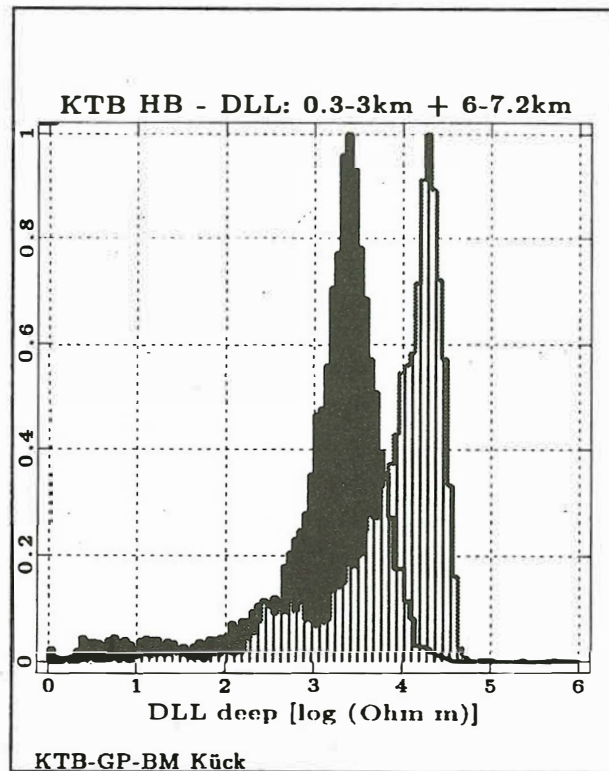


Bild 6: Normierte Häufigkeit der Logarithmen des elektrischen Widerstandes: LLD HB Abschnitt 0,3-3 km (schwarz) und LLD HB Abschnitt 6-7,2 km (vertikal schraffiert).

Ausblick

Die präsentierten Resultate sind erste Schritte zur Klärung prinzipieller Fragen, die sich um das Phänomen der elektrischen Leiter in der kristallinen Kruste gruppieren.

Einige Ergebnisse zeichnen sich jetzt schon ab. Die deutlichen Minima der LLD-Messungen korrelieren mit diskreten elektrischen Leitern, die an begrenzte Strukturen (Graphitbahnen und Erze sowie Fluide in Klüften) gebunden sind. In diesen Strukturen mit einem nur kleinen Teufenanteil findet offenbar der größte Teil der Leitung von elektrischen Strömen in der kristallinen Kruste statt. Dagegen scheinen die "normalen" Krustengesteine nur eine untergeordnete Rolle zu spielen, obwohl sie das größte Volumen umfassen. Die großräumige Verbundenheit dieser leitfähigen Strukturen ist eine gemeinsame Grundlage jener Modelle, die sowohl die AMT-Daten als auch die Eigenpotentialanomalie am besten erklären können (Eisel, 1994; Stoll et al., 1994).

Wie aus den Kernmessungen ersichtlich ist, wird der mittlere Widerstand der KTB-Gesteine von feinen Strukturen, vor allem Mikroklüfte, kontrolliert. Eine höhere Rißdichte korreliert mit einem niedrigeren mittleren Widerstand. Die Bohrlochmessungen deuten durch ihren Trend zu höheren Widerständen mit der Tiefe (Abb. 2 und 6) auf abnehmende Mikroklüftigkeit in den Gesteinen hin, was aufgrund des zunehmenden lithostatischen Drucks durchaus plausibel erscheint. Dagegen sind makroskopische, offene Klüfte, auf denen Fluide zirkulieren können, in großer Tiefe nach wie vor vorhanden und deutlich meßbar. Die Ursachen der guten elektrischen Leiter in der kristallinen Kruste sind nach dem jetzigen Kenntnisstand sowohl in diesen fluidführenden Klüftstrukturen als auch in den Graphitbahnen zu suchen.

Die Anteile der prinzipiellen Leitfähigkeitsmechanismen in Tabelle 1 sind als ein erstes Startmodell zu verstehen. Methodisch gesehen sind die LLD-Messungen als in situ-Verfahren im Vorteil, da sie von den artifiziellen Einflüssen der Kernmessungen befreit sind. Durch Korrelation mit anderen Bohrlochmeßverfahren können die Anteile der Leitfähigkeitsmechanismen möglicherweise weiter verifiziert werden. Ein Beispiel hierzu findet sich bei Kück (1994). Ein weiterer Ansatz liegt in der Auswertung der Häufigkeitsverteilungen im Hinblick auf Abmessungen, Verteilung und Verbundenheit leitfähiger Strukturen.

Literatur- und Quellenangabe

Eisel, M. (1994). Interpretation of Magnetotelluric Measurements in the Vicinity of the KTB. In: KTB-Report 94-1. Herausg.: Projektleitung Kontinentales Tiefbohrprogramm der Bundesrepublik Deutschland im Niedersächsischen Landesamt für Bodenforschung (Red.: R. Emmermann und P. Giese), im Druck.

ERCEUGT group (1992). An electrical resistivity transect from the Alps to the Baltic Sea (Central Segment of the EGT). *Tectonophysics*, 207, 123-139.

Haak, V., Stoll, J. and Winter, H. (1991): Why is the electrical resistivity around the KTB hole so low? *Phys. Earth Planet. Interior*, 66, 12-23.

Haak, V. and Hutton, V.R.S. (1986): Electrical resistivity in the lower crust. In: Dawson, Carswell, Hall and Wedepohl (editors), *The nature of the continental lower crust*. Geol. Soc. London Spec. Publ., 24, 35-49

Hjelt, S.-E. (1991): Geoelectric studies and conductivity structures of the eastern and northern parts of the Baltic Shield. *Tectonophysics*, 189, 249-260.

Jones, A. G. (1992): Electrical conductivity in the continental lower crust. In: *The continental lower crust*, Elsevier, New York, 81-143.

Kessels, W. und J. Kück (1993): Hydraulic communication in crystalline rocks between the two boreholes of the Continental Deep Drilling Program in Germany. KTB-Report 93-1, 337-365.

Kück, J. (1994): Elektrische Leitfähigkeit in der Kontinentalen Tiefbohrung - In-Situ-Messungen. Protokoll 15. Kolloquium "Elektromagnetische Tiefenforschung", dieser Band.

Nesbitt, B. (1993): Electrical resistivities of crustal fluids. *Journ. Geophys. Research*, 98, 4301-4310.

Osman, A. Hördt, A., Tezkan, B., Strack, K.-M. (1994): Der Krustenleiter unter der Oberpfalz: Ein Beitrag von der LOTEM- Methode. Vortrag auf der 54. Jahrestagung der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft, Münster.

Rauen, A. (1991): Untersuchungen des komplexen elektrischen Widerstandes, insbesondere dessen Anisotropie und Frequenzabhängigkeit, von Proben des Kontinentalen Tiefbohrprogramms der Bundesrepublik Deutschland (KTB). Dissertation. Universität München.

Stoll, J., Bigalke, J. and E. W. Grabner (1994): Electrochemical modelling of self-potential anomalies. Accepted by *Surveys in Geophysics*.

Elektrische Leitfähigkeit in der Kontinentalen Tiefbohrung - Labormessungen an einem Kern aus der Störungszone in 7012 m Tiefe

Armin Rauen, KTB Feldlabor, Postfach 67, D-92667 Windischeschenbach.
e-mail: Rauen@ktb.bgr.d400.de

1. Einleitung

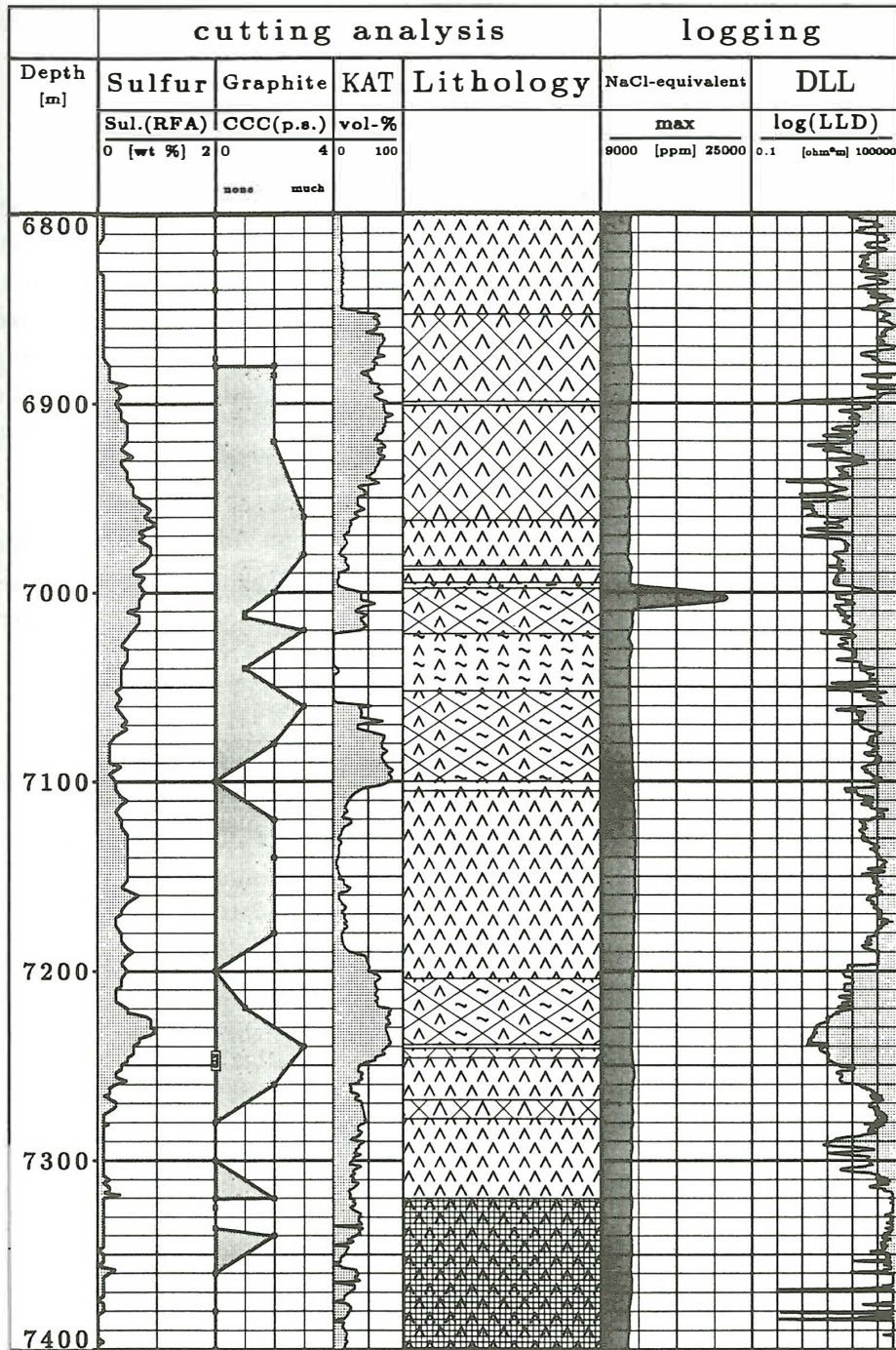
Die Hauptbohrung des Kontinentalen Tiefbohrprogramms der Bundesrepublik Deutschland (KTB) durchbohrte zwischen 6700 m und 7220 m ein ganzes Bündel von Störungszone (Duyster et al., 1993). Es konnte eine Anreicherung von sulfidischen Erzmineralen und von Graphit, ebenso wie ein hoher Anteil an Kataklyse nachgewiesen werden. Während des Bohrens wurde über die Messung des elektrischen Widerstandes der Spülflüssigkeit ein salinärer Zufluß bei 7004 m detektiert. Diese Beobachtungen sprechen für die Existenz von guten elektrischen Leitern in der Störungszone, die sowohl elektronischer, also metallischer, Natur sind (Erzminerale und Graphit), als auch elektrolytischer Natur (Kataklyse und fluide Phasen). Die Bohrlochmessung des Gesteinswiderstandes zeigt in einigen Teufenbereichen dann auch Widerstände bis $< 10 \Omega\text{m}$ an. Die angesprochenen Befunde sind in der Abbildung 1 zusammengefaßt.

Aus dieser Störungszone konnte Material in Form eines großkalibrigen Bohrkerns (H031, Durchmesser 23.5 cm, Teufe 7011-7013 m) gewonnen werden. Dieser Kern bietet die einmalige Möglichkeit, die elektrischen Leitfähigkeitsmechanismen direkt, im Labor, zu untersuchen. Der Kern besteht aus stellenweise stark kataklastischem Hornblendegneis mit einem 3-5 cm mächtigen, steilstehenden basischen Gang. An der Begrenzung dieser basischen Lage zum umgebenden Gneis ist eine bis zu mehreren mm mächtige graphitbelegte Störung mit Spiegelharnischen ausgebildet. An mehreren Stellen des Bohrkerns sind idiomorphe mm große Quarzkristalle in offenen Poren makroskopisch sichtbar.

2. Methoden

Ein Kleinbereichsprofil vom Hornblendegneis über die basische Lage wieder in den Hornblendegneis wurde mit 5 Proben (Durchmesser 25.4 mm) aus dem Bohrkern realisiert. An diesen 5 Minikernen wurden gesteinsphysikalische Untersuchungen und Analysen von Riß- und Erzmineraleinregelungen durchgeführt (Rauen et al., 1994).

Hier sollen nur die elektrischen Messungen vorgestellt werden. Das Frequenzspektrum der komplexen elektrischen Leitfähigkeit wurde von 0.8 Hz bis 120 kHz mit einer 4-Pol-Anordnung in einer Elektrolytzelle unter Normaldruck und Raumtemperatur registriert (Rauen, 1991). Im weiteren wird der Betrag der Leitfähigkeit und die Phasenverschiebung gegenüber dem Anregungssignal aus dem niederfrequenten Anteil des Spektrums (Mittelwert 1.9 Hz) betrachtet.



05.10.94 15:48 / BORNSCHEIN

Abb.1: Daten aus der Störungszone in der Hauptbohrung. Von links nach rechts: Schwefel als Anzeiger für sulfidische Erzminerale aus der RFA-Analyse von Bohrklein, Graphit (halbquantitative Skala von 0=nichts bis 4=viel), Kataklyse und Lithologie aus der Binokular-Analyse von Bohrklein, NaCl-Äquivalentkonzentration aus der Messung des elektrischen Widerstandes der Spülflüssigkeit, Gebirgs-widerstand aus der Bohrlochmessung Latero Log Deep (LLD, Schlumberger).

Der Ladungstransport im Gestein (Gesteinsleitfähigkeit σ_G) kann prinzipiell auf mehrere Arten erfolgen: über in der Porenflüssigkeit gelöste Ionen (Volumenleitfähigkeit σ_V), über Ladungsverschiebungen und -Polarisationen an internen Grenzflächen (Oberflächenleitfähigkeit σ_O) oder über die Erzminerale und Graphit in der Gesteinsmatrix (Matrixleitfähigkeit σ_M):

$$\sigma_G = \sigma_V + \sigma_O + \sigma_M$$

Die eigentliche Matrix aus silikatischen Mineralen ist in erster Näherung, zumindest bei Raumtemperatur, ein Isolator. Die Volumenleitfähigkeit kann mit folgendem, vereinfachten Verfahren getrennt von der Kombination aus Oberflächen- und Matrixleitfähigkeit bestimmt werden: Sättigt man den Porenraum mit einer Salzlösung, so stellt man genügend Ionen zur Verfügung, so daß der Elektrolyt im Porenvolumen den Hauptteil der elektrischen Leitung übernimmt. Ist dagegen der Porenraum mit destilliertem Wasser gesättigt, so stellen die Oberflächen- und die Matrixleitfähigkeit den Hauptanteil an der elektrischen Leitung (Schön, 1983, S.256 ff).

Zur Quantifizierung des Porenraums wurde die Porosität an den identischen Proben archimedisch gemessen. Der Gehalt an Erzmineralen und Graphit wurde durch mikroskopische Ansprache von Anschliffen aus der unmittelbaren Nachbarschaft der Proben bestimmt (genauer bei Rauen et al., 1994).

3. Ergebnisse

Die Abb. 2 zeigt Betrag und Phase der komplexen Leitfähigkeiten, die Porositäten und den Summen-Erzmineralgehalt (incl. Graphit). Deutlich ist eine Korrelation der Volumenleitfähigkeit mit der Porosität und eine Korrelation der Oberflächen/Matrixleitfähigkeit mit dem Erzgehalt zu sehen. Die Probe B aus dem basischen Gang zeigt die kleinste Volumenleitfähigkeit und die kleinste Porosität, aber die größte Oberflächen/Matrixleitfähigkeit und den höchsten Gehalt an Erzmineralen. Der Phasenwinkel beider Leitfähigkeiten zeigt einen ähnlichen Verlauf und korreliert mit dem Erzgehalt.

Druckabhängige Leitfähigkeitsmessungen zur in-situ-Simulation anhand der 5 betrachteten Proben ergeben folgendes (Abb. 3, Rauen et al., 1994): Mit steigendem Druck sinkt die gemessene Leitfähigkeit (normaler Druckeffekt) in den Proben A,C,D und E. Eine der Proben, nämlich die mit der größten Oberflächen/Matrixleitfähigkeit (Probe B), zeigt jedoch bei höheren Drucken einen anomalen Druckeffekt: mit dem Druck zunehmende Leitfähigkeiten.

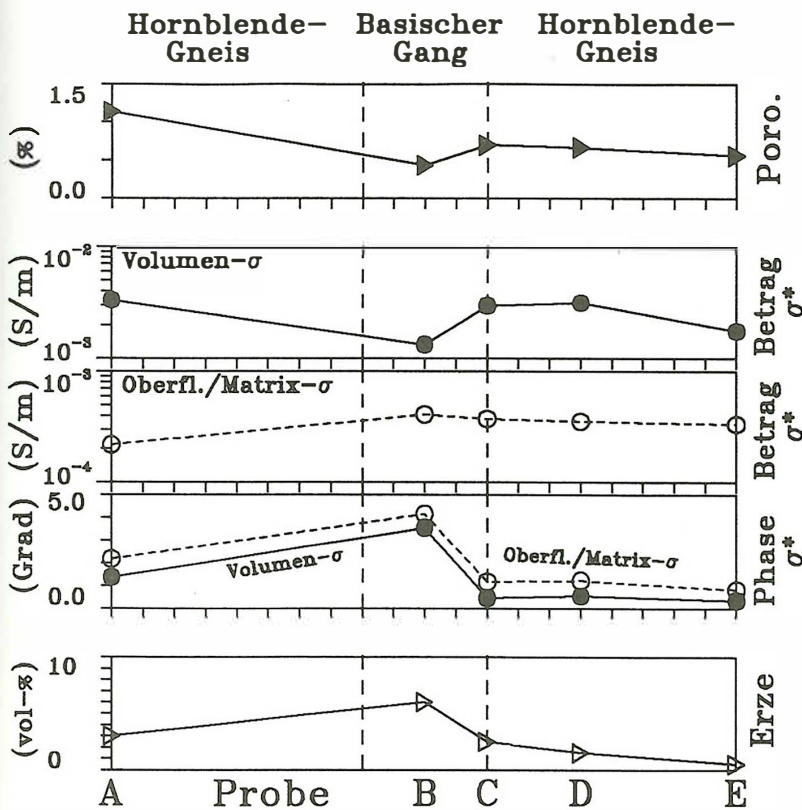


Abb. 2: Untersuchungen an 5 Proben (A bis E) aus einem Kleinbereichsprofil über einen basischen Gang aus dem Bohrkern H031 (Proben aus 7012.8 bis 7012.9 m Tiefe der Hauptbohrung). Von oben nach unten: Porosität (archimedisch unter Normaldruck), Volumenleitfähigkeit (gemessen nach Sättigung des Porenraums mit 0.1 molarer NaCl-Lösung), kombinierte Oberflächen/Matrixleitfähigkeit (gemessen nach Sättigung des Porenraums mit destilliertem Wasser), Phasenwinkel der Leitfähigkeiten gegenüber dem Anregungssignal (bei 1.9 Hz Frequenz unter Normaldruck), Summengehalt an Erzmineralen (Ilmenit, Pyrrhotin, Pyrit, Titanit) und Graphit aus mikroskopischen Anschliffuntersuchungen.

4. Diskussion

Volumenleitfähigkeit: Die größte Volumenleitfähigkeit von $3.3 \cdot 10^{-3}$ S/m (entsprechend 300 Ωm) wurde in der Probe A mit der größten Porosität von 1.2 % gemessen. Die positive Korrelation zwischen Porosität und Gesteinsleitfähigkeit (Abb. 2) ist nach dem Archie-Gesetz zu erwarten (Schön, 1983, S. 237 ff).

Die gemessene Volumenleitfähigkeit ist allerdings auf in-situ-Verhältnisse nur bedingt zu übertragen: Einerseits ist die in den Proben angetroffene Porosität zum Teil artifiziell (Begründung folgt) und damit auch die gemessene Volumenleitfähigkeit, andererseits sind die in-situ offenen Poren, die in Form von mm großen idiomorphen Quarz-Kristallen im Bohrkern sichtbar sind, in den Minikernen des Profils unterrepräsentiert. Aufgrund von präparationstechnischen Schwierigkeiten konnten diese echten Porositäten nicht beprobt werden.

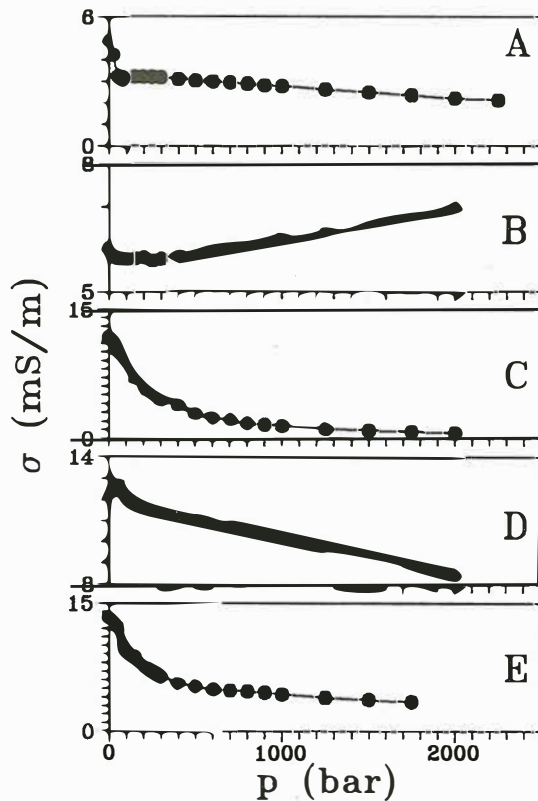


Abb. 3: Elektrische Leitfähigkeit als Funktion des hydrostatischen Umgebungsdrucks, gemessen an den 5 Proben A-E (siehe Abb. 2). Die Proben waren mit 1 molarer NaCl-Lösung gesättigt. Messungen mit einer 2-Pol-Anordnung bei 1 kHz Frequenz (Duba et al., 1994).

Die Argumente für die teilweise artifizielle Natur der in den Proben gemessenen Porosität sind: (1) Viele Risse durchschlagen Mineralkörner. Sie zeigen scharfe Grenzen und sind nicht randlich mineralisiert (Rauen et al., 1994). (2) Aufgrund des anisotropen mechanischen Spannungszustandes in situ entstehen beim Bohren subhorizontale Risse. Diese Risse sind sowohl mikroskopisch, als auch makroskopisch sichtbar und führen bei gehäuftem Auftreten zu scheibenförmigem Bohrkernzerfall (core dinking, Röckel et al., 1992). (3) Hochempfindliche Registrierungen der Bohrkernausdehnung nach der Entnahme aus dem Bohrloch (in der Größenordnung von $\mu\text{m}/\text{m}$) zeigen einen Zusammenhang mit akustischen Emissionen aus dem Kern. Beide Prozesse werden auf das Aufreißen von Mikrorissen bei der Spannungsrelaxation des Bohrkerns zurückgeführt (Wolter & Berckhemer, 1989).

Oberflächen/Matrixleitfähigkeit: Sie beträgt im verzerrten Bereich maximal $4 \cdot 10^{-4}$ S/m (entsprechend $2500 \Omega\text{m}$) und wäre damit für einen guten Leiter zu klein. In situ sollte sie allerdings höher sein, weil der Graphit in den betrachteten 5 Proben unterrepräsentiert ist. Der im Bohrkern aufgeschlossene Graphit ist sowohl in Form von mikroskopischen Leisten in der Gesteinsmatrix verteilt (in den 5 gemessenen Proben), bedeckt aber auch in zum Teil mm mächtiger Schicht die Störungsfläche an der Begrenzung des basischen Gangs. Diese Störung verursacht ein Zerbrechen des Kerns, demzufolge kann keine solide Probe präpariert werden, die den Graphit dieser Störungszone enthält. Für die elektrische Leitung spielt diese graphitisierte Fläche eine große Rolle, wie sich mit einem normalen Ohmmeter zeigen läßt: im 10-er cm Bereich existieren elektrische Verbindungen auf der graphitbelegten Störungsfläche.

Druckabhängige Leitfähigkeitsmessungen: Der normale Druckeffekt wird erklärt durch mit dem Druck abnehmende Volumenleitfähigkeit: Die mit Salzwasser gefüllten Mikrorisse werden unter Druck komprimiert (entwässert) und tragen damit weniger zur Gesteinsleitfähigkeit (=hauptsächlich Volumenleitfähigkeit) bei. Sowohl Rauen et al. (1994), als auch Duba et al. (1994) diskutieren den anomalen Druckeffekt als unter Druck erhöhte Oberflächen/Matrixleitfähigkeit. Nach Duba et al. (1994) spräche der anomale Druckeffekt für unter in-situ Bedingungen erhöhte metallische Leitfähigkeit durch vermehrte Erzmineralkontakte. Nach Rauen et al. (1994) entstünde der anomale Druckeffekt durch eine Umverteilung von Porenhalten innerhalb des Kluftsystems und eine dadurch erhöhte Konnektivität des Mikroriß-Erzmineralsystems. Nach der letzteren Hypothese beruhe der anomale Druckeffekt auf dem Vorhandensein von artifiziellen Rissen und ließe daher keine in-situ-Aussage zu.

5. Schlußfolgerung

Im betrachteten Kernmaterial aus der Störungszone (7012 m) wird die elektrische Leitfähigkeit im wesentlichen von den elektronisch leitfähigen Erzmineralen und Graphit verursacht.

In den untersuchten Kernproben sind jedoch sowohl die graphitisierten Störungsflächen, als auch die offenen, in situ fluidgefüllten, Klüfte unterrepräsentiert. An solchen Stellen war die Gesteinsfestigkeit zu gering, um Proben zu präparieren (Probendurchmesser 25.4 mm, Skalenproblem!). Trotz dieser Präparationsprobleme bietet der Kern H031 anschaulich die beiden Leitfähigkeitsmechanismen dar: eine in einer Länge von 1.4 m aufgeschlossene steilstehende graphitbelegte Störungsfläche ebenso wie offene Poren mit idiomorphen Kristallen, die rezente Fluide beweisen (Abb. 3 in Winter, 1994 im gleichen Band).

Weitere Informationen zur Abschätzung der elektrolytischen und elektronischen Anteile liefern die in-situ durchgeführten Bohrlochmessungen : Obwohl in 7004 m Tiefe ein ein der Teufe eng begrenzter salinärer Zufluß ins Bohrloch die Existenz von elektrolytisch leitfähigen Fluiden belegt, wird der Gebirgs widerstand im Latero Log Deep davon scheinbar nicht beeinflusst (keine Korrelation zwischen LLD und NaCl-Äquivalent in Abb. 1). Dagegen korreliert der Gebirgs widerstand sehr gut mit dem Gehalt an Schwefel als Anzeiger für sulfidische Erzminerale und Graphit und damit mit metallischen Leitern (Abb. 1, siehe auch Kück, 1994, im gleichen Band).

Sowohl aus Ergebnissen der Bohrlochmessungen, als auch aus den berichteten Laboruntersuchungen, wird eine Dominanz der metallischen Leitung im betrachteten Teufenbereich der 7000 m-Störung deutlich. Eine Abschätzung der Leitfähigkeitsmechanismen für die gesamte Hauptbohrung nimmt Winter (1994, im gleichen Band) vor.

Danksagung: Ich danke Frau Dr. A. Kontny und Herrn Dr. J. Duyster aus der Arbeitsgruppe Geologie im Feldlabor für die Mikroriß- und Erzmineralanalysen, Herrn P. Bornschein (Feldlabor) für die Anfertigung einer Abbildung und Frau S. Heikamp (Univ. Bonn) für die Durchführung der druckabhängigen Leitfähigkeitsmessungen.

Literatur

Duba A., Heikamp S., Meurer W., Nover G. & Will G. (1994): Evidence from borehole samples for the role of accessory minerals in lower-crustal conductivity. *Nature* vol. 367, 59-61.

Duyster J., Figgemeier C., Godizart G., Hoffmann A., Kontny A., Lich S., Machon L., Pribnow D., Rauen A., Röckel T., Spangenberg E., Umsonst T., deWall H., Winter H., Wöhl T. & Dietrich H.G. (1993): The lithological profile of the KTB Hauptbohrung 6000 - 7200 m. Report of the Field Laboratory: Geology, Geochemistry and Geophysics. In: Emmermann, Lauterjung, Umsonst (eds.), KTB Report 93-2, 15-63, NLFb, Hannover.

Kück J. (1994): Elektrische Leitfähigkeit in der Kontinentalen Tiefbohrung - In-situ-Messungen (im gleichen Band).

Rauen A. (1991): Untersuchungen des komplexen elektrischen Widerstandes, insbesondere dessen Anisotropie und Frequenzabhängigkeit, von Proben des Kontinentalen Tiefbohrprogramms der Bundesrepublik Deutschland (KTB). Diss. Fak. Geowiss. München.

Rauen A., Duyster J., Kontny A., Röckel Th. & Heikamp S. (1994): Electrical conductivity of a KTB core from 7000 m - effects of cracks and ore minerals. *Scientific Drilling*, submitted.

Röckel Th., Natau O. & Dietrich H.G. (1992): Core reorientation by comparison of core instabilities and borehole instabilities. In: Emmermann, Dietrich, Lauterjung, Wöhl (Hrsg.), KTB Report 92-2, F1-F17. NLFb Hannover.

Schön J. (1983): *Petrophysik*. Enke Verlag Stuttgart.

Winter H., Rauen A. & Kück J. (1994): Elektrische Leitfähigkeit in der Kontinentalen Tiefbohrung - Vergleich von Labor- und Bohrlochmessungen (im gleichen Band).

Wolter K.E. & Berckhemer H. (1989): Time dependent strain recovery of cores from the KTB-deep drill hole. *Rock Mechanics and Rock Engineering* 22, 273-287.

Elektrische Leitfähigkeit in der Kontinentalen Tiefbohrung - In Situ-Messungen

Kück, Jochem, KTB Logging Center, 92667 Windischeschenbach, Germany,
E-mail: kueck@ktb.bgr.d400.de; Fax: +49 9681 / 400 67

Zusammenfassung

Bohrlochmessungen liefern wichtige Aussagen zum Gesamtbild von Struktur und Aufbau elektrisch leitfähiger Systeme im Untergrund der KTB Lokation. Im weitaus größten Teil der beiden KTB Bohrungen zeigen Bohrlochmessungen die für kristalline Gesteine typischen, sehr hohen Werte des elektrischen Gesteinswiderstands ($> 1000 \Omega\text{m}$). In nur wenigen, diskreten Zonen mit geringer Mächtigkeit treten jedoch niedrige Resistivitäten auf. So ganz besonders in den Teufenbereichen um 500 m, 2000 m und 7800 m. Einige dieser Bereiche korrelieren mit erhöhtem Graphit- und Sulphidanteil im Bohrklein, andere mit Anzeichen erhöhter Salinität in hydraulisch aktiven Zonen. Eine detaillierte Untersuchung vermag eine Unterscheidung der Horizonte mit geringem Widerstand in solche mit elektrolytischem und/oder metallischem Ladungstransport zu erstellen.

Resistivitätsprofil als Indikator für gute Leiter. (Abb. 1 - 290 m bis 8100 m)

Das Resistivitätsprofil liefert eine Aussage über Lage und Art von elektrisch anomalen Horizonten, den 'guten Leitern'. In der Hauptbohrung (HB) des Kontinentalen Tiefbohrprojekts der Bundesrepublik Deutschland, KTB, wurde der spezifische elektrische Gesteinswiderstand im Tiefenbereich von 290 m bis 8096 m mit der Dual LateroLog Sonde (DLL) vermessen. Die DLL Sonde der Fa. Schlumberger bestimmt den spezifischen Widerstand (Resistivität) in zwei horizontalen Eindringtiefen: 'deep' - tiefer als 3 m; 'shallow' - $\ll 0.5$ m [Serra, 1984]. Ein Ausschnitt der Ergebnisse ist in der Abb.1 als Resistivitätsprofil für den Abschnitt 3000 - 7200 m dargestellt. Im Gegensatz zu den Verhältnissen in Sedimenten liefern die Messungen im kristallinen Gestein keine signifikanten lithologische Unterscheidungskriterien. Sie zeigen jedoch einige starke, offenbar nicht an lithologische Einheiten gebundene Resistivitätsanomalien. Die Spülungsleitfähigkeit (Mud resist.) wurde während oder kurz vor der DLL Messung ermittelt. Analysen der Cuttings (Bohrklein) und weitere Bohrlochmessungen (z.B. IP, SP, Caliper) können Auskunft geben über die Träger der niedrigen Resistivitäten, bzw. hohen Leitfähigkeiten. In Abb.1 ist eine Quantifizierung des Vorkommens von Graphit und Fe-Sulphiden dargestellt. Die Daten zum Vorkommen von Graphit, Pyrit und FeS wurden durch die Arbeitsgruppe Geologie, das Profil des Schwefelvorkommens von der Arbeitsgruppe Geochemie, beide im KTB Feldlabor, erstellt.

Beobachtungen

Das DLL zeigt die für kristalline Gesteine typischen hohen bis sehr hohen Werte (80% Meßwerte $> 1000 \Omega\text{m}$). Der geometrische Mittelwert über dem gesamten Meßbereich beträgt $3600 \Omega\text{m}$, (Avrg deep in Spur 1). Allgemein ist ein mit der Tiefe zunehmender Trend zu größeren Werten erkennbar. In einigen wenigen Zonen mit geringer Mächtigkeit treten, wie ähnlich schon in der KTB VB zu sehen war [Kück, 1992], sehr niedrige Werte auf. Ihr Anteil an der 7794 m langen Meßstrecke liegt mit 184 m unter 3 Prozent. Auffällig ist eine sehr gute Übereinstimmung der Teufenlage dieser Anomalien mit Zonen, in denen besonders starke **Graphit- und Schwefelvorkommen** aus Bohrkleinanalysen nachgewiesen wurden (Abb.1, Spur 6,7 & 8). Bei deutlicher Graphitanzeige liegt stets auch eine sehr starke Resistivitätsanomalie vor. Eine verstärkte Sulphidanzeige verhält sich fast immer proportional zu den erniedrigten Resistivitäten (eine Ausnahme: 4400 m - 4550 m, sehr hohe spezifische Widerstandswerte bei deutlicher Sulphidanzeige). Das **Bohrlochkaliber** zeigt in nahezu allen Anomalietiefen keine oder nur leichte Bohrlochausbrüche an. Eine Verfälschung der Resistivitätsmessung durch ein stark erweitertes, mit hoch leitfähiger Spülung gefülltes Bohrloch ist damit hier auszuschließen.

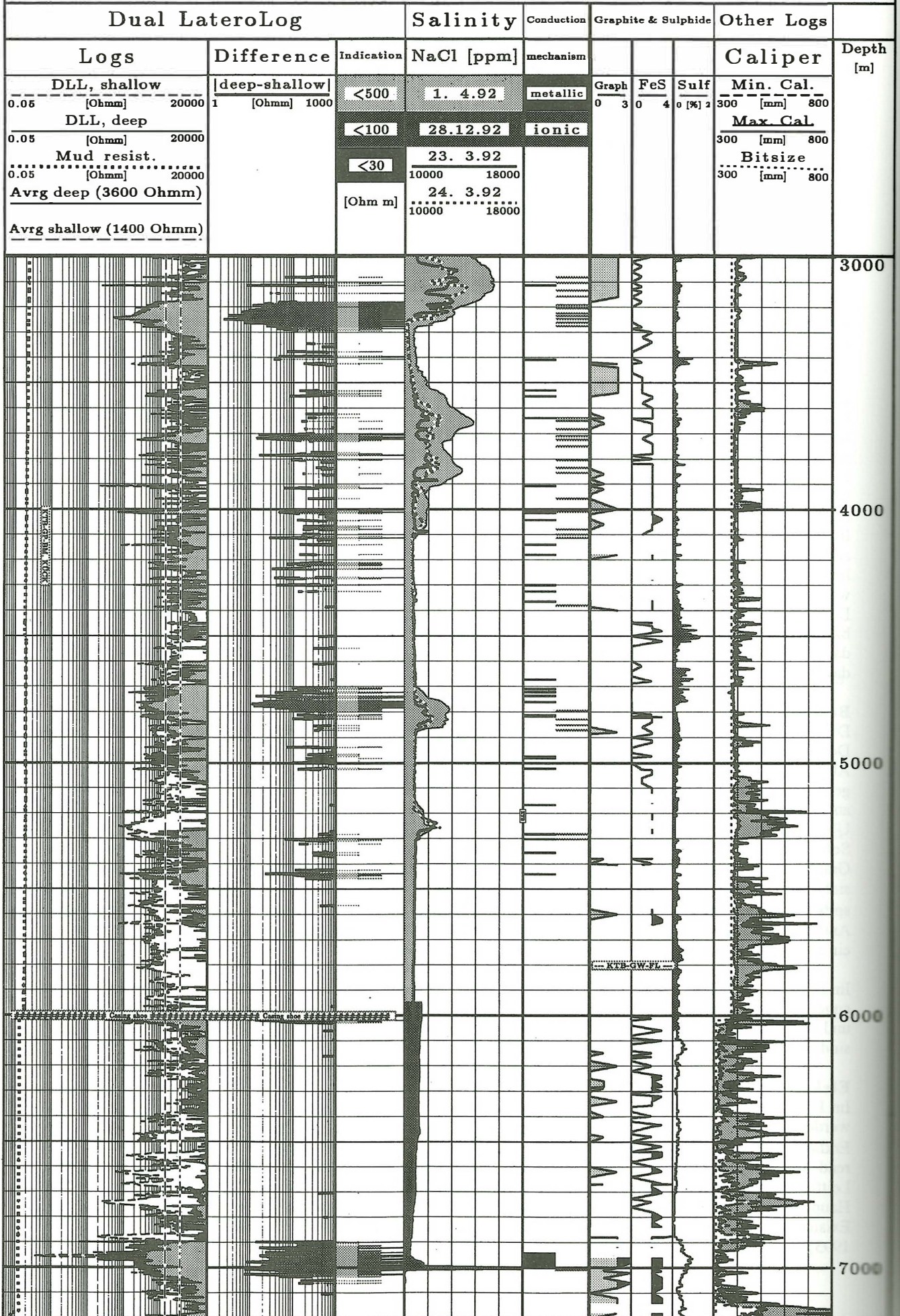
Im Bohrlochbereich 3000 m bis 6000 m wurde während eines hydraulischen Tests an mehreren Stellen Zuflüsse angeregt, diese wurden mit einer **Salinitäts**sonde lokalisiert. Dabei wird die Salinität aus Spülungswiderstand und -temperatur berechnet und in NaCl-Äquivalent ausgedrückt. Die hierbei ermittelten Salinitätsverteilungen sind in Abb. 2 - Spur 4 (Salinity) dargestellt.

Elektrolytische oder Metallische Leitung ?

Im DLL Log erscheinen deutliche Anomalien, welche nicht durch Graphit- oder Sulphidvorkommen erklärt werden können (z.B. 3200 m - 3300 m, 3520 m - 3530 m, 3700 m - 3740 m, 4800 m, 5300). Eine plausible Erklärung für solche Zonen ist die elektrolytische Leitung in den Verschnittstellen der Bohrung mit fluidführenden Horizonten. Die aus Analysen der in der KTB VB geförderteten Fluide mit hoher Salinität und damit guter Leitfähigkeit unterstützt diese Vorstellung [Heinschild, 1990; Pekdeger et al., 1990]. Ein zwischen Vor- und Hauptbohrung (horizontale Distanz ≈ 200 m) durchgeführtes **Cross-Hole Experiment** beweist eindeutig die Existenz von elektrischer Verbindung und hydraulisch weiträumiger Kommunikation [Kessels et al., 1993; Stoll, 1993].

Abb.1

KTB-Oberpfalz HB



In Zonen, die hydraulisch aktive Horizonte durchteufen, die also durch erhöhte Mikroklüftigkeit gekennzeichnet sind, wird das fern der Bohrlochwand lesende DLL deep dem nur im Nahbereich lesenden DLL shallow gleich niedrige Werte ermittelt. Die Erniedrigung der Differenz 'deep-shallow' ist bei gleichzeitig geringen Resistivitäten ($< 1000 \Omega\text{m}$) ein guter Indikator für ein fluidführendes Gebirge, vgl. Abb.1 - Spur 2 (Differenz). Ein ebensolcher Effekt tritt auch bei Graphit- oder Pyrit-führendem Gebirge auf. Eine Unterscheidung ist allein mit den DLL Messungen daher noch nicht möglich.

Es ist davon auszugehen, daß bei dem hydraulischen Test alle weiträumig permeablen Bereiche im Testintervall 3000 - 6000 m fluide gefördert haben, somit alle Horizonte mit der Salinitätssonde detektiert wurden. Ein weiterer Zufluß wurde später ohne hydraulischen Test bei 7000 m registriert. Die Teufenlagen der sehr kleinen Differenzen 'deep-shallow' stimmen vorzüglich mit den Unterkanten der einzelnen Salinitätsereignisse überein. Eine detaillierte Untersuchung bestätigt sogar, daß zu nahezu jedem Salinitätsereignis eine Anzeige in 'deep-shallow' vorliegt. Zusammen mit den Graphit- und Sulphid-Profilen lässt sich eine Unterscheidung in elektrolytische und/oder metallische Leitung vornehmen, sie ist in Abb.1 - Spur 5 wiedergegeben (grau = elektrolytisch; schwarz = metallisch). Das in allen relevanten Bereichen sehr gute Bohrlochkaliber bestätigt die Vertrauenswürdigkeit der Differenzen 'deep-shallow'. Da im Bereich oberhalb 3000 m und unterhalb 6000 m keine sichere Information über alle Zuflußhorizonte vorliegt, kann eine solche Unterscheidung dort nicht eindeutig durchgeführt werden.

Verglichen mit den extrem kleinen Resistivitäten bei 500 m, 2000 m und 7800 m sind die Anomalien im Bereich 3000 m bis 6000 m um fast zwei Größenordnungen schwächer ausgeprägt. Offenbar treten gute Leiter mit metallischer Leitung bedeutend stärker im Resistivitätslog der KTB HB auf, als solche mit elektrolytischer Leitung.

Aus der Zusammensicht der angeführten Bohrlochmessungen scheint eine nur auf Bohrlochmessungen gestützte Identifikation des Leitungstyps möglich zu sein. Hierzu bedarf es aber noch eingehender Untersuchungen des umfangreichen Datenmaterials aus dem KTB Projekt.

Besonderheit im Teufenbereich 5600 m bis 6000 m.

In diesem Bereich treten mehrere für die gesamte Bohrung ungewöhnliche Effekte auf. So liegen hier die höchsten vorkommenden Resistivitäten ($\gg 20\,000 \Omega\text{m}$). Auch in viel größeren Tiefen treten wieder vergleichbare hohe Resistivitäten auf, in diesem Teufenbereich jedoch handelt es sich um einen ungewöhnlichen Wert. Es konnten trotz umfangreicher hydraulischer Tests keine Zuflüsse detektiert werden, vgl. Abb.2. Es liegt kein Anzeichen zur Graphit- und nur schwache Anzeigen zur Sulphidführung vor, Abb.1. Das Kaliber zeigt starke Ausbrüche, was auf ein Spröbruchverhalten schließen läßt [Röckel, 1992], wie es bei sehr kompetenten, meist impermeablen Gesteinen auftritt. Aus den beschriebenen und weiteren hydraulischen Tests bis zu den jüngsten Versuchen Ende Februar 94 ist bekannt, daß oberhalb etwa 6000 m ein deutlich niedrigeres Druckniveau als darunter vorliegt. Möglicherweise durchteuft die KTB HB eine die beiden hydraulischen Horizonte trennende Abdichtung (sealing body) in diesem Teufenabschnitt, vgl. auch Huenges et al., 1994.

Literaturverzeichnis:

Dieses Thema ist ausführlicher behandelt in:

Kück J., Anomalies of the electrical resistivity in the KTB-Oberpfalz main borehole HB, KTB-Report 94-1

Draxler, H., 1993, Logging Operations at casing depth 6018 m (drilling depth), KTB-Report 93-1, p.97-175

Heinschild, H.-J., 1990, Ergebnisse der geochemischen Bearbeitung gewonnener Fluidproben, KTB-Report 90-5, p.439-470

Huenges, E., 1994, Engeser, B., Kück, J., Kamm, C., Zoth, G., Formation-pressure down to 8.7 km depth of the Kontinentale Tiefbohrung (KTB), KTB-Report 94-1, in press

Kessels, W., Kück, J., 1993, Hydraulic communication in crystalline rocks between the two boreholes of the Continental Deep Drilling Programme in Germany, KTB-Report 93-1, p. 337-365

Kück, J., 1992, A comparison of electrical resistivities obtained from logging the KTB pilot hole with surface electromagnetic measurements, Scientific Drilling, 1992, No.3, p. 100-104.

Serra, O., 1984, Fundamentals of well-log interpretation, The acquisition of logging data, Developments in Petroleum Science, 15A, Elsevier, 1984, p. 51-76.

Stoll, J., 1993, A Mise-à-la-Masse experiment for detecting an electric network in cataclastic zones around the KTB-site, KTB-Report 93-1, p. 237-250

Pekdeger, A., Sommer v. Jarmersted, C., Woith, H., 1990, Zwischenbericht über erste Ergebnisse der Hydrochemie an der KTB-VB. (Pumpversuch vom 07.04.90 - 11.04.90), KTB-Report 90-5, p. 474-481

Röckel, T., 1992, Zusammenstellungen von Untersuchungsergebnissen vom Feldlabor zum 12 1/4" Bohrlochabschnitt in der Hauptbohrung, Anlage 6 - Felsmechanik, Sitzungsvorlage am 18. 8. 1992 in Windischeschenbach; sowie persönliche Mitteilungen.

DIE KTB-GEOBATTERIEN UNTER DEM ASPEKT EINES NETZWERKMODELLS ZUR ABSCHÄTZUNG DES BEITRAGS DER ELEKTRONISCHEN LEITFÄHIGKEIT ZUR GESAMTLEITFÄHIGKEIT

J. Bigalke, Institut für Physikalische und Theoretische Chemie,
Johann Wolfgang Goethe-Universität, Marie-Curie-Str. 11, D-60439 Frankfurt am Main

1. Einleitung

Die Untersuchungen zur elektrischen Leitfähigkeit im KTB-Umfeld geben Anlaß zur Schlußfolgerung, daß dort ein Netzwerk von hoch leitfähigen Komponenten existiert, das in eine gering leitfähigen Gesteinsmatrix eingefügt ist:

1. Eine statistische Auswertung Magnetotellurischer (MT) Messungen in der Zone Erbdorf-Vohenstrauß (ZEV) zeigen, daß bei hohen Widerständen hohe Anisotropien der Leitfähigkeit auftreten. Es besteht dort ein funktionaler Zusammenhang zwischen Leitfähigkeit und Leitfähigkeitsanisotropie (Bahr, 1993).
2. Die Existenz von Eigenpotentialanomalien im KTB-Umfeld (Stoll, 1989) deuten im Rahmen des Geobatterie-Modells auf ausgedehnte *elektronisch* leitende Strukturen hin (Bigalke und Grabner, 1993). Darüber hinaus wurden KTB-HB-Bohrkerne erbohrt, die durchgängig verbundene Graphitbahnen mit Längen der Größenordnung Meter aufweisen (Winter, 1993).
3. Es besteht zwischen KTB-VB und HB eine hydraulische Verbindung, die auf ausgedehnte Kluftsysteme von mehreren hundert Metern schließen läßt (Kessels et al., 1993).

Eine quantitative Aussage darüber, welche Bedeutung dem jeweiligen Leitfähigkeitsmechanismus (ionisch/elektronisch) zukommt, ist bisher nur in Ansätzen gegeben (Bahr, 1993). Dies hat seine Ursache darin, daß Gleichstromsondierungen und MT-Messungen prinzipiell nicht zwischen ionischer und elektronischer Leitfähigkeit unterscheiden können. Daher wird im Folgenden versucht, basierend auf einem Netzwerk-Konzept (vgl. Kap. 4) eine statistische Analyse von Leitfähigkeitsdaten durchzuführen und in Beziehung zu Eigenpotentialdaten zu setzen, um Aussagen über Struktur und Mechanismus der Leitfähigkeit zu erhalten.

Bahr (1993) beschreibt die Leitfähigkeit in der ZEV durch ein Modell eingebetteter Widerstands-Netzwerke. Die aus MT-Feldmessungen zugänglichen Parameter, die in dieses Modell eingehen, sind Leitfähigkeit und Anisotropie der Leitfähigkeit (s. Kap. 8). Daraus kann das Mischungsverhältnis zwischen der hoch leitfähigen und der gering leitfähigen Komponente bestimmt werden sowie die *Wahrscheinlichkeit p* , daß ein Widerstand im Netzwerk geschlossen ist. Dabei ist die zwischen der Leitfähigkeit des Netzwerks und der Wahrscheinlichkeit p vermittelnde Größe die *Konnektivität C* , die ein Maß für die Verbundenheit der hoch leitfähigen Komponente in der gering leitfähigen Matrix darstellt. C kann Werte zwischen 0 und 1 annehmen (vgl. Kap. 3). Die im Folgenden durchgeführten Überlegungen dienen dem Ziel, das Geobatteriemodell in das Widerstands-Netzwerkmodell einzubinden. Dabei ist folgender Zusammenhang zwischen der Leitfähigkeit und dem Eigenpotential wesentlich:

Liegt lokal eine hohe Konnektivität der hoch leitfähigen Komponente vor, d.h., ist der Wert von C nahe 1, so ist die Wahrscheinlichkeit groß, daß sich dort ein über größere Distanzen durchgehend verbundener Leiter befindet. Handelt es bei der hoch leitfähigen Komponente um einen Elektronenleiter, dann bedeutet dies eine *hohe Wahrscheinlichkeit für die Existenz von Eigenpotentialanomalien* in dem betrachteten Gebiet. Dies wird durch die Beobachtung gestützt, daß die Eigenpotentialanomalien mit Gebieten stark erhöhter Leitfähigkeit korrelieren (Haak et al., 1991). Umgekehrt läßt sich die Konnektivität der Elektronenleiter aus deren Anzahl und Ausdehnung über Eigenpotentialmessungen bestimmen (vgl. Kap. 9). Durch einen Vergleich mit den aus den MT-Messungen gewonnenen Daten soll der Anteil der elektronischen Leitfähigkeit zur Gesamtleitfähigkeit abgeschätzt werden (vgl. Kap. 10).

2. Leitfähigkeit eines Zweikomponenten-Systems

Der Ansatz zur Berechnung der effektiven Leitfähigkeit σ_{eff} eines Zweikomponentensystems wurde von Hashin und Shtrikman (1962) aus einem Variationsprinzip entwickelt. Dieses ermöglicht die Ermittlung einer oberen Grenze (σ_{max}) der effektiven Leitfähigkeit. Diese ergibt sich zu

$$\sigma_{eff} \leq \sigma_{max} = \sigma_m + \frac{1 - \beta}{\frac{1}{\sigma_s - \sigma_m} + \frac{\beta}{3\sigma_m}} = \sigma_m + \frac{3\sigma_m(\sigma_s - \sigma_m)(1 - \beta)}{3\sigma_m + \beta(\sigma_s - \sigma_m)}, \quad (1)$$

wobei σ_m die Leitfähigkeit der hoch leitfähigen Komponente, σ_s die der gering leitfähigen Komponente und β das Mischungsverhältnis aus hoch leitfähiger und gering leitfähiger Komponente darstellt. Für $\beta=1$ bzw. $\beta=0$ folgt $\sigma_{eff} = \sigma_m$ bzw. $\sigma_{eff} = \sigma_s$. Ist nun β viel kleiner als 1, dann vereinfacht sich der Nenner im zweiten Summanden von Gl. (1) zu $3\sigma_m$ und man erhält

$$\sigma_{max} = \beta\sigma_m + (1 - \beta)\sigma_s \approx \beta\sigma_m + \sigma_s, \quad (2)$$

wobei der Term $\beta\sigma_s$ vernachlässigt wurde. Aus Gl. 2 kann nun die maximale Leitfähigkeit eines Zweikomponenten-Systems mit dem Mischungsverhältnis β errechnet werden.

3. Konnektivität

Die tatsächliche Leitfähigkeit σ_{eff} des Systems hängt von der Verbundenheit der hoch leitfähigen Komponente ab. Daher muß Gl. (2) um die Größe *Konnektivität* C erweitert werden. Die Leitfähigkeit eines Netzwerkes der Konnektivität 1 wird dabei mit der oberen Grenze des Ansatzes von Hashin und Shtrikman identifiziert. Ist $C=1$, dann gilt $\sigma_{eff} = \sigma_{max}$; ist $C=0$, dann gilt $\sigma_{eff} = \sigma_s$. Dies führt zu folgender Gleichung zur Berechnung der effektiven Leitfähigkeit:

$$\sigma_{eff} = \beta\sigma_m C + \sigma_s. \quad (3)$$

Es wird also eine lineare Beziehung zwischen effektiver Leitfähigkeit und Konnektivität angenommen. Gl. (3) wird im Folgenden mit einem Netzwerkmodell in Verbindung gebracht, wobei die zentrale Aufgabe darin besteht, ein Maß für die Konnektivität C des Netzwerkes zu ermitteln.

4. Das Netzwerkmodell

Die *Ausdehnung* z_0 eines Leiters ist die maximale Teufe, bis zu der das Leiterstück durchgehend elektrisch verbunden ist. Das Geobatteriemodell ermöglicht die Bestimmung dieses Parameters für elektronisch leitende Strukturen. Zur Berücksichtigung dieses Parameters im Rahmen eines Netzwerkmodells wird ein Gitter betrachtet (s. Abb. 1). Ein schwarzes Kästchen in diesem Gitter stellt eine Verbindung durch die hoch leitfähige Komponente dar. Die Wahrscheinlichkeit für eine Verbindung sei p . Dann ist die Konnektivität gegeben durch die Wahrscheinlichkeit, daß eine von oben nach unten durchgehend verbundene Struktur existiert. Die exakte analytische Berechnung der Konnektivität $C(p)$ des in Abb. 1 dargestellten 13×13 -Netzwerkes würde zu Polynomen vom Grad $n^*n = 169$ führen. Da solche Berechnungen mit erheblichen numerischen Schwierigkeiten verbunden sind, wird im Folgenden ein analytischer Ausdruck entwickelt, der die problemlose Bestimmung der Konnektivität von großen Netzwerken in guter Näherung ermöglichen soll.

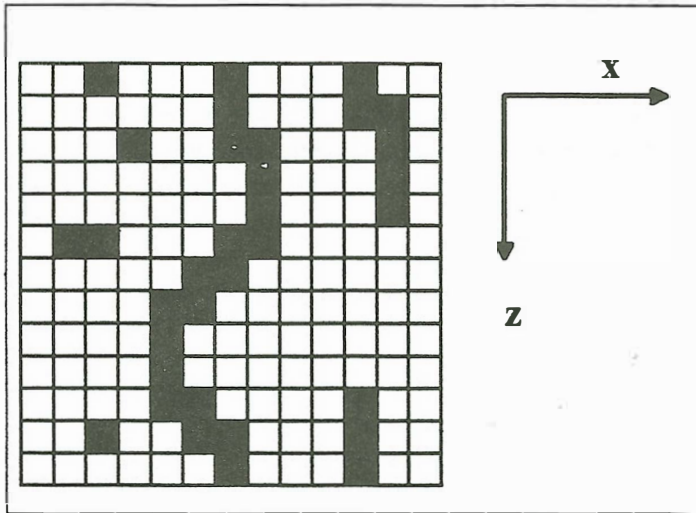
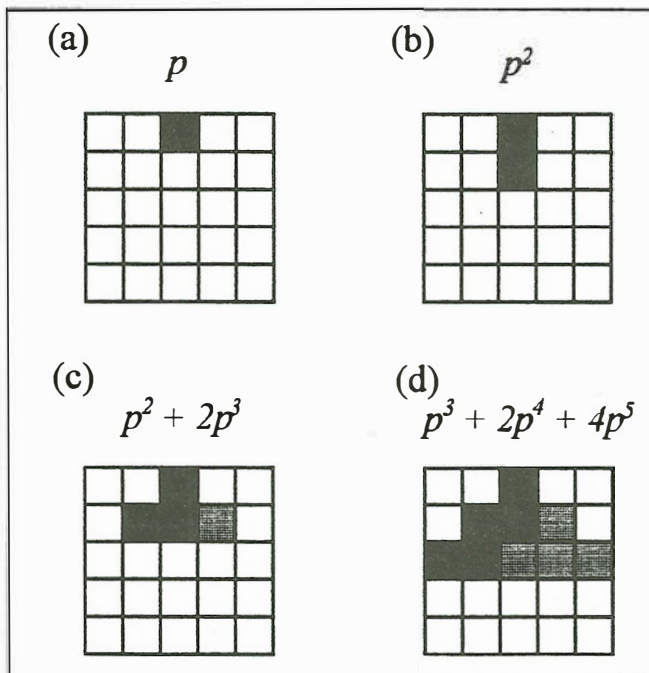


Abb. 1: Gitter als Netzwerkmodell. Ein schwarzes Kästchen in diesem Gitter stellt eine Verbindung durch die hoch leitfähige Komponente dar.

Zur Herleitung betrachte man Abb. 2a. Die Wahrscheinlichkeit für eine Verbindung durch das mittlere Kästchen an der 'Oberfläche' ist p . Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten einer senkrecht einfallenden Struktur der Ausdehnung $z_0=2$ ist p^2 (vgl. Abb. 2b). Rechnet man hierzu noch die beiden Möglichkeiten der lateralen Ausdehnung mit der Wahrscheinlichkeit p^3 hinzu, so kommt man auf $p^2 + 2p^3$ (vgl. Abb. 2c). Für $z_0=3$ folgt entsprechend ein Polynom vom Grad 5 (Abb. 2d). Allgemein gilt für $z_0=n$

$$g_n(p) = p^n \sum_{i=1}^n (2p)^{i-1} \quad (4)$$



Daß der Ausdruck (4) keine Formulierung der Wahrscheinlichkeit für das Auftreten einer leitenden Verbindung sein kann, erkennt man daran, daß $g_n(p)$ Werte größer Eins annehmen kann. Ungeachtet dessen stellt Gl. (4) näherungsweise ein Maß für die Konnektivität dar, wenn $g_n(p)$ auf $g_n(p=1)$ normiert wird. Damit errechnet sich die Konnektivität aus dem Quotienten $g_n(p) / g_n(1)$.

Abb. 2: Unterschiedliche Konfigurationen im Gitter-Netzwerk. Die grau unterlegten Kästchen deuten alternative Verbindungsmöglichkeiten an.

Berücksichtigt man zusätzlich die Länge der durchgehend verbundenen Struktur, dann muß jeder Summand in (4) durch einen Faktor

$$c_i = \frac{1}{1 + \frac{i-1}{n}} \quad (5)$$

gewichtet werden. Also resultiert als Konnektivitätsmaß die Gleichung

$$C_n(p) = \frac{g_n^*(p)}{g_n^*(1)}, \text{ wobei } g_n^*(p) = p^n \sum_{i=1}^n c_i (2p)^{i-1} = p^n \sum_{i=1}^n \frac{(2p)^{i-1}}{1 + \frac{i-1}{n}} \text{ ist.} \quad (6)$$

Abb. 3 zeigt die Konnektivität C in Abhängigkeit von p für verschiedene n .

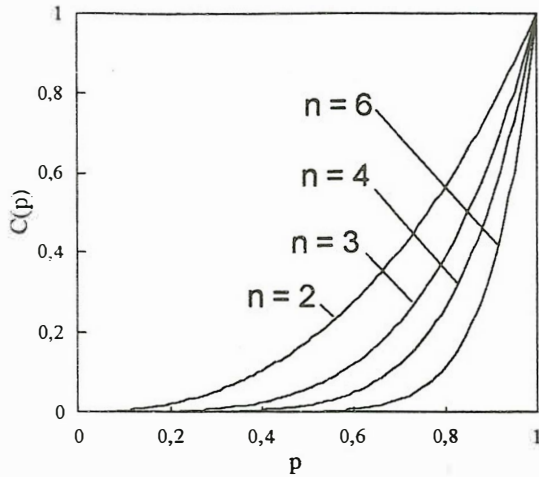


Abb. 3: Konnektivität C in Abhängigkeit von p nach Gl. (6).

5. Renormierung

Die Funktion $C_n(p)$ hängt sehr stark von der Größe des Gitters - also n - ab (vgl. Abb. 3). Die Ursache liegt darin, daß C keine skaleninvariante Größe darstellt (Bahr, 1993). Daher ist es erforderlich, C zu renormieren. Im Gitter-Netzwerk wird dies durch $p \rightarrow p^{\frac{1}{n}}$ realisiert. Das renormierte Konnektivitätsmaß lautet somit

$$C(p; n) = C_n(p^{1/n}). \quad (7)$$

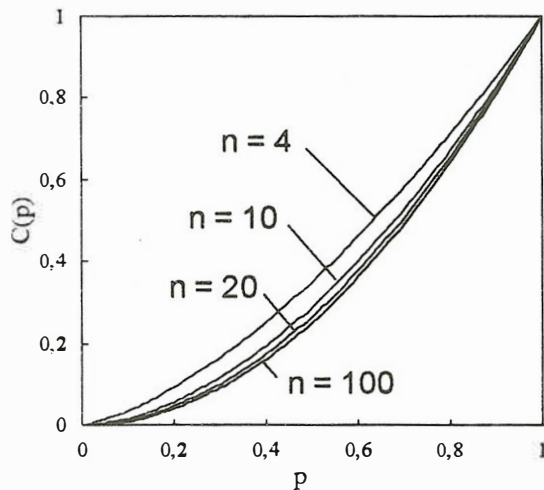


Abb. 4 zeigt die renormierten Konnektivitäten für verschiedene n . Es fällt auf, daß für alle n größer 20 die renormierten Konnektivitäten sich kaum unterscheiden.

Abb. 4: Darstellung der renormierten Konnektivität für verschiedene n .

Daher läßt sich eine von n unabhängige Konnektivität mit

$$C(p; n) \xrightarrow{n \rightarrow \infty} C(p) \quad (8)$$

definieren. Für die unten beschriebenen Berechnungen hat sich $n = 60$ als günstiger Wert herausgestellt.

6. Anisotropie

Es ist nicht zwingend, daß die Wahrscheinlichkeit für eine Verbindung in x-Richtung gleich derjenigen für die y-Richtung ist. Es kann beispielsweise p_y systematisch größer als p_x sein. In diesem Fall muß Gl. (6) modifiziert werden. Für die Konnektivität des anisotropen Netzwerks resultiert

$$C_n(p_x, p_y) = \frac{g_n^*(p_x, p_y)}{g_n^*(1, 1)}, \text{ wobei } g_n^*(p_x, p_y) = p_y^n \sum_{i=1}^n \frac{(2p_x)^{i-1}}{1 + \frac{i-1}{n}} \text{ ist.} \quad (9)$$

Auch im anisotropen Netzwerk wird analog zu Gl. (8) eine Renormierung der Wahrscheinlichkeit durchgeführt:

$$C(p_x, p_y; n) \xrightarrow{n \rightarrow \infty} C(p_x, p_y) . \quad (10)$$

Die im Folgenden beschriebenen Modellrechnungen und Interpretationen basieren auf der Annahme, daß eine an der Erdoberfläche in der xy-Ebene beobachtete Anisotropie Rückschlüsse auf die Anisotropie in der xz-Ebene ermöglicht. Dazu betrachtet man eine steil einfallende, hoch leitfähige Störungszone, die in y-Richtung streicht (Abb. 5).

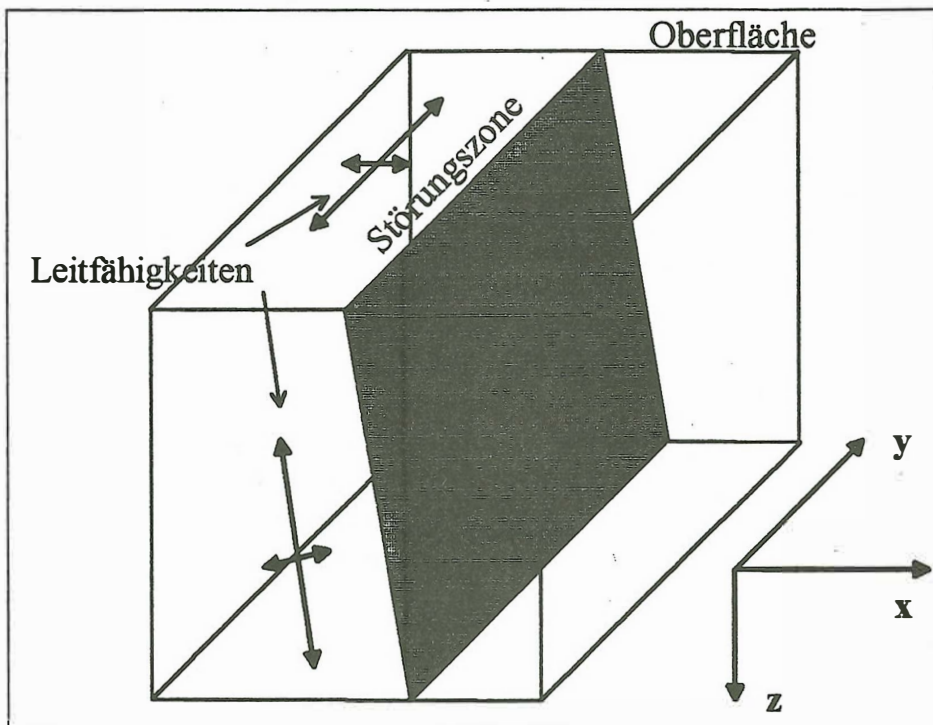


Abb. 5: Anisotropie in der xy- und xz-Ebene unter Annahme einer steil einfallenden, hoch leitfähigen Störungszone.

Die Leitfähigkeit σ_x einer solchen Struktur in x-Richtung ist geringer als die Leitfähigkeit σ_y oder σ_z . Der Anisotropiequotient A der Leitfähigkeit errechnet sich hier aus $A_{xy} = \sigma_y / \sigma_x$ bzw. $A_{xz} = \sigma_z / \sigma_x$. Nun gilt im Fall eines senkrecht einfallenden Elektronenleiters $\sigma_y = \sigma_z$ und damit $A_{xy} = A_{xz}$. Die Anisotropiewerte sind auch dann noch nahezu identisch, wenn der Leiter unter einem großen Winkel zur xy-Ebene, also nahezu senkrecht einfällt. Unter diesen Voraussetzungen gilt also

$$A_{xy} = A_{xz} . \quad (11)$$

Dieser Zusammenhang ist offensichtlich auch dann richtig, wenn mehrere parallel angeordnete Störungszone betrachtet werden.

7. Das anisotrope Netzwerk

Im Netzwerk wird eine Leitfähigkeitsanisotropie σ_y/σ_x durch eine Wahrscheinlichkeitsanisotropie $A_W = p_y/p_x$ erzeugt. Gl. (9) ist der analytische Ausdruck für die Konnektivität eines anisotropen Netzwerks. Es stellt sich nun die Frage, in welcher Weise A_W von $p = p_y$ abhängt. Wichtig ist hierbei die Feststellung, daß in einem Volumenelement, in dem die Konnektivität maximal (d.h. gleich Eins) ist, die Anisotropie der Leitfähigkeit verschwindet (Bahr, 1993). Dies wird durch die MT-Daten aus der ZEV bestätigt: je geringer der Widerstand, um so geringer ist die Anisotropie (vgl. Abb. 7). D.h. ist $p=1$, dann ist $A_W = p_y/p_x = 1$. Nun wird ein Parameter γ eingeführt, der bestimmt, wie stark die Anisotropie im Netzwerk ist. Dabei bedeutet $\gamma=0$, daß keine Anisotropie vorliegt. $\gamma>0$ heißt, das Netzwerk ist anisotrop, wobei die Größe des Anisotropiequotienten monoton in γ sein soll. Dies führt zu einer allgemeinen Wahrscheinlichkeitsanisotropie-Funktion der Struktur

$$A_W = \frac{p_y}{p_x} = 1 + \sum_{i,j=1}^{\infty} k_{ij}(1-p)^i \gamma^j, \quad (12)$$

wobei die k_{ij} freie Parameter darstellen. Für die Abhängigkeit $A_W(p, \gamma)$ wurde hier der einfachste Ansatz gewählt, und zwar $k_{11} = 1$ und $k_{ij} = 0$ für $i, j > 1$. Also folgt

$$A_W = 1 + (1-p)\gamma. \quad (13)$$

Die Leitfähigkeitsanisotropie A_L errechnet sich aus dem Verhältnis von maximaler zu minimaler Leitfähigkeit. Die maximale Leitfähigkeit ergibt sich aus $C(p_z, p_y)$, wobei $p_y = p_z = p$ ist. Die minimale Leitfähigkeit ergibt sich aus $C(p_z, p_x)$ mit $p_x < p_z = p_y$, wobei $p_y = A_W p_x$. Die Leitfähigkeitsanisotropie errechnet sich demnach aus Gl. (4) zu

$$A_L = \frac{\sigma_y}{\sigma_x} = \frac{\beta \sigma_m C(p_z, p_y) + \sigma_s}{\beta \sigma_m C(p_z, p_x) + \sigma_s}. \quad (14)$$

Trägt man A_L gegen den maximalen Widerstand $\rho_{\max} = 1/\sigma_x$ in doppelt logarithmischer Darstellung auf, so erhält man eine nahezu linear ansteigende Funktion, die an der Stelle $1/\sigma_{\max} \approx 1/(\beta \sigma_m)$ beginnt und kurz nach einem Maximum an der Stelle $1/\sigma_{\min} = 1/\sigma_s$ endet: ist die hoch leitfähige Komponente nicht verbunden, dann ist das Medium elektrisch isotrop. Dieser Verlauf ist in Abb. 6 beispielhaft dargestellt.

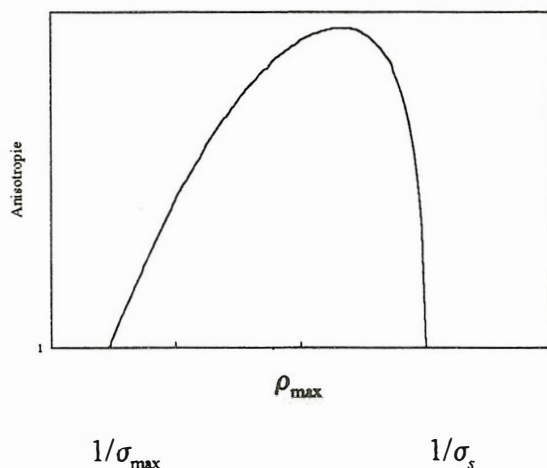


Abb. 6: Leitfähigkeitsanisotropie A_L in Abhängigkeit vom Widerstand in x-Richtung $1/\sigma_x$ in doppelt logarithmischer Darstellung.

8. Anpassung an die MT-Daten

In Abb. 7 ist die Anpassung der theoretischen Kurven an die MT-Daten dargestellt. Es fällt auf, daß zwei Modellkurven - A und B - erforderlich sind. Das deutet auf unterschiedliche Leitfähigkeitsmechanismen hin. Dies wird auch durch die angepaßten Parameter deutlich: $\beta\sigma_m$ ist im Fall B um knapp eine Größenordnung geringer. Demnach besitzt die leitende Komponente in diesem Fall einen wesentlich höheren Widerstand.

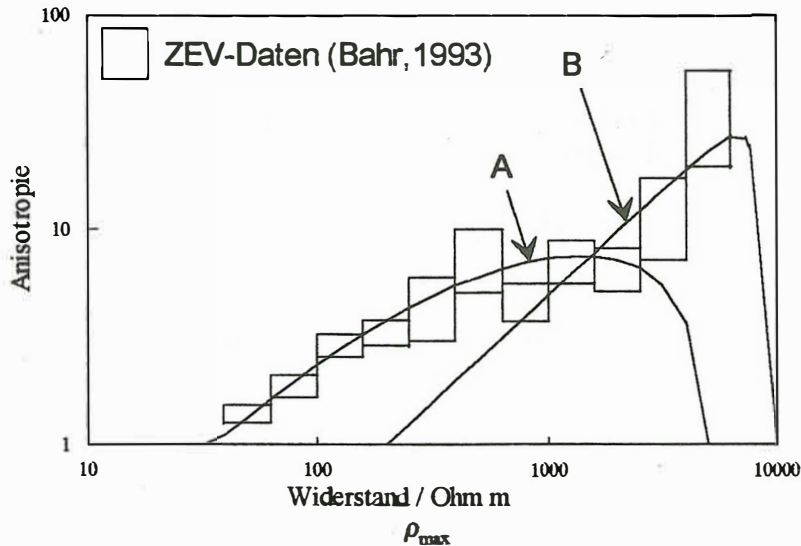


Abb. 7: Anpassung an die MT-Daten aus der ZEV bei 240 Hz. Die Parameter sind
A: $\sigma_s = 2 \cdot 10^{-4}$ S/m,
 $\beta\sigma_m = 2,8 \cdot 10^{-2}$ S/m
(36 Ω m), $\gamma = 15,6$;
B: $\sigma_s = 10^{-4}$ S/m,
 $\beta\sigma_m = 4,9 \cdot 10^{-3}$ S/m
(203 Ω m), $\gamma = 10^3$.

Durch diese Anpassung kann jedem Wert des Widerstandes ρ_{\max} eine Zahl p zugeordnet werden, die Auskunft über die Verbundenheit der hoch leitfähigen Komponente an der Meßlokation erlaubt. Im KTB-Umfeld ist $\rho_{\max} = 300$ Ω m (Leonhardt, 1987). Bei 240 Hz beträgt hier die Eindringtiefe der MT-Messungen 600m. Für die Wahrscheinlichkeit folgt somit $p = 0,74$.

9. Zusammenhang mit den Eigenpotentialanomalien

Der Zusammenhang zwischen dem Gitternetzwerk und dem Elektronenleiter des Geobatteriemodells wird durch Einführung einer Gitterkonstante h hergestellt. Damit erhält das Netzwerk die geometrische Beziehung, die benötigt wird, um eine Beziehung zur Ausdehnung z_0 der Elektronenleiter zu erhalten: jeder Anzahl von k Gitterpunkten, läßt sich eine Strecke hk zuordnen.

Die Berechnung der Wahrscheinlichkeit W , ein Leiterstück der Ausdehnung $z' \geq z_0 = hk$ anzutreffen, ist äquivalent zur Berechnung der Konnektivität mit dem Unterschied, daß die Koeffizienten c_i (vgl. Gl. 6) in Gl. (9) entfallen. Daher folgt

$$W(k, p_x, p_z) = \frac{g_k^*(p_x, p_z)}{g_k^*(1, 1)}, \text{ wobei } g_k^*(p_x, p_z) = p_z^k \sum_{i=1}^k (2p_x)^{i-1} = p_z^k \frac{(2p_x)^k - 1}{2p_x - 1} \text{ ist.} \quad (15)$$

Da die Wahrscheinlichkeiten p in Gl. (12) renormiert werden, ist dies auch zur Berechnung von $W(k, p_x, p_z)$ erforderlich: auch hier wird die Umrechnung $p \rightarrow p^{\frac{1}{n}}$ durchgeführt. Über die Gitterkonstante h ist zu jedem k eine Tiefe $z_0 = hk$ bestimmbar. Die Wahrscheinlichkeiten p_x und p_z sind über die Wahrscheinlichkeitsanisotropie A_w miteinander verknüpft. Daher ist W auch durch die Parameter z_0, γ und p darstellbar. Abb. 8 zeigt Verteilungen $W(z_0; \gamma, p)$ parametrisiert nach verschiedenen p für $\gamma = 15$. Die Gitterkonstante wurde $h = 10$ m gewählt. Mit $n = 60$ folgt somit eine maximale Ausdehnung von 600m, die durch das Gitter realisiert wird.

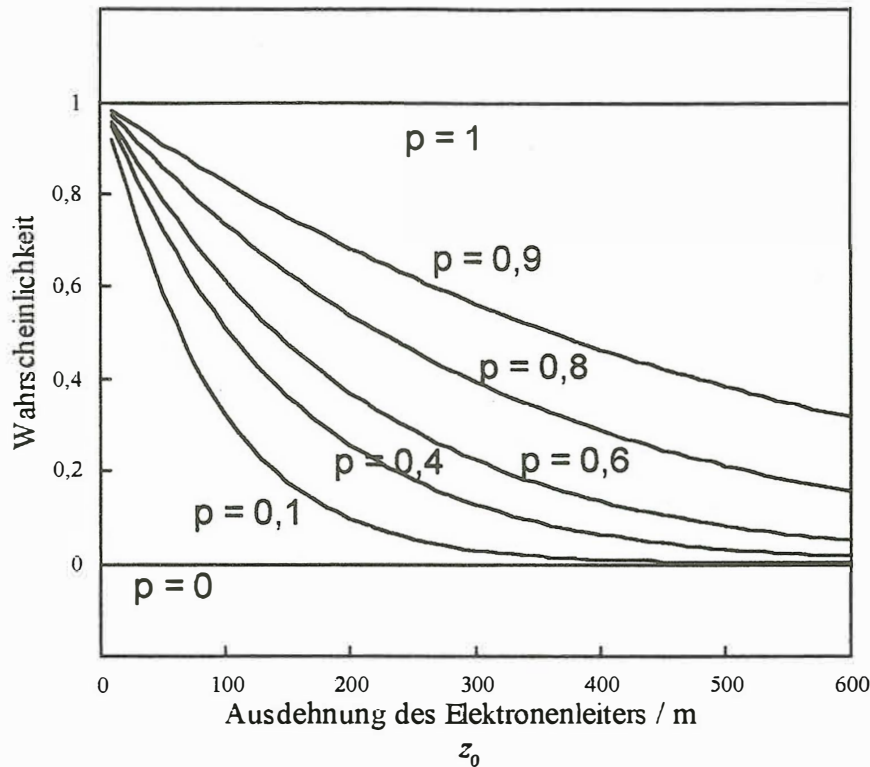


Abb. 8: Abhängigkeit der Wahrscheinlichkeitsverteilungen $W(z_0)$ von p mit $\gamma = 15$.

Nun läßt sich über die Konnektivitätsfunktion $C(p)$ sowie den Parametern σ_s und $\beta\sigma_m$ jedem p in Abb. 8 eine Leitfähigkeit zuordnen. D.h. zu jedem Leitfähigkeitswert existiert eine Verteilung der durchgehend verbundenen Leiterbahnen gemäß Gl. (15). Die Verteilung der Elektronenleiter kann durch das Geobatteriemodell auch *direkt* aus einer statistischen Auswertung der Eigenpotentialdaten gewonnen werden.

Im Folgenden wird aus der Anzahl der beobachteten Eigenpotentialanomalien in einem Gebiet von 1km^2 die Wahrscheinlichkeit p^* ermittelt, einen durchgehend verbundenen Elektronenleiter

anzutreffen, dessen Ausdehnung größer oder gleich z_0 ist. Dazu wird das in Abb. 9 gekennzeichnete Gebiet in 10 Abschnitte á 100m zerlegt, die senkrecht zum Streichen angeordnet sind.

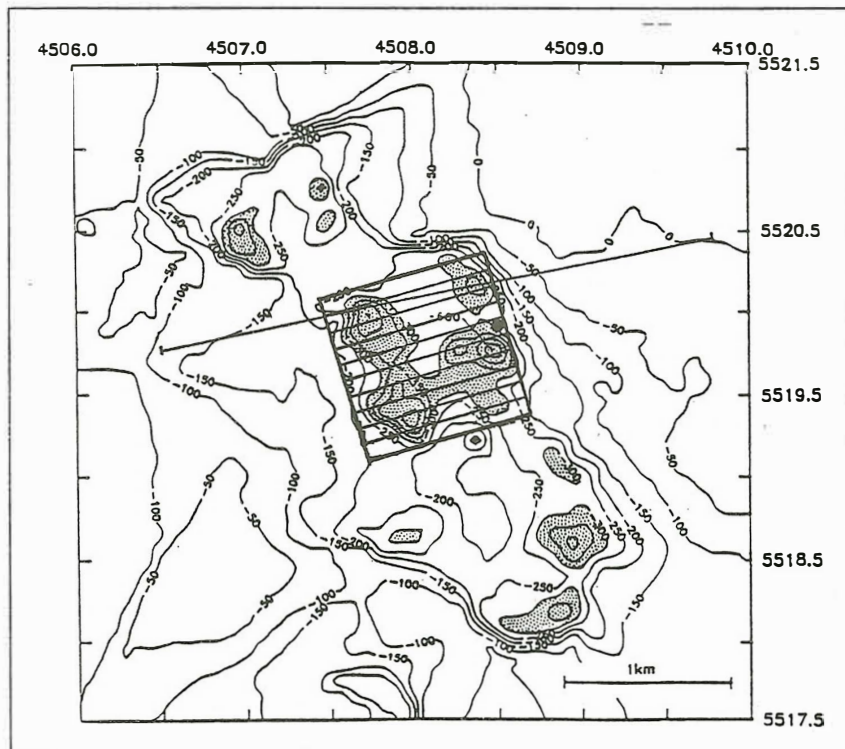
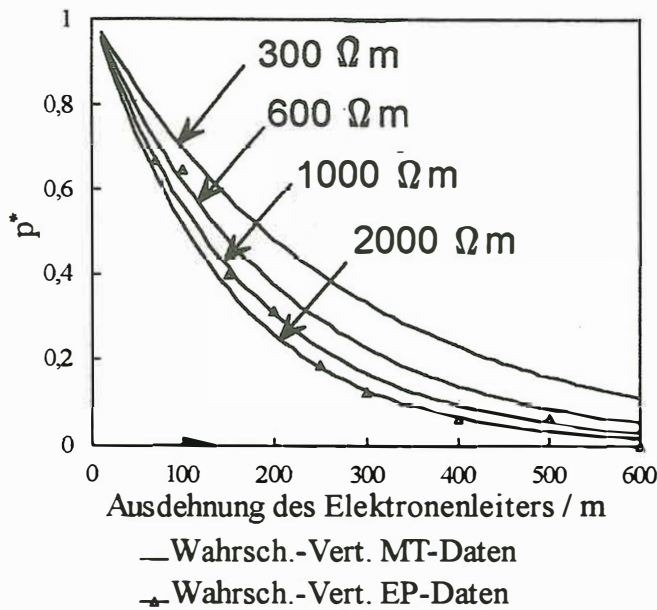


Abb. 9: Eigenpotentialanomalien im KTB-Umfeld (Stoll, 1989).



Für jeden dieser Abschnitte wird durch Modellierung der dort befindlichen Eigenpotentialanomalien die Anzahl und Ausdehnung der Elektronenleiter bestimmt. Die resultierende Wahrscheinlichkeit wird über alle 10 Gebiete gemittelt. Die aus den Meßdaten bestimmte Abhängigkeit $W(z_0)$, die in Abb. 10 dargestellt ist, läßt sich mit den entsprechenden Verteilungsfunktionen aus den MT-Daten vergleichen.

Abb. 10: Verteilung der Ausdehnung z_0 in Abhängigkeit vom Widerstand ρ_{\max} im Vergleich mit der Verteilung der Ausdehnung der Geobatterien.

10. Ergebnis

Aus Abb. 10 geht hervor, daß die im KTB-Umfeld gewonnenen Eigenpotentialdaten nicht zur Verteilungsfunktion $300 \Omega m$ passen, sondern zu einer Verteilungsfunktion der Größenordnung $1000 \Omega m$. Daraus folgt, daß die Anzahl der durchgehend verbundenen Elektronenleiter und damit deren Konnektivität zu gering ist, um die Gesamtleitfähigkeit im KTB-Umfeld zu erklären. Demzufolge leistet der ionische Leitfähigkeitsmechanismus einen wesentlichen Beitrag zur Gesamtleitfähigkeit im KTB-Umfeld innerhalb der ersten $600 m$ Tiefe. Unter der Annahme, daß der in Kap. 8 bestimmte Parameter $\beta\sigma_m$ für die elektronisch leitenden Minerale im KTB-Umfeld gültig ist, ergibt sich aus der Verteilung der Elektronenleiter ein Widerstand der Größenordnung $1000 \Omega m$. Betrachtet man einerseits die ionisch leitende Gesteinsmatrix einschließlich fluidgefüllter Klüfte und andererseits elektronisch leitende Minerale in Form einer Parallelschaltung von Widerständen, dann setzt sich die Gesamtleitfähigkeit σ_G aus der ionischen Leitfähigkeit σ_i und der elektronischen Leitfähigkeit σ_e zusammen: $\sigma_G = \sigma_i + \sigma_e$. Mit $\sigma_G = 0,0033 \text{ S/m}$ und $\sigma_e = 0,001 \text{ S/m}$ folgt für die Ionenleitfähigkeit $\sigma_i = 0,0023 \text{ S/m}$. Das entspricht einem Widerstand von $430 \Omega m$ - die Ionenleitfähigkeit trägt demnach 2 bis 3 mal mehr als die Elektronenleitfähigkeit zur Gesamtleitfähigkeit im KTB-Umfeld bei. Dieses Ergebnis ist allerdings mit einer großen Unsicherheit behaftet, weil der Parameter $\beta\sigma_m$ für die elektronisch leitende Komponente nur abgeschätzt werden kann.

Literatur

- Bahr, K. (1993): Elektromagnetische Tiefenforschung und Tektonik: Ihre Verknüpfung über die Geometrie von Gemischen. Unveröffentlichte Habilitationsschrift, Inst. für Meteorologie und Geophysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt.
- Bigalke, J.; Grabner, EW. (1992): Electrochemical fundamentals of self-potential anomalies and their application to the situation of the KTB. in: V. Haak, H. Rodemann (Hrsg.), Protokoll über das 14. Kolloquium "Elektromagnetische Tiefenforschung", Borkheide vom 25.5.-29.5.1992, p. 295
- Haak, V.; Stoll, J.; Winter, H. (1991): Why is the electrical resistivity around the KTB hole so low? Phys. Earth. Planet. Int., 66, p. 12
- Hashin, Z.; Shtrilman, S. (1992): A variational approach to the theory of the effective magnetic permeability of multiphase materials. J. Appl. Phys., 33, p. 3125-3131.
- Kessels, W.; Küick, J. (1993): Hydraulic communication in crystalline rocks between the two boreholes of the Continental Deep Drilling Program in Germany, KTB-Report 93-1, p. 337.
- Leonhardt, F. (1987): Audiomagnetotellurische Untersuchungen in der Oberpfalz. Diplomarbeit, Inst. für Angew. Geophysik, Petrologie und Lagerstättenkunde der TU Berlin.
- Stoll, J. (1989): Messung natürlicher, elektrischer Potentiale in der Nähe steilstehender, leitfähiger Strukturen und deren geophysikalische Interpretation. Diplomarbeit, Inst. für Meteorologie und Geophysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt.
- Winter, H. (1993): Mündl. Mitteilung zum Workshop 'Die elektrische Leitfähigkeit in der Erdkruste' in Frankfurt vom 14.7.-15.7.1993.

Beobachtung der Dynamik von Eigenpotentialen in der Kontinentalen Tiefbohrung Oberpfalz

Johannes B. Stoll*

1. Einleitung

Die Diskussion um die Ursachen von Eigenpotentialen in der Erdkruste wurde durch zahlreiche Messungen im Kontinentalen Tiefbohrprogramm (KTB) in der Oberpfalz erneut belebt. Sie hat vor allem den interdisziplinären Charakter dieses Themas - hier besonders zwischen Geophysik und Elektrochemie - deutlich werden lassen. Grundsätzlich können Eigenpotentialanomalien auf elektrische Stromsysteme in der Erdkruste zurückgeführt werden. Aus elektrochemischer Sicht existieren für deren Zustandekommen mehrere Möglichkeiten, die zunächst durch die Eigenpotentialmessung selbst nicht erkennbar sind. In der Elektrochemie sind verschiedene Prozesse bekannt, durch die spontan, also ohne äußeres Zutun, elektrische Stromsysteme in einem Gesteinsmedium entstehen können. Man findet z.B. Eigenpotentialanomalien dort, wo steilstehende, elektronisch leitfähige Mineralisationen, wie Graphit, Zonen unterschiedlichen Redoxzustandes miteinander verbinden und eine galvanische Zelle ausbilden. Eigenpotentialanomalien, deren Existenz auf einer galvanischen Zelle beruht, beobachtet man im KTB-Bereich. Über sie ist bei Stoll et. al. (1994) bereits ausführlich berichtet worden.

In dieser Arbeit werden Eigenpotentialmessungen (SP-Messungen) aus der KTB-Hauptbohrung (KTB-HB) vorgestellt, die zeigen, daß Flüssigkeitszutritte aus dem Gestein in eine Bohrung lokale Variationen des elektrischen Potentials verursachen können. Hinter diesem Zusammenhang wird ein elektrokinetischer Effekt vermutet, der aus der Elektrochemie schon lange als Strömungspotential bekannt ist. Er stellt eine, in erster Näherung lineare Beziehung zwischen Stromdichte des Flüssigkeitsvolumens und dem elektrischen Potential her. Das Ziel dieser Arbeit ist es, aus dem vorliegenden Datenmaterial diejenigen Potentialvariationen aufzufinden, für die sich diese Beziehung nachweisen läßt.

2. Die Eigenpotentialdaten aus der KTB-HB

In der zweiten Märzhälfte 1992 wurde im Teufenabschnitt 3000 bis 6000 m der KTB-HB eine Meßphase durchgeführt, aus der fünf Eigenpotentialregistrierungen (SP-Logs) zur Verfügung stehen, die in zeitlich unregelmäßiger Folge innerhalb eines Zeitraumes von 12 Tagen aufgenommen wurden. Die Abbildung 1 zeigt die Originalregistrierungen vom 20.3. (3:00), 23.3. (16:00), 23.3. (23:00), 26.3. (17:00) und 1.4. (20:30). Die in Klammern angegebenen Uhrzeiten dokumentieren jeweils den Beginn der Messung. Bei den ersten beiden SP-Logs wurde die unpolarisierbare Silber-Silberchlorid-Elektrode der Frankfurter Bohrlochsonde verwendet, während die drei nachfolgenden Logs in konventioneller Weise mit einem Metallring als Sensor gemessen wurden. Die deutliche Verschiebung des Gleichspannungsanteils in den letzten drei SP-Logs um -500 mV wird darauf zurückgeführt.

Institut für Meteorologie und Geophysik, Feldbergstr. 47, 60323 Frankfurt/M.

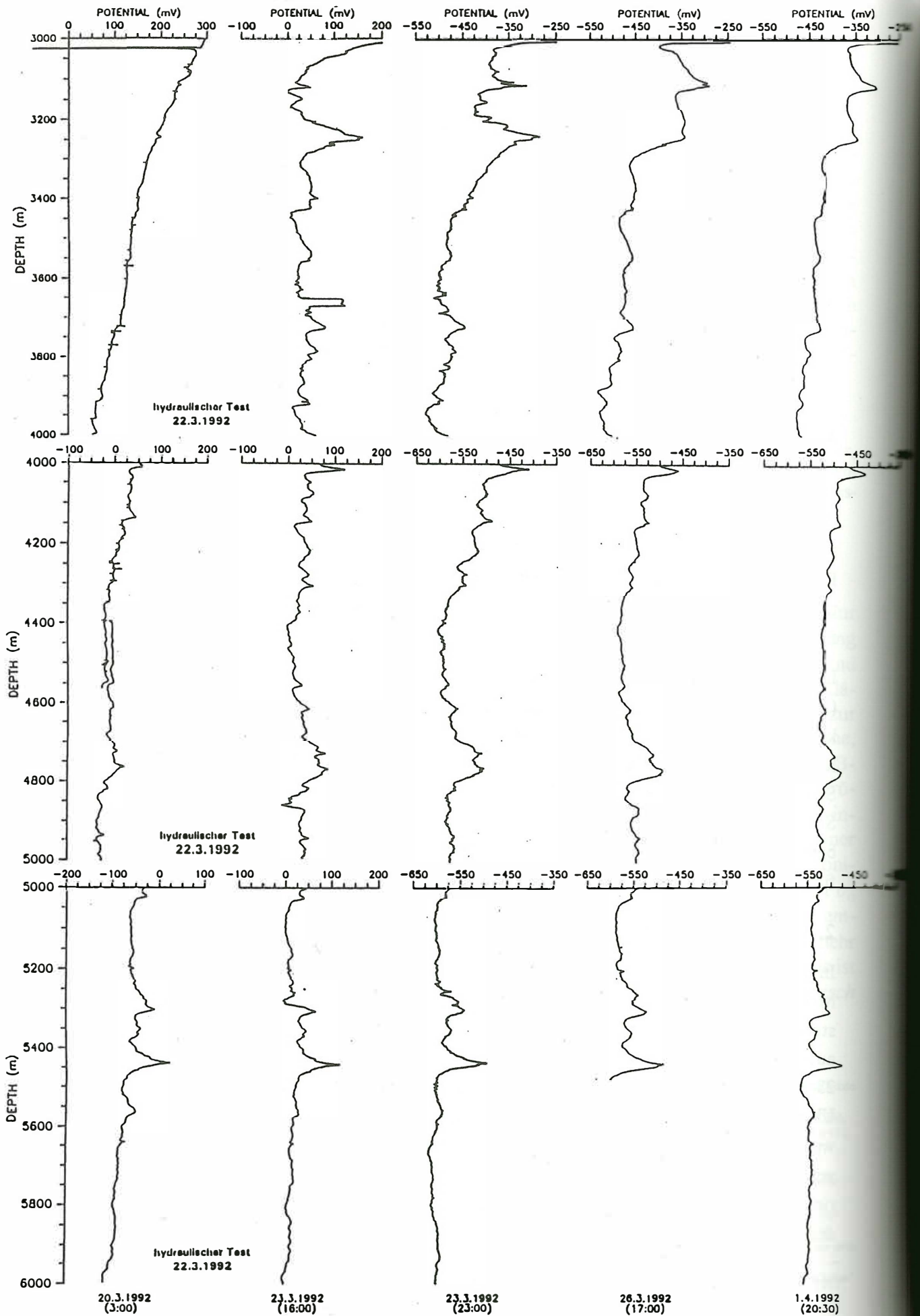


Abb.1: Original-Eigenpotentialdaten aus der KTB-HB 3000-6000 m. Zwischen den Messungen vom 20.3. (3:00) und dem 23.3. (16:00) fand am 22.3. (9:15) der hydraulische Absenkttest statt.

Im ersten SP-Log vom 20.3. (3:00) sind nur kleine Potentialschwankungen mit überwiegend stochastischem Variationscharakter vorhanden. Vereinzelt treten kurzweilige Variationen des Potentials bis maximal 20 mV auf, die um den langwelligen Trend oszillieren. Nur bei 5300 m, 5450 m und 5550 m sind positiv polarisierte SP-Peaks vorhanden, die sich vom übrigen Verlauf deutlich herausheben. Im Gegensatz dazu stehen die vier nachfolgenden SP-Logs, die durch zahlreiche SP-Peaks mit Beträgen von einigen Zehner Millivolt charakterisiert sind. Betrachtet man einzelne SP-Peaks, so fällt auf, daß einerseits die Amplitudenspitzen von einem Log zum anderen ihre Teufenlage kaum verändern, andererseits ihre Beträge mit der Zeit abnehmen. Eine Durchsicht der Logs ergibt, daß diese Beobachtung für zahlreiche SP-Peaks für den gesamten Teufenbereich zutrifft. Dieser deutliche Kontrast im Charakter des Potentialverlaufs zwischen der Messung vom 20.3. und den nachfolgenden Messungen wurde offensichtlich durch einen hydraulischen Absenktest bewirkt, der am 22.3. in der KTB-HB, also zwischen Messung 1 und 2 durchgeführt wurde.

3. Hydraulische Absenkung der Bohrspülung

Der Pegel der Bohrspülung wurde am 22.3. (9:15) durch Herausziehen des Bohrgestänges und Herauspumpen der Bohrspülung auf etwa 540 m unterhalb der Ackersohle abgesenkt (Kessels und Kück, 1993). Die Verminderung des hydrostatischen Auflastdruckes der Bohrspülungssäule stimulierte den Zufluß von Formationswässern. Diese bewirkten wiederum einen Anstieg des Spülungsspiegels, der in der Folge zu einem Ausgleich der hydraulischen Druckdifferenz zwischen Formation und Bohrung führte. Der zeitliche Verlauf dieses Anstiegs wurde mit einem Drucksensor in 1000 m Tiefe über einen Zeitraum von 6 Tagen registriert und ist in Abb. 2a dargestellt.

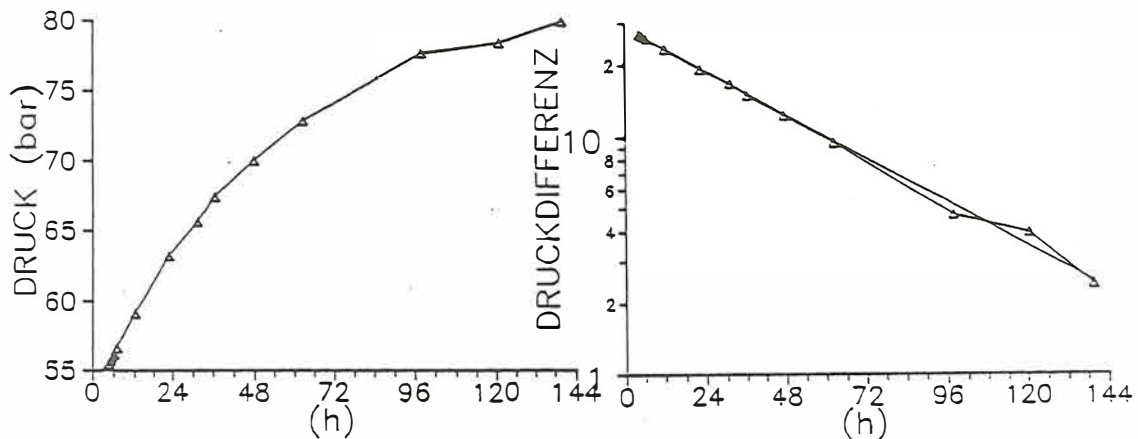


Abb. 2a: Druckverlauf in der KTB-Hauptbohrung über die Zeit nach dem Absenktest vom 22.3.1992. Der hydrostatische Druck der Bohrspülungssäule wurde von einem Sensor in ca. 1000 m Tiefe während eines Zeitraumes von etwa 6 Tagen aufgezeichnet. 2b: Halblogarithmische Darstellung des dynamischen Ausgleichprozesses des durch den Absenktest erzeugten Unterdruckes in der Bohrspülung und des Formationsdruckes. Der Maximalwert $\Delta P = 26.8$ bar entspricht der Druckdifferenz der abgesenkten Spülungssäule etwa 4.5 Stunden nach Beginn der Absenkung gegenüber dem Gleichgewicht. Die durchgezogene Linie wurde nach Glg. 3.2 bestimmt und entspricht einer Ausgleichsgeraden mit der charakteristischen Zeitkonstanten $-0.018/h$.

Er zeigt zunächst eine starke zeitliche Änderung des hydrostatischen Auflastdruckes durch das zunehmende Gewicht der Spülungssäule. Nach etwa 6 Tagen nähert sich der Bohrspülungspegel bei 180 m unterhalb der Ackersohle seinem Gleichgewichtszustand. Einen solchen Verlauf erwartet man, wenn Spülungsdruck und Formationsdruck in einem dynamischen Verhältnis zueinander stehen - je kleiner die Druckdifferenz, desto geringer die Zuflußrate. Trägt man umgekehrt die Druckdifferenz zwischen dem zeitlich veränderlichen Momentandruck und dem End- oder Gleichgewichtszustand über der Zeit auf, dann erhält man bei halblogarithmischer Darstellung einen nahezu linearen Verlauf (Abb.2b).

Mit einer Ausgleichsgeraden im logarithmischen Maßstab läßt sich das zeitliche Abklingverhalten (Zerfallskonstante) der Zuflußmenge bestimmen. Sie entspricht der Steigung dieser Geraden und wird im folgenden als charakteristische Zeitkonstante γ_{Druck} bezeichnet. Für die in Abb. 2b dargestellt Druckkurve wurde ein Wert $\gamma_{\text{Druck}} = -0.018 \text{ 1/h}$ ermittelt. Besteht ein Zusammenhang zwischen elektrischem Potential und der Zuflußrate, so sollte dies auch in den SP-Amplituden sichtbar werden. Ist dieser Zusammenhang linear, dann sollten die SP-Amplituden ebenfalls als Funktion der sich zeitlich ändernden Druckverhältnisse in der KTB-HB variieren. Dieser Zusammenhang wird im folgenden Kapitel näher erläutert.

4. Das Strömungspotential - Verbindung von Flüssigkeitsbewegung und elektrischem Potential

Gesteinsoberflächen laden sich beim Kontakt mit Flüssigkeiten spontan elektrisch auf und bilden dort eine elektrische Doppelschicht (DS). Ursache dafür sind im wesentlichen Oxidations-, Adsorptions-, Hydratations- und Hydrolysevorgänge an der Gesteinsoberfläche (Ney, 1973, Hamann und Vielstich, 1985). Die Struktur der DS wird aus den Ladungen unmittelbar auf der Gesteinsoberfläche und den Gegenladungen im Elektrolyten gebildet. Die elektrolytseitige Schicht der Gegenladungen teilt sich ihrerseits auf in eine starre Schicht, die fest an der Gesteinsoberfläche anlagert, und eine Schicht, in der die Ladungen diffus verteilt sind. Durch Flüssigkeitsströmungen in permeablen Gesteinsschichten oder in den klüftigen Wegsamkeiten eines Gesteinsvolumens wird der diffuse Teil der DS abgelöst. Im Beispiel von Abb. 3 werden die negativen Ionen jenseits der Gleitfläche mobilisiert, welche den beweglichen Teil vom starren Teil der DS scheidet. Sie bilden einen Konvektionsstrom, der die Enden der Gesteinskapillare gegeneinander elektrisch auflädt. Er hängt von der elektrischen Oberflächenleitfähigkeit σ_0 der Kapillarwand ab. Wegen der endlichen elektrischen Leitfähigkeit σ_q der Kapillarflüssigkeit versucht eine Ionenwanderung längs der Kapillare (Leitungsstrom) in entgegengesetzter Richtung die entstehende Potentialdifferenz wieder auszugleichen, bis ein stationärer Zustand erreicht ist (Abb. 3). Das Strömungspotential wird deshalb wesentlich von der elektrischen Leitfähigkeit der Flüssigkeit abhängen. Je höher das Druckgefälle in der Kapillare, desto stärker ist der Konvektionsstrom und der Leitungsstrom. Weiter ist für den Betrag und besonders das Vorzeichen des Strömungspotentials die Potentialdifferenz quer zur Kapillarachse zwischen dem Elektrolytinneren und der Scherfläche

wichtig, an der die Ladungen aus der elektrischen Doppelschicht abgelöst werden; sie wird Zeta-Potential genannt.

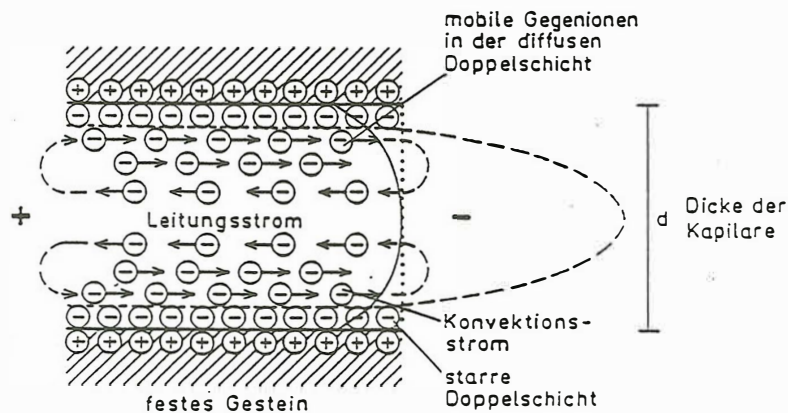


Abb.3: Entstehung des Strömungspotentials: Durch einen Flüssigkeitsstrom $u(\xi)$ werden die Gegenladungen der diffusen Schicht in einer Kapillare von der Strömung mitgerissen. Im wandnahen Teil entsteht ein Konvektionsstrom. Längs der Kapillare baut sich eine elektrische Spannung auf, die einen Gegenstrom, den Leitungsstrom, über den Kapillarquerschnitt hervorruft. Im dargestellten Fall erzeugen negative Ionen den Konvektionsstrom und laden das rechte Ende der Kapillare negativ auf. Durch den positiven Pol am gegenüberliegenden Ende angezogen, wandern sie über den Kapillarquerschnitt zurück.

In Abb. 4a ist der beschriebene Stromkreis bestehend aus Konvektionsstrom (I_{CONV}) und Leitungsstrom (I_{COND}) dargestellt (Morgan, 1989). Der Weg des zurückfließenden Leitungsstromes hängt dabei von den parallelgeschalteten Widerständen des Kapillarquerschnittes R_{COND} und R_{SURFACE} ab. Im Gleichgewicht sind I_{CONV} und I_{COND} gleich groß. Der Zusammenhang zwischen Flüssigkeitströmung und der elektrischen Spannung längs der Fließrichtung wird durch folgende Gleichung beschrieben, die H.v.Helmholtz 1879 aufgestellt hat.

$$U = -\frac{\varepsilon \zeta}{4\pi \eta \sigma_q} \Delta P \quad (1)$$

Darin bedeutet ε die Dielektrizitätskonstante, ζ das Zetapotential, η die dynamische Viskosität der Flüssigkeit, σ_q die Querschnittsleitfähigkeit der Flüssigkeit und ΔP die Druckdifferenz entlang der Kapillare. Eine Abschätzung des Strömungspotentials U für eine Druckdifferenz von 1 bar und $\sigma_q = 0.1 \text{ S/m}$ (Leitfähigkeit des Elektrolyten) ergibt einen Wert von etwa 3 mV, wenn man für $\varepsilon = 80 \cdot 8.8 \cdot 10^{-12} \frac{\text{As}}{\text{Vm}}$, $\zeta = -0.05 \text{ V}$, $\eta = 10^{-3} \text{ Pas}$ berücksichtigt. Der Wert für ζ leitet sich aus Untersuchungen an KTB-Gesteinsproben ab (Nover, 1994). Durch die Absenkung des Spülungspegels wurde eine Druckdifferenz zwischen Bohrung und Formation von etwa 30 bar erreicht, die nach der obigen Abschätzung Strömungspotentiale bis 90 mV erzeugt. Von diesem Strömungspotentialfeld kann aber nur der dem Bohrloch zugewandte Pol, also maximal die halbe Spannung registriert werden. Seine Stärke beträgt dann 45 mV. In den SP-Registrierungen werden ebenfalls SP-Amplituden derselben Größenordnung beobachtet.

Ein permeables Gestein besteht in erster Näherung aus einer Vielzahl von Kapillaren, die sich zu einem System verbinden. Während in unmittelbarer Nähe der Mineraloberflächen die Ladungen durch den Flüssigkeitsstrom mitgerissen werden und den Konvektionsstrom bilden, fließt der Leitungsstrom von den Kapillarenden über den Querschnitt des Kapillarsystems zurück. Daraus resultiert im Gestein ein elektrisches Dipolfeld (Abb. 4b), das durch Bohrlochmessungen registrierbar ist.

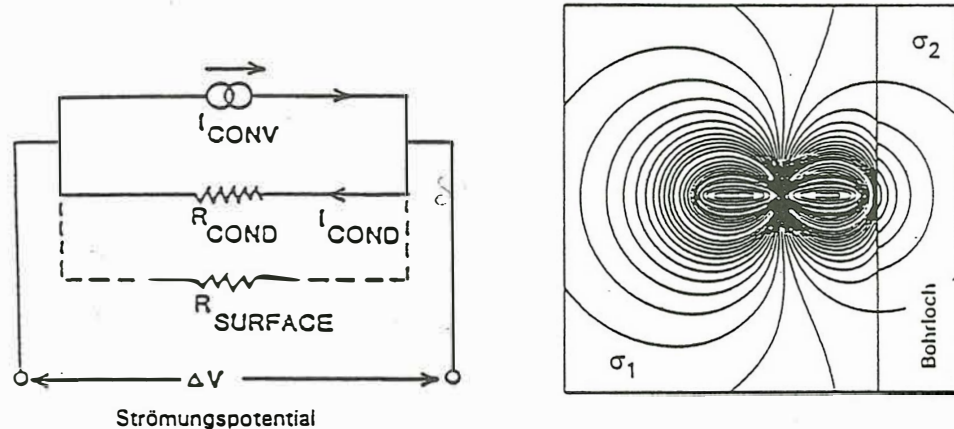


Abb. 4a: Schematische Darstellung des Strömungspotentials nach Morgan (1989): Durch die Flüssigkeitsbewegung werden Ionen der diffusen Schicht mitgerissen und erzeugen den Konvektionsstrom I_{CONV} . Die dabei sich aufbauende Spannung treibt diese Ionen längs der Kapillare zurück und erzeugt einen Leitungsstrom I_{COND} . Für den Gesamtstrom ist der Leitungswiderstand R_{COND} entscheidend. **Abb. 4b:** Beispiel eines elektrischen Dipolfeldes, das durch Strömungspotentiale in einem Kapillarsystem erzeugt wurde. Die Kapillarenden münden in ein Bohrloch (rechts), dessen Spülungsleitfähigkeit 10 mal größer als die der Flüssigkeit in den Kapillaren ist. Die Flüssigkeit strömt von links nach rechts, ebenso der Konvektionsstrom. An den Kapillarenden kehrt sich seine Richtung um. Er fließt als Leitungsstrom über den Kapillarquerschnitt zurück und schließt den Stromkreis. Durch dieses Stromsystem entsteht das dargestellte Dipolfeld, wobei von der Meßsonde nur die Feldlinien im Bohrloch geschnitten werden.

5. Zum dynamischen Verhalten der Eigenpotentiale in der KTB-HB

Gleichung (1) beschreibt eine lineare Beziehung zwischen der hydraulischen Druckdifferenz ΔP und dem Strömungspotential U . Unterliegt die Druckdifferenz einer zeitlichen Änderung, dann sollte das Strömungspotential ebenfalls zeitlich variieren. Der Druckverlauf in Abb. 2b zeigt einen zeitlich exponentiellen Verlauf. Daher sollte für alle SP-Amplituden, die durch Flüssigkeitszuflüsse erzeugt wurden, ebenso ein zeitlich exponentieller Verlauf mit gleicher charakteristischer Zeitkonstante beobachtbar sein. Zur Bestimmung dieser charakteristischen Zeitkonstante aller SP-Amplituden γ_{SP} wurde folgendermaßen vorgegangen:

Da das gesuchte Strömungspotential im kurzwelligen Anteil der Messungen enthalten ist, wurden zunächst die SP-Logs mit einem Trapezfilter (Schmucker, 1978) hochpaßgefiltert. Als Abschneidewellenlänge wurde $\lambda_0 = 180$ m gewählt. Die Abtastrate beträgt 0.15 m.

Nimmt man für die individuellen Potentialwerte der SP-Messungen in der KTB-HB folgenden exponentiellen Ansatz an,

$$x_i(t) = x_{i0} e^{-\gamma_{SP} t} \quad (2)$$

dann kann aus dem Amplitudenverhältnis m zweier zeitlich aufeinanderfolgender Potentialmessungen derselben Teufe die charakteristische Zeitkonstante γ_{SP} bestimmt werden.

$$\gamma_{SP} = \frac{\ln(m_{SP})}{(t_2 - t_1)} \quad (3)$$

Zwischen zwei Meßwerten x_{i1} und x_{i2} besteht danach der lineare Zusammenhang

$$x_{i2} = m x_{i1} \quad (4)$$

wobei $x_{i1} = x_i(t_1)$ und $x_{i2} = x_i(t_2)$

Für je ein Datenpaar streuen jedoch die Werte m stark. Es werden daher die Potentialpaare über einen Teufenintervall von 150 m ($N=1000$) zusammengefaßt und durch die Methode der kleinsten Abstandsquadrate das mittlere Verhältnis \overline{m}_{SP} für den jeweiligen Teufenabschnitt berechnet.

$$\overline{m}_{SP} = \frac{\sum_{i=1}^{N=1000} x_i(t_1) x_i(t_2)}{\sum_{i=1}^{N=1000} (x_i(t_1))^2} \quad (5)$$

Mit Gleichung (3) erhält man die gesuchte charakteristische Zeitkonstante γ_{SP} für den jeweiligen Teufenabschnitt.

Neben der Berechnung von γ_{SP} wird für die einzelnen Teufenabschnitte auch der Kreuzkorrelationskoeffizient $r_{x_1 x_2}$ für jedes SP-Logpaar bestimmt. Man erhält hierdurch ein weiteres Kriterium, um abzuschätzen, in welchem Maße eine Wiederholung des Potentialverlaufs einzelner Intervalle von einem Log zum anderen stattfindet.

Der Korrelationskoeffizient $r_{x_1 x_2}$ wird folgendermaßen bestimmt (Sachs, 1974):

$$r_{x_1 x_2} = \frac{\sum_{i=1}^{N=1000} x_{i1} x_{i2}}{\sqrt{\sum_{i=1}^{N=1000} (x_{i1})^2 \sum_{i=1}^{N=1000} (x_{i2})^2}} \quad (6)$$

Der Wert $r_{x_1 x_2}$ kann zwischen -1 und +1 liegen.

In Anlehnung an Jenkins and Watts (1968) kann aus $\frac{\Delta m_{SP}}{m_{SP}} = \frac{(t_{N-1/\alpha})^2 (1-r^2)}{(N-1)r^2}$ der Konfidenzintervall

$$\gamma_{SP} \pm \Delta\gamma_{SP} = \frac{\ln(m_{SP} \pm \Delta m_{SP})}{\Delta t} \quad (7)$$

bestimmt werden.

Testweise wurde dieses Verfahren auch für Intervallängen 75m (N=500) und 300m (N=2000) durchgeführt. Die Ergebnisse der abschnittswisen Bestimmung von γ_{SP} und $r_{x_1x_2}$ ist in den Abbildungen 5,6 und 7 für je ein Logpaar dargestellt.

6. Identifizierung von Strömungspotentialen in den SP-Messungen

Die Strömungspotentiale in den SP-Logs werden nach folgenden Kriterien identifiziert:

Wegen der Meßungenauigkeit der Meßsonde von etwa $\pm 1\text{mV}$ unterliegt die Bestimmung von γ_{SP} Schwankungen, deren Breite $\Delta\Gamma$ in Abb. 5-7 eingetragen ist. Diese Schwankungsbreite wurde nach Gleichung (3) für eine SP-Amplitude von $10\text{mV} \pm 1\text{mV}$ abgeschätzt. Liegt nun der Wert γ_{SP} innerhalb dieses Bereichs und ist im betreffenden Teufenintervall der Korrelationskoeffizient positiv und größer 0.7, so kann dort ein linearer Zusammenhang zwischen dem Flüssigkeitszufluß und dem elektrischen Potential, also ein Strömungspotential vermutet werden. Die etwas willkürlich gesetzte Schwelle für $r_{x_1x_2} = 0.7$ läßt sich durch die Beobachtung begründen, daß im SP-Logpaar vom 23.3 (16:00) und 26.3. (17:00) die Werte γ_{SP} für Korrelationen besser als 0.7 bereits innerhalb des Schwankungsbereiches $\Delta\Gamma$ liegen.

Anhand des obigen Kriteriums werden Teufenbereiche lokalisiert, in denen Strömungspotentiale auftreten. Die jeweiligen SP-Log-Paare sind in der Spalte I (Abb. 5-7) dargestellt. Die Korrelationskoeffizienten wurden für unterschiedliche Intervallängen berechnet (Spalte II) und zwar für 75m (N=500), 150m (N=1000) und 300m (N=2000). Sie sind durch verschiedene Symbole gekennzeichnet. Für diese Intervallängen ist ebenfalls die charakteristische Zeitkonstante γ_{SP} in den Spalten III (75m), IV (150m) und V (300m) dargestellt.

Zur Bestimmung der Bereiche, in denen das Kriterium für Strömungspotentiale erfüllt ist, werden zunächst diejenigen Teufenintervalle, in denen die Korrelationskoeffizienten für die Intervallänge 150m den Schwellenwert $r_{x_1x_2} = 0.7$ überschreiten, durch schraffierte Flächen markiert. Dies wird ebenfalls für die Werte γ_{SP} , die innerhalb des Schwankungsbereiches $\Delta\Gamma$ liegen, durchgeführt. Überschneiden sich die Flächen aus Korrelation und charakteristischer Zeitkonstante in bestimmten Bereichen, so markieren sie diejenigen Teufen, in denen das obige Kriterium für Strömungspotentiale erfüllt ist. Sie sind in Abb.5-7 (Spalte I) durch schraffierte Flächen (▨) markiert. Durch entgegengesetzt bzw. senkrecht dazu gerichtete Schraffierungen werden die Ergebnisse der beiden anderen Intervallängen N=500 und N=1000 optisch unterschieden (75m = ▩ und 300m = ≡).

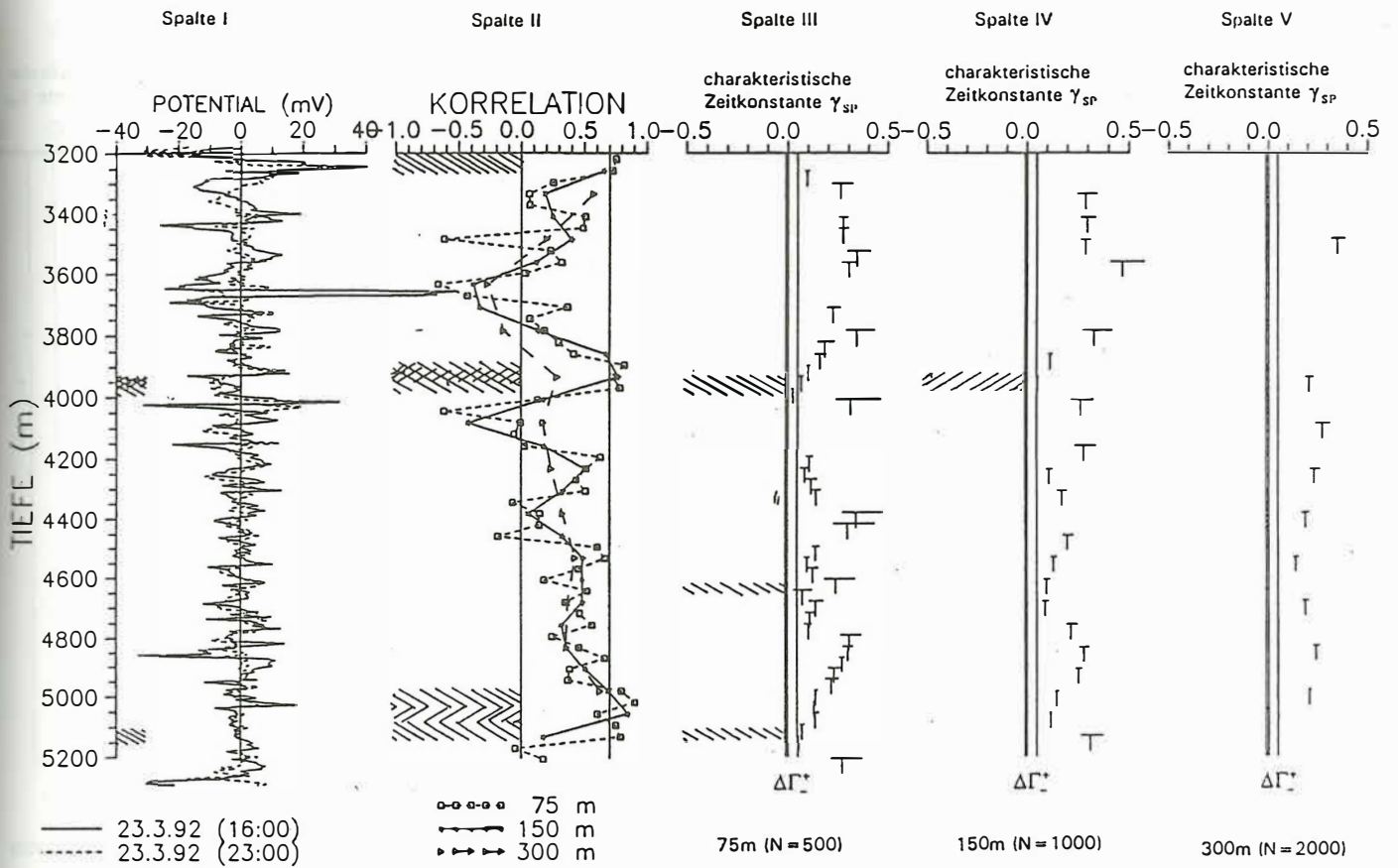


Abb. 5: Auswahl von Zuflußzonen aus verschiedenen Logpaaren. Strömungspotentiale liegen vor, wenn $r_{x_1x_2} > 0.7$ und γ_{SP} innerhalb des Schwankungsbereiches $\Delta\Gamma$ liegt.

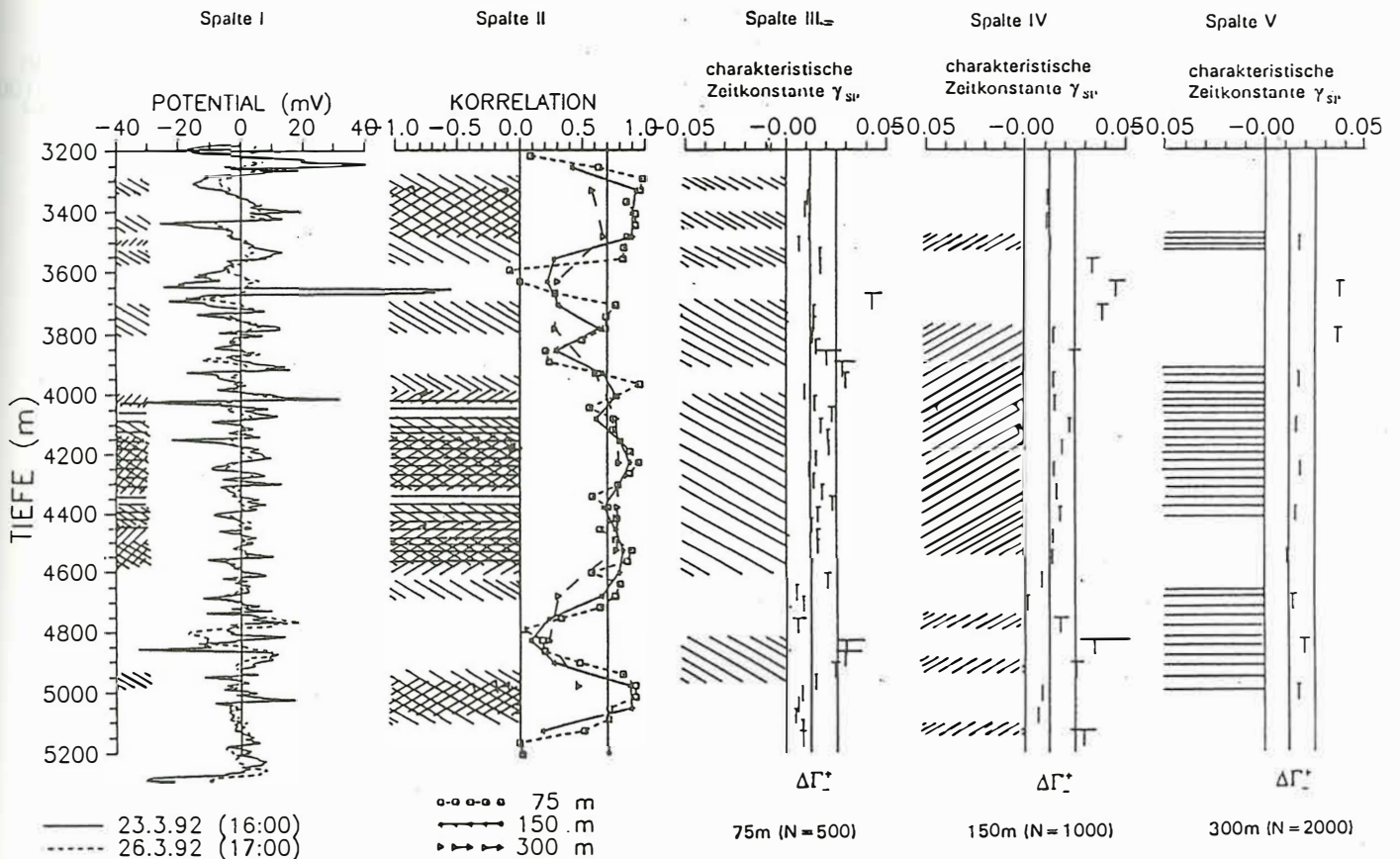


Abb. 6: Auswahl von Zuflußzonen aus verschiedenen Logpaaren. Strömungspotentiale liegen vor, wenn $r_{x_1x_2} > 0.7$ und γ_{SP} innerhalb des Schwankungsbereiches $\Delta\Gamma$ liegt.

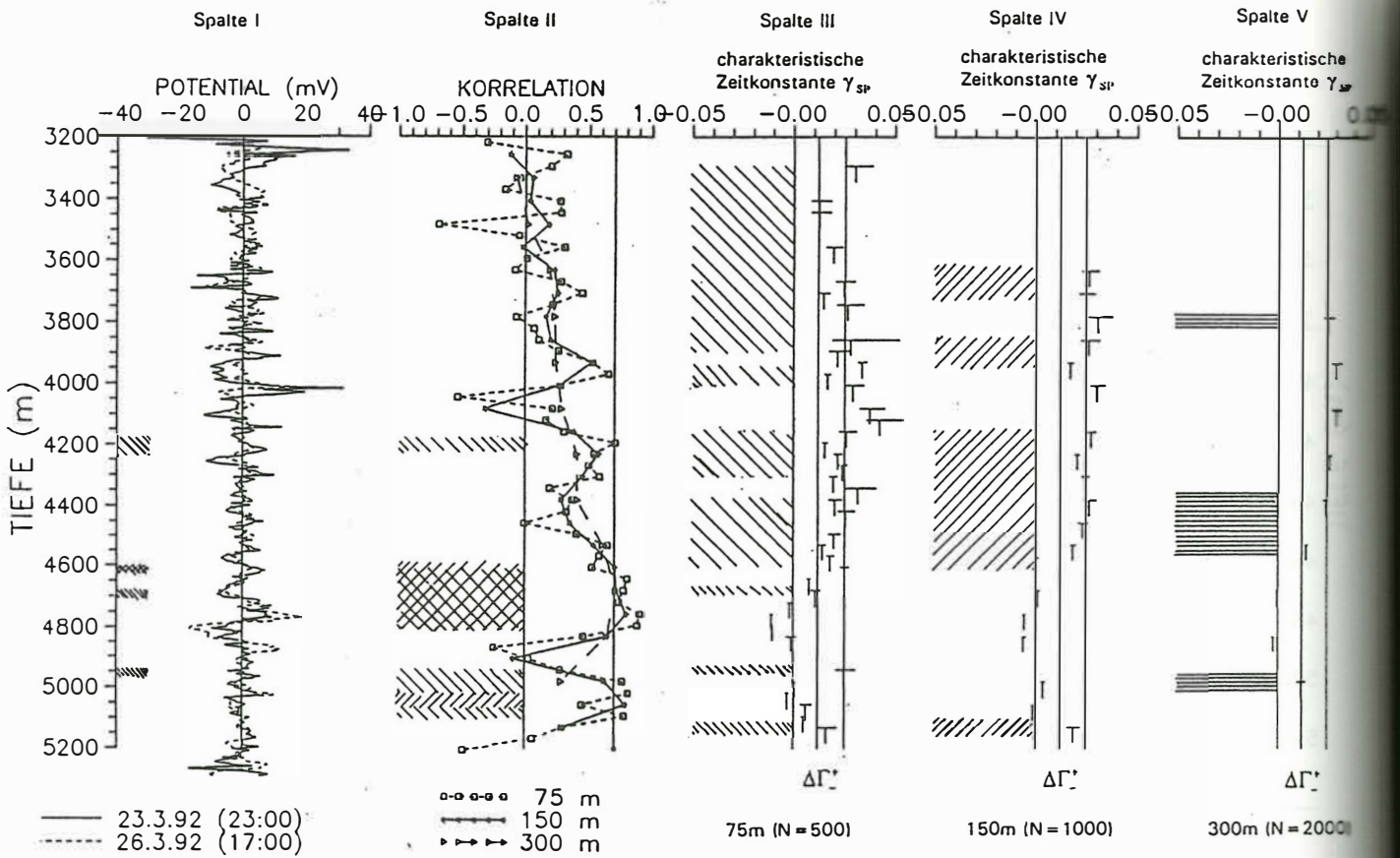


Abb. 7: Auswahl von Zuflußzonen aus verschiedenen Logpaaren. Strömungspotentiale liegen vor, wenn $r_{x_1x_2} > 0.7$ und γ_{SP} innerhalb des Schwankungsbereiches $\Delta\Gamma$ liegt.

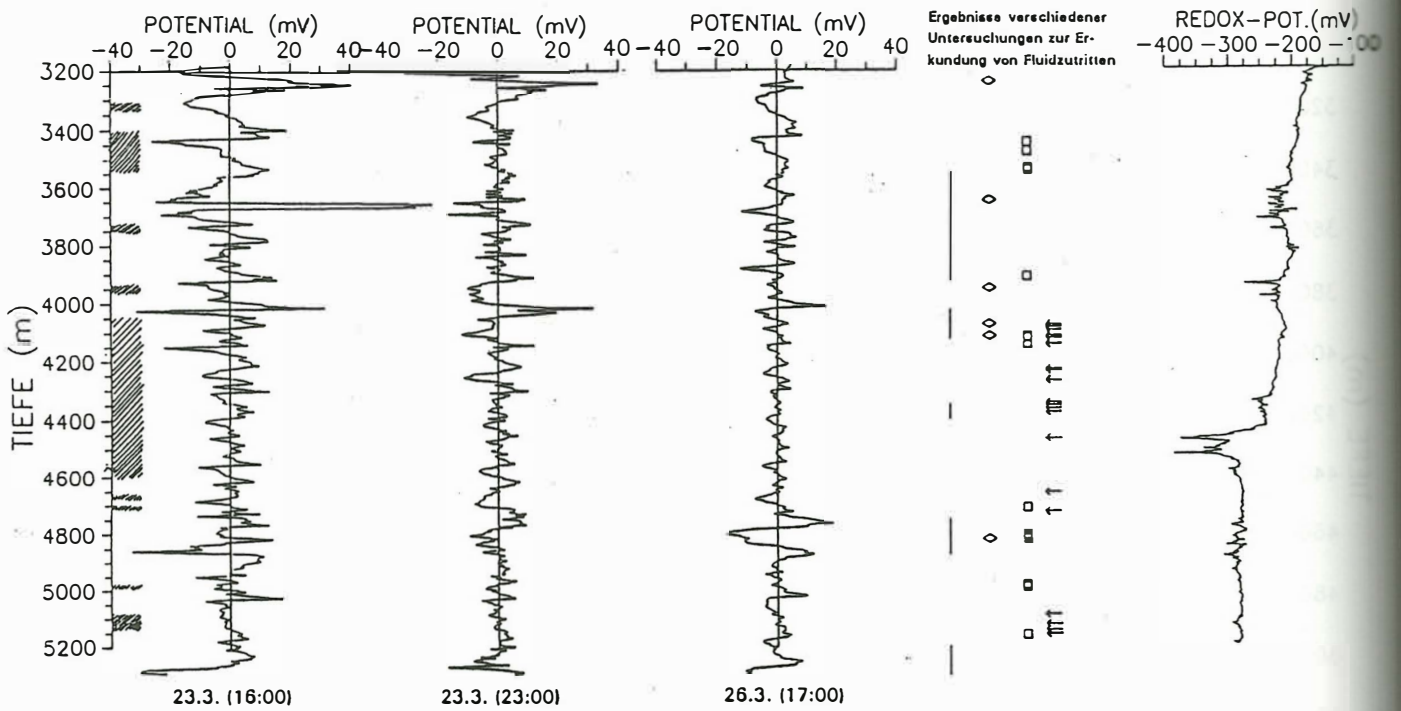


Abb. 8: Vergleich der gefilterten SP-Logs vom 23.3. (16:00), 23.3. (23:00) und 26.6. (17:00) mit den Ergebnissen der Messung der Spülungsleitfähigkeit (mud resistivity), der geochemischen on line Analyse der Spülung, der Beprobung durch Fluidsampler und der Bestimmung der Klüftigkeitsziffer nach den Cuttings. Rechts sind die Ergebnisse der Redoxpotentialmessung vom 23.3. (23:00) nach dem Absenkttest dargestellt. In den scgraffierten Bereichen konnten Strömungspotentiale festgestellt werden.

Faßt man diese Ergebnisse zusammen, so ergeben sich folgende Teufenbereiche, in denen aufgrund dieser Analyse Strömungspotentiale und damit Zuflüsse aus der Gesteinsformation lokalisiert werden können: 3325 m, 3400-3550m, 3750 m, 3950m, 4050-4600m, 4675m, 4700m, 4975m, 5100-5150m. Besonders im Bereich von 3900-4600m ergeben sich einige Überschneidungen der verschiedenen Logpaare.

7. Diskussion

In der Abbildung 8 stehen die gefilterten SP-Logs vom 23.3. (16:00) ②, 23.3. (23:00) ③ und 26.3. (17:00) ④ den Ergebnissen der Gas- und Fluidanalyse, des mud resistivity logging und den Ergebnissen der Fluidsampleranalyse gegenüber. In den mit Symbolen markierten Bereichen wurden signifikante chemische Änderungen der Bohrspülung gegenüber ihrer Anfangszusammensetzung festgestellt.

- Die Spülungsleitfähigkeit (mud resistivity) zeigt dort Änderungen, in denen ebenfalls Strömungspotentiale lokalisiert werden konnten (Symbol |). Dort wurden Zuflüsse mit hohen Anteilen an Na, Cl, Ca-Ionen gefunden.

- Der Vergleich der Teufen mit Strömungspotentialen und den Ergebnissen der geochemischen online-Analyse zeigt insgesamt eine gute Übereinstimmung. Überwiegend wurden dort Zuflüsse chlorid- und methanreicher Formationswässer festgestellt.

- Drei der sechs Fluidsampler wurden in Teufenbereichen gesetzt, in denen Strömungspotentiale nachgewiesen werden konnten. (Symbol ◇). Die Analysen der Fluidproben ergaben auch dort salinare und methanreiche Zuflüsse.

- Besonders im Teufenbereich zwischen 4000 bis 5000m werden zahlreiche Klüftigkeiten anhand der Cuttings festgestellt (Symbol ←). Diese sind ein wichtiger Hinweis für die Existenz hydraulischer Wegsamkeiten, entlang derer Fluide im Gestein migrieren können.

Drüberhinaus ist es mit der Frankfurter Bohrlochsonde möglich, mithilfe eines Platinsensor das Redoxpotential der Bohrspülung zu registrieren. Der parallel zu den SP-Messungen registrierte Verlauf des Redoxpotentials vor und nach dem hydraulischen Absenkttest zeigt auch hier einen deutlichen Kontrast. Der Vergleich mit den oben genannten Zuflußzonen ergibt keine so deutliche Übereinstimmung, wie sie durch die Strömungspotentialanalyse erreicht wurde. Jedoch werden bei 3700m, 3925m, 4450m und 4500m Variationen des Redoxpotentials mit negativen Vorzeichen beobachtet, die mit den Strömungspotentialzonen übereinstimmen. Eine Auswertung des Redoxlogs hinsichtlich des Chemismus' der Bohrspülung bleibt aber immer auf Aussagen einer Veränderung zu mehr oxidierenden oder mehr reduzierenden Eigenschaften der Bohrspülung beschränkt. Denn der Platinsensor reagiert immer nur auf die Summe aller in der Bohrspülung vorhandenen redoxaktiven Substanzen. Ändert sich das Redoxpotential zu positiven Werte, so wechselt die Spülung zu oxidierenden Bedingungen. Ändert es sich zu negativen Werte, dann wirkt das Milieu der Bohrspülung überwiegend reduzierend.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß die Teufenbereiche, in denen Strömungspotentiale nachgewiesen werden konnten, sich mit Zonen im Bohrloch überdecken, in denen signifikante Änderungen der Spülungszusammensetzung gegenüber der Ausgangszusammensetzung nachgewiesen wurden. Damit könnte die Eigenpotentialmessung im Bohrloch als eine Methode eingesetzt werden, in Verbindung mit einem Absenkttest fluidführende Zonen zu lokalisieren.

Literatur

- HAMANN, C.H. und VIELSTICH, W.**, 1985. Elektrochemie. 2. Auflage, Band 1 und 2, VCH Verlagsgesellschaft Weinheim.
- HELMHOLTZ, H.**, 1879. Studien über elektrische Grenzschichten. Ann. Physik (3), Vol. 7, S. 337-382.
- JENKINS, G. M. and WATTS, D. G.**, 1968. Spectral analysis and its application. Holden-Day, San Francisco, Cambridge, London, Amsterdam, 1. Aufl.
- KESSELS W. und KÜCK, J.**, 1993. Hydraulic communication in crystalline rocks between the two boreholes of the Continental Deep Drilling Program in Germany. in: Bram, K und Draxler, J.K. (Hrsg.) KTB-Report 93-1 Basic Research and Borehole Geophysics (Report 14), Borehole logging in the KTB-Oberpfalz HB Intervall 4512.0 - 6018.0 m, S. 337 -365
- MORGAN, F.D., WILLIAMS, E.R., MADDEN, T.R.**, 1989. Streaming potential properties of westerly granite with applications. Journ. Geophys. Res., Vol. 94, No B9, pp. 12449-12461.
- NEY, P.**, 1973. Zeta-Potentiale und Flotierbarkeit von Mineralien. Springer Verlag Wien-New York
- NOVER, G.**, 1994. Bericht über Permeabilitäts- und Zeta-Potentialmessungen im Kontinentalen Tiefbohrprogramm der BRD (unveröffentlicht)
- SACHS, L.**, 1974. Angewandte Statistik, Planung und Auswertung, Methoden und Modelle. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 4. Auflage.
- SCHMUCKER, U.**, 1978. Auswerteverfahren Göttingen. Protokoll "Elektromagnetische Tiefenforschung", Neustadt a.d.Weinstr., S. 163-188.
- STOLL, J., BIGALKE, J. and GRABNER, E.W.**, 1994. Electrochemical modelling of self-potential anomalies. Surveys in Geophysics (in press)

ZUSAMMENHÄNGE ZWISCHEN HYDRAULISCHER PERMEABILITÄT UND ELEKTRISCHER LEITFÄHIGKEIT

U. Fauzi (Köln), K. Vozoff (Sydney),
F. M. Neubauer (Köln), A. Hördt (Köln)

I. Einführung

Die hydraulische Permeabilität ist eine der wichtigsten Gesteinseigenschaften, zum Beispiel als ein Eingabeparameter für die Simulation von Öl-, Gas-, oder Wasserreservoirs. Auch in der Umweltgeophysik, in der Beseitigung nuklearer Abfälle, ist die Information über Permeabilität notwendig.

Unglücklicherweise kann dieser Parameter nicht ohne weiteres bestimmt werden. Er kann nur aus Messungen am Kern erhalten werden, nicht aber direkt aus Bohrlochmessungen oder Oberflächenmessungen. Im Gegensatz dazu kann die elektrische Leitfähigkeit aus Kernen, Bohrlöchern und Oberflächenmessungen bestimmt werden. Aufgrund der Ähnlichkeit zwischen der Permeabilität und der elektrischer Leitfähigkeit, verursacht durch die gemeinsame Abhängigkeit von der Porengeometrie des Gesteines, ist es jedoch sinnvoll, die beiden Parameter zu verbinden und zu versuchen, die Permeabilität aus der Leitfähigkeit zu bestimmen. Hierzu gibt es sowohl theoretische, als auch empirische Ansätze.

Wegen der großen Bedeutung der hydraulischen Permeabilität haben verschiedene Autoren auch versucht, die hydraulische Permeabilität mit anderen physikalischen Parametern zu verbinden, um die Permeabilität aus diesen Parametern vorherzusagen. Beispielsweise wird die hydraulische Permeabilität mit der akustischen Impedanz (Klimentos und McCann, 1990; Best, et. al., 1994; Owen, 1993; Akbar, et. al., 1993), der Kapazität des Kationaustausches (Sen, et. al., 1990; Goode und Sen, 1988), und nuklearer magnetischer Resonanz (Sen, et. al., 1990; Schwartz, et. al., 1989; Thompson, et. al., 1989) korreliert.

In dieser Arbeit werden für die Daten aus der Literatur theoretische Modelle mit empirischen Formeln für den Zusammenhang zwischen hydraulischer Permeabilität und elektrischer Leitfähigkeit verglichen. Die Idee ist, einige neuere theoretische Ansätze mit realen Gesteinen zu überprüfen, um eventuell einige Phänomene besser zu verstehen. In allen untersuchten Fällen liefern die theoretischen Formeln bessere Ergebnisse.

II. Empirische und theoretische Formeln

II.1. Empirische Formel

Den Zusammenhang zwischen Permeabilität und Leitfähigkeit bzw Formationsfaktor kann man empirisch aus Archies Gesetz, für den Formationsfaktor F ,

$$F = \sigma_w / \sigma_o = a \phi^{-m} \quad (1)$$

und Kozenys Formel, für die Permeabilität k,

$$k = b \phi^{m'} \quad (2)$$

ableiten. Dabei ist ϕ die Porosität, σ_w die Leitfähigkeit des Poren- bzw. Kluftwassers, σ_o die Leitfähigkeit eines Gesteines, dessen Poren- bzw. Klufttraum vollständig mit wässriger Lösung bzw. Wasser gesättigt ist. Der Exponent m wurde bereits von Archie als eine von der Gesteinsart abhängige Größe erkannt, und als 'Zementationsexponent' bezeichnet (Schön, 1983). Dieser Exponent variiert zwischen 1 und 4, ist aber sehr oft nahe bei 2. Der Exponent m' liegt zwischen 3 und 6 (Hilfer, 1992). Bei realen Gesteinen sind die Formeln oft nicht gut erfüllt, d.h. das Potenzgesetz erklärt nicht immer die Daten zufriedenstellend. In solchen Fällen lassen sich die empirische Konstanten a, b, m, m' nicht ohne weiteres bestimmen. Deshalb ist es sinnvoll, theoretische Modelle zu studieren, um einige Zusammenhänge besser zu verstehen.

II.2. Theoretische Formel

Im Allgemeinen kann man die verschiedene theoretischen Modelle durch eine vereinfachte Formel:

$$k \propto P_g F^{-n} \quad (3)$$

zusammenfassen. Dabei ist P_g der Porengeometriefaktor. Für einige Modelle liegt der Exponent n zwischen 1 und 2 (Wong, 1988). Einige theoretisch abgeleitete Formeln, die in dieser Arbeit angewandt werden, werden hier kurz beschrieben.

II.2.1. Kapillarmodelle

Kapillarmodelle beruhen auf einem nichtleitenden Gesteinsblock, der von einem System elektrolytgefüllter Kapillaren durchsetzt. Der Porengeometriefaktor dieses Modells ist

$$P_g = \left(\frac{T_e \phi}{T_h S (1-\phi) f^{1/2}} \right)^2 \quad (4)$$

Dabei ist T_e die elektrische Tortuosität und T_h ist die hydraulische Tortuosität. Als Tortuosität bezeichnet man das Verhältnis der Gesamtlänge einer Kapillare zur kürzesten Strecke, also eine Art Umwegfaktor. S ist die spezifische innere Oberfläche, die als Porenoberfläche geteilt durch das Kornvolumen definiert ist. Der Konstante f ist die sogenannte Kozeny Konstante, die zwischen 2 und 3 liegt (Kobranova, 1989). Diese Konstante hängt vom Kapillarquerschnitt ab.

II.2.2. Einige neue entwickelte Theorien

Thompson, et. al. (1987) haben den Zusammenhang zwischen

hydraulischer Permeabilität und elektrischer Leitfähigkeit durch das Quecksilberinjektionsverfahren vorgestellt. Sie formulieren den Zusammenhang zwischen k und F als

$$k = (1/226) l_c^2 F^{-1} \quad (5)$$

Hier ist l_c die sogenannte charakteristische Länge, die mit dem Bruchgrenzdruck im Quecksilberinjektionsverfahren bestimmt wird. Aus den Meßbaren Größen berechnet sie sich nach Washburn (Thompson, et. al., 1987) als

$$l_c = 4 \tau \cos\theta / p_c \quad (6)$$

Dabei ist θ der Kontaktwinkel, τ ist der Oberflächendruck, und p_c ist der Porendruck, den man aus dem Quecksilberinjektionsverfahren erhalten kann.

Johnson, et. al. (1986) stellen eine neue Parameterlänge, Γ , vor, mit der sie den Zusammenhang zwischen Permeabilität und elektrischer Leitfähigkeit als

$$k \propto \Gamma^2 / (8 F) \quad (7)$$

beschreiben. Dabei ist Γ als

$$\Gamma = \frac{\int |E(r)|^2 dV_p}{\int |E(r)|^2 dS} \quad (8)$$

(nach Johnson, et. al. (1986)) formuliert. Physikalisch ist die charakteristische Länge, Γ , als ein Maß für den dynamischen verbundenen Teil des Porenraumes bekannt, d. h. die Totporen oder Totkapillaren haben keinen Beitrag zu Γ . Ohne elektrisches Feld ist Γ null. Hier ist E das elektrische Feld, V_p ist das Porenvolumen, und S ist die innere Oberfläche. Für die Suspension ($0.4 < \Phi < 1.0$) kann $\Gamma = (2\Phi d)/(9(1-\Phi))$ formuliert werden (Johnson, et. al., 1986). Dabei ist d der Korndurchmesser.

III. Vergleich zwischen empirischen und theoretischen Formeln

Um die empirischen und theoretischen Ansätze mit einander zu vergleichen, wurden die Formeln auf Datensätze der Literatur angewandt. Für verschiedene Datensätze wurde unter Benutzung der angegebenen Formeln die Permeabilität aus der Leitfähigkeit berechnet und mit der gemessene Permeabilität verglichen. Zur Bewertung der Formeln wird der Korrelationskoeffizient und das Residuum verwendet.

In den Abbildungen 1a, 1b, 1c werden die Daten von Guyon, et. al. (1987) benutzt. Die Daten stammen von einem künstlichen Gestein, sogenannte 'binary packings' (nach Guyon, et. al. (1987)). Für die theoretische Formel wurde die Gleichung 7 benutzt. Obwohl die Porositäten kleiner als 40% sind, funktioniert die theoretische (Gl. 7) besser als die empirische Formel (Gl. 1 und 2).

Die Regressionsanalyse für die Abb. 1c ergibt

R-theoretisch	= 0.983
R-empirisch	= 0.852
Res. Fehler-theoretisch	= 0.011
Res. Fehler-empirisch	= 0.087

Es zeigt sich, daß das theoretische Modell einen deutlich höheren Korrelationskoeffizienten und kleineres Residuum hat als die empirische Formel.

In den Abbildungen 2a, 2b, 2c sind die Daten aus Thompson, et. al. (1987) genommen. Die Daten stammen von reinen Sandsteinen. Die theoretische Formel (Gl. 6) wurde benutzt, um die Permeabilität aus dem Formationsfaktor zu bestimmen, da dafür die notwendigen Parameter zur Verfügung standen.

Die Ergebnisse der Regressionsanalyse für die Abb. 2c sind:

R-theoretisch	= 0.978
R-empirisch	= 0.841
Res. Fehler-theoretisch	= 0.101
Res. fehler-empirisch	= 0.683

Wieder sind die theoretischen Ergebnisse deutlich besser als die empirischen.

Die beiden obigen Beispiele zeigen, daß der Porengeometriefaktor des Gesteines P_g eine wichtige Rolle spielt. Das bedeutet, daß wir die Permeabilität aus der elektrischen Leitfähigkeit gut vorhersagen können, wenn wir den Porengeometriefaktor des Gesteines betrachten. Es ist aber oft sehr schwierig, die hydraulische Permeabilität vorherzusagen, wenn nur die Porosität bzw. der Formationsfaktor herangezogen wird.

In der Abbildung 3 sind die Daten aus Sen, et. al. (1990) genommen. Die Konstanten für die empirische Formel sind nicht bestimmbar, denn die Daten streuen sehr stark, d.h. es gibt keine gute lineare Regression für die $F-\phi$ und $k-\phi$ Kurven. Das Kapillarmodell paßt nicht zu allen Datenpunkten, da Tonmineralien einen großen Einfluß ausüben. Tonmineralien beeinflussen sowohl die Permeabilität als auch den Formationsfaktor. Die innere Oberfläche der Tonmineralen ist sehr groß. Diese reduziert die Permeabilität. Außerdem sind Tonminerale gutleitend. In diesem Fall gilt Archies Gesetz nicht mehr. Die Permeabilitätsvorhersage aus der elektrischen Leitfähigkeit für toniger Gesteine ist bis heute noch immer ein interessantes Forschungsgebiet.

IV. Zusammenfassung

Die Permeabilität läßt sich durch theoretische Modelle gut vorhersagen. In allen untersuchten Fällen können wir aus der Regressionsanalyse sagen, daß die theoretischen Formeln deutlich besser als die empirischen sind.

Durch die theoretischen Studien erhalten wir noch einige weitere Vorteile:

- Man kann die physikalischen Parameter des Gesteines besser

verstehen.

- Es ist möglich die Permeabilität vorherzusagen, auch wenn die empirischen Konstanten schwierig zu finden sind.

Weitere Studien sind notwendig, um Formeln für eine größere Gruppe von Gesteinen zu finden und andere physikalische Aspekte z.B Tongehalt, Anisotropie, usw, zu verstehen.

Die Beziehung zwischen hydraulischer Permeabilität und elektrischer Leitfähigkeit wurde in der Magnetotellurik für die Bestimmung der Transporteigenschaften von Granit benutzt (Beamish, 1991). Aus Messungen der induzierten Polarisation hat Weller (pers. komm.) die hydraulische Permeabilität von Sedimenten durch den Zusammenhang zwischen hydraulischer Permeabilität und elektrischer Leitfähigkeit bestimmt. Katsube und Hume (1987) haben den Zusammenhang in der Bohrlochgeophysik ebenfalls angewandt. Ähnliche Anwendungen auf andere geophysikalische Methoden steht noch aus.

Weitere Untersuchungen über den Zusammenhang zwischen hydraulischer Permeabilität und elektrischer Leitfähigkeit durch die neue entwickelte Theorie und deren Anwendungen auf andere geophysikalische Methoden werden wir durchführen.

V. Literatur

- Akbar N., Dvorkin J., Nur A., Relating P-Wave Attenuation to Permeability, *Geophysics*, Vol. 58, No. 1, 20-29, 1993.
- Beamish D., Transport Properties Obtained from Magnetotelluric Sounding of Granite, *First Break* 8, 305, 1990.
- Banavar J.R. and Johnson, D. L., Characteristic Pore Size and Transport in Porous Media, *Phys. Rev. Lett.* 57, 2564, 1986.
- Best A.I, McCann C., Sothcott J., *Geophys. Prospecting*, 42, 151-178, 1994.
- Goode P. und Sen P.N., Charge Density and Permeability in Clay Bearing Sandstones, *Geophysics*, Vol. 53, No. 12, 1610-1612, 1988.
- Guyon E., Oger L., und Plona T.J., Transport Properties in Sintered Porous Media Composed of Two Particle Sizes, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 20, 1637, 1987.
- Hilfer, R., Local Porosity Theory for Flow in Porous Media, *Phys. Rev. B* 45, 7115, 1992.
- Johnson D.L., Koplik J, Schwartz L.M., New Pore-Size Parameter Characterizing Transport in Porous Media, *Phys. Rev. Lett.* 57, 2564, 1986.
- Katsube T.J. und Hume J.P, *Geophysics*, vol 52, No. 3, 342-352, 1987.
- Klimentos T. and McCann C., *Geophysics*, vol 55, No. 8, 998-1014, 1990.
- Kobranova V.N., *Petrophysics*, Mir Publisher Moscow, 1989.
- Koplik J, Lin C., Vermette M., Conductivity and Permeability from Microgeometry, *J. Appl. Phys.* 56, 3127, 1984.
- Owen P.F., Porosity, permeability and rock strength parameters in siliclastic reservoirs, *First Break*, vol. 11., no. 9, september 1993.
- Sen P.N., Straley C., Kenyon W.E, Whittingham M.S., Surface-to-volume Ratio, Charge Density, Nuclear Magnetic Relaxation, and Permeability in Clay-bearing Sandstones, *Geophysics*,

- vol. 55, No. 1, pp. 61-69, 1990.
 Schön J., *Petrophysik*, Enke, 1983.
 Schwartz L. M. and Banavar J.R., *Transport Properties of Disordered Continuum Systems*, *Phys. Rev. B* 39, 11965, 1989.
 Thompson A.H., Katz A.J, und Krohn C.E., *The Microgeometry and Transport Properties of Sedimentary Rock*, *Advances in Physics* 36, 625, 1987.
 Wong P-z., *The Statistical Physics of Sedimentary Rock*, *Physics Today*, December, 1988.

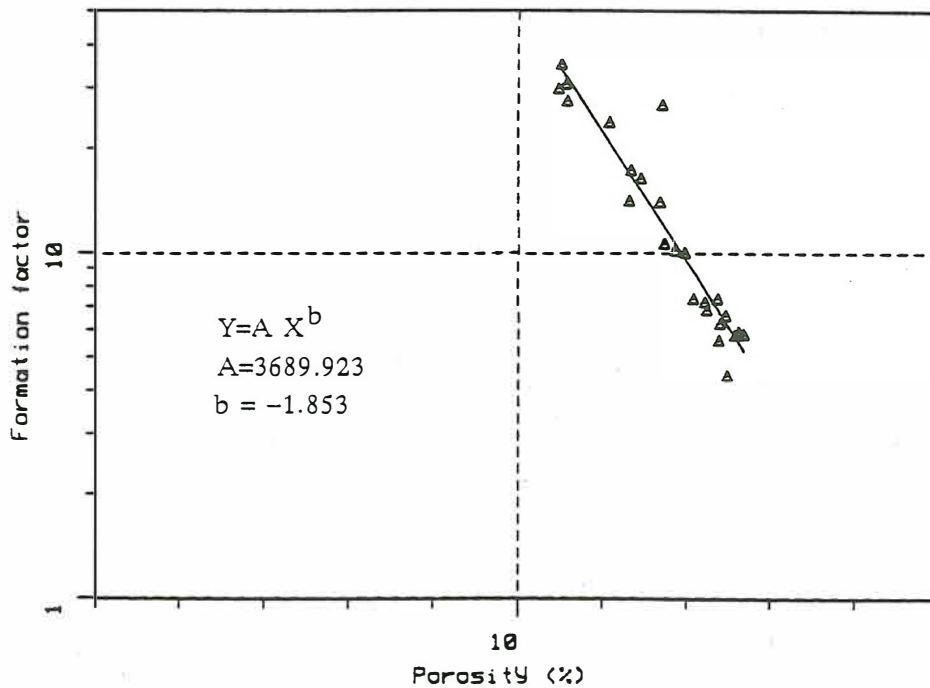


Abb. 1a: Formationsfaktor als Funktion der Porosität.
 Gemessene Daten von Guyon et. al. (1987) und angepaßte Regressionsgerade

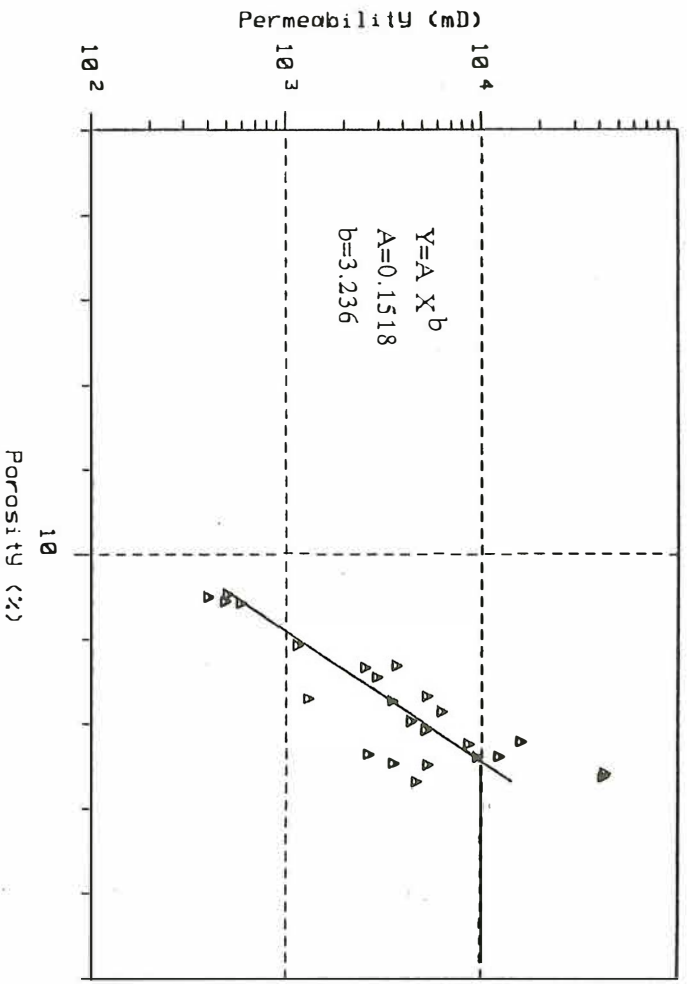


Abb. 1b: Permeabilität als Funktion der Porosität
 Gemessene Daten von Guyon et. al. (1987) und angepasste Regressionsgerade

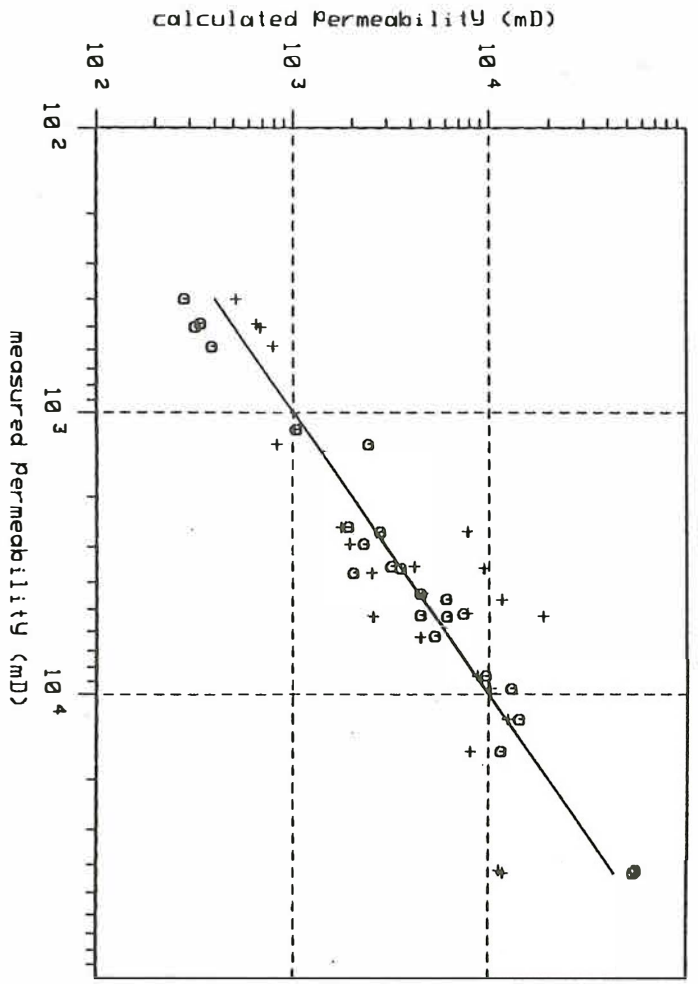


Abb. 1c: Vergleich zwischen gemessener und berechneter Permeabilität
 Gemessene Daten von Guyon et. al. (1987).

- + : empirische Ergebnisse
- o : theoretische Ergebnisse
- : gemessene Permeabilität = berechnete Permeabilität

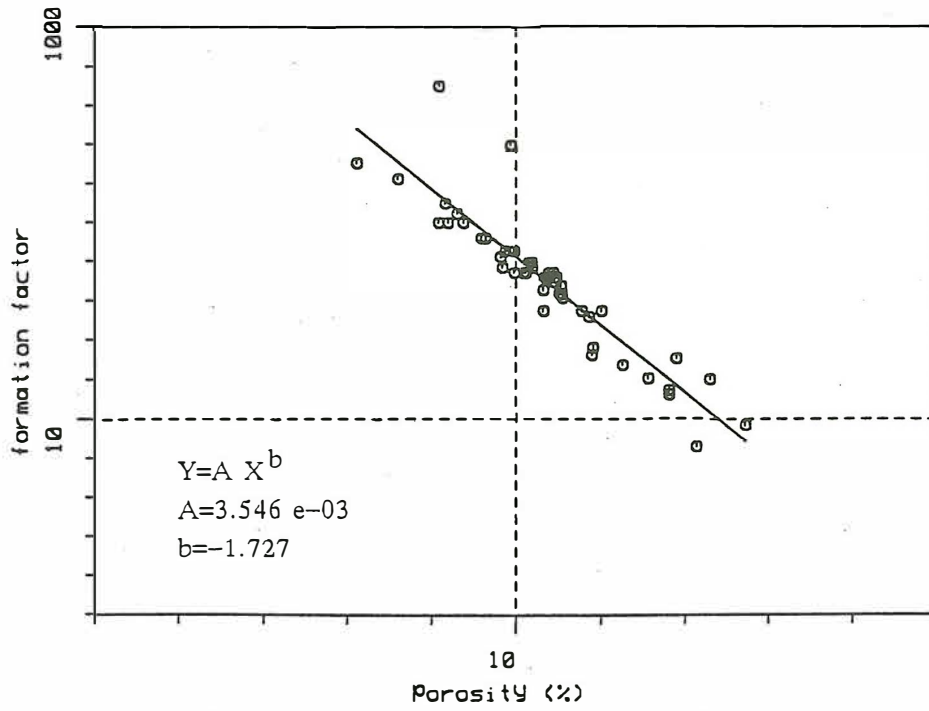


Abb. 2a: Formationsfaktor als Funktion der Porosität
 Gemessene Daten von Thompson et. al (1987) und angepaßte Regressionsgerade

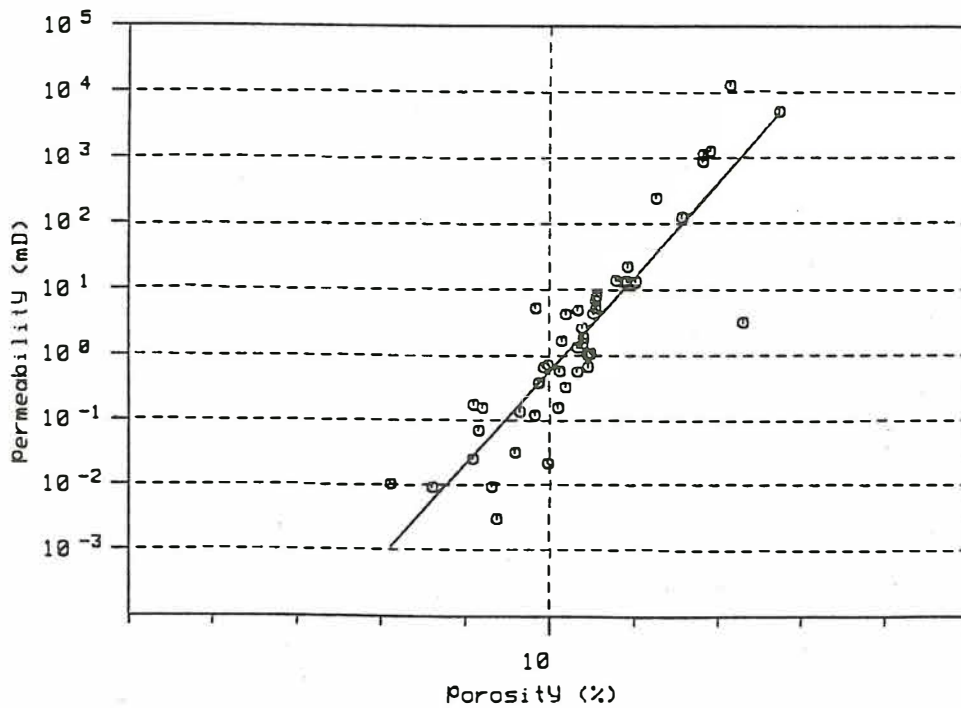


Abb. 2b: Permeabilität als Funktion der Porosität.
 Gemessene Daten von Thompson et. al. (1987) und angepaßte Regressionsgerade

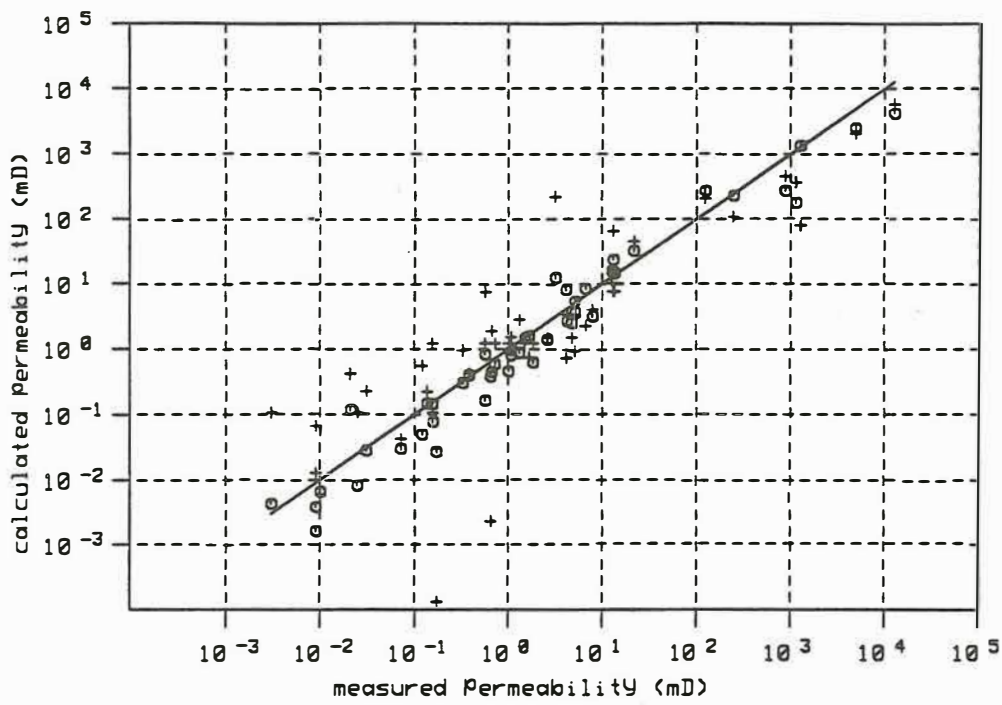


Abb. 2c: Vergleich zwischen gemessener und berechneter Permeabilität
 Gemessene Daten von Thompson et.al. (1987)

- + : empirische Ergebnisse
- o : theoretische Ergebnisse
- : gemessene Permeabilität = berechnete Permeabilität

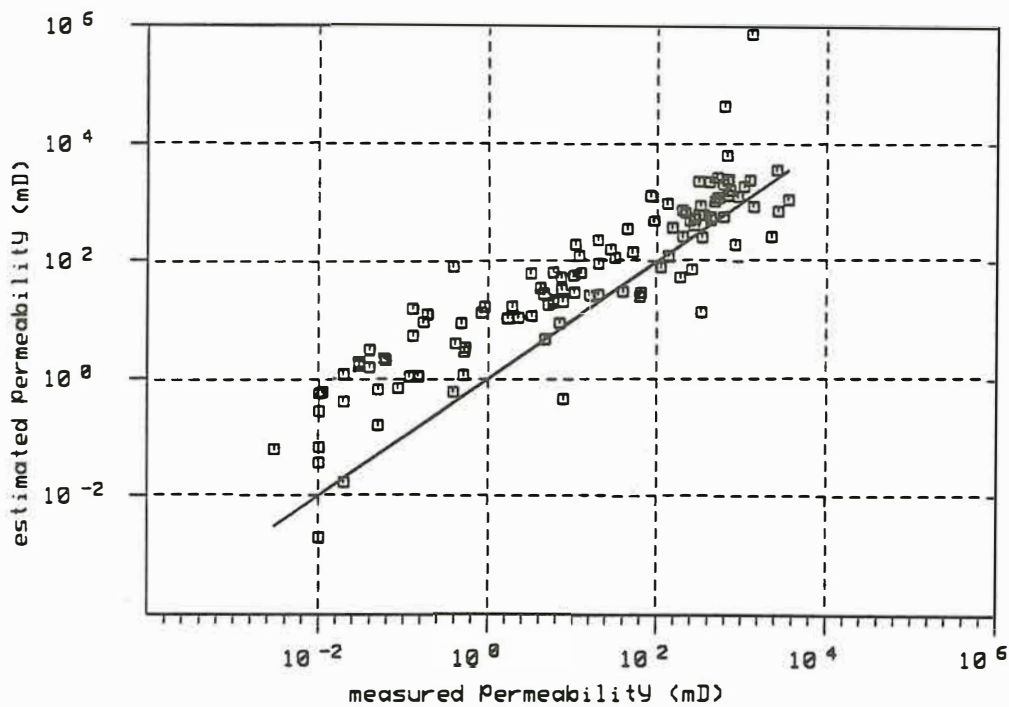


Abb. 3: Vergleich zwischen gemessener und semi-empirischer berechneter Permeabilität

Gemessene Daten von Sen et. al. (1990)

- o : semi-empirische Ergebnisse
- : gemessene = berechnete

A. Weller

Permeabilitätsbestimmung mit komplexen Widerstandsmessungen

1. Einleitung

Bei geoelektrischen und elektromagnetischen Messungen wird im allgemeinen davon ausgegangen, daß die Leitfähigkeit eine reelle, frequenzunabhängige Größe ist. Elektrische Untersuchungen an Gesteinsproben belegen, daß die Leitfähigkeit neben dem ohmschen Anteil auch einen Imaginärteil besitzt und daß beide Komponenten eine Frequenzabhängigkeit aufweisen. Beide Phänomene haben ihre Ursache im Aufbau der Gesteine aus mehreren Phasen. Die elektrochemischen Vorgänge an der Phasengrenze zwischen der Gesteinsmatrix und der elektrolytischen Lösung im Porenraum sind maßgeblich für die Entstehung einer imaginären Leitfähigkeitskomponente. Gelingt es, die komplexe Leitfähigkeit mit ihren Komponenten meßtechnisch zu erfassen, entsteht die Frage nach den Aussagemöglichkeiten, die mit diesen zusätzlichen Meßgrößen verbunden sind. Petrophysikalische Untersuchungen haben zu Korrelationsbeziehungen geführt, die die Bestimmung der hydraulischen Leitfähigkeit durch komplexe elektrische Leitfähigkeitsmessungen ermöglichen.

2. Petrophysikalische Grundlagen

Elektrische Labormessungen an Sanden, Tonen und tonhaltigen Sandsteinen zeigen, daß die komplexen elektrischen Eigenschaften von Parametern der Porenraumgeometrie (Porosität, spezifische Oberfläche), der Wassersalinität und weiteren Merkmalen abhängen (VINEGAR & WAXMAN 1984, BÖRNER & SCHÖN 1991, BÖRNER 1992). Zum besseren Verständnis des komplexen elektrischen Verhaltens von Lockergesteinen sollen die grundlegenden Beziehungen aufgezeigt werden, die Ausgangspunkt für die Ableitung interessierender Gesteinsparameter sind. Die elektrischen Eigenschaften poröser, permeabler und wassergesättigter Gesteine können im Frequenzbereich von 10^{-3} bis 10^3 Hz nach BÖRNER (1992) wie folgt charakterisiert werden:

Die Leitfähigkeit ist eine frequenzabhängige komplexe Größe. Das gleichzeitige Auftreten von Volumen- und Grenzflächenleitfähigkeiten in Gesteinen bedingt, daß tatsächlich eine sogenannte effektive Leitfähigkeit σ^* (OLHOEFT 1979) gemessen wird. Bei allen untersuchten Gesteinen zeigen Real- und Imaginärteil der komplexen Leitfähigkeit σ^* nahezu die gleiche Potenzabhängigkeit von der Frequenz. Im IP-Frequenzbereich kann σ^* mit folgendem Potenzgesetz beschrieben werden:

$$\sigma^*(\omega) = (i\omega)^{1-p} \sigma_n. \quad (1)$$

Für den Real- und Imaginärteil von σ^* gilt entsprechend:

$$\sigma'(\omega) = \omega^{1-p} \sigma'_n, \quad (2)$$

$$\sigma''(\omega) = \omega^{1-p} \sigma''_n. \quad (3)$$

Der die Frequenzabhängigkeit beschreibende Exponent $1 - p$ liegt für Gesteine ohne leitfähige Matrix im Bereich von 0.0001 bis 0.03. Aus den Gleichungen (2) und (3) ergibt

sich ein frequenzunabhängiger konstanter Phasenwinkel ϕ , der zum Frequenzexponenten $1 - p$ proportional ist:

$$\phi = \arctan \left(\frac{\sigma_n''}{\sigma_n'} \right) = \frac{\pi}{2} (1 - p). \quad (4)$$

Auf diese Weise wird die komplexe frequenzabhängige Leitfähigkeit im betrachteten Frequenzbereich allein durch die zwei Parameter σ_n und $1 - p$ beschrieben.

Der Realteil der Leitfähigkeit σ_n' kann als Parallelschaltung einer Volumenleitfähigkeit nach der ARCHIE-Gleichung und einer ohmschen Komponente der Grenzflächenleitfähigkeit σ_i' betrachtet werden:

$$\sigma_n' = \frac{\sigma_w}{F} + \sigma_i' \quad (5)$$

wobei σ_w die Wasserleitfähigkeit und F den Formationsfaktor darstellen. Der Imaginärteil der Leitfähigkeit ist ausschließlich an Grenzflächeneffekte gebunden; es gilt daher:

$$\sigma_n'' = \sigma_i'' \quad (6)$$

BÖRNER & SCHÖN (1991) zeigten, daß der Imaginärteil der Leitfähigkeit σ_n'' im wesentlichen von der auf das Porenvolumen normierten Porenoberfläche S_{por} abhängt. Es gilt vereinfacht:

$$\log(\sigma_n'') \sim \log(S_{por}) \quad (7)$$

Gleichungen (5) und (6) verdeutlichen, daß im Lockergesteinsbereich mit einer reellen elektrolytischen Volumenleitfähigkeit (ARCHIE-Term) und einer komplexen Grenzflächenleitfähigkeit zu rechnen ist.

Es ist allgemein bekannt, daß der Formationsfaktor F im ARCHIE-Term der Gleichung (5) von der Porosität abhängig ist. Für weiterführende Untersuchungen ist der Zusammenhang zwischen der komplexen Grenzflächenleitfähigkeit und der auf den Porenraum bezogenen Porenoberfläche S_{por} von besonderem Interesse. Die praktische Nutzung dieser Beziehung eröffnet die Möglichkeit, die spezifische Oberfläche von Gesteinen oder anderen porösen Materialien mit Hilfe von elektrischen Messungen in situ zu bestimmen. Mit S_{por} wird ein wichtiger struktureller Parameter gewonnen, der in enger Beziehung zum Flüssigkeitstransport in porösen Medien steht. Die elektrischen Parameter $|\sigma|$ und ϕ sind mit Frequenzbereichsmessungen der Induzierten Polarisation (IP) an der Erdoberfläche, in Bohrungen oder in Rammsonden-Löchern zu bestimmen. Aus der Amplitude und der Phase werden Real- und Imaginärteil der elektrischen Leitfähigkeit bestimmt. Der Realteil führt zur Porosität und der Imaginärteil zur Porenoberfläche. Ausgehend von der KOZENY-CARMAN-Gleichung wurde von PAPE, RIEPE und SCHOPPER (1982) eine empirische Gleichung aufgestellt, die für Festgesteine den Formationsfaktor F und die normierte Porenoberfläche S_{por} (in μm^{-1}) mit dem Durchlässigkeitsbeiwert k (in m/s) verknüpft:

$$k = \frac{0.00475}{F(S_{por})^{3.1}} \quad (8)$$

BÖRNER (1993) ermittelte die entsprechenden Koeffizienten für die Anwendung im Lockergesteinsbereich. Diese Gleichung bietet die Möglichkeit, aus den durch komplexe elektrische Messungen errechneten Größen schließlich die Gesteinsdurchlässigkeit zu bestimmen (WELLER & BÖRNER 1992). Abb. 1 zeigt das entsprechende Flußbild.

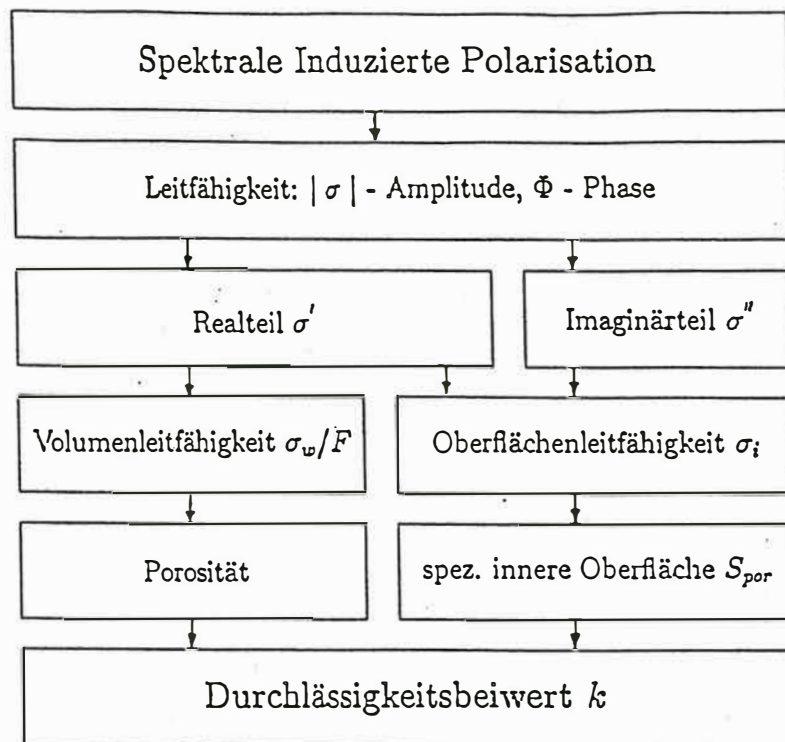


Abbildung 1: Flußbild zur Bestimmung des Durchlässigkeitsbeiwertes aus Messungen der spektralen induzierten Polarisation

3. Messungen in Rammsonden-Löchern

Um den Algorithmus der Durchlässigkeitsbestimmung, der anhand von Labormessungen konzipiert wurde, für den Feldeinsatz zu erproben, wurden Testmessungen in Rammsonden-Löchern durchgeführt. Für diese Messungen sind eine geeignete Meßapparatur und eine entsprechende Meßsonde erforderlich. Da das oben beschriebene Auswerteverfahren auf einer Trennung von Real- und Imaginärteil der elektrischen Leitfähigkeit beruht, wird die Meßmethode der spektralen induzierten Polarisation (SIP) ausgewählt, die Amplitude und Phase des spezifischen elektrischen Widerstandes in Abhängigkeit von der Frequenz liefert. Für derartige Messungen wird die mehrkanalige PHOENIX-Apparatur V5 eingesetzt, die sowohl Messungen im Zeit- und im Frequenzbereich als auch spektrale IP-Messungen erlaubt. Als Meßsonde dient ein Sondenkörper mit vier Messingelektroden im Abstand $a = 0.15 \text{ m}$. Mit den vier Elektroden können wahlweise WENNER-, Dipol-Dipol-, Pol-Dipol- und Pol-Pol-Anordnungen realisiert werden.

Mit Messungen in Rammsonden-Löchern mußte zunächst der Nachweis erbracht werden, daß unter Feldbedingungen mit einem deutlich höheren Störpegel die im Labor beobachtete Konstanz des Phasenwinkels Gültigkeit hat.

Abb. 2 und 3 zeigen die mit unterschiedlichen Anordnungen aufgenommenen Amplituden- und Phasenspektren. Für kleine Frequenzen bestätigt sich die in Gleichung (1) angenommene Frequenzabhängigkeit des spezifischen elektrischen Widerstandes. Der Widerstand nimmt mit zunehmender Frequenz ab. Bei höheren Frequenzen treten kapazitive (Pol-Pol) oder induktive (Pol-Dipol) Störeinflüsse auf, die durch elektromagnetische Koppungseffekte hervorgerufen werden. Die gemessenen Phasenwinkel sind sehr klein; ihre

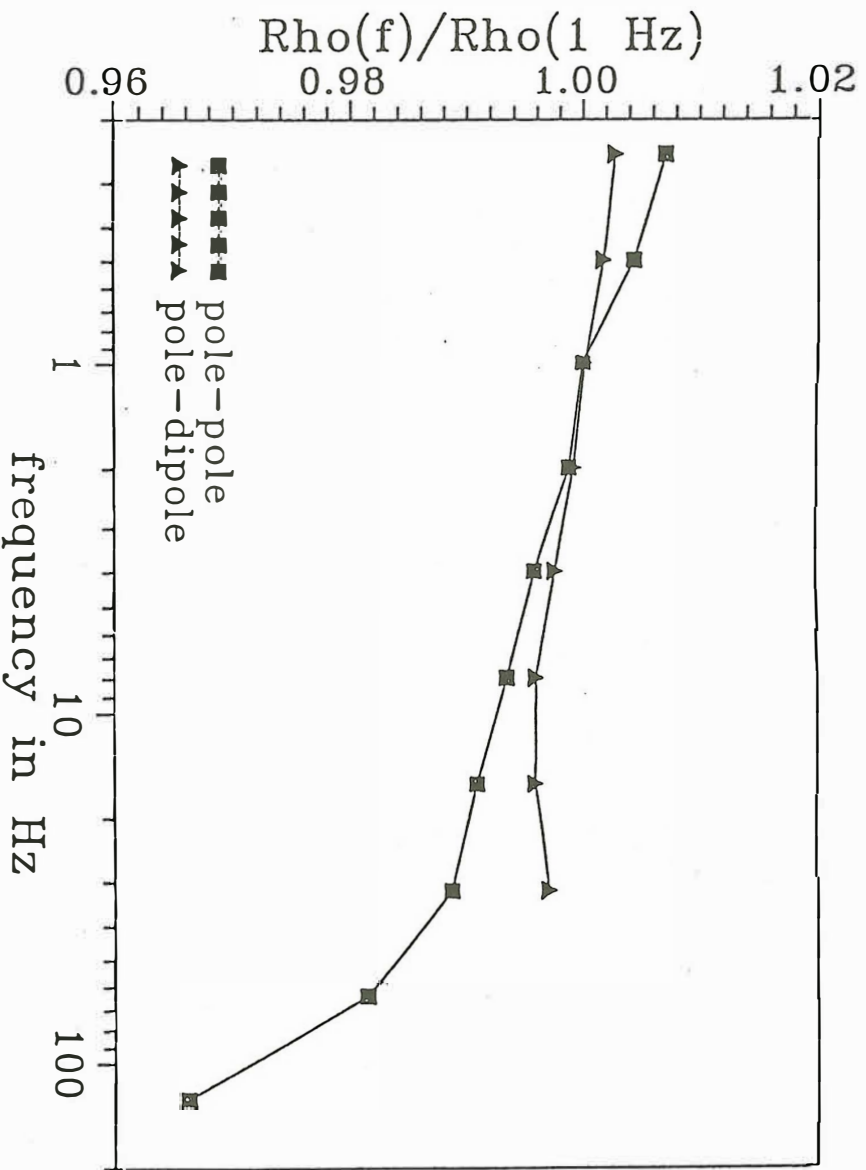


Abbildung 2: Amplitudenspektren bei Pol-Pol- und Pol-Dipol-Anordnungen

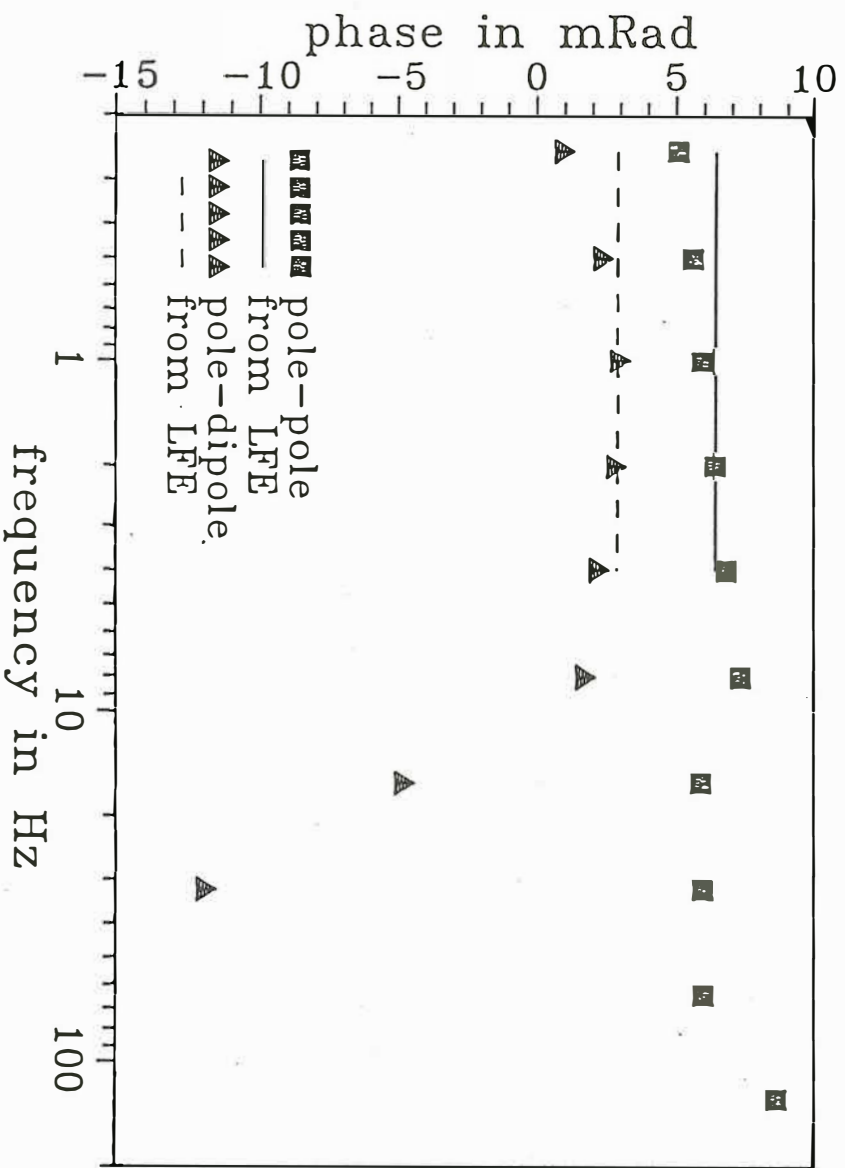


Abbildung 3: Phasenspektren bei Pol-Pol- und Pol-Dipol-Anordnungen

Werte liegen im Bereich von wenigen Milliradian ($1mRad = 0.057^\circ$). Eine exakte Phasenwinkelmessung ist unter Feldbedingungen kaum möglich. Die Meßfehler erreichen die Größenordnung des Meßwertes, daher sind die bei den einzelnen Frequenzen gemessenen Phasenwinkel nicht gleich. Sie liegen aber in der Nähe des Phasenwinkels ϕ , der sich entsprechend Gleichung (4) aus dem Frequenzexponenten $1 - p$ ergibt. In Anlehnung an den bisher bei IP-Messungen gebräuchlichen prozentualen Frequenzeffekt (PFE) hat BÖRNER (1992) vorgeschlagen, den Frequenzexponenten $1 - p$ als logarithmischen Frequenzeffekt (LFE) zu bezeichnen. Für die praktische Meßdurchführung bietet sich an, den Phasenwinkel ϕ über eine Mehrfrequenzmessung aus dem logarithmischen Frequenzeffekt zu bestimmen. Um elektromagnetische Störeinflüsse weitgehend auszuschließen, werden die Messungen in einem Frequenzbereich von 0.25 bis 4 Hz durchgeführt. Der auf diese Weise bestimmte Phasenwinkel wurde in den Phasenspektren der Abb. 3 mit einer Linie markiert; er unterscheidet sich nur wenig vom Mittelwert der gemessenen Phasenwinkel im betrachteten Frequenzbereich.

Die Versuchsmessungen wurden unmittelbar neben Rammkernbohrungen durchgeführt, aus denen Probenmaterial für Vergleiche zwischen dem geophysikalischen Meßwert und dem Laborergebnis zur Verfügung steht. Die lithologische Gliederung ist bekannt. In den interessierenden Teufenbereichen werden im Abstand von 0.15 m die Amplituden- und Phasenspektren des spezifischen elektrischen Widerstandes in einem Frequenzbereich von 0.25 bis 4 Hz aufgenommen, wobei die Frequenz schrittweise um den Faktor 2 geändert wird. Aus dem Amplitudenspektrum wird der Phasenwinkel ϕ bestimmt. Aus dem Imaginärteil der Leitfähigkeit wird die normierte Porenoberfläche S_{por} ermittelt. Für die Berechnung des Formationsfaktors F ist die Kenntnis der Wasserleitfähigkeit erforderlich. Daher sollte den Bohrungen eine Wasserprobe entnommen werden. Auf die derart berechneten Werte für den Formationsfaktor und die Porenoberfläche wird die Gleichung (8) angewandt, um den Wert eines elektrisch bestimmten Durchlässigkeitsbeiwertes k_{el} zu ermitteln. Mit dem skizzierten Verfahren kann für die untersuchten Rammsonden-Löcher ein vertikales Durchlässigkeitsprofil aufgenommen werden.

Die vorgestellte Meßmethode wurde am Teststandort Rabenstein erprobt. Im Umfeld von vier neuen Pegelbohrungen wurden Rammsonden-Löcher niedergebracht, die für ingenieurgeophysikalische Sondierungen und spektrale IP-Messungen genutzt wurden. Die Rammsonden-Löcher stehen wie auch die Pegelbohrungen in bindigem Material verwitterter Schwarz- bzw. Alaunschiefer. Die bisherigen Testmessungen hatten gezeigt, daß die Anwendung des Verfahrens zur Bestimmung des Durchlässigkeitsbeiwertes aus IP-Messungen für bindige Lockersedimente problematisch ist. Abb. 4 zeigt für einen Meßpunkt die mit der spektralen IP-Messung gewonnenen komplexen Leitfähigkeitswerte als Funktion der Tiefe. Daraus wurden die in Abb. 5 dargestellten Durchlässigkeitsbeiwerte bestimmt; sie liegen für diese Messung in einem Bereich von 10^{-9} bis 10^{-7} m/s. Zum Vergleich wurden für einige Proben aus der benachbarten Rammkernbohrung anhand der Kornverteilungskurven die k -Werte ermittelt und in die Darstellung aufgenommen. Die Gegenüberstellung zeigt, daß die mit komplexen Leitfähigkeitsmessungen bestimmten Durchlässigkeitsbeiwerte in derselben Größenordnung liegen wie die aus der Kornverteilung ermittelten Werte. Die Abweichungen erreichen etwa eine Zehnerpotenz. Für die auftretenden Unterschiede gibt es mehrere Ursachen: Die Rammkernbohrung befindet sich in einem Abstand von 1 m vom Rammsonden-Loch; bei den steilstehenden Schichten und

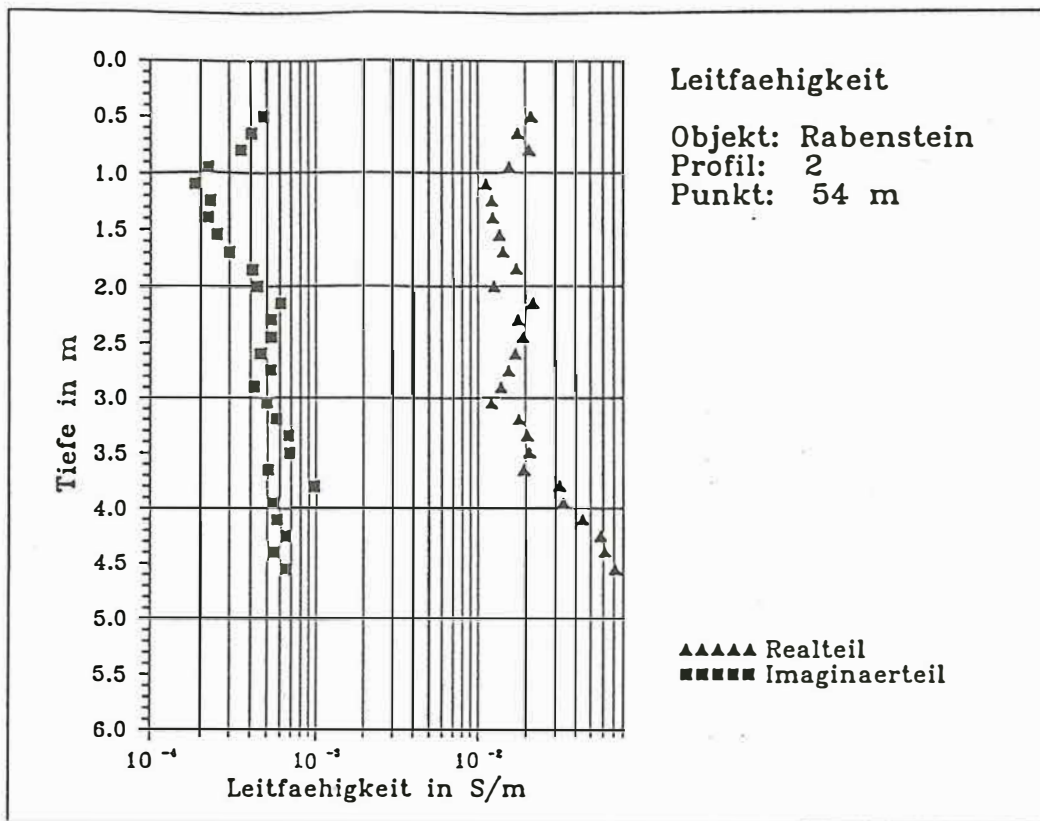


Abbildung 4: Komplexe elektrische Leitfähigkeit für eine Messung in Rabenstein

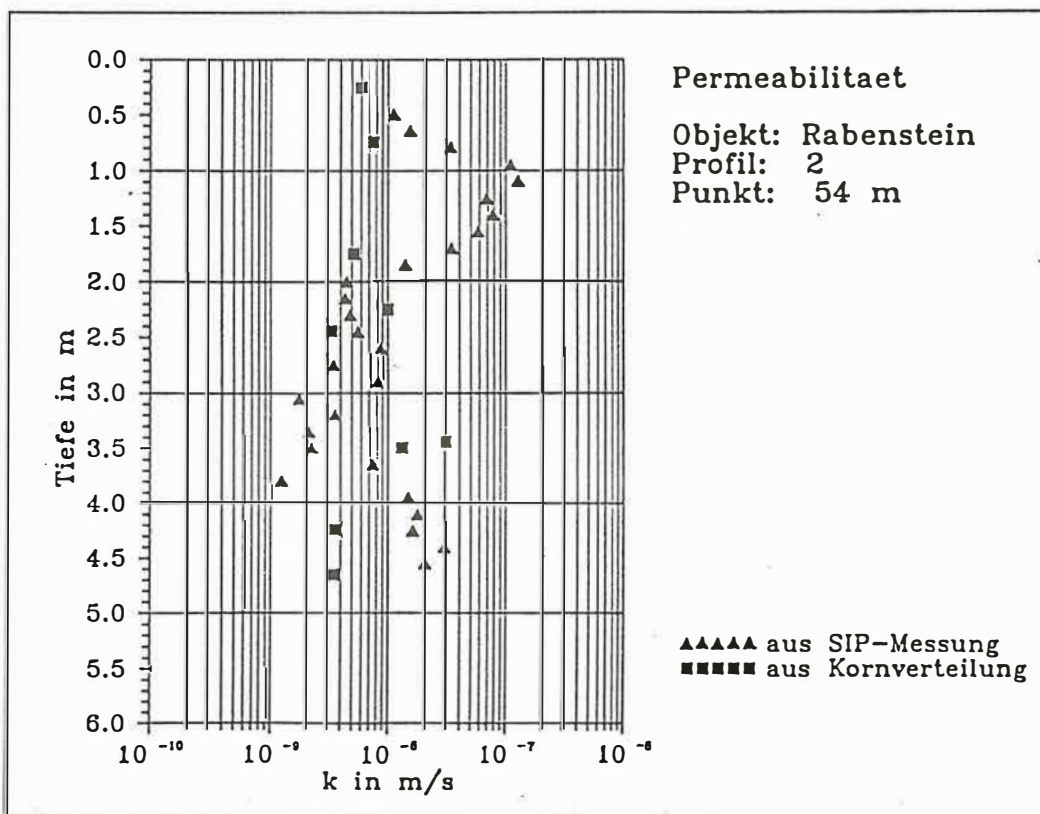


Abbildung 5: Ergebnis der Permeabilitätsbestimmung für eine Messung in Rabenstein

teilweise sehr inhomogenem Material mit unterschiedlichem Verwitterungsgrad können sich bereits bei geringen Entfernungen deutliche Unterschiede ergeben. Der elektrisch bestimmte Durchlässigkeitsbeiwert berücksichtigt im Gegensatz zu dem aus der Kornverteilung ermittelten Wert die natürlichen Lagerungsverhältnisse (Porosität, Struktur), wodurch verfahrensbedingte Abweichungen zu erklären sind.

Beim Abteufen der benachbarten Pegelbohrung RAB 3/93, die im gleichen Material steht, wurden Gesteinsproben entnommen, an denen mit Durchflußmessungen im Triaxialgerät der Durchlässigkeitsbeiwert bestimmt wurde. Die mit diesem recht aufwendigen Verfahren ermittelten k -Werte schwanken zwischen $1 \cdot 10^{-9}$ und $3 \cdot 10^{-8} m/s$ (JÄGER 1994); sie liegen damit in der gleichen Größenordnung wie die für Teufen größer als 2 m mit komplexen Leitfähigkeitsmessungen bestimmten Gesteinsdurchlässigkeiten.

Die Testmessungen in Rabenstein haben gezeigt, daß auch für bindigen Gesteinszersatz das geoelektrische Verfahren zur Durchlässigkeitsbestimmung eingesetzt werden kann. Die damit bestimmten Werte sind mit den Ergebnissen von Labormethoden vergleichbar. Der Vorteil dieser Feldmethodik besteht darin, daß bereits wenige Stunden nach der Messung ein Ergebnis bereitgestellt werden kann.

4. Komplexe Widerstandssondierungen

Die erfolgreiche Anwendung des Algorithmus zur Bestimmung des Durchlässigkeitsbeiwertes aus den in Rammsonden-Löchern gemessenen komplexen Leitfähigkeiten war eine wesentliche Voraussetzung für Versuche, mit Hilfe von komplexen Widerstandssondierungen die hydraulische Durchlässigkeit von einzelnen Schichten des Untergrundes von der Oberfläche aus zu bewerten. Die Messungen werden in Schlumberger-Konfiguration mit Aufstellungsweiten ($AB/2$) von 1,3 bis 100 m durchgeführt. Bei größeren Auslagen werden die Messungen durch elektromagnetische Kopplung beeinträchtigt. Bei jeder Aufstellung wird das Amplituden- und Phasenspektrum im Frequenzbereich von 0,25 bis 4 Hz aufgenommen. Die Auswertung umfaßt die Bestimmung der Widerstandsamplitude $|\rho_s|$ für die Frequenz $\omega = 1 Hz$ und des mittleren Phasenwinkels ϕ , der aus dem logarithmischen Frequenzeffekt ermittelt wird. Die komplexe Widerstandssondierung liefert je eine Sondierungskurve für die Amplitude des scheinbaren spezifischen elektrischen Widerstandes und für den scheinbaren Phasenwinkel. Aus beiden Kurven wird über ein Inversionsprogramm, das mit Hilfe des MARQUARDT-Algorithmus ein Fehlerfunktional minimiert, ein Schichtmodell berechnet. Für jede Schicht wird eine Leitfähigkeitsamplitude, ein Phasenwinkel und die Schichtmächtigkeit bestimmt. Aus der komplexen Schichtleitfähigkeit wird der Formationsfaktor und die innere Oberfläche berechnet. Mit diesen beiden Werten kann über die Anwendung der Gleichung (8) ein Durchlässigkeitsbeiwert für jede Schicht ermittelt werden.

Abb. 6 und 7 zeigen komplexe Widerstandssondierungskurven aus einem Meßgebiet in der Lausitz. Die Kurven wurden als Dreischichtfall interpretiert, wobei die mittlere Schicht einer Kiesrinne zugeordnet werden kann. In Tab. 1 sind die aus den komplexen Schichtleitfähigkeiten ermittelten Parameter aufgeführt. Die Wasserleitfähigkeit wurde anhand der Meßergebnisse aus benachbarten Pegelbohrungen mit $200 mS/m$ angesetzt. Beim Vergleich der Sondierungskurven fällt auf, daß die Widerstandsamplitude in beiden Fällen einen ähnlichen Verlauf zeigt. Deutliche Unterschiede ergeben sich hingegen im Phasenverlauf. Bei der Kurve B wurden für die Aufstellungsweiten von 32 bis 56 m negative Phasenwinkel gemessen. Daraus resultiert ein Phasenwinkel der zweiten Schicht von 0,9

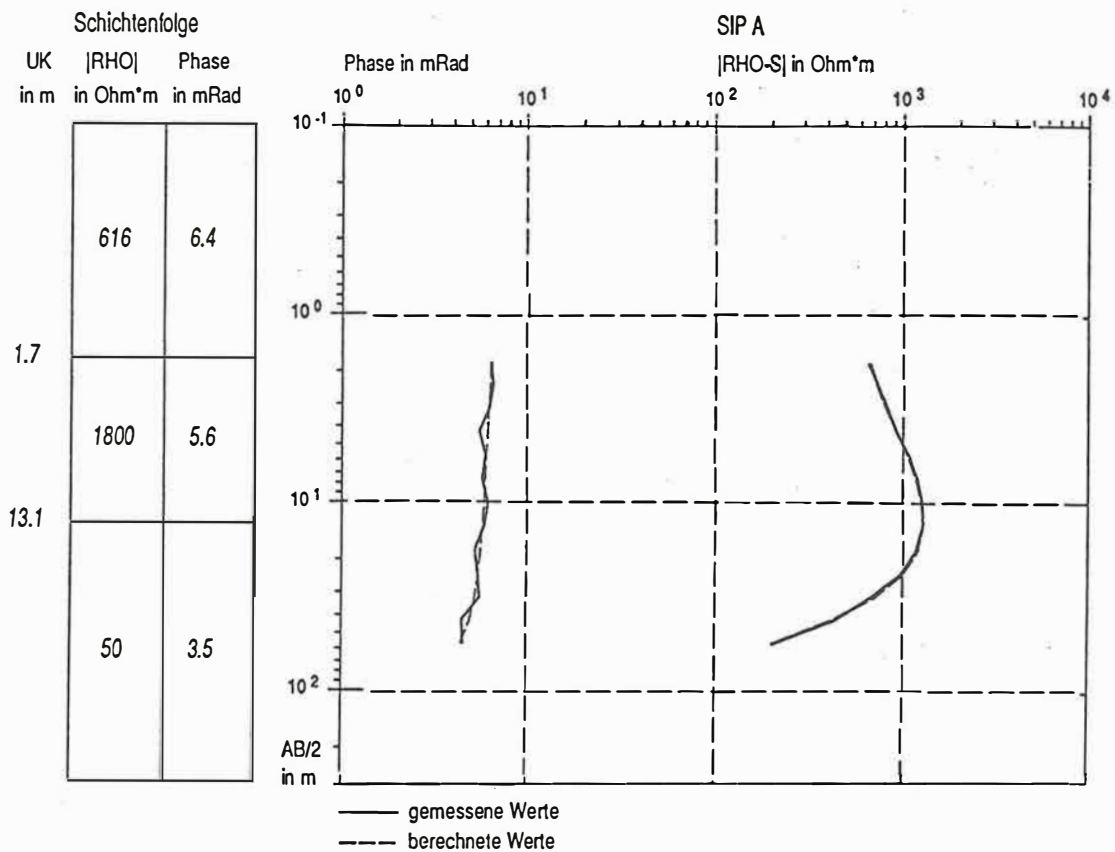


Abbildung 6: Komplexe Widerstandssondierung A

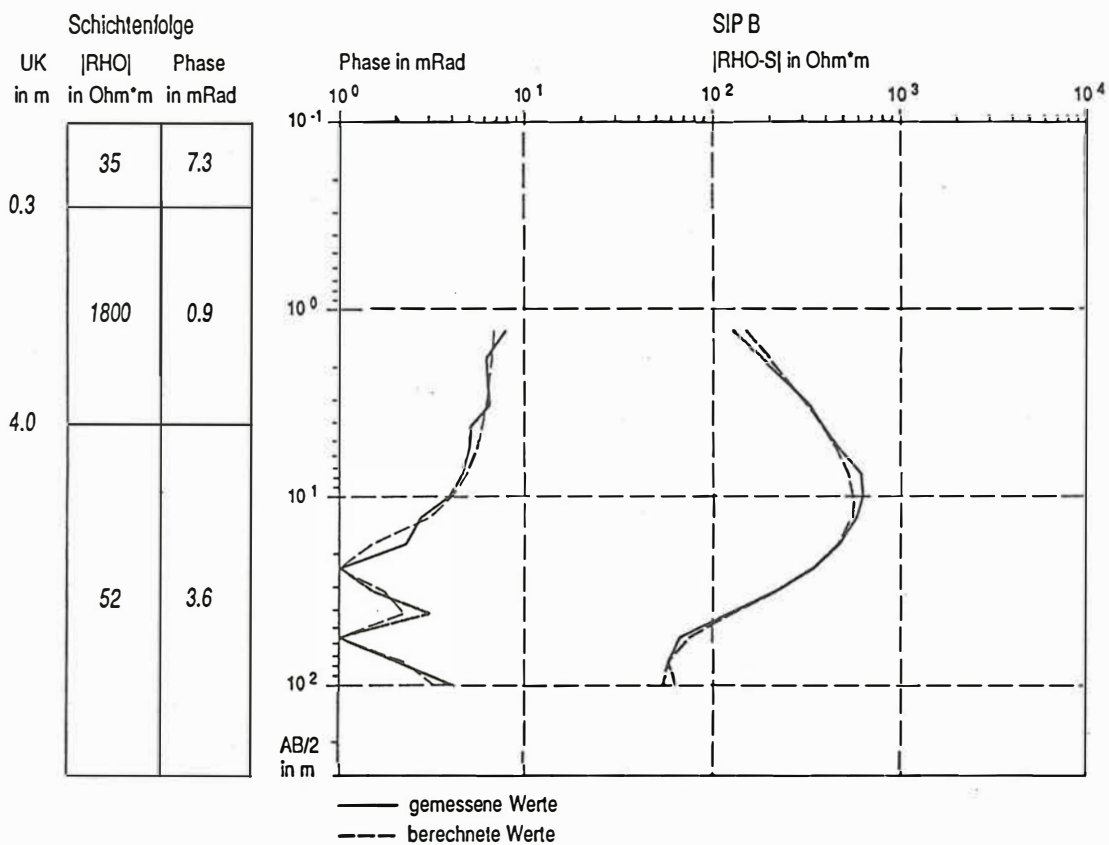


Abbildung 7: Komplexe Widerstandssondierung B

Tabelle 1: Aus komplexen Widerstandssondierungen ermittelte Schichtparameter

Sondierung und Schicht	$ \rho $ [Ωm]	ϕ [$mRad$]	σ'_n [mS/m]	σ''_n [$\mu S/m$]	F -	S_{por} [μm^{-1}]	k [m/s]
A 1	611	6.4	1.64	11	132	0.91	5.0 E-5
A 2	1800	5.6	0.56	3	381	0.27	7.5 E-4
A 3	50	3.5	20.0	69	10.4	5.99	1.8 E-6
B 1	35	7.3	28.5	209	7.55	18.1	8.0 E-8
B 2	1800	0.9	0.56	1	363	0.04	2.1 E-1
B 3	52	3.6	19.2	69	10.8	5.95	1.7 E-6

im Vergleich zu 5,6 $mRad$ bei Kurve A. Die starke Reduzierung des Phasenwinkels hat ihre Ursache in einer starken Bodenkontamination mit Kohlenwasserstoffen. Die Kohlenwasserstoffe lagern sich im Porenraum an die Gesteinsmatrix an und verhindern die Ausbildung der elektrischen Doppelschicht, die für den imaginären Leitfähigkeitsanteil notwendig ist. Aufgrund der stark reduzierten Oberflächenaktivität wird ein zu hoher Durchlässigkeitsbeiwert ermittelt, der auf diese Weise ein Indikator für die Kohlenwasserstoffkontamination sein kann.

5. Zusammenfassung und Ausblick

Aus petrophysikalischen Untersuchungen an Lockergesteinsproben konnten Zusammenhänge zwischen der elektrischen und hydraulischen Leitfähigkeit abgeleitet werden, auf deren Grundlage ein Algorithmus zur Bestimmung des Durchlässigkeitsbeiwertes aus den komplexen Leitfähigkeitswerten konzipiert wurde. Dieser Algorithmus wurde bei Messungen in Rammsonden-Löchern erprobt. Der Vergleich der elektrisch bestimmten Durchlässigkeitsbeiwerte mit den an Gesteinsproben im Labor ermittelten Werten zeigt eine Übereinstimmung im Bereich einer Zehnerpotenz. In dieser Größenordnung ist die erreichbare Genauigkeit dieser Methode zur in-situ-Bestimmung der Gesteinsdurchlässigkeit einzuordnen. Der Vorteil dieser Methode liegt in einer schnellen und kostengünstigen Bereitstellung von zuverlässigen Durchlässigkeitsbeiwerten. Der Algorithmus läßt sich auch auf komplexe Widerstandssondierungen anwenden, wobei die Aussagegenauigkeit durch die Gültigkeit des Äquivalenzprinzips eingeschränkt wird.

Die hohe Empfindlichkeit des Imaginärteils der Leitfähigkeit gegenüber Veränderungen an der Phasengrenze zwischen der silikatischen Matrix und dem Elektrolyt des Porenraumes kann unter bestimmten Bedingungen als Indikator für Kontaminationen genutzt werden.

6. Literatur

- BÖRNER, F.; SCHÖN, J.: A relation between the quadrature component of electrical conductivity and the specific surface area of sedimentary rocks. - *The Log Analyst* 32(1991), S. 612-613.
- BÖRNER, F.: Complex conductivity measurements of reservoir properties. - In: P.F. Worthington: *Advances in Core Evaluation III - Reservoir Management*. Gordon and Breach, Reading (1992).
- BÖRNER, F.: Petrophysikalische Grundlagen für den Einsatz von IP-Messungen beim Nachweis und der Sanierung von Boden- und Grundwasserkontaminationen. - DGG-Seminar Umweltgeophysik, Neustadt/W (1993).
- JÄGER, W.: Weiterentwicklung und Erprobung petrophysikalischer Methoden zur Untersuchung von Gesteinen im Untergrund und in der Umgebung von Deponien und Altlasten. - 3. Statusseminar des Verbundvorhabens Deponieuntergrund, BGR Hannover (1994) S. 456 - 477.
- OLHOEFT, G.R.: Low frequency electrical properties. - *Geophysics* 50(1985), S. 2492-2530.
- PAPE, H.; RIEPE, L.; SCHOPPER, J.R.: A pigeon-hole model for relating permeability to specific surface. - *The Log Analyst* 23(1982).
- WELLER, A.; BÖRNER, F.: Determination of permeability at shallow depth. - 54th EAEG Meeting, Paris, 1992, P148.
- VINEGAR, H.J.; WAXMAN, M.H.: Induced polarization of shaly sands. - *Geophysics* 49(1984), S.1267-1287.

Effekte anisotroper Leitfähigkeit in LOTEM-Daten

Schönfelder, T., Hördt, A. (Köln), Maurer, H.-M. (Uppsala, S)

1 Einleitung

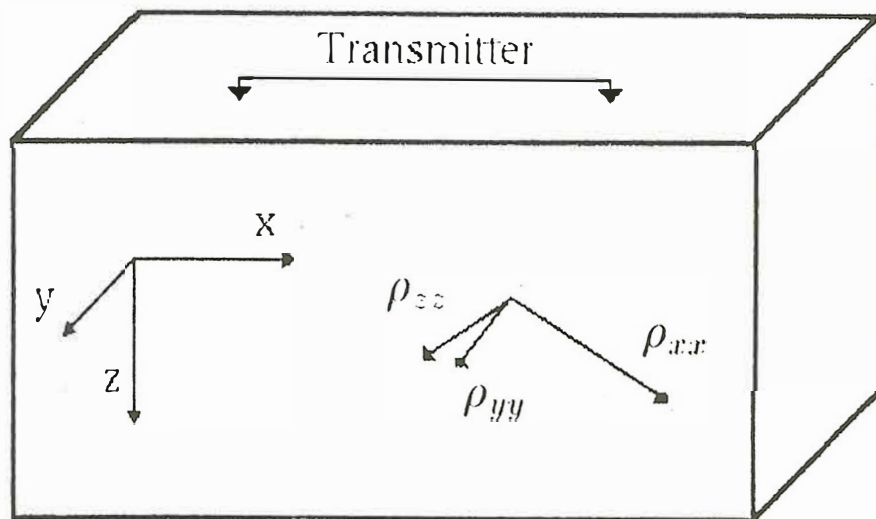
Im Rahmen der Vorerkundung für die kontinentale Tiefbohrung KTB wurden in der Oberpfalz verschiedene Meßmethoden angewendet. Eines der aktiven elektromagnetischen Verfahren war "long-offset transient electromagnetics" (LOTEM). Bei diesem Verfahren wird in einen horizontalen elektrischen Dipol von ca. 1 km Länge ein Rechteckstrom eingespeist. In 5 bis 40 km Entfernung werden dann die elektrischen und magnetischen Komponenten des Feldes gemessen.

Die Wahl der Empfängerpositionen bei der oben erwähnten LOTEM-Messung war auf zwei Aspekte ausgelegt. Erstens ein Meßgebiet in dem direkten Umfeld der Tiefbohrung, um die lokalen Effekte im Bereich der Bohrung zu untersuchen, zweitens eine Kreismessung mit 12 km Radius um eine Senderposition 10 km nördlich der Bohrlokation. Die Interpretationen der Daten, die im selben Gebiet mit Hilfe der passiven Magnetotellurik aufgezeichnet worden waren, ließen Effekte anisotroper elektrischer Leitfähigkeit erkennen (Gundelach, 1992, Eisel, 1992, Tauber, 1992).

Hier wird der Versuch unternommen, die großräumigen Effekte in den LOTEM-Daten anisotrop zu interpretieren und die Ergebnisse der MT zu verifizieren.

2 Einleitende Berechnungen

Diese Rechnungen benutzen ein Programm, welches ursprünglich für die Controlled-source-audiomagnetotellurics (CSAMT) entwickelt wurde (Maurer, 1994). Dabei wird ein beliebig orientierter Widerstandstensor für einen Halbraum vorgegeben und die Antwort im Frequenzbereich ermittelt. Zur Anwendung auf die transiente Elektromagnetik überführt eine nachfolgende Transformation die Ergebnisse dann aus dem Frequenz- in den Zeitbereich (Abb. 1).



$$\bar{\rho} = \begin{pmatrix} \rho_{xx} & \rho_{xy} & \rho_{xz} \\ \rho_{xy} & \rho_{yy} & \rho_{yz} \\ \rho_{xz} & \rho_{yz} & \rho_{zz} \end{pmatrix} \Rightarrow H_x, H_y, H_z, E_x, E_y (f)$$
$$\Rightarrow H_x, H_y, H_z, E_x, E_y (t)$$

Abbildung 1 : Parameterkonvention der Vorwärtsrechnung

Die Ergebnisse liegen dann in Form von scheinbaren Widerstandskurven vor. Abb. 2 zeigt diese für einen typischen Zweischichtfall. Obwohl für LOTEM eine ALL-TIME scheinbare Widerstandskurve entwickelt worden ist (Karlik, 1994; Karlik & Strack, 1990), ist diese auf einem geschichteten Halbraum basierende Lösung für dreidimensionale und anisotrope Strukturen problematisch. Deshalb werden hier die Daten als Früh- und Spätzeinnäherung dargestellt. Die Early-Time Kurve ist proportional zur gemessenen Spannung und nähert sich zu frühen Zeiten dem Widerstand der oberen Schichten, die Late-Time Kurve zu späten Zeiten dem Widerstand der tiefen Schichten (Abb. 2)

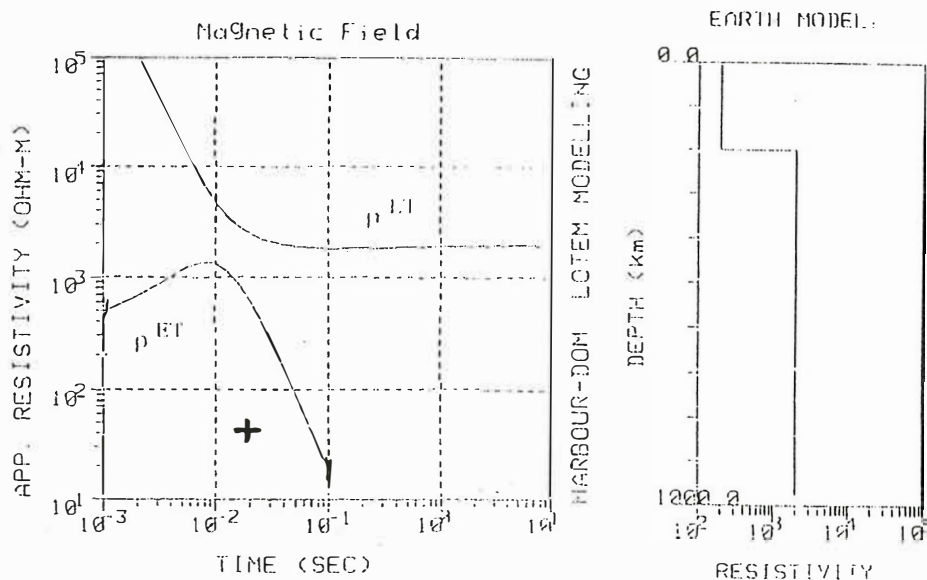
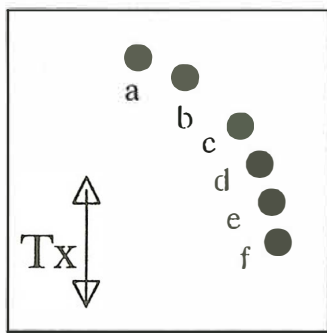


Abbildung 2 : Scheinbare Widerstandskurven von LOTEM

Zunächst sollen hier einfache anisotrope Fälle untersucht werden, um die dabei auftretenden Effekte zu studieren. Als Beispiel wird ein geringer Widerstand (100 Ohm) in Senderrichtung (x -Richtung) angenommen. Der Widerstand in den beiden Richtungen senkrecht dazu wird mit 1000 Ohm deutlich größer gewählt (Abb. 3). Der Tensor könnte durch lineare Leiter erzeugt werden. Es werden die Ergebnisse an 6 Stationen in Abstand von 12 km betrachtet, um einen Eindruck über die räumliche Verteilung zu geben. Dargestellt ist die H_z - Komponente für 10° , 30° , 50° , 70° , 80° und 90° zur Senderachse. Die Widerstandskurve bei 30° (Abb. 3 b) entspricht dem Bild einer homogenen Halbraumkurve mit einem Widerstand, der etwas unter den Maximalwerten des Tensors liegt.. Die Stationen zeigen mit zunehmender Annäherung an die y - Achse ein Abgleiten der Frühzeitwerte (Abb 3 c+d), das im Bereich der y - Achse in mehreren Vorzeichenwechseln (Reversals) endet (Abb 3 e+f). Da die scheinbaren Widerstandskurven doppellogarithmisch dargestellt werden, muß das Vorzeichen in den Daten vernachlässigt werden. Um diese Information aber nicht völlig zu verlieren, wird das Vorzeichen nachher wieder in die Widerstandskurven (+ und -) eingetragen. Bei diesen Reversals handelt es sich nicht um - wie früher vermutet - numerische Ungenauigkeiten, sondern um einen Effekt der Anisotropie (Maurer, 1994).

Ein weiteres Merkmal dieser Kurven ist, daß der Widerstand des Tensors in y - Richtung an den Positionen nahe der x - Achse entnommen werden kann. So zeigt die senderachsennahe Station (Abb. 3a) den Widerstandswert des Tensors in y - Richtung (1000 Ohm-m).

Nach diesem einfachen Fall soll nun untersucht werden, wie sich ein Fallen der maximalen Leitfähigkeit auswirkt. Hierzu wird derselbe Tensor an 3 Stationen (10° , 50° und 80°) betrachtet, aber das Einfallen der Hauptwiderstandsrichtung wird durch Drehungen um 5° , 10° und 20° um die y -Achse zu Station a) verändert (Abb 4). Dadurch werden die Nebendiagonalelemente des Widerstandstensors besetzt.



$$\underline{\underline{\rho}} = \begin{bmatrix} 100 & 0 & 0 \\ 0 & 1000 & 0 \\ 0 & 0 & 1000 \end{bmatrix}$$

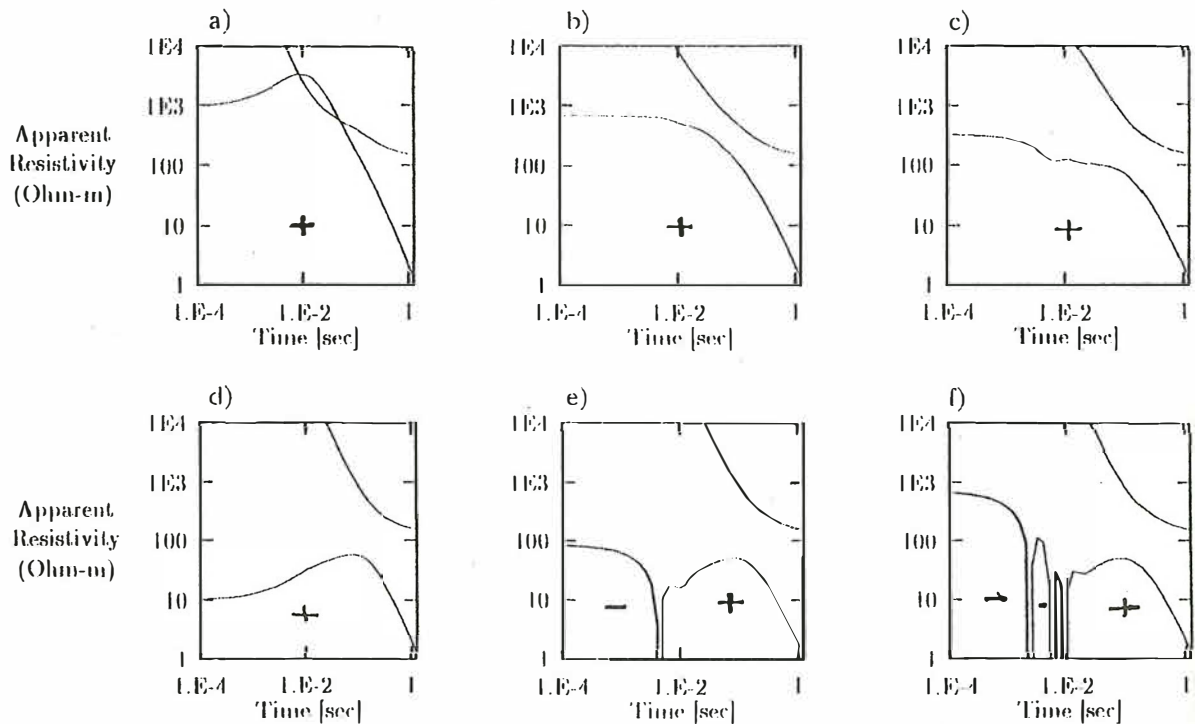


Abbildung 3 : Azimuthale Verteilung der horizontalen Anisotropie

Im Vergleich zu den oben gezeigten Ergebnissen treten nun die Reversals gehäuft auf. Weiterhin sind die Vorzeichenwechsel in der Spätzeitkurve zu erkennen. Die Vermutung, daß diese Spätzeitreversals numerische Probleme der Zeittransformation sind, läßt sich durch eine Betrachtung mit besserem Stationsraster und ausgedehntem Zeitbereich der Transformation widerlegen. Dies führt zu einer Erklärung als Auswirkung des anisotropen Untergrundes. Eine Auffälligkeit soll hier noch erwähnt werden. Ein Vergleich der Widerstandskurven für 5° Fallen mit den Kurven für 0° Fallen zeigt eine starke Abweichung (3a,c,e und 4a,c,e). Die Ursache für diesen Effekt ist noch nicht geklärt; ein Vergleich mit anderen Programmen soll hier für Klärung sorgen.

3 Messungen in der Oberpfalz

Damit wurde gezeigt, daß eine anisotrope Leitfähigkeitsverteilung deutliche Auswirkungen in den Widerstandskurven zeigt. Die Meßergebnisse aus der Oberpfalz sollen nun auf die oben erwähnten Effekte hin untersucht werden. Abb. 5 zeigt eine Karte der Oberpfalz mit den Meßstationen, an denen 1987 mit LOTEM die Hz -Komponente gemessen wurde. Eine Besonderheit dieser Messung ist die gleichzeitige Verwendung von zwei zueinander beinahe orthogonalen Sendern (Kreuz und Dreieck). Der Radius des Stationskreises beträgt ca. 12 km. Diese Stationen sind für die Simulation eines homogenen

anisotropen Halbraumes interessant, das enge Meßkreuz um die KTB östlich von Erbdorf ist zu sehr von lokalen Störungen geprägt, als daß es einen wichtigen Hinweis auf die regionalen Effekte geben würde.

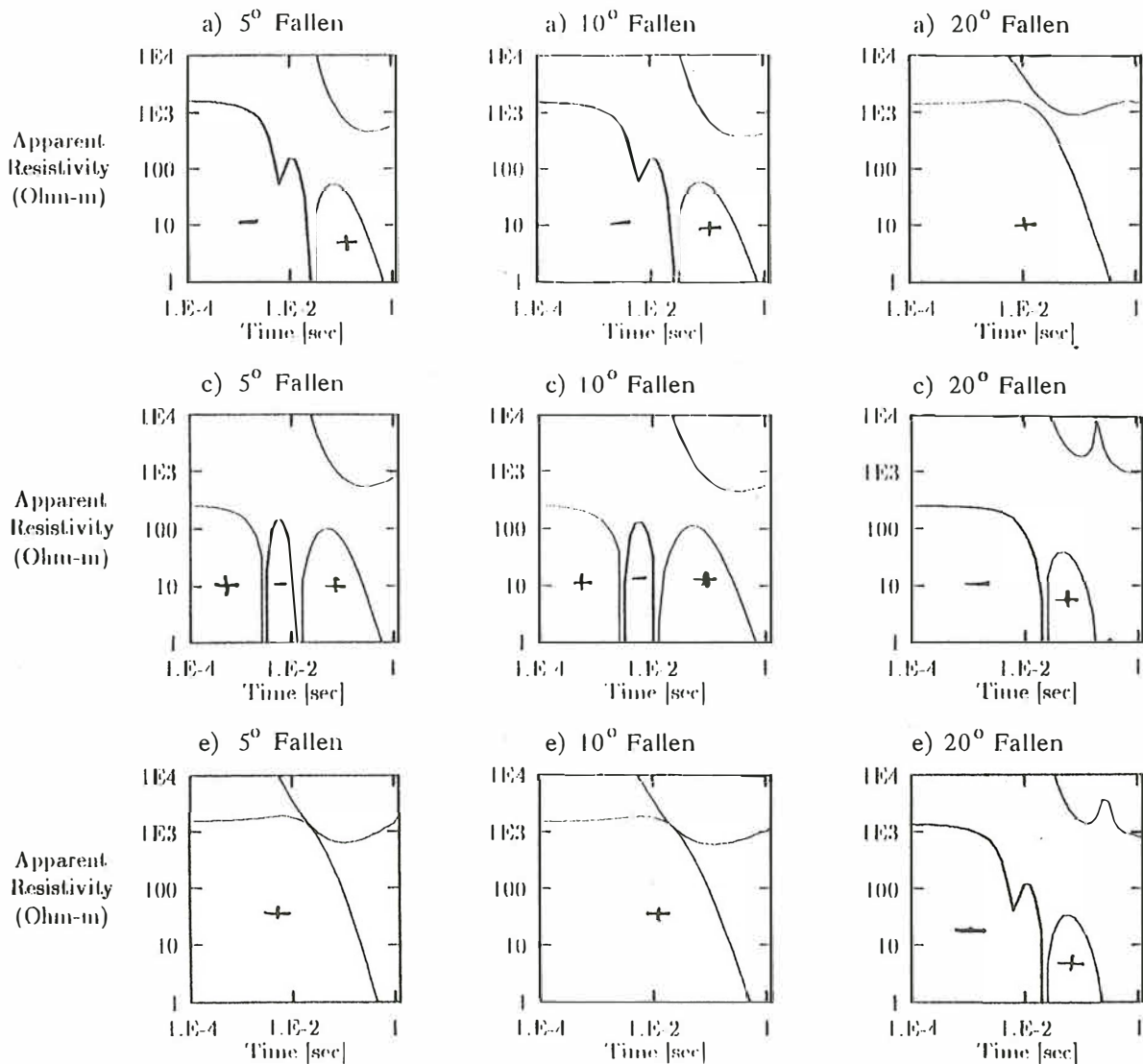
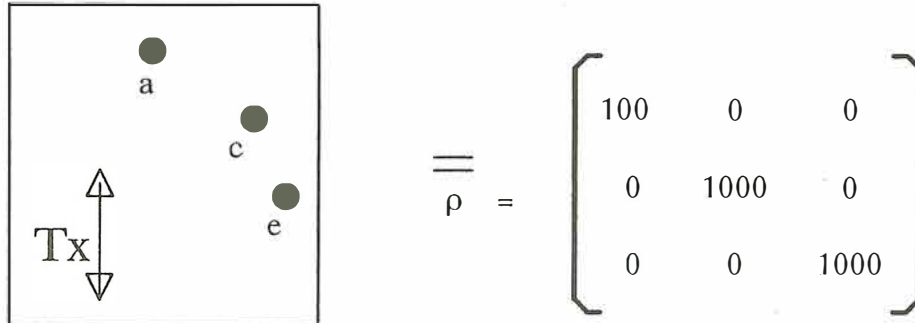


Abbildung 4 : Auswirkungen einer einfallenden Leitfähigkeitsverteilung in Abhängigkeit von der Empfängerposition

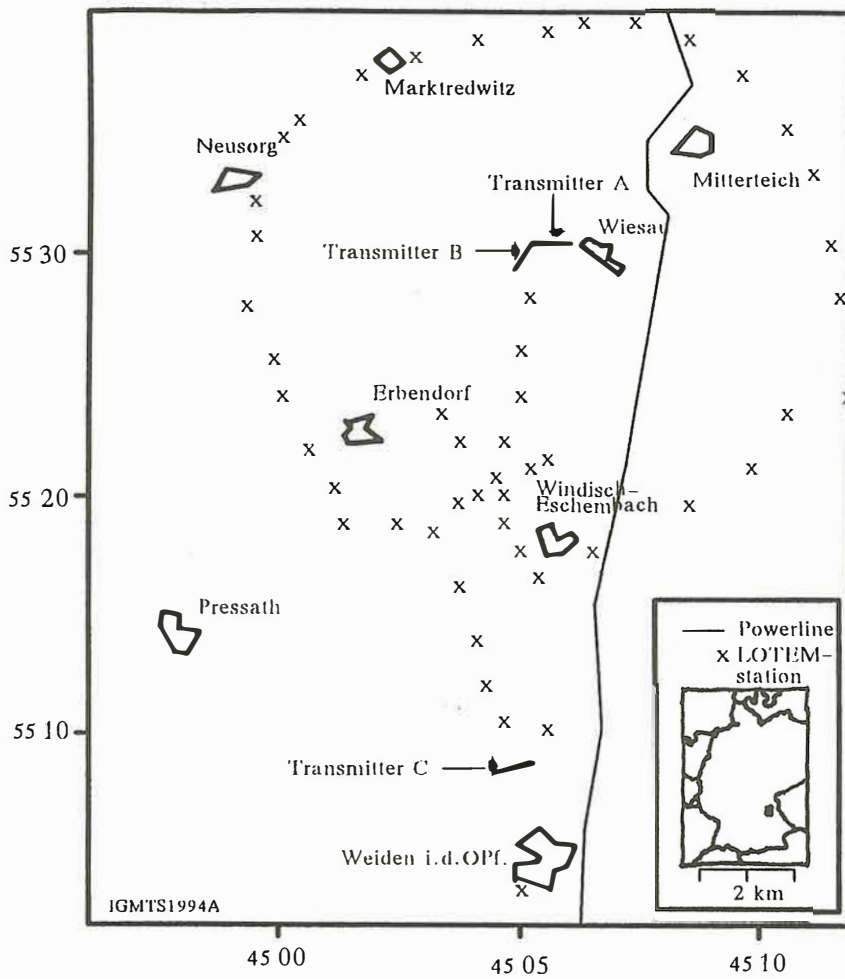


Abbildung 5 : Lage der LOTEM–Stationen in der Oberpfalz

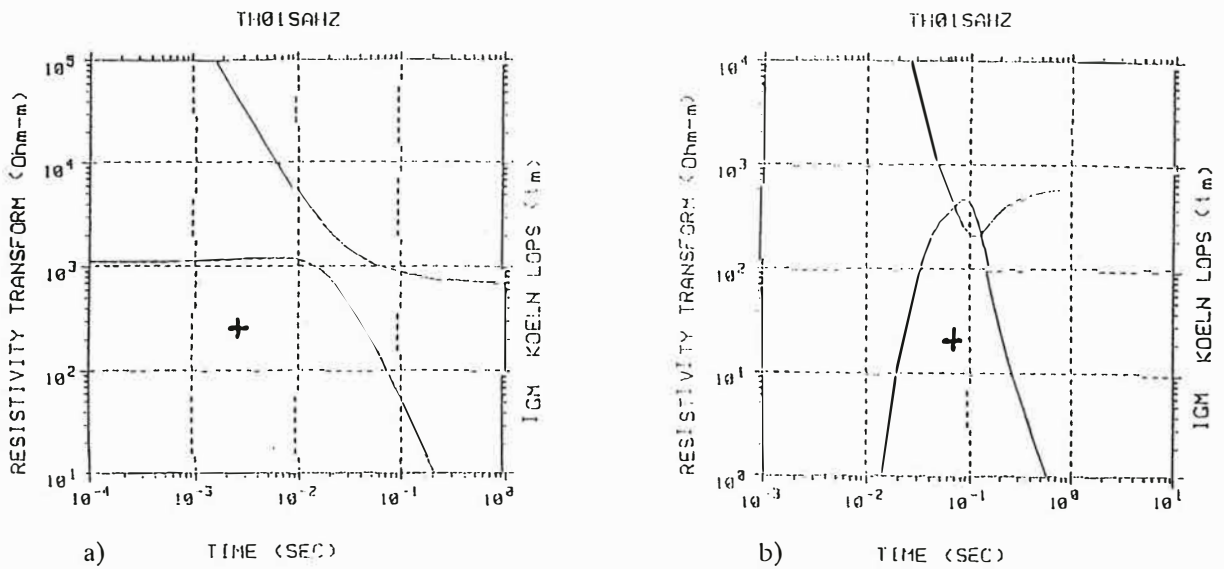


Abbildung 6 : Auswirkung der Konvolution auf LOTEM–Daten

Die Meßdaten aus der Oberpfalz liegen allerdings nur mit der Systemantwortfunktion gefaltet vor. Diese Systemantwortfunktion beschreibt die Verfälschung der Meßwerte durch die Eigenschaften des Aufzeichnungssystems. Da die Dekonvolution, also die Beseitigung dieser Verfälschung, instabil und nicht eindeutig ist, werden die Vorwärtsdaten mit der Systemantwort gefaltet und dann mit den Meßdaten verglichen. Abb. 6 zeigt zur Verdeutlichung einen Datensatz vor (6a) und nach (6b) der Faltung. Wie oben erwähnt, legen die Interpretationsergebnisse der Magnetotellurik für die Oberpfalz nahe, die Oberpfalzdaten durch eine anisotrope Leitfähigkeitsverteilung zu interpretieren. Abb.7 zeigt 3 Stationen von Sender A von 0 bis 45 Grad. Die Widerstandskurve der Station bei 0 Grad (Abb. 7a) hat ein Signal, obwohl dieses auf Grund der Winkelabhängigkeit der Senderposition nicht vorhanden sein dürfte.

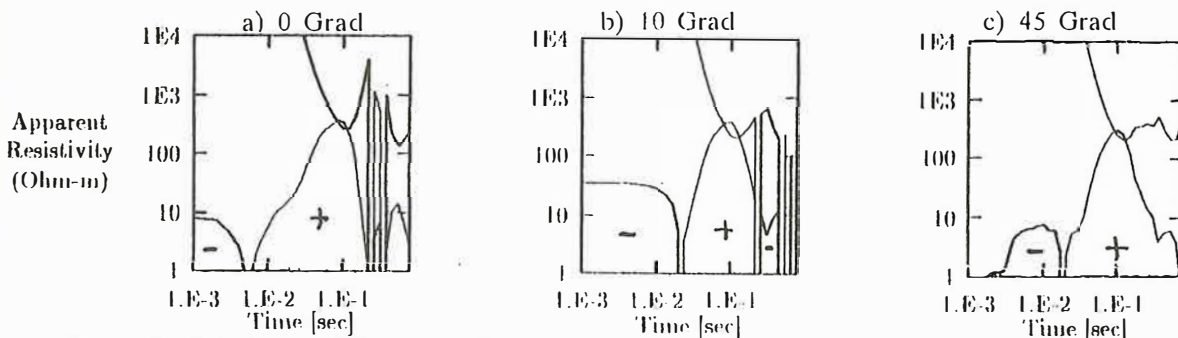


Abbildung 7 : Scheinbare Widerstandskurven von 3 Stationen des Senders A in der Oberpfalz

Als Interpretationsmöglichkeit käme eine fehlerhaft durchgeführte Messung oder auch eine lokale Störung des Untergrundes in Betracht. Ein Vergleich der Stationen 0 bis 45 Grad zeigt, daß die Effekte von 0 Grad sich bis 45 Grad fortsetzen (Abb. 7a-c). So bleiben das Widerstandsmaximum und die Position des Vorzeichenwechsels der Frühzeitkurve erhalten. Ein weiteres Merkmal sind die Vorzeichenwechsel zu späten Zeiten, die – wie wir gesehen haben – ein Effekt abtauchender Anisotropie sein können. Ein anderer Grund für anisotrope Interpretation ist aber auch das Ergebnis der Magnetotellurik von Gundelach (1992). Danach ist in der Oberpfalz das Fallen der besten Leitfähigkeit mit 45 Grad anzunehmen. Der Versuch, die LOTEM-Daten mit einem anisotropen homogenen Halbraum bestmöglich anzupassen, ergibt für 45 Grad Fallen mit 54 Grad Streichen nach NE eine gute Anpassung. Abb. 8 zeigt 3 durchschnittliche Stationen (obere Reihe 8a-c) und dazu die gefaltete Modellantwort (untere Reihe 8d-f). Die beste Anpassung wurde durch Vergleich der Amplituden und Betrachtung der Spätzeitreversals ermittelt. Diese Reversals in den Meßdaten könnten natürlich auch durch Pipelineeffekte (Hanstein, 1994) verursacht werden, aber die Verteilung über fast alle Meßstationen steht dem jedoch entgegen. Diese Anpassung durch einen anisotropen homogenen Halbraum kann keine lokalen Effekte erklären, gibt aber grundlegende Erkenntnisse für spätere dreidimensionale Interpretationen.

4 Schlußfolgerungen

- Die Hz -Komponente von LOTEM zeigt Effekte bei anisotroper Leitfähigkeitsverteilung.
- Die Verteilung der Reversals ergibt die Abgrenzung zu Pipelineeffekten
- Die Ausrichtung des LOTEM-Senders ist für die Erkennung von Anisotropie wichtig, wenn nicht ein kompletter Kreis gemessen wird.
- Die LOTEM-Meßdaten der Oberpfalz können durch eine anisotrope Leitfähigkeitsverteilung (45° Fallen, 54° NE Streichen) erklärt werden.

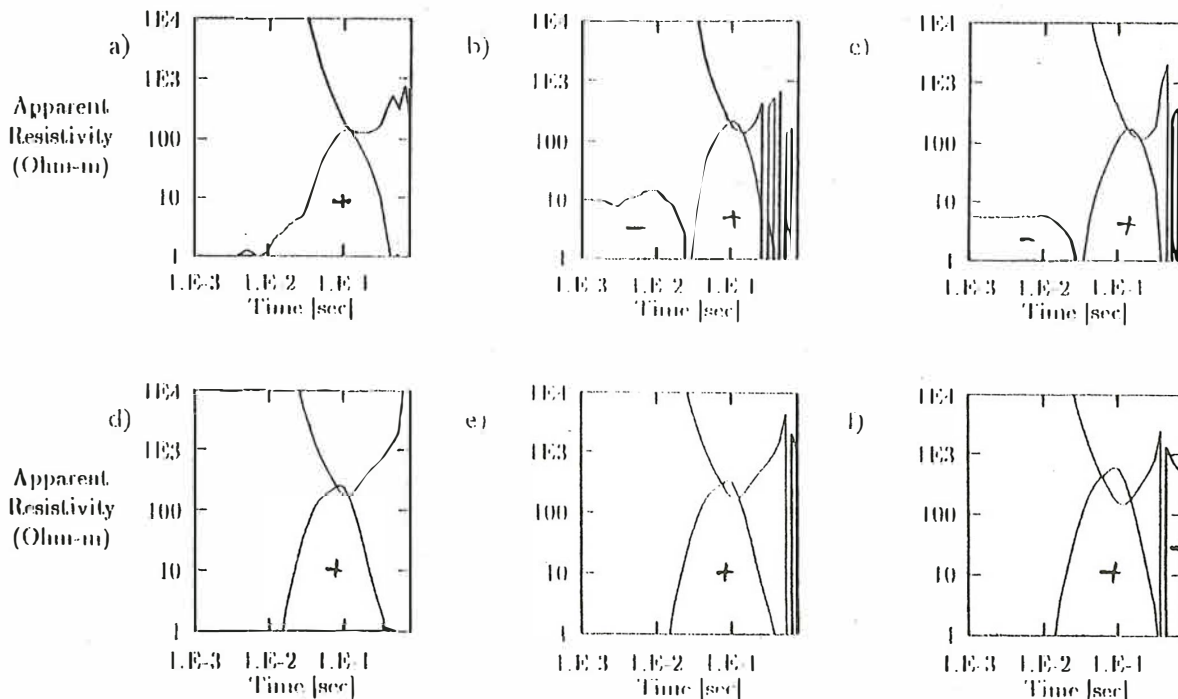
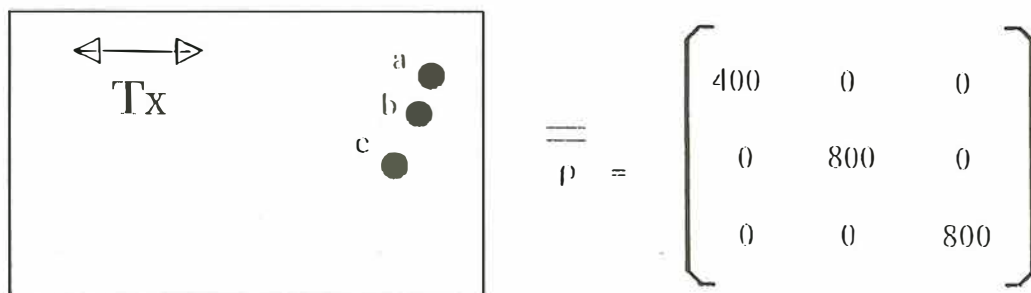


Abbildung 8 : Vergleich von Meßdaten der Oberpfalz mit dem Ergebnis der Modellierung

5 Literatur

Eisel, M., 1992. Effekte lateraler anisotroper Leitfähigkeitsstrukturen in der MT, in Protokoll über das 14. Kolloquium "Elektromagnetische Tiefenforschung", pp. 279-288, ed. Haak, V. & Rodemann, H., Borkheide 14. Kolloquium EMTF

Gundelach, V., 1992. Magnetotellurik in der Oberpfalz, in Protokoll über das 14. Kolloquium "Elektromagnetische Tiefenforschung", pp. 343-348, ed. Haak, V. & Rodemann, H., Borkheide

Hanstein, T., Hördt, A. (Köln), 1994. Effekte von Gasleitungen auf LOTEM-Sondierungen, in diesem Protokollband

Karlik, G., 1994. "Imaging" für elektrische Felder der LOTEM-Methode, in diesem Protokollband

Karlik, G. & Strack, K.-M., 1990. 'ALL-TIME' scheinbare Widerstandskurven für LOTEM, in Protokoll über das 13. Kolloquium "Elektromagnetische Tiefenforschung", pp. 135-144, ed. Haak, V. & Homilius J., Hornburg

Maurer, H.-M., 1994. Elektromagnetische Induktion in anisotropen Leitern, Dissertation TU Braunschweig

Tauber, S., 1993. Die Leitfähigkeitsverteilung in den nördlichen Varisziden untersucht mit den Methoden der Magnetotellurik und der geomagnetischen Tiefensondierung auf einem Profil vom Oberpfälzer Wald ins Vogtland, Diplomarbeit, Institut für Geophysik und Geoinformatik der FU Berlin

"Imaging" für elektrische Felder der LOTEM Methode

Gülcin Karlik (Köln)

Einleitung

Das "imaging" Verfahren ist eine schnelle und approximative Inversionsmethode zur Abschätzung der Leitfähigkeit des Untergrundes aus elektromagnetischen Messungen. Mit diesem Verfahren werden die magnetischen Felder durch einen Bildstrom approximiert, wobei das Magnetfeld des Bildstromes für jeden Zeitpunkt an das gemessene Magnetfeld angepaßt wird. Der Bildstrom ist ein Abbild ("image") des Senders und bewegt sich mit fortschreitender Zeit in die Tiefe. Aus der Geschwindigkeit des "image" Senders läßt sich die Leitfähigkeit bestimmen und einer Tiefe zuordnen. Das "imaging" Verfahren bietet die Möglichkeit, durch anschauliche Darstellung der Daten einen schnellen und groben Überblick über das Meßgebiet zu erhalten. Dieses Verfahren läßt sich auf verschiedene TEM Methoden mit unterschiedlichen Sender-Empfängerkonfigurationen anwenden (Nekut, 1987; Macnae und Lamontagne, 1987; Eaton und Hohmann, 1989; Karlik und Strack, 1991). Auch wurde es bereits erfolgreich auf aeroelektromagnetische Daten angewandt (Macnae et al, 1991; Karlik, 1992).

In diesem Beitrag soll die Frage, ob das "imaging" Verfahren auch auf die elektrischen Felder der LOTEM Methode (long-offset transient electromagnetics) anwendbar ist, behandelt werden. Eine mögliche Anwendung dieses Verfahrens auf die elektrischen Felder wäre interessant und wichtig, da die elektrischen Felder die schlecht leitenden Schichten besser auflösen und zusätzliche Aufschlüsse über die Leitfähigkeitsstrukturen geben können (Hördt, 1992).

Die elektrischen und magnetischen Felder der LOTEM Methode

Die LOTEM Methode ist eine Tiefensondierungsmethode, bei der der Abstand zwischen Sender und Empfänger gleich oder größer als die Sondierungstiefe ist (Strack, 1992). Der Sender besteht aus einem horizontalen elektrischen Dipol, realisiert durch ein auf der Erde liegendes Kabel, welches an den Enden galvanisch an den Untergrund gekoppelt ist. Gemessen wird die zeitliche Ableitung des vertikalen Magnetfeldes und die horizontalen elektrischen Felder. Da bei der LOTEM Methode nicht direkt das Magnetfeld gemessen wird, sondern die induzierte Spannung,

$$V = - \mu_0 A \dot{H}_z \quad (1)$$

kann das Magnetfeld für einen Ausschaltvorgang durch die Integration der induzierten Spannung über die Zeit erhalten werden, wobei A die Empfängerfläche bezeichnet.

$$H_z = \int \dot{H}_z dt = - \frac{1}{\mu_0 A} \int V dt \quad (2)$$

$$H_z(t) = H_z(t=0) - \int_0^t \dot{H}_z dt \quad (3)$$

Der Grund hierfür ist, daß Magnetfelder die Voraussetzung einer streng monotonen Funktion und damit Umkehrbarkeit erfüllen. Dagegen erfüllt die Spannung diese Voraussetzung nicht.

Zur Untersuchung der vertikalen Magnetfelder und der horizontalen elektrischen Felder (nur E_x , d.h. elektrisches Feld parallel zum Sender) sind in Abbildung 1 die Felder für die homogenen Halbräume (0.1, 1, 10, 100 Ohm-m) und für ein Zwei-Schicht Modell dargestellt. Bei einem Zwei-Schicht Modell verhält sich das Magnetfeld (Abb. 1) so, daß es am Anfang gleich dem Magnetfeld eines homogenen Halbraumes ist, der den gleichen Widerstand hat wie die erste Schicht. Zu einer bestimmten Zeit, die abhängig vom Erdmodell ist, läuft das Magnetfeld vom Widerstand der obersten Schicht zum Widerstand

der untersten Schicht. Die elektrischen Felder zeigen hingegen ein komplizierteres Verhalten. Im Gegensatz zu den Magnetfeldern schneiden die elektrischen Felder für homogenen Halbräume andere Halbraumkurven.

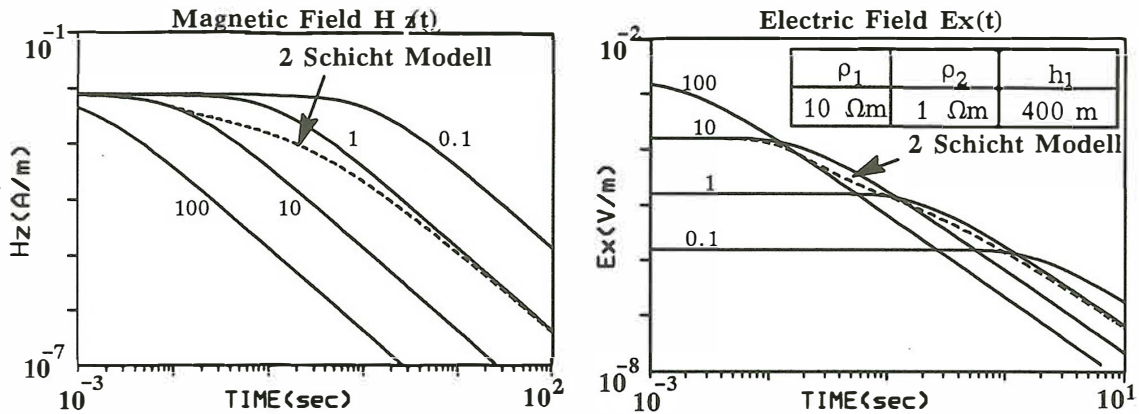


Abbildung 1: Vertikale Magnetfelder und horizontale elektrische Felder von den homogenen Halbräumen und einem Zwei-Schicht Modell bei einem Sender-Empfänger Abstand von 1 km für einen Ausschaltvorgang

Transformation der elektrischen Felder der LOTEM Methode

Beim "imaging" Verfahren wird der Diffusionsprozeß der induzierten Ströme durch einen räumlich bewegten "image" Sender (Abb. 2) simuliert. Dieser "image" Sender, welcher mit den gleichen Bedingungen wie der Sender behaftet ist, wie z.B. die Länge und die Richtung des Senders, die Menge des fließenden Stroms, bewegt sich mit fortschreitender Zeit in die Tiefe.

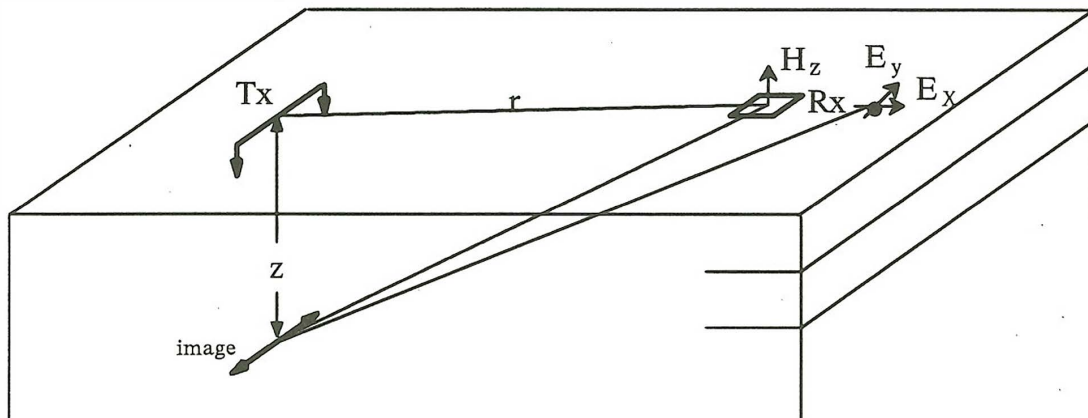


Abbildung 2: Schematische Darstellung der Meßanordnung der LOTEM Methode und das zugehörige "image" des Senders

Die zeitliche Lokation des Bildstromes bzw. die "image" Tiefe wird als die Tiefe, wo das elektrische Feld ein Maximum aufweist, definiert (Karlik und Strack, 1991).

$$d = z^{\text{image}}(t) = \sqrt{\frac{4 t \rho}{\mu_0}} \quad (4)$$

Die Wanderung des "image" Dipols bzw. des Maximum des elektrischen Feldes ist abhängig von der Leitfähigkeitsstruktur des Untergrundes. In einem hoch leitfähigen Halbraum ist die Geschwindigkeit des Bildstromes geringer, als in einem schlecht leitenden Halbraum. Die zeitliche Variation der Lokation bzw. Geschwindigkeit des Bildstromes ermöglicht die Abschätzung der Leitfähigkeit des Untergrundes.

Zur Approximation des gemessenen elektrischen Feldes durch einen Bildstrom für einen homogenen Halbraum läßt sich das Feld des Bildstromes einfach vom elektrischen Potential berechnen.

$$E_X = - \frac{dV}{dx} = \frac{D\rho}{2\pi} \frac{3 \cos^2 \theta - 1}{(r^2 + d^2)^{3/2}}, \quad r = (x^2 + y^2) \quad (5)$$

wobei D das Dipolmoment, ρ der Widerstand des homogenen Halbraumes, r der Sender-Empfängerabstand, θ der Winkel zwischen Sender und Empfänger, x und y die Ortskoordinaten und d die "image" Tiefe ist. In der Formel des elektrischen Feldes des Bildstromes steht explizit der Widerstand, was für das Magnetfeld des Bildstromes nicht der Fall ist (Karlik und Strack, 1991). Zur Vereinfachung der Herleitung, um das elektrische Feld des Bildstromes nur vom Widerstand abhängig zu machen, wird in (5) die "image" Tiefe mittels (4) ersetzt.

$$E_X^{\text{image}} = F(\rho, t) \quad (6)$$

Zunächst wird das gemessene elektrische Feld mit dem elektrischen Feld des Bildstromes verglichen bzw. die Auflösung der folgenden Gleichung für ein ρ gesucht:

$$\left| E_X^{\text{gemessen}}(r, t) - E_X^{\text{image}}(\rho, t) \right| = 0 \quad (7)$$

Dies wird mit einem iterativen Algorithmus nach der Newton-Raphson Methode berechnet. Die erhaltenen Widerstände werden einfach mittels (4) einer "image" Tiefe zugeordnet.

Dies ist eine einfache Approximation zur Transformation elektrischer Felder der LOTEM Methode. Die erhaltenen Widerstände sind die Bildwiderstände in nullter Ordnung. Es ist auch alternativ möglich, eine höhere Ordnung der Bildwiderstände zu berechnen,

$$\frac{1}{\rho^{(1)}} = \sigma^{(1)}(z) = \frac{2}{\mu_0} \frac{dt}{dz} \quad (8)$$

wobei man die Funktion $t(z)$ erhält, indem man für jedes t mittels (7) ein ρ bestimmt, und dies in (4) einsetzt. Bei "imaging" mit Magnetfeldern stellte sich die 2. Ordnung als sinnvolle Wahl heraus (Karlik und Strack, 1991). Hier ist kurz zu erwähnen, daß die Magnetfelder im Gegensatz zu den elektrischen Feldern unabhängig vom Widerstand sind. Dies führte zu einem Algorithmus, wobei eine "image" Tiefe als einziger Parameter aus der Minimierung zwischen dem gemessenen Magnetfeld und dem Magnetfeld des Bildstromes auftritt. Die zeitliche Lokation bzw. die Geschwindigkeit des Bildstromes ermöglicht eine Abschätzung des Bildstromes als Funktion der Tiefe.

Anwendung auf synthetische und Felddaten

Abbildung 3a zeigt die Bildwiderstände ("image resistivity") als Funktion der Tiefe für ein synthetisches Beispiel, welches aus drei Schichten besteht (H-Typ). Die Bildwiderstandskurve in nullter Ordnung verhält sich glatt und nähert sich dem vorgegebenen Widerstand des Halbraumes (100 Ohm-m) an. Die eingebettete gutleitende Schicht ist erkennbar, allerdings wird ihr spezifischer Widerstand unterschätzt. Bei der Bildwiderstandskurve in erster Ordnung ist die gutleitende Schicht mit ihrer Mächtigkeit besser zu erkennen. Dabei sind die Überschwingungen bei der dritten Schicht zu bemerken. Wenn noch schärfere Grenzen der Schichten gewünscht werden (höhere Ordnung der Bildwiderstände), erhält man empfindlichere Ergebnisse. In Abbildung 3b ist das synthetisch erzeugte elektrische Feld und gut angepaßte Feld des Bildstromes dargestellt.

Als Feldbeispiel wurde eine Station XB15 aus einer LOTEM Meßkampagne in China gewählt (Strack, 1992). Das Meßgebiet ist reich an Öl- und Gasvorkommen und befindet sich in der Provinz Jiangsu. Teil des Meßgebietes haben eine sedimentare Überdeckung mit Mächtigkeiten zwischen 3 km und 9 km. Darunter befinden sich Karbonate und vulkanisches Material. Das Ziel der LOTEM Messung war es,

Strukturen innerhalb der Karbonate/ Vulkanite aufzuzeigen und, wenn möglich auch die Gesteinschichten unterhalb zu untersuchen. Eine ausführliche Interpretation der LOTEM Daten im Zusammenhang der geologischen und seismischen Informationen und die "image" Interpretation mit der Magnetfeldern ist bei Strack (1992) zu finden.

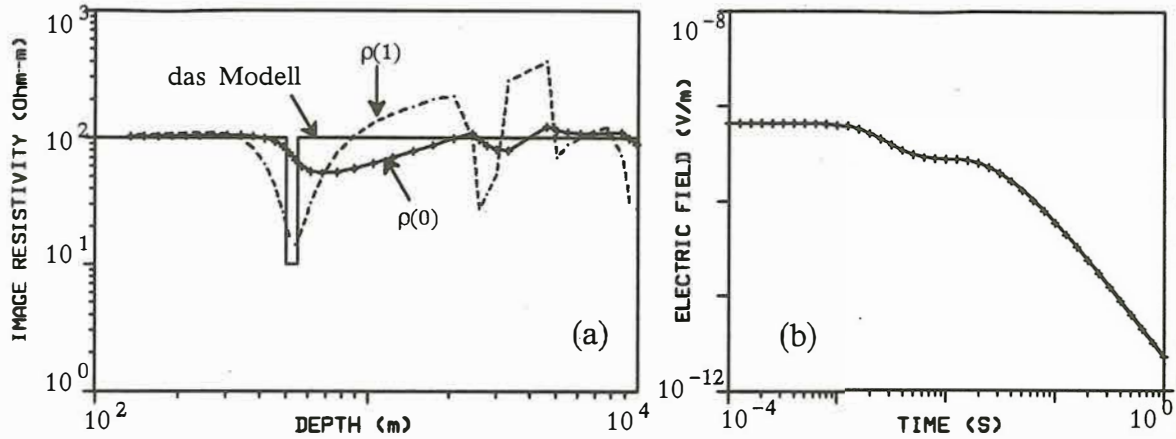


Abbildung 3: (a) Bildwiderstandskurven in nullter und erster Ordnung aus dem elektrischen Feld für ein Drei-Schicht Modell ($\rho_1=100 \text{ Ohm-m}$, $\rho_2=10 \text{ Ohm-m}$, $\rho_3=100 \text{ Ohm-m}$, $h_1=500 \text{ m}$, $h_2=50 \text{ m}$) (b) das berechnete (durchgezogene Linie) und approximierte Feld (mit (+) Zeichen)

Abbildung 4a zeigt die Bildwiderstandskurven in nullter Ordnung jeweils aus dem gemessenen elektrischen und magnetischen Feld. In der Abbildung ist auch das reduzierte Widerstandslog (bis 2500 m) und das Ergebnis von Joint Inversion von elektrischen und magnetischen Feldern dargestellt. Die Bildwiderstandskurven aus beiden Feldern zeigen eine Ähnlichkeit, wobei der erwartete Verlauf von einer gutleitenden Schicht zu einer schlechtleitenden Schicht zu sehen ist. Die Bildwiderstandskurve aus dem Magnetfeld wird im Vergleich zu der aus dem elektrischen Feld unterschätzt. Dies kann daran liegen, daß die Magnetfelder die schlechtleitenden Schichten nicht auflösen, während die elektrischen Felder diese besser auflösen. Die Bildwiderstandskurven haben eine glatte Kurvenform und sind nicht empfindlich gegen Widerstandscontraste. Es gibt eine Ähnlichkeit zwischen dem reduzierten Widerstandslog und der Joint Inversion, wobei die Joint Inversion die Widerstände unterschätzt hat, während die Bildwiderstandskurve aus dem elektrischen Feld einen ähnlichen Verlauf wie das Ergebnis von Joint Inversion darstellt.

In Abbildung 4b wird für Station XB15 das gemessene elektrische Feld und das Magnetfeld (durchgezogene Linien) sowie das durch "imaging" approximierte elektrische Feld und Magnetfeld des Bildstromes (mit (+) Zeichen) dargestellt, wobei die Anpassung der gemessenen und approximierten Felder gut ist. Es ist leider nicht für alle Stationen solch eine gute Anpassung für die elektrischen Felder möglich. Es kommt entweder ein Vorzeichenwechsel beim elektrischen Feld oder eine "Tiefenumkehr" bei der Transformation des elektrischen Feldes zu der Tiefe-Zeit Funktion vor. Daher kann "imaging" mit elektrischen Feldern routinemäßig nicht benutzt werden. Es ist aber trotzdem möglich, Informationen bis zu einer bestimmten Tiefe, wo eine Tiefenumkehr entsteht, zu erhalten. Der Grund für das Tiefenumkehrphänomen kann daran liegen, daß die scheinbare Widerstände mehr als einen Wert (Mehrdeutigkeitsproblem!) in manchen Tiefen haben (Smith und Buselli, 1991). Weiterhin wechseln die elektrischen Felder ihr Vorzeichen im Zeitverlauf für einen geschichteten Halbraum in Abhängigkeit vom Winkel zwischen Sender und Empfänger.

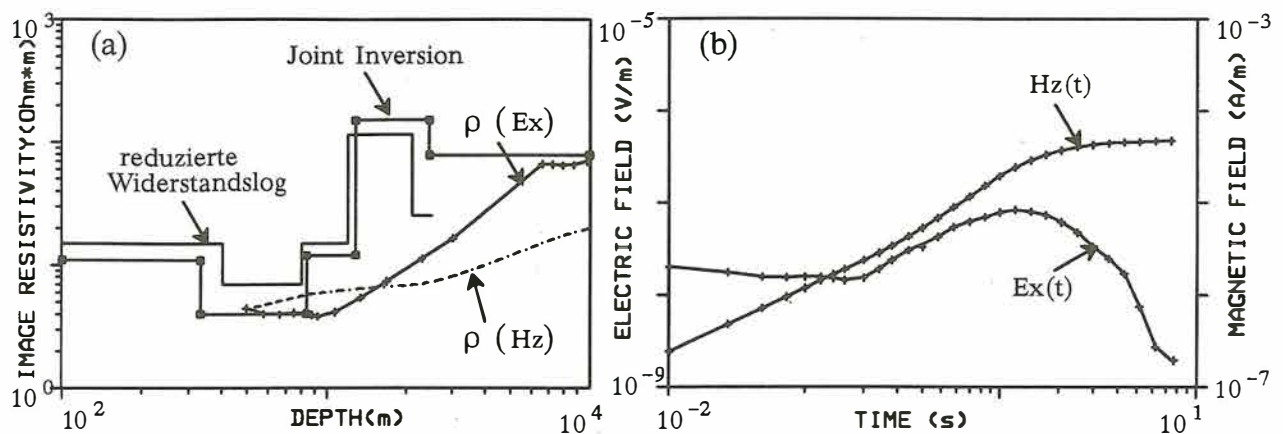


Abbildung 4: Feldbeispiel aus China (Station XB15), (a) Bildwiderstandskurven, reduziertes Widerstandslog und Joint Inversionsergebnis, (b) die gemessene (durchgezogene Linie) und approximierte Felder (mit (+) Zeichen).

Hier ist gezeigt worden, daß auch die gemessenen elektrischen Felder mit dem "imaging" Verfahren unter bestimmten Bedingungen simuliert werden können. Allerdings reicht wahrscheinlich ein einzelner Bildstrom nicht aus, um die Tiefenumkehr und den Vorzeichenwechsel bei den elektrischen Feldern zu erklären. Magnetfelder an der Erdoberfläche enthalten nur die TE-Mode, da das gemessene Magnetfeld nur von den horizontalen Stromsystemen abhängt und daher unabhängig vom Widerstand in vertikaler Richtung ist. Die elektrischen Felder enthalten hingegen sowohl Anteile der TE-Mode, als auch der TM-Mode (Weidelt, 1985). Das heißt, daß die elektrischen Felder auch vom Widerstand in vertikaler Richtung abhängig sind.

Literaturhinweis

- Eaton, P. A. and Hohmann, G. W., 1989, A rapid inversion technique for transient electromagnetic soundings. *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 53, 384-404.
- Hördt, A., 1992, Interpretation transient elektromagnetischer Tiefensondierungen für anisotrop horizontal geschichtete und für dreidimensionale Leitfähigkeitsstrukturen in: Ebel, A., Neubauer, F.M., Raschke, E., Speth, P., (Hrsg.), *Mitteilungen aus dem Institut für Geophysik und Meteorologie der Universität zu Köln*, 80.
- Karlik, G., Strack, K.-M., 1991, Imaging für LOTEM-Tiefensondierungsdaten: 51. Jahrestagung der DGG, Bochum.
- Karlik, G., 1992, Imaging von transient elektromagnetischen Daten: 52. Jahrestagung der DGG, Leipzig.
- Macnae J. and Lamontagne, Y., 1987, Imaging quasi-layered conductive structures by simple processing of transient electromagnetic data, *Geophysics* 52, 545-554.
- Macnae, J. C., Smith, R., Polzer, B. D., Lamontagne, Y., and Klinkert, P. S., 1991, Conductivity-depth imaging of airborne electromagnetic step-response data, *Geophysics* 56, 102-114.
- Nekut, A. G., 1987, Direct inversion of time-domain electromagnetic data, *Geophysics* 52, 1431-1435.
- Petry, H., 1987, Transient elektromagnetische Tiefensondierung - Modellrechnungen und Inversion: Diplomarbeit, Universität zu Köln.
- Smith, R. S., and Buselli, G., 1991, Examples of data processed using a new technique for presentation of coincident- and in-loop impulse response transient electromagnetic data, *Exploration Geophysics* 22, 363-368.
- Strack, K.-M., 1992, *Exploration with deep transient electromagnetic*: Elsevier, Amsterdam.
- Weidelt, P., 1985, Einführung in die elektromagnetische Tiefenforschung: Vorlesungsmanuskript, Universität Braunschweig.

Auswertung transientelektromagnetischer Meßdaten aus dem Makhtesh Ramon, Israel, mit mehrdimensionalen Modellen

Stefan L. Helwig, Köln; Mark Goldman, Holon, Israel; Andreas Hördt, Köln

1 Einleitung

Die transiente Elektromagnetik (TEM) dient dazu, die Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit im Erdinneren zu erkunden. Auf der Erdoberfläche wird ein Sender, meist eine große Rechteckspule oder ein langer geerdeter Dipol, aufgebaut, in dem ein starker Gleichstrom an-, aus- oder umgeschaltet wird. Die dabei in die Erde induzierten elektromagnetischen Felder diffundieren in den Untergrund und werden durch seine elektrische Leitfähigkeitsverteilung beeinflusst. Mittels Sensoren an der Erdoberfläche läßt sich das zeitliche Verhalten der verschiedenen Feldkomponenten registrieren, und es können daraus Rückschlüsse auf die Leitfähigkeitsverteilung gewonnen werden.

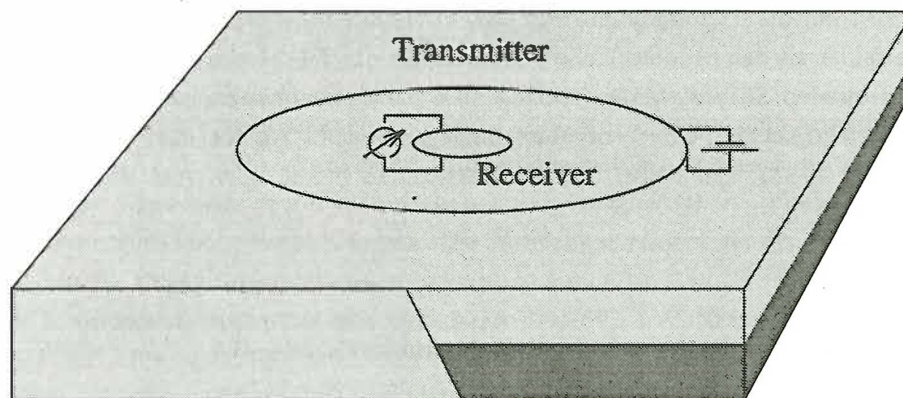


Abbildung 1: TEM-Messung mit central-loop-Anordnung. Die Empfängerspule befindet sich in der Mitte der Senderspule.

Die benutzten Sender-Empfänger-Anordnungen sind je nach Zielsetzung verschieden. Zum Erreichen größter Eindringtiefen benutzt man z.B. bei der LOTEM-Methode (Strack, 1985, 1992) starke Bipolsender und positioniert die Empfänger mehrere Kilometer vom Sender entfernt. Bei geringeren Eindringtiefen von einigen hundert Metern sind central-loop-Anordnungen aber eine wesentlich praktikablere Lösung (Helwig, 1994). Bei dieser Art der Anordnung befindet sich eine Empfängerspule, die die Änderung des vertikalen Magnetfeldes mißt, genau in der Mitte der Senderspule (Abb. 1).

Mit einer derartigen Anordnung wurden 1987 im Rahmen einer Machbarkeitsstudie des Institute for Petroleum Research and Geophysics, Holon, Israel, 16 TEM-Sondierungen im Makhtesh Ramon im zentralen Negev (Abb. 2 und 4) durchgeführt.

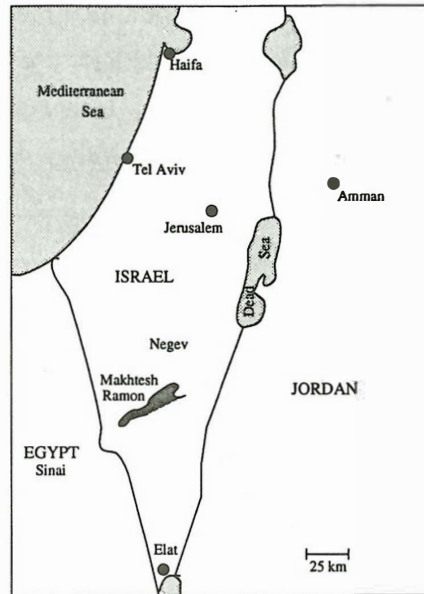


Abbildung 2: Lage des Makhtesh Ramon im Zentralnegev, Israel.

2 Vorstellung des Meßgebietes

Das Makhtesh Ramon ist eine Erosionsmulde, die etwa 40 km lang und an ihrer breitesten Stelle etwa 9 km breit ist. In ihr sind Quarzsyenitstrukturen aufgeschlossen (Abb. 3), die wegen ihres Reichtums an Erzmineralen unter Umständen von wirtschaftlicher Bedeutung sein könnten.

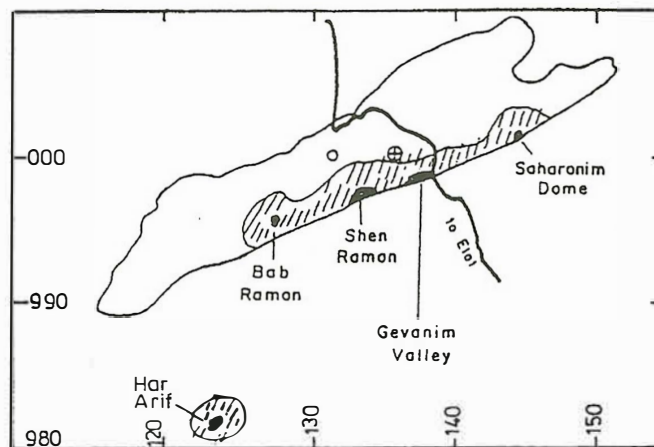


Abbildung 3: Verteilung der Quarzsyenite im Makhtesh Ramon. Schwarze Flächen markieren Aufschlüsse, schraffierte Flächen stellen die vermutete Verteilung unter der Oberfläche dar. Das Kreuz markiert die Lage des Ramon I-Bohrlochs. Aus Itamar und Baer (1986).

Ziel der Messungen war es, genauere Kenntnisse über die unterirdische Verbreitung dieser Quarzsyenite zu erhalten, die sich als schlechte Leiter von der gut leitenden sedimentären Um-

gebung abheben. Insbesondere interessierte man sich dafür, ob zwischen dem Shen Ramon und dem Gevanim Valley eine unterirdische Verbindung existiert, wie bereits in den fünfziger Jahren von Bentor (1952) und Mazor (1955) vermutet wurde. Daher wurden die TEM-Sondierungen alle in dem Gebiet zwischen Shen Ramon und Gevanim Valley durchgeführt (Abb. 4).

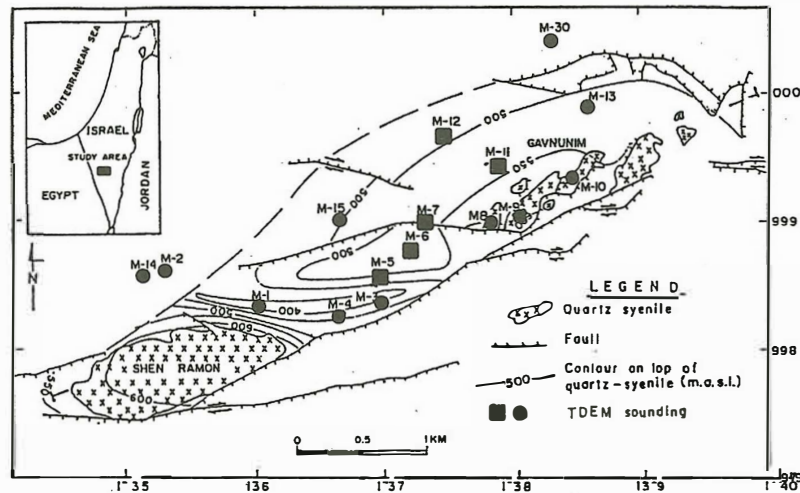


Abbildung 4: Karte des Meßgebiets. Die schwarzen Punkte und Quadrate stellen die Lage der Meßstellen dar. Die Konturlinien geben die Tiefe des schlechten Leiters nach Ergebnissen der 1D-Inversionen an. Aus Goldman et al. (1989).

3 Vorstellung der Stationen

Eine eindimensionale Interpretation der Daten, die von Goldman et al. (1989) veröffentlicht wurde, zeigt, daß bestimmte Teile der Daten sich nicht mehr mit eindimensionalen Modellen erklären lassen. Wir werden hier im weiteren besonders auf die Sondierungen M5, M6, M7 und M11 eingehen, um die verschiedenen Effekte an Hand dieser Datensätze zu diskutieren. Abbildung 5 zeigt die Spätzeitkurven des scheinbaren spezifischen Widerstandes für diese Stationen als Punkte, die Ergebnisse der 1D-Inversionen als durchgezogene Linien sowie die dazugehörigen Erdmodelle.

Es zeigt sich, daß die Kurven von M5, M6 und M11 alle drei in etwa den gleichen Verlauf haben. Man erkennt zunächst eine abfallende Flanke, dann ein Minimum und anschließend eine klar aufsteigende Flanke. Die dazugehörigen Modelle zeigen jeweils eine gut leitende Schicht über einem schlecht leitenden Basement. Die Anpassung der synthetischen Kurve an die gemessenen Daten ist aber bei M11 deutlich schlechter als bei den anderen Meßpunkten. Bei genauerer Betrachtung zeigt sich, daß die Kurve bei M11 durch eindimensionale Modelle überhaupt nicht angepaßt werden kann. Ähnlich wie bei eindimensionalen geoelektrischen Modellkurven kann

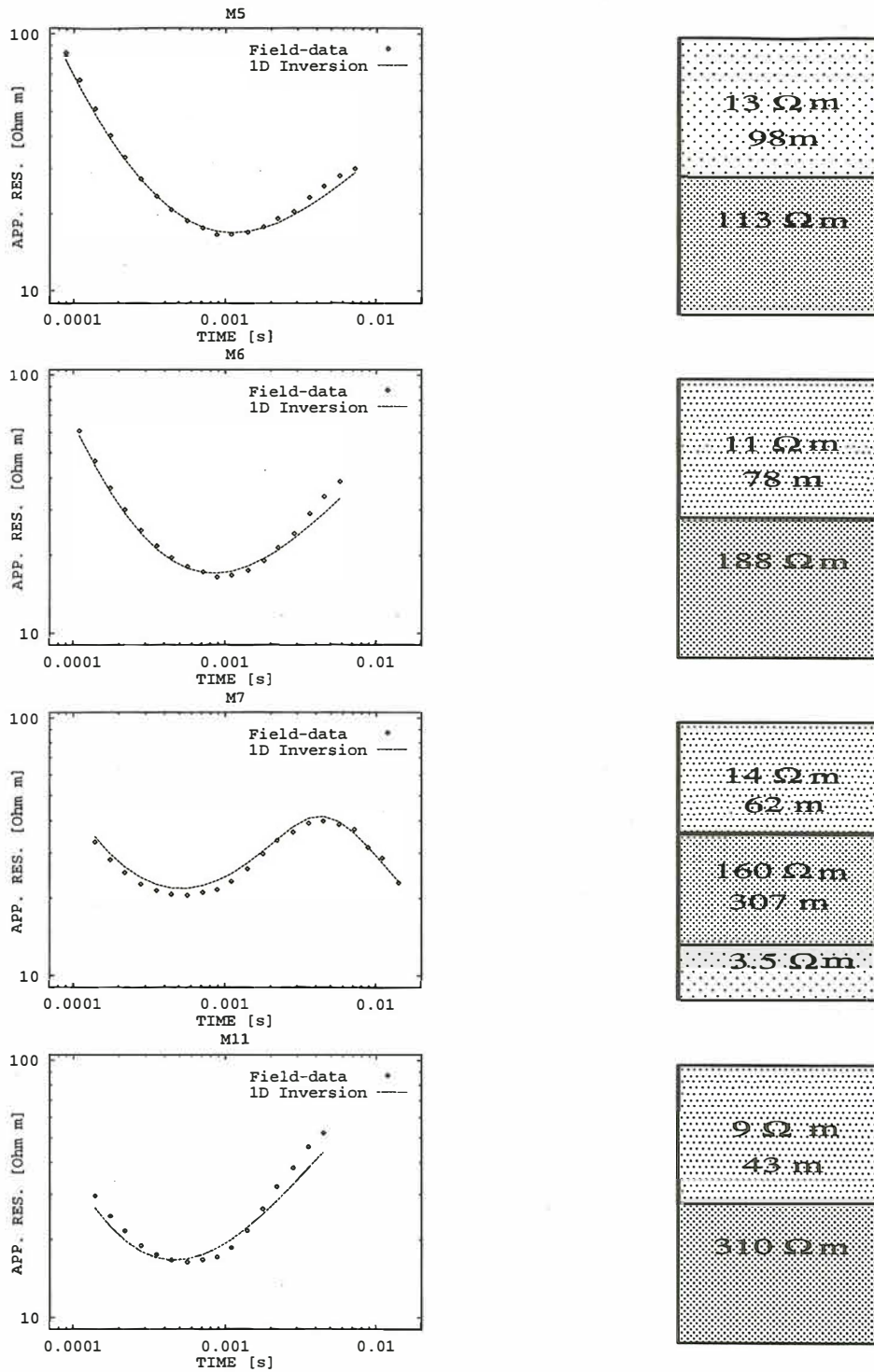


Abbildung 5: 1D-Inversionsergebnisse und Erdmodelle für die Stationen M5, M6, M7 und M11.

3.1 Erkennbare 3D-Effekte

auch bei 1D-TEM-Modellrechnungen nur eine bestimmte maximale Steigung der synthetischen Kurve erreicht werden, die für eine Anpassung der Kurve M11 nicht ausreicht.

Die an diesem Meßpunkt gewonnenen Daten sind also klar auf eine mehrdimensionale Geologie zurückzuführen. Ihre Interpretation wird in Abschnitt 3.1 genauer besprochen.

Eine völlig anderes Bild zeigt sich an der Station M7. Die dort gewonnenen Daten können zwar mit einer 1D-Inversion angepaßt werden, das Modell paßt aber nicht zu denen der anderen Stationen. Im Gegensatz zu den Ergebnissen von allen anderen Punkten zeigen die Inversionen dieser Meßstelle ein gut leitendes Basement. Da die Station M7 aber direkt neben einer geologischen Störung aufgebaut war (Abb. 4), wurde schon in der ersten Veröffentlichung über das Projekt von Goldman et al. (1989) darauf hingewiesen, daß möglicherweise die Daten durch 3D-Effekte hervorgerufen werden. Diese Möglichkeit wird in Abschnitt 3.2 besprochen.

3.1 Erkennbare 3D-Effekte

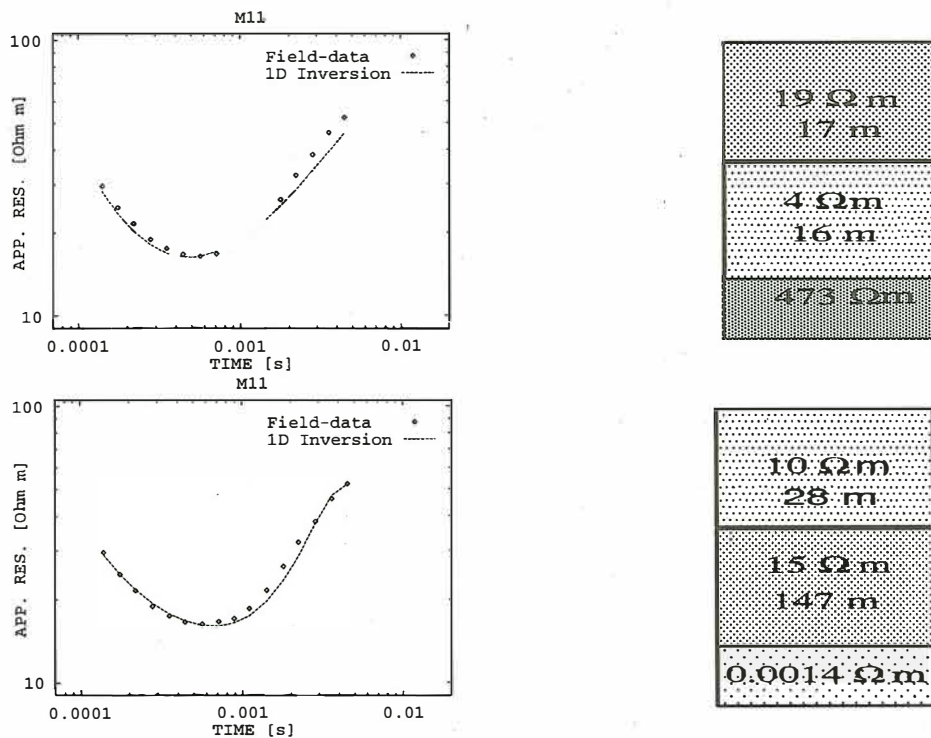


Abbildung 6: Durch Einfügen einer sehr gut leitenden Schicht wird die Anpassung an die gemessenen Daten deutlich verbessert.

Der im vorangegangenen Kapitel bereits angesprochene Effekt, daß die Steilheit der Meßkurve von M11 durch normale 1D-Vorwärtsrechnungen nicht erzeugt werden kann, wird auf Abbildung 6 noch einmal verdeutlicht. Beide Graphiken zeigen Ergebnisse von 1D-Inversionen mit drei Schichten für den Datensatz M11. Im ersten Fall wurde ein Startmodell mit zwei gleich gut

leitenden Schichten über einer schlecht leitenden Schicht, im zweiten Fall eins mit zwei gut leitenden Schichten über einer extrem gut leitenden Schicht benutzt. Die dabei gewonnenen Ergebnisse sind sehr unterschiedlich.

Im ersten Modell ist die berechnete Kurve trotz eines Leitfähigkeitskontrastes von 1:100 nicht steil genug, um sich mit den gemessenen Daten zu decken. Daran ändert auch eine weitere Erhöhung des Kontrastes kaum etwas.

Es ist jedoch möglich, eine bessere Anpassung an die gemessenen Daten zu erhalten, wenn der Widerstand der untersten Schicht des Startmodells der Inversion extrem niedrig ($< 0.001\Omega m$) gewählt wird. Der Kontrast zwischen zweiter und dritter Schicht ist dann so stark, daß relativ zur dritten Schicht der Widerstand der zweiten extrem groß wird. Die erzeugte synthetische Kurve steigt nach dem Minimum sehr steil an, um dann ebenso steil wieder abzufallen. Auf Abbildung 6 ist dieser steile Abfall nicht mehr zu sehen, da er außerhalb des dargestellten Zeitbereichs liegt. Nach Goldman et al. (1992) ist ein derartiges Modell geeignet, um genauere Werte für die Parameter der ersten Schicht zu erhalten. Eine Fehlinterpretation des Widerstandes des Basements ist dabei ausgeschlossen, da dieser Wert weit außerhalb des Bereiches liegt, der geologisch sinnvoll wäre.

Goldman (1992) benutzte Modelle mit derartig niedrigen Widerständen, um synthetische Daten eindimensional anzupassen, die er zuvor mit zweidimensionalen rotationssymmetrischen Modellen erzeugt hatte. Es lag also die Vermutung nahe, daß Daten, die mittels sehr gut leitender Schichten angepaßt werden können, umgekehrt auch durch zweidimensionale rotationssymmetrische Modelle interpretierbar sind.

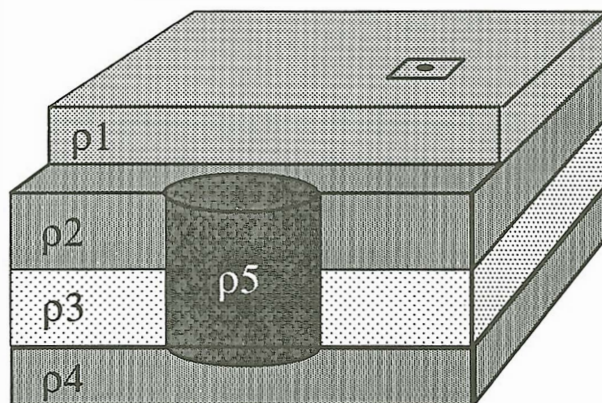


Abbildung 7: Rotationssymmetrisches Modell eines Zylinders in einem geschichteten Halbraum. Das Quadrat mit dem Punkt im Inneren symbolisiert die Sender-Empfänger-Anordnung.

Den Grundaufbau eines solchen Modells zeigt Abbildung 7. In einem geschichteten Halbraum wird ein senkrecht stehender Zylinder eingebaut. Steht dabei die Sender-Empfänger-Anordnung genau auf der Z-Achse des Zylinders, so ist das gesamte Modell rotationssymmetrisch und damit

3.1 Erkennbare 3D-Effekte

zweidimensional. Ist die Sender-Empfänger-Anordnung hingegen von der Z-Achse verschoben, so bleibt zwar das Erdmodell zweidimensional, das Primärfeld wird aber dreidimensional, weswegen dann von 2.5D-Modellen gesprochen wird.

Zur Berechnung derartiger Modelle stand uns ein Programm von Tabarovsky und Rabinovich (1988) zur Verfügung, das den 2D-Fall mittels der Methode der finiten Differenzen löst und den 2.5D-Fall durch eine Potenzreihenentwicklung auf den 2D-Fall zurückführt.

Mit diesem Programm wurden, ausgehend von den Ergebnissen der 1D-Rechnungen, zahlreiche Vorwärtsrechnungen durchgeführt, um ein Modell zu finden, das die Kurve von M11 möglichst gut anpaßt. Dabei wurden nach jedem Modellauf die synthetischen Daten mit den gemessenen verglichen und die Modellparameter so lange verändert, bis eine zufriedenstellende Übereinstimmung erreicht war.

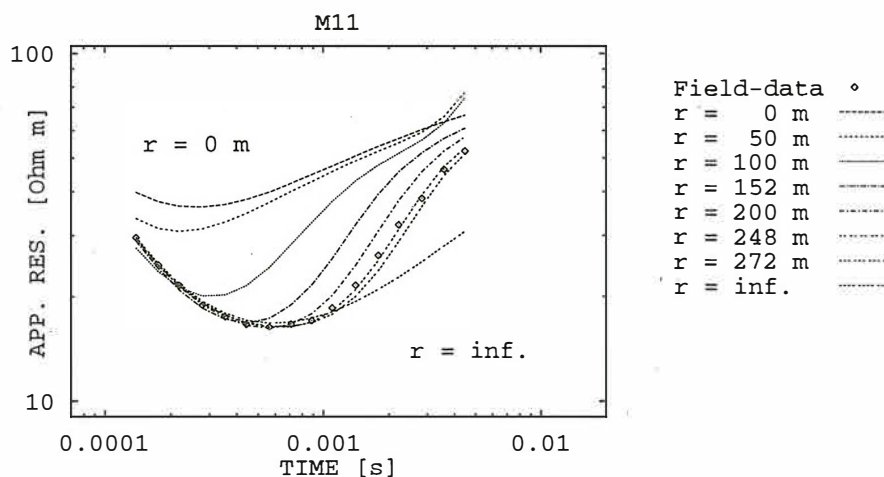


Abbildung 8: Abhängigkeit der Kurvenform des scheinbaren spezifischen Widerstandes vom Radius des Zylinders. Man erkennt die Annäherung an die Grenzfälle Radius = 0 bzw. ∞ .

Es zeigte sich, daß die Steigung der Flanke ganz wesentlich von der Größe des Zylinderradius beeinflusst wird. Sowohl bei zu großem als auch bei zu kleinem Radius verflacht die Kurve, da sich die Modelle dann immer weniger von eindimensionalen Modellen unterscheiden. Auf Abbildung 8 ist der Einfluß des Radius auf die Steilheit der berechneten Kurven dargestellt. Die obere ($r = 0$) und untere ($r = \infty$) Grenzkurve wurden mit einer 1D-Vorwärtsrechnung erzeugt.

Die beste erreichte Anpassung sowie das dazugehörige Modell zeigen die Abbildungen 9 und 10.

Von vorn herein wurde bei der Erstellung der Modelle darauf geachtet, daß die Anzahl der benutzten Parameter nicht zu groß wird. Für die Anpassung der Kurve von M11 wurden lediglich zwei Widerstände, zwei Schichtmächtigkeiten und der Radius als freie Parameter benutzt (Abb. 10), so daß die Zahl der freien Parameter nicht größer ist als bei einem Dreischichtfall.

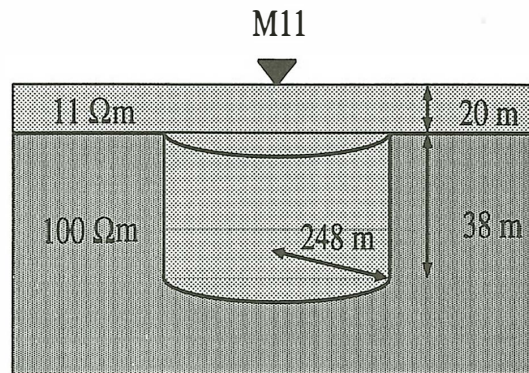


Abbildung 9: Zweidimensionales rotationssymmetrisches Modell für Punkt M11.

Man sieht, daß durch dieses Modell die Anpassung enorm verbessert werden kann. Der RMS-Fehler beträgt nur noch 2.3% wohingegen er für die Modelle von Abbildung 6 noch 13.6 % bzw 5.4 % betragen hatte.

Das bedeutet natürlich nicht, daß dieses Modell das korrekte Abbild der geologischen Strukturen darstellt. Es ist vielmehr eine Abschätzung der Größenordnung der 3D-Körper, die die starke Steigung der Kurve in M11 verursachen.

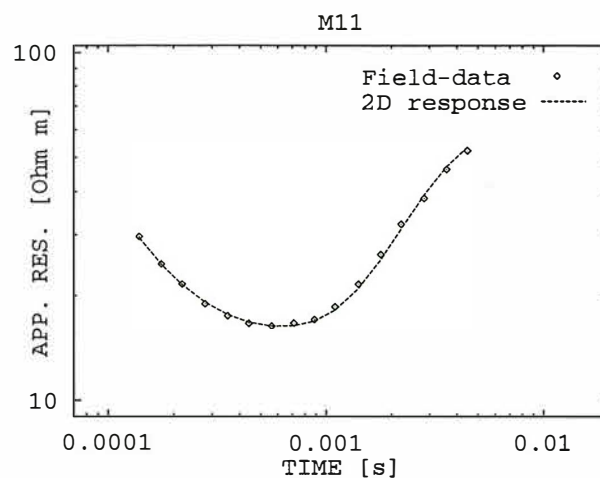


Abbildung 10: Ergebnis der Modellrechnungen für Punkt M11. Der RMS-Fehler beträgt 2.5 %

3.2 Vermutete 3D-Effekte

Im Gegensatz zu allen anderen Meßpunkten im Makhtesh Ramon zeigt sich im Verlauf der scheinbaren Widerstandskurve von M7 zu späten Zeiten ein klarer Abfall. Dieser läßt sich auf verschiedene Art und Weise interpretieren.

3.2 Vermutete 3D-Effekte

Betrachtet man die 1D-Ergebnisse, die unter der schlecht leitenden Schicht wieder einen guten Leiter anzeigen, als real vorhandene geologische Struktur, so bedeutet das, daß man am Meßpunkt M7 die Unterkante der magmatischen Intrusion aufgelöst hat. Eine geologische Erklärung für eine solche Schichtung wäre, daß das Magma etwa in Form eines pilzförmigen Laccoliths (Abb. 11) erstarrt ist.

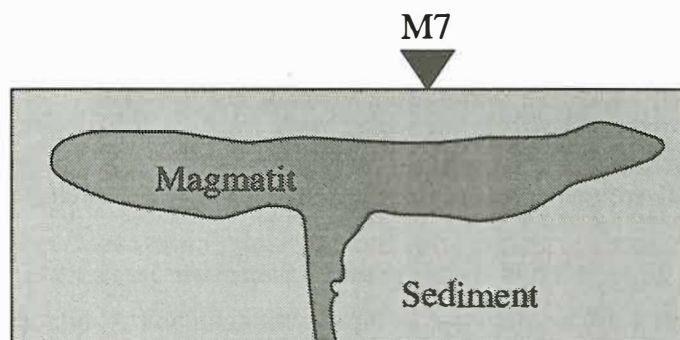


Abbildung 11: *Laccolith als mögliche Struktur für die Widerstandsverteilung von M7.*

Eine andere Erklärung wäre, daß die Kurve von M7 durch eine mehrdimensionale Untergrundstruktur hervorgerufen wurde. Die nahegelegene Verwerfung oder die den Magmatit seitlich begrenzenden gut leitenden Schichten könnten den Verlauf der Kurve beeinflussen. Um die verschiedenen Möglichkeiten zu testen, wurden Modellrechnungen durchgeführt, die die Daten von M7 erklären sollten, ohne dabei ein gut leitendes Basement anzunehmen.

Es zeigte sich, daß der Effekt einer Verwerfung wesentlich kleiner sein müßte als der in den Meßdaten beobachtete. Die weiteren Modellstudien konzentrierten sich daher auf den Einfluß der seitlich neben dem Magmatit liegenden gut leitenden Sedimente.

Zunächst wurde für diese Berechnungen wieder das rotationssymmetrische Modell von Tabarovsky und Rabinovich benutzt. Aber im Gegensatz zu dem Modell für M11 wurde bei M7 ein schlecht leitender Zylinder in eine gut leitende Umgebung eingebettet. Genau wie bei M11 wurden auch hier die synthetischen Kurven nach jedem Modellauf mit den gemessenen Daten verglichen, um die Modellparameter sukzessiv zu verbessern.

Das gewonnene Modell sowie die Anpassung an die Meßdaten von M7 zeigen die Abbildungen 12 und 13.

Dieses Modell gibt zwar eine recht befriedigende Anpassung der Daten mit einem RMS-Fehler von etwa 4%, aber einige Parameter sind nur schlecht aufgelöst. Während eine Veränderung bei Widerstand oder Mächtigkeit der Deckschicht um 5% die Anpassung der Kurve deutlich verschlechtert, haben fünfprozentige Änderungen an den Widerständen des Zylinders oder des Umgebungsmaterials kaum Auswirkungen. Noch schlechter bestimmt ist die Höhe des Zylinders. Eine fünfprozentige Vergrößerung dieses Parameters läßt sich in den synthetischen Daten kaum

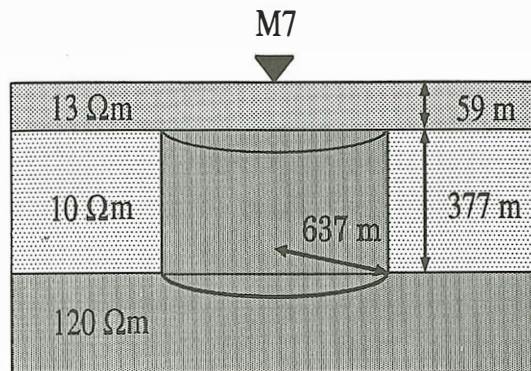


Abbildung 12: Zweidimensionales rotationssymmetrisches Modell für M7.

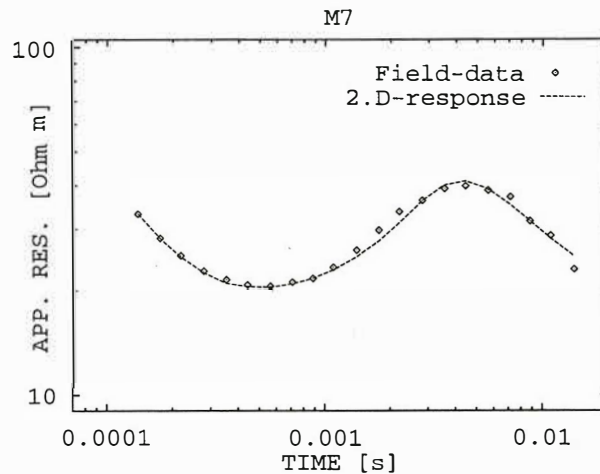


Abbildung 13: Ergebnis der 2D-Modellrechnungen für Punkt M7. Der RMS-Fehler beträgt 4%.

ausmachen. Selbst eine Verlängerung des Zylinders ins Unendliche verschlechtert lediglich die Anpassung der letzten drei Datenpunkte etwas. Die auf Abbildung 12 angegebene Höhe ist mehr als eine minimale Ausdehnung des Zylinders anzusehen, die zwar über-, aber nicht unterschritten werden darf.

Das Modell zeigt aber klar und deutlich, daß eine Kurve wie die von M7 nicht nur durch die auf Abbildung 11 gezeigte Struktur, sondern auch durch lateral an den schlechten Leiter angrenzende gute Leiter verursacht sein kann. Aber auch hier gilt wie bei M11, daß das Modell nicht als korrekte Abbildung des Untergrundes zu verstehen ist, da man für das Meßgebiet im Makhtesh Ramon nicht von einer rotationssymmetrischen Leitfähigkeitsverteilung ausgehen kann. Außerdem widerspricht das für M7 gewonnene 2D-Modell denen von anderen Punkten.

Um ein Modell zu finden, daß alle gemessenen Daten auf einmal erklärt, wurden daher aufbauend auf den 2D- auch 3D-Rechnungen durchgeführt.

4 Dreidimensionale Modellrechnungen

Dazu wurde das Programm MAXWELL von Druskin und Knizhnerman (1988) benutzt, mit dem man synthetische Daten von dreidimensionalen Strukturen erzeugen kann, die aus bis zu 50 Blöcken zusammengesetzt sind. Die Lösung der Vorwärtsrechnung wird auch bei diesem Programm mit Hilfe eines Finiten-Differenzen-Algorithmus gelöst. Allerdings ist die Rechenzeit bei MAXWELL um ein Vielfaches höher als bei der 2.5D-Vorwärtsrechnung von Tabarovsky und Rabinovich. Dadurch ist es schwieriger, eine Anpassung der synthetischen Daten an die Meßwerte zu erreichen. Man ist auf möglichst viele Vorinformationen aus den 2D- und 2.5D-Modellen angewiesen.

Das Endmodell für die Gegend zwischen dem Shen Ramon und dem Gevanim Valley zeigt Abbildung 14. Es hat in SW-NO Richtung sowie in die Tiefe eine unendliche Ausdehnung und ist in einen $5 \Omega m$ Halbraum eingebettet. Durch die geringe Y-Ausdehnung (senkrecht zu SW-NO) des schlecht leitenden Körpers ist das Modell noch stark von der gut leitenden Umgebung beeinflusst und kann die abfallenden Werte der Widerstandskurven bei M7 erklären.

An den anderen Meßpunkten tritt dieser Effekt erst zu Zeiten, die außerhalb des gemessenen Bereichs liegen, auf. Nach den synthetischen Daten müssen aber alle auf der Intrusion gemessenen Kurven im Spätzeitbereich wieder abfallen. An einigen Meßkurven wie z.B. bei M11 zeigen sich auch Anzeichen dafür.

Die Y-Ausdehnung von 1200 m stimmt nach der geologischen Karte des Makhtesh gut mit dem Verlauf einiger geologischer Störungen überein (Abb. 4). Offensichtlich bildeten diese Störungen die Grenze für die Ausbreitung des Magmas.

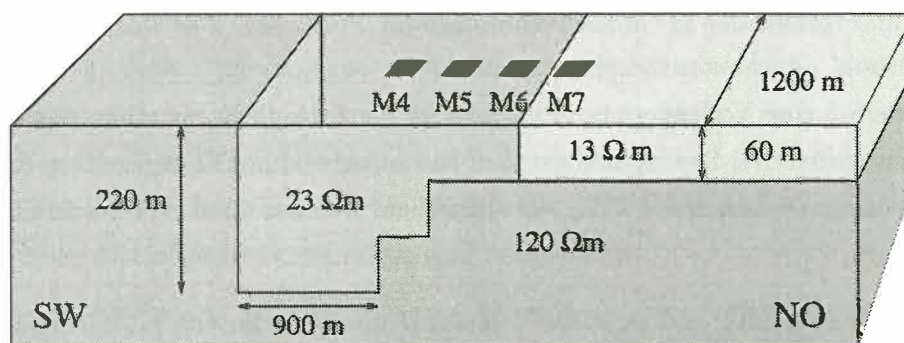


Abbildung 14: Modell für die Verteilung des Quarzsyenits im Makhtesh Ramon. Das Modell ist eingebettet in einen $5 \Omega m$ Halbraum.

Eine der Hauptfragen der Messung, ob die Aufschlüsse am Shen Ramon und am Gevanim Valley eine unterirdische Verbindung haben, wurde durch die Messung geklärt. Der schlechte Leiter wird an allen Meßpunkten zwischen diesen beiden Orten gesehen. Eine andere Frage nach dem

Gesamtvolumen des Magmatits konnte aber nicht geklärt werden, da die Messung die Unterkante der Intrusion nicht auflösen kann. Nach Berechnungen von Goldman et al. (1989) muß aber angenommen werden, daß die Intrusion mindestens einige hundert Meter mächtig ist.

Um das Bild der Verteilung der Magmatite im Makhtesh Ramon noch weiter zu vervollständigen, wurden 1993 erneut TEM-Messungen durchgeführt. Die dabei gewonnenen Daten scheinen das Modell zu bestätigen, sind aber noch nicht vollständig abgeschlossen.

Literaturverzeichnis

Bentor, Y.K., 1952, Magmatic Intrusions and Lava-sheets in the Raman area of the Negev (Southern Israel): *Geol. Mag.*, **89**, p. 129-140.

Druskin, V.L., und Knizherman, L.A., 1988, A spectral semi-discrete method for the numerical solution of 3D nonstationary problems in electrical prospecting: *Physics of the solid Earth*, **24**, p. 641-648.

Goldman, M., Steinitz, G., Baer, G., and Zafrir, H., 1989, A TDEM study of the geometry of the quartz-syenite intrusions along the southern flank of Makhtesh Ramon: *Isr. J. Earth Sci.*, **38**, p. 19-28.

Goldman, M., Tabarovsky, I., und Rabinovich, M., 1992, Interpretation of 2.5D Transient Electromagnetic Data in Terms of 1D Horizontally Layered Earth: Protokoll über das 14. Kolloquium „Elektromagnetische Tiefenforschung“, Borkheide, Seite 43-57.

Helwig, S.L., 1994, Auswertung transient elektromagnetischer Meßdaten aus dem Makhtesh Ramon, Israel, unter Benutzung rotationssymmetrischer Modelle: Diplomarbeit am Institut für Geophysik und Meteorologie der Universität zu Köln, unveröffentlicht.

Itamar, A., und Baer, G., 1986, The implications of hydrothermal alteration and contact metamorphism associated with quartz syenite magmatism on mineralization in Makhtesh Ramon and Har Arif: *Minist. of Energy & Infrastructure, Geol. Surv. of Israel*.

Mazor, E., 1955. The magmatic occurrences of Makhtesh Ramon. M.Sc. thesis, Hebrew University, Jerusalem (in Hebräisch).

Strack, K.M., 1985, Das Transient-Elektromagnetische- Tiefensondierungsverfahren angewandt auf die Kohlenwasserstoff- und Geothermie-Exploration: *Mitteilungen aus dem Institut für Geophysik und Meteorologie der Universität zu Köln*, Heft 42.

Strack, K.M., 1992, *Exploration With Deep Transient Electromagnetics*: Elsevier Science Publishers B.V.. Amsterdam-London-New-York-Tokyo.

Tabarovsky, L. A., und Rabinovich, M.B., 1988, Mathematical modeling of transient electromagnetic fields in quasi-three-dimensional models: *VINITI*, N6264-B88. (In Russisch).

Andreas Junge, Peter Spitta, Christof Peter

Vergleich von Auster-Magnetometer und EDA-Fluxgate

Die Beobachtung langsamer Oszillationen erdmagnetischer Felder im Gelände erfordert eine hohe Basisstabilität der Elektronik und der Sensoren, insbesondere eine geringe Temperaturempfindlichkeit. Weit verbreitet und wegen ihrer einfachen Handhabbarkeit beliebt sind EDA-Fluxgatesensoren, welche bekanntermaßen eine nicht unerhebliche Temperaturabhängigkeit sowie eine, wenn auch geringe, Basisdrift aufweisen. Seit einiger Zeit wird von der Fa. Magson ein Ringkernmagnetometer vertrieben, das nach seinem Konstrukteur im Folgenden Auster-Magnetometer genannt wird.

Ein Vergleichstest der beiden genannten Instrumente wurde auf einem Versuchsgelände im Göttinger Wald über mehrere Monate hinweg durchgeführt, wobei als Aufzeichnungseinheit für das EDA-Magnetometer die Göttinger KAP (Richards et al., 1981), für das Auster-Magnetometer ein Halbleiterspeicher diente. Die Aufzeichnungseinheiten befanden sich in einem isolierten Aluminiumbehälter (KAP) und einem Kunststoffgehäuse (Magson) in einer Registrierhütte, die Sensoren unter Schutzhütten auf Steinsokkeln in etwa 9 m Entfernung voneinander. Zusätzlich wurde die Temperatur im EDA-Sensor aufgezeichnet. Die Taktrate Δt betrug für die KAP 1 min. Beim Magson-Gerät durchlaufen die Meßwerte einen Tiefpaßfilter von 1 Hz und den AD-Wandler, danach werden 128 Werte pro Sekunde über die Zeit von 1 min gemittelt und als Minutenwert gespeichert. Es wurde vom 19.10.93 – 9.2.94 registriert, die Instrumente arbeiteten während dieses Zeitraums ohne technische Störungen. Die Auster-Daten wurden wöchentlich auf einen Laptop übertragen, der Kassettenwechsel bei der KAP erfolgte alle 3-4 Wochen. Die Unterbrechungen dauerten jeweils nicht länger als 5 min, die fehlenden Daten wurden linear interpoliert.

Abb. 1 zeigt einen Ausschnitt von 100 Tagen für tiefpaßgefilterte Dreistundenwerte. Es wurde ein Trapezfilter [Schmucker, 1978] mit einer Abschneideperiode T_o von 2 Tagen und der Steilheit $q = 6$ gewählt. Die dicken Linien geben die Austerschen Daten wieder, die dünnen die EDA-Daten, zuoberst ist die Temperaturvariation aufgetragen. Zunächst sind sehr deutlich einzelne magnetische Stürme zu erkennen, besonders für B_x an der ausgeprägten Erholungsphase. Einzelne Abschnitte der beiden Registrierungen stimmen für die gleichen Komponenten bis in den nT-Bereich überein. Während der Kälteperiode vom 19.11.-3.12.93 treten andererseits auch enorme Abweichungen in allen Komponenten auf: Die offensichtlich durch Niedrigtemperatur ausgelöste Variation ist jedoch nur in den EDA-Komponenten zu erkennen, schwächer noch einmal in B_y am 18.1.94. Es fällt auf, daß die Variation nichtlinear mit der Temperatur korreliert ist - eine nachträgliche Temperaturkorrektur ist aussichtslos. Zusätzlich zur Temperaturvariation driften die EDA-Komponenten weit mehr als 10 nT - ebenfalls nichtlinear, wie besonders deutlich in B_y zu sehen ist.

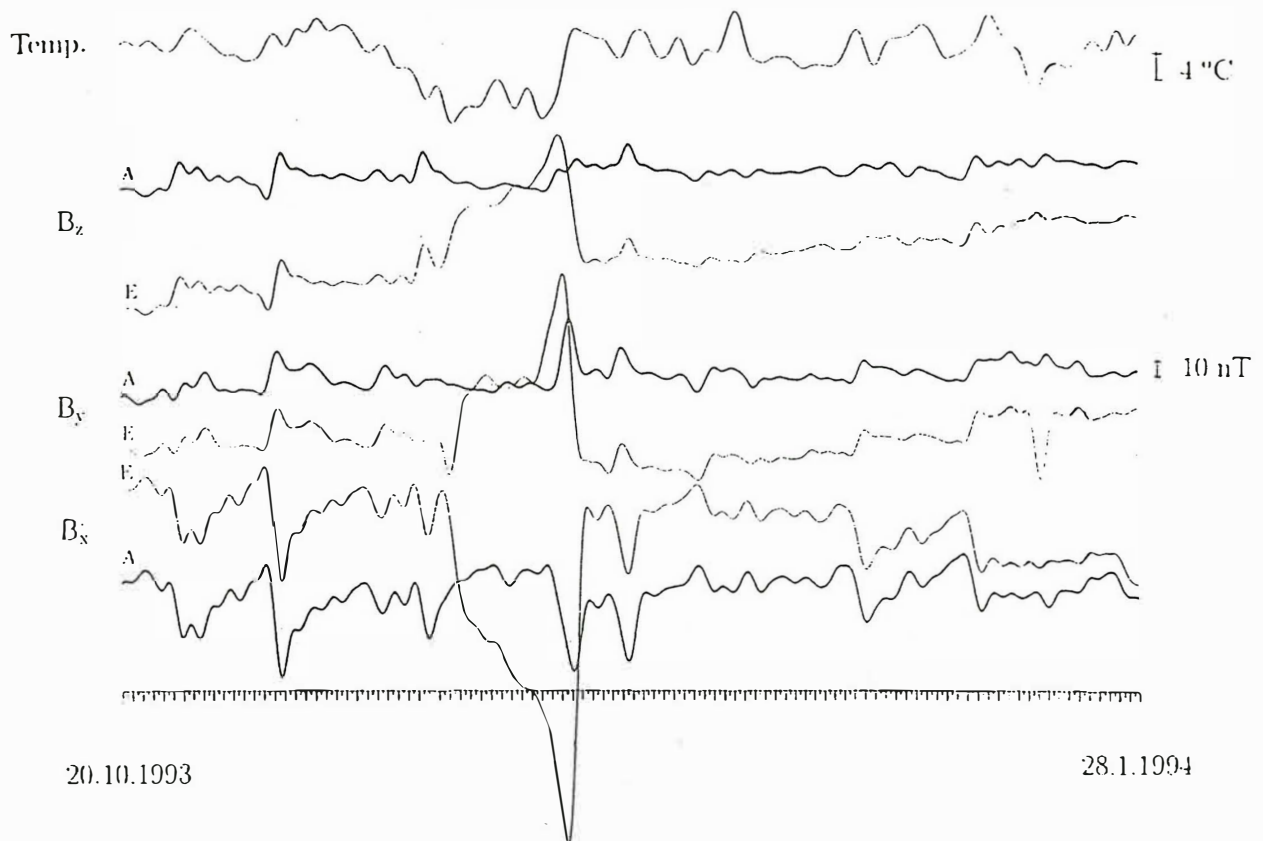


Abb. 1: 100 Tage tiefpaß-gefilterte ($T_0 = 2$ d) 3-Stundenwerte der Magnetfeldkomponenten des EDA- (dünne Linien, E) und des Auster-Magnetometers (dicke Linien, A) sowie der Temperatur im EDA-Sensor.

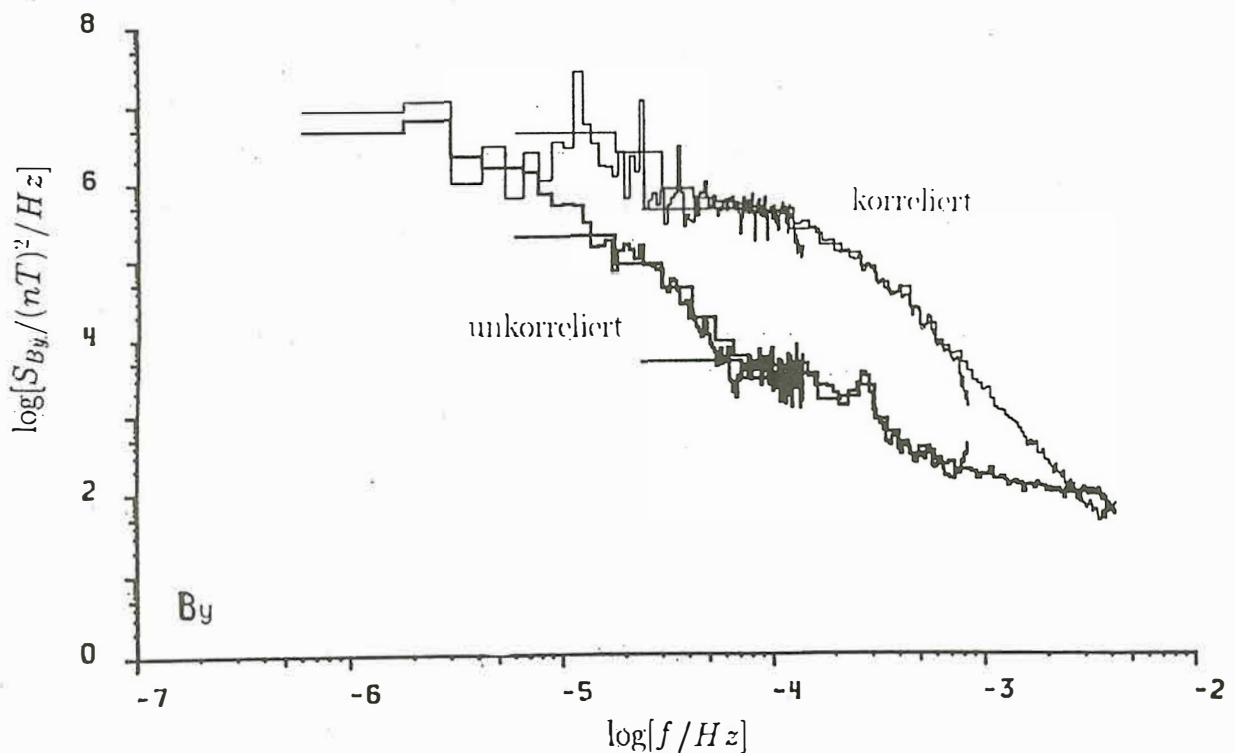


Abb. 2: Energiedichtespektrum der B_y-Komponente des EDA-Magnetometers, aufgeteilt in einen mit der Aufzeichnung des auster-Magnetometer korrelierten Anteil (dünne Linie) und das Residuum (dicke Linie).

Tab. 1: Auswertungsparameter für die 3 Datensätze

	N	ΔT	Δt	T_o
1	400	6 h	2 min	4 min
2	100	1 d	10 min	20 min
3	10	10 d	30 min	60 min

Die Trennung des Rausch- vom Signalanteil wurde im Frequenzbereich vorgenommen. Es wurden dazu 3 Datensätze aus den Originaldaten über die oben erwähnte Tiefpaßfilterung und nachfolgender Dezimierung gebildet, in N aufeinanderfolgende Segmente gleicher Länge ΔT unterteilt und Fourier transformiert (siehe auch Tab. 1).

Im Frequenzbereich wurde eine lineare, bivariate Ausgleichsrechnung zwischen jeweils einer EDA-Horizontalkomponente als fehlerbehafteter Größe und den beiden Auster-Horizontalkomponenten als Bezugsgrößen durchgeführt. Die orthogonale Auster-Komponente wurde mitberücksichtigt, um möglichen Orientierungsungenauigkeiten der Instrumente Rechnung zu tragen. Die Multiplikation der aufsummierten Rohspektren mit der zugehörigen multiplen quadratischen Kohärenz ergab den korrelierten Anteil, die Differenz zwischen diesem und dem Spektrum die Residuen. Beide Anteile sind in Abb. 2 für B_y aufgetragen; die dicken Linien stellen dabei die Residuen dar. Die drei Datensätze überlappen sich zum Teil, wobei jeweils am hochfrequenten Ende der Einfluß des Filters zum Tragen kommt. Im Signalanteil dominieren die ersten 4 Sq-Linien, die im Rauschen fehlen. Ein Temperaturtagesgang schlägt sich demnach entweder in beiden Instrumenten gleich nieder oder ist nicht vorhanden. Um 10^{-4} Hz ist der Signal-Rauschabstand mit etwa 2 Dekaden am größten. Die Rauschamplitude beträgt zwischen $T = 5$ min und $T = 4$ h etwa $0.8 nT$, die Spitze bei $T = 1$ h ($f \approx 3 \cdot 10^{-4}$ Hz) im Rauschen bleibt unerklärt. Bis zu Perioden von 1.2 d ($\approx 10^{-5}$ Hz) liegt die Rauschenergie deutlich unterhalb der Signalenergie, für $T = 1$ d beträgt die Rauschamplitude etwa $3.4 nT$.

Es wird vermutet, daß generell das Rauschniveau des Auster-Magnetometers unterhalb desjenigen des Fluxgates liegt. Ein ähnlicher Test mit zwei Auster-Magnetometern müßte dazu den Beweis erbringen und wäre deshalb wünschenswert.

References

- Richards, M., Schmucker, U., Steveling, E., und Watermann, J. (1981). Erdmagnetische und magnetotellurische Sondierungen im Gebiet des mitteleuropäischen Riftsystems. Technical report, BMFT-FB-T.
- Schmucker, U. (1978). Auswertungsverfahren Göttingen. In Haak, V. und Homilius, J., Hrsgb., *Kolloquium Elektromagnetische Tiefenforschung Neustadt/Weinstraße*, Seiten 163–188.

Stand der RAP-Geräteentwicklung

Erich Steveling und Martin Leven, Göttingen

1 Einleitung

Das RAP-System (RAM-Apparatur) besteht aus einem Datenlogger zur Aufzeichnung sehr niederfrequenter elektrischer Signale unter Geländebedingungen, Tellurikverstärkern, Tiefpaßfiltern, einer DCF-Uhr und einem Ausleseinterface zur Datenübertragung in einen PC. Über einen RAP-Prototyp war von den Autoren während des Kolloquiums in Borkheide berichtet worden. Inzwischen wurde das System verbessert und erweitert, und mehrere Exemplare sind im Geländeeinsatz gewesen. Über die Erweiterungen soll hier berichtet werden.

2 Datenlogger und SRAM-Speicher

Unter dem Datenlogger im engeren Sinne soll hier die geschlossene 19"-Einschubkassette bestehend aus Tastatur, Display und 7 Einschubkarten verstanden werden. Die Einschubkarten haben folgende Aufgaben und Bezeichnungen:

Mikrorechner	RAPCPU
Uhrenkarte	RAPUHR
Controller für Tastatur und Display	RAPLCD
16 bit A/D-Wandler für 8 Datenkanäle	RAPAD1
Zwischenspeicher und Ansteuerung für 16 bit ADC	RAPAD2
12 bit A/D-Wandler für Kontrollfunktionen	RAPSER
Spannungswandler für die Stromversorgung	RAPPOW

Auf der RAPCPU-Karte ist der einfache Z84C00-Prozessor des Prototyps durch einen "Intelligent Peripheral Controller" Z84C1310VEC ersetzt worden. Dieser IPC enthält neben der Z80 CPU noch 2 SIOs (Serial I/O Logic Unit), 4 CTCs (Counter/Timer Logic Unit), CGT (Clock Generator/Controller) und WDT (Watch Dog Timer).

Mit Hilfe der SIO ist einerseits der Anschluß einer externen DCF-Uhr und andererseits die serielle Datenübertragung in einen PC über eine serielle Schnittstelle realisiert worden. Die CTCs werden teilweise als Interruptcontroller und teilweise zur Messung der Uhrenabweichung zwischen interner und externer Referenzuhr (z.B. DCF) benutzt. Der WDT überwacht den Ablauf der Mikrorechnerprogramme. Ein von der WDT erkannter Fehler wird protokolliert.

Der Spannungswandler RAPPOW erzeugt aus einer unregelmäßigen 12V-Akuspannung geregelte $\pm 5V$ und zweimal $\pm 12V$. Die interne Grundlast des Datenloggers beträgt ca. 1W, die externe am Akku bei dieser Grundlast ca. 1,9W. Externe Geräte, z.B. Tellurikverstärker, Tiefpaßfilter und Magnetometer, können mit den Ausgangsspannungen des Wandlers versorgt werden. Die zusätzliche Belastung der $\pm 12V$ darf maximal $\pm 100mA$ betragen. Diese zusätzliche Belastung um 2,4W sekundär führt zu einer Gesamtbelastung des Akkus von ca. 4,8W primär. Unter Geländebedingungen getestet worden ist bisher die Versorgung von Tellurikverstärkern und von EDA-Fluxgatemagnetometern. Da die internen DC/DC-Wandler der EDA-Magnetometer bei dieser Anordnung überflüssig geworden sind, konnte die Gesamtstromaufnahme des Systems deutlich verbessert werden.

Die Bedienung des Datenloggers erfolgt über eine HEX-Tastatur und ein 16-zeiliges LC-Display. Sie wird erleichtert durch eine Menüführung mit Baumstruktur. Als Beispiel für ein Menü ist in Abb.1 das Hauptmenü wiedergegeben.

```

|==== MAIN-MENU ====|
| Sub Menus:         |
|  CLOCK             < >|
|  START/STOP       < >|
|  PARAMETER        < >|
|  DATATRANSFER    < >|
|  TESTS           < >|
|                    |
| 12.07.94 16:35:28  |
| *** NO RECORDING ***|
| BC:00000 RAMC:000000|
| 1 Bx 8000|2 By 8000 |
| 3 Bz 8000|4 Ex 8000 |
| 5 Ey 8000|  XXX8000  |
|   XXX8000|  XXX8000  |
| B/V 12.5|T/K 293.1  |

```

Abb.1: RAP-Hauptmenü als Beispiel einer LCD-Anzeige

Das Hauptmenü füllt lediglich die obere Hälfte des Displays. Durch Verschieben des Cursors in die entsprechende Zeile und Drücken der ENTER-Taste können die einzelnen Untermenüs erreicht werden.

In der unteren Displayhälfte werden Datum und Uhrzeit, der Status der momentanen RAP-Aktivität, Anzahl der aufgezeichneten Blöcke und Bytes, Informationen über die 8 Datenkanäle, Spannung des externen Akkus und die interne Gerätetemperatur in Kelvin angezeigt.

Im SRAM-Speicher werden die aufgezeichneten Daten abgelegt. Er ist als geschlossene Einschubkassette ausgelegt, wird zum schnellen (parallelen) Auslesen der Daten aus dem System herausgezogen und über ein Interface an einen PC angeschlossen. Durch Erweiterung um eine "Huckepack-Platine" konnte der Speicher von 2MByte auf maximal 8MByte erweitert werden. Die Speicheraufrüstung kann in Stufen von 512KByte erfolgen. Speichergröße und SRAM-Speichernummer werden jetzt automatisch vom System erkannt. Die Spannung der internen Lithium-Pufferbatterie, die den Datenerhalt sicherstellt, kann abgelesen werden und wird im Headerblock gespeichert.

Es ist auch möglich, den SRAM-Speicher im RAP-System zu belassen und dann die Daten über die serielle Schnittstelle mit 9600 Baud (also relativ langsam!) in einen PC einzulesen. Das neue C-Programm RAMTRA kann die Daten wahlweise parallel oder seriell übertragen.

Durch die Aufzeichnung einer Prüfsumme für jeden Datenblock konnte die Sicherheit des Datentransfers vom SRAM-Speicher zum PC deutlich verbessert werden. Falls die nach dem Auslesen berechnete Prüfsumme nicht mit der ursprünglichen übereinstimmt, wird der Auslesevorgang des fehlerhaften Blocks (falls nötig mehrfach) wiederholt.

Technische Daten RAP und SRAM-Speicher:

Anzahl Kanäle: 8x analog, Bereich $\pm 5V$, zusätzliche Kanäle für Temperatur, Akku-Spannung und SRAM-Batterie

Analog/Digital-Wandler: 8x 16 bit-ADC, $1LSB = 152,59\mu V$

Mikrorechner: Z84C13 Intelligent Peripheral Controller, 32 kByte nichtflüchtiges RAM, 32 kByte EPROM mit RAP-Software

Frequenzbereich: z.Zt. DC - 0.5 Hz

Taktraten: z.Zt. 1, 2, 3, 4, 5, 6, 10, 12, 15, 20, 30, 60 sec

Speicher: max. 8 MByte CMOS-SRAM Wechselspeicher

Registrierdauer: (Beispiele für 8 MByte SRAM)

5,5 Tage für Takt 1s und 8 Kanäle

17,5 Tage für Takt 1s und 5 Kanäle

269 Tage für Takt 30s und 5 Kanäle

Uhr: TCXO-Ansteuerung, ± 1 ppm ($-20^{\circ}C$ bis $+70^{\circ}C$)

Eingabe: HEX-Tastatur mit Doppelfunktion

Anzeige: LC-Display 16x20 Zeichen, Bedienungsführung über Menüs

Interface: Spezial-PC-Adapter zum Auslesen des SRAM-Speichers, zusätzlich langsames Auslesen über RS232-Schnittstelle

Mechanischer Aufbau: Europakarten in spritzwassergeschütztem Gehäuse

Stromversorgung: 12 V Akku, 1.5 - 2.5 W

3 Datenorganisation

Jede Aufzeichnung beginnt mit einem 1024 Byte großen Headerblock. Der Header enthält im ASCII-Format allgemeine Informationen über Art und Umfang der aufgezeichneten Daten. Die Header-Daten werden teilweise in den Parameter-Menüs durch den Benutzer eingegeben und teilweise automatisch vom System eingesetzt.

Das Beispiel in Abb.2 gibt den Block exakt in der abgespeicherten Form wieder. Das Ausleseprogramm RAMTRA legt diese Daten in einem separaten Headerfile (*.r99) ab.

Die obersten 7 Zeilen des Headerblocks sind mehr oder weniger selbsterklärend. Vom Benutzer über spezielle Parameter-Menüs frei gewählt worden sind ein Kurzname und eine Nummer des Registrierorts, die Taktrate der Aufzeichnung und die Anzahl der Kanäle. In Zeile 7 werden die EPROM-Version der Ablaufsteuerung und die Prüfsumme des Headers gespeichert.

In den folgenden 9 Zeilen stehen vom Benutzer eingegebene Informationen über die maximal 8 Aufzeichnungskanäle. Die Spalten 1 bis 8 haben folgende Bedeutungen: Kanalnummer, Kanalbezeichnung, Kurzname des angeschlossenen Sensors, Mantisse des Skalenfaktors, Exponent des Skalenfaktors, Verstärkungsfaktor, Filtereinstellung, Länge der Tellurikstrecken.

Falls Kanäle nicht benutzt werden, sollten sie durch ein Leerzeichen anstelle der Kanalnummer markiert werden. Die Skalenfaktoren von Magnetometern sollten in $[nT/mV]$ angegeben werden. Tellurikkanäle enthalten nur Eintragungen in den Spalten für Verstärkungsfaktor, Filter und Tellurikstrecke. Die Skalenfaktoren können dann später aus diesen Angaben berechnet werden.

Den Zeilen mit Kanalinformationen folgen 3 Zeilen mit Zeitangaben. Die Startzeit kann vom Benutzer bezüglich Datum, Stunde und Minute vorgewählt werden. Die Aufzeichnung wird gestoppt, nachdem der Benutzer den entsprechenden Stoppbefehl über das Menü ausgelöst hat und die nächste volle Minute erreicht wird (genauer: volle Minute minus Taktrate).

Hinter den Start- und Stoppzeiten stehen noch Zeitabweichungen der internen Uhr zur Start- bzw. Stoppzeit. Diese Eintragungen erfolgen (automatisch) nur dann, wenn über die serielle Schnittstelle eine externe Referenzuhr (siehe Kapitel DCF-Uhr) angeschlossen war.

In der dritten Zeile werden die Anzahl der während der Aufzeichnung erkannten Fehler und die Uhrzeit des erstmaligen Auftretens eines Fehlers protokolliert. Ausgelöst wird die Fehlererkennung durch den oben beschriebenen Watch Dog Timer (WDT). Die Fehlermeldung bedeutet in den weitaus überwiegenden Fällen lediglich eine Warnung, meistens sind keine Auswirkungen auf die Registrierung erkennbar!

Die 3 letzten Blockzeilen enthalten die Anzahl der aufgezeichneten Blöcke (dezimal) sowie die Anzahl der Bytes (hexadezimal) und die Blockende-Markierung @@@@@.

Die von den ADCs gewandelten Daten werden binär mit 2 Bytes pro Kanal gespeichert. Ein Datensatz umfaßt die gleichzeitig gewandelten Kanalwerte eines bestimmten Zeitpunktes. 60 Datensätze werden zu einem Datenblock zusammengefaßt. Jeder Datenblock beginnt mit einem 48 Byte langen Blockheader (ASCII-String). Der String enthält Blocknummer, Fehlerflag, Prüfsumme, Datum, Uhrzeit, Batteriespannung und Temperatur.

```
RAP-No.:      00003
Site (Name, No.):      GTT 00001
SRAM Store (No., kB, V): 00003 12*512 3.11
Sequ.Clock: 00001 sec.
Channels:12345
Range (mV, Bit):      10000 16
EPROM: V. 2.16 Checksum: 218
```

K	CMP	EQP	SFM	SFE	AMP	F/s	TEL/m
1	Bx	F951	100	-3	00001	240	000.00
2	By	F951	100	-3	00001	240	000.00
3	Bz	F951	100	-3	00001	240	000.00
4	Ex	TA03	00001	000	200	120	93.50
5	Ey	TA04	00001	000	200	120	112.00
	XXX	0000	00001	000	00001	120	000.00
	XXX	0000	00001	000	00001	120	000.00
	XXX	0000	00001	000	00001	120	000.00

```
Start Time: 20.07.94 06:38:00   Time Deviation: 20.07.94 06:36:43   +000 ms
Stop  Time: 20.07.94 15:29:59   Time Deviation: 20.07.94 15:29:59   -007 ms
001 Errors: 20.07.94 11:16:34
Last Block Number:      00532
End of Record HEX:      0005 4750
```

@@@@@@

Abb.2: Headerblock einer Datenaufzeichnung (Beispiel)

Die Daten (digitalisierte Zeitreihen) werden blockweise strukturiert im SRAM gespeichert. Jeder Datenblock beginnt mit einem Datenblockheader, jeder Datenblock enthält 60 Kanalsätze, wobei ein Kanalsatz aus den gleichzeitig digitalisierten Kanälen (bei MT z.B. 5) besteht. Die 16 Bits jedes Kanals benötigen 2 Byte SRAM-Speicher, und der Datenblockheader ist 48 Bytes lang, so daß für 5 Kanäle ein Datenblock $2 * 5 * 60 + 48 = 648$ Bytes umfaßt.

Das Datentransferprogramm liest die Daten blockweise aus dem SRAM-Speicher und schreibt sie aufgeteilt in mehrere ASCII-Files auf die Festplatte eines PCs. Jedes dieser Files enthält zusätzlich zu den Kanalsätzen am Anfang den Headerblock (vgl. Abb.2). Der Anfang der dem Headerblock folgenden Informationen ist in Abb.3 wiedergegeben.

Zeile 1 enthält eine Angabe über die Nummern der im File enthaltenen Blöcke. Es folgt eine Zeile mit der HEX-Adresse für den Blockanfang im SRAM-Speicher. In der 3. Zeile stehen der Datenblockheader und am Ende eine nach dem Datentransfer erneut ermittelte Prüfsumme.

Jeder Datenblockheader beginnt mit `***`. Daran schließen die Blocknummer (dezimal), ein Fehlerflag, die während der Registrierung berechnete Prüfsumme, Datum, Uhrzeit, Spannung [V] des externen Akkus und interne Gerätetemperatur [K] an.

Dem Datenblockheader folgen 60 Zeilen mit je einem Kanalsatz im HEX-Format. Jeder Kanal ist in dieser Darstellung 4 HEX-Zeichen lang. Die Spannungen am Analog/Digital-Wandler sind (vereinfacht) wie folgt den HEX-Zahlen zugeordnet:

$-5V \Leftrightarrow 0000$ $\pm 0V \Leftrightarrow 8000$ $+5V \Leftrightarrow FFFF$

```
Bereich in dieser Datei:      1 -   150
000688
*** 00001  0 111 20.07.94 06:38:00 13.9V 297.5K Prüfsumme: 111
72f38c7c81e77b42724b
72f38c7d81e77b3f7247
72f38c7e81e77b3b7245
72f28c7e81e77b377241
72f28c7f81e77b34723e
72f28c8081e77b30723b
72f28c8081e77b2c7238
72f28c8181e77b287236
72f28c8181e67b247233
72f28c8281e67b207231
```

Abb.3: Anfang eines Datenfiles (Blockheader weggelassen)

4 Tellurikverstärker und Tiefpaßfilter

Die Tellurikverstärker wurden völlig neu entwickelt. Besonders hervorzuheben sind aufwendige Schutzmaßnahmen am Eingang vor Überspannungen (z.B. bei Gewittern), ein besonders hoher Eingangswiderstand, Bessel-Tiefpaßfilter 7. Ordnung und die Vermeidung von Beeinträchtigungen der Verstärkerdaten infolge von Kontaktproblemen bei den Umschaltern für Filterperiode und Verstärkung.

Technische Daten Tellurikverstärker:

Eingang: Differenzverstärker (integrierter Instrumentenverstärker), Eingangswiderstand typisch $10G\Omega$, dreifacher Überspannungsschutz, Auslösen von Schmelzsicherungen bei Überspannungen $> 90V$, Eingänge über 3 Telefonbuchsen (2 für Elektroden, 1 für Massehörung als Bezugsmasse)

Verstärkungsfaktoren: 50, 100, 200, 500, 1000, 2000, über Analogmultiplexer einstellbar

Kompensation: Standardbereich $\pm 50mV$, intern umsteckbar auf $\pm 100mV$ oder $\pm 200mV$, 10-Gang Wendepotentiometer

Tiefpaßfilter: 7-poliges Besselfilter ($-140dB/Dekade$), umschaltbar 10s, 120s (über hermetisch dichte Relais)

Spannungsversorgung: $\pm 12V$, $\pm 18mA$ über VG-Leiste

Ausgänge: Miniatur-Koaxial-Buchse in der VG-Leiste, zusätzlich entkoppelter BNC-Ausgang auf der Frontplatte

Mechanischer Aufbau: silikonbeschichtete Europakarte in geschirmter Aluminium-Einschubkassette für 19"-Aufnahmen

Der Besseltiefpaß des Tellurikverstärkers ist 4-stufig aufgebaut (Index $k = 1, 2, 3, 4$). Die komplexe Übertragungsfunktion F_k jeder Stufe k kann wie folgt berechnet werden:

$$\operatorname{Re}(F_k) = \frac{A_k}{A_k^2 + B_k^2} \quad \operatorname{Im}(F_k) = \frac{-B_k}{A_k^2 + B_k^2}$$

mit den Abkürzungen

$$A_k = 1 - \omega^2 T_{k1} T_{k2} \quad B_k = \omega(T_{k2} + T_{k3}) \quad \omega = \frac{2\pi}{T}$$

Die T_{kl} sind Abkürzungen der Filter-RC-Kombinationen. Für die Abschneideperiode 10s können die Werte Tabelle 1 entnommen werden:

	l=1	l=2	l=3
k=1	0.5847	1.4706	0.2711
k=2	0.8033	0.9494	0.3722
k=3	1.1756	0.5130	0.1764
k=4	0.0000	0.9449	0.0000

Tabelle 1: Werte der RC-Kombinationen T_{kl} für Tiefpaß 10s

Die vollständige komplexe Filterübertragungsfunktion F ist das Produkt der 4 Filterstufen:

$$F = \prod_{k=1}^4 \left(\frac{1}{A_k + iB_k} \right)$$

Für die Abschneideperiode 10s können einzelne Stützwerte der Übertragungsfunktion aus Tabelle 2 entnommen werden. Die gleiche Tabelle gilt auch für die Abschneideperiode 120s. Die Periodenwerte der ersten Spalte müssen in diesem Fall nur mit 12 multipliziert werden.

Periode[s]	Realteil	Imaginärteil	Amplitude	Phase
1.0	-.55507E-05	.39431E-05	.68087E-05	-575.4
1.5	-.11278E-03	.15007E-04	.11377E-03	-547.6
2.0	-.76948E-03	-.29326E-03	.82347E-03	-519.1
3.0	-.20302E-02	-.12229E-01	.12396E-01	-459.4
4.0	.57366E-01	-.41052E-01	.70541E-01	-395.6
5.0	.17832E+00	.90702E-01	.20006E+00	-333.0
6.0	.67042E-01	.34403E+00	.35051E+00	-281.0
7.0	-.22790E+00	.41901E+00	.47698E+00	-241.5
8.0	-.49062E+00	.29914E+00	.57463E+00	-211.4
9.0	-.64323E+00	.89280E-01	.64939E+00	-187.9
10.0	-.69444E+00	-.13354E+00	.70716E+00	-169.1
12.0	-.61196E+00	-.49680E+00	.78823E+00	-140.9
15.0	-.33242E+00	-.79299E+00	.85985E+00	-112.7
20.0	.87178E-01	-.91492E+00	.91906E+00	-84.6
30.0	.53351E+00	-.80212E+00	.96334E+00	-56.4
50.0	.81969E+00	-.54921E+00	.98667E+00	-33.8
80.0	.92784E+00	-.35875E+00	.99478E+00	-21.1
100.0	.95356E+00	-.28992E+00	.99666E+00	-16.9
150.0	.97924E+00	-.19521E+00	.99851E+00	-11.3
200.0	.98830E+00	-.14692E+00	.99916E+00	-8.5
300.0	.99479E+00	-.98191E-01	.99963E+00	-5.6
500.0	.99812E+00	-.58989E-01	.99987E+00	-3.4
800.0	.99927E+00	-.36884E-01	.99995E+00	-2.1
1000.0	.99953E+00	-.29510E-01	.99997E+00	-1.7

Tabelle 2: Filterfunktion 7-poliger Bessel-Tiefpass mit der Abschneideperiode 10s

Außer den Tellurikverstärkern wurden als separate Einschübe Tiefpaßfilter für Magnetometer (z.B. EDA-Fluxgatemagnetometer) entwickelt. Bezüglich der Filtereigenschaften sind diese Einschübe identisch mit den Tellurikverstärkern.

Technische Daten Tiefpaßfilter:

Eingang: Eingangswiderstand $10k\Omega$, Eingang über BNC-Buchse auf der Frontplatte

Verstärkungsfaktor: 1

Tiefpaßfilter: 7-poliges Besselfilter (-140dB/Dekade), umschaltbar 10s, 120s (über hermetisch dichte Relais), identisch mit Filter des Tellurikverstärkers

Spannungsversorgung: $\pm 12V$, $\pm 6mA$ über VG-Leiste

Ausgang: Miniatur-Koaxial-Buchse in der VG-Leiste

Mechanischer Aufbau: Europakarte in geschirmter Aluminium-Einschubkassette für 19"-Aufnahmen

5 DCF-Uhr

Die DCF-Uhr ist ein eigenständiges Gerät mit einem kommerziellen DCF-Empfangseinschub, Antenne, internem Akku und eingebautem Ladegerät für den Akku.

Die DCF-Uhr zeichnet sich gegenüber einfacheren Systemen dadurch aus, daß sie auch das dem DCF-Sendesignal überlagerte Phasenrauschen mit einer pseudozufälligen Bitfolge (PZF) auswertet und damit eine höhere absolute Zeitgenauigkeit erreicht.

Über eine serielle Schnittstelle gibt die Uhr jede Sekunde folgendes 32 bit langes Zeittelegramm aus:

```
StxD:15.08.91;T:5;U:14.15.41;##S!Etx
```

Stx = Start of Text (02h)

Stx = End of Text (03h)

keine PZF-Synchronisation

* Freilauf auf Quarzbasis

S Sommerzeit

! Ankündigung vor der Zeitumschaltung

Technische Daten DCF-Uhr

Empfänger: Meinberg PZF 535, alphanumerisches LED-Display für Datum, Uhrzeit und Zusatzinformationen

Antenne: aktive Ferritantenne als 19"-Einschubkassette

Serielle Schnittstelle: RS232C, 9600 Baud, 7 bit, Even Parity, 2 Stop

Ausgangsimpuls: jede Sekunde, 5V-Pegel, 200ms, Abweichung der Sekundenimpulse zweier Systeme, die höchstens 80km auseinander liegen, typ. 10 μ s

Interner Akku: 6V, 4Ah Blei-Gel-Akkumulator ,ausreichend für mehrstündigen (typ. 12h) Dauerbetrieb

Gleichspannungsversorgung: externer 12V-Akkumulator (10V - 15V), Verpolungsschutz

Wechselspannungsversorgung: 230V Netzspannung

Ladegerät: intern, geregelt, sowohl über Gleich- als auch über Wechselspannungsversorgung

Tiefentladeschutz: Abtrennung des internen Akkumulators bei 5,5V

LC-Display: 3 1/2 -stellig umschaltbar für Ladestrom, Stromaufnahme der DCF-Uhr, Spannung des internen Akkumulators

Gehäuse: spritzwassergeschütztes 19"-Gehäuse (halbe Breite), mit verstellbarem Tragbügel

Softwaregesteuerte Magneto-Tellurik-Apparatur

F. Donner, Freiberg

1. Personalcomputer als Controller

Moderne Personalcomputer weisen trotz abnehmenden Volumens eine hohe Leistungsfähigkeit auf. Notebooks und Palmtops kommen dabei mit einer geringen Leistungsaufnahme aus, die dem Energiebedarf von Mikrocontrollern nahekommt. Gegenüber diesen bieten sie jedoch infolge ihrer kompletten Ausstattung mit

- * Display
- * Tastatur
- * Massenspeicher
- * Schnittstellen

den besonderen Vorteil der einfachen Handhabung, insbesondere für mehr oder weniger "einmalige" Anwendungen. Hinzu kommt die relativ simple Programmierung über Hochsprachen.

Es liegt deshalb nahe, derartige Computer sowohl zur Gerätesteuerung als auch zur Datenspeicherung in der Magneto-Tellurik einzusetzen.

Die verhältnismäßig langsamen Vorgänge der MT gestatten es, die Verbindung zwischen MT-Apparatur und PC über die parallele Schnittstelle vorzunehmen.

2. Steuerung der MT-Apparatur, Datenübernahme

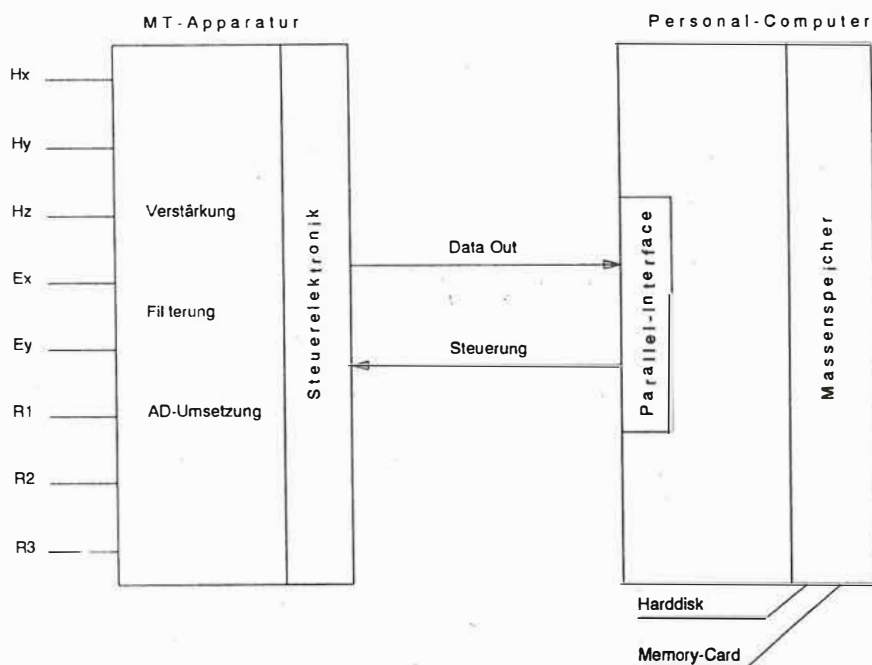


Bild 1 Blockschaftbild der softwaregesteuerten MT-Apparatur

Die Apparatur, deren Blockschaltbild in Bild 1 dargestellt ist, besteht im wesentlichen aus

- * Programmierbaren Verstärkern
- * Analog-Digital-Wandlern mit programmierbarer Tiefpaß-Grenzfrequenz
- * Steuerelektronik.

Die Centronics-Schnittstelle des PC stellt nur wenige Signale für die Daten-Aus-/Eingabe bereit. Um trotzdem die für die MT erforderliche Anzahl von AGC-Verstärkern und Analog-Digital-Umsetzern einstellen zu können, werden diese Signale genutzt, um eine entsprechende Zahl von Ausgangs-Ports zu adressieren und über diese die Steuerung vorzunehmen (Multiplexing).

Die von den ADU gelieferten Daten werden seriell auf eine entsprechende Zahl von Eingangs-Ports geführt, die ebenfalls von den Signalen des Centronics-Ports adressiert werden. Von diesen Ports aus werden die Daten der einzelnen Kanäle nacheinander über die parallele Schnittstelle auf den Massenspeicher des PC gebracht.

2.1. Programmierbare Verstärker

Zur Verstärkung der analogen Signale werden programmierbare Instrumentationsverstärker vom Typ PGA 204 verwendet. Diese haben die folgenden technischen Daten:

Verstärkung	1, 10, 100, 1000 V/V
Offsetspannung	50 μ V max
Offsetspannungsdrift	0.25 μ V/ $^{\circ}$ C
BiAS-Strom	2 nA max
Rauschspannung	0.4 μ Vpp
Betriebsspannung	\pm 4.5 ... \pm 18 V
Betriebsstrom	+ 5 /-4 mA
Eingangsspannungsschutz	bis \pm 40 V
Gleichtaktunterdrückung	> 100 dB

Die Einstellung der Verstärkung geschieht über zwei digitale Eingänge.

Über die Software des PC sind dafür zwei Vorgaben möglich:

- (A)utomatische Verstärkungseinstellung in Abhängigkeit von den Signalamplituden in den einzelnen Kanälen
- (F)este Verstärkungseinstellung

Die (A)utomatische Verstärkungseinstellung (Bild 2) gestattet weitestgehend die Ausnutzung des vollen Dynamikbereiches für jeden Abtastwert. Die Datenwortbreite beträgt 14 bit + 2 Verstärkungsbits.

Verstärkungssteuerung:

- 1) Bei Erreichen des max. ADU-Amplitudenwertes \Rightarrow sofortige Verringerung der Verstärkung um den Faktor 10
- 2) Mehrfache Unterschreitung eines vorgegebenen Minimalwertes \Rightarrow Erhöhung der Verstärkung um den Faktor 10

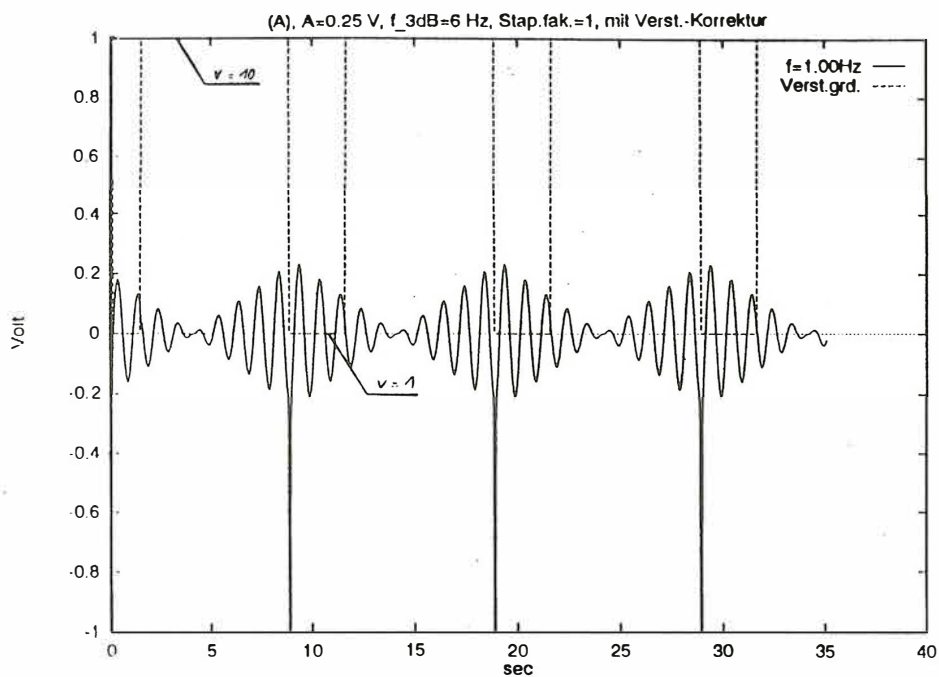
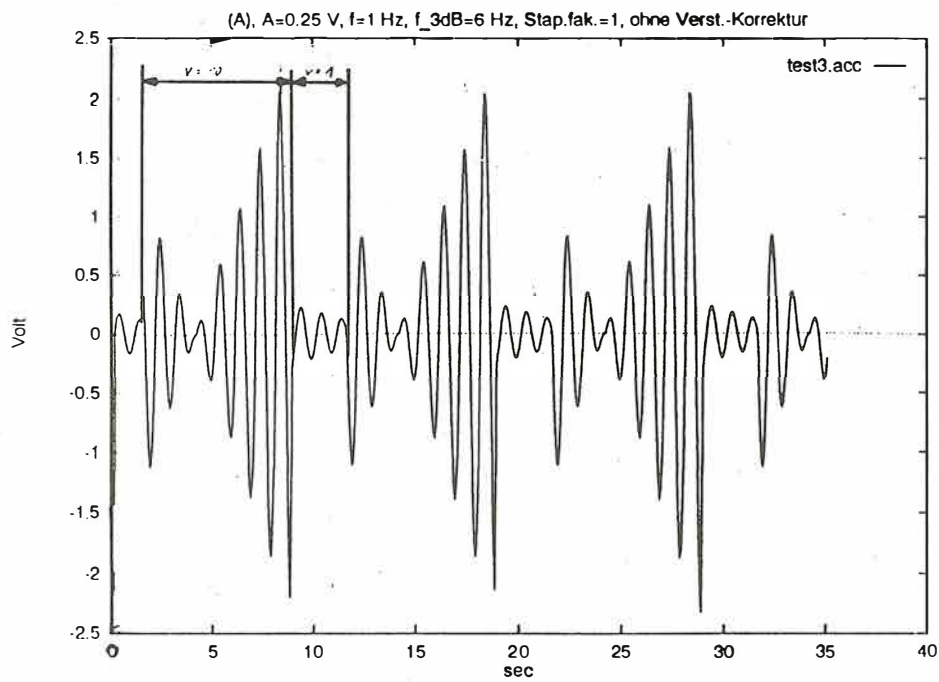


Bild 2 Beispiel einer Aufzeichnung mit automatischer Verstärkungseinstellung

- ohne Verstärkungsfaktor-Korrektur
- mit Verstärkungsfaktor-Korrektur

(F)este Verstärkungseinstellung (Bild 3):

Die fest vorgebbaren Verstärkungswerte betragen 1, 10, 100, 1000. Die Datenwortbreite beträgt in diesem Fall 16 bit.

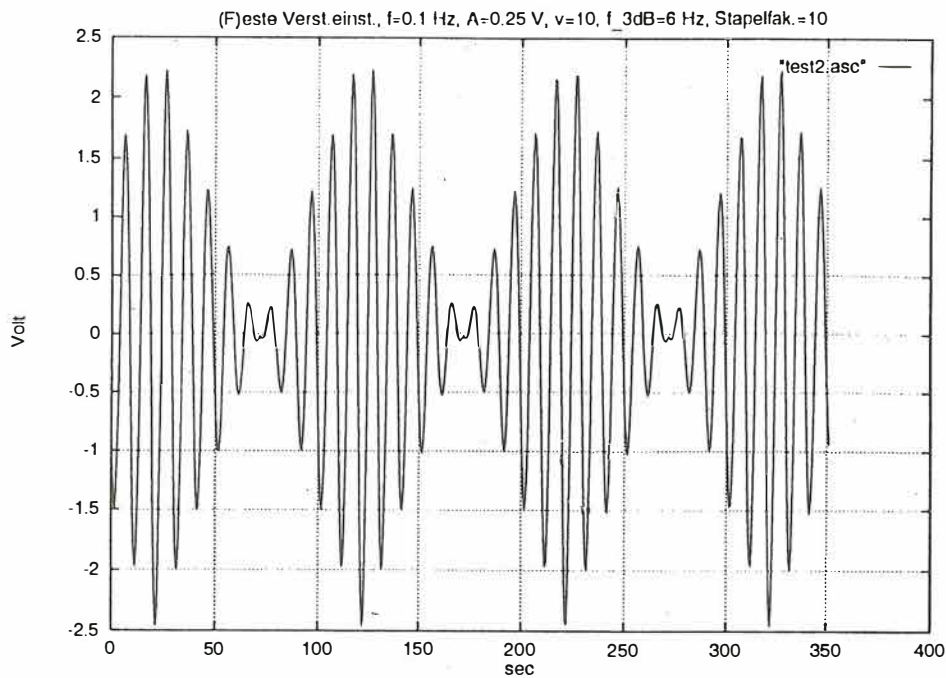


Bild 3 Beispiel einer Aufzeichnung mit fester Verstärkungseinstellung und arithmetischer Mittelwertbildung

2.2. Analog-Digital-Umsetzer

Für jeden von acht Kanälen wird ein Analog-Digital-Umsetzer vom Typ AD 7701 verwendet. Dies sind Wandler mit Sigma-Delta-Konversion und einer Wortbreite von 16 bit. Der ADU enthält als Besonderheit ein digitales Tiefpaßfilter, dessen Grenzfrequenz über die Taktfrequenz des Konverters eingestellt werden kann.

Parameter:

16 Bit-Wortbreite (= 96 dB Dynamik)

0,0015 % Linearitätsfehler

± 2.5 V Analog-Eingangsbereich

4 K SPS max. Ausgangsdatenrate

Tiefpaß-Filter von 0,1 Hz bis 12 Hz einstellbar

(Programmierung der Eckfrequenz über die Taktfrequenz des ADU → Tabelle)

Durch die Wahl der Taktfrequenz können folgende Parameter verändert werden:

Grenzfrequenz TP-Filter $f_{3dB} = f_{CLK} / 409600$ Hz (Bild 4)

Samplingfrequenz $f_s = f_{CLK} / 256$ Hz

Ausgangs-Update-Rate $f_{out} = f_{CLK} / 1024$ Hz

Einschwingzeit $t = 507904 / f_{CLK}$ sec.

Tabelle: Einstellung der ADU-Parameter über die Taktfrequenz f_{CLK}

f_{CLK}/MHz	f_s/Hz	f_{out}/Hz	f_{3dB}/Hz
4,9152	19200	4800	12
2,4576	9600	2400	6
1,2288	4800	1200	3
0,6144	2400	600	1,5
0,3072	1200	300	0,75
0,1536	600	150	0,375
0,0768	300	75	0,1875

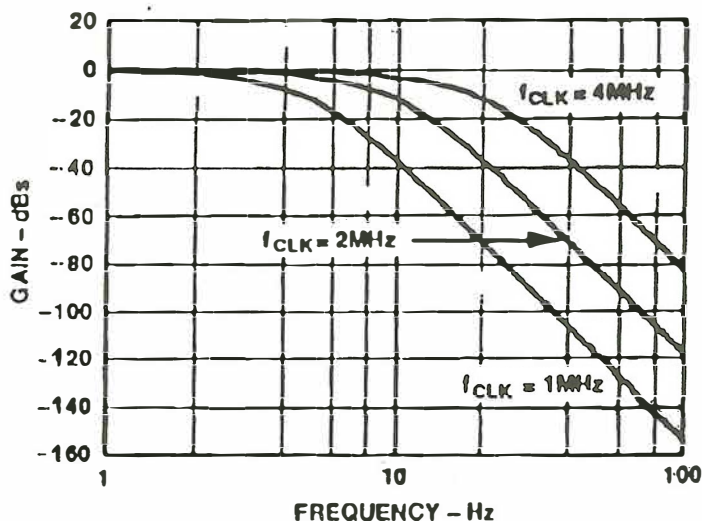


Bild 4 Frequenzgang des Tiefpaß-Filters

2.2.1. Abtastrate

Für jeden Analogkanal wird ein separater ADU zur Digitalisierung eingesetzt. Das Auslesen der Wandler geschieht zeitgleich und wird vom PC gesteuert. Dazu wird der Timer-Interrupt von 54,93 mS genutzt. Die Abtastrate ergibt sich damit zu $18,21 \text{ s}^{-1}$.

2.2.2. Anti-Aliasing-Filter

Zur Unterdrückung von Frequenzen oberhalb der Nyquistfrequenz von 9,1 Hz werden die Tiefpaßfilter der AD-Wandler genutzt. Diese werden softwaremäßig eingestellt, indem die ADU-Taktfrequenz über einen programmierbaren Quarzoszillator verändert wird. (Oszillatorfrequenzen, TP-Grenzfrequenzen s. Tabelle).

3. Mittelwertbildung

Langzeitmessungen bzw. die Aufzeichnung langer Perioden sollten im Interesse geringeren Datenanfalls mit entsprechend verkleinerter Abtastrate vorgenommen werden.

Will man den Timer-Interrupt von $18,21 \text{ s}^{-1}$ weiter als exakte Zeitbasis nutzen, bietet sich die Bildung des arithmetischen Mittelwertes über eine vorgebbare Anzahl von Samples an. Dies bringt gleichzeitig eine Verringerung der über den Takt eingestellten Tiefpaßgrenzfrequenz um den Mittelungsfaktor.

Die Zulässigkeit dieses Verfahrens zeigt der Vergleich von Frequenzanalysen eines Sweeps von 0,025 bis 2,5 Hz, der einmal mit 5 Hz abgetastet wurde und ein zweites Mal mit 20 Hz verbunden mit anschließender Mittelung von jeweils 4 Werten (Bild 5).

4. Meßwertdarstellung

Neben der Datenspeicherung wird der PC zur Darstellung der Meßwerte auf dem Display benutzt. Dies geschieht in Form einer einfachen "Sternchen"-Grafik, wobei die jeweilige Amplitude durch ein ASCII-Zeichen dargestellt wird. Zur Vermeidung von Zeitproblemen wird bei gleichzeitiger Abtastung von 8 Kanälen jeweils nur der Wert eines Kanals der Darstellung hinzugefügt, d.h. es wird in jedem Kanal nur jeder 8. Wert dargestellt (Bild 6).

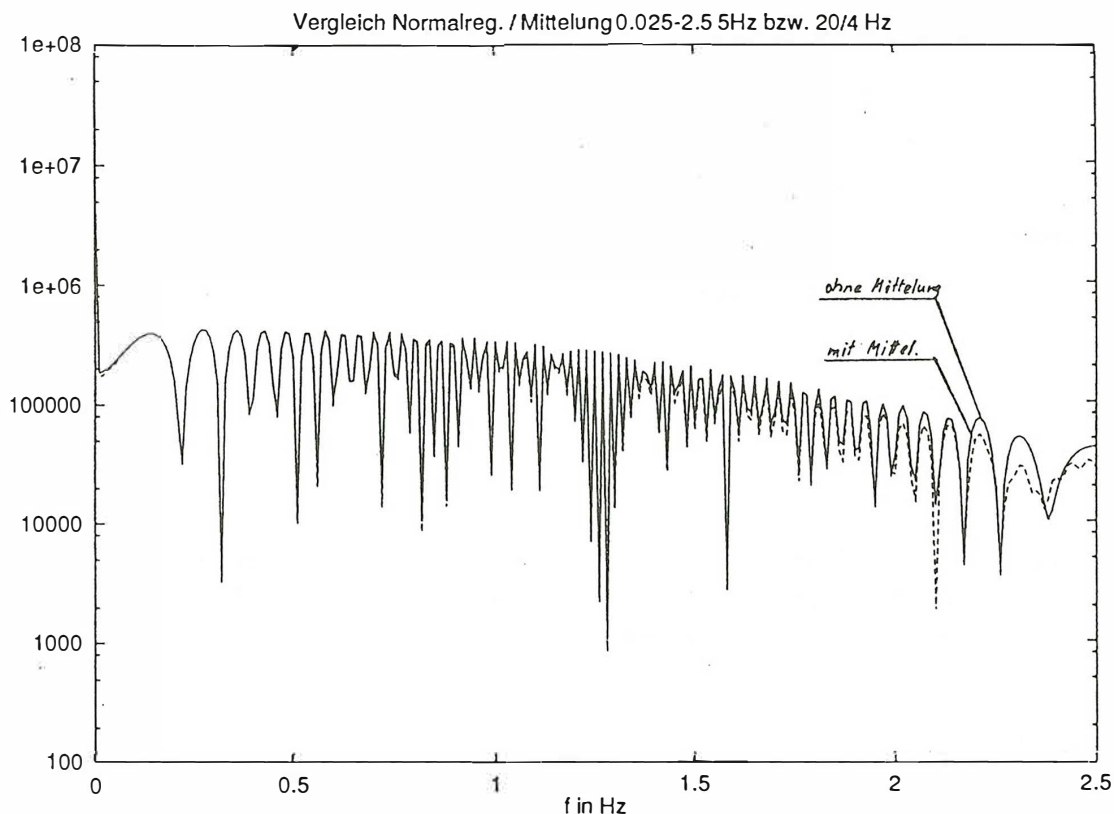


Bild 5 Frequenzanalyse eines Sweeps von 0.025 bis 2.5 Hz

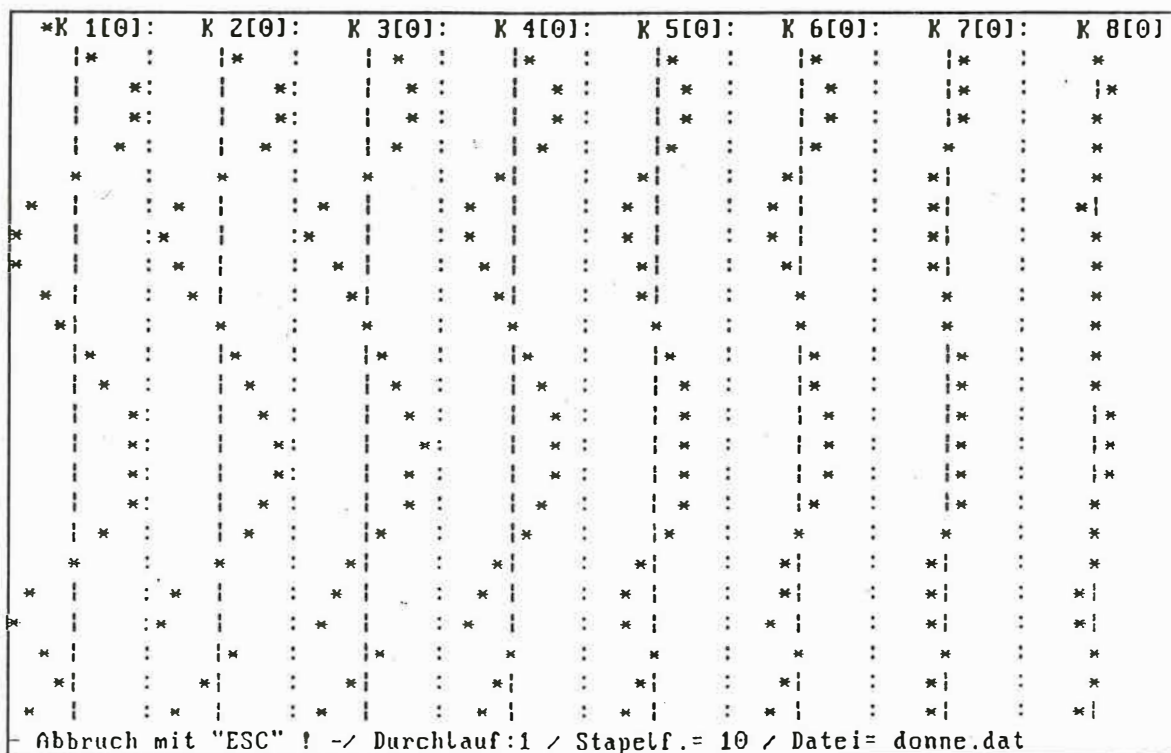


Bild 6 Achtkanalige "Sternchendarstellung" der Signale auf dem Display

5. Personalcomputer und Elektronik

Für die Erprobung wurde ein Palmtop SHARP 3100 verwendet. Dieser PC hat eine Leistungsaufnahme von maximal 1,5 Watt und ist mit zwei Memorycard-Laufwerken ausgerüstet, die zur Datenspeicherung verwendet werden.

Für die Erprobung standen 2 x 2 MByte-Cards zur Verfügung. Ein Speicherausbau auf 2 x 10 MByte sollte mit entsprechenden Speicherkarten problemlos möglich sein (SUNDISK Flash-Memory-Card SDPL 5 - 10). Eine weitere Erhöhung der Speicherdichte ist in naher Zukunft zu erwarten.

Für den Feldeinsatz ist der Palmtop nur bedingt geeignet. In diesem Fall sollte man besser auf Military-Typen zurückgreifen, um den härteren Umgebungseinflüssen gerecht zu werden (z.B. Typen der Fa. ALTEC Hannover).

Die beschriebene Elektronik, d.h.

- je ein Verstärker und ein ADU pro Kanal
- Steuerelektronik für alle Kanäle und für die Datenübertragung

ist auf zwei Leiterplatten im Europaformat untergebracht.

Der Strombedarf bei einer Speisespannung von 12 V beträgt:

Elektronik	ca. 75 mA
PC SHARP 3100	ca. 150 mA

Polynomdarstellung von Geräteresonanzkurven

Die Beobachtungsgrößen in der Elektromagnetik sind die zeitlichen Variationen der Komponenten der magnetischen Flußdichte \underline{B} oder deren zeitlicher Ableitung $\dot{\underline{B}}$ und des elektrischen Feldes \underline{E} , die mit Hilfe geeigneter Sensoren erfaßt werden. Der Sensor einschließlich der zugehörigen Analogelektronik verhält sich dabei als Filter, der das zeitlich variierende Meßsignal $s(t)$ über die Filtercharakteristik $g(t)$ in das aufgezeichnete Signal $f(t)$ transformiert:

$$f(t) = \int_0^\infty g(\tau)s(t - \tau)d\tau = g(t) * s(t) \tag{1}$$

Die Faltung der Funktionen $g(t)$ und $s(t)$ im Zeitbereich entspricht der Multiplikation ihrer Fouriertransformierten $G(\omega)$ und $S(\omega)$ im Frequenzbereich

$$F(\omega) = G(\omega) \cdot S(\omega) \tag{2}$$

F , G und S sind komplexe Funktionen der Kreisfrequenz ω , $G(\omega)$ heißt auch (Geräte-)Resonanzkurve.

Da die Datenanalyse im Frequenzbereich erfolgt, kann bei bekannter Resonanzkurve G die Beobachtungsgröße F leicht ermittelt werden. G wird in der Regel im Labor für ausgewählte Frequenzen ω_l bestimmt. Die Aufgabe ist, $G(\omega)$ aus den Eichwerten $G^*(\omega_l)$ für den in der Auswertung interessierenden Frequenzbereich zuverlässig zu bestimmen.

Dieser Beitrag behandelt nur den Tiefpaß- und Hochpaßfilter – die Kombination der beiden ergibt den Bandpaßfilter. Für den Tiefpaß ist die Methode in ähnlicher Form von (Siemon, 1986) beschrieben worden.

Im allgemeinen läßt sich der Tiefpaß n-ter Ordnung $G_T(\omega)$ mit $\alpha = \sqrt{-1}\omega = i\omega$ darstellen als (siehe z.B. Lancaster, 1981)

$$G_T(\omega) = \frac{1}{a_n\alpha^n + a_{n-1}\alpha^{n-1} + a_{n-2}\alpha^{n-2} + \dots + a_0\alpha^0} \tag{3}$$

Der Kehrwert ergibt ein komplexes Polynom, dessen gerade Potenzen den Realteil und dessen ungerade Potenzen den Imaginärteil beschreiben

$$G_T^{-1}(\omega) = \sum_{j=0}^n a_j\alpha^j = \underbrace{\sum_{k=0}^{[n/2]} a_{2k}\omega^{2k}}_{\text{real}} + i\omega \underbrace{\sum_{k=1}^{[(n+1)/2]} a_{2k-1}\omega^{2k-1}}_{\text{imaginär}} \tag{4}$$

Der Ausdruck $[n/2]$ bedeutet dabei die größte ganze Zahl kleiner oder gleich $n/2$.

Der Hochpaß n-ter Ordnung läßt sich im allgemeinen als

$$G_H(\omega) = \frac{\alpha^n}{b_n\alpha^n + b_{n-1}\alpha^{n-1} + b_{n-2}\alpha^{n-2} + \dots + b_0\alpha^0} \tag{5}$$

schreiben, mit dem Kehrwert

$$G_H^{-1}(\omega) = \frac{1}{\alpha^n} \sum_{j=0}^n b_j\alpha^j = \underbrace{\frac{1}{(i\omega)^n} \sum_{k=0}^{[n/2]} b_{2k}\omega^{2k}}_{\substack{n \text{ gerade: real} \\ n \text{ ungerade: imag}}} + \underbrace{\frac{1}{(i\omega)^{n-1}} \sum_{k=1}^{[(n+1)/2]} b_{2k-1}\omega^{2k-1}}_{\substack{n \text{ gerade: imag} \\ n \text{ ungerade: real}} \tag{6}$$

Jede Resonanzkurve läßt sich damit über ihren Kehrwert durch 2 Polynome, getrennt für Real- und Imaginärteil ausdrücken.

Aus der Instrumenteneichung liegen die Meßwerte $G^*(\omega_l)$ für L Frequenzen vor, deren Kehrwerte nach (4) bzw. (6) angepaßt werden. Zunächst werden dazu die Vorfaktoren der Summanden auf die linke Seite gebracht: Zum Beispiel ergibt die Anpassung an den Imaginärteil von $(i\omega_l)^{n-1}(G_H^*(\omega_l))^{-1}$ für n gerade, bzw. an den Realteil für n ungerade die Polynomkoeffizienten b_{2k-1} aus (6). Für die Ausgleichsrechnung wurde die Routine LFIL aus den Numerical Recipes (Press et al., 1989) benützt.

Ein Bandpaßfilter entsteht aus dem Produkt $G(\omega) = G_T(\omega) \cdot G_H(\omega)$. Es ist nicht notwendig, zur Bestimmung der Polynomkoeffizienten a und b die Eichung getrennt durchzuführen. Aus numerischen Gründen sind zwei Vorgehensweisen zu unterscheiden:

1) Liegen die Eckfrequenzen des Hoch- und Tiefpasses ausreichend weit auseinander – d.h. die Eichwerte der beiden Filter beeinflussen sich nicht gegenseitig –, so erfolgt die Berechnung der Polynomkoeffizienten a und b getrennt für jeweils die Eichwerte aus dem Bereich der Eckfrequenzen.

2) Andernfalls erfolgt die Anpassung iterativ: Es wird zunächst der Tiefpaß im Bereich seiner Eckfrequenz angepaßt, dann der Hochpaß an die Quotienten $G^*(\omega_l)/G_T(\omega_l)$, danach der Tiefpaß an die Quotienten $G^*(\omega_l)/G_H(\omega_l)$, usw., bis sich die Werte für G_T und G_H stabilisieren.

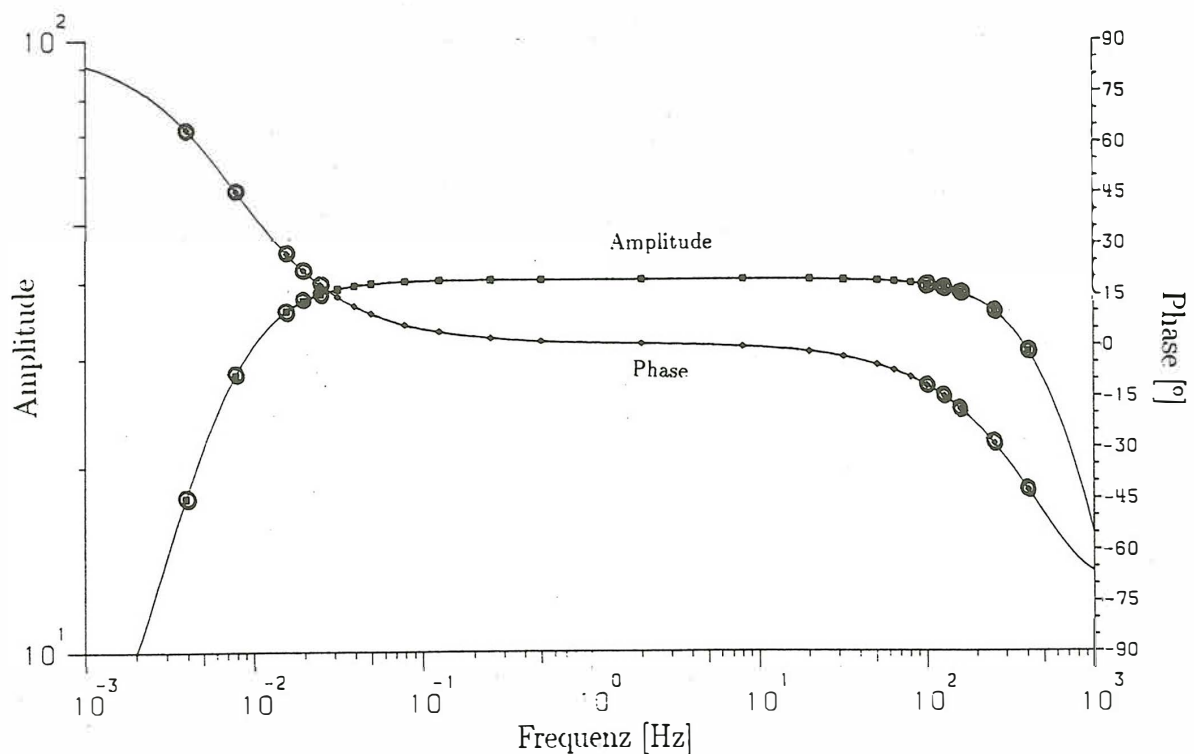


Abb.1: Amplituden und Phasen von 24 Eichwerten eines Tellurik-Bandpasses. Die durchgezogenen Linien stellen die angepaßte Filterfunktion dar, wobei nur die eingekreisten Werte für die Anpassung verwendet wurden. Beim Tiefpaß wurden für den Realteil ein Polynom 3. Grades und den Imaginärteil eines 2. Grades angepaßt, beim Hochpaß für den Realteil ein Polynom 2. Grades und den Imaginärteil eines 1. Grades.

Abb. 1 zeigt ein Beispiel für die Eichwerte und die angepaßte Eichkurve in Form von Amplitude und Phase. Es wurden Hoch- und Tiefpaß getrennt nur aus den mit Kreisen versehenen Eichwerten angepaßt, d.h. alle anderen Eichungen waren überflüssig, zeigen in diesem Fall aber die hervorragende Übereinstimmung zwischen gemessenen und angepaßten Eichwerten.

Die beschriebene Methode kann bei höheren Filterordnungen zu Instabilitäten führen, die bisher durchgeführte Anpassung von 25 Eichkurven der verschiedenen Edinburger Geräte erwies sich jedoch als unproblematisch. Die Vorteile der Polynomdarstellung seien noch einmal kurz zusammengefaßt:

- Die Beschreibung der Resonanzkurve geschieht durch die hinreichend und notwendige Anzahl von Koeffizienten.
- Die Eichprozedur, die besonders für den Hochpaß sehr zeitaufwendig sein kann, wird reduziert, da die Anzahl der Frequenzen in etwa der Filterordnung (getrennt für Hoch- und Tiefpaß) entspricht. Eichfehler werden schnell erkannt.
- Es ist die gemeinsame Eichung von Hoch- und Tiefpaß möglich. Selbst bei nachträglichem Abschalten des Hochpasses während des Geländeeinsatzes ist die Resonanzkurve für nur den Tiefpaß über dessen Koeffizienten berechenbar.

References

- Lancaster, D. (1981). *Active-Filter Cookbook*. Howard W. Sams & Co., Inc., Indianapolis.
- Press, W. H., Flannery, B. P., Teukolsky, S. A., und Vetterling, W. T. (1989). *Numerical Recipes*. Cambridge University Press, Cambridge.
- Simon, B. (1986). Magnetotellurische und erdmagnetische Tiefensondierung entlang eines Profils von Hannover bis zum Solling. Dipl.Arb. Inst. f. Geophys. Univ. Göttingen.

E. Erkul, A. Müller, J. Zschau

CONTINUOUS MAGNETOTELLURIC MEASUREMENTS AT THE NORTH ANATOLIAN FAULT ZONE : FIRST RESULTS

Introduction

In the frame of the European Programme of Climatology and Hazards a new system for long-term magnetotelluric measurements (MT) has been developed at the Geophysical Institute of the University of Kiel (IfG-Kiel) in order to investigate the usefulness of continuous MT measurements in earthquake prediction research. The main objective was the attempt to detect "Seismic Electrical Signals" preceding earthquakes like they have been reported by Varotsos et. al. (1991). The reliability of these effects in connection to earthquakes is still in discussion. Especially most of their published data are not corrected for the well known induction effect due to magnetic variations. In this work special emphasize has been given to reduce the measured electric variations by the magnetic induced effects. This method has successfully been carried out for a time interval of five weeks at two stations in Greece (Chouliaras and Rasmussen, 1988). It works under the consideration of a constant magnetotelluric transfer functions. In contrast, Müller et. al. (1994) attempt to resolve temporal variations of the magnetotelluric transfer functions.

The measuring system

The system has been developed in 1992 at the Geophysical Institute of the University of Kiel (IfG-Kiel). It contains a data-logger (heslog08/20; IfG-Kiel in close cooperation with Heinrich Seifert Heslab GmbH), a three axis flux gate magnetometer (Bartington; Dr. Beblo of Geomag. Obs. FFB), Cu-CuSO₄-probes (IfG-Kiel), a solar-power station (AEG/Hoppecke) and a DCF-time-signal-clock (Hopf). It records up to 100 MB data in 7 galvanically separated channels with a resolution of 20 bit and a digitizing rate up to 20 sample/sec. It has an extremely low power consumption. Digital-offset-compensation of the signal is possible. Fig.1 shows the components of the datalogger. More detailed information about the technical specification is given at an additional page.

The measuring sites

The localizations for the long-term measurements have been chosen according to previous magnetotelluric prospection results. Special emphasize has been given to a low noise-level at the testsites. Finally, two MT-stations have been installed in Kuzuluk and in Gökören in the area of the Turkish-German Earthquake Research Project at the western end of the North Anatolian Fault Zone (NAFZ) (Fig.2). Other stations have been installed in Greece at Volos and at Lutraki and on the island Milos.

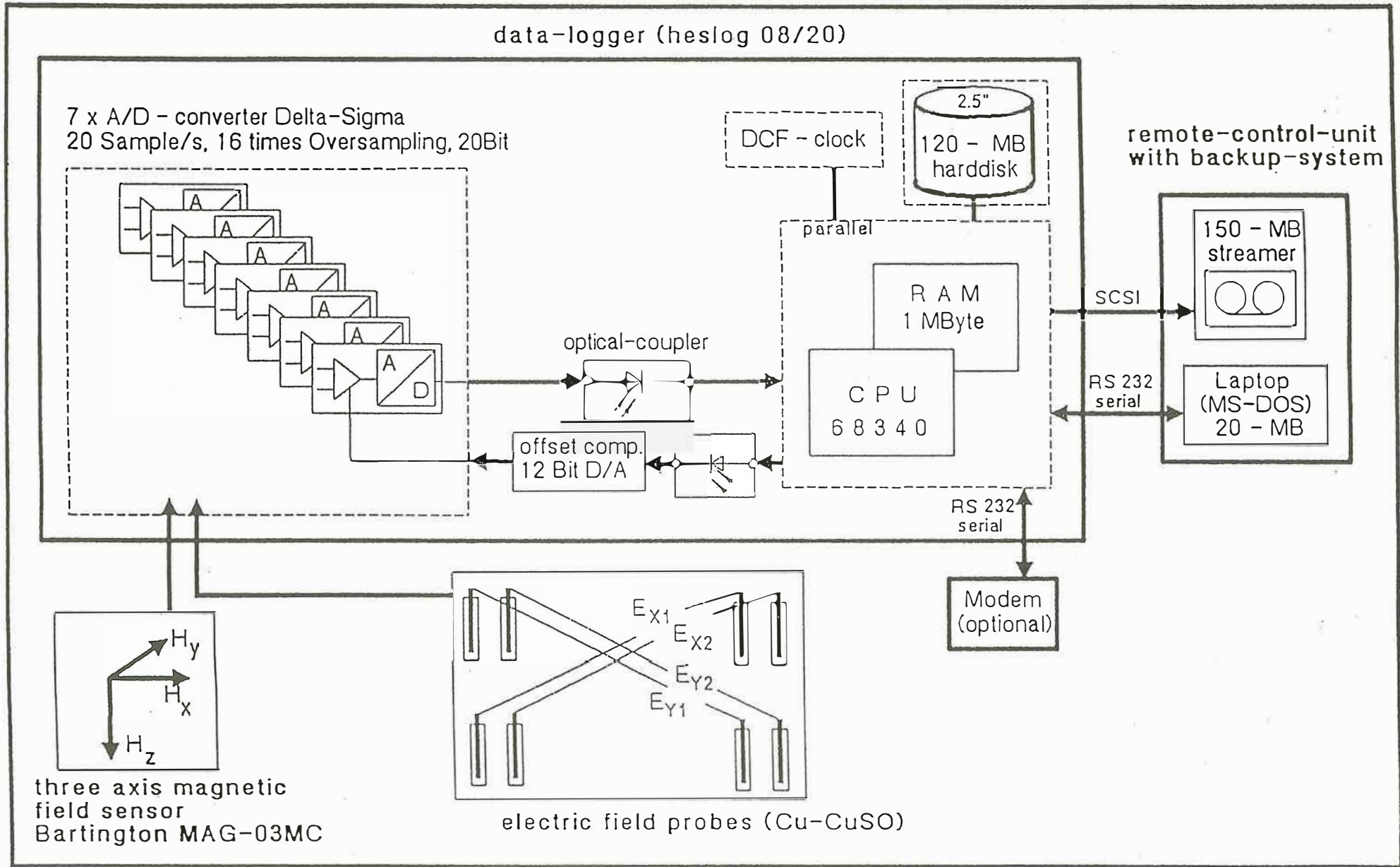


Fig. 1 The new developed MT - recording system

Specifications of the data-logger

Size	420 X 240 X 210mm
Box	aluminum-box water-resistant (IP 65)
Weight	10kg
Power	12Volt/ normal 6 - 8Watt, peak 10 - 12Watt
Sampling rate	0.1Hz - 20Hz adjustable by software oversampling technique and digital filter
Channels	7 X CMOS-Delta-Sigma-Converter and preamplifier, each channel galvanically insulated
Preamplifier	gain-setting (10, 100, 1000) adjustable by jumper for each channel
ADC	Resolution: 20 bit
ABC	Active Background Calibration for compensation of temperature drift
CPU	68340, 16/32 bit, 2MB (possible to enlarge) static-Ram, 128kByte Programme Rom, RTC, Watchdog
Mass-Storage	2.5"-hard disk with IDE-interface, 120MByte (shock up to 60g off line)
Interfaces	SCSI for tape streamer, RS-232C for remote-control, RS-232C for DCF-clock, RS-232C optional for modem
Power supply	input: 220 Volt, 45 - 60 Hz and/or 12V DC (9 - 18 Volt) output: +/-12 Volt, max. 200 mA for magnetic device
Software	communication-programme via RS-232, parameter controlled data acquisition - sample rate - max. number of data - number of channels - offset compensation - setting of date and time - process controlling programme - harddisk management - data transfer to harddisk - upload to backup-medium (tape-cartridge) via parallel port (SCSI) - self-test - storage of actual parameters and protocolled automatical restart after failure - on-line data display
Remote-Control-Unit with Backup-System	(tape-streamer with 150MByte, Teac-System), 3.5" harddisk with 150MByte, 3.5" floppy-driver with 1.44 MByte, communication- and upload-programme for data-logger, LC-display B/W, with 640 X 480 pixels, keyboard, operation system MS-Dos 5.0, processor 80C286, in vibration-dampened case.

Location of the MT-Stations

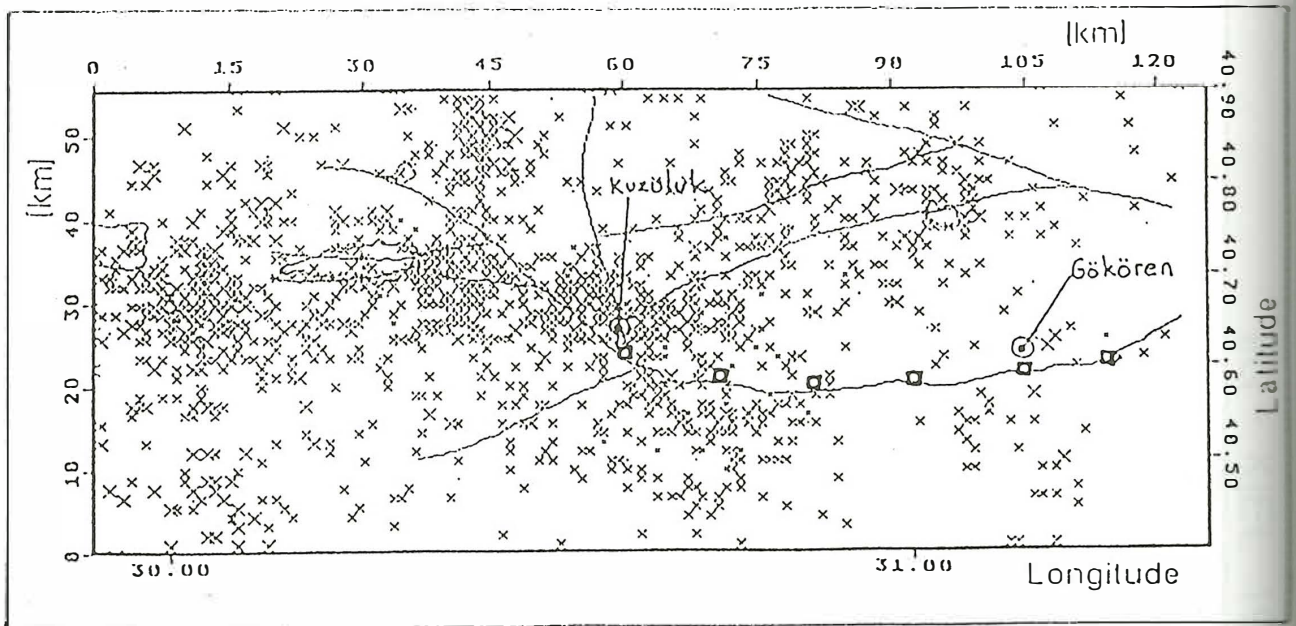
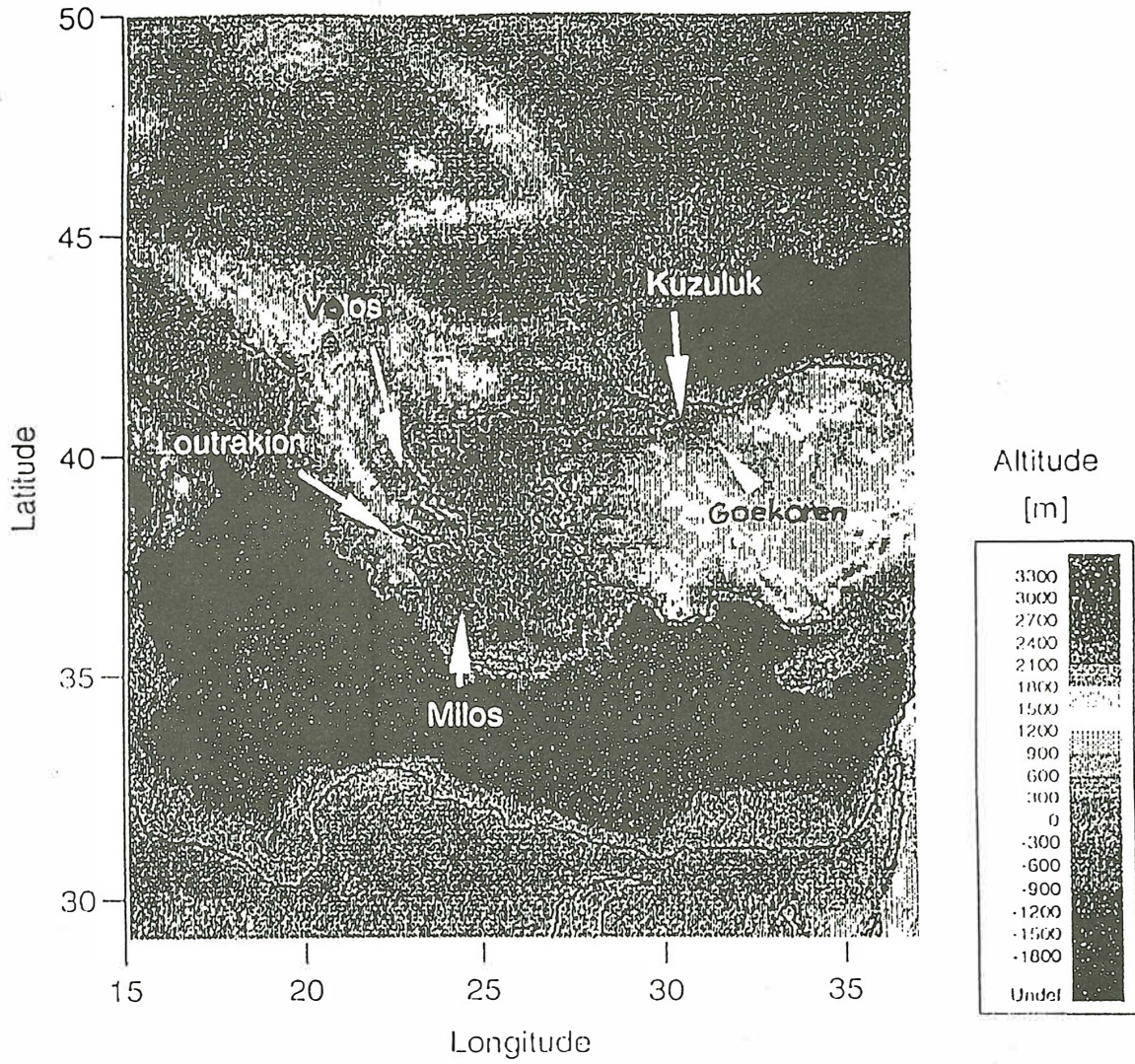


Fig. 2 Seismicity of the work area in Turkey and the location of the recording stations

x earthquake **M₄** **⊙** Magnetotelluric Station **□** Mulliparameter Station

Magnetotelluric Transfer-Functions (Amplitudes and Phases)

Fig.3 and Fig.4 show amplitudes and phases of the magnetotelluric transferfunctions derived from 1-minute averages from a data set 19.03 to 23.03.93. The magnetic and electric signals are recorded with a rate of 2 Hz. In order to reduce the effects of the discontinuities on the computed spectra the time series are multiplied with a cosinus-window-function and the linear-trends are removed. Subsequently the daily-variations (sq) are subtracted. The resulting variations of the components are plotted relatively in a graphic window. The error-bars are calculated from the multiple-squared-coherency and the number of the degrees of freedom for a 95% confidence-limit. The lowest frequency-band and the highest frequency-band show relatively large error-bars for the following reasons : the low frequency-band is not so well determined because it contains only a few full oscillations. Furthermore, the power in the low frequency band of the telluric-signal is low. The power in the highest frequency of the magnetic-signal-band is also low. The spectrum-curves of the magnetotelluric-tensor are quite smooth within the scope of accuracy. With increasing frequency the transmission increases according to the induction law. The Z_{xy} and Z_{yy} -components of the impedance tensor in the spectrum-bands higher than 100 cpd contain the smallest error-bars and the highest amplitude values. This would not be expected from a lateral-homogenous subsoil. It indicates conductivity distortions.

First Results from the Station Gökören

Fig.5 shows minute-averages of MT-data from 19.03 to 23.03.93 at the station in Gökören. $(E_{x,th})$ and $(E_{y,th})$ are calculated electrical variations from the impedance-tensor and the magnetic data. $(E_{x,res})$ and $(E_{y,res})$ are the electric variations after reduction of the magnetic induction effects from the measured electric data. The resulting variations of the components are plotted relatively. The arrows indicating disturbances observed approximately every 24 hours in the whole dataset. The frequency is around 0.1 Hz, therefore it is damped for minute-values. The daily recurrence indicates artificial noise. The disturbances give an example for the improved facility to detect anomalies in the residual electric field due to the method of correction for induction effects.

Fig.6 shows 1-minute-averages from 11.04.93 - 4.06.94 . The data are highpass-filtered with a corner frequency of 5 cpd. Comparing time sections of high electric variations with the residuals it appears that there is a small remaining inductive part left in the residual variations. A low energy level remains due to the limited accuracy of the magnetometers for higher frequencies.

Due to the well determined transfer-function it was possible to reduce the magnetic induction effects in the electric time series drastically. The remaining variations in the reduced electric $(E_{x,res}$ and $E_{y,res})$ time series are:

- low frequency parts due to sq-variations and weakly determined transfer-functions.
- high frequency parts according to errors in the transfer-functions.

Magnetotelluric Transfer-Functions (Amplitudes)

Gökören, 1 minute values, 19.03. - 23.03.93

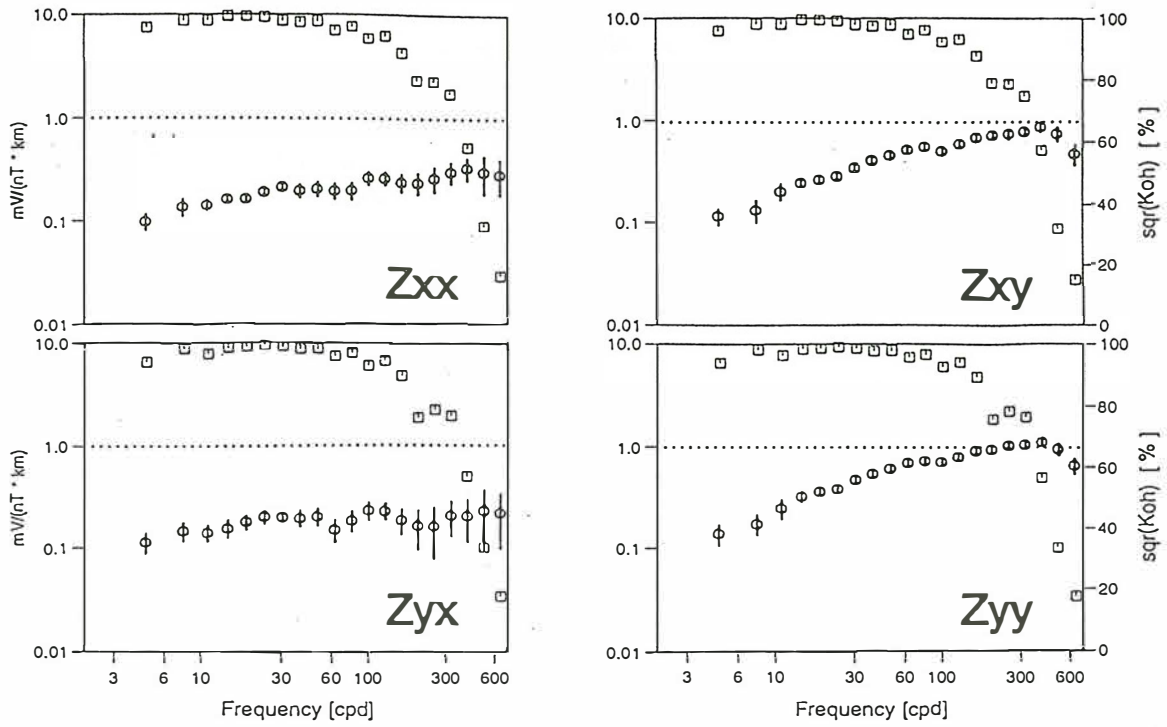


Fig.3 Amplitudes of the impedance tensor elements
The squares show the multiple squared coherency (scaling right).

Magnetotelluric Transfer-Functions (Phases)

Gökören, 1 minute values, 19.03. - 23.03.93

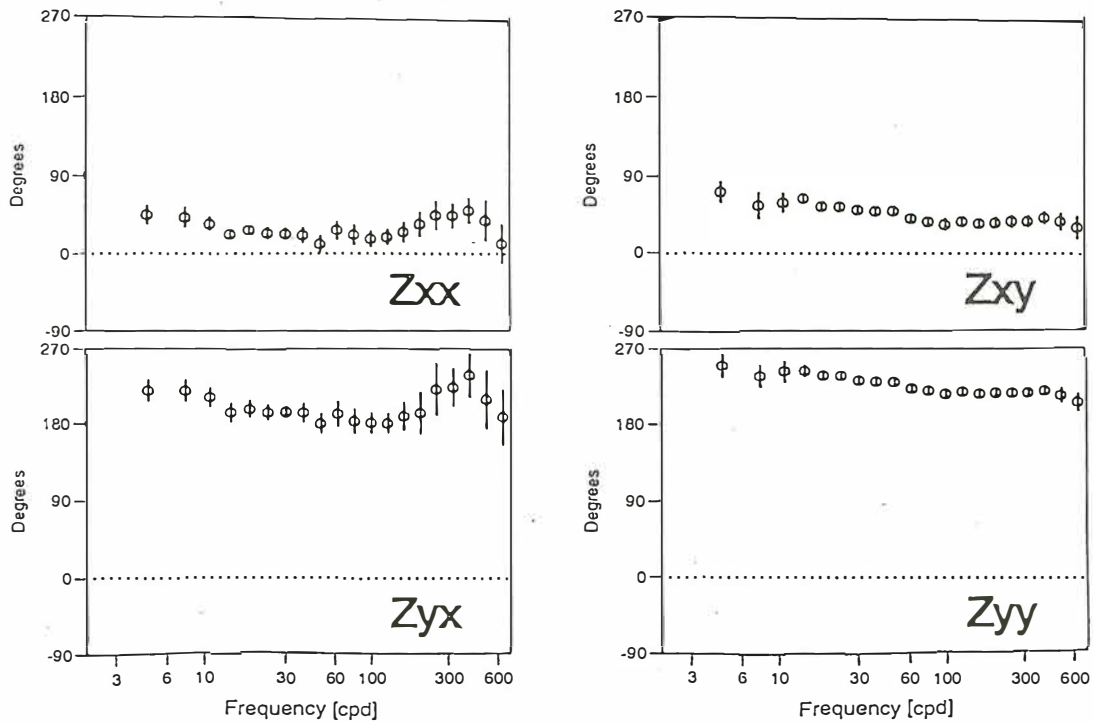


Fig.4 Phases of the impedance tensor elements

MT in Goekoeren dt = 1 minute 19.03. - 23.03.93

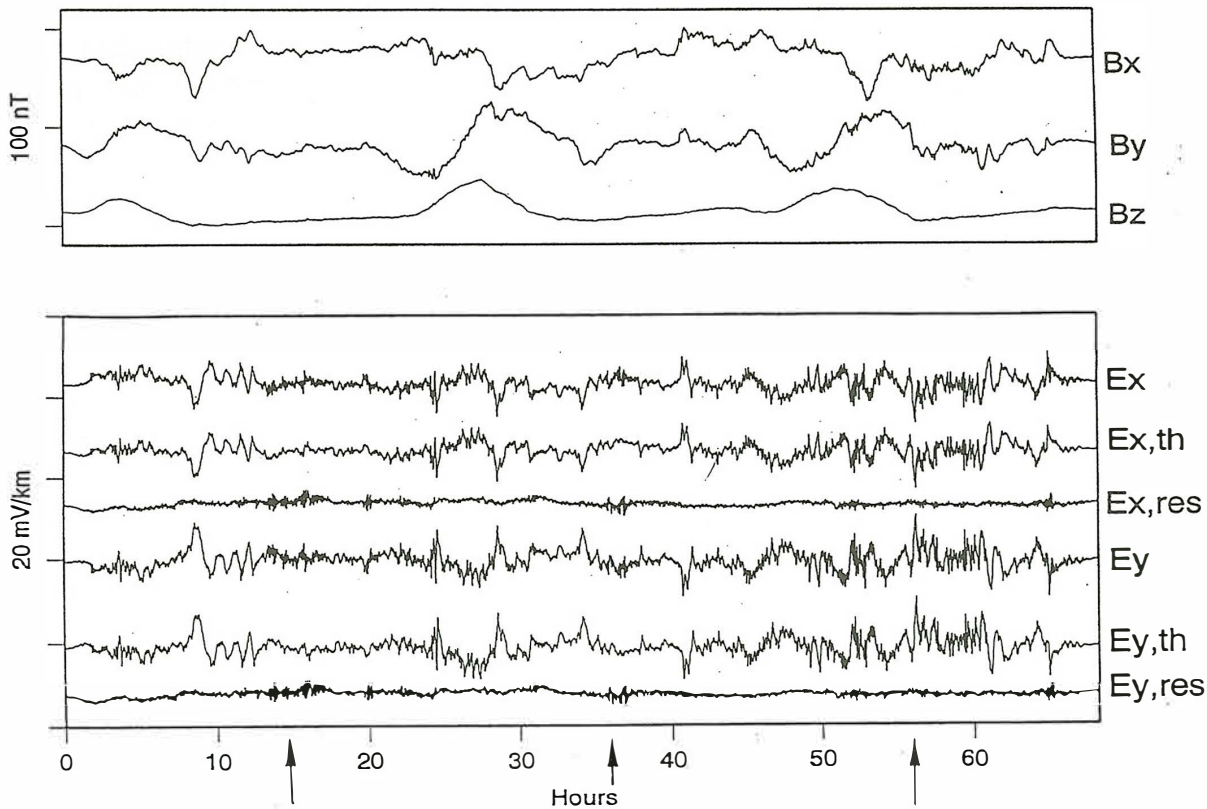


Fig.5 Plot of analysed magnetic (B) and electric (E) variations from Gökören.
 Components : (x)-North-South, (y)-East-West, (z)-Vertical
 (th)-theoretical induced electric variations
 (res) - residual electric variations
 Just relative values are shown. Offsets are arbitrary.

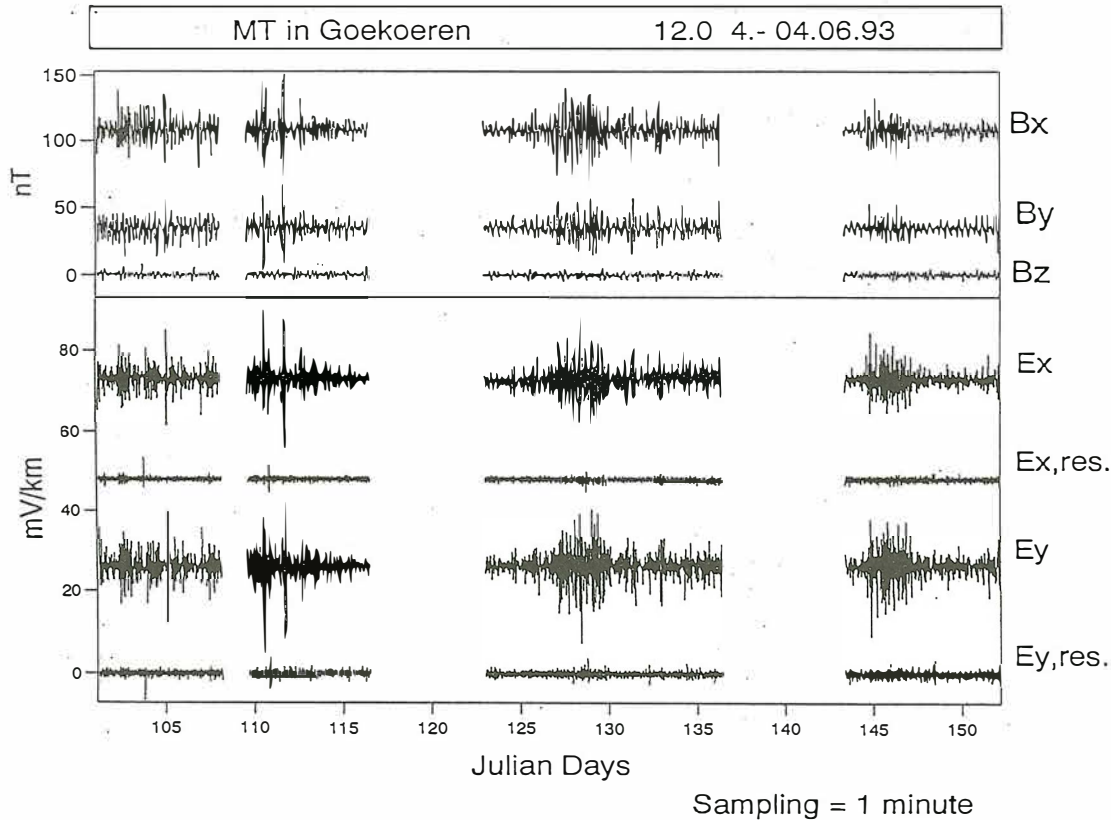


Fig.6 Plot of analysed magnetic (B) and electric (E) variations from Gökören.
 Components : (x)-North-South, (y)-East-West, (z)-Vertical
 (res) - residual electric variations

- other high frequency disturbances with so far unknown origin. Due to the effectiveness of the reduction it was possible to see distortions with periods lower than 1 min and durations of 2-3 hours per day in the electric time series. The reason of this distortions is not yet clear. It may represent a technical noise in this area.

Conclusion and Outlook

Within a period of about one year the MT-measurements have shown that our MT-System is appropriate for long-term-recording. The method of calculating theoretical electric variations from the MT-transfer function and the magnetic variations made it possible to reduce electrical time series by the magnetically induced effects. Now we can compare the reduced time series with meteorological variations and other measured parameters at the multiparameter stations of the Turkish-German-Earthquake- Research-Project, and especially try to correlate them with seismic activity. Up to now no "SES-like" signals have been detected in the analysed blocks of data. However, since the start of the measurements no strong earthquake has occurred in the vicinity of the MT-stations in Turkey.

In the future it is planned :

- to continue the MT-data-recording, -analysis and -interpretation in close cooperation with the participants.
- to compare the results of the MT-interpretation with parameters recorded at the multiparameter-stations in the test-area of the Turkish-German-Earthquake-Prediction-Research-Project.
- to study the possibility of on-line analysis of the data in the field in order to reduce the amount of data and allow on-line transfer of the most important parameters such as transfer functions and other quantities.

References

- Chouliaras, G. and Rasmussen, T.M.:** The application of the magnetotelluric impedance tensor to earthquake prediction research in Greece; *Tectonophysics*, 152, 119 - 135, **1988**.
- Müller, A., Erkul, E. and J. Zschau, J. :** Stabilität von MT - Übertragungsfunktionen aus Daten des Deutsch-Türkischen Erdbebenvorhersage Forschungsprojekts, this issue, **1994**.
- Varotsos, P. and Lazaridou, M.:** Latest Aspects of Earthquake Prediction in Greece Based on Seismic Electric Signals; *Tectonophysics*, 188, 321-347, **1991**.

Ein- und Zweidimensionale Interpretation von Radio-Magnetotellurik Messungen auf einer Altlast in Köln-Ossendorf

G. Zacher, B. Tezkan, F.M. Neubauer, Köln,
I. Müller, Neuchâtel

Institut für Geophysik und Meteorologie, Universität zu Köln

* Centre d'Hydrogéologie de l'Université de Neuchâtel

1 Einführung

Die LF-R-Methode (auch als Radio-Magnetotellurik bezeichnet) stellt eine Erweiterung des VLF-R-Verfahrens (Very Low Frequency - Resistivity) im Frequenzbereich dar, da die elektrischen und magnetischen Felder nicht nur des Längstwellen- (10–20 kHz), sondern auch des Lang- und Mittelwellenbereiches (10–2000 kHz) gemessen werden. Dies ermöglicht eine Anwendung des Verfahrens zur Sondierung des oberflächennahen Untergrundes, je nach spezifischem elektrischen Widerstand zwischen einigen Metern und 100er Metern. Da in diesem Frequenzbereich viele Sender aus unterschiedlichen Richtungen zur Verfügung stehen, kann analog zur Magnetotellurik (MT) eine tensorielle Auswertung vorgenommen werden. Weiterhin kann bestehende und hochentwickelte mehrdimensionale MT-Interpretations-Software zur Anwendung kommen.

Die SHOTEM-Methode ('Short Offset' Transiente Elektromagnetik) ist ein Verfahren im Zeitbereich und ermöglicht, ebenfalls in Abhängigkeit vom spezifischen elektrischen Widerstand des Untergrundes, Erkundungstiefen von etwa 10 bis zu mehreren 100er Metern.

Beide Methoden überlappen und ergänzen sich in der Erkundungstiefe. Sie sollen auf Deponien und Altlasten erprobt werden, deren Untergrund in der Regel äußerst inhomogen strukturiert ist. Dort wird eine eindimensionale Interpretation sehr erschwert und verlangt nach 2D- (oder auch 3D-) Interpretation.

Hier werden die Ergebnisse vorgestellt, die mit Hilfe ein- und zweidimensionaler Interpretationssoftware gewonnen wurden. Die Anwendung erfolgte an zweidimensionalen synthetischen Daten sowie an Felddaten.

2 Modellrechnungen mit synthetischen Daten

Altlasten und Deponien zeichnen sich meist durch eine Erniedrigung des elektrischen Widerstandes im Vergleich zur Umgebung aus. Deshalb wurde das hier gezeigte zweidimensionale (2D-) Modell gewählt (Abb. 1), in dem der Müllkörper (spezifischer elektrischer Widerstand = $20 \Omega\text{m}$) einen starken Widerstandskontrast zur Deckschicht ($100 \Omega\text{m}$) sowie zu der darunterliegenden Schicht ($200 \Omega\text{m}$) besitzt. Zusätzlich sind zwei Inhomogenitäten im Müllkörper modelliert worden: Eine oberflächennahe quaderförmige Struktur (Struktur $1.2 \Omega\text{m}$), die eine Müllakretion verkörpern soll, und eine tieferliegende, in

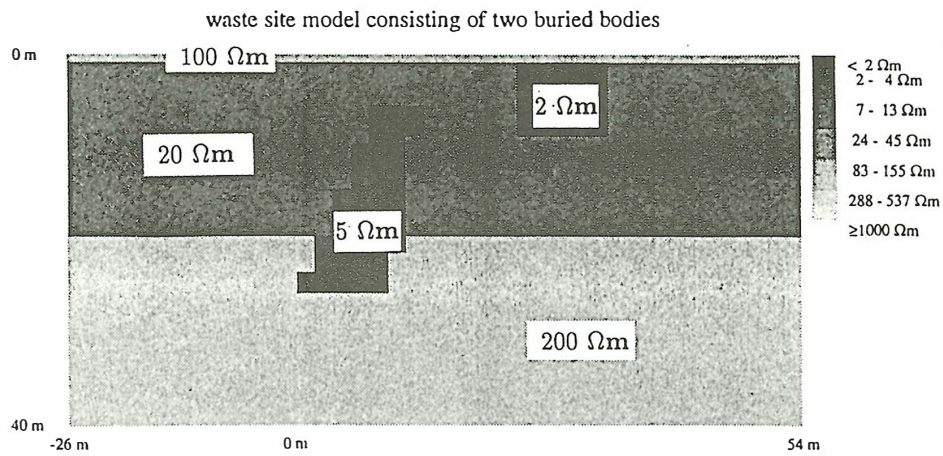


Abbildung 1: 2D-Modell für eine Altlast mit zwei Inhomogenitäten

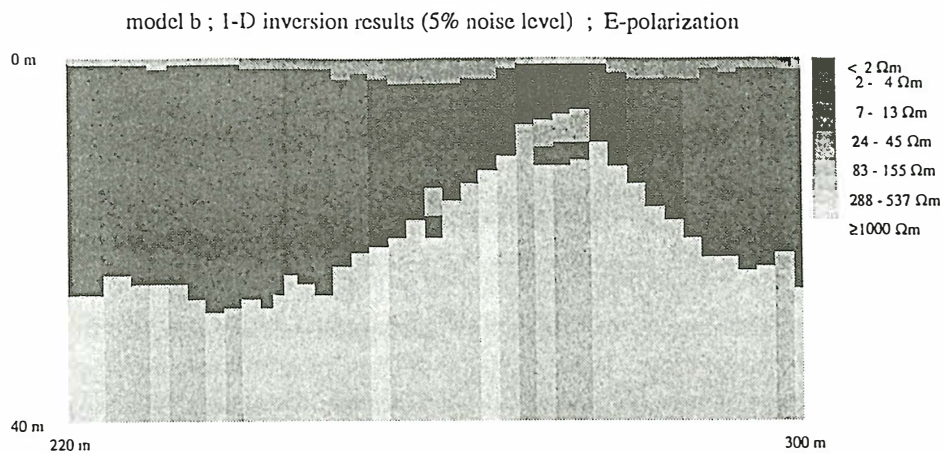


Abbildung 2: 1D-Inversionsergebnisse der E-Polarisation für das Modell aus Abb. 1.

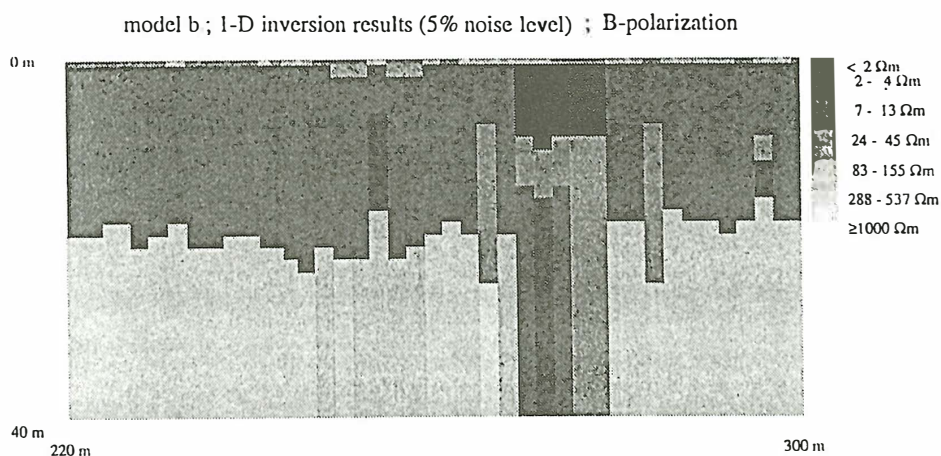


Abbildung 3: 1D-Inversionsergebnisse der B-Polarisation für das Modell aus Abb. 1.

die darunterliegende Schicht hineinreichende Struktur, die eine Müllakretion mit einer Schadstoffahne darstellen soll (Struktur 2, 5 Ωm).

Die 2D-Vorwärtsrechnung wurde mit einem Finite-Differenzen-Programm von Smith & Booker (1991) für 29 Frequenzen (10–1900 kHz) durchgeführt. Die Modelldaten wurden anschließend mit Gauß'schem Rauschen überlagert. Interessant war nun zu sehen, inwieweit eine eindimensionale Interpretation (mittels einer 1D-Marquardt-Inversion) die modellierten Strukturen zum Vorschein bringen kann.

3 Diskussion der Ergebnisse synthetischer Daten

In den Abbildungen 2 und 3 sind die Ergebnisse der 1D-Marquardt-Inversion der E- sowie der B-Polarisation (mit 5% künstlichem Rauschen) als Profilschnitte dargestellt. Es wurden drei bis fünf Schichten verwendet, um die Modelldaten anzupassen.

- Im Ergebnis der E-Polarisation erkennt man nur den oberflächennahen Störkörper 1, dessen Lage und Größe gut wiedergegeben wird.
- Die Ergebnisse für die B-Polarisation zeigen ebenfalls deutlich die Dimensionen des Störkörpers 1 und ganz leicht ist ein Einfluß des Störkörpers 2 erkennbar.
- Laterale Grenzen werden gut aufgelöst, die Tiefenaussage jedoch ist bei einer 1D-Interpretation bei vorhandenen 2D-Strukturen erwartungsgemäß stark verzerrt.
- Die Deckschicht mit einer Mächtigkeit von lediglich einem Meter wurde vor allem bei der 1D-Inversion der B-Polarisation sehr gut wiedergegeben.
- Tieferliegende Strukturen (Struktur 2) mit geringerem Widerstandscontrast sind nur sehr schwach erkennbar.

4 Feldmessungen (LF-R und TEM) auf einer Altlast in Ossendorf (Köln)

Auf der Altlast 'Am Hexenberg' in Ossendorf (Köln) wurden u.a. VLF-R-Messungen (Kampmeier, 1992) sowie TEM-Messungen (mit einer PROTEM-IV Apparatur der Firma Geonics) von der TEM-Arbeitsgruppe der BGR (Greinwald et al., 1992) vorgenommen. Das dafür verwendete Zeitintervall betrug 6.9 μs - 2800 μs . Ein TEM-Profil verläuft auf der Linie 130 N (siehe Abb. 4). Dort wurden 'central loop' sowie 'loop-loop' Messungen durchgeführt.

Auf demselben Profil fanden ebenfalls LF-R-Messungen statt, die in Zusammenarbeit mit der Hydrogeologie-Arbeitsgruppe aus Neuchâtel und mit der dort entwickelten Apparatur durchgeführt wurden. Der gemessene Frequenzbereich geht von 16 kHz bis 200 kHz.

Die Transformation der Meßdaten in ρ^* - und z^* -Werte nach Schmucker (1985) in Abbildung 5 zeigt deutlich den Rand der Deponie (bei c.a. 50 m) und gibt eine erste Vorstellung über die Leitfähigkeitsverteilung in und außerhalb des Deponiekörpers. Die maximale Schwerpunkstiefe z^* für 16.4 kHz beträgt außerhalb der Deponie bis zu 25 m, über dem Deponiekörper jedoch nur noch etwa die Hälfte (12 m).

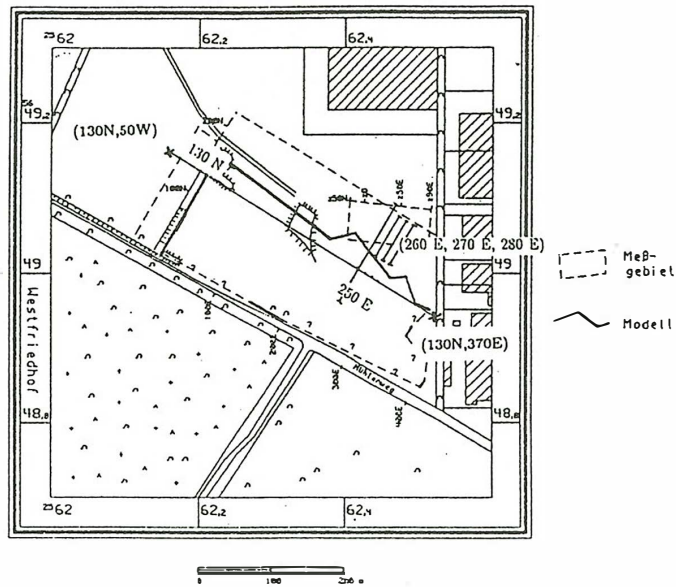


Abbildung 4: Modell des Deponiekörpers Ossendorf nach Kampmeier (1992) und die Lage der gemessenen LF-R Profile.

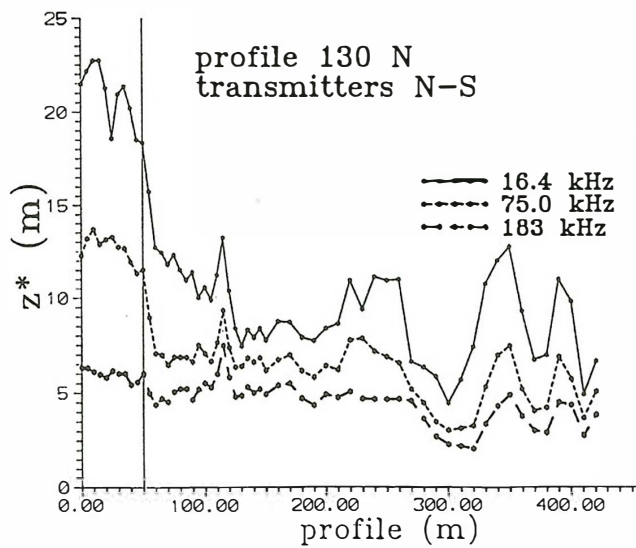
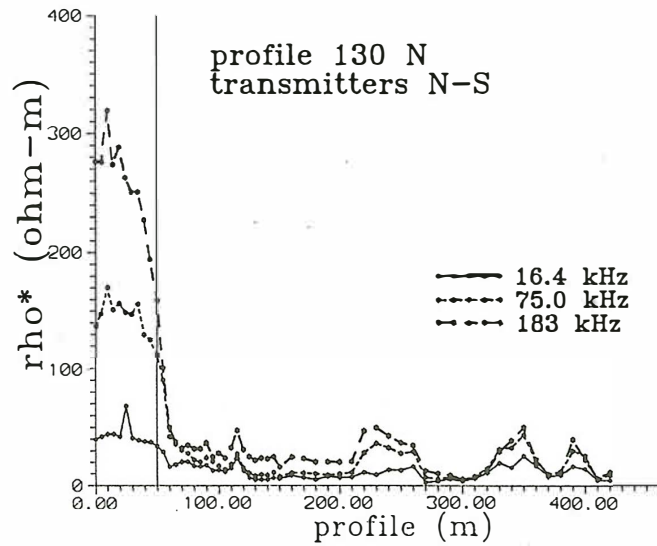


Abbildung 5: ρ^* - und z^* -Werte für 3 beobachtete Frequenzen von N-S gerichteten Sendern des Profils 130 N.

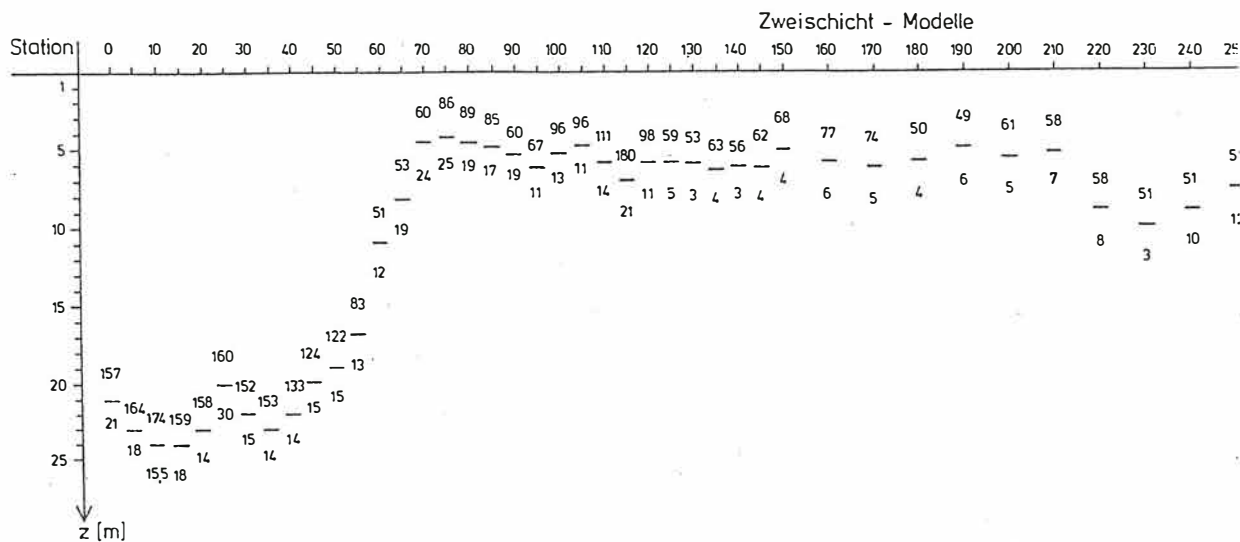


Abbildung 6: 1D-Modelle für die E-Polarisation auf Profil 130 N. Die Zahlen auf der Abbildung sind spezifische Widerstände einzelner Schichten.

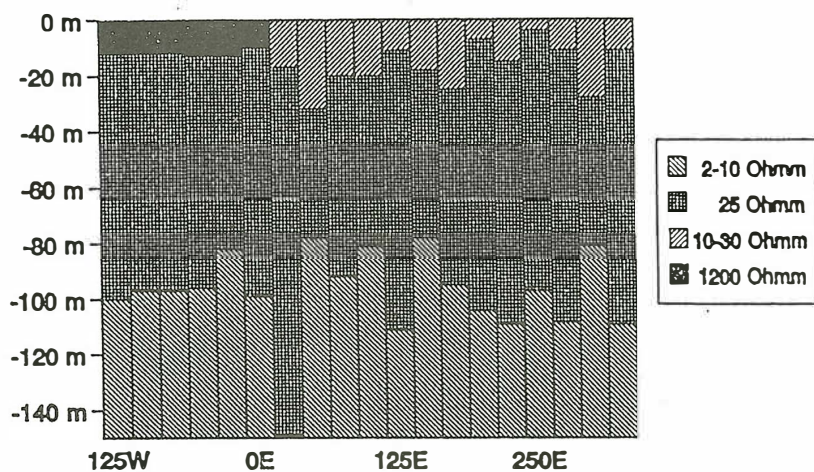


Abbildung 7: 1D-Modelle für die TEM-Meßdaten auf Profil 130 N. (Greinwald et al., 1992)

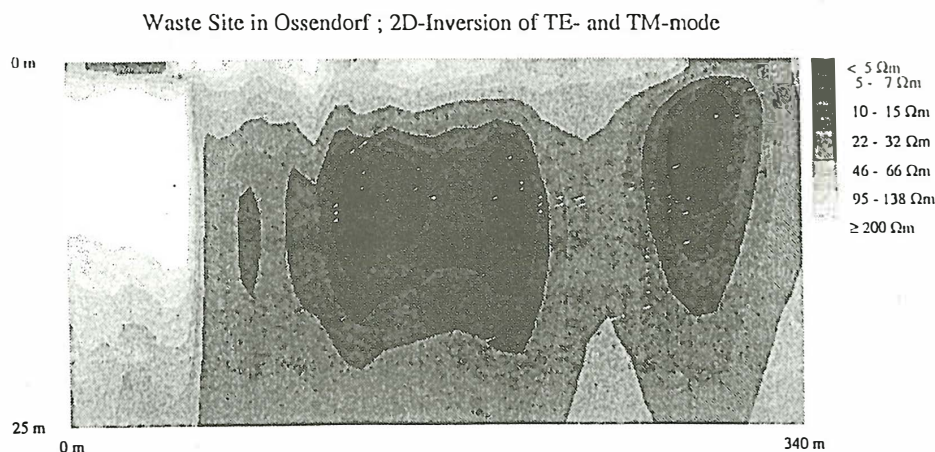


Abbildung 8: Mit RMT-Daten erzieltes 2D-Leitfähigkeitsmodell für das Profil 130 N in Ossendorf.

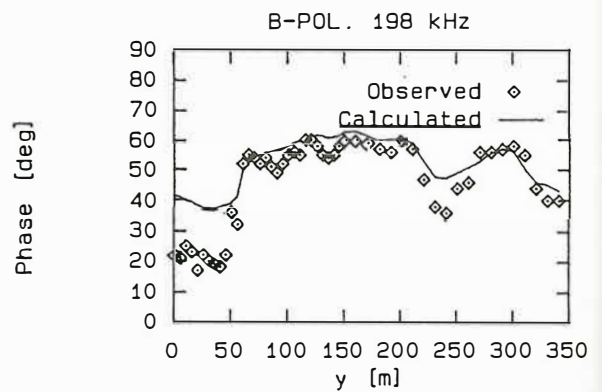
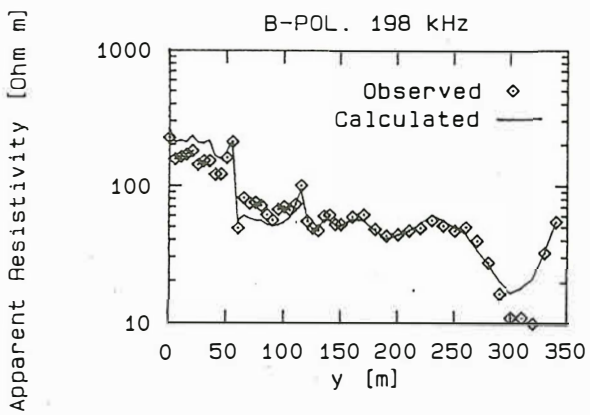
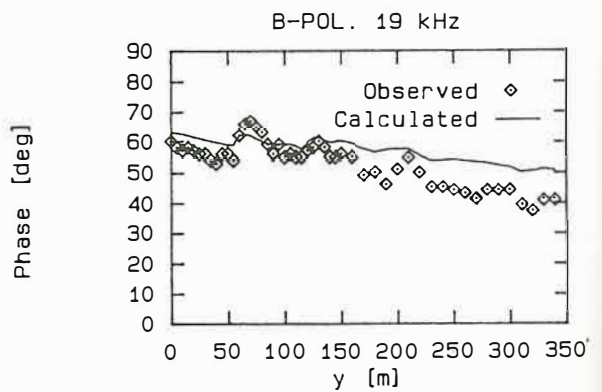
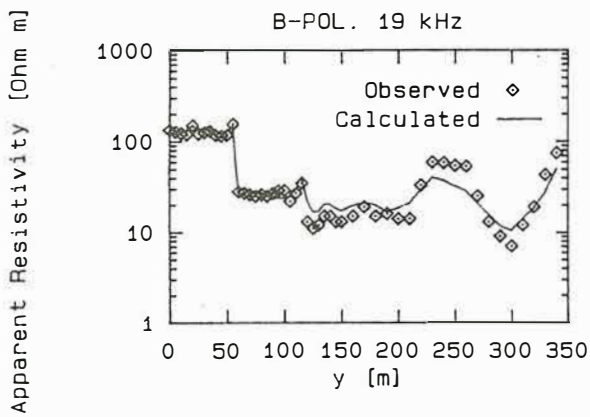
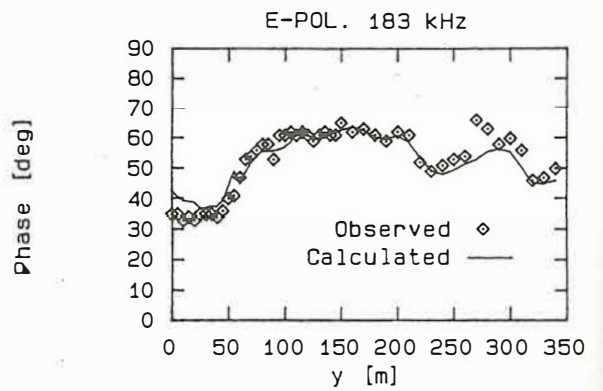
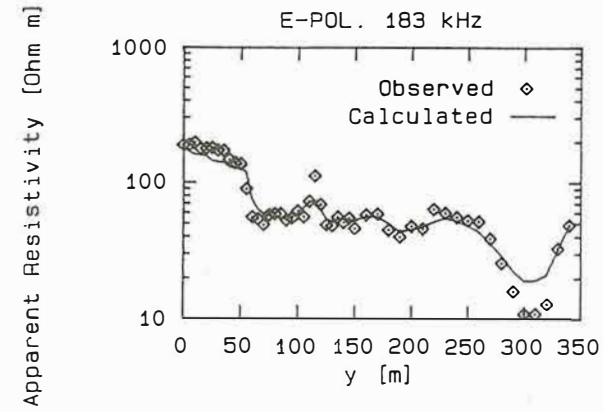
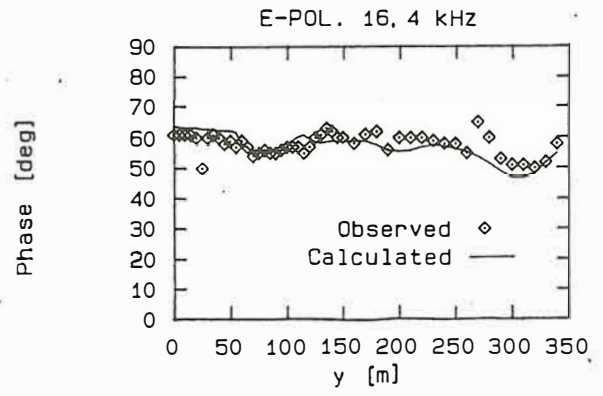
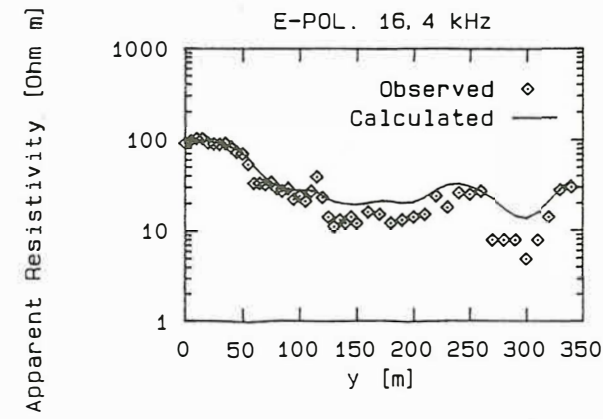


Abbildung 9: Vergleich zwischen den gemessenen und berechneten scheinbaren Widerstands- und Phasenkurven der E- und B- Polarisation für jeweils 2 Frequenzen.

Die 1D-Marquardt-Inversion für den Zweischichtfall zeigt deutlich die Mächtigkeit der schlechtleitenden Deckschicht (Abb. 6). Außerhalb der Deponie überlagern quartäre Lockersedimente die tertiären Tonschichten, über der Deponie die Abdeckschicht mit etwa 5 m Mächtigkeit den Deponiekörper. Die Deponiesohle kann wegen der geringen Eindringtiefe der hier verwendeten Frequenzen nicht aufgelöst werden.

Abb. 7 zeigt die 1D-Modellierung für die TEM-Messungen der TEM-Arbeitsgruppe der BGR (Greinwald et al., 1992). Dort ist deutlich die Unterkante der Deponie zu den darunterliegenden Tonschichten erkennbar.

Eine 2D-Inversion mit dem Finite-Differenzen-Programm von Smith & Booker ergab das in Abbildung 8 dargestellte Modell. Deutlich zu sehen ist der Rand der Deponie, die Mächtigkeit der Deckschicht und zusätzliche Anomalien innerhalb des Müllkörpers.

Die Anpassung der Felddaten durch die 2D-Inversion ist für beide Polarisationsrichtungen, sowie für die Werte des spezifischen Widerstandes als auch der Phase, sehr zufriedenstellend (siehe Abb. 9).

5 Schlußfolgerungen

- Die 1D-Modellrechnungen mit den synthetischen 2D-Daten ergaben, daß nur oberflächennahe Inhomogenitäten im Deponiekörper aufgelöst werden, tieferliegende dagegen sehr schlecht.
- In der 1D-Interpretation der gemessenen LF-R-Daten der Altlast in Ossendorf ist deutlich die westliche Deponiegrenze und die Mächtigkeit der schlechtleitenden Deckschicht zu erkennen. Die Unterkante des Deponiekörpers ist nicht aufgelöst.
- Die 1D-Inversion der TEM-Daten auf demselben Profil in Ossendorf zeigt ebenfalls die laterale Deponiegrenze, aber nicht die Deponieoberkante. Stattdessen ist hier die Unterkante der Deponie aufgelöst.
- Eine 2D-Inversion der LF-R-Daten zeigt nicht nur die laterale Grenze des Müllkörpers, sondern auch die darin vorhandenen Inhomogenitäten.
- Die Kombination beider Methoden brachte ein vollständiges 2D-Bild des Deponiequerschnitts.

Literaturverzeichnis

- Greinwald, S., Schaumann, G., Sandmann, G. U., 1992.** Entwicklung eines integrierten Meß- und Interpretationssystems für LF-R und TEM zur Erkundung des Untergrundes obertägiger Deponien und Altlasten, 2. Statusseminar Deponieuntergrund, 25.-27. November 1992, Hannover, 323-336.
- Kampmeier, U., 1992.** VLF-R-Messungen auf Altlasten am Beispiel der rekultivierten Altlast 'Am Hexenberg' in Köln-Ossendorf, Diplomarbeit am IGM der Universität zu Köln.
- Schmucker, U., 1985.** Electrical properties of the earth's interior, Landolt Börnstein, New Series, 52b, Springer Berlin.
- Smith, J. T. und Booker, J. T., 1991.** Rapid inversion of Two- and Threedimensional Magnetotelluric Data. Journal of Geophysical Research, 96, No. B3, 3905-3922.

Elektromagnetik in den Polargebieten: Wie dick ist das Meereis ?

S. Gerland, H. Eicken, C. Haas und H. Miller

Alfred-Wegener-Institut für Polar- und Meeresforschung
Postfach 120161, D-27515 Bremerhaven

Einleitung

Die Dickenverteilung arktischen und antarktischen Meereises spielt im globalen Klimasystem eine wichtige Rolle. Gemeinsam mit anderen physikalischen Parametern steuert und beeinflusst das Meereis bzw. dessen Dicke die Wechselwirkung (z.B. Energieaustausch) zwischen Ozean und Atmosphäre wesentlich. Meereisdickendaten werden bisher i. A. mit Hilfe von direkten Messungen an Bohrlöchern ermittelt. Fernerkundungsverfahren zur Eisdickenbestimmung sind zwar in der Entwicklung (z. B. Kovacs et al., 1987; Kovacs und Morey, 1991), jedoch noch nicht als Standard etabliert.

Während dreier Expeditionen mit dem Forschungsschiff "Polarstern" zu verschiedenen Jahreszeiten in die Arktis (ARK-IX/1a im Winter 1993; Eicken und Meincke, 1994, und ARK-IX/4 im Sommer 1993, Fütterer, 1994) und die Antarktis (ANT-XI/3 im Süd-Sommer 1994, Miller und Grobe, 1994) konnten ausführlich indirekte, elektromagnetische Eisdickenmessungen mit einem Geonics EM-31 Gerät gemeinsam mit konventionellen direkten Dickenmessungen (Bohrungen durch das Meereis) vorgenommen werden. Außerdem wurden Eiskerne mit einem Kernbohrer (4 Zoll Durchmesser) an ausgewählten Profilpunkten erbohrt, um später bessere Aussagen über die Eiseigenschaften machen zu können.

Der Vergleich von elektromagnetischen Messungen (indirekte Meereisdickenbestimmung) und Bohrungen (direkte Meereisdickenbestimmung) unter verschiedenen Randbedingungen (Jahreszeiten) sollte die Möglichkeiten und Grenzen der Elektromagnetik für diese Anwendung aufzeigen.

Elektromagnetik

Das Prinzip aktiver induktiver elektromagnetischer Messungen kann in Kürze folgendermaßen beschrieben werden: Das von der Sendespule erzeugte primäre Magnetfeld induziert Wirbelströme im Eis und Meerwasser, die proportional zur Entfernung und zur elektrischen

Leitfähigkeit dieser Medien (Meerwasser: ca. 2500 mS/m; Meereis: einige mS/m) sind. Das hieraus resultierende sekundäre Magnetfeld wird gemeinsam mit dem primären an der Empfängerspule gemessen. Über das Verhältnis von primärem und sekundärem Magnetfeld kann die scheinbare Leitfähigkeit des Untergrundes berechnet werden (Keller und Frischknecht, 1966; Geonics Ltd., 1992). Diese scheinbare Leitfähigkeit setzt sich anteilig aus der spezifischen Leitfähigkeit von Meereis und Ozeanwasser zusammen. Der Anteil des Meereises kann aufgrund der um mehrere Größenordnungen kleineren spezifischen Leitfähigkeit i.A. vernachlässigt werden. Je dicker das Meereis ist, desto größer ist die Entfernung zwischen Gerät und Ozeanwasser, und desto niedriger ist deshalb die gemessene scheinbare Leitfähigkeit.

Die hier vorgestellten Ergebnisse beruhen auf Messungen mit einem tragbaren Geonics EM-31 Gerät (Geonics Ltd., 1992), bei dem zwei Spulen von einigen Zentimetern Durchmesser koplanar orientiert sind. Diese Spulen sind mit einem Abstand von 3.66 m im stangenförmigen Gerät untergebracht. Die Messung wird bei einer Arbeitsfrequenz von 9.8 kHz durchgeführt.

Speziell im Zusammenhang mit Messungen bei sehr kalten Umgebungstemperaturen (-35°C bis -40°C) sei hier noch auf zwei Probleme bei den Messungen mit dem EM-31 hingewiesen: Zum einen zeigte es sich, daß die Leitfähigkeitsanzeige (LCD-Display) des Gerätes mit zunehmender Kälte träge (im günstigen Fall) bis nicht mehr ablesbar (im ungünstigen Fall) wird. Mit Hilfe alternativer Datenerfassungsvarianten (Nutzung des Analogausgangs am Gerät, automatische Aufzeichnung) läßt sich dieses Problem umgehen bzw. beheben. Desweiteren weist die vom EM-31 angezeigte scheinbare Leitfähigkeit eine Drift auf, wenn das Gerät in der kalten Luft abkühlt. Erst nach ca. einer Stunde Kälteexposition ist wieder eine stabile Anzeige erreicht und erfolgreiche Messungen sind dann möglich.

Meßergebnisse

Generell korrelieren die Profile scheinbarer elektrischer Leitfähigkeit sehr gut mit Eisdickenmeßdaten, die anhand von Bohrungen ermittelt wurden. Die gemessenen scheinbaren elektrischen Leitfähigkeiten entlang eines 200 m - Profils (gemessen während der Winterexpedition ARK-IX/1a) sind in Abb. 1 dargestellt. Der Meß- und Bohrpunktabstand beträgt 4 m. Zudem wurden detaillierte höhenabhängige Messungen mit Hilfe einer Leiter bis zu einer Höhe von 4 m vorgenommen (Abb. 2).

Profilmessungen, die während des arktischen Sommers durchgeführt wurden, zeigen generell eine gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen der Winterreise. In Abb. 3 sind die scheinbaren Leitfähigkeiten, die während beider Expeditionen gemessen wurden, gegen die entsprechenden Dicken aus Bohrungen aufgetragen. Für beide Datensätze wurden exponentielle Funktionen angenähert, um empirische Beziehungen zwischen scheinbarer Leitfähigkeit und Dicke zu erhalten (gestrichelte und durchgezogene Linie in Abb. 3). Welche

Einflüsse für den leichten Versatz beider Funktionen letztlich ausschlaggebend sind, soll in Zukunft noch untersucht werden. Sowohl die unterschiedliche Leitfähigkeit des Eises im Sommer und Winter, als auch die Geräte- und Spuleneigenschaften bei verschiedenen Lufttemperaturen können hierbei eine Rolle spielen. Abb. 4 zeigt die erbohrten Dicken gemeinsam mit den aus EM-Messungen berechneten Dicken. Abgesehen vom Profilbereich um 90 m liegt der relative Fehler unter $\pm 10\%$ (Abb. 5). Der Abschnitt mit größeren Abweichungen liegt über einem Preßeisrücken mit hoher Variation der Eisdicke; hier bewirken die unterschiedlichen "Footprints" bzw. Übertragungsfunktionen beider Verfahren unterschiedliche Ergebnisse.

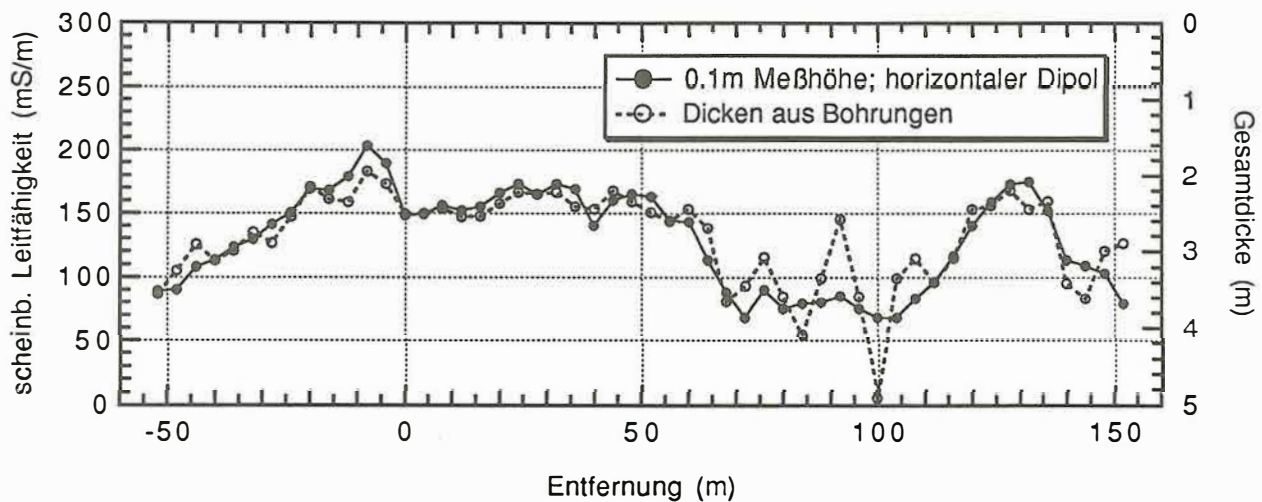


Abbildung 1: Ergebnisse entlang eines 200 m - Profils (Winterexpedition ARK-IX/1a). Dargestellt sind die scheinbare Leitfähigkeit (horizontaler Dipol, 0.1 m Meßhöhe) und die Eisdickendaten aus den Bohrungen.

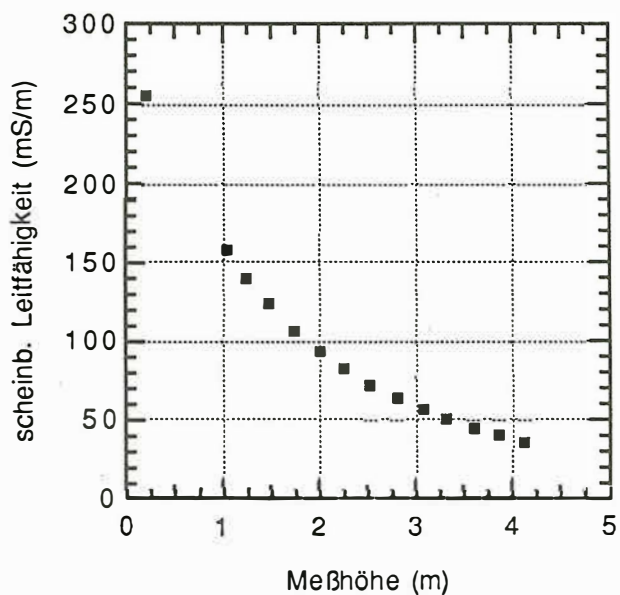


Abbildung 2: Höhenabhängige Messungen mit vertikaler Dipolorientierung. Die Abnahme der scheinbaren Leitfähigkeit bei ansteigender Meßhöhe ist deutlich erkennbar.

Abbildung 3: Scheinbare Leitfähigkeit gegen Eisdickendaten (Bohrungen). Dargestellt sind Daten von der Expedition ARK-IX/1a (Winter, "+") und ARK-IX/4 (Sommer, "·"). Für beide Datensätze wurden exponentielle Funktionen angehängert, um später die Eisdicke anhand der Leitfähigkeitsdaten zu berechnen (gestrichelte bzw. durchgezogene Linie).

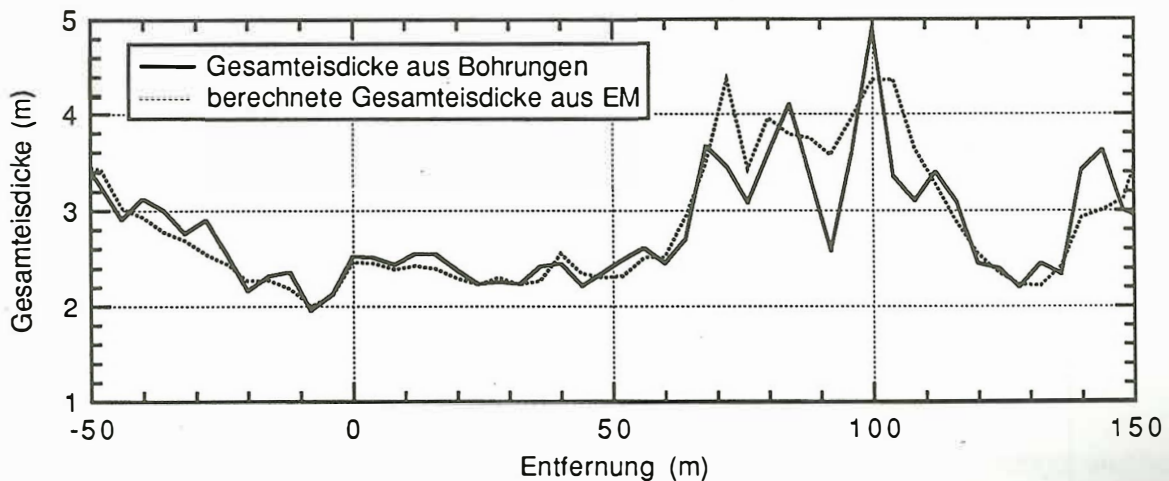
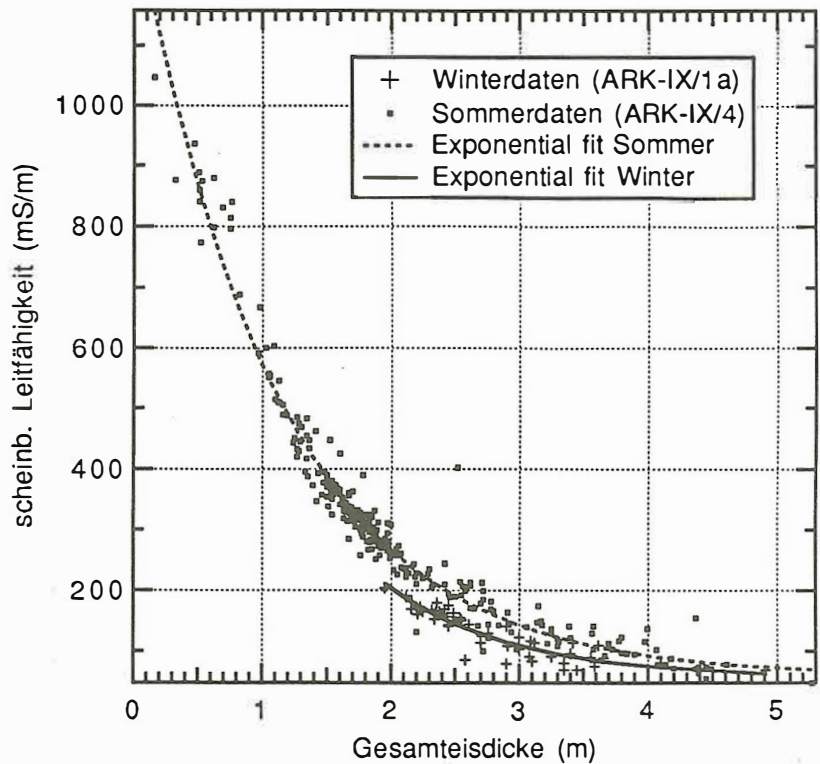


Abbildung 4: Erbohrte (durchgezogene Linie) und aus Leitfähigkeitsmessungen berechnete Eisdicken (gepunktete Linie) für das 200 m - Profil (s. Abb. 1).

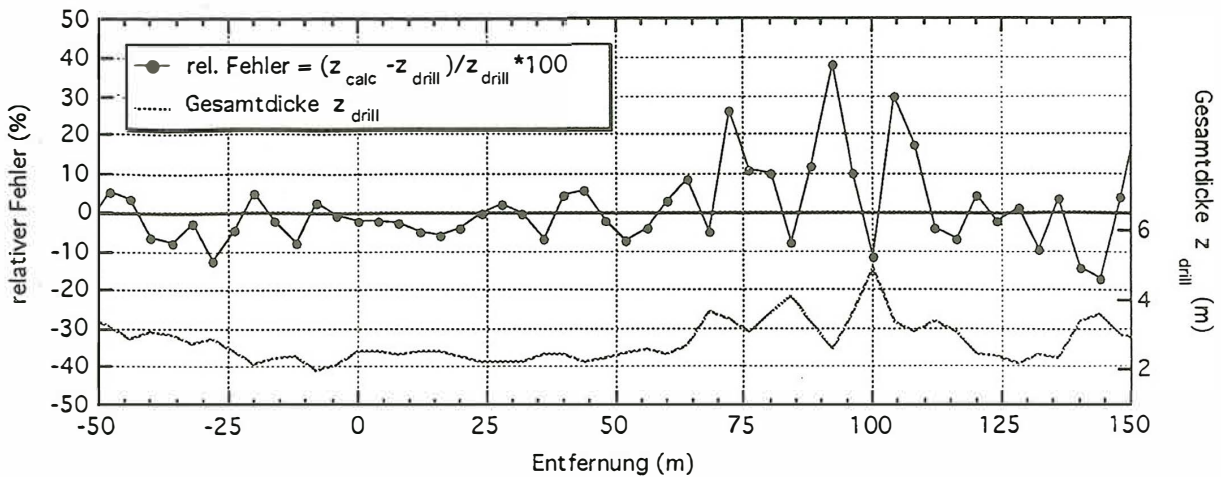


Abbildung 5: Relative Fehler der berechneten Eisdicken aus Abb. 4.

Während der Antarktisexpedition ANT-IX/3 (Januar bis März 1994) wurden erstmals kontinuierliche, hochauflösende elektromagnetische Messungen vom Bugkran des FS "Polarstern" während der Fahrt durch das Eis vorgenommen (Abb. 6). Die Daten wurden über eine automatische Datenerfassung aufgezeichnet. Außerdem wurde der Abstand vom Meßgerät zum Eis mit einem Laseraltimeter bestimmt. Auf diese Weise ermittelte Leitfähigkeiten und Meßhöhen sind in Abb. 7 für ein ca. 1 km langes Meßprofil dargestellt.

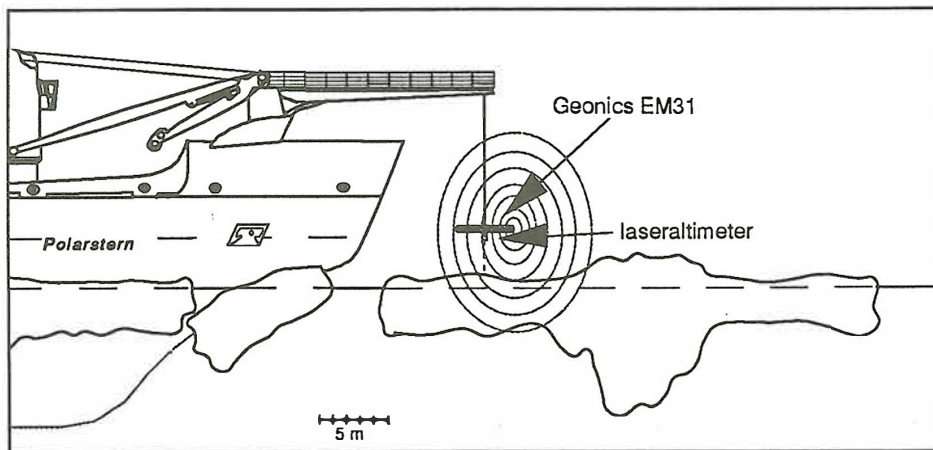


Abbildung 6: Meßanordnung der elektromagnetischen Messungen vom Bugkran des FS Polarstern.

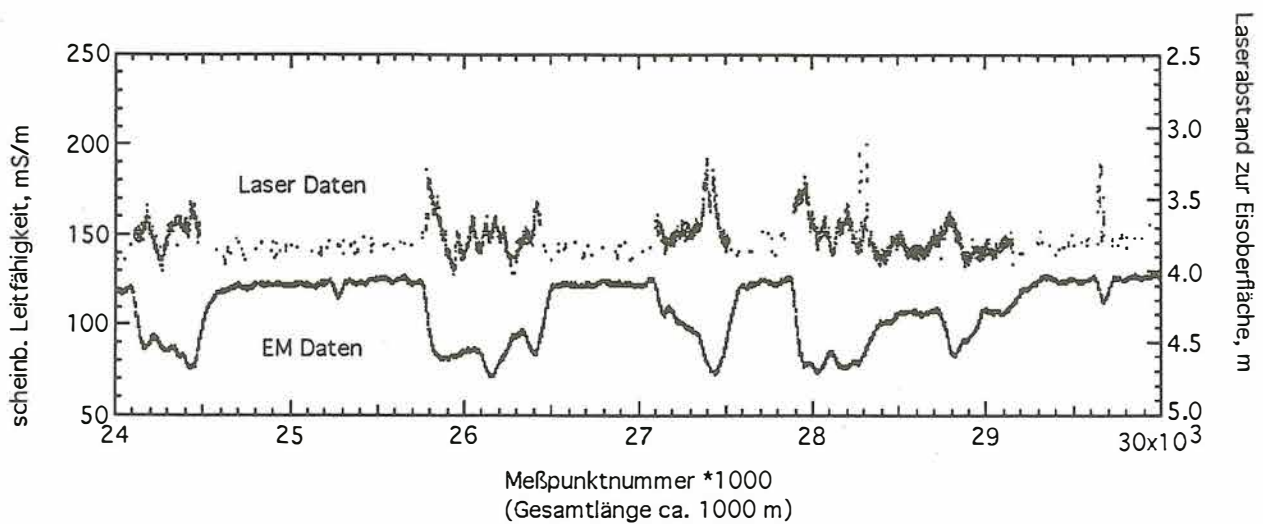


Abbildung 7: Scheinbare Leitfähigkeit und Höhe über dem Eis (aus Laser-Altimeter Messungen) für ein ca. 1 km langes Profil, gemessen während der Fahrt des Schiffes (Expedition ANT-XI/3).

Literatur

- Eicken, H. und Meincke, J. (Hrsg.), 1994: The Expedition ARKTIS-IX/1 of RV "Polarstern" in 1993. Reports on Polar Research, 134, 111 Seiten.
- Fütterer, D.K. (Hrsg.), 1994: The Expedition Arctic '93, Leg ARK-IX/4 of RV "Polarstern" 1993, Reports on Polar Research, im Druck.
- Geonics Ltd., 1992: EM 31 Operating Manual. Geonics Ltd., Mississauga, Ontario, Canada, 61 Seiten.
- Miller, H. und Grobe, H., 1994: The Expedition ANTARKTIS-XI/3 of RV "Polarstern" 1994, Reports on Polar Research, im Druck.
- Keller, G.V. und Frischknecht, F.C., 1966: Electrical Methods in Geophysical Prospecting. Pergamon Press, Oxford, 517 Seiten.
- Kovacs, A., Valleau, N.C. und Holladay, J.C., 1987: Airborne Electromagnetic Sounding of Sea Ice Thickness and Subice Bathymetry. Cold Regions Science and Technology, 14, S. 289-311.
- Kovacs, A. und R. M. Morey, 1991: Sounding sea ice thickness using a portable electromagnetic induction instrument. Geophysics, 56 (12), S. 1992-1998.

Dank

Der Schiffsführung und der Besatzung des FS Polarstern danken wir für die ausgezeichnete Unterstützung bei den Forschungsarbeiten, auch unter z.T. widrigen Witterungsbedingungen. Desweiteren sei einer Reihe von Personen, die hier nicht alle namentlich erwähnt werden, für die Hilfe bei den Bohrungen und Messungen auf dem Eis gedankt.

Konzept einer RMS¹-Apparatur zur Messung des oberflächennahen spezifischen Widerstandes unter Anwendung des magnetischen Gradientenverfahrens im LW- und MW-Frequenzbereich.

Einleitung

Das in den letzten Jahren weiter stark gewachsene Interesse an der Erhaltung der natürlichen Umwelt hat zu einem Bedarf an neuartigen oder zumindest stark modifizierten, zerstörungsfreien geophysikalischen Erkundungsverfahren geführt. Mehrere hunderttausend Schadstoff-Verdachtsflächen werden allein in Deutschland vermutet - meist Untersuchungsobjekte mit einem Flurabstand von nur wenigen Metern. Im Hinblick auf die Bestimmung des spezifischen Widerstandes gilt es nicht mehr nur hinreichend genau zu messen, sondern auch dem Trend zu flächenhaft verteilten Sondierungen (→ 3D-Darstellung des Untergrundes) Rechnung zu tragen. Es besteht zudem der Wunsch, untersuchungsobjektnäher zu messen. Hierfür könnten nicht nur im Deponieumfeld häufig bereits vorhandene, Pegel genutzt werden. Voraussetzung sind jedoch weitere deutliche Verbesserungen im instrumentellen, methodischen und numerischen Bereich.

Optimierte gleichstromgeoelektrische Apparaturen (automatisierte und parallelisierte Messung) stehen dem Anwender bereits zur Verfügung. Im Folgenden soll daher untersucht werden, welches Entwicklungspotential die passive Elektromagnetik bietet, von der sowohl ein größte-

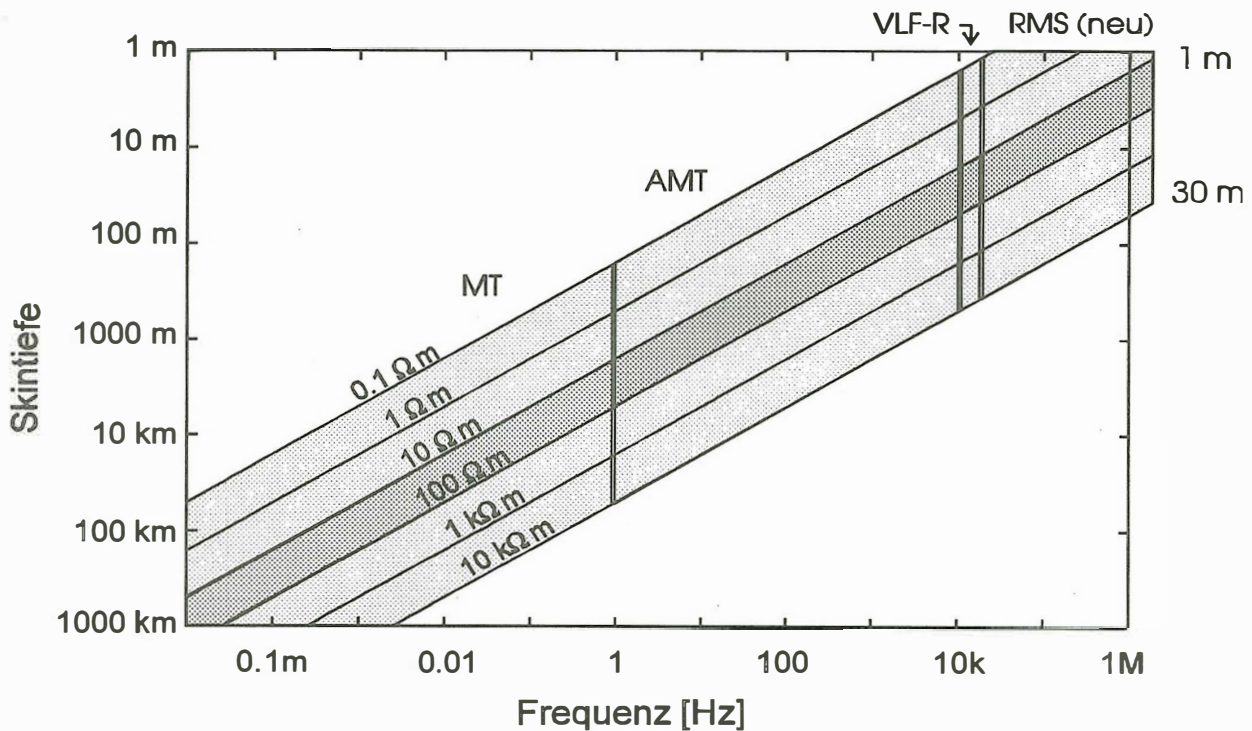


Abb. 1: Typische Aussagetiefen für passive elektromagnetische Verfahren in Abhängigkeit von der Frequenz und dem Halbraumwiderstand. Das geplante RMS - Verfahren wird den Tiefenbereich zwischen etwa 1 und 30 m erschließen.

¹ RMS: Radiomagnetische Sondierung (20 kHz - 2 MHz)

rer Meßfortschritt als auch ein geringerer Personalaufwand erwartet werden kann.

Abbildung 1 zeigt typische Schwerpunkttiefen für die eingeführten Verfahren MT, AMT und VLF-R. Der Bereich oberhalb von 30 m Teufe läßt sich durch Messung bei Frequenzen zwischen 20 und 2000 kHz erschließen - aktive EM-Verfahren scheiden hier aus postalischen Gründen praktisch aus.

Eine Übertragung des Cagniard'schen Meßkonzepts (CAGNIARD, 1953) auf diese höheren Frequenzbereiche wird jedoch erschwert durch technische und methodische Probleme¹. Hierzu zählen u.a. die zunehmend aufwendigere Kalibrierung der elektrischen und magnetischen Sensoren, die im oberflächennahen Bereich eher noch wachsende Bedeutung von Gleichstromverzerrungen und die „unhandliche“ E-Feldmessung, die den Meßfortschritt bremst und Messungen in Pegeln ausschließt.

Die Alternative - das magnetische Gradientenverfahren (VGM)²

Das Cagniard'sche Konzept der Messung der elektrischen Impedanz des Erdbodens basiert auf der zeitgleichen Registrierung der Horizontalkomponenten des elektrischen und magnetischen Feldes:

$$\vec{E} = Z \vec{H}$$

Die Maxwell'schen Gesetze weisen jedoch einen Weg für eine ausschließlich magnetische Messung:

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = (\sigma + i\omega\epsilon)\vec{E}$$

Unter den vereinfachenden Annahmen $\vec{B} = (0, B_y, 0)$; $\sigma = \sigma(z)$, $\sigma \gg \omega\epsilon$ (siehe Anhang) gilt dann im isotropen Halbraum:

$$Z_{xy} = -\frac{1}{\mu_0\sigma} \frac{\partial B_y / \partial z}{B_y}$$

An die Stelle des elektrischen Feldes E_x tritt die Messung von $\partial B_y / \partial z$, normiert mit der spezifischen Leitfähigkeit σ am Ort der Messung. Der scheinbare spezifische Widerstand kann dann ebenso, wie in der Magnetotellurik üblich, aus der Impedanz berechnet werden:

$$\rho_s^{xy} = \frac{\mu_0}{\omega} |Z_{xy}|^2$$

Ein reales VGM-Meßgerät,

$$\frac{\partial B_y / \partial z}{B_y} \approx \frac{\Delta B_y / d}{B_y^0} \quad \text{mit: } B_y^d := B_y(z=d), \quad \Delta B_y := B_y^0 - B_y^d$$

muß daher im wesentlichen die Übertragungsfunktion zwischen den beiden im Abstand d übereinander angeordneten Magnetfeldsensoren (Abb. 4) bestimmen:

¹ Der Autor hat Kenntnis von einer Eigenentwicklung von Prof. Imre Müller (Neuchâtel) für den Frequenzbereich bis 250 kHz (TEZKAN et al., 1994) und einem noch im Erprobungsstadium befindlichen Gerät der DMT - Bochum (ELSEN et al., 1994).

² Namensgebung nach JONES (1983)

$$\rho_S^{XY} = \frac{I}{\omega \mu_0 \tau^2} \left| \frac{\Delta B_Y^d}{B_Y^0} \right|^2 \quad \text{mit} \quad \tau := \int_0^d \sigma dz$$

Eine effiziente Ermittlung auch der integrierten Leitfähigkeit τ : wird u.a. Gegenstand eines Forschungsvorhabens sein.

Eine Anwendung des VGM-Verfahrens in der geophysikalischen Erkundung wurde bereits von MEYER (1965) vorgeschlagen. Er wies auch auf einen wesentlichen methodischen Vorzug gegenüber dem Cagniard'schen Konzept hin, der gleichstromverzerrungsfreien Messung von ρ_S . Grundsätzlich ist sogar eine Messung der horizontalen elektrischen Leitfähigkeit im kunststoffverrohrten Bohrloch möglich, was gegenüber den eingeführten 'vertikalen'-Bohrlochtools sicher vorteilhaft sein sollte.

Eine praktische Anwendung hat das Verfahren bisher nur im Frequenzbereich der Magnetotellurik gefunden (Schmucker, 1986). Sondierungskurven für die KTB-Bohrung wurden von SPITZER (1991) mit magnetotellurischen Messungen verglichen. Den Einsatz in Flachbohrungen (AMT-Bereich) diskutiert JONES (1983), eine Erprobung ist jedoch bisher nicht erfolgt.

Anforderungsprofil für ein VGM-Meßgerät im Frequenzbereich 20 - 2000 kHz

Magnetische Anregung

Oberhalb des Frequenzbereichs der Audiomagnetotellurik (>10 kHz) ist die natürliche Anregung sehr klein. Quellen sind dort in erster Linie Rundfunksender des LW- und MW-Bereichs und eine große Zahl von Funkdiensten. Die aktuelle Situation (aus dem Berliner Umland) läßt sich aus Meßergebnissen ablesen, die uns die TELEKOM (5) freundlicherweise zur Verfügung gestellt hat. Diese umfassen den gesamten interessierenden Frequenzbereich. Die Anregung erwies sich als aus allen Richtungen etwa gleich stark und hinreichend gleichmäßig verteilt, so daß hier nur die N/S-Komponenten um die Mittagszeit und in den Abendstunden wiedergegeben wurden (Abb.2a/b). Die bekannte tageszeitliche Variation in den Ausbreitungsbedingungen von elektromagnetischen Feldern oberhalb von 100 kHz spiegelt sich in den Meßergebnissen deutlich wieder. Für eine hinreichend dichte Belegung der Sondierungskurve $\rho_S(\omega)$ sollten jeweils etwa 15 Sendefrequenzen für die N/S- sowie die O/W-Komponente berücksichtigt werden. Ein realistisches Anforderungsprofil legt die Feldstärken am Tage zugrunde. Der stärkste der 30 Sender erscheint dann mit ~200 pT, der schwächste mit ~3 pT Flußdichte.

Der relative magnetischer Vertikalgradient

Zur näherungsweise Abschätzung der zu erwartenden Gradienten genügt es, den Fall eines homogenen Untergrundes zu betrachten (Abb. 3). Da im Lockersediment spezifische Widerstände zwischen 10 - 100 Ωm sicher am häufigsten anzutreffen sind, können relative Gradienten zwischen 0.04 m^{-1} und 1.2 m^{-1} erwartet werden. Für diesen Widerstandsbereich sollte das Gradiometer eine Länge von etwa $d=10$ cm aufweisen. Sehr hochohmige Untergründe (z.B. kristalline Gesteine) erfordern sicherlich größere Längen. Zur Abschätzung der notwendigen Empfindlichkeit der Magnetometer müssen die Gradienten mit den Feldstärken der zu berücksichtigenden Sender in Beziehung gebracht werden (Tab. 1). Daneben ist auch eine hinreichende Balance (d.h. Gleichtaktunterdrückung) zu gewährleisten. Bauliche Unterschiede und eine Fehlstellung der magnetischen Sensoren würden andernfalls das Ergebnis verfälschen.

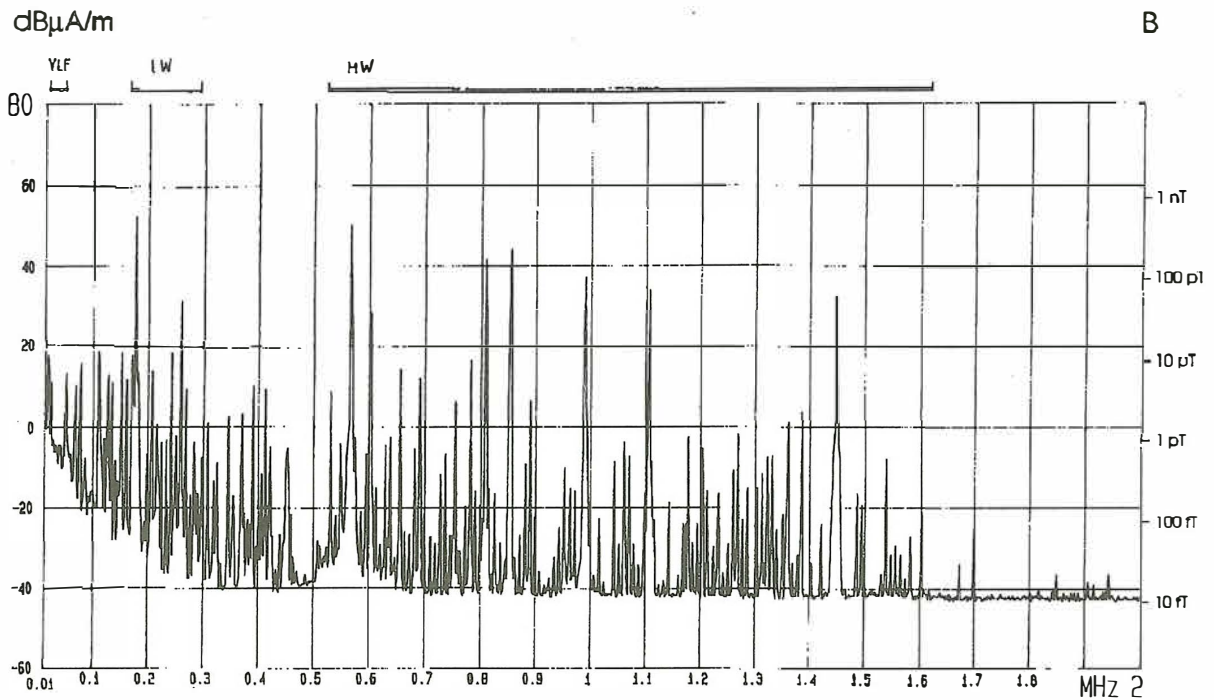


Abb. 2a: Magnetische N/S-Komponente am 9.11.1993 um 12.53.18 Uhr. Die Messung erfolgte durch die Telekom Berlin (5) an ihrer Außenstelle in Zossen (Berlin). Verwendet wurde ein Funkstör-Meßempfänger der Firma Rohde & Schwarz - Typ: ESH 3 + EZM in Verbindung mit einer Rahmenantenne - Typ: HFH 2-Z2. Bandweite: 500 Hz.

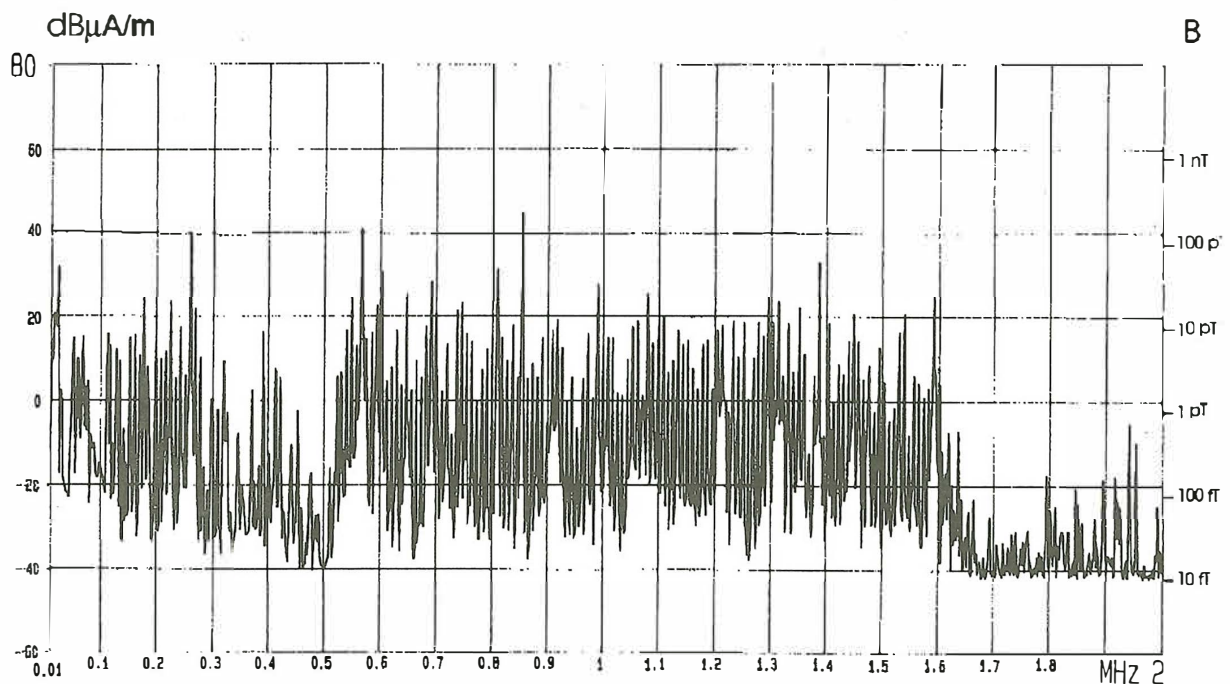


Abb. 2b: Magnetische N/S-Komponente am 9.11.1993 um 19.52.52 Uhr. Parameter der Messung wie oben.

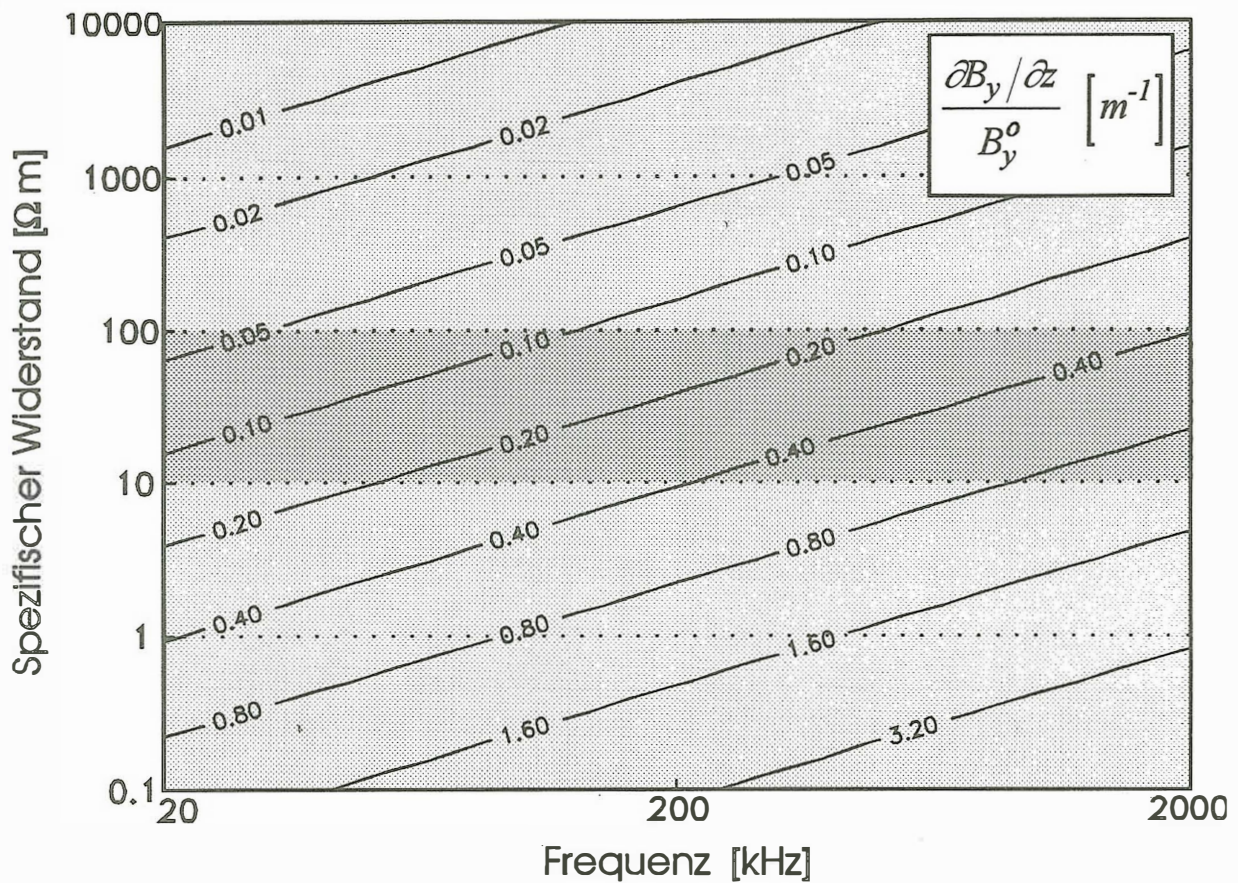


Abb. 3: Relativer magnetischer Vertikalgradient an der Oberfläche eines homogenen, isotropen elektrisch leitenden Halbraumes in Abhängigkeit von der Frequenz und dem spezifischen elektrischen Widerstand.

Modell	Felddämpfung	notwendige Feldauflösung	relative Felddämpfung	notwendige Gleichaktunterdrückung
	ΔB_y	$\Delta B_y / 10$	$\Delta B_y / B_y^0$	$10 * B_y^0 / \Delta B_y$
	$B_y^0 = 3 \text{ pT}, \quad d = 10 \text{ cm}$			
1) 100Ωm, 20 kHz	12 fT	~ 1.2 fT	0.004	2500
2) 10 Ωm, 2 MHz	360 fT	~ 36 fT	0.12	100

Tab. 1: Anforderungen an das Gradiometer. Hierbei wurde der schwächste zu berücksichtigende Sender zugrundegelegt. Die größte zu erwartende Felddämpfung (2. Modell) bestimmt die maximal sinnvolle Länge (hier $d=0.1\text{m}$) des Gradiometers. Die kleinste Dämpfung (1. Modell) definiert die Empfindlichkeits- und die Gleichaktunterdrückungsanforderungen. Notwendige Bedingung ist, daß der Fehler im ungünstigsten Fall jeweils höchstens 10 % beträgt. Der typische Fehler dürfte dann deutlich geringer sein.

Technische Realisierung

Sensoren

Aus der Notwendigkeit der Messung der Horizontalkomponenten des Magnetfeldes im Erdbo-den, den vergleichsweise hohen Frequenzen und den sehr hohen Empfindlichkeitsanforderun-gen, ergeben sich für die Auswahl der Sensoren sehr restriktive Randbedingungen. Wie Tabelle 2 zu entnehmen ist, kommen hierfür nur Induktionsspule und SQUID¹-Magnetometer in die engere Wahl.

Veröffentlichungen (HÄUSLER, 1985), Gespräche (3) und (4) sowie eigene quantitative Ab-schätzungen zeigen, daß hinreichend empfindliche Induktionsspulen für den Einsatz in Pegeln zu groß sein würden. Insbesondere auch dann, wenn gleichzeitig weitere Komponenten von $\vec{V} \times \vec{H}$ gemessen werden sollen. SQUID's hingegen sind hinreichend klein und weisen eine über einen weiten Frequenzbereich gleichbleibende Empfindlichkeit auf. Nach oben wird diese jedoch von der zur Linearisierung der Kennlinie notwendige Elektronik begrenzt. Gerade die Erhöhung der Bandbreite ist derzeit Gegenstand intensiver Bemühungen. Für ein RMS-Meßgerät mit hinreichend geringen Intermodulationsverzerrungen wird eine Bandbreite von ~ 50 MHz benötigt.

Magnetischer Sensor:	Erreichte / (erreichbare) Bandbreite [MHz]	Erreichte Feldauflösung [fT]	Sensorrauschen [fT / $\sqrt{\text{Hz}}$]	Sensor-abmessungen (horizontal) [cm]	Quelle
Kalium	0.00001	5.000	10	~ 30	(7)
Fluxgate	0.005	10.000	?	~ 3	(1)
Induktionsspule	2 (beliebig)	(*)	10 – 100 (10 – 2000kHz)	26	HÄUSLER 1985
LT _c ² SQUID	5	(*)	~ 2	< 1	(2)
HT _c ³ SQUID	0.1 (5)	(*)	~ 30	< 1	(6)

Tabelle 2: Ausgewählte magnetische Sensoren. Die hohen Anforderungen (Abmessungen, Empfindlichkeit und Geschwindigkeit) lassen SQUID's als in besonderer Weise für das RMS-Meßgerät geeignet erscheinen.

(*): Die erreichbare Feldauflösung ($S/R=1$) wird bestimmt durch das Sensorrauschen und die Bandweite des Systems. Das Rauschen wird durch technologische- und physikalische Grenzen festgelegt. Die Bandweite hingegen kann durch schmalbandige Analog- oder Digitalfilter verringert werden. Eine zusätzliche Verbesserung ist durch Stapelprozesse zu erzielen. Generell gilt, daß sich die Auflösung etwa umgekehrt proportional zum Quadrat der Meßzeit verhält. Im Gegensatz zu SQUID's weisen Induktionsspulen eine frequenzabhängige Feldauflö-sung auf.

¹ SQUID: Superconducting Quantum Interference Device

² LT_c: Klassischer Supraleiter, niedrige Sprungtemperatur, aufwendige Kühlung mit Helium bei 4.2 K.

³ HT_c: Hochtemperatur Supraleiter, Kühlung mit Stickstoff bei 77 K.

Instrumentierung

Aus den breitbandigen Sensorsignalen müssen die einzelnen Sender selektiert und deren Übertragungsfunktion berechnet werden. Es ist hierbei eine Bandbreite von etwa 100 Hz anzustreben. Zwei Konzepte sind geeignet:

Das schmalbandige Konzept sieht vor, die Sender nacheinander zu selektieren. Diese Aufgabe übernimmt ein analoges Filter. Die Anwendung des u.a. in der Radiotechnik bewährten Superheterodyn-Prinzips erlaubt es, dieses für eine Festfrequenz auszulegen. Hiermit sind jedoch erhebliche Kalibrierungsprobleme verbunden, da sich bereits geringe Instabilitäten nicht nur der beiden benötigten ZF-Filter direkt auf das Meßergebnis auswirken.

Das breitbandige Konzept sieht hingegen eine unmittelbare Digitalisierung der Sensorsignale vor. Die Selektion der Sender geschieht durch schmalbandige numerische Filter (FFT). Voraussetzung sind schnelle A/D-Wandler mit einer großen Dynamik (≥ 14 -Bit, 5-20 MSMP/L/s, siehe Tabelle 1). Derartige Wandler sind derzeit noch vergleichsweise teuer und weisen einen hohen Strombedarf auf. Trotzdem ist das Konzept vorteilhaft, da zum einen eine einzelne Registrierung bereits sämtliche Sender erfäßt und zum anderen neben den A/D-Wandlern keine weiteren hochwertigen analogen Komponenten benötigt werden.

In beiden Konzepten würden die digitalisierten Daten zu einem Meßrechner übertragen (Abb. 4) und mit bekannten statistischen Verfahren ausgewertet werden. Die Kalibrierung des

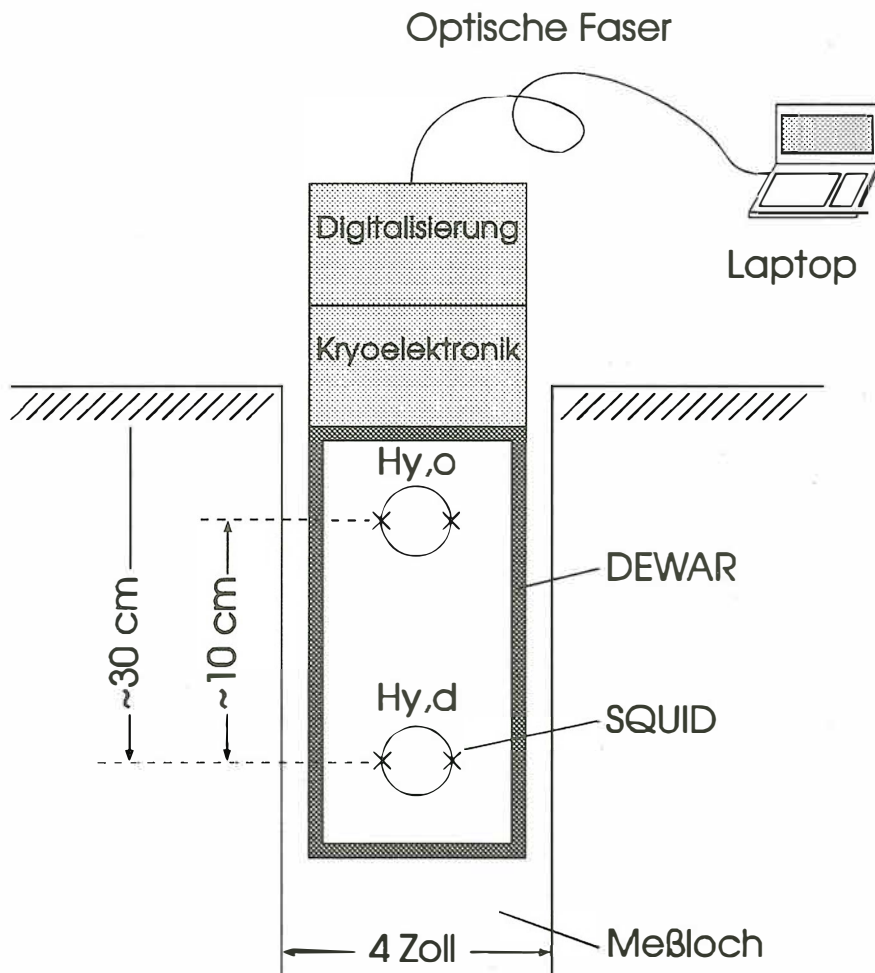


Abb. 4: Schema des geplanten Demonstrationsmodells eines RMS-Meßgerätes. Zur Bestimmung des spezifischen elektrischen Widerstandes wird eine Horizontalkomponente des Magnetfeldes und deren vertikaler Gradient im Erdboden gemessen.

Meßgerätes wird bei dem VGM-Konzept dadurch erleichtert, daß der spezifische Widerstand aus Zeitreihen ($B_Y^o(t)$, $B_Y^d(t)$) berechnet wird, die mit baugleichen Sensoren registriert werden.

Anhang

I) In dem betrachteten Frequenzbereich erfolgt die magnetische Anregung durch Rundfunksender. Sofern die Leitfähigkeit nur von der Tiefe abhängt, ist das Feld im Gegensatz zur MT grundsätzlich streng polarisiert.

II) Wenn sich die Sender in einer Entfernung befinden, die die Strecke von 10 Skintiefen übertrifft, kann von einer homogenen Anregung ausgegangen werden. Für einen homogenen, isotropen Halbraum mit einem spezifischen Widerstand von z.B. $100 \Omega m$ ist diese Bedingung für alle hier interessierenden Frequenzen bereits in 300 Meter Entfernung erfüllt.

III) Anstelle der beiden Horizontalkomponenten des elektrischen Feldes erfordert das VGM-Konzept die Messung von vier magnetischen Gradienten. Ist der Untergrund jedoch lateral nur schwach inhomogen so gilt:

$$\left| \frac{\partial B_z}{\partial y} \right| \ll \left| \frac{\partial B_y}{\partial z} \right| \quad \text{bzw.} \quad \left| \frac{\partial B_z}{\partial x} \right| \ll \left| \frac{\partial B_x}{\partial z} \right|$$

und es werden nur die zwei Vertikalgradienten benötigt:

$$E_x = -\frac{1}{\sigma \mu_0} \frac{\partial B_y}{\partial z}, \quad E_y = \frac{1}{\sigma \mu_0} \frac{\partial B_x}{\partial z}.$$

IV) Für lateral schwach inhomogene Untergründe (siehe III) ist die vollständige Bestimmung des Impedanztensors (4 Elemente) bereits mit einem skalaren RMS-Meßgerät möglich. Hierzu werden zunächst zwei frequenzmäßig eng benachbarte, aber vollständig aufgelöste und in unterschiedlichen Richtungen stehende Sender ausgewählt. Aus der Registrierung können dann zwei Tensorelemente bestimmt werden. Nach azimuthaler Drehung des Sensors um 90° wird die Messung wiederholt und die anderen beiden Elemente bestimmt.

V) Bei den interessierenden hohen Frequenzen kann der Einfluß der dielektrischen Verschiebestrome auch für typische Widerstände von Lockersedimenten nicht mehr vernachlässigt werden. Für den Halbraum beträgt die Skintiefe δ bei homogener Anregung:

$$\delta = \frac{1}{\omega} \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r \mu_0}{2} \left(\sqrt{1 + \frac{1}{\rho^2 \varepsilon_0^2 \varepsilon_r^2 \omega^2}} - 1 \right)}$$

Ohne Berücksichtigung der Verschiebestrome ergäbe sich eine größere Skintiefe $\hat{\delta}$:

$$\hat{\delta} = \sqrt{\frac{2\hat{\rho}}{\omega\mu_0}}$$

Durch Gleichsetzen beider Ausdrücke kann ein Halbraumwiderstand $\hat{\rho}$ errechnet werden, wie er sich ergäbe, wenn Verschiebestrome ignoriert würden:

$$\hat{\rho} = I / \omega \varepsilon_0 \varepsilon_r \left(\sqrt{1 + \frac{I}{\rho^2 \varepsilon_0^2 \varepsilon_r^2 \omega^2}} - 1 \right)$$

Eine Abschätzung der zu erwartenden Verschiebestrome zeigt (Tab. 3), daß diese bei hohen Frequenzen meßbar sein werden. Dies ist jedoch kein meßtechnisches, sondern vielmehr, analog zum IP-Effekt in der MT, ein interpretatives Problem.

Frequenz [kHz]	ε_r	ρ [Ωm]	δ [m]	$\hat{\rho}$ [Ωm]	$\hat{\delta}$ [m]
200	4	10	3.561	10.005	3.562
200	4	100	11.26	100.44	11.28
200	10	10	3.561	10.01	3.563
200	10	100	11.26	101.12	11.32
2000	4	10	1.126	10.04	1.128
2000	4	100	3.56	104.55	3.64
2000	10	10	1.126	10.11	1.13
2000	10	100	3.56	111.74	3.76

Tab. 3: Einfluß des Verschiebestromes auf den gemessenen Widerstand ρ und die Schwerpunkttiefe δ , in Abhängigkeit von der Frequenz, der Dielektrizität und dem spezifischen Widerstand des Halbraumes. Die zwei rechten Spalten geben das Ergebnis wieder, wie es sich ergäbe wenn, die Verschiebestrome ignoriert würden.

Literatur:

CAGNIARD, L. (1953): Basic theory of the magnetotelluric method of geophysical prospecting, *Geophysics*, 18, No. 3, 605-635.

ELSEN, R. und SIEVER, K. (1994): Entwicklung eines integrierten Meß- und Interpretationsverfahrens für LF-R und TEM zur Erkundung des Untergrundes obertägiger Deponien und Altlasten. In: PROJEKLEITUNG DEPONIEUNTERGRUND (Hrsg.): Berichtsband zum 3. Statusseminar des Verbundvorhabens - Deponieuntergrund in Berlin 1993. S.441-447, BGR-Hannover.

HÄUSLER, B. et al. (1985): The Plasma Wave Instrument on Board the AMPTE IRM Satellit. *IEEE Trans. Geoscience and Remote Sensing*, 23, 267-273.

- JONES, A.G. (1983): A passiv natural - source Twin-purpose borehole technik. Vertical gradient magnetometrie (VGM), J. Geomag. Geoelectr., 35, 473-490.
- MEYER, J. (1965) Übertragung des Cagniard'schen Verfahrens auf den Fall der Beobachtung nur magnetischer Größen. In: HAAK, V. und HOMILIUS, J. (Hrsg.): Protokoll über das Symposium "Erdmagnetische Tiefensondierung", S.133ff, Goslar.
- SCHMUCKER, U. (1986): Erfahrungen mit magnetischen Untertageregistrierungen. In: HAAK, V. und HOMILIUS, J. (Hrsg.): Protokoll über das 11. Kolloquium "Elektromagnetische Tiefenforschung", Schloß Lerbach bei Köln, Inst. f. Meteorologie und Geophysik, J. W. Goethe Universität Frankfurt.
- SPITZER, K. (1991): Ein triaxiales Magnetometer zur fortlaufenden Registrierung erdmagnetischer Variationen in tiefen Bohrungen - erste Erprobungen der Vorbohrung des Kontinentalen Tiefbohrprogramms, Dissertation, Georg-August-Universität Göttingen.
- STEVELING, E., SPITZER, K. UND LEVEN, M. (1990): Messungen mit dem Göttinger Bohrlochmagnetometer zur vertikalen Gradientensondierung in der KTB-Oberpfalz VB. In: BRAM et al. (Hrsg.): KTB Reprot 90-6a, NLFb, Hannover, 135-156.
- TEZKAN, B., GOLDMAN, M., MÜLLER, I., NEUBAUER, R.M. und ZACHER, H.G. (1994): Entwicklung eines integrierten Meß- und Interpretationsverfahrens für LF-R und TEM zur Erkundung des Untergrundes obertägiger Deponien und Altlasten. In: PROJEKLEITUNG DEPONIEUNTERGRUND (Hrsg.): Berichtsband zum 3. Statusseminar des Verbundvorhabens - Deponieuntergrund in Berlin 1993. S.422-440, BGR-Hannover.

Persönliche Mitteilungen:

- (1) Büro Dr. Förster - Reutlingen
- (2) Physikalisch Technische Bundesanstalt: (Dr. Drung)
- (3) Firma Metronix / Geometra - Braunschweig: (Dr. Matzander)
- (4) Institut für Hochfrequenztechnik - TU-Braunschweig: (Dr. Dehmel)
- (5) Funkmeßstelle der Telekom - Berlin: (Hr. Bähnschnitt)
- (6) University of California - Berkeley: (Dr. Ludwig)
- (7) GFM Systems Inc. Typ: GSMP-20

The Wave Nature and Propagation Characteristics of the Ground Wave in GPR

Du S., Berktold A., Rummel P.
Institute for Pure and Applied Geophysics, Munich

1 Introduction

As is well known, the propagation velocity of the GPR (ground penetrating radar) waves depends principally on the relative permittivity of the material. Water, the component which governs the dielectric properties of matter, has a relative dielectric constant of 80 in contrast to the values of 2 to 5 for dry material. So a measure of the dielectric constant in medium is a good measure of its water content. An empirical relationship between relative permittivity and the volumetric moisture was given by Topp et al. (1980), which was found to be nearly independent of soil texture, soil bulk density, and soil salinity. Therefore, GPR waves can be used to determine the water content in the subsurface. But from all the waves propagating between transmitting and receiving antenna, only the ground wave can be best used for this purpose, as it propagates directly in the earth from transmitting to receiving antenna. Many field measurements show that this method to determine water content can overcome the inherent limitations of the present available methods, such as TDR (Time Domain Reflectometry), neutron moderation and others.

In addition to the application mentioned above, the ground wave is also used to acquire the wave velocity for the processing and interpretation of the GPR data, as in many site conditions it may be impossible to get a reference velocity directly from the reflection, due to the conductive loss and/or the interference of the different waves.

However, although the ground wave has been widely used in recent years, its propagation characteristics and physical nature are so far not well studied, nor its influence zone in layered subsurface. Based upon field experiments and theoretical investigation, the wave nature and features of the ground wave are discussed.

2 Radiation and Propagation of the GPR Waves

The antennas used in most GPR systems (such as pulse EKKO IV from Sensor & Software inc., etc.) can usually be considered as a horizontal electrical dipole (HED). The radiation of such a dipole source placed on the surface of a half-space is illustrated in Fig. 1. The waves A and B are spherical waves propagating in the air and earth respectively; wave C in the air is an inhomogeneous wave, and wave D in the earth is usually termed lateral wave (Brekhovskikh, 1960). Waves C and D exist only in a limited region, which is defined as those points whose position vectors make an angle greater than the critical angle β of the boundary with the z-axis.

The spherical wave B, traveling in the lower medium, has a complementary wave which matches the boundary conditions: An inhomogeneous wave C is produced at the surface; this wave propagates horizontally from the source with the velocity of A, but decays exponentially with the height above the surface. This wave is significant near the surface, but its effect decreases as the receiver moves away from the transmitter.

In the layered subsurface, several waves may reach the receiving antenna. These are the direct air wave, the ground wave, the reflected waves, the critically refracted wave and the ordinary refracted wave.

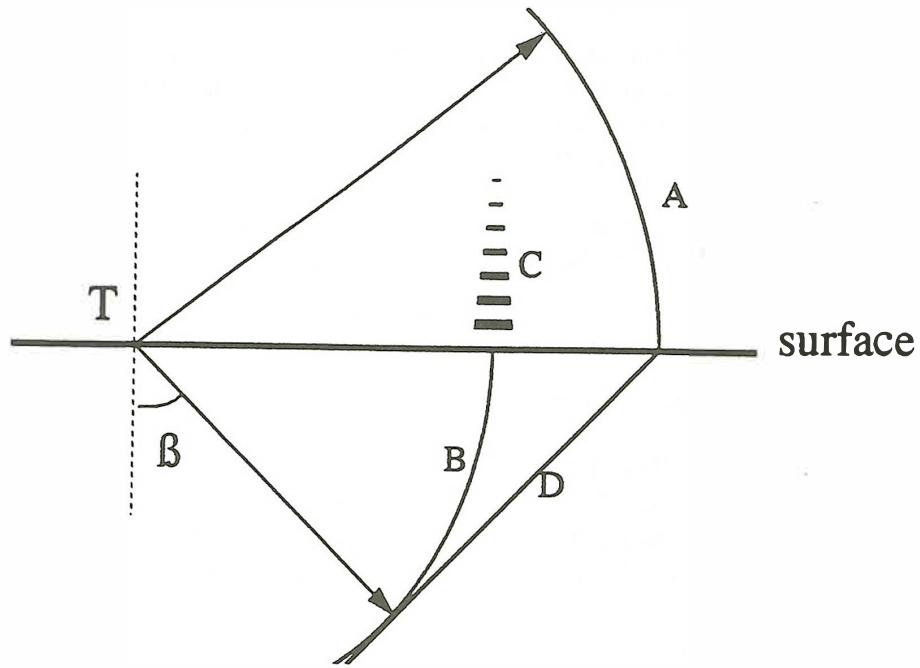


Fig. 1: Wavefronts near a dipole source over the surface (from Annan, A. P. 1973)

The relationship between travel time and the antenna separation for GPR waves is shown in Fig. 2. As is seen, the ground wave appears as a straight line in the CMP (Common Mid Point) recording, and can be easily distinguished from the other waves. However, due to the interference with the air wave and reflected wave, the ground wave can be only observed within a limited distance range.

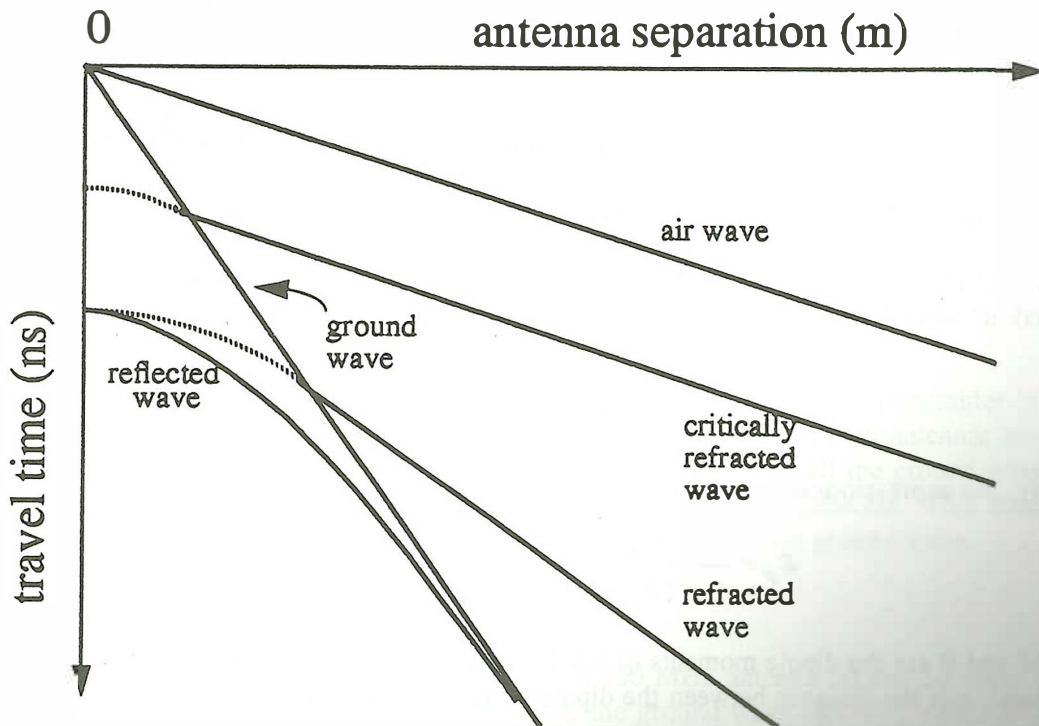


Fig. 2: Travel time dependence of the GPR waves in a CMP recording (comparing with Fig. 4)

3 The Wave Nature of the Ground Wave

To discuss the refraction and reflection of the spherical waves from a dipole source, one has to introduce the inhomogeneous plane wave, which refers to a plane wave propagating in a direction given by the wave vector \mathbf{k} , but whose amplitude falls off in the perpendicular direction. This occurs when the angle of incidence is complex (Brekhovskikh, 1960).

Upon refraction at an interface, an inhomogeneous plane wave can be transformed into an ordinary homogeneous wave, and vice versa. This is rather evident from the law of refraction

$$n \sin\theta_1 = \sin\theta_0 \quad (1)$$

where n is the index of refraction, θ is the angle of incidence and θ_1 is the angle of refraction.

If $n < 1$ and $\sin\theta > n$, then it follows from equation (1) that $\sin\theta_1 > 1$, i.e. θ_1 is complex, and thus the refracted wave is inhomogeneous. This is a well known occurrence and is realized in the case of the total internal reflection waves, where the lateral wave (refracted wave) propagates along the surface, but attenuates exponentially with the distance relative to the surface increasing.

If, in contradiction, $\sin\theta > 1$, i.e. the incident wave is inhomogeneous, but $\sin\theta < n$ (in this case $n < 1$), then we get $\sin\theta_1 < 1$, i.e. the refracted wave will be of the ordinary homogeneous type.

The spherical wave from a dipole placed at a surface can be usually expanded into a sum of plane waves, including inhomogeneous plane waves. Upon refraction into the lower medium, one of these inhomogeneous waves, with wave vector components $k_x = ik(n^2 - 1)^{1/2}$, $k_z = kn$, is transformed into an ordinary plane wave propagating along the boundary with wave vector components $k_x = kn$, $k_z = 0$. It is just this ordinary plane wave that gives rise to the ground wave.

4 The Characteristics of the Ground Wave

The problems concerning the fields of various point dipole sources placed on the surface of a layered earth are widely discussed by Wait (1970), Budden (1961), Brekhovskikh (1960) and others. Although the various solutions for horizontal electric dipole (HED) and vertical magnetic dipole (VMD) sources appear in the literature, a systematic study of the ground wave behaviour does not exist.

By means of the saddle-point method (Brekhovskikh, 1960), the expression of the ground wave and air wave from a VMD can deduced as below

$$H_x = \frac{iM}{2\pi(k_1^2 - k_0^2)} \frac{1}{\rho^2} (k_0^3 e^{ik_0\rho} - k_1^3 e^{ik_1\rho}) \quad (2)$$

Similarly, the expressions of the ground and air wave for a HED

$$E_y = \frac{i\omega\mu_0 P}{2\pi(k_1^2 - k_0^2)} \frac{1}{\rho^2} (k_0 e^{ik_0\rho} - k_1 e^{ik_1\rho}) \quad (3)$$

where \mathbf{M} and \mathbf{P} are the dipole moments of VMD and HED; k_0 and k_1 are the wavenumber in the air and ground; ρ is the distance between the dipole source and the point of observation. In the case of GPR where both transmitter and receiver are at the surface, ρ is equal to the antennaseparation r_x .

The first and second term in these expressions correspond to the air wave and ground wave respectively.

For comparison, the equation for the reflected spherical wave of a HED is given below

$$E_y = \frac{i \omega \mu_0 P}{4 \pi} \frac{1}{r} \frac{\cos \theta_0 - \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_0}}{\cos \theta_0 + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta_0}} e^{ik_r \rho} \quad (4)$$

where $r = (\rho^2 + h^2)^{0.5}$; n is the index of refraction; and θ_0 is the angle of incident.

From the expressions above we can deduce some significant characteristics of the ground wave.

The ground wave decays faster (as $1/\rho^2$) with the distance than the reflected spherical wave (as $1/\rho$). This means that the ground wave exists only within a limited distance.

The ground wave attenuates exponentially with the height h above the earth surface. Therefore, the receiving antenna should be placed as close as possible to the surface.

Due to the conductive loss in the earth, the ground wave experiences additional exponential attenuation. As a result, it is more difficult to measure the ground wave in a highly conductive earth.

The amplitude ratio of the ground wave to the air wave increases with the relative permittivity in the earth as $(\epsilon_r/\epsilon_0)^{1/2}$ (from Eq. 2). This makes it easier to measure the ground wave in a moist earth than in a dry one. However, the moisture may also increase the conductivity in the earth.

The last but not the least point concerns the difference of the ground waves between HED and VMD. The relative amplitude of the ground wave to air wave in a VMD seems to be much stronger than that in a HED. Since the air wave appears as the main interference in the measurement, the ground wave in VMD should be more easily determined than in HED.

5 Field Experiments

Field experiments were made in different site conditions using CMP mode to find out the influence of factors such as antenna configuration, moisture, antenna frequency and so on. The system used in the field measurements was pulse EKKO IV, manufactured by Sensors & Software Inc., with the antennas of 50 and 200 MHz. The results are summarized as below.

Moisture

Fig. 3 shows three CMP measurements made near a gravel road. In case (b) transmitter is placed outside the road (grass) while receiver is on the road (gravel). In case (a) both antennas are on the grass, and in case (c) both on gravel. As it is seen from the radargram, all the ground waves have the same propagation velocity, but the relative amplitudes are much different. This means that moisture near the surface influences the amplitude but not velocity of the ground wave.

Frequency

Figure 4 illustrates two CMP measurements made with 200 MHz antenna (a) and 50 MHz (b) in a farmland. As we see, in contrast to 50 MHz antenna, the ground wave recorded with 200 MHz is much weaker, but the reflected wave and critically refracted wave are very strong. As a consequence, the determination of the ground wave with a high frequency antenna is more difficult than with a low frequency antenna.

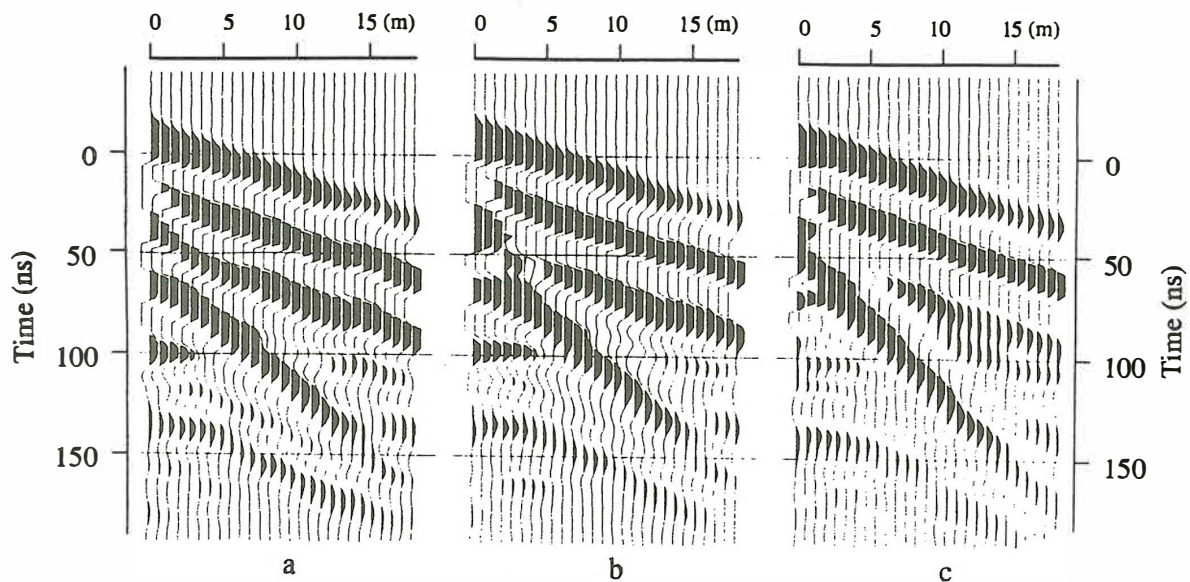


Fig.3: Influence of the moisture on the ground wave

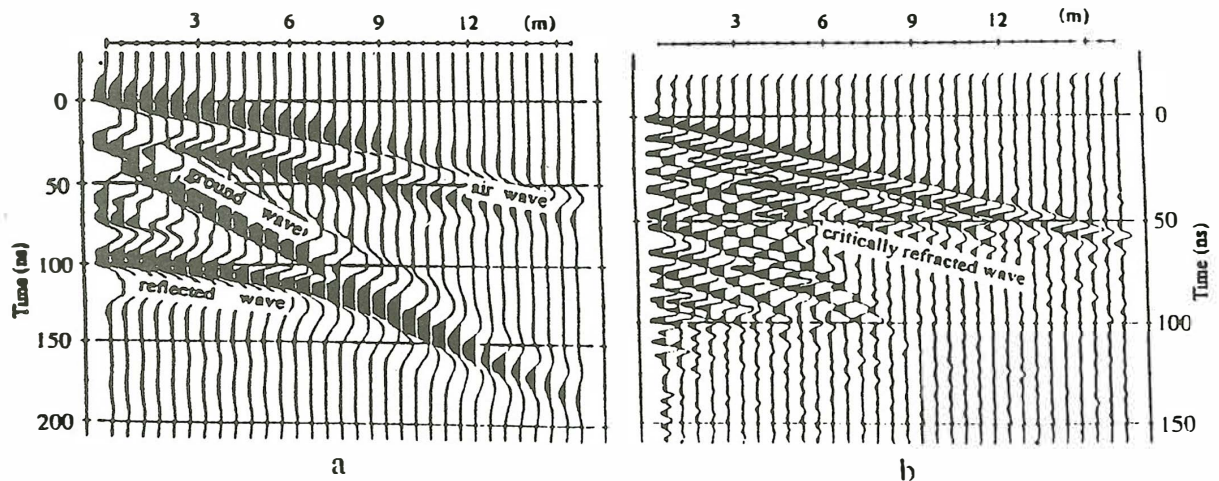


Fig.4: Influence of the frequency on ground wave

Configuration

The configuration of the antennas also influences the ground wave. From the three possible antenna configurations, the endfire configuration gives the best result (Fig. 5b), and the cross configuration (Fig. 5c) leads to the weakest ground wave, following the broadside configuration (Fig. 5a).

In contrast to the CMP made with 50 MHz antenna, the results acquired with 200 MHz antenna seem to be very different (Fig. 6). The ground wave is more clear in the broadside configuration than in the endfire configuration. In fact, whether the ground wave can be identified in the radargram or not, is dependent on its relative amplitude in reference to that of the other waves. In the endfire mode, although the amplitude of the ground wave increases, the critically refracted wave becomes stronger at the same time. Since the influence of the critically refracted wave is usually much more severe with higher frequency antenna, the identification of the ground wave becomes more difficult.

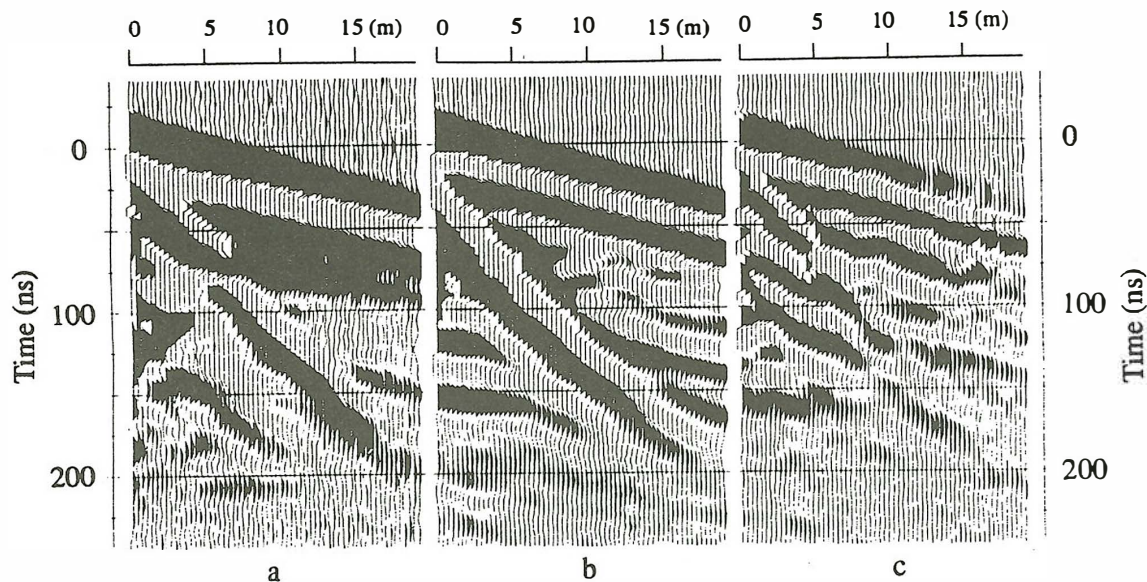


Fig. 5: Influence of the antenna configuration (50 MHz)
 a. broadside b. endfire c. cross

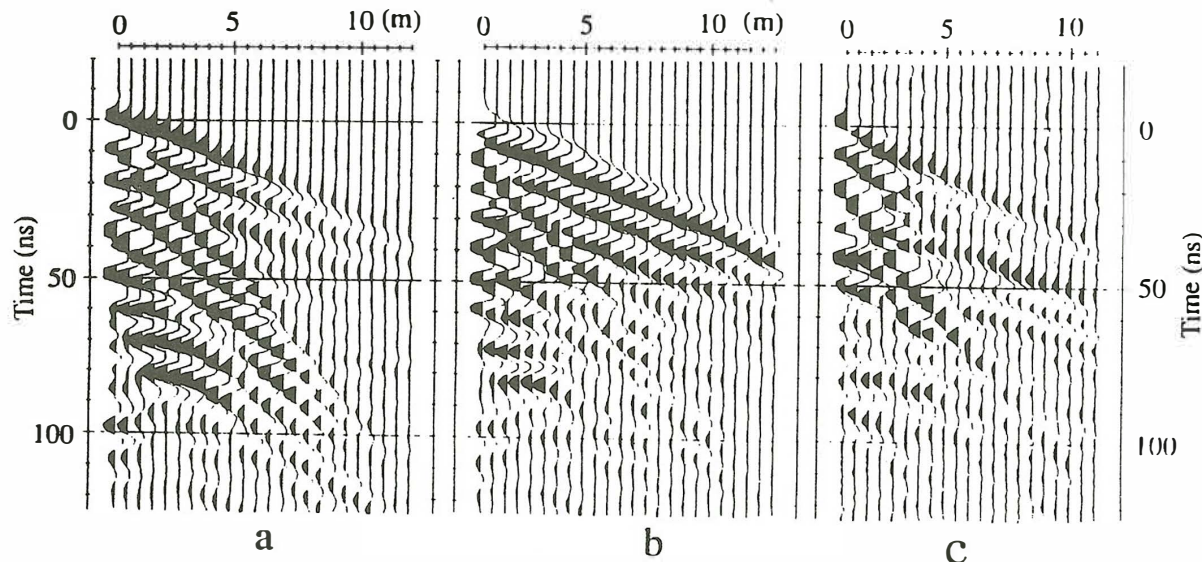


Fig. 6: Influence of the antenna configuration (200 MHz)
 a. broadside b. endfire c. cross

Theoretically, the amplitude of the ground wave decreases with the height of the antenna above the surface. However, if the antenna is not elevated much from the earth surface, this influence seems not to be a severe problem. Fig. 7 illustrates a test about such an effect. The transmitter and receiver are lifted up to 5 and 15 cm, but there is only a small variation in the amplitude of the ground wave.

6 Information Depth of the Ground Wave

As discussed earlier, the ground wave results from the spherical wave when refracted at the surface. It follows from this that the information depth (i.e. the where the most information comes from) of the ground wave is mainly determined by its wavelength λ in the earth

$$\lambda = c / (f \sqrt{\epsilon_r}) \quad (5)$$

where ϵ_r is the relative permittivity in the subsurface.

In other words, the information depth of the ground wave decreases with the antenna frequency and the soil water content in the subsurface.

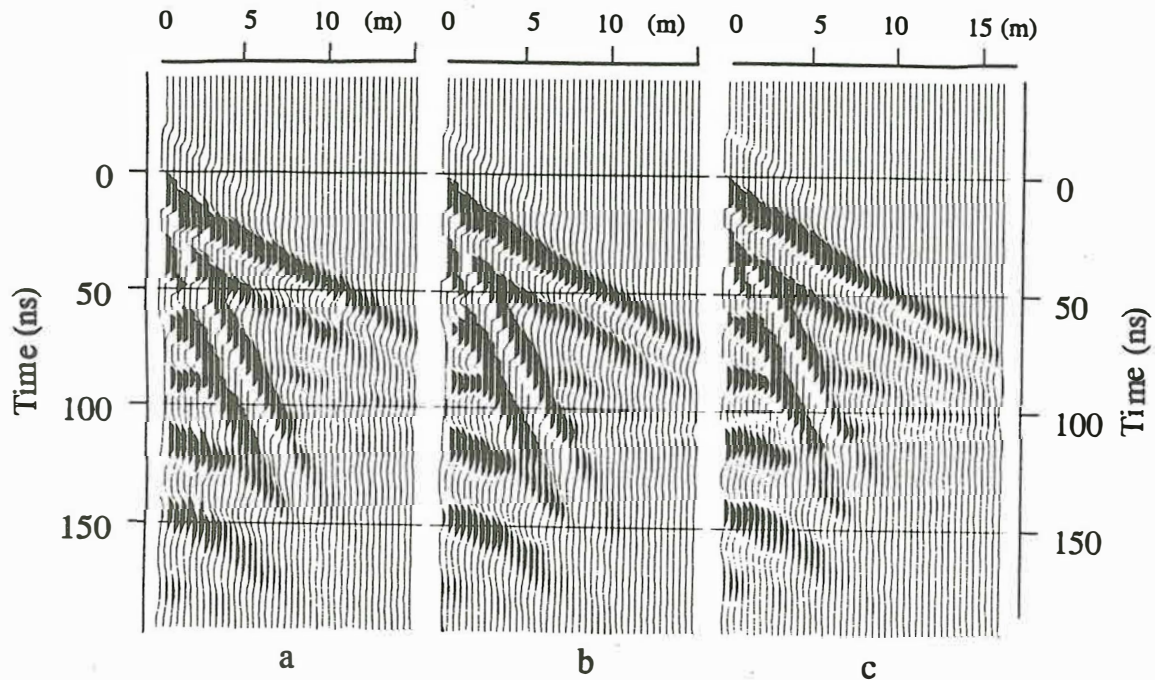


Fig. 7: Influence of the height of the antenna (h) above the surface
 a. $h=0$ cm b. $h=5$ cm c. $h=15$ cm

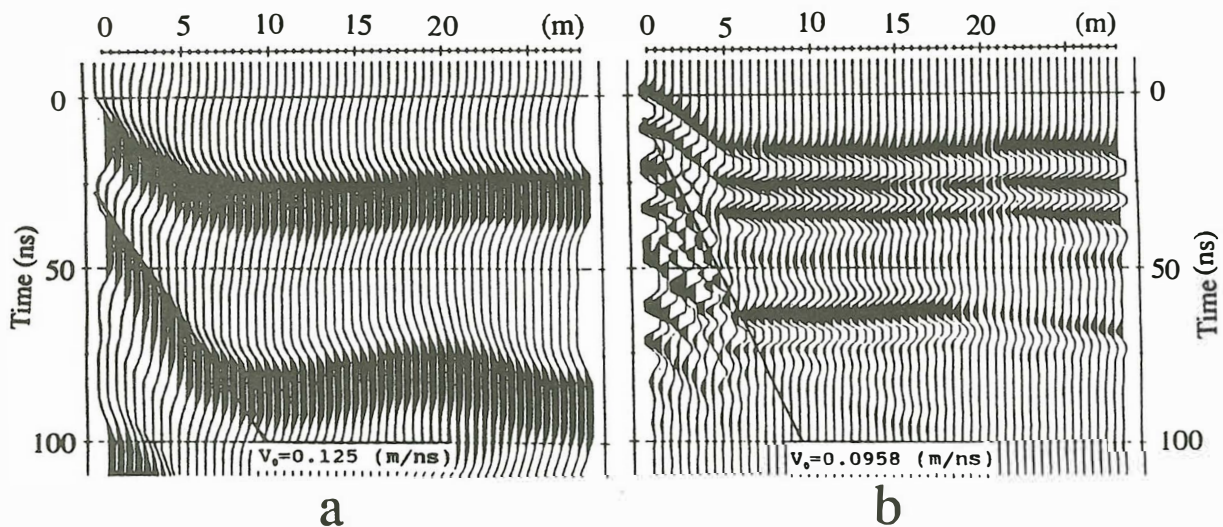


Fig. 8: CMP measurements made with 50 MHz (a) and 200 MHz (b) antennas.

Figure 8 shows a profile measurement in a grassland with different antenna frequencies. As we see, the velocity of the ground wave measured with 200 MHz is much lower than that with 50 MHz. Both profiles are measured with the same antenna separation but show different horizontal variation of the arrival time of the ground wave, since the water content in the grassland decreased with the depth. So the distinction of the velocity of the ground wave may be attributed to the different information depth of the two antenna.

Another measurement was made over ice with a 50 MHz antenna. As it is seen from the radargram (Fig. 9), the ground wave propagates with a velocity of 0.037 m/ns, far smaller than the expected propagation velocity in ice (0.16 m/ns). This may be explained as follows: the wavelength of the ground wave in ice is about 3 meters for the 50 MHz antenna. Since the ice sheet has a thickness of about 15 cm, the ground wave propagates mainly beneath the ice (in the water). In other words, the velocity of the ground wave in this case is determined by the water. In fact, the measured value 0.037 m/ns rather approximates the velocity of GPR wave in water (0.033 m/ns).

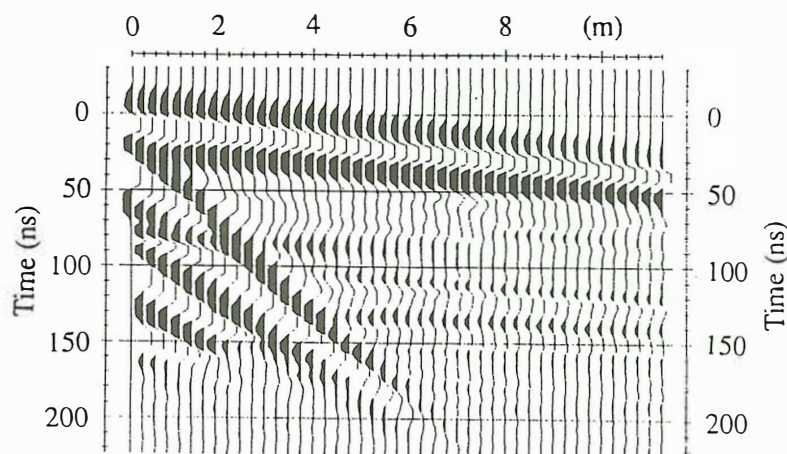


Fig. 9: CMP recording made on an ice sheet

7 Conclusion

The ground wave is in fact a kind of ordinary plane wave which propagates horizontally along the surface. Its information depth depends on the wavelength, i.e. on the water content in media and the frequency of the antenna. Many factors may influence the amplitude of the ground wave. In addition to the moisture near the surface, the antenna configuration and antenna frequency are the most important factors to be considered for measuring the ground wave.

8 Acknowledgements

The authors would like to express their gratitude to the company Geolog in Starnberg for the generous technical support.

9 References

- Annan, A. P., 1973. Radio Interferometry Depth Sounding: Part I -- Theoretical Discussion. *Geophysics*, Vol. 38, No. 3, pp. 557-580.
- Brekhovskikh, L. M., 1960. *Waves in Layered Media*. Academic Press Publishers, New York, London, 561 pp.
- Budden, K. G., 1961, *The wave-guide mode theory of wave propagation*, Englewood Cliffs, Prentice-Hall, Inc..
- Davis, J. and Annan, A., 1989. Ground Penetrating Radar for High-Resolution Mapping of Soil and Rock Stratigraphy. *Geophysical Prospecting*, Vol. 37, pp. 531-551.
- King, W. P. K., Owens, M. and Wu, T. T., 1992. *Lateral Electromagnetic Waves*. Springer Verlag, New York, Berlin, London, Paris etc., 685 pp.
- Topp, G. C., Davis, J. L. and Annan, A. P., 1980. Electromagnetic Determination of Soil Water Content: Measurements in Coaxial Transmission Lines. *Water Resources Research*, Vol. 16, No. 3, pp. 574-582.
- Wait, J., 1962, *Electromagnetic waves in stratified Media*. Pergamon press, Oxford, New York.