

Vorwort

Der Protokollband, den wir hiermit vorlegen, enthält die schriftlichen Ausarbeitungen der Vorträge und einiger Diskussionsbeiträge, die auf dem 9. Kolloquium der Arbeitsgruppe "Elektromagnetische Tiefenforschung" des Forschungskollegiums Physik des Erdkörpers (FKPE) in Neustadt an der Weinstraße gehalten wurden. Zum zweiten Mal und somit für viele schon in gewohnter Atmosphäre tagten, verglichen, diskutierten, stritten und einigten wir uns hinter den stillen "Mauern" des Herz-Jesu-Klosters.

Die Tage wurden, wie schon vor zwei Jahren in Berlin-Lichtenrade, dreigeteilt. Auf das strenge Vortragsritual an den Vormittagen folgten an den Nachmittagen weit ausholende und harte Diskussionen (zuvor angemeldet), die endlich in wilde, aber gelöste Wechselreden im klösterlichen Weinkeller am Abend mündeten. Auch die Wanderung am Mittwochnachmittag im Vorfrühling zwischen den ersten blühenden Mandelbäumen zum Hambacher Schloß und nach Hambach hinunter belebte diese freie Entwicklung der Gedanken. Machen unsere Kolloquien uns eigentlich nur Spaß oder sind sie auch notwendig? Objektiv betrachtet widmeten wir pro Tag, d.h. pro 24 Stunden, etwa vier Stunden den normalen Vorträgen, dagegen die Nachmittage und die Abende den vielgestaltigen Diskussionen (und nur den Rest dem Schlaf). Diese "Struktur" eines Kolloquiums ist nirgends festgelegt, man müßte sie begründen, die Idee "dahinter" nennen; denn da wir gleiches schon vor zwei Jahren in Berlin-Lichtenrade geprobt hatten, stellt sich die Frage, ob wir ein ähnliches Konzept auch für das folgende Kolloquium, dem 10. unserer Geschichte, annehmen wollen und müssen.

Die Idee: Es gibt viele Tagungen, wahrscheinlich zu viele. Alle Tagungen wollen einen "augenblicklichen Endzustand" einer Wissenschaft wiedergeben, es wird präsentiert, nicht diskutiert. Die großen Teilnehmerzahlen erzwingen eine Kürze der Präsentationen und eine Fülle von Parallelsitzungen, die den durchschnittlichen Zuhörer in eine Art "gelähmten End-Erwartungs-Zustands" versetzt. Was ist verkehrt? Ohne große Philosophie stelle ich einfach fest, daß es verkehrt ist, Wissenschaft als Folge vieler kleiner Endprodukte (vieler kleiner schwarzer Kästchen) verstehen und erleben zu wollen. Wissenschaft ist immer im Fluß, und sie kann nur dann beleben, ernähren, begeistern, wenn man sich mit ihr mitbewegen

kann. Auf großen Tagungen haben wir diese "Bewegungsmöglichkeit" nicht, deshalb wirken sie so lähmend. Doch auf einem Kolloquium können wir beliebig viel Bewegung schaffen. Die Idee ist es, ein Kolloquium so zu gestalten, daß jeder fühlt, daß noch nichts abgeschlossen ist, daß Neues entsteht, daß das Kolloquium eine Brutstätte neuer Ideen wird. Und, daß Wissenschaftler fröhliche Menschen sind.

Es gibt zwei Voraussetzungen, um diese Idee konkret umsetzen zu können; die eine Voraussetzung ist die zeitliche Struktur des Ablaufs, z.B. so, wie sie - anfangs beschrieben - für die beiden letzten Kolloquien probiert wurde. Die andere wichtige Voraussetzung aber ist die Zusammensetzung der Teilnehmer eines Kolloquiums: Es muß Hochspannung entstehen, d.h. die Teilnehmer müssen so verschieden wie nur möglich sein. Studenten und "ältere" Wissenschaftler, Theoretiker und Experimentatoren, Allgemeine und Angewandte Geophysiker müssen möglichst gleich stark vertreten sein. Wenn diese Gleichverteilung gestört ist, die eine oder andere Gruppe vorherrscht, dann entsteht "Club-Atmosphäre", d.h. Langeweile.

Ich will an dieser Stelle das Konzept unseres Kolloquiums, das ja konstituierend für unsere Arbeitsgruppe wirkt, nicht danach beurteilen, ob es erfolgreich war. Doch ist festzuhalten, daß einige in den beiden letzten Protokollbänden enthaltene Beiträge nicht zuvor angemeldet waren. Die Notwendigkeit dieser Beiträge erschien erst in den "Redeschlachten" des Nachmittags und Abends. Ich will das Konzept für unser Kolloquium danach beurteilen, ob es notwendig ist. Am Ende dieses Bandes steht die offizielle Formulierung der Resolution No. 1 der IUGG-Hauptversammlung von Canberra 1979. In dem Maße, in dem wir sie innerlich akzeptieren und sie auf unsere Fahnen schreiben, in dem Maße werden wir die Notwendigkeit für dieses Konzept unseres Kolloquiums und unserer Arbeitsgruppe sehen.

Hierzu müssen wir jedes Mal neu die Voraussetzungen schaffen. Ich bedanke mich bei allen, die durch ihre mündlichen und schriftlichen Beiträge das Kolloquium und diesen Protokollband gestaltet haben.

V. Haak

V. WAGENITZ

Tellurik-Magnetotellurik im Niedersächsischen Tektogen

Zur Bestimmung der Leitfähigkeitsverteilung im Niedersächsischen Tektogen und seinem Übergang zum Münsterland wurden die Ergebnisse von MT-Messungen an neun und T-MT-Messungen an 21 weiteren Meßpunkten durch eindimensionale Inversions- und zweidimensionale Modellrechnungen ausgewertet. Details sind bei Wagenitz (1982) zu finden; die Ergebnisse können wie folgt zusammengefaßt werden:

Niedersächsisches Tektogen: auf Grund ihrer ρ -Werte lassen sich im allg. 4 - 5 Schichten unterscheiden, die im wesentlichen dem Post-Karbon, Karbon mit Devon, Prä-Devon sowie dem Grundgebirge zuzuordnen sind. Das Prä-Devon besitzt mit $4000 \leq \tau \leq 12000$ S eine hohe integrierte Leitfähigkeit. Es ist mit den Daten verträglich, die Oberkante eines hochohmigen Halbraums im Tiefenbereich des magnetischen Basements (Hahn et al. 1976) anzunehmen. Zur gemeinsamen Erklärung der T-MT- und der ETS-Messungen von Küppers (1977) muß zwingend die Existenz extrem guter Leiter ($\tau \geq 11000$ S) im Tiefenbereich 8 - 12 km im mittleren Teil des Niedersächsischen Tektogens angenommen werden. Der EW-streichende Bereich dieser extrem guten Leiter ist die Ursache der Induktionsanomalie Getmold (Hesse 1967, Küppers 1977). Ein Einfluß des Störkörpers von Bramsche auf die Leitfähigkeitsverteilung ist durch eine Erniedrigung der ρ -Werte des Karbons in seinem Hangenden nachzuweisen.

Münsterland: das Prä-Devon besitzt mit $\tau \leq 1000$ S eine erheblich geringere integrierte Leitfähigkeit als im Niedersächsischen Tektogen. Die Grenze zwischen besser und weniger gut leitfähigem Prä-Devon verläuft fast exakt EW etwa durch den Ibbenbürener Horst. Sie fällt hiernach nicht mit der Osning-Überschiebung zusammen.

Literatur:

- Hahn, A., E.G. Kind and D.C. Mishra: Depth Estimation of Magnetic Sources by means of Fourier Amplitude Spectra. Geophys. Prosp. 24, 287-308, 1976.
- Hesse, D.: Erdmagnetische Tiefensondierung im Gebiet des Teutoburger Waldes. Dipl.-Arbeit Inst. f. Geophysik u. Meteorologie TU Braunschweig, 1967.
- Küppers, F.: Ein Magnetometernetz in der erdmagnetischen Tiefensondierung: Vom Bau der Meßgeräte bis zur Datenauswertung. Diss. Math.-Nat. Fak. Univ. Münster, 1977.
- Wagenitz, V.: Tellurisch-magnetotellurische Untersuchungen zur Bestimmung der elektrischen Leitfähigkeit in der oberen Kruste im Bereich der Anomalie von Bramsche und des Niedersächsischen Tektogens. Diss. Math.-Nat. Fak. Univ. Münster, 1982.

K. BAHR

"Erdmagnetische und magnetotellurische Messungen am Harznordrand und ihre gemeinsame Deutung durch ein zweidimensionales Leitfähigkeitsmodell"

1. Einleitung

An der nordöstlichen Randstörung des Harzes hebt sich das variskische Grundgebirge um mehrere tausend Meter gegen die mesozoischen Schichten des nördlichen Vorlandes heraus. Häufig ist ein Zusammenhang zwischen dieser Hebung und dem Magmatismus des Harzes gesehen worden.

Wegen der zu erwartenden Leitfähigkeitsunterschiede boten sich elektromagnetische Verfahren zur Erforschung der Tiefenerstreckung der Harzkante sowie der Ausdehnung der Plutone an.

Dabei sollte ein Modell der orts- und tiefenabhängigen Leitfähigkeitsverteilung gefunden werden, das sowohl lokale Änderungen aller magnetischen Komponenten wie auch die vollständigen Impedanztensoren erklärt. Dieses Ziel ist inzwischen weitgehend, aber nicht ganz erreicht worden. Abb. 1 zeigt das Meßgebiet und die sieben Stationen auf einem Nord-Süd-Profil, das den Harznordrand bei Bad Harzburg schneidet. An diesen Stationen wurden im November 1979 und im April/Mai 1980 Pulsationen des erdmagnetischen und erdelektrischen Feldes registriert, die nach einem von Schmucker (1978) vorgeschlagenen Verfahren für Perioden von 12s - 1000s analysiert worden sind. An den Stationen BUC und BRO wurde der Periodenbereich durch den Einsatz von Fluxgates auf 12s - 4h erweitert.

BUC und VIE liegen auf pleistozänischen Sedimenten, BRO und PFE auf dem Brockengranit bzw. dem sich nördlich anschließenden Gabbro, und WAL und TEL waren auf Südharz-Grauwacke aufgebaut.

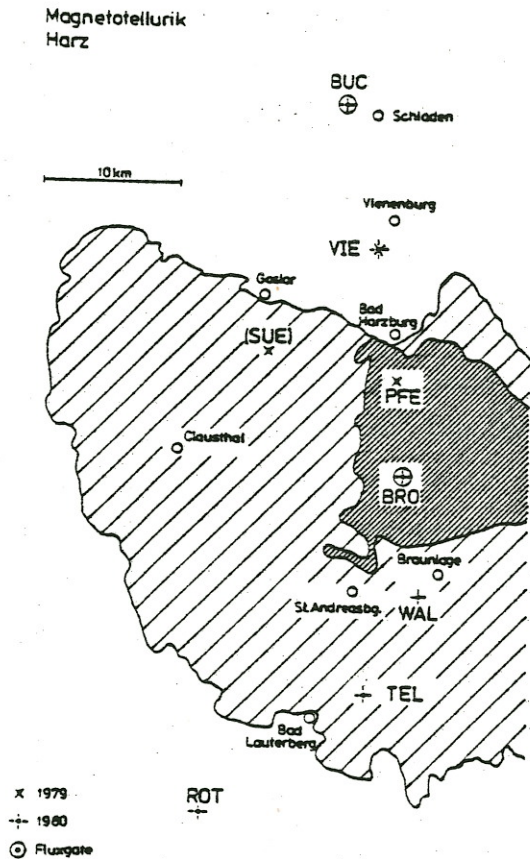


Abb. 1:
Das Meßgebiet.
Die feinere Schraffur
bezeichnet die Gesteine
der Brocken-Intrusion.

Dem Registrierbeispiel in Abb. 2 kann ein wesentliches Ergebnis bereits qualitativ entnommen werden: Ein Rückgang der Amplituden der magnetischen Horizontalkomponenten H und D von Norden nach Süden und Unterschiede zwischen den tellurischen Pulsationen zweier Stationen, die diejenigen im Magnetfeld um Größenordnungen übersteigen. Die gleichzeitige Registrierung magnetischer Pulsationen an den meisten Meßpunkten gestattete die Berechnung von Übertragungsfunktionen des anomalen magnetischen Horizontalfeldes, bezogen auf den nördlichsten Meßpunkt BUC als Normalstation. Mit einer einfachen Umrechnung kann diese Übertragungsfunktion auch für die Station PFE gewonnen werden, die nicht gleichzeitig mit BUC betrieben wurde, da die Station VIE sowohl gleichzeitig mit PFE wie auch mit BUC gelaufen ist.

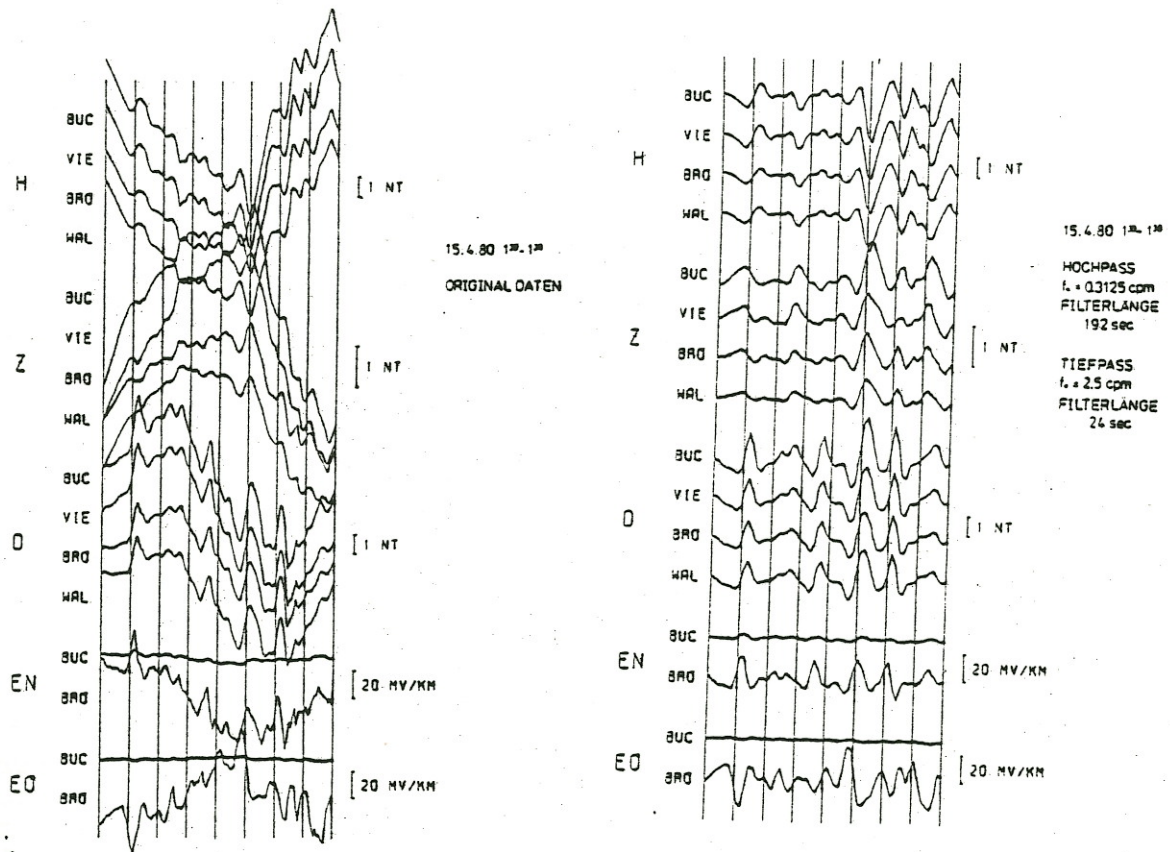


Abb. 2a, b: Beispiel für einen Effekt: Pulsationen am 15.4.1980, 130 - 138. Links: Originaldaten mit Berücksichtigung der Geräte-Übertragungsfunktionen, rechts: Dieselben Daten nach der Anwendung numerischer Filter, die die Information der Zeitreihen auf dasjenige Frequenzband beschränken, in dem der Effekt analysiert werden soll. Durch die Reihenfolge der Stationen ist der Profilverlauf von Norden nach Süden wiedergegeben, der Abstand zwischen den Zeitmarken ist 1 min.

2. Meßergebnisse

Abb. 3 stellt das elektrische Feld durch tellurische Vektoren (Schmucker und Wiens; 1980) dar. Mit $e_x = z_{xx}\hat{x} + z_{yx}\hat{y}$ ist die Impedanz des mit der magnetischen Nordkomponente korrelierten Feldes bezeichnet. Für die Impedanzen von BUC und VIE, die etwa 15mal kleiner sind als die der anderen Stationen, ist ein anderer Maßstab gewählt worden. Der geologische Nordrand des Harzes liegt zwischen PFE und VIE.

Die Richtung der tellurischen Vektoren ist - mit Ausnahme der Station VIE - nahezu unabhängig von der Richtung des anregenden Feldes. PFE liegt auf kristallinem Gestein niedriger Leitfähigkeit, so daß das E-Feld senkrecht zum Harzabbruch vergrößert wird. Der Impedanztensor von VIE, 5 km nördlich des Harzrandes,

ist für kurze Perioden nahezu eindimensional interpretierbar. Für Perioden über 30s übersteigt die Eindringtiefe 5 km, und das Streichen des Harzabbruchs stellt sich als Vorzugsrichtung ein. Bei ROT fällt die Richtung maximaler Impedanz mit der Richtung des 8 km nördlich gelegenen Harzsüdrandes zusammen.

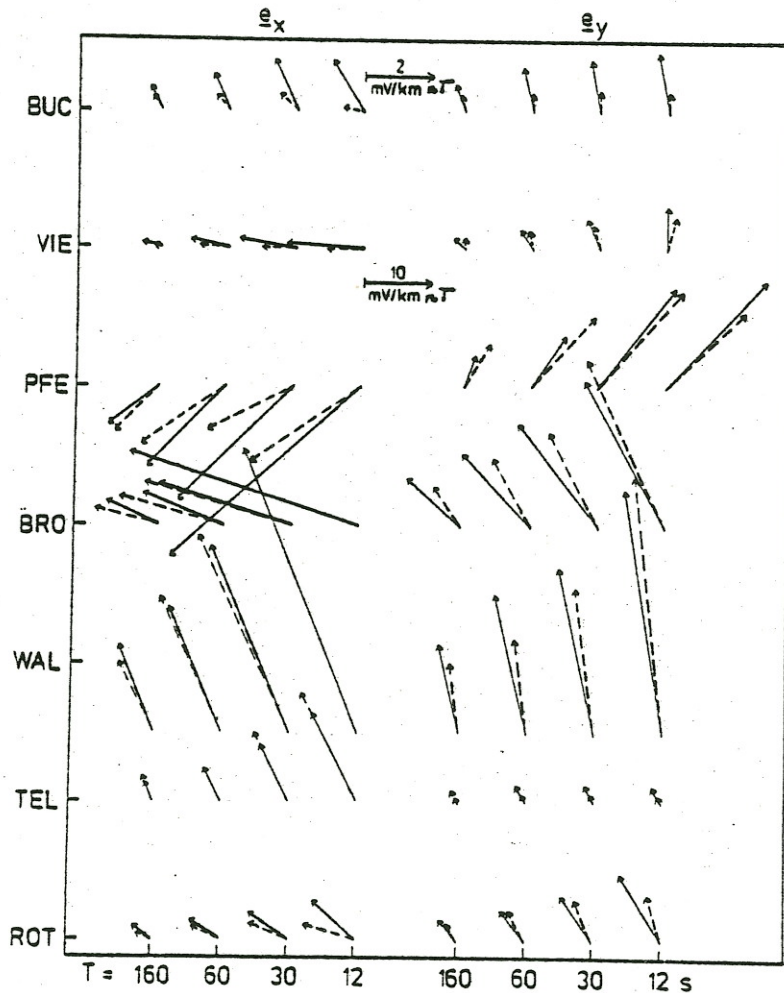


Abb. 3:
Tellurische Vektoren für vier Perioden. Die Anordnung der Stationen entspricht ihrer Lage auf dem Nord-Süd-Profil.

—————→ $\text{Re } \underline{e}_x, \text{Re } \underline{e}_y$
 - - - - -→ $\text{Im } \underline{e}_x, \text{Im } \underline{e}_y$

Die stark hervortretenden Vorzugsrichtungen der anderen Stationen sind mit großräumigen geologischen Strukturen nicht korrelierbar, sie werden wohl durch kleinräumige Einlagerungen im obersten Stockwerk bestimmt. Hierauf weist auch der Frequenzgang des skewness-Koeffizienten des elektrischen Feldes

$$\chi = \left| \frac{Z_{xx} + Z_{yy}}{Z_{xy} - Z_{yx}} \right|$$

hin, der in Abb. 4 dargestellt ist. Diese Größe ist unter bestimmten Bedingungen ein Maß dafür, wie stark der Impedanztensor durch eine zweidimensionale Struktur bestimmt wird.

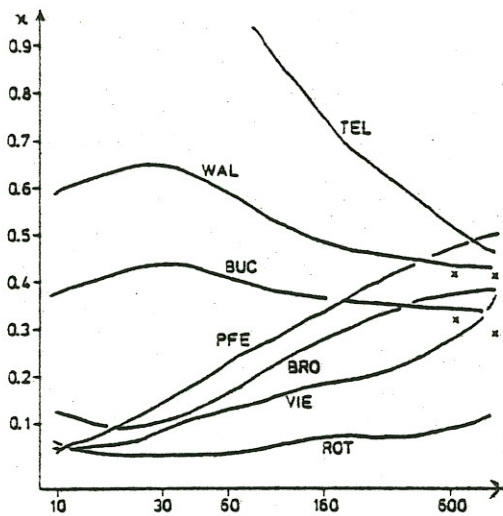


Abb. 4:
Skewness

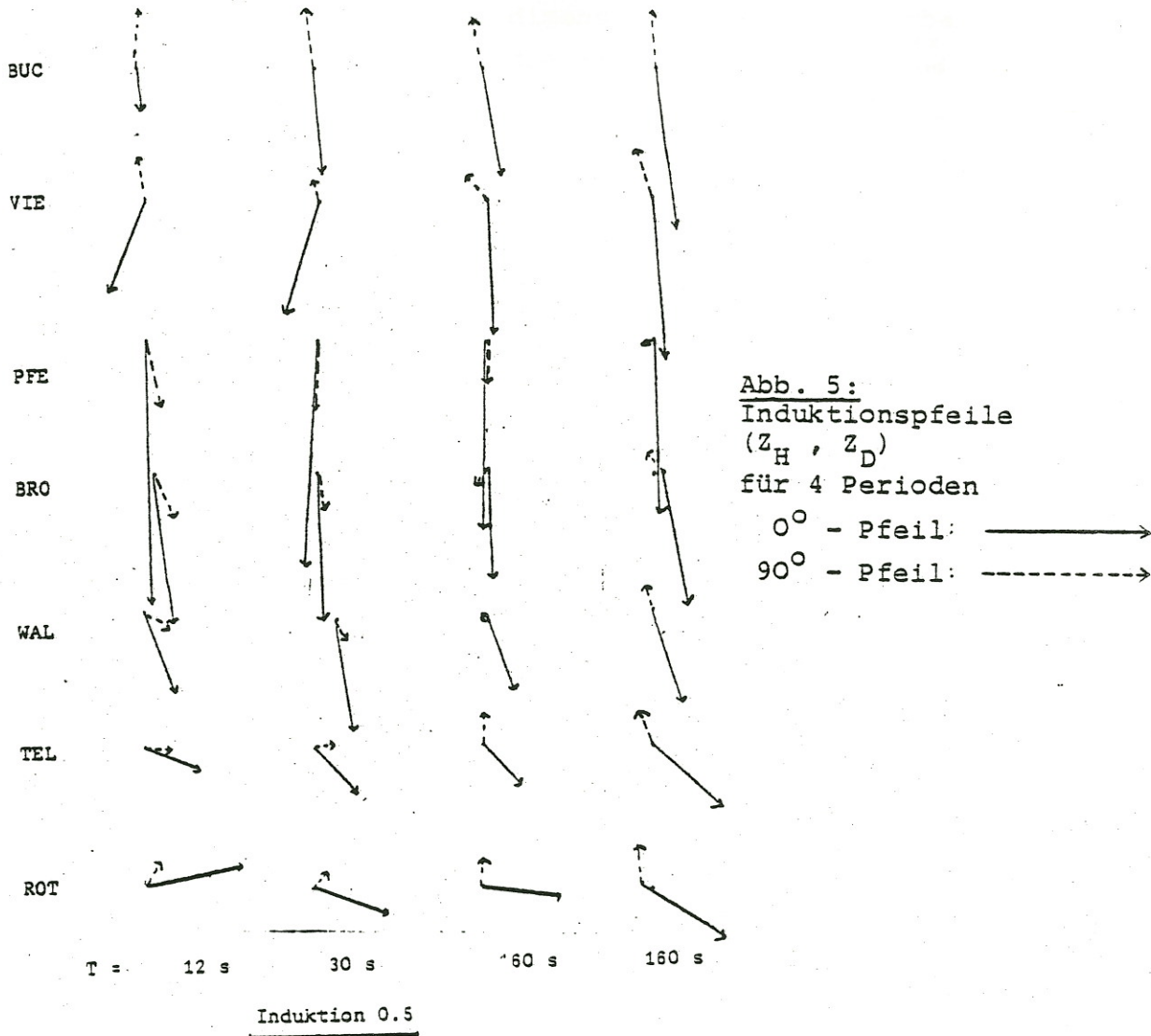
Bei PFE, BRO und VIE überwiegt für kurze Perioden eine Vorzugsrichtung, für größere Eindringtiefen wächst der Einfluß von zusätzlichen, überlagerten Strukturen. Bei TEL ist es umgekehrt, hier gehen die Verzerrungen mit wachsender Eindringtiefe zurück. Mit Ausnahme von WAL und TEL gelang an allen Stationen eine recht gute Entkoppelung von E- und B-Polarisation, nachdem die Impedanztensoren um den nach Swifts Kriterium bestimmten Winkel rotiert worden waren.

In der Zusammenschau bieten die im Harz und seinem nördlichen Vorland gewonnenen Impedanztensoren ein komplexes Bild, das von Verzerrungen an jeder Einzelstation wie auch von starken Sprüngen des elektrischen Feldes von Meßpunkt zu Meßpunkt geprägt ist.

Dagegen sind die gefundenen Übertragungsfunktionen des Magnetfeldes recht glatte Funktionen des Ortes. Abb. 5 zeigt als Beispiel Induktionspfeile, die ohne Abzug eines Normalfeldes nach der Gleichung

$$Z = (z_H \ z_D) \begin{pmatrix} H \\ D \end{pmatrix}$$

gewonnen wurden. Mit H, D und Z sind hierin die frequenzabhängigen Fouriertransformierten der Komponenten des Magnetfeldes bezeichnet.



Die Pfeile der fünf nördlichen Stationen weisen auf ost-west streichende Anomalien hin. Bei PFE, BRO und WAL fällt das periodenabhängige Umklappen des 90° -Pfeiles auf. Es existieren mindestens zwei Leitfähigkeitsanomalien, von denen eine noch nördlich von BUC gelegen sein muß. Mit ihr kann die norddeutsche Leitfähigkeitsanomalie identifiziert werden. Die Verstärkung der Z-Komponente bei PFE wird dem Harznordrand zugeschrieben.

3. Interpretation durch ein zweidimensionales Leitfähigkeitsmodell

Abb. 6 zeigt für jede Station einen tellurischen Vektor unter Berücksichtigung der Rotation im Kartenbild. Die durch die Längen dieser Vektoren beschriebenen Impedanzen sind durch Modelle interpretiert worden. Sie ergeben sich zu

$$Z = \sqrt{(Re Z_{xy})^2 + (Re Z_{yy})^2} + i \sqrt{(Im Z_{xy})^2 + (Im Z_{yy})^2}$$

wenn der mit einem in x-Richtung polarisierten Magnetfeld korrelierte und auf dieses Magnetfeld normierte elektrische Feldvektor \underline{e}_y ausgewertet wird. Für die Auswertung von \underline{e}_x sind in dieser Formel die Indices x,y zu vertauschen.

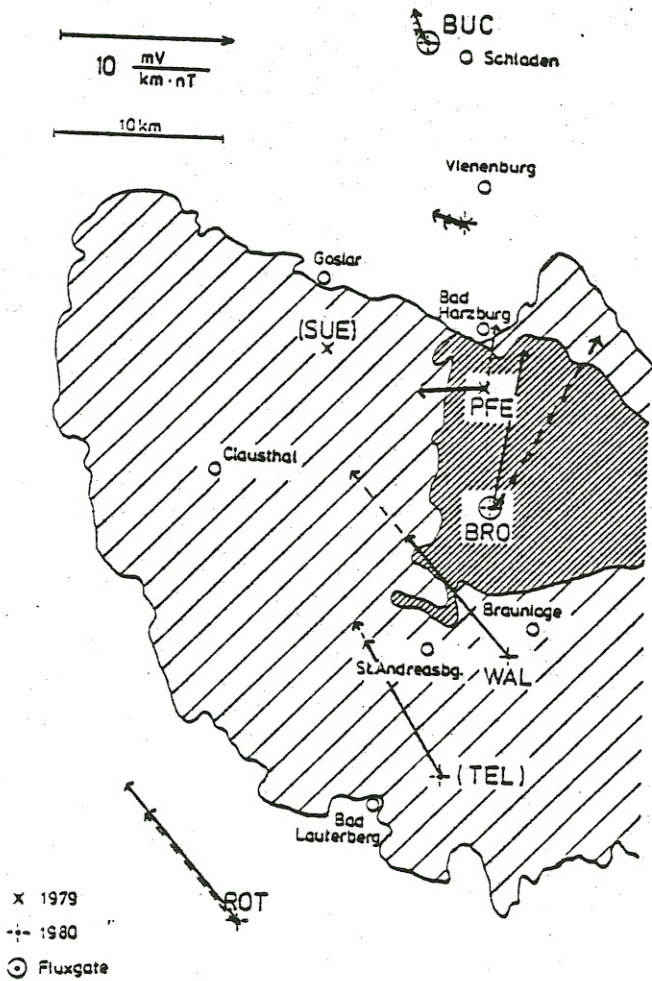


Abb. 6:
Tellurische Vektoren \underline{e}_x oder \underline{e}_y in rotierten Koordinaten; T = 30s

Für zweidimensionale Impedanztensoren folgt $Z = Z_{xy}$ oder $Z = Z_{yx}$, diese Vereinfachung gilt nur für die kompliziert verzerrten Impedanztensoren von WAL und TEL nicht.

Es sei betont, daß für Stationen im Harz die minimale für Stationen des nördlichen und südlichen Vorlandes dagegen die maximale Impedanz ausgewertet worden ist. Weil die Impedanzen im Harz, wie es für Plutone und variskische Sedimente zu erwarten ist, diejenigen des Vorlandes um 1-2 Größenordnungen übertreffen, stellt diese Wahl bereits eine räumliche Glättung dar. Dennoch bleiben,

wie sich der Abb. 6 entnehmen läßt, erhebliche Unterschiede von Station zu Station. Diese sollten durch Modellrechnung mit zweidimensionaler Verteilung der Leitfähigkeit, die auch die Ortsabhängigkeit der Übertragungsfunktionen des Magnetfeldes erklärt, interpretiert werden. Benutzt wurde das von Schmucker (1971) entwickelte Rechnerprogramm "Inhomogene Schicht". Zunächst sind aber die Impedanzen mit dem ψ -Algorithmus invertiert worden. Die gefundenen Drei- bis Fünfschichtmodelle sollen hier nur summarisch beschrieben werden, es sei aber auf eine genauere Darstellung verwiesen (Bahr, 1981).

Das Meßgebiet teilt sich auf in einen Nordteil mit hohen und einen Südteil mit erheblich geringeren Leitfähigkeiten, der von gut-leitenden kleinräumigen Strukturen durchzogen sein mag. Aus den Ergebnissen von PFE und ROT geht hervor, daß das Auftreten großer Widerstände in einem tieferen Stockwerk gegenüber dem geologischen Erscheinungsbild des Harz von Norden nach Süden verschoben ist.

Anomalous Z
Transfer Function

T = 60 s

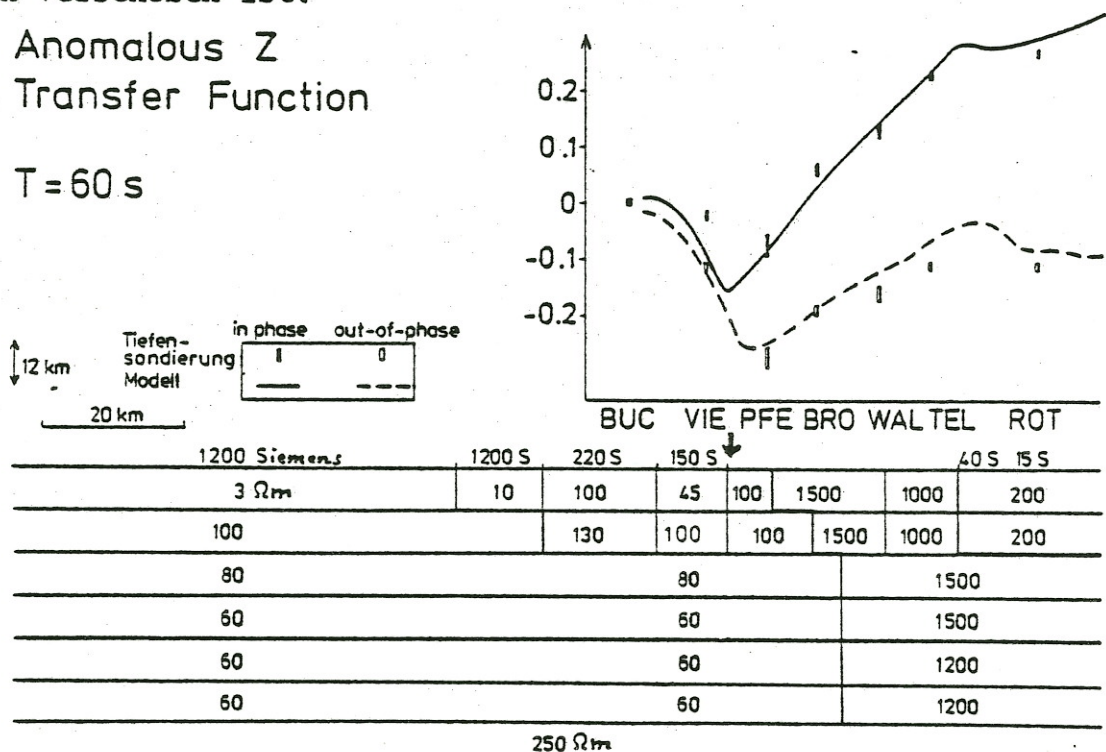


Abb. 7:
Zweidimensionales Modell der Widerstandsverteilung in einem von Norden (links) nach Süden verlaufenden Vertikalschnitt, der den Harznordrand bei Bad Harzburg (Pfeil) kreuzt. Zahlen geben in den Blöcken spezifische Widerstände (Ωm) und auf der obersten Linie integrierte Leitfähigkeiten (Siemens) der Deckschichten an. Weitere Erklärungen im Text. Diese Widerstands-Tiefenverteilungen sind nahezu unverändert in das in Abb. 7 gezeigte zweidimensionale

Modell übernommen worden. Durch die gut-leitenden Deckschichten im linken Teil des Blockdiagramms wird die norddeutsche Leitfähigkeitsanomalie in etwa der Form, wie sie WEIDELT (1978) gefunden hat, dargestellt.

In Abb. 7, 8 und 9 sind Übertragungsfunktionen zwischen dem anomalen Magnetfeld (H_a, D_a, Z_a) und dem normalen horizontalen Magnetfeld (H_n, D_n) eingetragen.

$$\begin{pmatrix} H_a \\ D_a \\ Z_a \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} h_H & h_D \\ d_H & d_D \\ z_H & z_D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_n \\ D_n \end{pmatrix}$$

Abb. 7 zeigt also für eine Periode über dem Südteil des Modells die Anomalie der magnetischen Vertikalkomponente, wie sie sich aus der Modellrechnung ergibt und wie sie aus der Analyse der Feldmessungen an den sieben Einzelstationen gewonnen wurde. Noch deutlicher werden die Einzelheiten dieser Anomalie - eine durch die norddeutsche Leitfähigkeitsanomalie verursachter Anstieg von Norden nach Süden und zwei überlagerte, dem Harznord- und Südrand zuzuschreibene 'Buckel' - in der Darstellung für drei Perioden in Abb. 8. Es sei noch bemerkt, daß dieses Modell das immerhin einen Leitfähigkeitssprung in 50 km Tiefe fordert, auch von Impedanzen und magnetischen Übertragungsfunktionen mit Perioden bis 4h gestützt wird.

In Abb. 9 schließlich wird die Anomalie der magnetischen Horizontalkomponenten in einem rotierten Koordinatensystem gezeigt. Durch diese Rotation, auf die FLUCHE in diesem Band genauer eingeht, wird die dargestellte Übertragungsfunktion h_H maximiert. Die gefundenen Drehwinkel um 40° passen gut zum Streichen des Harznordrandes.

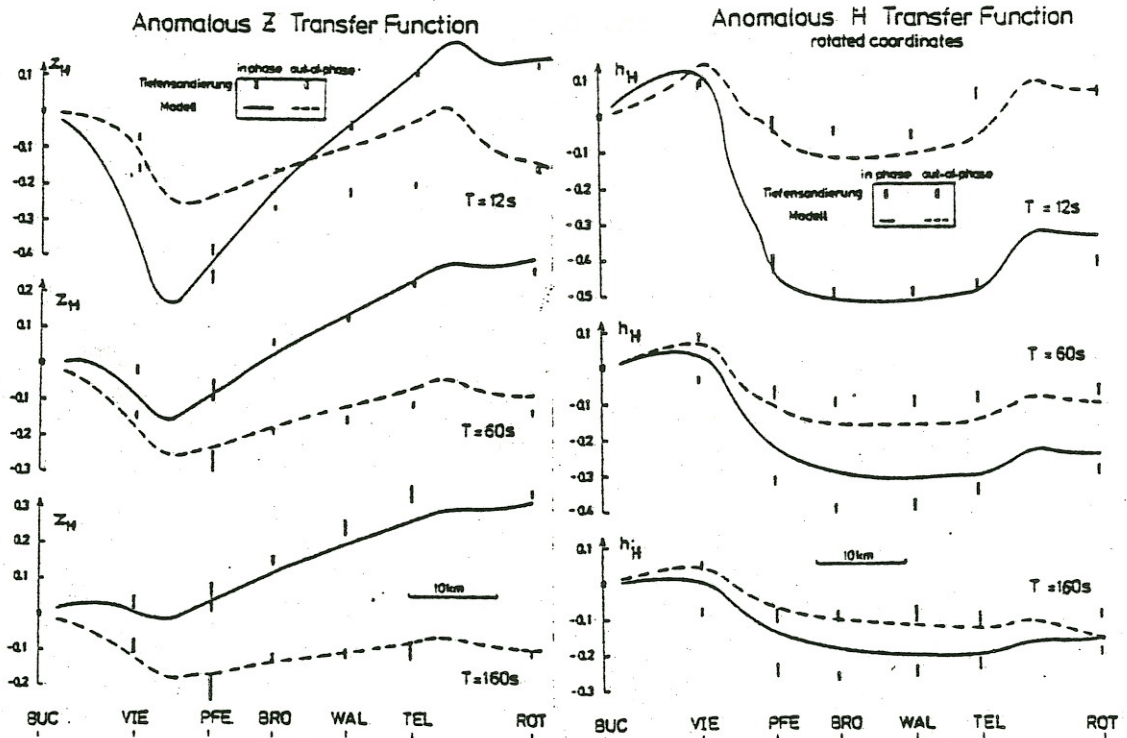


Abb. 8,9:

Durch Modellrechnung gewonnene Übertragungsfunktionen z_H bzw. h_H . Aus der Analyse gewonnene Daten mit Vertrauensbereichen für 68% Wahrscheinlichkeit.

Es ist nicht verwunderlich, daß der glatte Verlauf der gemessenen magnetischen Übertragungsfunktion durch ebenso glatt aussehende Modell-Übertragungsfunktionen angepaßt wird. Mit Daten von nur sieben Stationen wäre eine feinere Unterteilung des zweidimensionalen Modells nicht zulässig. Glatt ist deshalb auch der Verlauf der vom Modell erzeugten Übertragungsfunktion $C_y = z_{xy}/i\omega$ als Darstellung der zur E-Polarisation gehörenden Impedanz. In Abb. 10 ist sie gemeinsam mit den vergleichbaren gemessenen Impedanzen eingetragen.

Diese Impedanzen, deren Auswahl für jede Einzelstation der großen Anisotropien wegen bereits eine erste räumliche Glättung darstellte, haben die Widerstandsverteilung des zweidimensionalen Modells hauptsächlich bestimmt.

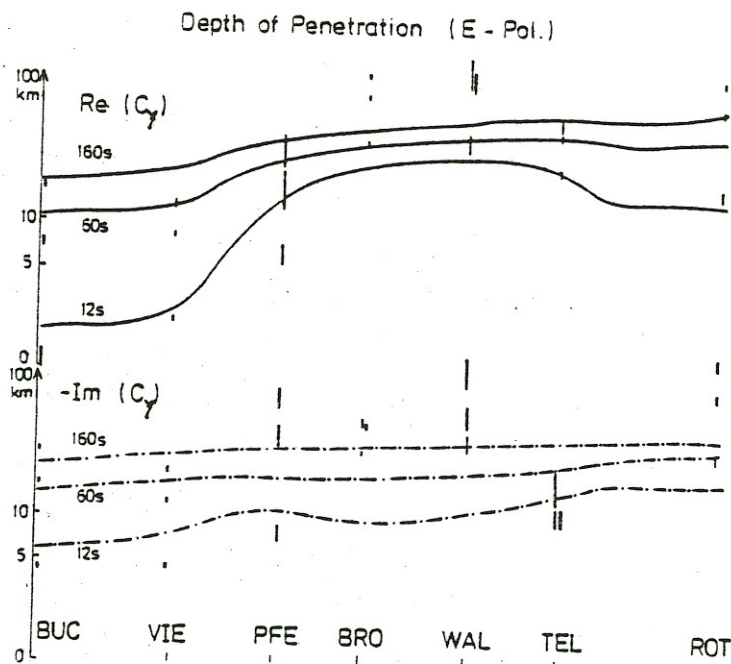


Abb. 10:

Induktive Skalenlängen der E-Polarisation für drei Perioden. Aus der Analyse gewonnene Daten in rotierten Koordinaten mit Vertrauensbereichen.

Die dennoch vorhandenen Abweichungen sind frequenzunabhängig und auf lokale Gleichstromanomalien zurückzuführen, die zu klein sind, um durch ein alle Stationen einschließendes zweidimensionales Modell interpretiert zu werden.

4. Verzerrungen des tellurischen Feldes durch oberflächennahe Einlagerungen

Um den Einfluß lokaler Effekte abzuschätzen, sind magnetotellurische Sondierungen mit geringem Stationsabstand in der Umgebung der Station PFE durchgeführt worden. Abb. 11 zeigt die tellurischen Vektoren von drei nur jeweils 500 m auseinanderliegenden Stationen PF1, PF2 und PF3.

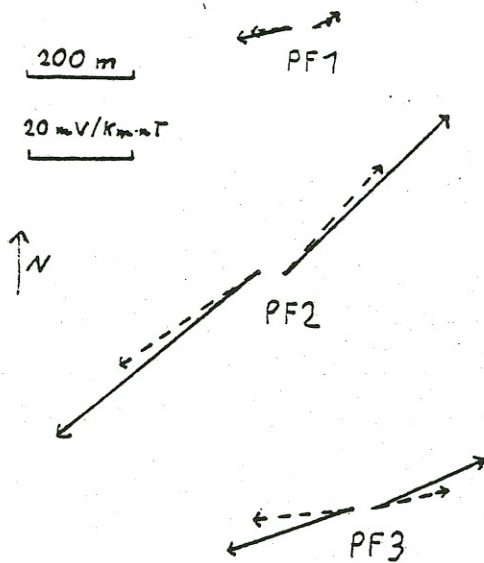


Abb. 11:
Tellurische Vektoren eng benachbarter Stationen. $T = 12s$

—————→ $Re \underline{e}_x, Re \underline{e}_y$
- - - - -→ $Im \underline{e}_x, Im \underline{e}_y$

Ihre großen Unterschiede in Betrag und Richtung weisen auf kleinräumige Verzerrungen hin. Dafür sprechen auch die folgenden Ergebnisse:

1) Die gefundenen hohen Anisotropien sind nahezu reell und frequenzunabhängig.

2) Die Ergebnisse einer Geoelektrik-Sondierung bei PF2 weisen auf die Existenz einer an dieser Stelle 10 m starken, gutleitenden ($180 \Omega m$) Deckschicht hin, darunter liegt Gabbro (über $2000 \Omega m$).

3) Offenbar gibt es auch vertikale Verzerrungen. Bei PF2 sind zwei Sonden übereinander mit genau 1 m Abstand eingegraben worden. Mit den rauscharmen HEMPFLING-Sonden gelang trotz des kurzen Elektrodenabstandes die Aufzeichnung vertikaler tellurischer Pulsationen.

Scheinbare vertikale elektrische Variationen hat bereits FORBUSH (1933) bei Messungen in einem 46 m tiefen trockenen Brunnen bei Huancayo gefunden und als Effekt von oberflächennahen Widerstandsänderungen gedeutet.

Anscheinend sehen wir in den starken Unterschieden zwischen den Impedanztensoren eng benachbarter Stationen Undulationen der Stärke einer gut leitenden Deckschicht.

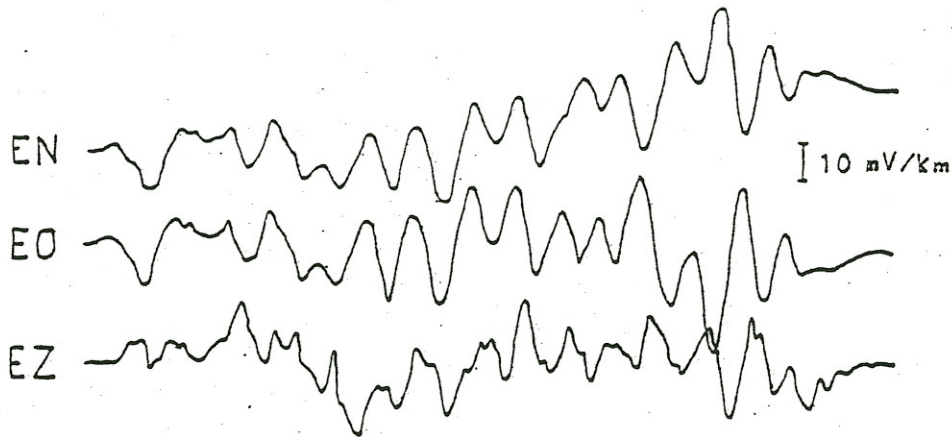


Abb. 12:

Horizontale (EN, EO) und vertikale (EZ) tellurische Pulsationen

Weil sich diese nur mit sehr vielen Geoelektrik-Messungen kartieren lassen, sollte die Verzerrung an jeder Einzelstation ohne weitere Vorkenntnisse nach folgendem Ansatz eliminiert werden:

\underline{Z} sei der unverzernte, aber von einer großräumigen lateralen Leitfähigkeitsänderung - ich habe wieder an den Harznordrand gedacht - beeinflusste Impedanztensor, der mit den Drehmatrizen $\underline{T}_\alpha, \underline{T}_\alpha^T$ in das durch die Streichrichtung einer lokalen Anomalie gegebene Koordinatensystem überführt wird. Hier wird vereinfacht angenommen, daß die Verzerrung einfach eine Verstärkung des Feldes in einer Richtung ist. Die Verzerrungsmatrix hat die Form

$$\underline{A} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \alpha \end{pmatrix}$$

Nach einer weiteren Koordinatentransformation ($\underline{T}_\beta, \underline{T}_\beta^T$) sehen wir den verzerrten Impedanztensor \underline{Z}' in dem durch die Sondenauslagen gegebenen Koordinatensystem:

$$\underline{Z}' = \underline{T}_\beta^T \underline{A} \underline{T}_\alpha^T \underline{Z} \underline{T}_\alpha \underline{T}_\beta$$

Umgekehrt läßt sich der von oberflächennahen Verzerrungen befreite Impedanztensor

$$\underline{Z} = \underline{T}_\alpha \underline{A}^{-1} \underline{T}_\beta \underline{Z}' \underline{T}_\beta^T \underline{T}_\alpha^T$$

gewinnen. Mit der ersten Rotation um den Winkel β nach Swifts Kriterium wird hier nur die Orientierung der lokalen Anomalie gefunden. Der Verzerrungsfaktor α ist nun so zu bestimmen, daß für eng benachbarte Stationen ähnliche entzernte Impedanztensoren gefunden werden, die sich durch ein gemeinsames Modell interpretieren lassen. Weil durch die Matrix \underline{A} die Determinante des

Impedanztensor verändert wird, läßt sich nach Swifts Kriterium wieder ein Drehwinkel α finden. Unter der Voraussetzung, daß alle Kabelauslagen gleich orientiert sind, sollte die von benachbarten Stationen bestimmte resultierende Richtung $\alpha+\beta$ der großen Anomalie die gleiche sein. Die folgende Tabelle gibt einen Überblick über die Güte dieser Entzerrung. Mit Z ist die einmal rotierte und mit Z' die rotierte, entzerrte und wieder rotierte Impedanz [$\text{mV}/\text{km}\cdot\text{nT}$] für $T=20\text{s}$ bezeichnet.

Station	β	Z_{xy}	Z_{yx}	a	Z'_{xy}	Z'_{yx}	α	$\alpha+\beta$
PF1	67°	9.5 +i7.1	-1.1 -i1.2	5.0	2.1 +i1.8	-0.9 -i1.1	-28°	39°
PF2	48°	49.7 +i37.5	-2.9 -i2.7	9.0	5.1 +i4.8	-3.3 -i2.1	-17°	31°
PF3	62°	24.7 +i22.0	-2.4 -i0.6	5.0	6.0 +i4.8	-1.3 -i0.2	-24°	38°

Mit $31^\circ-39^\circ$ ist etwa der Winkel zwischen der Streichrichtung des Harznordrandes und der Ostrichtung gefunden worden. Weil nur die maximale Impedanz Z_{xy} (senkrecht zum Streichen) durch die Verzerrung wesentlich geändert wird, sollte für eine Auswertung in erster Näherung die minimale Impedanz herangezogen werden.

5. Schluß

Durch den Harznordrand als Sprung der elektrischen Leitfähigkeit in oberflächennahen wie auch in tiefen Schichten der Erdkruste sind großräumige Anomalien der Vertikal- und Horizontalkomponente erdmagnetischer Pulsationen und Baystörungen erklärt worden. Dabei werden Einlagerungen abweichender Leitfähigkeit mit Ausdehnungen von wenigen km nicht mehr aufgelöst. Daß solche lokalen Strukturen aber dennoch - zumindest an der Oberfläche - vorhanden sein müssen, zeigen die sprunghaften Änderungen des tellurischen Feldes von Station zu Station.

Hier liegt ein gutes Beispiel dafür vor, daß die Ergebnisse von Magnetotellurik und erdmagnetischer Tiefensondierung sich gegenseitig stützen können. Die Tiefensondierung findet Leitfähigkeitsanomalien im Sinne von Abweichungen von der Widerstandsverteilung einer Basisstation, die wiederum mit der Magnetotellurik bestimmt werden kann. Wird Magnetotellurik allein betrieben, fällt unter Umständen die Trennung von räum-

lichen Unterschieden des elektrischen Feldes in groß- und kleinräumige Anteile schwer. Die gleichzeitige Anwendung beider Verfahren läßt die Möglichkeit zu, das elektrische Feld einer weiträumigen Anomalie mit Modellrechnung vorherzusagen und so die gemessene Impedanz zu korrigieren.

Literatur

Bahr, K.: Erdmagnetische und magnetotellurische Messungen am Harznordrand und ihre Deutung durch ein zweidimensionales Leitfähigkeitsmodell. Diplomarbeit Institut für Geophysik, Universität Göttingen, 1981.

Forbush, S.E.: Apparent Vertical Earth-current Variations at the Huaracayo Magnetic Observatory. Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity 38, 1-12, 1933.

Schmucker, U.: Neue Rechenmethoden zur Tiefensondierung. Protokoll Erdmagnetische Tiefenforschung, Rothenberge/Westfalen, 1-31, 1971.

Schmucker, U.: Auswertungsverfahren Göttingen, Protokoll Elektromagnetische Tiefenforschung, 163-186, 1978.

Schmucker, U. und U. Wiens: Vergleichende Elektrische Beobachtungen in der Umgebung von Göttingen für Sq und Bays, Protokoll Elektromagnetische Tiefenforschung, Berlin Lichtenrade, 291-307, 1980.

Weidelt, P.: Entwicklung und Erprobung eines Verfahren zur Inversion zweidimensionaler Leitfähigkeitsstrukturen in E-Polarisation. Hab. Math.-Nat. Fak. Universität Göttingen, 1978.

KONG XIANG-RU

"Magnetotelluric Sounding with Pulsations near Göttingen"

1. Location and instruments of observation.

In September and October 1981 field observations have been carried out near Deppoldshausen, a few kilometers northeast of Göttingen. The instruments were located on triassic Muschelkalk. Pulsations of the magnetic and telluric field were recorded digitally at two seconds sample interval, using 3-component WATERMANN induction coil magnetometers and FILLOUX-HEMPFLING electrodes (Ag-AgCl electrode in KCl solution), 200 m apart.

2. Analysis of the data

For analysis 43 record sections were selected. They were 5 to 30 minutes long and contained pronounced pulsations. The period range of analysis was 10 to 600 seconds with smooth spectral estimates at 17 periods in this interval (see Table 1 in Fig.2). Linear trends were removed, and after an harmonic analysis FOURIER-products of individual data section were smoothed with PARZEN spectral windows.

Firstly, transfer functions between the telluric field components E_n and E_e and the magnetic field components H and D were calculated by bivariate spectral analysis. They constitute the components of the impedance tensor \underline{Z} . Then the penetration depth z^* and the apparent resistivity ρ^* were calculated for each period from the off-diagonal elements Z_{xy} and Z_{yx} according to the definitions ($Z = Z_{xy}$ or Z_{yx})

$$z^* = \text{Re}(Z/i\omega)$$
$$\rho^* = \begin{cases} 2\rho_a \cos^2\phi & \phi > 45^\circ \\ \frac{1}{2} \rho_a / \sin^2\phi & \phi < 45^\circ \end{cases}$$

with $\rho_a = \mu_0/\omega \cdot |Z|^2$ and $\phi = \arg(Z)$. No rotation of coordinates has been made, i.e. x is toward magnetic north.

For $\phi > 45^\circ$ ρ^* is the resistivity of a uniform halfspace beneath a thin well conducting top layer of conductance $\tau = (h-g)/\rho_a$, $Z/i\omega = g-ih$. For $\phi < 45^\circ$ ρ^* is the resistivity of a uniform halfspace beneath a non-conducting top layer of thickness $H = g-h$.

3. Discussion of results

The distribution of apparent resistivity ρ^* with depth z^* is plotted in Fig.1 for both off-diagonal elements separately. Both apparent resistivity plots show a smooth decrease of resistivity with depth, from a penetration depth of 3 km at 10 seconds period to about 30 km at 600 seconds. The elements Z_{xy} and Z_{yx} give similar values for z^* at all periods, but different ρ^* values, those for Z_{xy} being larger by a factor of 3.

The ρ^* -values for both elements show a slight minimum at 11 to 13 km depth z^* . Above this minimum apparent resistivities range from more than 100 Ohm · m (Z_{xy}) to about 60 Ohm · m (Z_{yx}). Below they converge to about 40 Ohm · m. This appears to be the mean upper mantle resistivity beneath the recording site.

The values of skewness S and anisotropy A are shown in Fig.2. Both parameters do not change with period in any systematic way. S is quite small (0.2) and thus 3-D effects appear to be unimportant at the point of observations. The parameter A deviates consistently and significantly from unity. So a 2-D structure affects the impedance, but no inference can be made about its strike or cause. The anisotropy of the impedance of pulsation is consisting with results from the analysis of Sq which shows that $|Z_{yx}|$ is smaller and $|Z_{xy}|$ is greater than the normal part of Z.

Telluric vectors are illustrated in Fig.3. For magnetic polarization in east direction the telluric vectors \underline{e}_y consistently deviate from their undisturbed north direction by about 20° toward west. The deflection of the telluric vectors \underline{e}_x from their normal west direction is somewhat smaller and increases with period. In either case the distortion of the telluric field is obvious, but similar for the in-phase and out-of-phase current and not very different from that found for bays and diurnal variations. So the distortion appears as quasi-static and its cause should be local.

4. Model calculations

The results of model calculations, using the ψ -algorithmus to interpret the logarithmic response $\{\ln \rho_a / \rho_0 + 2i(\pi/4 - \phi)\}$, are shown in Fig.4 and 5. As was to be expected from the $\rho^*(z^*)$ plots, the results of 3-layer models agree essentially with the observational results. The rms fit ϵ for the logarithmic response is 0.187 for Z_{yx} and 0.138 for Z_{xy} , i.e. the apparent resistivity ρ_a is

reproduced within about 19% and 14%, respectively. From Fig.4 also can be seen the parameters of the second and third layer are similar for Z_{xy} and Z_{yx} , but not in the first layer which suggests lateral inhomogeneity of this layer. In Fig.5 the interpretation of Z_{yx} by a 4-layer model is shown in an attempt to resolve the crustal conductor at intermediate depth. This is possible when some model smoothing with MARQUART's $\alpha = 0.1$ is applied. The good conductor appears now as third layer at 24-25 km depth. The half-space below, representing the upper mantle, has a resistivity of 50 to 80 Ohm·m. The resistivity of the second layer, representing the upper crust is now shifted to more than 500 Ohm · m. The top layer, 3.5 km thick and with a resistivity of 18-20 Ohm · m, represents sediments above the basement with a conductance of 170 Siemens.

By the inclusion of a fourth layer the rms fit ϵ is improved to 0.126. The plot of ϵ versus the layer parameters d_0 in Fig.5 shows this value as a clear minimum. The overall fit for ρ_a is now 6.4 Ohm · m and that of the phase 2.6 degrees. The resolution is quite satisfactory as evident from the resolution matrix A in Fig.5. With respect to the very low resistivity of 1.5 Ohm · m in the third layer it should be observed that no weights were used. This means that the ratio of layer thickness to the square root of layer resistivity is a constant for all layers.

5. Acknowledgements

I am very grateful to Prof. U. Schmucker, Dr. E. Steveling and Dr. M. Richards for their direction and help. I wish also to thank the support and help of the Geophysic Institut of Göttingen University.

$$A = \left| \frac{Z_{yx}}{Z_{xy}} \right| \quad S = \left| \frac{Z_{xx} + Z_{yy}}{Z_{yx} - Z_{xy}} \right|$$

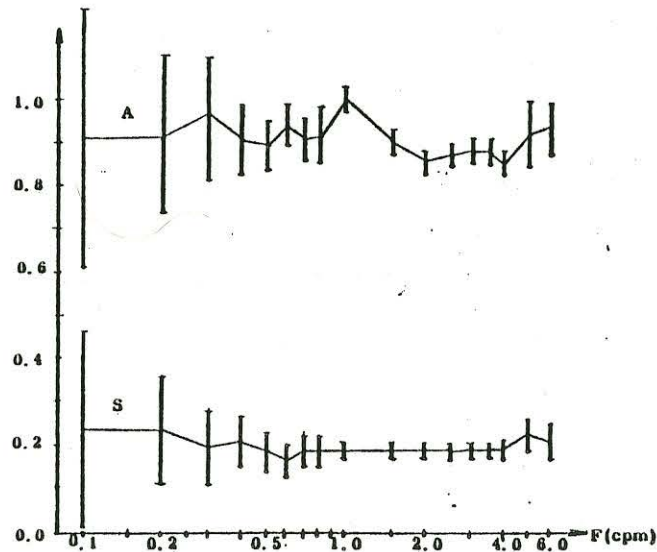


Fig.2: The values of anisotropy (A) and skewness (S).

Table 1: Period and frequency ranges of data analysis

Selected periods (s)	Frequency
60)	0.1
30)	0.2
200	0.3
150	0.4
120	0.5
100	0.6
85.7	0.7
75	0.8
60	1.0
40	1.5
30	2.0
24	2.5
20	3.0
17.1	3.5
15	4.0
12	5.0
10	6.0

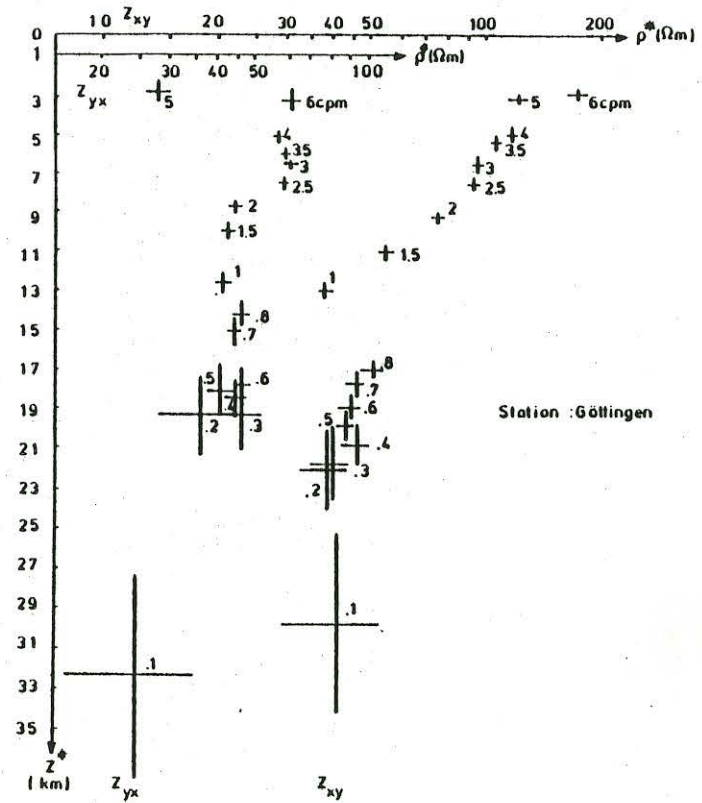


Fig.1: The distribution of apparent resistivity ρ^* with z^* . The above abscissa use for Z_{xy} data (right). The lower abscissa use for Z_{yx} data (left)

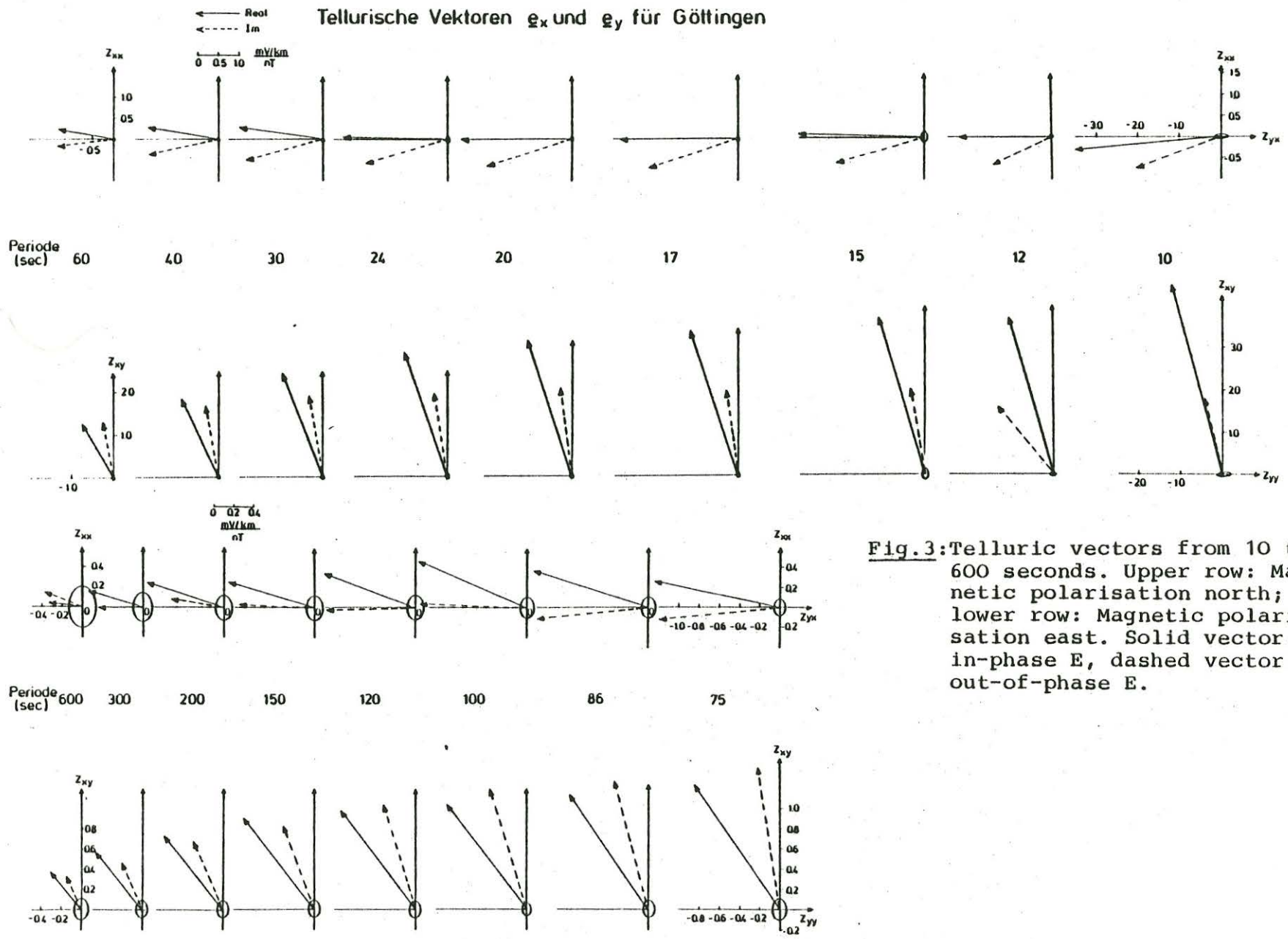
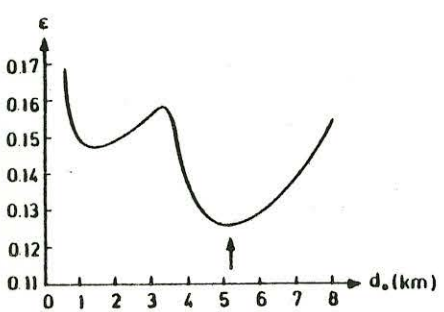
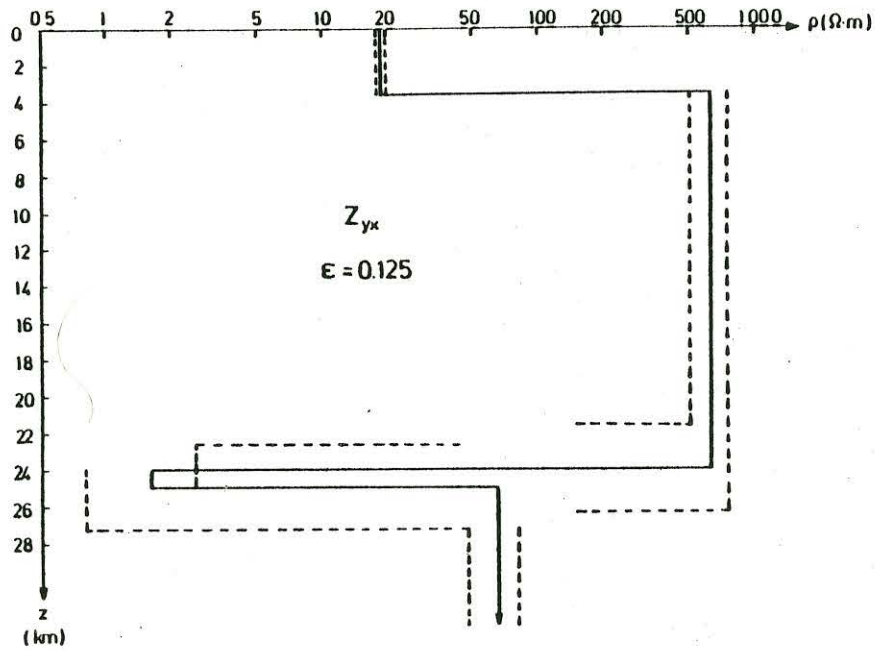


Fig.3: Telluric vectors from 10 to 600 seconds. Upper row: Magnetic polarisation north; lower row: Magnetic polarisation east. Solid vector: in-phase E, dashed vector: out-of-phase E.



Model Resolution
Matrix (A)

$$\begin{pmatrix} 99 & 1 & -1 & 0 \\ 1 & 96 & 6 & -1 \\ -1 & 6 & 85 & 3 \\ 0 & -1 & 3 & 98 \end{pmatrix}$$

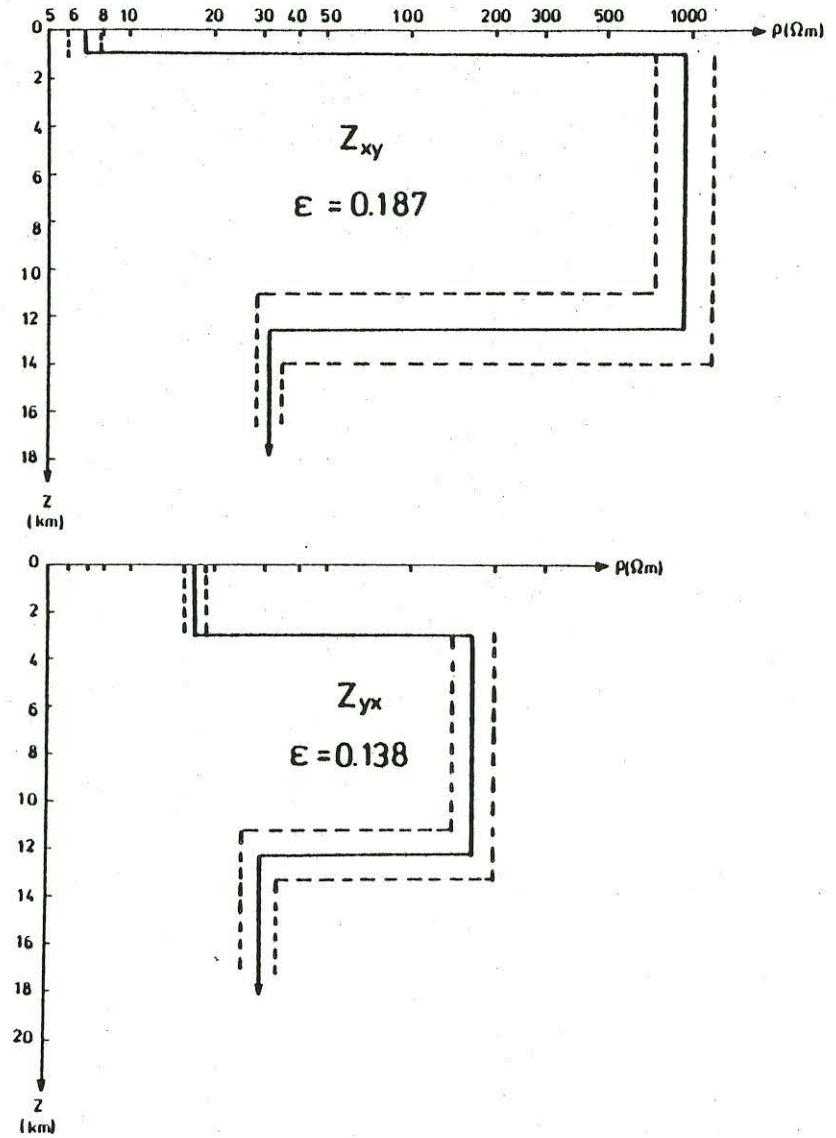


Fig.4 and 5: Three and four layer models for off-diagonal impedance tensor elements.
 ϵ : Residual for 17 logarithmic response values.

M.L. RICHARDS, U. SCHMUCKER, E. STEVELING

"Entzerrung der Impedanzkurven von magnetotellurischen Messungen in der Schwäbischen Alb"

In den Jahren 1978 und 1979 wurden Messungen zur erdmagnetischen Tiefensondierung und Magnetotellurik in der Schwäbischen Alb durchgeführt, um die Struktur der elektrischen Leitfähigkeit in der Umgebung der geothermischen Anomalie Urach zu untersuchen. Die Lage der Registrierorte geht aus Abb.1 hervor.

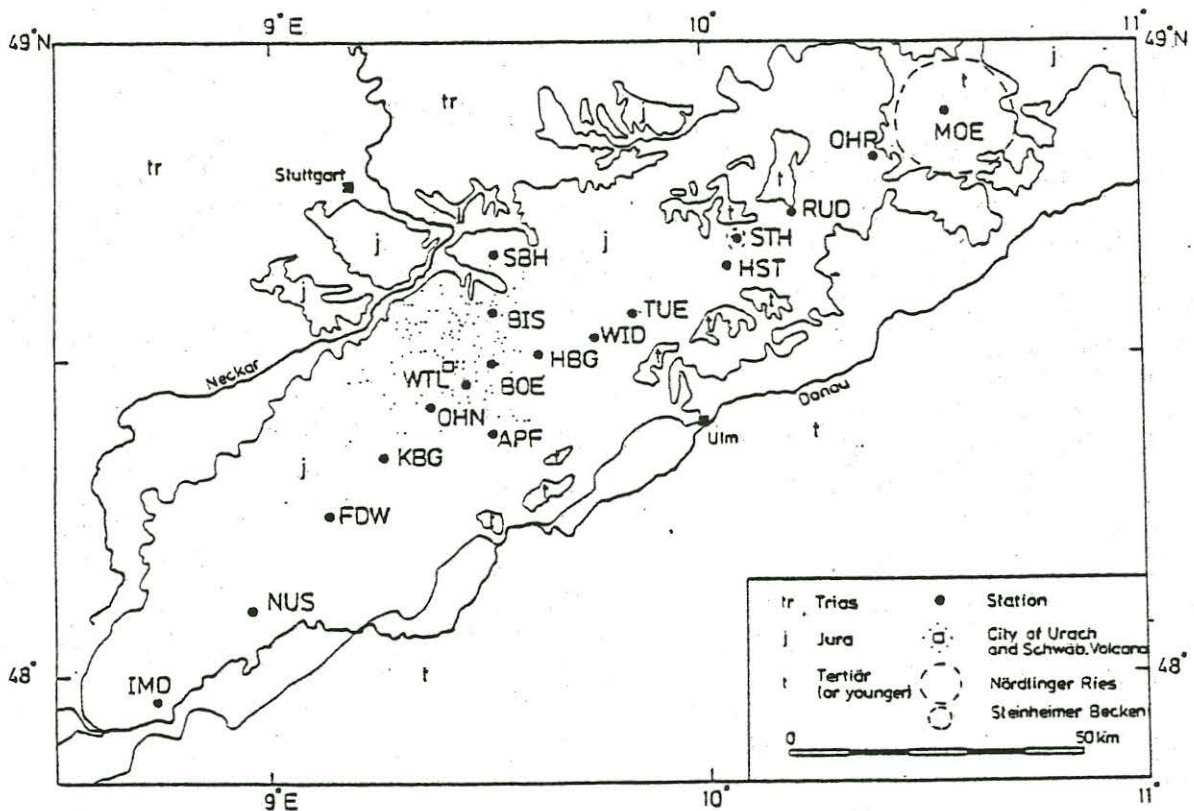


Abb.1: Vereinfachte geologische Karte der Schwäbischen Alb mit Angabe der Registrierorte (aus: RICHARDS et al., 1982).

Der Gang der Datenanalyse wird bei RICHARDS et al., (1982) beschrieben. Als ausgezeichnetes Koordinatensystem minimaler Schiefe und maximaler Anisotropie der magnetotellurischen Impedanz ergibt sich ziemlich einheitlich für alle Stationen und Perioden ein um 32° gegen geographisch Nord nach Westen gedrehtes System (rotierte Nordrichtung $N' = N32^{\circ}W$, rotierte Ostrichtung $E' = N58^{\circ}E$). In diesen Koordinaten erweisen sich auch die magnetischen Übertragungsfunktionen als näherungsweise 2-dimensional, und zwar so, daß nur in der neuen Ostrichtung linear polarisierte magnetische Variationen ein anomales magnetisches Variationsfeld liefern. Die auf dem

Meßprofil angetroffene Leitfähigkeitsverteilung besteht aus langgestreckten Strukturen von SE nach NW, also senkrecht zum Verlauf der Schwäbischen Alb. In diesem Sinne sollen die Tensorelemente $Z_{N'E'}$ als Impedanzen für E-Polarisation und $Z_{E'N'}$ als Impedanzen für H-Polarisation betrachtet werden.

Um einen Überblick über Eindringtiefen und Widerstände zu erhalten, werden die Impedanzen als komplexe Funktionen der Periode T in scheinbare Widerstände $\rho^*(T)$ als Funktion der Tiefe $z^*(T)$ übertragen:

$$\begin{aligned} Z_{N'E'}/i\omega &= C(T) = g(T) - ih(T) \\ \rho_a(T) &= \omega\mu_0 [g(T)^2 + h(T)^2] \\ \operatorname{tg}\phi(T) &= g/h \\ z^*(T) &= g(T) \end{aligned}$$

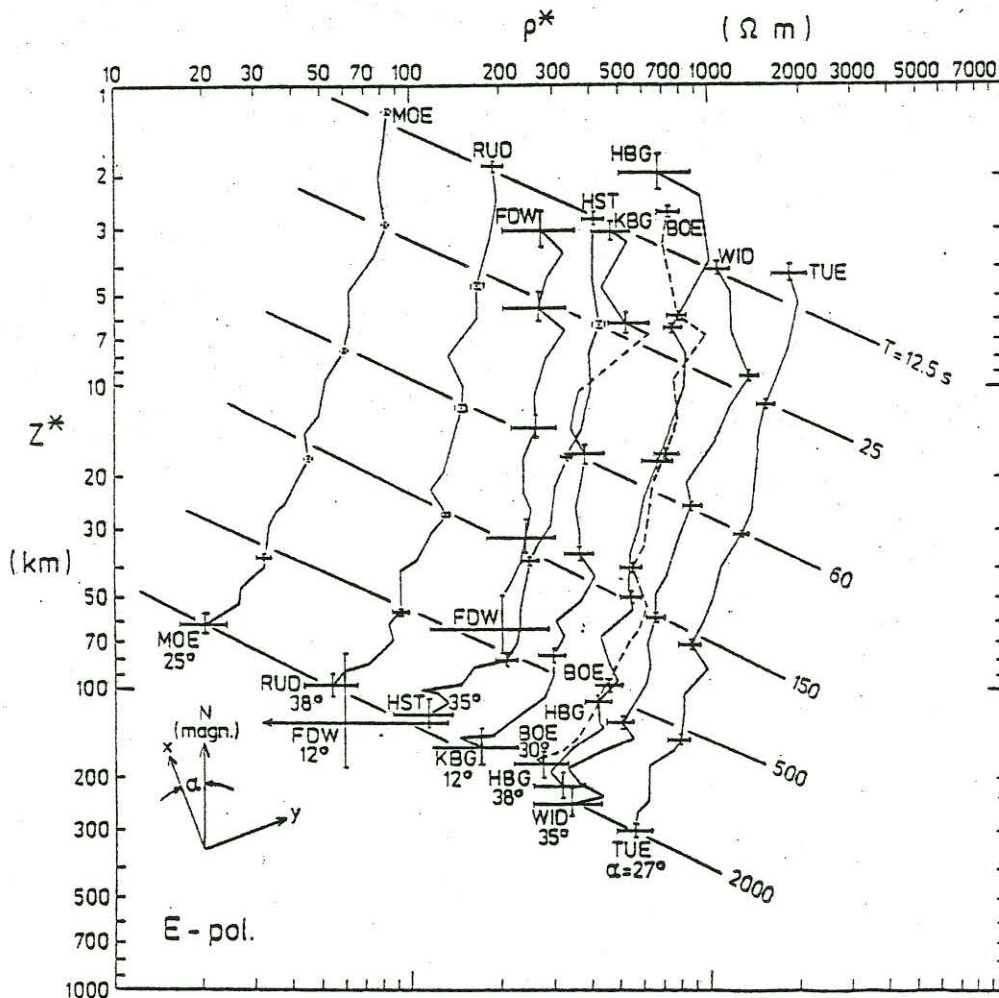


Abb.2: Scheinbarer Widerstand ρ^* als Funktion der Tiefe z^* für verschiedene Stationen mit Angabe des Rotationswinkels α nach Swift.

An den untersuchten Stationen ist (mit Ausnahme der langen Perioden) $h > g$. Dann gilt für den scheinbaren Widerstand ρ^* und die integrierte Leitfähigkeit τ einer gutleitenden Deckschicht:

$$\rho^*(T) = \rho_a / 2 \sin^2 \phi$$

$$\tau(T) = (h-g) / \rho_a .$$

Abb.2 zeigt die $\rho^*(z^*)$ -Darstellung für E-Polarisation an neun Stationen des Profils. Fast von der Erdoberfläche bis tief in den Mantel hinein nimmt an allen Stationen der Widerstand einheitlich mit zunehmender Tiefe ab. Irgendwelche gutleitenden Zwischenschichten, etwa im Grenzbereich Kruste-Mantel, fehlen.

Für die 10 Stationen mit magnetotellurischen Daten wurde eine eindimensionale Inversion der Daten mit dem von SCHMUCKER (1974) angegebenen Algorithmus durchgeführt. Eingegeben wurden, mit Ausnahme der Stationen IMD, FDW und KBG, die logarithmischen Impedanzen für die E-Polarisation in rotierten Koordinaten und die mit dem $\rho^*(z^*)$ -Verfahren ermittelten integrierten Leitfähigkeiten τ einer dünnen Deckschicht.

Die so berechneten Schichtmodelle sind längs des Profils in Abb.3 zusammengestellt. Im Rahmen der untersuchten Perioden und Fehlergrenzen war eine Unterteilung in maximal 3 Schichten möglich. Mit Ausnahme von IMD sind alle Modelle vom gleichen Typus. Einer oberen Schicht mit mittleren Widerstandswerten ($\pm 100 \text{ Ohm} \cdot \text{m}$) folgt eine schlechter leitende Schicht und abschließend wieder ein besserer Leiter. Es gibt keine Hinweise auf eine gutleitende Zwischenschicht. Das Gebiet um BOE (Schwäbischer Vulkan) fällt nicht durch anomale Widerstandswerte auf. Ein besonders hochohmiges Gebiet liegt nordöstlich des Vulkangebiets bei TUE.

Im oberen Kasten sind die integrierten Leitfähigkeiten τ in Siemens angegeben. Mit 10 Siemens wird das kleinste τ bei TUE und die höchste integrierte Leitfähigkeit 200 Siemens im Nördlinger Ries (MOE) erreicht.

Die aneinandergereihten eindimensionalen Modelle zeigen auch im Tiefenbereich 50-100 km starke laterale Widerstandsänderungen. Da man erwarten sollte, daß in diesen Tiefen die Widerstandsverteilung unter der Schwäbischen Alb homogener sein sollte, kann man eine Verfälschung der Impedanzen durch oberflächennahe Verzerrungen vermuten.

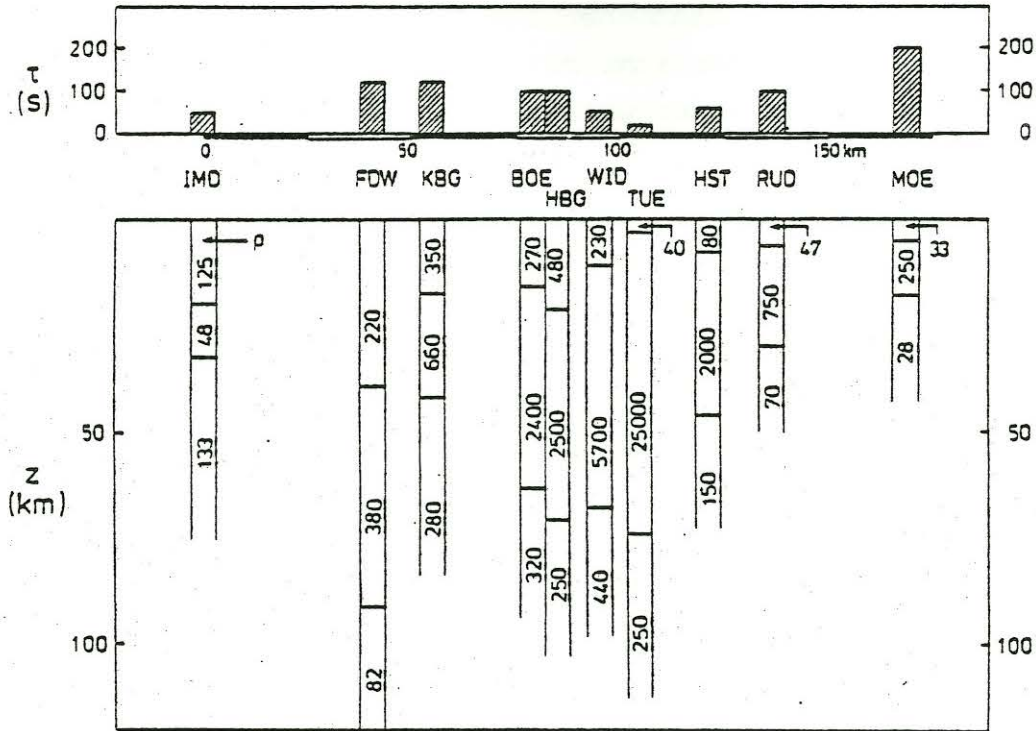


Abb.3: Aneinandergereihte eindimensionale Widerstandsmodelle ermittelt aus einer Inversion für E-Polarisation. Die integrierten Leitfähigkeiten τ im oberen Kasten stammen aus der $\rho^*(z^*)$ -Bestimmung. Die Werte im Widerstandsmodell haben die Einheit Ωm .

Diese Vermutung wird stark durch den Verlauf der $\rho^*(z^*)$ -Kurven in Abb.2 unterstützt. In der gewählten doppelt-logarithmischen Darstellung scheinen die Kurven parallel zueinander verschoben zu sein. Punkte gleicher Periode lassen sich näherungsweise durch Geraden verbinden, so daß die eingezeichnete Schar von Parallelen entsteht. Dies bedeutet folgendes: Die sehr unterschiedlichen Eindringtiefen $C(T)$ einer Periode lassen sich durch einen für alle Perioden etwa gleichen Faktor A ineinander überführen. Sei also $C_N(T)$ die komplexe Eindringtiefe einer zur Norm gewählten Station, so gilt für die Eindringtiefe $C(T)$ einer anderen Station (Subskript m)

$$C_m(T) = A \cdot C_N(T),$$

und falls A reell ist:

$$g_m(T) = A \cdot g_N(T) \text{ und } h_m(T) = A \cdot h_N(T).$$

Trägt man in diesem speziellen Fall $\log g$ gegen $\log h$ auf, so liegen für eine gewählte Periode T die Wertepaare $(\log g, \log h)$ aller Stationen auf einer unter 45° geneigten Geraden. Wie Abb.4 am Beispiel von $T=1000s$ zeigt, ist dies auch tatsächlich näherungsweise der Fall.

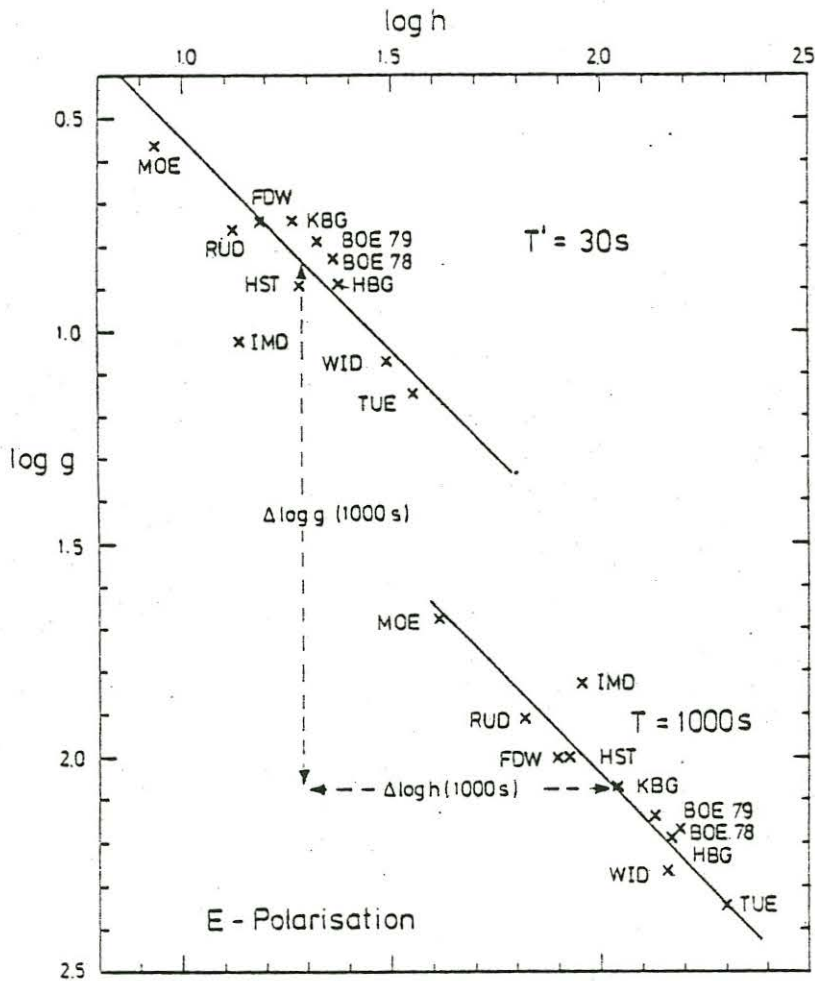


Abb.4: Logarithmen von Real- und Imaginärteil der beobachteten Eindringtiefen $C = g - i \cdot h$ für 2 Perioden. Durch die gestrichelt gezeichneten Verschiebungsbeträge $\Delta \log g$ (1000s) und $\Delta \log h$ (1000s) wird der Unterschied der normalen Eindringtiefen für $T = 1000s$ und $T' = 30s$ angezeigt.

Für eine zweite Periode T' (in Abb.4 ist $T' = 30s$) sollten dann die Stationen in gleicher Anordnung auf einer parallel verschobenen Geraden liegen mit identischen Verschiebungsbeträgen

$$\Delta \log g (T, T') = \log [g_m(T)] - \log [g_m(T')]$$

$$\Delta \log h (T, T') = \log [h_m(T)] - \log [h_m(T')]$$

für alle Stationen. Für das Beispiel in Abb.4 ist:

$$\Delta \log g (1000s, 30s) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \{ \log [g_m(1000s)] - \log [g_m(30s)] \} = 1,23 \pm 0,09$$

$$\Delta \log h (1000s, 30s) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \{ \log [h_m(1000s)] - \log [h_m(30s)] \} = 0,73 \pm 0,06$$

Dabei ist $M = 10$ die Anzahl der Stationen. IMD scheint ein Sonderfall zu sein und wurde nicht berücksichtigt. Die kleinen rms-Fehler

sind ein Zeichen dafür, daß die Stationen auf beiden 45°-Geraden in nahezu gleicher Anordnung liegen.

Diese als stationsunabhängig gefundenen Verschiebungsbeträge deuten wir als Verschiebungsbeträge der "normalen" Eindringtiefe

$$C_n(T) = Z_n(T)/i\omega = g_n(T) - ih_n(T).$$

Wir gehen dabei von den linearen Ansätzen aus, durch die in guter Näherung nicht nur die beobachteten Feldkomponenten verbunden werden dürfen (z.B. $E_x = Z_{xx} B_x + Z_{xy} B_y$), sondern auch deren normale und anomale Anteile. Die Übertragungsfunktionen, die diese Beziehungen herstellen, schreiben wir so:

$$E_x = a_{11} E_{nx} + a_{12} E_{ny}, \quad E_{ny} = a_{21} E_{nx} + a_{22} E_{ny}$$

$$B_x = (1+h_H) B_{nx} + h_D B_{ny}, \quad B_{ny} = d_D B_{nx} + (1+d_D) B_{ny}.$$

Die Komponenten des Normalfeldes beziehen sich auf einen geschichteten Untergrund mit der Eindringtiefe C_n ; es gilt also

$$E_{nx} = Z_n B_{ny}, \quad E_{ny} = -Z_n B_{nx}.$$

Um nun die Normalanteile des Magnetfeldes durch die beobachteten Felder ausdrücken zu können, bilden wir die Kehrmatrix

$$\begin{pmatrix} 1+h_H & h_D \\ d_H & 1+d_D \end{pmatrix}^{-1} = \frac{1}{R} \begin{pmatrix} 1+d_D & h_D \\ -d_H & 1+h_H \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1-h'_H & -h'_D \\ -d'_H & 1-d'_D \end{pmatrix}$$

mit $R = (1+h_H)(1+d_D) - h_D d_H$ und $h'_H \approx h_H$, $h'_D \approx h_D$, ... für schwache Anomalien $h_H, h_D, \dots \ll 1$. Dann ist

$$B_{nx} = (1-h'_H) B_x - h'_D B_y, \quad B_{ny} = -d'_H B_x + (1-d'_D) B_y.$$

und somit etwa

$$E_x = -Z_n \{a_{11} d'_H + a_{12} (1-h'_H)\} B_y + Z_n \{a_{11} (1-d'_D) + a_{12} h'_D\} B_x.$$

Die aus den Beobachtungen nach dem Ansatz

$$E_x = Z_{xx} B_x + Z_{xy} B_y$$

abgeleiteten Impedanzen erhalten die Form

$$Z_{xx} = -Z_n \cdot \{a_{11} d'_H + a_{12} (1 - h'_H)\}$$

$$Z_{xy} = Z_n \cdot \{a_{11} (1 - d'_D) + a_{12} h'_D\}$$

mit entsprechenden Ausdrücken für die Impedanzen Z_{yx} und Z_{yy} . Die 3-Dimensionalität von Anomalien wird durch nichtverschwindende Übertragungsfunktionen a_{12} (a_{21}) und d_H , h_D ausgedrückt, sie ist also in unserer Formulierung voll berücksichtigt.

In den Impedanzen aller Stationen ist für eine gewählte Periode T die normale Impedanz $Z_n(T)$ als gemeinsamer Faktor enthalten, in ihren logarithmischen Impedanzen als gemeinsamer Summand. Betrachten wir daher entsprechend unseren Beobachtungen die Übertragungsfunktionen a_{11} , a_{12} , h'_H usw. als reell und periodenunabhängig, so ist

$$\log \{g_m(T)\} = \log \{g_n(T)\} + \log \{A_m\},$$

mit

$$A_m = a_{11} (1 - d'_D) + a_{12} h'_D$$

als Verzerrungskoeffizient für die Station m .

Die Verschiebungsbeträge

$$\begin{aligned} \Delta \log \{g(T, T')\} &= \log \{g_m(T)\} - \log \{g_m(T')\} \\ &= \log \{g_n(T)\} - \log \{g_n(T')\} \end{aligned}$$

mit einem entsprechenden Ausdruck für h_m werden also ausschließlich durch die Periodenabhängigkeit der normalen Impedanz bestimmt und sind so, wie beobachtet, für alle Stationen etwa gleich. Wäre also die normale Impedanz für eine Periode bekannt, so könnte man mit Hilfe dieser Verschiebungsbeträge die gesamte normale Impedanzkurve rekonstruieren, d.h. die beobachteten Impedanzen bezüglich ihrer durch laterale Inhomogenitäten bedingten Anteile entzerren. Die Verschiebungsbeträge $\Delta \log g(T)$ und $\Delta \log h(T)$ wurden für 8 Perioden T zwischen 7.5s und 2000s, bezogen auf die Gerade für $T' = 30s$, bestimmt und als Kurve 'relativ' in Abb.5 dargestellt. Der Bezug auf die Gerade für $T' = 30s$ ist völlig willkürlich. Die Kurve darf daher in der $(\Delta \log g, \Delta \log h)$ -Ebene um die Beträge $\Delta \log g_n$ bzw. $\Delta \log h_n$ zur 'normal'-Kurve parallel verschoben werden. Für die Schwäbische Alb wurde die Verschiebung

$$\Delta \log g_n = 0.94$$

$$\Delta \log h_n = 1.37$$

gewählt. Der Grund für gerade diese Verschiebung wird in Zusammenhang mit der 2-dimensionalen Modellrechnung deutlich werden.

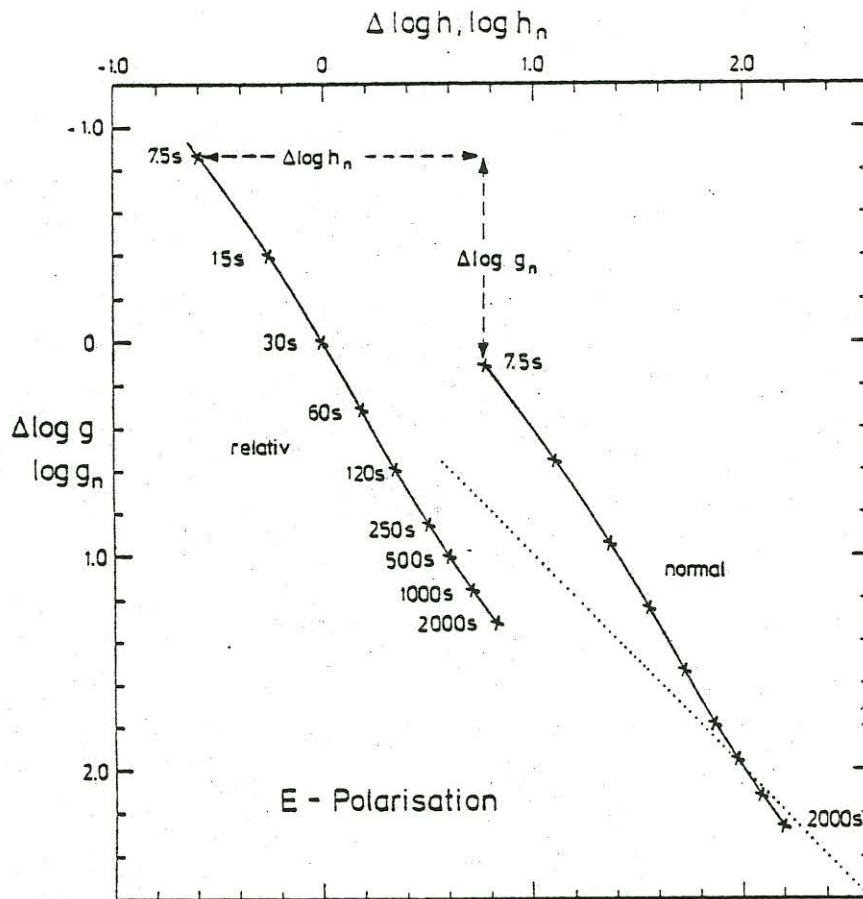


Abb.5: Die mit 'relativ' gekennzeichnete Kurve ist eine Darstellung der nach dem Muster in Abb.4 ermittelten Verschiebungsbeträge ($\Delta \log g, \Delta \log h$) für 8 Perioden T bezogen auf $T' = 30s$. Durch Parallelverschiebung um $\Delta \log g_n$ und $\Delta \log h_n$ wird daraus die Kurve 'normal'.

Durch Interpolation längs der Normalkurve in Abb.5 werden für alle 25 Perioden der Analyse von 7.5s bis 2000s Normalwerte ($\log g_n, \log h_n$) festgelegt. Nun werden durch Differenzbildung

$$\Delta \log g_s(T) = \log g_n(T) - \log g_s(T)$$

$$\Delta \log h_s(T) = \log h_n(T) - \log h_s(T)$$

die gemessenen ($\log g_s, \log h_s$) der einzelnen Stationen miteinander verglichen. Die Periodenabhängigkeit von $\Delta \log g_s$ ist in Abb.6 wiedergegeben. Die Kurven für $\Delta \log h_s$ (ohne Abb.) sehen ähnlich aus. Wenn sich die Impedanzen der einzelnen Stationen nur wegen einer Verzerrung unterscheiden würden, müssten die $\Delta \log g_s$ (und auch $\Delta \log h_s$) periodenunabhängig sein. Näherungsweise scheint das am ehesten für die langen Perioden zu gelten. Deshalb wurden die $\Delta \log g_s$ und $\Delta \log h_s$ für die 4 Perioden $T \geq 1000s$ gemittelt und als Verzerrung $\overline{\Delta \log g_s}$ und $\overline{\Delta \log h_s}$ in Abb.7 längs des Profils dargestellt.

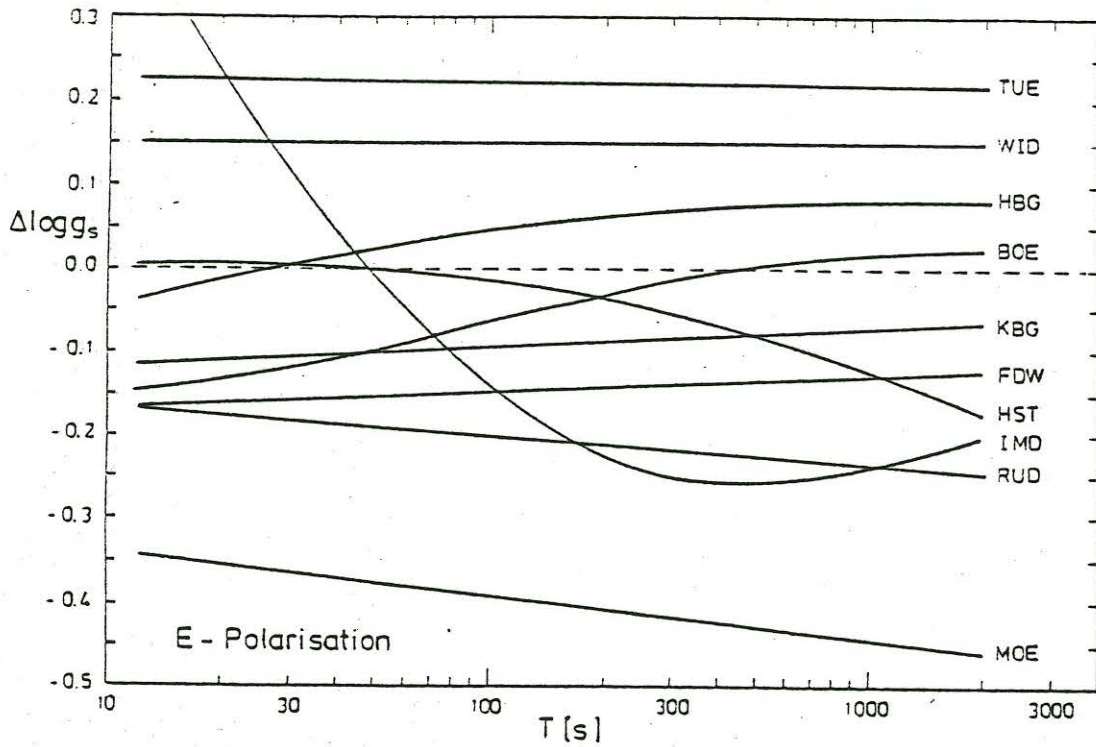


Abb.6: Verzerrung von $\log g_s$ als Funktion der Periode T für alle Stationen. In Wirklichkeit sind die Kurven nicht so glatt. Um eine bessere Übersichtlichkeit zu erzielen, wurden die Meßpunkte nicht eingezeichnet und nur der Trend durch die Punktwolken wiedergegeben.

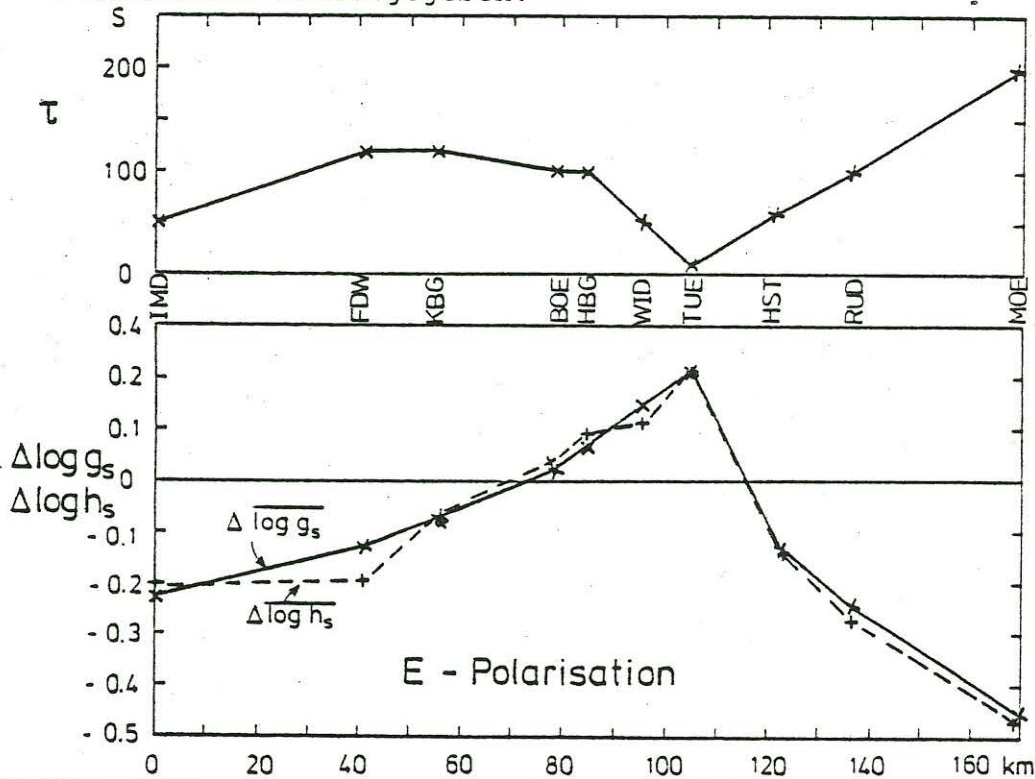


Abb.7: Verzerrung der gemessenen $\log g_s$ und $\log h_s$ längs des Profils (unten). Darüber die aus dem $\rho^*(z^*)$ -Verfahren ermittelte integrierte Leitfähigkeit τ .

Die Verzerrung der komplexen Eindringtiefe $C = g - ih$ ist an allen Stationen im Real- und Imaginärteil nahezu gleich, also ist A reell. Auch in dieser Hinsicht ist also die in Abb.5 dargestellte Normierung gut gewählt. Die größte positive Verzerrung wird in TUE, die größte negative in MOE und die geringste in BOE beobachtet. Die Verzerrung scheint mit der integrierten Leitfähigkeit τ einer dünnen gutleitenden Deckschicht zusammenzuhängen. Wie Abb.7 im Vergleich zur Darstellung von τ in Abb.3 zeigt, verlaufen τ und die Verzerrung weitgehend antiparallel. Dies gibt aber nur die allgemeine Erfahrung wieder, daß die Verzerrung des tellurischen Feldes in Gebieten mit schlechter Leitfähigkeit der Deckschichten besonders groß ist. Die in Abb.7 gezeigten Verzerrungskoeffizienten werden sich keinesfalls nur auf 2-dimensionale, sondern ganz allgemein auf 3-dimensionale lokale Oberflächenstrukturen der Leitfähigkeit beziehen.

Wir kommen jetzt zur Berücksichtigung der Verzerrung in der 2-dimensionalen Modellrechnung. Das nach vielen Versuchen bisher beste Widerstandsmodell ist in Abb.8 wiedergegeben. Es besteht aus einer 1,5 km mächtigen, relativ gutleitenden und inhomogenen Deckschicht mit darunterliegenden 3 homogenen Schichten und einem abschließenden Halbraum. Etwa bei Profilkilometer 75 liegt die Forschungsbohrung Urach. Die Modell-Widerstände bis in 3 km Tiefe stimmen hier gut mit den Widerstandsmessungen in der Bohrung überein. Mit dem Modell wurde versucht, die berechneten Übertragungsfunktionen für das anomale horizontale Magnetfeld möglichst gut an die gemessenen anzupassen. Wie Abb.8 zeigt, liegen die Meßpunkte im Frequenzbereich 9.6 bis 384 cph (375 bis 9.4s) meistens dicht bei den Kurven, die Anpassung ist verhältnismäßig gut.

Wie gut kann nun dieses aus Daten der erdmagnetischen Tiefenson-dierung abgeleitete Modell auch die Ergebnisse der Magnetotellurik erklären? Dazu wurden in E-Polarisation für das Modell in Abb.8 Real- und Imaginärteil der komplexen Eindringtiefe $C = g - ih$ berechnet. In Abb.9 werden die Realteile von Rechnung und Messung und in Abb.10 die Imaginärteile miteinander verglichen. In den oberen Bildhälften sind die unkorrigierten gemessenen g_s bzw. h_s für 5 Frequenzen als gestrichelte Linien dargestellt. Das Modell kann nur ungefähr das mittlere Niveau der als durchgezogene Linien gezeichneten Eindringtiefen erklären. In der Profilmitte werden zu große Eindringtiefen, an den Rändern zu kleine Eindringtiefen beobachtet.

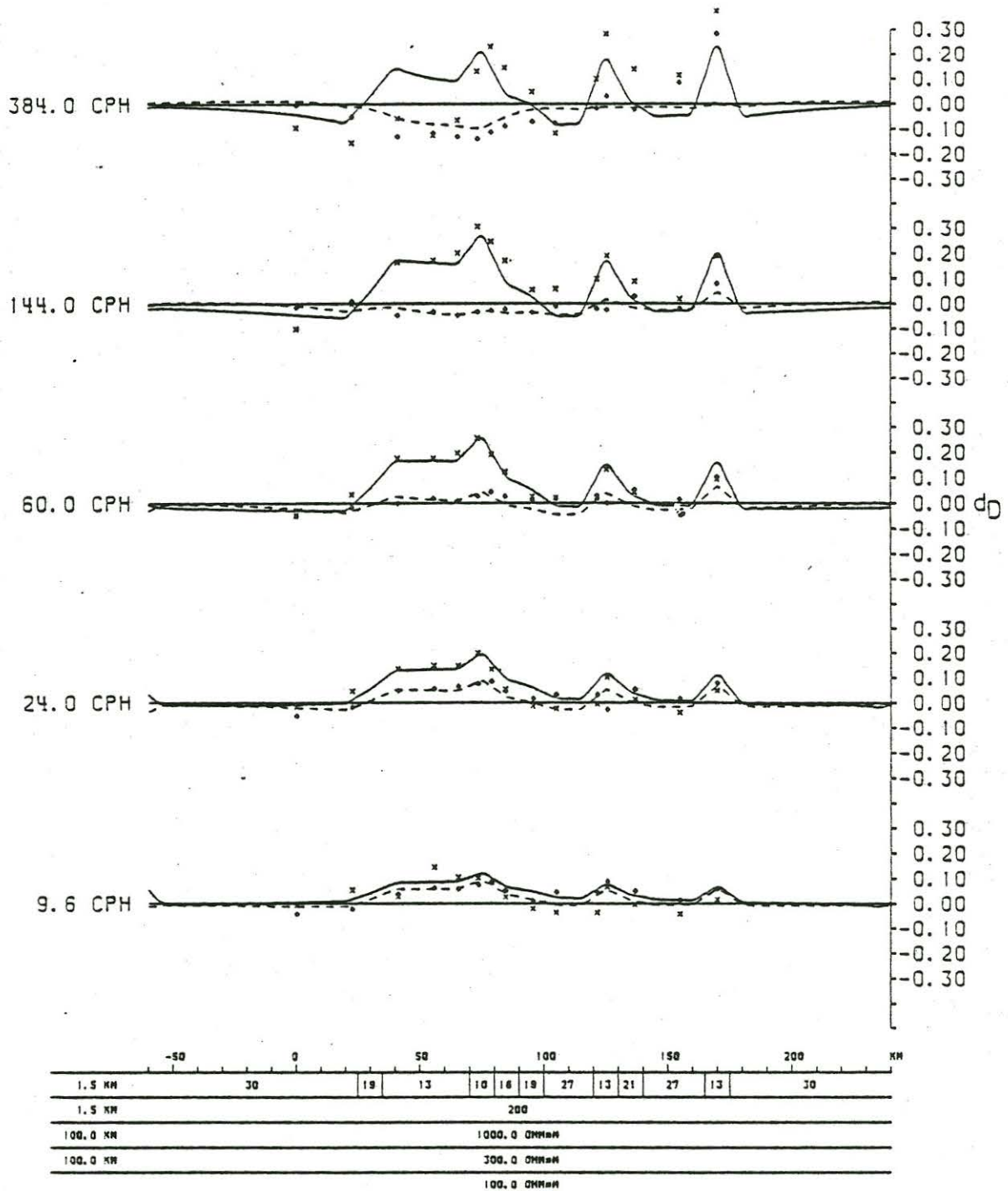


Abb.8: 2-dim. Widerstandsmodell in Streichrichtung der Schwäbischen Alb von SW (links) nach NE (rechts). Profilkilometer 0 gibt die Lage von IMD (vgl. Abb.1) an. Darüber sind die aus dem Modell berechneten anomalen horizontalen Übertragungsfunktionen des Magnetfeldes für 5 Frequenzen aufgetragen (ausgezogene Linien Realteil, gestrichelt Imaginärteil). Als Kreuze bzw. Rauten sind die gemessenen Übertragungsfunktionen angegeben.

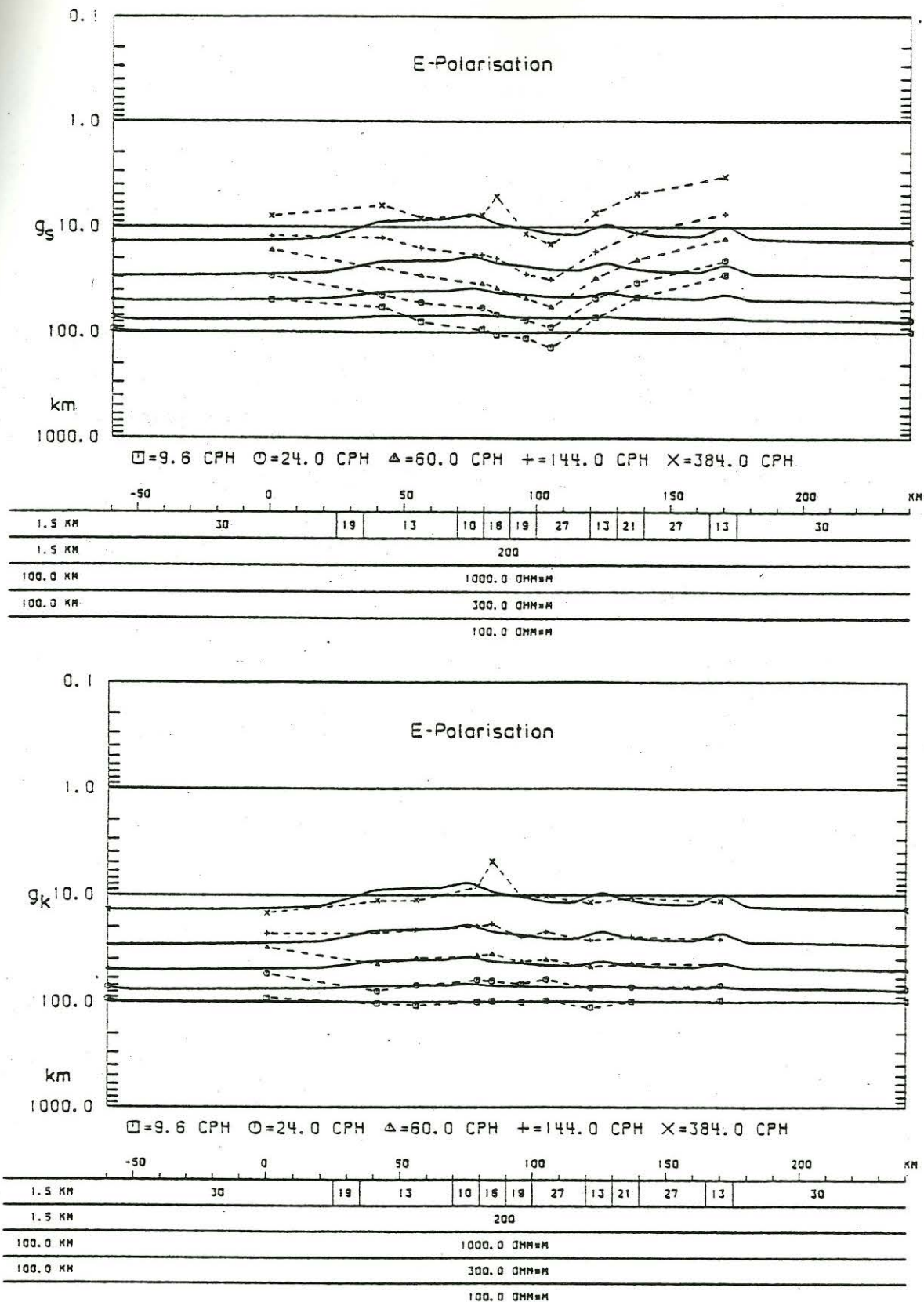


Abb.9: Gleiches Modell und gleiche Frequenzen wie in Abb.8. Verglichen wird der aus dem Modell berechnete Realteil der komplexen Eindringtiefe C (ausgezogene Linien) mit dem gemessenen (gestrichelte Linien). Im oberen Bildteil sind die Messungen unkorrigiert, im unteren wurde die Verzerrung berücksichtigt.

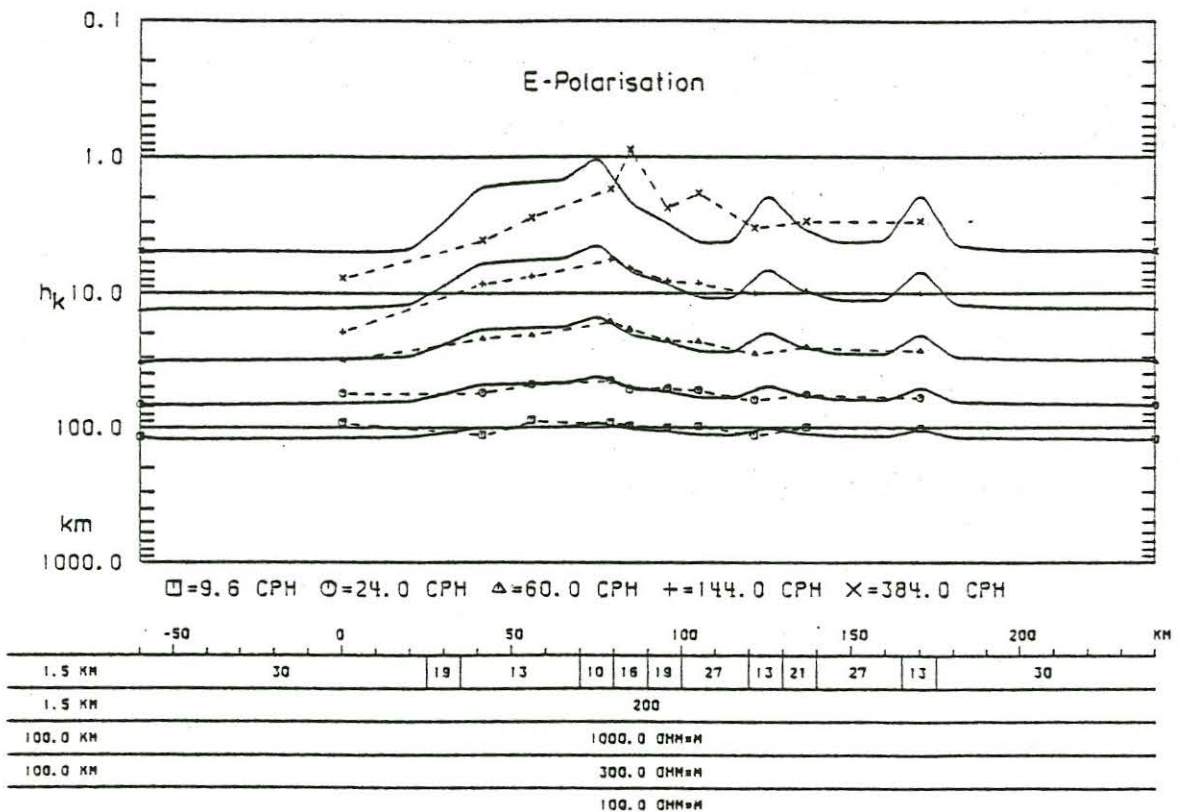
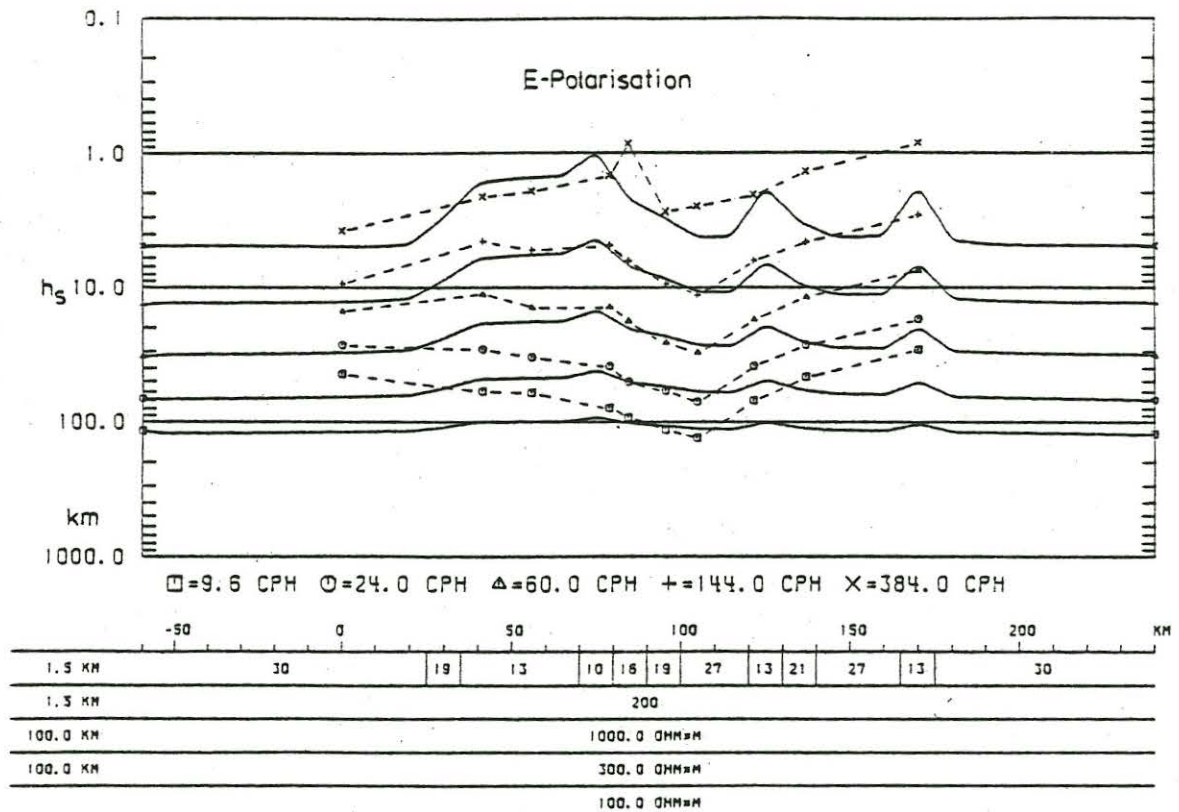


Abb.10: Gleiches Modell und gleiche Frequenzen wie in Abb.8. Statt des Realteils von C (Abb.9) wird hier der Imaginärteil von C zwischen Modell und Messung verglichen.

In den unteren Bildhälften sind nun die in Abb.7 dargestellten Verzerrungen berücksichtigt worden:

$$\log g_k(T) = \log g_s(T) - \overline{\Delta \log g_s}$$

$$\log h_k(T) = \log h_s(T) - \overline{\Delta \log h_s}$$

Hier kann nun auch erklärt werden, wie die Parallelverschiebung zur Normalkurve in Abb.5 gewählt wurde. Die Werte $\Delta \log g_n$ und $\Delta \log h_n$ wurden so festgelegt, daß für die Frequenz 9.6 cph die Niveaus von g_k und h_k in den Abb.9 und 10 möglichst gut mit der Modellrechnung übereinstimmen.

Die Entzerrung bewirkt, daß für diese tiefste Frequenz einheitlich für alle Stationen Eindringtiefen (Real- und Imaginärteil) um 100 km erreicht werden. Aber auch für die höheren Frequenzen ist die Modellanpassung nach der Entzerrung wesentlich besser geworden.

Das Modell kann also nun das beobachtete anomale horizontale Magnetfeld und die Impedanzen für E-Polarisation erklären. Eine ausreichende Anpassung des beobachteten vertikalen Magnetfeldes durch das Modell ist dagegen nicht gelungen. Gearbeitet wird noch an einer Entzerrung der Impedanzen für die H-Polarisation.

Wir danken der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Förderung unserer Messungen in der Schwäbischen Alb (Schm 101/8, 9). Weitere Einzelheiten über die Auswertung unserer Daten können dem Abschlußbericht zu diesem Vorhaben entnommen werden.

Literatur:

Richards, M.L., U. Schmucker and E. Steveling: Electrical Conductivity in the Urach Geothermal Area, A Geomagnetic Induction Study Using Pulsations. In: The Urach Geothermal Project, Edition R. Haanel, p. 301-311, Schweizerbart'sche Verlagsbuchhandlung, Stuttgart, 1982.

Schmucker, U.: Erdmagnetische und magnetotellurische Sondierungen mit langperiodischen Variationen. Protokoll Kolloquium "Erdmagnetische Tiefensondierung", Grafrath/Bayern, p. 313-342, 1974.

B. FLUCHE

"Magnetotellurik und Tiefensondierung in der Hessischen Senke"

Im Rahmen meiner Diplomarbeit habe ich im Jahre 1981 entlang eines 100 km langen Profils an sieben Stationen Messungen des erd-elektrischen und erdmagnetischen Feldes durchgeführt. Die genauen Standorte und Bezeichnungen dieser Stationen zeigt Abb.1:

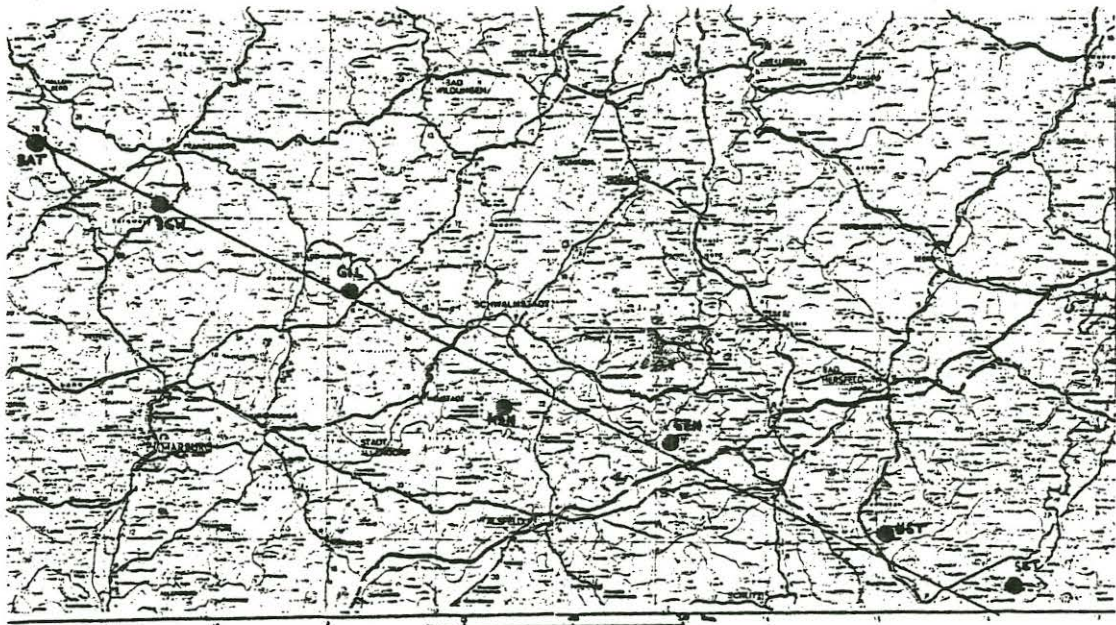


Abb.1: Meßprofil in der Hessischen Senke

Zur Geologie an den einzelnen Stationen:

- BAT: Liegt am Ostrand des Sauerlands, Vorkommen von Tonschiefer und Grauwacke mit Einschlüssen von Zechstein (Karbon)
- BGW-UST: Vorkommen von Sand- und Tonstein sowie Konglom. (Trias)
Bei MZH größeres Gebiet von LÖB und LÖBLEHM (Quartär)
außerdem vulkanische Einsprengsel (Basalt, wahrsch. Ausläufer vom Vogelsberg)
- SET: Liegt in der Rhön, Vorkommen von Kalk-, Mergel- und Sandstein, außerdem Tonstein und Quarzit (Trias), wenige Basalteinsprengsel.

Das erdmagnetische Feld wurde mit Induktionsmagnetometern und Fluxgates registriert, davon wurden Pulsationen im Periodenbereich zwischen 12s und 600s und Variationen mit Perioden von 12 min bis 5 h ausgewertet. Das elektrische Feld wurde an allen Stationen und für alle Perioden mit FILLOUX'schen Ag-AgCl-Sonden und tellurischen Verstärkern registriert.

Aufgezeichnet wurde mit einer digitalen Kassettenaufzeichnungsapparatur KAP (RICHARDS et al., 1980). Die Taktrate Δt betrug bei der Aufzeichnung von Pulsationen 4s, bei Variationen 30s. Pulsationen wurden bei allen Stationen registriert, Variationen nur bei BGW und SET.

Der erste Abschnitt der Meßkampagne von April bis Mai 1981 bestand aus Registrierungen an den Stationen BAT-MZH, da man hoffte, bereits entlang dieses Profils eine deutliche Änderung der Leitfähigkeitsstruktur des Untergrundes zu messen. Aus den Daten wurden Übertragungsfunktionen zwischen

- a) dem anomalen Vertikalfeld und dem normalen Horizontalfeld
 - b) dem anomalen und dem normalen Horizontalfeld
 - c) dem tellurischen und dem normalen Horizontalfeld
- nach dem Göttinger Analyseverfahren (SCHMUCKER, 1978) bestimmt:

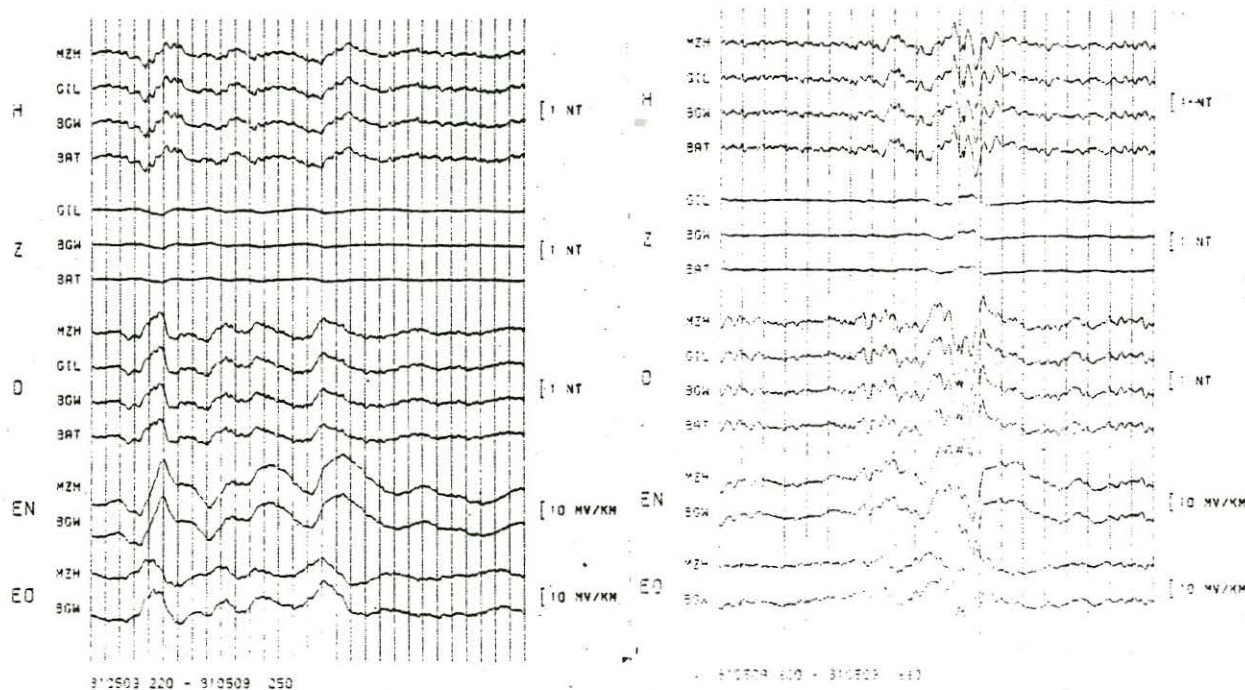


Abb.2: Zwei Effekte in B und E an den Stationen der Frühjahrskampagne

An den in Abb.2 gezeigten Effekten sieht man schon, daß sich die Stationen in Bezug auf das Magnetfeld kaum merklich unterscheiden. Allenfalls bei der D-Komponente läßt sich eine leichte Zunahme in Richtung Senkenmitte feststellen. Aus diesem Grunde wurde das Profil in südöstliche Richtung verlängert (Abb.1) und die Kampagne von Ende Juli bis Mitte September 1981 mit Messungen an den neuen Stationen GZN, UST und SET bei erneuter Mitregistrierung von MZH fortgesetzt.

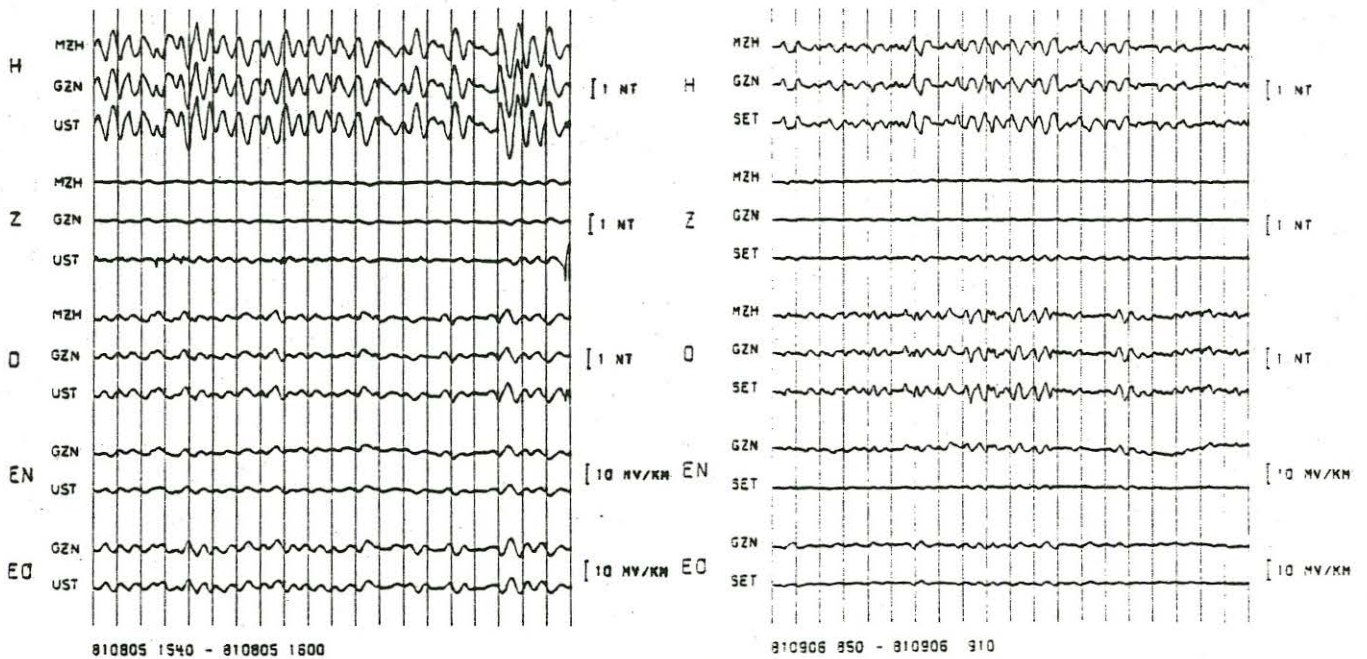


Abb.3: Zwei Effekte der Sommerkampagne

Interessanterweise zeigt sich in SE-Richtung eine merkliche Zunahme von H und Z sowie eine deutliche Abnahme des E-Feldes. Besonders deutlich wird dies, wenn man die Fluxgaterregistrierungen hinzunimmt. Sie zeigen an den beiden Stationen für best. Perioden einen gegenphasigen Verlauf von Z: (siehe Abb.4)

Bei den Pulsationsregistrierungen wurde MZH als Normalstation gewählt und damit die Übertragungsfunktionen zwischen dem normalen und dem anomalen Magnetfeld nach dem SCHMUCKERSchen Analyseverfahren bestimmt. Dazu einige Betrachtungen:

Der eben erwähnte Zusammenhang läßt sich ausdrücken:

$$\begin{pmatrix} H_a \\ D_a \\ Z_a \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} h_H & h_D \\ d_H & d_D \\ z_H & z_D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_n \\ D_n \end{pmatrix} \quad (1) \quad \underline{B}_a = \underline{B} - \underline{B}_n$$

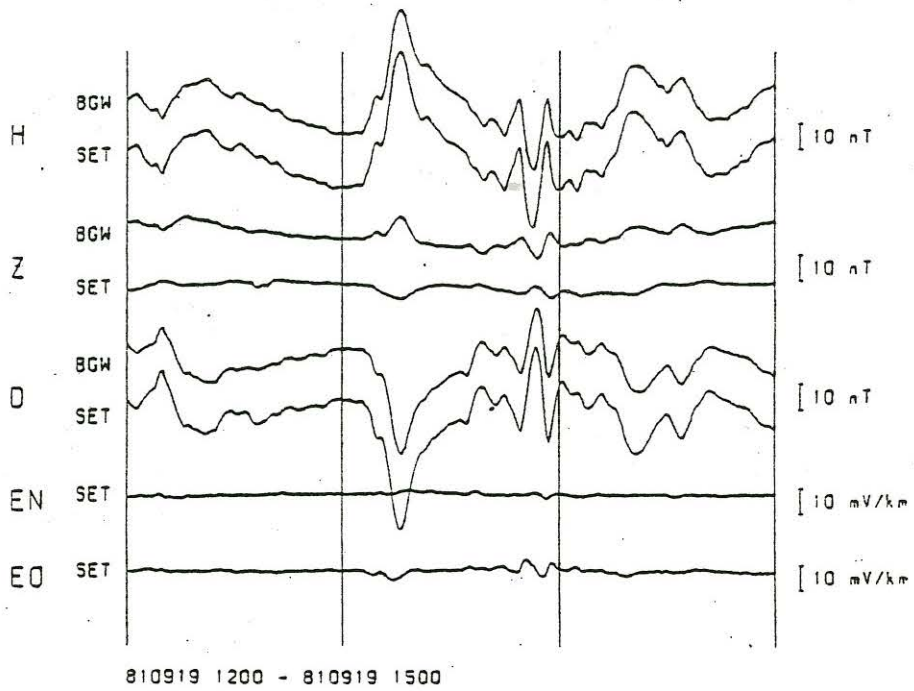
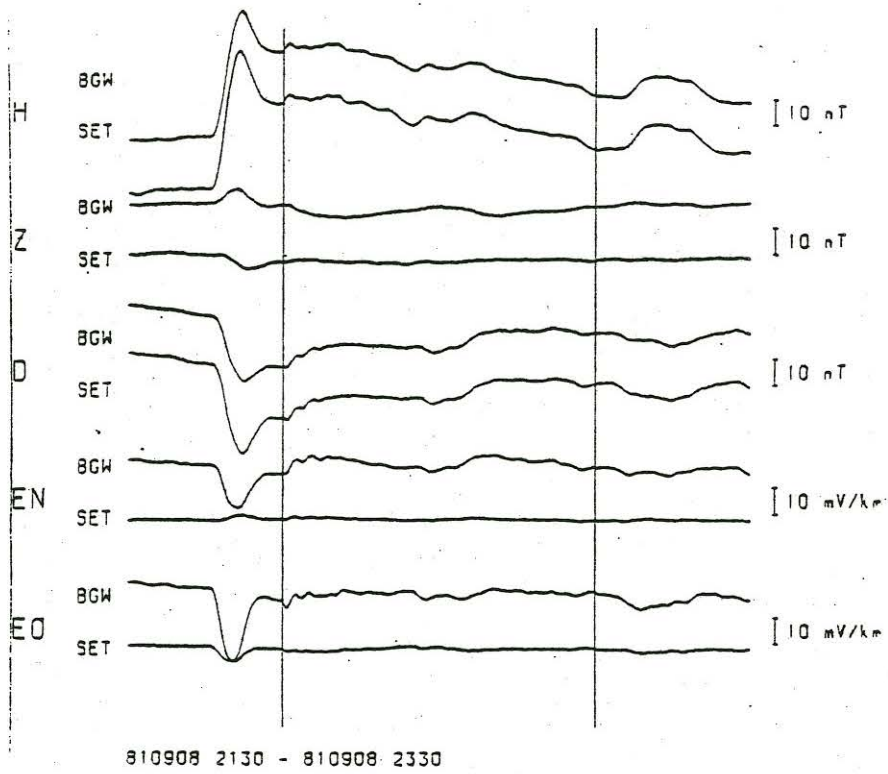
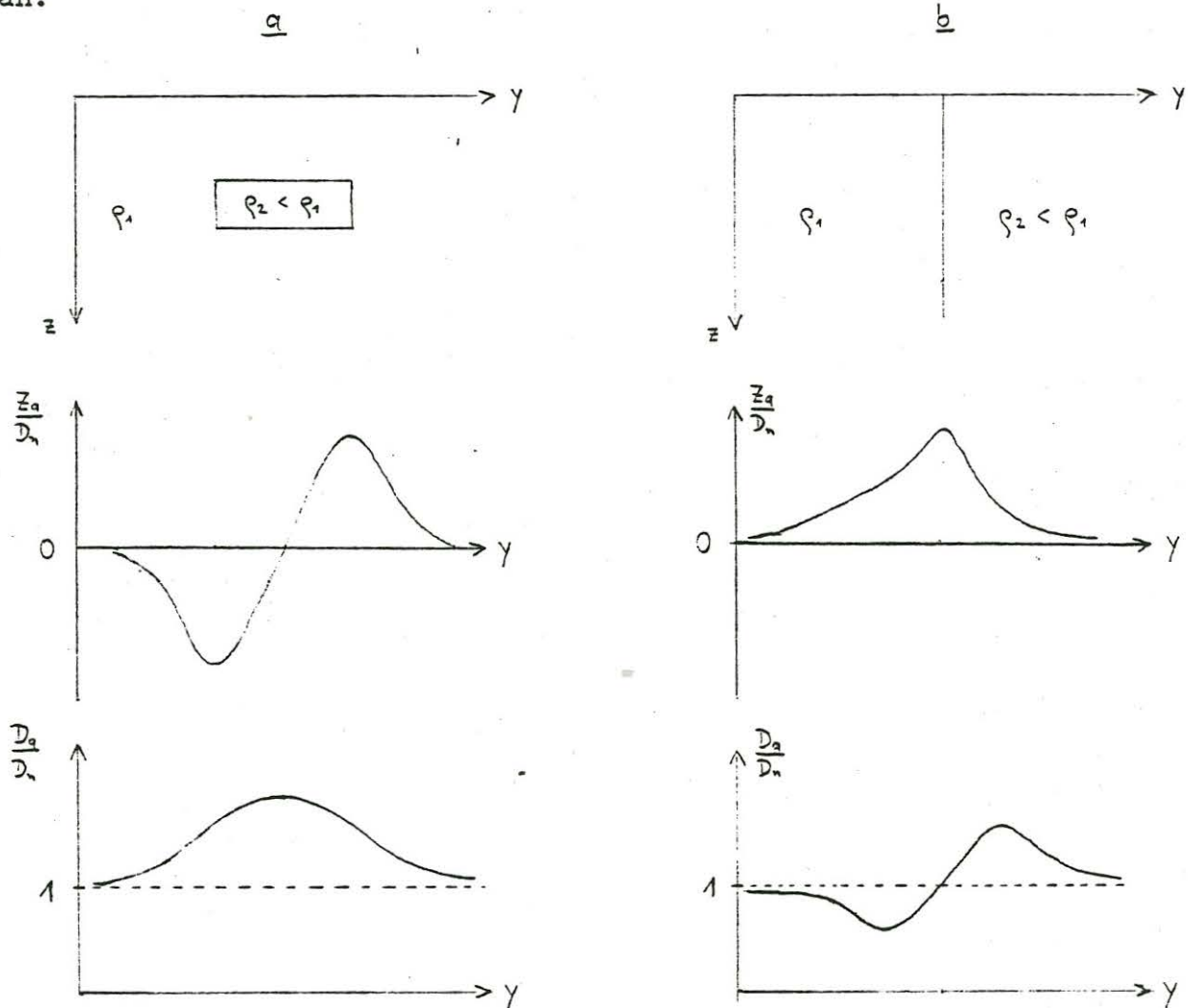


Abb.4: Zwei Fluxgate-Effekte

Dies soll an zwei Beispielen erläutert werden. Für einen homogenen Halbraum bzw. einen geschichteten Leiter, wo der spez. Widerstand ρ nur von der Tiefe z abhängt, ändert sich das Magnetfeld, auf eine Referenzstation bezogen, nicht. So ist (1) für zwei- bzw. dreidimensionale Leitfähigkeitsstrukturen von Bedeutung. Nehmen wir an, wir hätten einen langgestreckten guten Leiter in NS-Richtung innerhalb eines schlecht leitenden Mediums. Im zweiten Fall nehmen wir eine ebenfalls in NS-Richtung verlaufende Leitfähigkeitsgrenze an.



Das bedeutet, daß bei (1) nur d_D und z_D von Null verschieden sind. Für das anomale Horizontalfeld gilt:

$$\begin{pmatrix} H_a \\ D_a \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} h_H & h_D \\ d_H & d_D \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} H_n \\ D_n \end{pmatrix} \quad (1a)$$

Fällt die Streichrichtung nicht mit der NS- bzw. EW-Richtung zusammen, so verschwindet keines der Elemente des sog. Perturbations-tensors. Im 2-D-Fall lassen sich durch Rotation des Perturbations-tensors alle Elemente bis auf eines der Hauptdiagonalelemente zum Verschwinden bringen. Darüber später mehr!

Außerdem wurden an jeder Station die Impedanztensoren bestimmt, die gegeben sind durch:

$$\begin{pmatrix} E_N \\ E_O \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} H_n \\ D_n \end{pmatrix} \quad (2)$$

Abb.5 und 6 zeigen für die drei ausgewählten Perioden 5 min, 60s und 20s den Verlauf von (1) und (2) entlang des Profils:

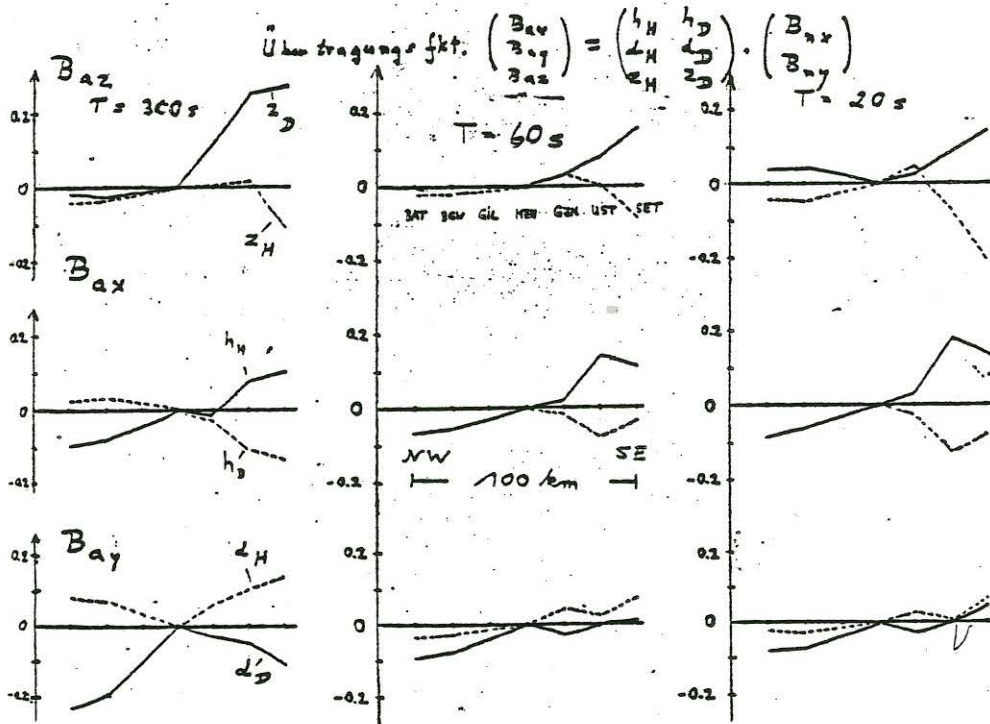


Abb.5: Verlauf des anomalen Magnetfeldes

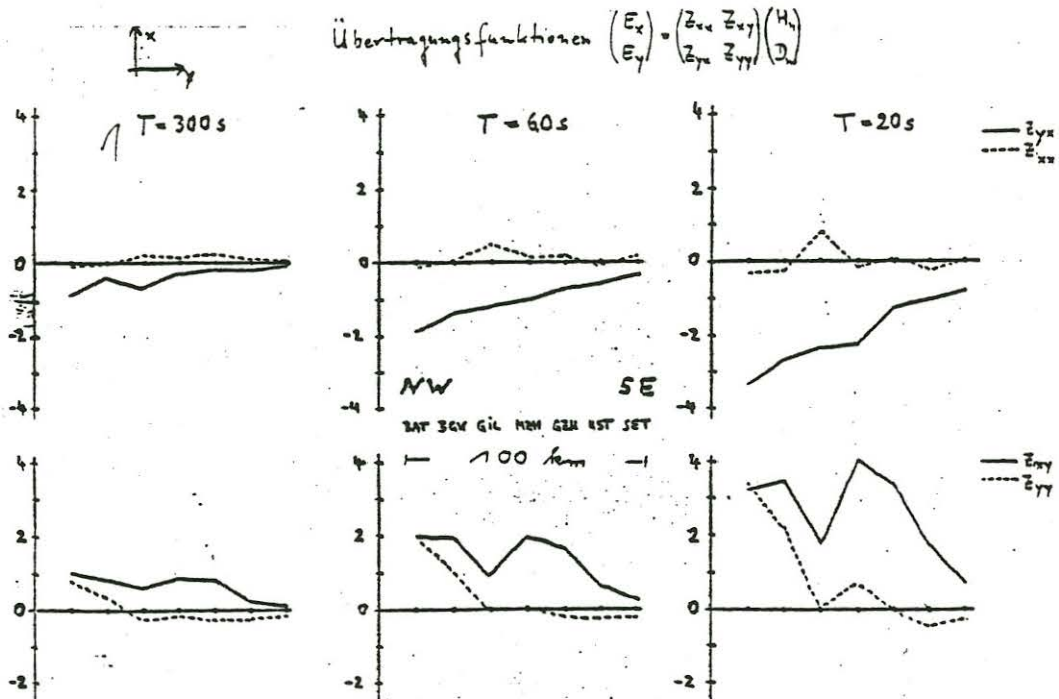


Abb.6: Verlauf der tellurischen Impedanz

Mit Z_{xy} und Z_{yx} wurde eine eindimensionale Inversion nach dem SCHMUCKERSchen ψ -Algorithmus durchgeführt. Abb.7 zeigt für einen angenommenen 3-Schichten-Fall die ermittelten spez. Widerstände ρ als Funktion der Tiefe z . Interessant ist, daß man einen guten Leiter im Untergrund unter einer relativ schlecht leitenden ersten Schicht sowohl für die H-Polarisation als auch für die E-Polarisation findet. (siehe Abb.7)

Abschließend wurde versucht, die gemessenen Daten mit Hilfe eines zweidimensionalen Modells zu reproduzieren. Dieser Versuch war trotz etlicher Versuche erfolglos. Zur vollständigen Interpretation ist eine zweidimensionale Leitfähigkeitsstruktur, wie man sie in einem Graben erwartet, nicht ausreichend. Da außerdem das elektrische Feld wahrscheinlich lokalen Verzerrungen unterworfen war, waren die nach dem SWIFT-Kriterium errechneten Winkel für eine Vorzugsrichtung sicher irreführend. Abb.8 zeigt einen Versuch, die gemessenen Daten zweidimensional zu interpretieren.

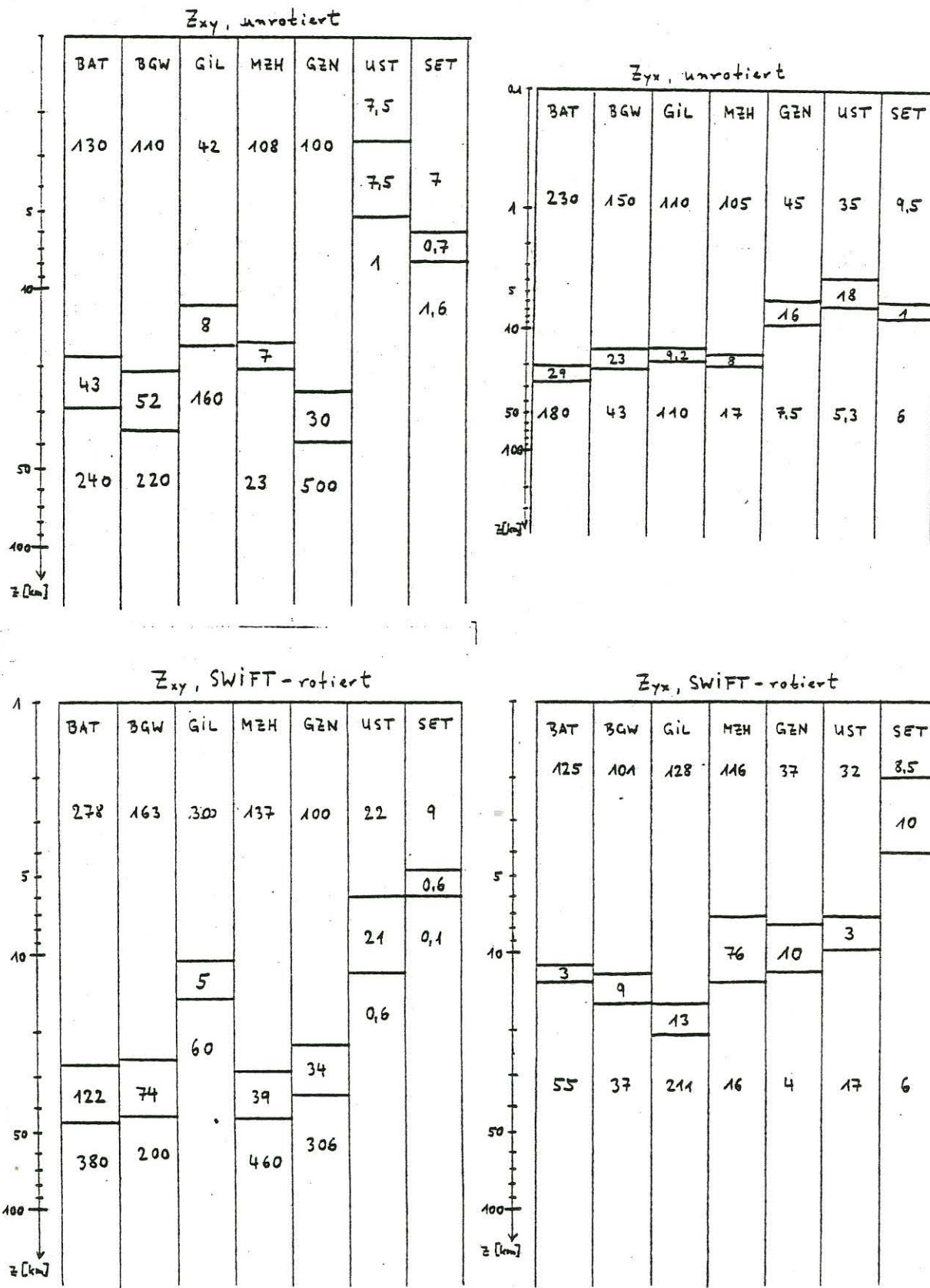


Abb.7: Eindimensionale Inversionsmodelle für H- und E-Polarisation
 Zahlen: spez. Widerstände in Ωm

2-D - Modell für Hessische Senke (angen. E-Polarisation)

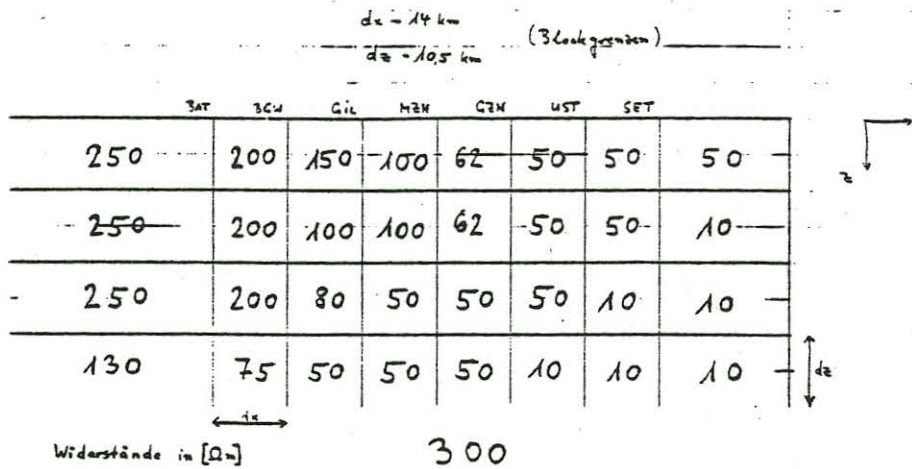


Abb.8: Versuchtes 2-D-Modell

Deshalb wurde ein neuer Weg beschritten, indem ein Kriterium entwickelt wurde, das die Brauchbarkeit von 2-D-Modellen allgemein und natürlich speziell für die Daten aus der Hessischen Senke testet. Dieses soll hier kurz vorgestellt werden:

Nach (1) bzw. (1a) läßt sich für zweidimensionale Leitfähigkeitsstrukturen ein Winkel α so bestimmen, daß gilt:

$$\begin{pmatrix} H'_a \\ D'_a \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 0 & d'_D \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H'_n \\ D'_n \end{pmatrix} \quad (3)$$

Dabei bezeichnet der Strich die Werte in rotierten Koordinaten (x', y') . Diese sind mit den Ausgangskordinaten (x, y) über die Rotationsmatrix \underline{T} verknüpft:

$$\begin{pmatrix} x' \\ y' \end{pmatrix} = \underline{T} \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix} \text{ mit } \underline{T} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & \sin \alpha \\ -\sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \quad (4)$$

Die Perturbationsmatrix \underline{W}' läßt sich also schreiben

$$\underline{W}' = \underline{T}^{-1} \cdot \underline{W} \cdot \underline{T} \quad (5)$$

Dabei bezeichnet \underline{W} die Perturbationsmatrix in unrotierten Koordinaten. Für die einzelnen Elemente der Matrix \underline{W} erhält man dann:

$$\begin{aligned}
 h'_H &= h_H \cos^2 \alpha + \cos \alpha \sin \alpha (h_D + d_H) + d_D \sin^2 \alpha \\
 d'_H &= d_H \cos^2 \alpha + \cos \alpha \sin \alpha (d_D - h_H) + h_D \sin^2 \alpha \\
 h'_D &= h_D \cos^2 \alpha + \cos \alpha \sin \alpha (d_D - h_H) + d_H \sin^2 \alpha \\
 d'_D &= d_D \cos^2 \alpha - \cos \alpha \sin \alpha (h_D + d_H) + h_H \sin^2 \alpha
 \end{aligned}
 \tag{6}$$

Diese Gleichungen benutzt man dazu, zwei Bedingungen zu formulieren, die für \underline{W}' im 2-D-Fall zutreffen. Diese sind im allgemeinen voneinander unabhängig und lauten (siehe (3)):

$$\begin{aligned}
 \text{a) } & |h'_D|^2 + |d'_H|^2 = \text{min.} \\
 \text{b) } & |h'_H| / |d'_D| = \text{extr.}
 \end{aligned}
 \tag{7}$$

Aus (7) lassen sich analytisch folgende Gleichungen ableiten die wie folgt aussehen:

$$\text{zu a) } \quad \text{tg } 4\alpha = \frac{S_2^* \cdot D_1 + S_2 \cdot D_1^*}{|D_1|^2 - |S_2|^2}
 \tag{8}$$

$$\text{zu b) } \quad A_0 + A_1 \cdot \text{tg} 2\alpha + A_2 \cdot \text{tg}^2 2\alpha - A_3 \text{tg}^3 2\alpha = 0$$

Aus Platzgründen sind hier nur die Endresultate angegeben. Interessenten für eine ausführliche Herleitung verweise ich auf meine Diplomarbeit (Erscheinen vorauss. Ende 1982). Kurze Skizzierung des Lösungsweges: Bildung von $\frac{\partial}{\partial \alpha} (7a, 7b) = 0$ und Umformen mit Hilfe von Additionstheoremen für trigonometrische Funktionen.

Die in (8) bez. Größen und Koeffizienten sind:

$$S_1 = h_H + d_D \quad S_2 = h_D + d_H
 \tag{8a}$$

$$D_1 = h_H - d_D \quad D_2 = h_D - d_H$$

sowie

$$\begin{aligned}
 A_0 &= A^* S_2 + S_2^* A \\
 A_1 &= B^* S_2 + S_2^* B - A^* D_1 - A D_1^* \\
 A_2 &= C^* S_2 + C S_2^* - B^* D_1 - B \cdot D_1^* \\
 A_3 &= C^* D_1 + C D_1^*
 \end{aligned}
 \tag{8b}$$

wobei

$$A = |d_D|^2 \cdot h_H + |h_H|^2 \cdot d_D$$

$$B = \frac{1}{2} \{ (|d_D|^2 - |h_H|^2) \cdot s_2 + d_D (h_H s_2^* + h_H^* s_2) - h_H (d_D s_2^* + d_D^* s_2) \} \quad (8c)$$

$$C = \frac{1}{4} \{ s_1 (|s_1|^2 + |s_2|^2) - s_2 (s_1^* s_2 + s_1 s_2^*) \}$$

Außerdem muß α für (7a) noch die Bedingung erfüllen:

$$(|D_1|^2 - |S_2|^2) \cos 4\alpha + (S_2^* D_1 + S_2 D_1^*) \sin 4\alpha > 0 \quad (9)$$

Je besser die nun aus (7a) + (7b) ermittelten Winkel α übereinstimmen, desto besser ist die Zweidimensionalität erfüllt. Daß dies nur bei den beiden westlichen Stationen für lange Perioden und bei SET für kurze Perioden der Fall ist, zeigt die folgende Abbildung 9:

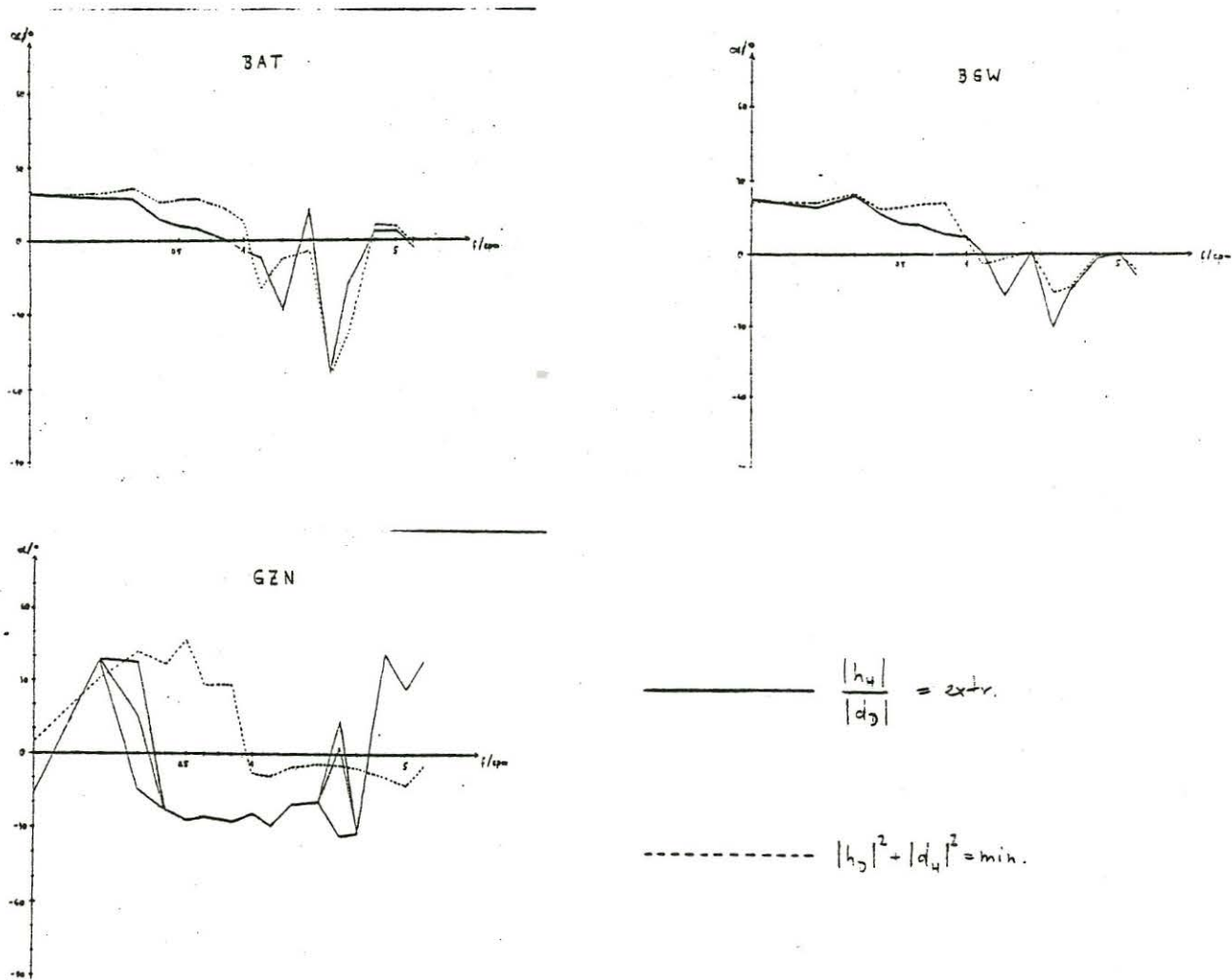
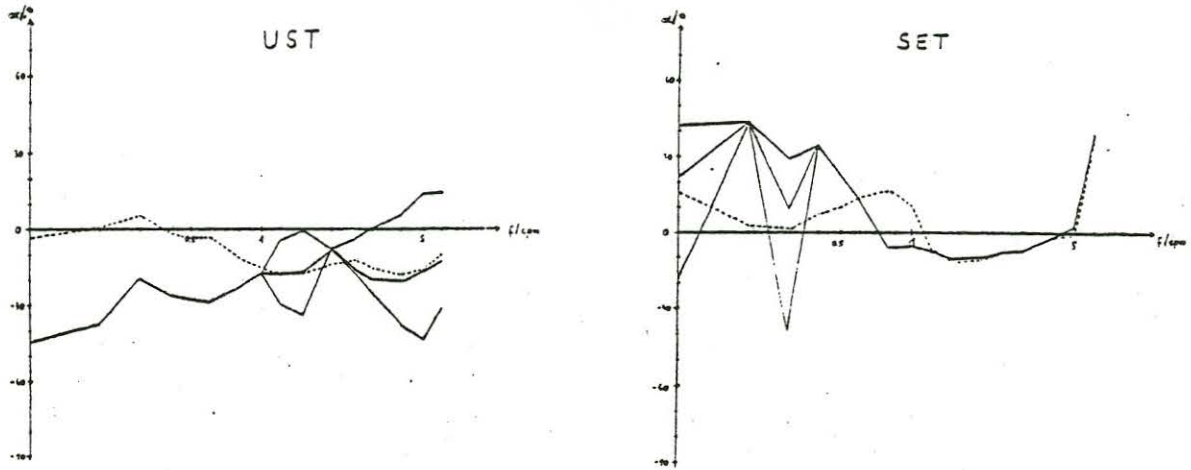


Abb.9: Auswertungsergebnisse für α



Fortsetzung der Abb.9

Analog zum elektrischen Feld kann man auch für das anomale magnetische Horizontalfeld einen Skewness-Koeffizienten S und eine Anisotropie A einführen. Dabei soll erfüllt sein

Struktur	S.	A	
1-D	≈ 0	≈ 1	$S = \frac{ D_2 }{ S_1 }$
2-D	≈ 0	$\neq 1$	
3-D	deutl. > 0	$\neq 1$	$A = \frac{ h_H + 1 }{ d_D + 1 }$

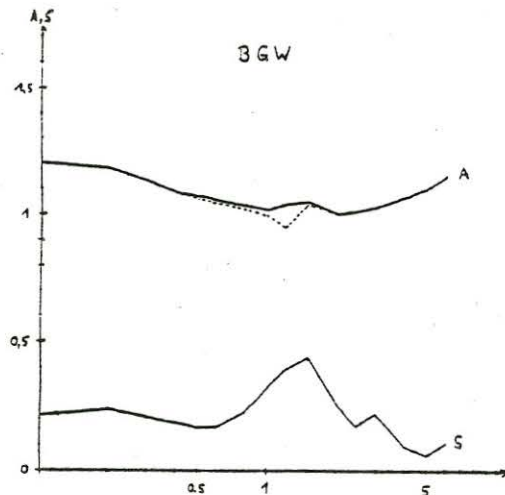
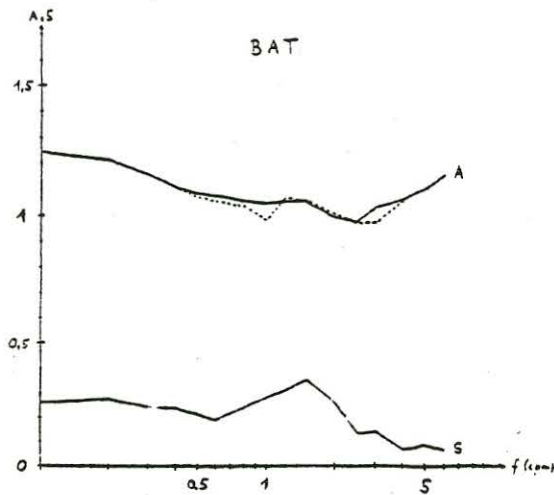
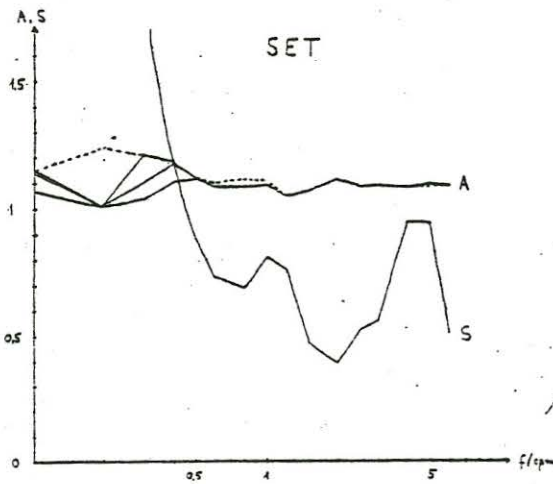
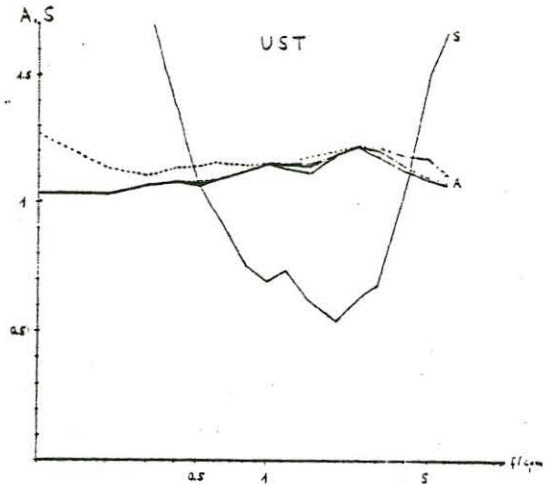
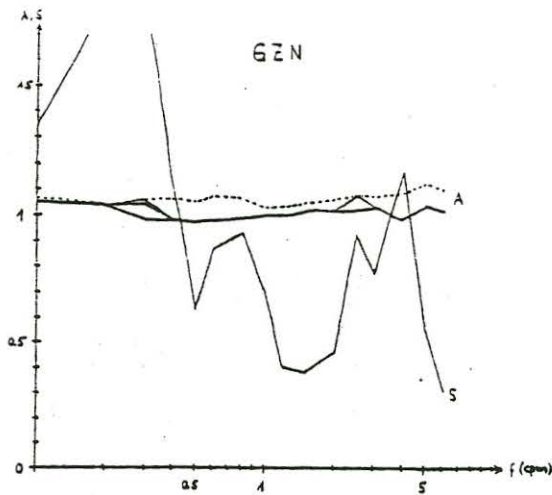


Abb. 10: S und A an allen Stationen



————— $\frac{|h_w|}{|d_y|} = \text{extr.}$

----- $|h_y|^2 + |d_y|^2 = \text{min.}$

Fortsetzung der Abb. 10

Zur Zeit wird noch versucht, weitere Aufschlüsse über die Leitfähigkeitsstruktur der Hessischen Senke mit Hilfe des bei E. STEVELING in diesem Band beschriebenen Entzerrungskriteriums zu gewinnen. Die Untersuchungen sollen demnächst abgeschlossen sein. Fest steht schon jetzt, daß eine 2-D-Interpretation nicht ausreicht, denn die Leitfähigkeitsstruktur ist mehr oder weniger dreidimensional. Sicherlich ist eine wenn auch nicht sehr deutlich ausgeprägte Grabenanomalie von NW nach SE vorhanden. Hinzu kommt offensichtlich aber besonders im südöstlichen Teil des Profils ein möglicherweise als Bogen verlaufender gute Leiter, der die Abnahme des E-Feldes und die hohe Skewness des anomalen H-Feldes erklärt.

Literatur:

Richards, M.L., U. Schmucker, E. Steveling und J. Watermann:

Schlußbericht zum Forschungsprogramm "Erdmagnetische und magnetotellurische Sondierungen im Gebiet des mitteleuropäischen Riftsystems". Kommission der Europäischen Gemeinschaften, 126-76 EGD/317-77-11 EGD, Brüssel, 1980.

Schmucker, U.: Auswertungsverfahren Göttingen. Protokoll Kolloquium "Elektromagnetische Tiefenforschung", Neustadt/Weinstraße, 163-188, 1978.

Schmucker, U. und P. Weidelt: Electromagnetic Induction in the Earth, Lecture Notes, Aarhus, 1975.

P.-A. SCHNEGG, B.V. LE QUANG und Gaston FISCHER

"AMT Untersuchung einer 2-D Struktur mit einer Ueberschiebung"

Im Faltenjura nördlich von Neuchâtel haben wir auf einem Profil quer zum Uebergang vom Tal Val de Ruz zum Berg Chaumont eine Reihe Audio-Magneto-Tellurischer (AMT) Messungen durchgeführt. Das Val de Ruz ist ein relativ flaches Tal mit nahezu horizontaler Schichtung. Geoelektrische und seismische Sondierungen in der Talmitte haben die Molassen des Tertiärs und die Kalksteine des Sekundärs gut nachgewiesen, wie es im Profil der Fig. 1 zu sehen ist. Der Uebergang zum Berg könnte aber etwas komplizierter sein, als es in Fig. 2 angedeutet ist. Am unteren Teil des Berghanges hat sich ein Keil von Geröll angesammelt, der den genauen geologischen Uebergang zum Berg verdeckt. Es besteht der Verdacht, dass die Struktur, die durch seitliche Kompression längs der Profilebene entstanden ist, am Bergfuss eine Ueberschiebung aufweist, wie dies in den Fig. 2 und 3. skizziert ist.

AMT Messungen sind an den Standorten 1 bis 6 durchgeführt worden. An den Stellen 2 bis 6 ergaben die Sondierungen auffallend isotrope und ähnliche Ergebnisse, wie sie in den Fig. 4 bis 6 für die Standorte 3, 4 und 6 zu sehen sind. Die Messresultate der Fig. 7 dagegen stammen vom

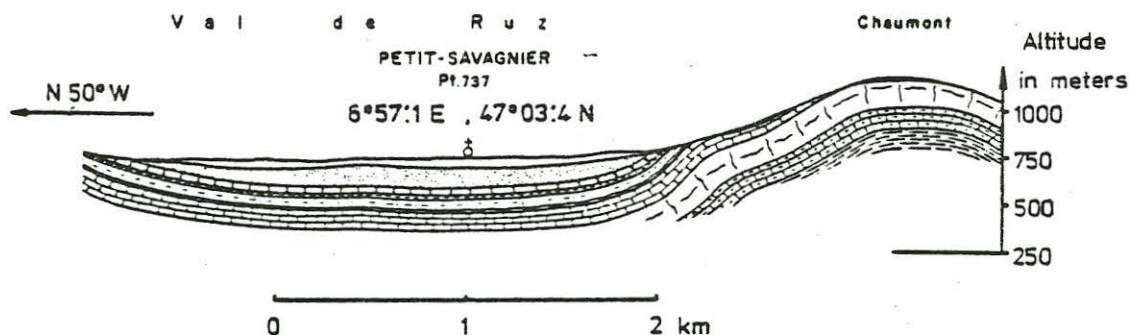


Fig. 1. Profil des Val de Ruz Tals, laut Geologischem Atlas der Schweiz.

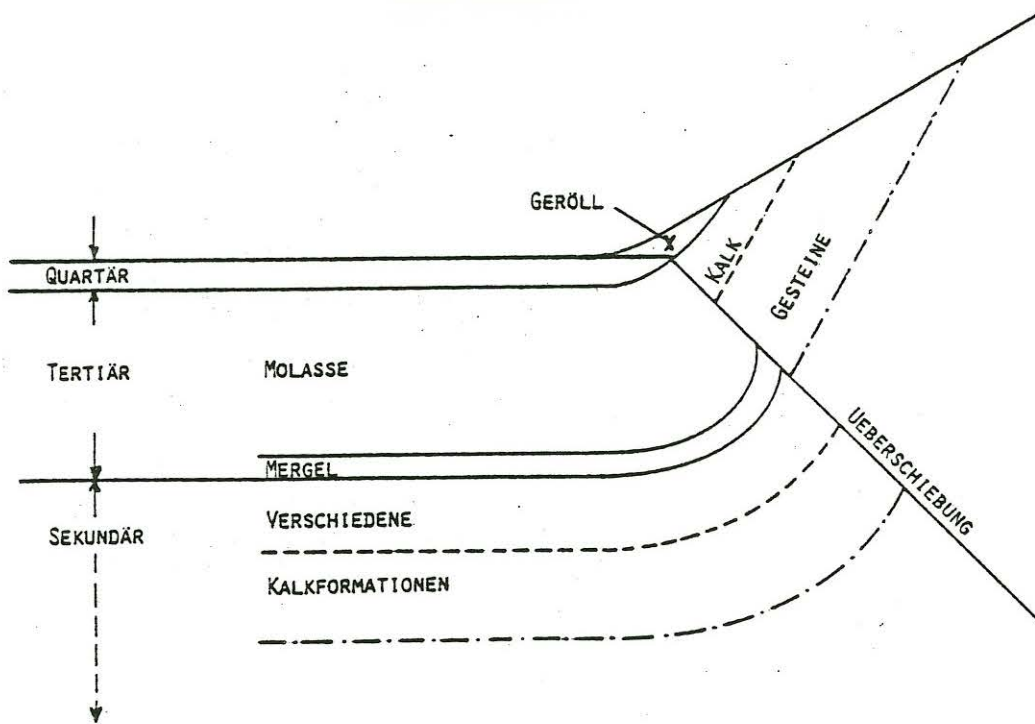


Fig. 2. Vermutete Struktur am Bergfuss, mit Ueberschiebung als Folge der seitlichen Kompression.

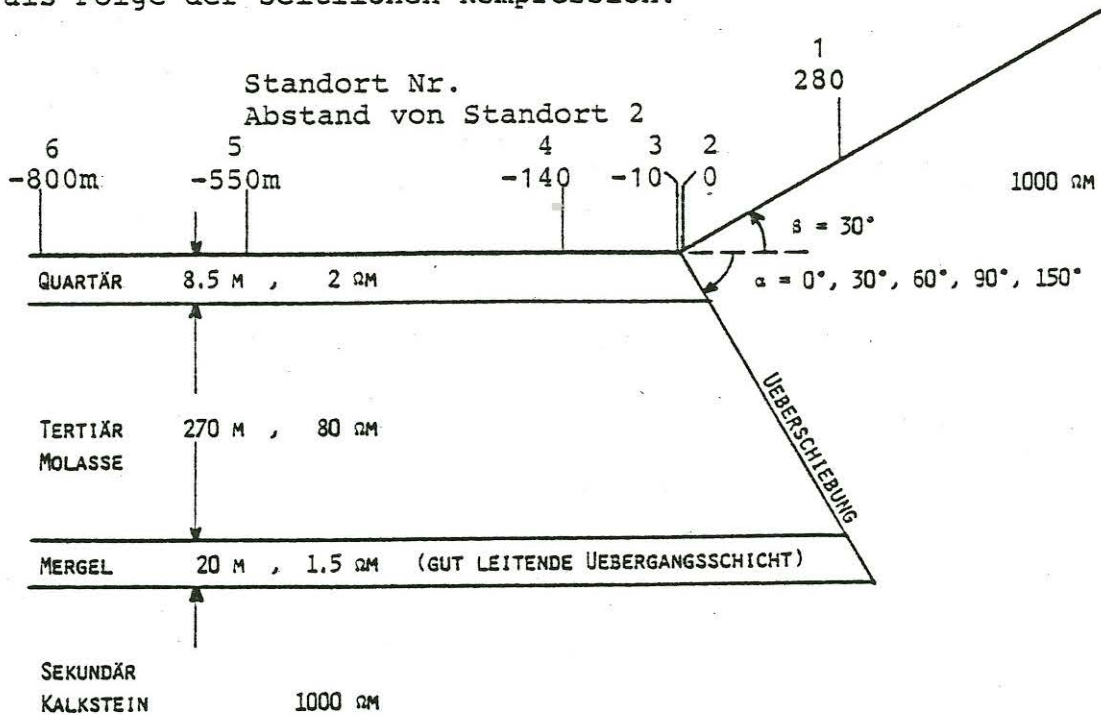


Fig. 3. Zwei-dimensionales (2-D) Modell, abgeleitet aus einer 1-D Interpretation am Standort 6 und der Annahme, der Uebergang zum Berg erfolge mittels einer Ueberschiebung. Der Winkel α ist vorerst noch unbekannt.

Berghang und zeigen ganz andere Verhältnisse. Da die Entfernung zwischen dem Standort 6 und dem Bergfuss 800 m beträgt, wurde diese Station mit einer horizontalen Schichtung interpretiert, wobei die schon bekannten spez. Widerstände der Kalkgesteine (etwa 1000 Ω m) und der Molasse (etwa 80 Ω m) berücksichtigt wurden (siehe Fischer und Le Quang in diesem Band). Diese ein-dimensionale (1-D) Struktur ist auf der linken Seite von Fig. 3 angegeben, und ihr entspricht die durchgezogene Kurve der Fig. 4.

Wir haben versucht, die Messergebnisse mit Hilfe der 2-D Struktur von Fig. 3 zu deuten. Als Rechenmethode wurde ein Programm "finiter Elemente" verwendet und der Winkel α der Ueberschiebung erhielt wahlweise die Werte 0° , 30° , 60° , 90° und 150° . Gibt es keine Ueberschiebung, so geht aus Fig. 1 deutlich hervor, dass das Anheben der Schichtung am Bergfuss gerade etwa die Situation verursacht, die der 150° -Winkel beschreibt. Dies ist der Grund, weshalb die Rechnung auch für diesen Winkel ausgeführt wurde.

Der Vergleich in den Fig. 4-7 zwischen Messergebnissen und 2-D Modellrechnungen, führen zu folgenden Schlüssen:

- 1) Eine Ueberschiebung ist tatsächlich vorhanden, denn ein Neigungswinkel $\alpha = 150^\circ$ ergibt in den Fig. 5 und 6, die sich auf die Zone am Bergfuss beziehen, keine befriedigende Uebereinstimmung.
- 2) Die Neigungswinkel $\alpha = 0^\circ$ und $\alpha = 90^\circ$ scheiden aus; $\alpha = 0^\circ$ insbesondere wegen den Ergebnissen von Fig. 7 am Berghang, $\alpha = 90^\circ$ wegen denjenigen der Fig. 6 am Bergfuss.
- 3) Nur die Modellrechnungen mit $\alpha = 30^\circ$ und $\alpha = 60^\circ$ stimmen mit den Messungen recht gut überein. Die Daten von Fig. 6

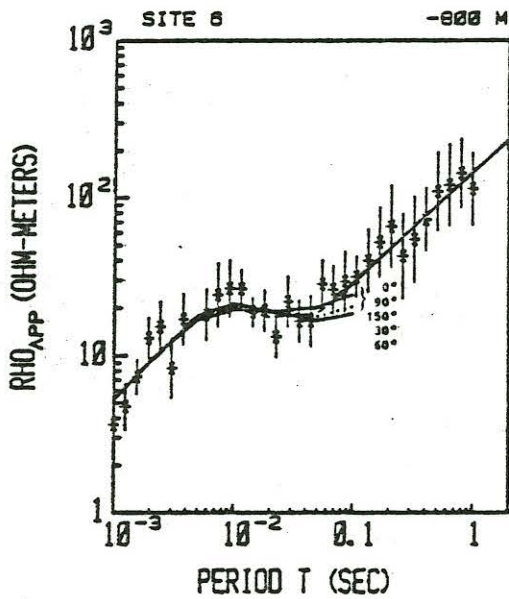


Fig. 4. Messdaten von Standort 6. Die durchgezogene Kurve entspricht einer 1-D Interpretation. Die anderen Kurven sind 2-D Modellrechnungen bei H-Polarisation,

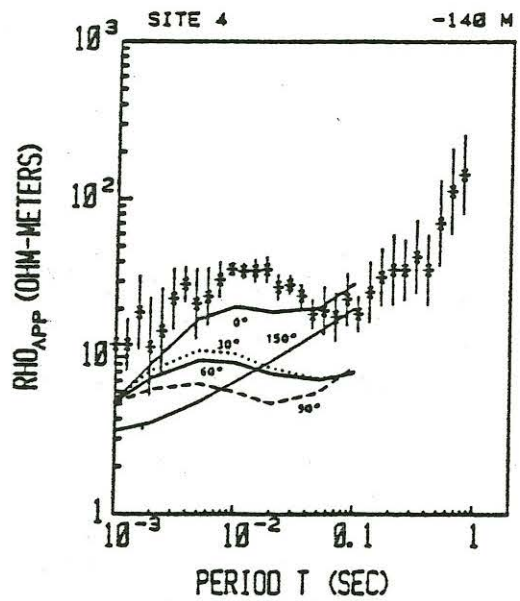


Fig. 5. Messdaten von Standort 4 mit 2-D Modellrechnungen bei H-Polarisation.

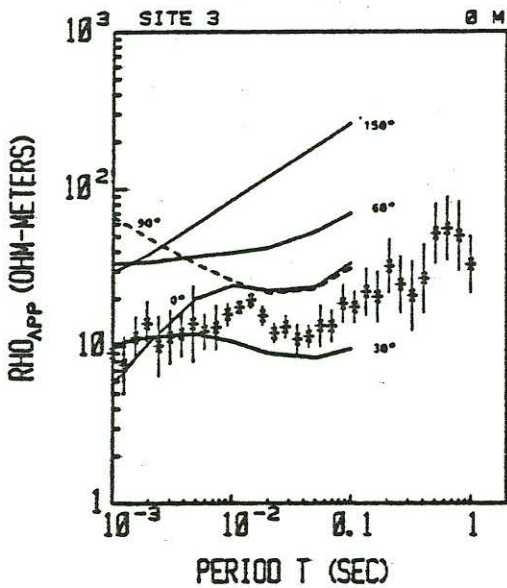


Fig. 6. Messdaten von Standort 3. Bei H-Polarisation ergeben die Rechnungen am Bergfuss eine Unstetigkeit des scheinbaren Widerstandes. Da die Messungen auf dem gut leitenden Geröll ausgeführt wurden, sind als Modellwerte die geometrischen Mittel der Rechenwerte links und rechts von der Unstetigkeit verwendet worden.

wären in der Tat mit einem Winkel in der Nähe von $\alpha = 40^\circ$ in bester Uebereinstimmung mit dem Modell.

Ein ausführlichecher Bericht über diese Arbeit ist in Vorbereitung.

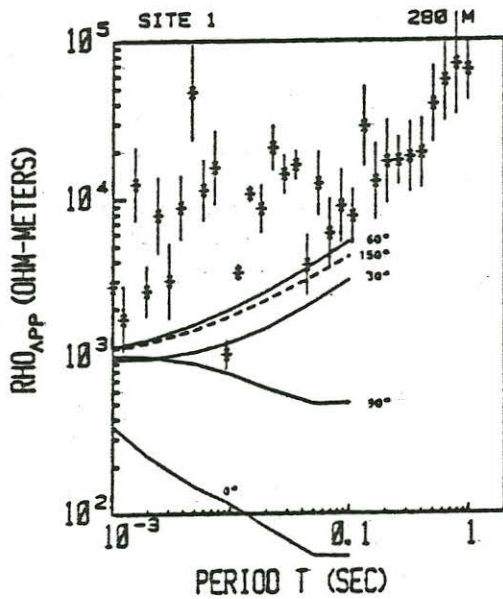


Fig. 7. Messdaten von Standort 1. Die Rechenergebnisse entsprechen der H-Polarisation. Wegen des hohen scheinbaren Widerstands sind bei dieser Station die Messungen viel empfindlicher auf äussere Störungen. Die erklärt die grosse Streuung. Diese Figur deutet auch darauf hin, dass man den Kalkformationen einen spez. Widerstand von 2 bis 3000 Ωm hätte zusprechen sollen, anstatt nur 1000 Ωm .

A. JUNGE

"150 Tage Langzeitregistrierung bei Göttingen und Augsburg"

Aus der Analyse der Horizontal- und Vertikalkomponenten erdmagnetischer Variationen im Periodenbereich zwischen 3 h und 24 h können Schätzwerte der Widerstandsverteilung des Erdinnern für Tiefen zwischen 250 km und 1000 km bestimmt werden. Magnetotellurische Verfahren bieten eine unabhängige Möglichkeit, solche Schätzwerte zu berechnen, wobei wegen der geringen elektrischen Signalstärken im langperiodischen Kontinuum hohe Anforderungen bezüglich der Basisstabilität und des Rauschverhaltens an die tellurischen Sonden und Aufzeichnungsapparatur gestellt werden. Die von Hempfling (1977) entwickelten 3-Kammer-Tonsonden in Kombination mit einer Ag-AgCl-Elektrode (Filloux, 1967) ermöglichen bei extrem kurzen Sondenabständen von nur 200 m rausch- und driftarme Registrierungen, in denen der Sq-Gang im tellurischen Feld nachgewiesen werden konnte (Hempfling, 1977, Wiens, 1980).

Lokale oberflächennahe Inhomogenitäten der Widerstandsverteilung sollten für längere Perioden eine nahezu frequenzunabhängige Gleichstromverzerrung des elektrischen Feldes bewirken, die durch eine reelle Verzerrungsmatrix \underline{A} beschrieben wird und welche nur über einen bivariaten Ansatz

$$\underline{E} = \underline{Z} \underline{B} = \underline{A} \underline{Z}_n \underline{B}$$

bestimmt werden kann, wobei \underline{E} und \underline{B} die Vektoren des horizontalen tellurischen und magnetischen Feldes, \underline{Z} den Impedanztensor, \underline{Z}_n die aus magnetischen Verfahren berechnete normale Impedanz und \underline{A} die Verzerrungsmatrix darstellen.

Die bis zu 2 Dekaden über dem Kontinuumsniveau liegende Energie der ersten vier Sq-Harmonischen reicht jedoch auf Grund der hier vorhandenen hohen Kohärenz zwischen den horizontalen Magnetfeldkomponenten nur zu einer univariaten Analyse (Hempfling, 1977, Wiens, 1980). Die vollständige Bestimmung des Impedanztensors sowie die Entzerrung des elektrischen Feldes erfordert deshalb eine Analyse im Kontinuum zwischen den Sq-Linien, die nur auf der Basis rausch- und driftarmer Registrierungen des tellurischen Feldes während eines ausreichend langen Zeitraums durchführbar ist.

In einem Geländetest bei Göttingen wurden verschiedene Sondentypen (PVC- und Tonsonden mit unterschiedlichen KCl-Konzentrationen) sowie eine Digital- und eine Analogaufzeichnungsapparatur mit-

einander verglichen (Junge, 1982). Die wichtigsten Ergebnisse seien im folgenden aufgeführt:

Die Temperaturabhängigkeit der Sonden kann bei ausreichender Bodentiefe (>0.5 m) vernachlässigt werden, ein Temperatureinfluß auf die Registrierung kann nur durch die Elektronik der Aufzeichnungsapparatur entstehen.

Für den Frequenzbereich zwischen 1 cpd und 8 cpd beträgt das Rauschniveau der mit hochkonzentrierter KCl-Lösung gefüllten Sonden zusammen mit der Aufzeichnungsapparatur etwa 0.1 mV_{pp} .

Auf der Basis einer Analyse der Sq-Harmonischen war zwischen der analogen und digitalen Aufzeichnungsmethode kein Unterschied feststellbar. Jedoch zeigte sich die Digitalstation wartungsfreundlicher und sparsamer im Leistungsverbrauch.

Die Drifthanfälligkeit der Sondenspannungen konnte durch Verwendung einer gesättigten KCl-Lösung in der inneren Sondenkammer vermindert werden.

Die elektrolytisch wirksame Sondenoberfläche spielt eine wichtige Rolle bei der Stabilisierung der Sondenpotentiale. Sie bestimmt die Größe des Übergangswiderstandes zwischen Elektrode und Erdreich und kann bei dem verwendeten PVC-Sondentyp offensichtlich unter Einfluß von Feuchtigkeitsänderungen im Boden im Gegensatz zu den Hemptling-schen Tonsonden Potentialsprünge bei den Aufzeichnungen verursachen.

Der Vorteil der langen Einsatzfähigkeit der PVC-Sonden wegen ihres geringen Flüssigkeitsverlustes kam bei der Versuchsstation nicht zur Geltung, da dort die Konsistenz des Lehmbodens ein rasches Austrocknen der Tonsonden verhinderte. Der Einfluß des schnelleren Verlusts an KCl bei den Tonsonden wird dabei anscheinend durch eine Langzeitstabilisierung der Ag-AgCl-Elektrodenpotentiale ausgeglichen, so daß im Hinblick auf Messungen langperiodischer tellurischer Variationen bei einer sorgfältigen Auswahl der Meßstationen die Tonsonden geeigneter erscheinen als die PVC-Sonden.

An zwei weit voneinander entfernten Orten, Deppoldshausen (DEP) bei Göttingen und Baiershofen (BAI) bei Augsburg wurde gleichzeitig im Winter 1980/81 das horizontale tellurische Feld mit Sondenabständen von ca. 200 m kontinuierlich gemessen (Junge, 1982). Stündliche Mittelwerte der magnetischen Variationen wurden den Hauptregistrierungen des Göttinger Instituts (GTT) und des Observatoriums Fürstfeldbruck (FUR) entnommen.

Einen Ausschnitt von 40 Tagen aus der 150-tägigen Registrierung der Station DEP zeigt Abb.1. Die sprungfreien Aufzeichnungen der einzelnen Komponenten gestatten für kürzere Zeitsegmente bis zu 20 Tagen eine Trendbeseitigung durch Anpassung eines Polynoms 3. Ordnung, für längere Zeitabschnitte wird eine Hochpaßfilterung durch ein optimales Trapezfilter (Schmucker, 1978) mit einer Abschneidefrequenz von 0.25 cpd bevorzugt.

Abb.2 verdeutlicht die Unsicherheit einer magnetotellurischen Einzelsturmauswertung im Zeitbereich, da nicht-induzierte langperiodische Schwankungen des tellurischen Feldes nicht eindeutig von der Dst-Nachphase unterschieden werden können.

Die räumliche Kohärenz zwischen den elektrischen Feldern von DEP und BAI ist in Abb.3 anhand eines 9-tägigen Registrierbeispiels dargestellt. Zufällig scheint die Verzerrung des elektrischen Nord-Süd-Feldes an beiden Stationen ähnlich zu sein, so daß der Vergleich im Zeitbereich die gute Übereinstimmung der elektrischen Nord-Süd-Komponenten (E_N) nicht nur für den täglichen Gang hervorhebt. Die Ost-West-Komponente (E_E) der Station BAI ist offensichtlich starken Driften unterworfen, die zeitweise sogar die täglichen Variationen, die deutlich kleiner als die der Station DEP sind, überdecken.

Zur Berechnung der Energiedichtespektren der magnetischen und elektrischen Variationen wurden ausgewählte 10-Tage-Segmente nach der Trendbeseitigung in den Frequenzbereich fouriertransformiert. Von den Stationen BAI/FUR standen hierfür acht, von den Stationen DEP/GTT zehn ungestörte 10-Tagesintervalle zur Verfügung. Spektrale Schätzwerte wurden durch Mittelung über die Rohspektren für jede Komponente einzeln berechnet und sind in Abb.4 für einen Frequenzbereich zwischen 0.1 und 8 cpd mit einer Bandbreite von 0.1 cpd aufgetragen, die Doppelpfeile kennzeichnen den 95%-Vertrauensbereich. In allen Spektren heben sich signifikant die Energiedichten der ersten vier Sq-Harmonischen um bis zu fast zwei Dekaden vom Kontinuum ab, wobei im E-Feld im Gegensatz zum Magnetfeld die Energiedichte der zweiten Sq-Harmonischen deutlich am größten ist. Dies ist auf die Periodenabhängigkeit der Signalstärke des E-Feldes zurückzuführen, die vermutlich auch in dem verhältnismäßig konstantem Kontinuumsniveau von etwa 0.1 (mV/km)^2 der E-Felder zwischen 1 und 8 cpd gegenüber dem zu längeren Perioden hin ansteigenden Pegel der Energiedichte der Magnetfelder zu erkennen ist, wo offensichtlich der Einfluß von Dst-Variationen bemerkbar wird. Die Spektren der elektrischen und magnetischen Komponenten der Stationen

BAI und FUR unterschieden sich nur unwesentlich von den in Abb.4 gezeigten Spektren von DEP bzw. GTT.

Ausgehend von dem bivariaten Ansatz $E=Z_1H+Z_2D+\delta E$ wurde für jede E-Feldkomponente die multiple quadratische Kohärenz mit den zugehörigen horizontalen Magnetfeldkomponenten H und D berechnet und ihr Energiedichtespektrum S in einen mit H und D korrelierten und unkorrelierten Anteil S_{kor} und S_{unk} zerlegt, wobei der unkorrelierte Anteil S_{unk} der Energiedichte im folgenden als Rauschanteil bezeichnet wird.

In Abb.5 sind S_{kor} und S_{unk} für E_N und E_E der Stationen DEP und BAI im Frequenzbereich zwischen 0.1 und 8 cpd mit einer Bandbreite von 0.1 cpd zusammen mit den zugehörigen 95%-Vertrauensbereichen aufgetragen. Zwischen 3 cpd und 8 cpd liegt bei beiden Stationen der induzierte Anteil des elektrischen Feldes signifikant über dem nichtinduzierten mit einer Verschlechterung des Signal/Rauschverhältnisses zu den höheren Frequenzen hin, was auf die für kürzere Perioden schwächer werdende magnetische Anregung zurückgeführt wird. Im Frequenzbereich zwischen 1 cpd und 3 cpd, die Sq-Bänder ausgenommen, steigt der Pegel der inkohärenten bis auf das Niveau der kohärenten Energiedichte um etwa eine Dekade bei allen vier E-Feldern an. Aus dem Rauschniveau der E-Felder in DEP ragt eine deutlich zu 1.9 cpd hin verschobene Spitze heraus, welche mit einer Wahrscheinlichkeit von 99% durch die lunare Gezeitenperiode M2 (12.42h) verursacht wird und bei höherer spektraler Auflösung auch im Spektrum von BAI zu erkennen ist (Junge,1982). Im Periodenbereich zwischen einem und zehn Tagen sinkt der Signalpegel der E-Felder deutlich unter das Rauschniveau, was eine Auswertung für längere Perioden als einen Tag sehr erschwert. Der Einfluß nicht induzierter Schwankungen der Sondenspannungen tritt demnach verstärkt im Frequenzbereich unterhalb von 3 cpd auf.

In Abb.6 ist die räumliche Kohärenz der elektrischen und magnetischen Felder dargestellt, indem wieder für den Frequenzbereich von 0.1 bis 8 cpd auf der linken Seite der mit den horizontalen Magnetfeldkomponenten der Göttinger Institutsregistrierung korrelierte und unkorrelierte Anteil der Energiedichte von H und D der Observatoriumsregistrierung von FUR auf der Basis von zehn gemittelten 10-Tagessegmente aufgetragen, und auf der rechten Seite die Energiedichte der beiden E-Feldregistrierungen aus BAI in je einen

mit dem tellurischen Feld aus DEP korrelierten und unkorrelierten Anteil für sieben gemittelte 10-Tagesintervalle zerlegt worden ist.

Die Korrelation der Magnetfelder gelingt selbst für die längsten erfaßten Frequenzbänder sehr gut, das Rauschniveau liegt für fast alle Frequenzbänder bis hin zur Nyquistperiode (hier nicht gezeigt) mindestens eine Dekade unter dem Signalniveau bei etwa $0.1 \text{ (nT)}^2 \text{d}$. Der Anstieg des Rauschpegels unterhalb von 1 cpd hat offensichtlich seine Ursache in einem Nachlassen der Basisstabilität der Magnetometer bezüglich langer Perioden. Für den Periodenbereich zwischen 2 und 12 Stunden erhält man damit eine konstante Rauschamplitude der Magnetfelder von 1 nT, was der Ablesegenauigkeit für die Stundenmittelwerte entspricht.

Die Nordkomponente des elektrischen Feldes der Station BAI ist im Frequenzbereich von 2 bis 8 cpd etwas besser als die Ostkomponente mit dem elektrischen Feld in DEP korreliert, vielleicht bedingt durch den größeren Sondenabstand von E_N (216m) gegenüber E_E (191m) in BAI. In beiden Fällen liegt der Signalpegel für die meisten Frequenzbänder in diesem Periodenbereich signifikant über dem Rauschpegel. Im Frequenzbereich zwischen 4 und 7 cpd beträgt das auf eine Sondenauslage von 200 m normierte Rauschniveau der mit dem E-Feld von DEP korrelierten Nordkomponente von BAI etwa $0.006 \text{ (mV/km)}^2 \text{d}$ und entspricht damit dem im Vorversuch in DEP gemessenen Rauschniveau zwischen direkt nebeneinanderliegenden Sondenstrecken. Demnach ist das induzierte elektrische Feld von BAI und DEP selbst über mehrere hundert Kilometer Entfernung hinweg zumindest in diesem Frequenzbereich ausgezeichnet korreliert. Zwischen 4 und 2 cpd wird das Signal/Rauschverhältnis schlechter, unterhalb von 2 cpd überwiegt der Rauschanteil den Signalanteil des E-Feldes. Dies gilt nicht für die Frequenzbänder der Sq-Harmonischen, bei denen das Signal/Rausch-Verhältnis in der Größenordnung von 20 dB liegt.

Im wesentlichen verhalten sich die unkorrelierten Anteile der Energiedichtespektren der E-Felder bis auf die "Gezeitenspitzen" der Spektren von DEP in Abb.5 nicht signifikant abweichend: Einem verhältnismäßig konstanten Niveau zwischen 0.005 und 0.01 $\text{(mV/km)}^2 \text{d}$ zwischen 8 und 3 cpd schließt sich ein exponentieller Anstieg des Rauschpegels um ca. eineinhalb Dekaden zwischen 3 und 0.1 cpd an.

Die Aufspaltung der Spektren zeigt, daß bei hinreichend langen Zeitreihen die Qualität der Sonden/Aufzeichnungsapparatur auch bei Sondenauslagen von nur 200 m eine magnetotellurische Analyse im Frequenzbereich des Kontinuums zwischen 1 und 8 cpd zuläßt. Da die Darstellung der weiteren Auswertung des vorhandenen Datenmaterials den Rahmen dieses Protokolls sprengen würde, wird an dieser Stelle auf die Diplomarbeit des Autors verwiesen.

Literatur:

Filloux, J.: Oceanic electric currents, geomagnetic variations and the deep electrical conductivity structure of the ocean-continent transition of Central California. Ph. D. Theses Univ. of California, San Diego, 1967.

Hempfling, R.: Beobachtung und Auswertung tagesperiodischer Variationen des erdelektrischen Feldes in der Umgebung von Göttingen. Diss. Math.-Nat. Fak. Uni. Göttingen, 1977.

Junge, A.: Messung und Auswertung langperiodischer Variationen des erdelektrischen Feldes bei Göttingen und Augsburg. Dipl. Arbeit, Math.-Nat. Fak. Uni. Göttingen, 1982.

Schmucker, U.: Auswerteverfahren Göttingen. Protokoll Kolloquium "Elektromagnetische Tiefenforschung", Neustadt/Weinstraße, 163-188, 1978.

Wiens, U.: Vergleichende Registrierungen von Variationen des erdelektrischen und erdmagnetischen Feldes in der Umgebung von Göttingen. Dipl. Arbeit, Math.-Nat. Fak. Uni. Göttingen, 1980.

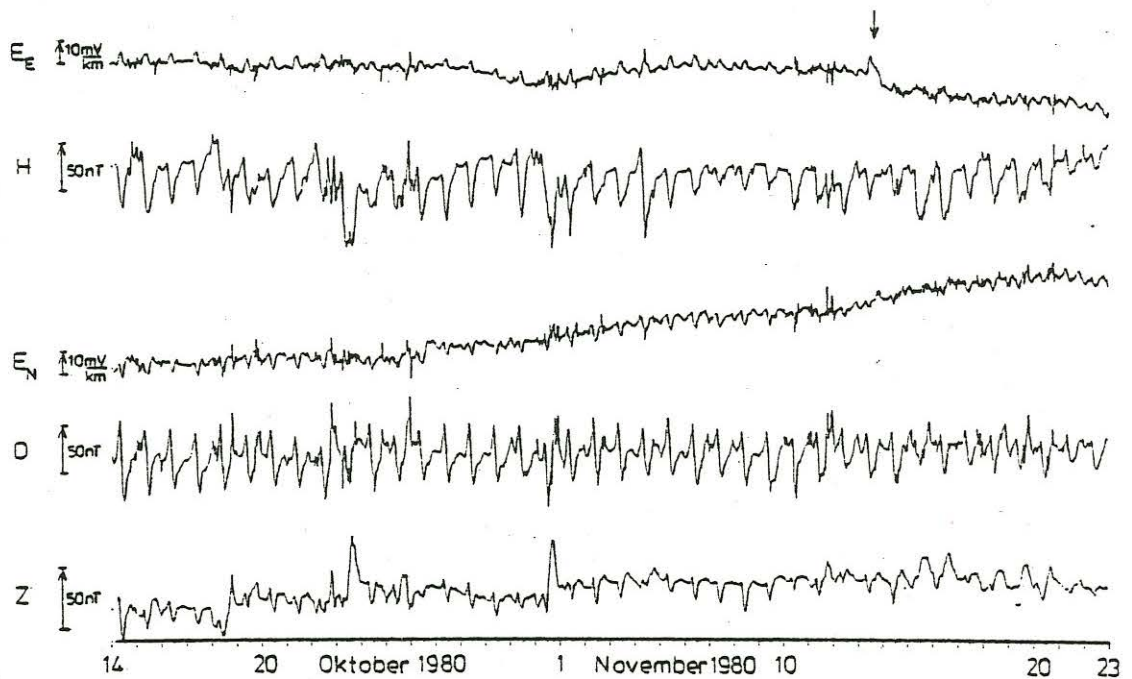


Abb. 1 : Stündliche Mittelwerte für 40 Tage der Originalregistrierungen des E-Feldes der Station DEP und der Magnetfeldkomponenten von GTT.

Es ist deutlich der Tagesgang im E- und B-Feld zu erkennen. E_N zeigt eine starke lineare, nicht induzierte Drift, der Pfeil kennzeichnet ein kurzzeitige nichtinduzierte Störung von E_E .

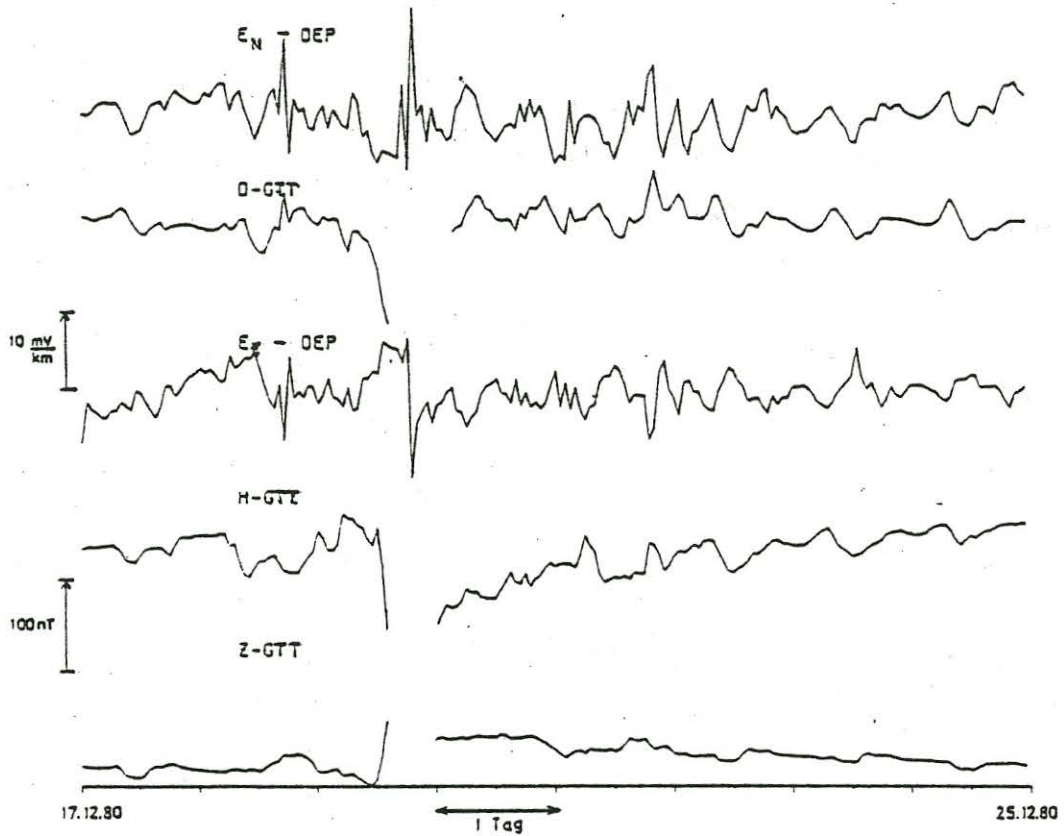


Abb. 2 : Ausschnitt von acht Tagen der E- und B-Feldregistrierung von DEP/GTT. Am 19.12.80 fand ein magnetischer Sturm statt. Die zweitägige Nachphase ist in H gut zu erkennen, während in E_E angesichts des Driftverhaltens am 17.12.80 nur die Hauptphase des Sturms signifikant erscheint.

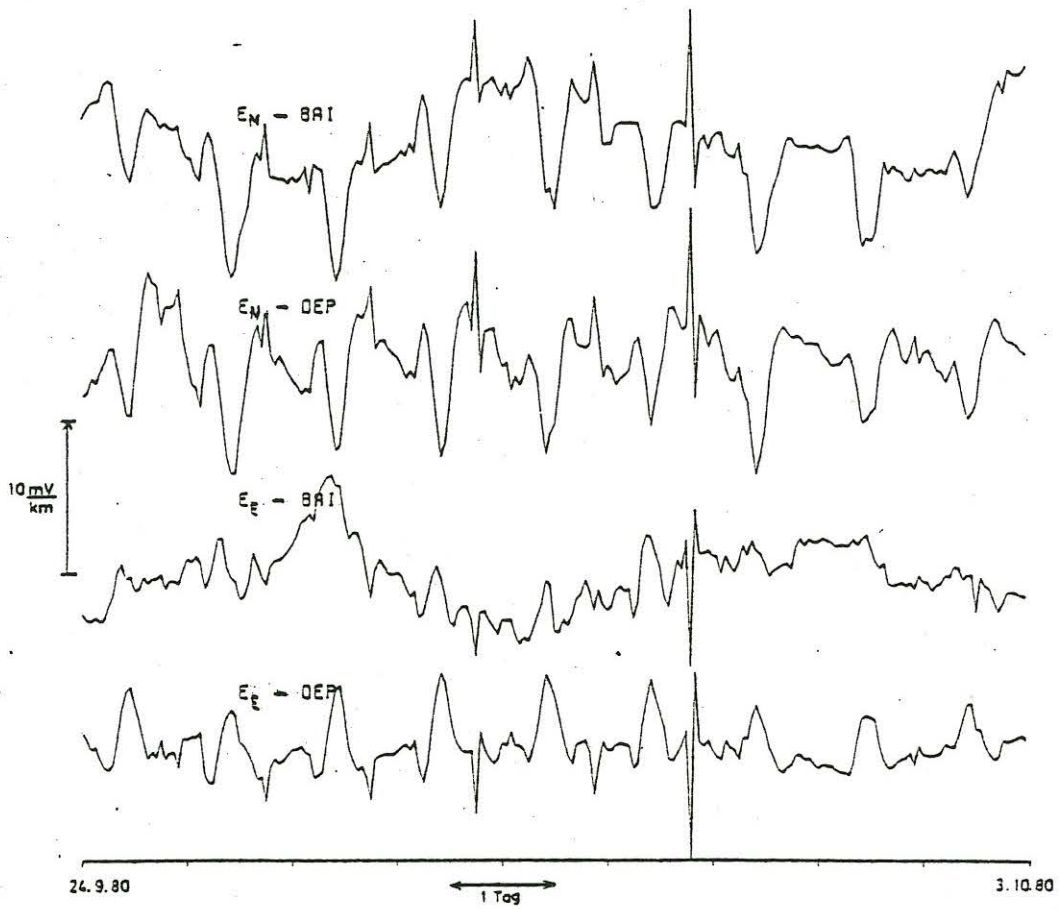


Abb. 3: 9-tägiges Registrierbeispiel des tellurischen Feldes in DEP und BAI. Die Übereinstimmung der Amplituden von E_N könnte von einer zufällig ähnlichen Verzerrung des E-Feldes stammen.

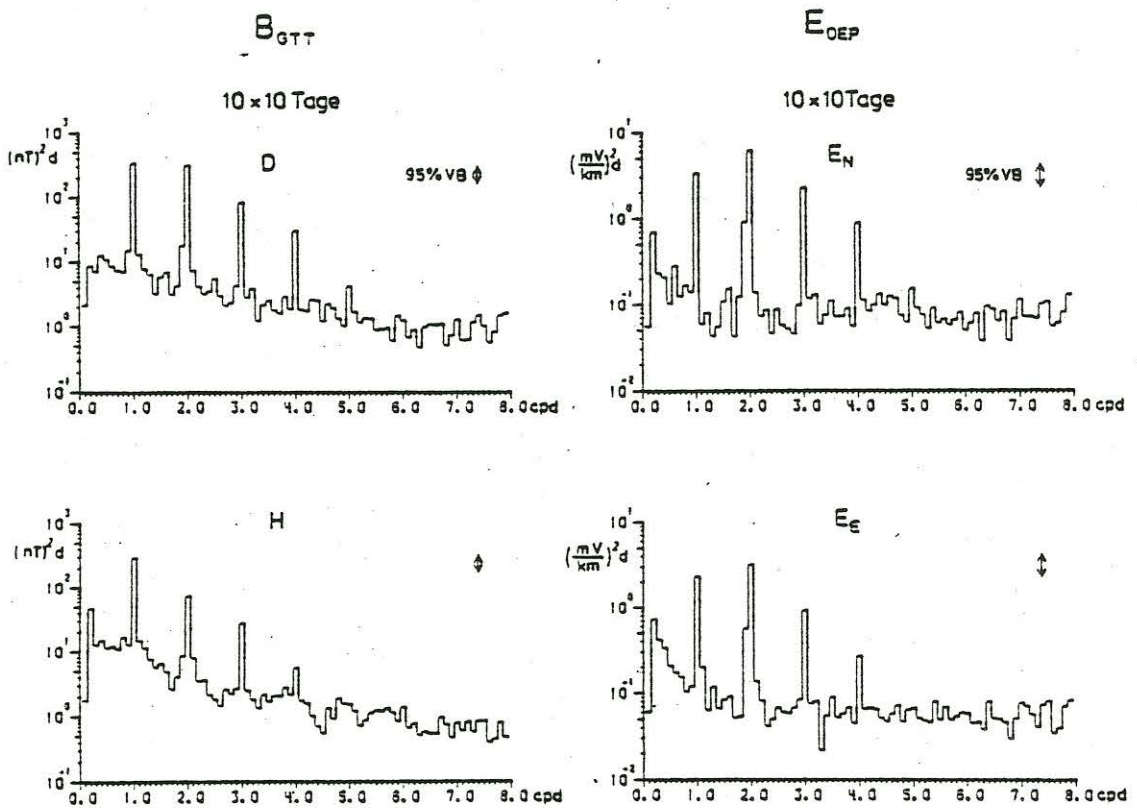


Abb. 4 : Energiedichtespektren der horizontalen E- und B-Feldkomponenten von DEP/GTT berechnet aus zehn 10-Tagessegmenten. Die Bandbreite beträgt 0.1 cpd. Die ersten vier Sq-Harmonischen treten deutlich aus dem Kontinuum hervor.

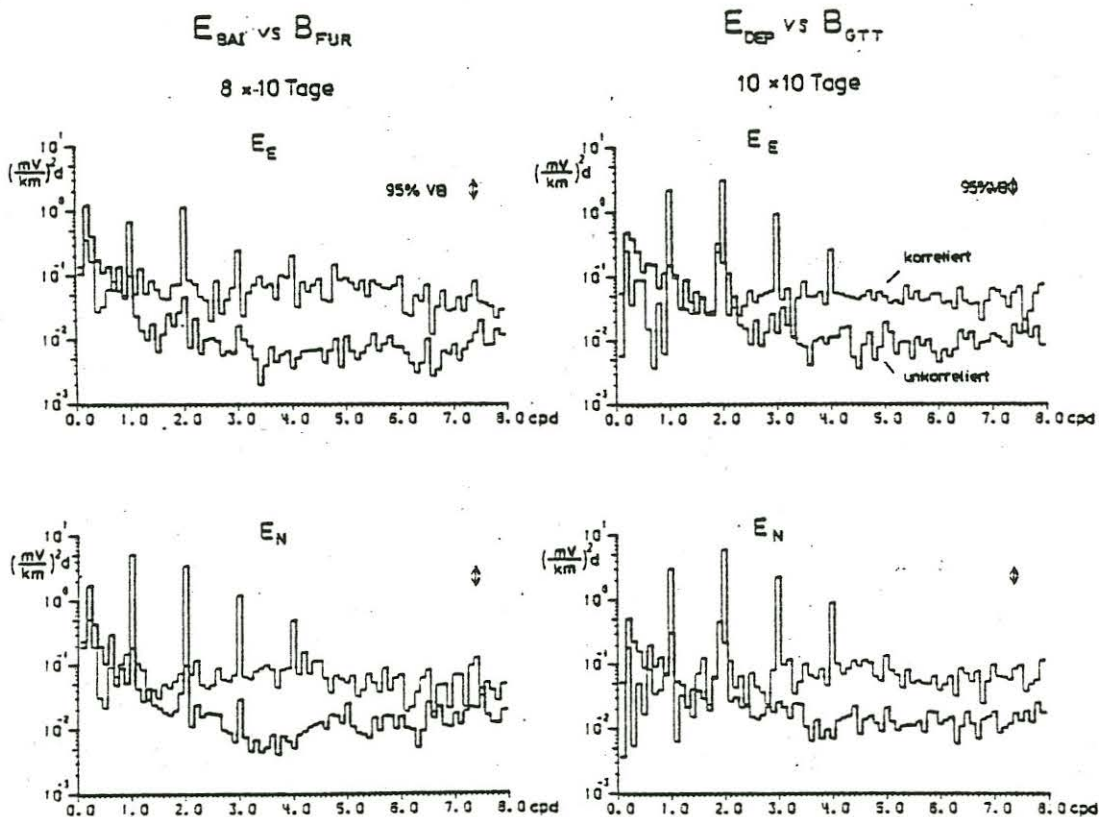


Abb. 5 : Aufteilung der Energiedichtespektren der E-Feldkomponenten von DEP und BAI in einen mit dem horizontalen B-Feld von GTT, bzw. FUR bivariat korrelierten (dünne Linien) und unkorrelierten (dicke Linien) Anteil auf der Grundlage von zehn, bzw. acht 10-Tagesintervallen. Hohe korrelierte Anteile der Spektren im Kontinuum zwischen 2 und 8 cpd mit exponentiellen Anstieg des nicht korrelierten Spektrums unterhalb von 2 cpd zu längeren Perioden hin. Im unkorrelierten Spektrum des tellurischen Feldes von DEP ist eine zu 1.9 cpd hin verschobene, signifikante Spitze zu erkennen.

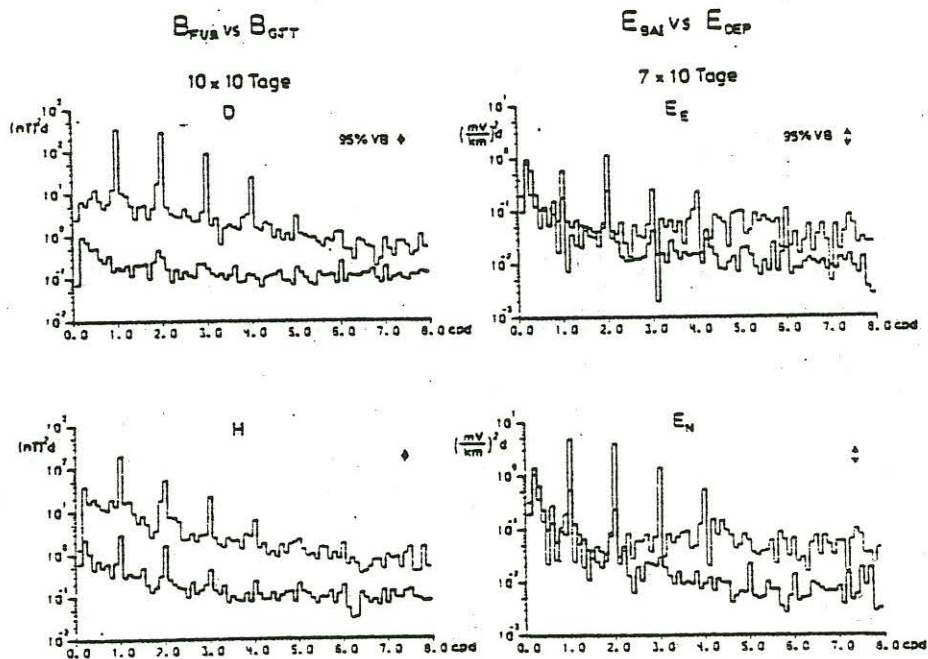


Abb. 6 : Räumliche Kohärenz der E- und B-Felder:

Linke Seite: Spektren der horizontalen B-Feldkomponenten H und D von FUR zerlegt in mit dem horizontalen B-Feld von GTT korrelierte und unkorrelierte Anteile auf der Basis von zehn 10-Tagesintervallen (Erläut. siehe Abb. 5). Die korrelierten Anteile übertreffen die Rauschanteile der Spektren um eine Größenordnung bis hin zu den längsten erfassten Perioden.

Rechte Seite: E-Feld-Spektren von BAI aufgespalten in mit dem E-Feld aus DEP korrelierte und unkorrelierte Anteile auf der Grundlage von sieben 10-Tagessegmenten. Hohe Kohärenz im Kontinuum zwischen 2 cpd und 8 cpd mit einem exponentiellen Anstieg der unkorrelierten Anteile zu längeren Perioden hin (siehe Abb. 5).

E. MUNDRY, R. SCHULZ

"Modellrechnungen in der Geoelektrik für 2- und 3-D Strukturen"

Im Rahmen eines vom BMFT finanzierten Forschungsprogramms "Entwicklung eines quantitativen Auswerteverfahrens für Gleichstrom-Widerstandsmessungen zur Prospektion auf mineralische Rohstoffe bei beliebiger Widerstandsverteilung im Untergrund" (NTS 105 2 bzw. R 201) wurden u.a.

- Modellrechnungen für geometrisch einfache Körper durchgeführt,
- Rechenverfahren und Computerprogramme für mehr oder weniger beliebige Widerstandsverteilungen entwickelt,
- Feldmessungen, insbesondere über graphitführende Körper, durchgeführt und die Meßergebnisse mit Hilfe der entwickelten Verfahren interpretiert.

Für die Modellrechnungen wurde die Integralgleichungsmethode für 3D- und das Differenzenverfahren für 2D-Strukturen ausgewählt und für den routinemäßigen Einsatz ausgearbeitet.

Modellrechnungen für 3D-Strukturen

Gesucht ist das Potential U , das der Differentialgleichung

$$-\nabla \cdot (\sigma(\underline{r}) \nabla U(\underline{r}, \underline{r}_A)) = I \delta(\underline{r} - \underline{r}_A) \quad (1.1)$$

(\underline{r}_A Quellpunkt) genügt und im Unendlichen verschwindet.

$$\lim_{r \rightarrow \infty} U(\underline{r}, \underline{r}_A) = 0 \quad (1.2)$$

An Grenzflächen S , an denen sich die Leitfähigkeit σ sprunghaft ändert, gelten die bekannten Randbedingungen ($\underline{r}_0 \in S, \underline{r}_0 \neq \underline{r}_A$)

$$\begin{aligned} \sigma(\underline{r}_0^+) \underline{n} \cdot \nabla U(\underline{r}_0^+, \underline{r}_A) - \sigma(\underline{r}_0^-) \underline{n} \cdot \nabla U(\underline{r}_0^-, \underline{r}_A) &= 0 \\ U(\underline{r}_0^+, \underline{r}_A) - U(\underline{r}_0^-, \underline{r}_A) &= 0 \end{aligned} \quad (1.3)$$

insbesondere an der (ebenen) Erdoberfläche

$$\partial/\partial z U(\underline{r}_0, \underline{r}_A) = 0 \quad (\underline{r}_0 = (x_0, y_0, 0)) \quad (1.4)$$

Für einen 3D-Störkörper (Leitfähigkeit σ_K , Oberfläche S) läßt sich die Lösung dieses Problems nur in einfachsten Fällen analytisch angeben (z.B. Kugel im Halbraum; vgl. SCHULZ 1979). Als

numerische Methode bietet sich die Integralgleichungsmethode an, die den Vorteil hat, ein 3-D-Problem über ein (2D) Oberflächenintegral zu lösen.

Unter Anwendung der Greenschen Formeln und durch Einführen einer als "Flächenladungsdichte" bezeichneten Größe μ ($\underline{r} \in S$)

$$\mu(\underline{r}) = \underline{n} \cdot \nabla U(\underline{r}^-, \underline{r}_A) - \underline{n} \cdot \nabla U(\underline{r}^+, \underline{r}_A) \quad (1.5)$$

erhält man eine Integraldarstellung für das Potential U in jedem beliebigen Punkt \underline{r}' außerhalb des Körpers:

$$U(\underline{r}', \underline{r}_A) = I\phi(\underline{r}_A, \underline{r}') + \int_S \sigma(\underline{r}) \phi(\underline{r}, \underline{r}') \mu(\underline{r}) \, d\sigma_r \quad (1.6)$$

Läßt man in (1.6) den Aufpunkt \underline{r}' gegen $\underline{r} \in S$ gehen, bildet die Normalenableitung in diesem Punkt und beachtet die Singularität in $\underline{r} = \underline{r}'$, so erhält man eine Integralgleichung für die unbekannte Größe μ :

$$I \underline{n} \cdot \nabla \phi(\underline{r}_A, \underline{r}') + \frac{\sigma_K + \sigma}{2(\sigma_K - \sigma)} \mu(\underline{r}') + \int_S \sigma(\underline{r}) \underline{n} \cdot \nabla \phi(\underline{r}, \underline{r}') \mu(\underline{r}) \, d\sigma_r = 0 \quad (1.7)$$

Die Lösung von (1.7) in (1.6) eingesetzt, liefert das gesuchte Potential.

ϕ bezeichnet in (1.6/7) die sogenannte Grundlösung, z.B. für den Halbraum:

$$\phi(\underline{r}, \underline{r}') = \frac{1}{4\pi\sigma} \left[\frac{1}{|\underline{r} - \underline{r}'|} + \frac{1}{|\underline{r} - \underline{r}'|} \right]$$

In diesem Fall erhält man aus (1.6/7) das von DIETER et al.

(1969) angegebene Verfahren. Die Grundlösung läßt sich auch für einen geschichteten Halbraum angeben (z.B. SCHULZ 1982), indem man das Rekursionsverfahren von Pekeris (KOEFOED 1979) verallgemeinert.

An Stelle von (1.6) kann auch eine Darstellung über das Oberflächenpotential verwendet werden (BARTHES & VASSEUR 1978), allerdings führt sie für den wichtigen Fall $\sigma_K \rightarrow \infty$ auf unrichtige Ergebnisse (SCHULZ 1979).

Die Integralgleichung (1.7) ist im allgemeinen nur numerisch lösbar. Dabei wird die Oberfläche S des Körpers in Oberflächenelemente S_q zerlegt. Das Integral über diese Elemente S_q wird numerisch mit Hilfe geeigneter Quadraturformeln berechnet, wodurch

die Integralgleichung in ein lineares Gleichungssystem umgewandelt wird. Im einfachsten Fall, der meist aus Gründen der Rechnerökonomie verwendet werden muß, wird μ durch eine auf S_q konstante Funktion $\bar{\mu}_q$ ersetzt. Das entstehende Gleichungssystem ist i.a. vollbesetzt und kann bei nicht allzu großer Anzahl von Flächenelementen (≤ 300) durch direkte Matrixinversion gelöst werden. Das Potential (1.6) wird dann unter Verwendung derselben Quadraturformel berechnet.

Die Güte der numerischen Lösung hängt entscheidend von der Güte der Quadraturformel ab. Unter der Voraussetzung der Stetigkeit des Integralkerns kann gezeigt werden (VAINIKKO 1976), daß

$$\max_{\underline{r} \in S} | \bar{\mu}(\underline{r}) - \mu(\underline{r}) | = c \max_{\underline{r} \in S} | R(\phi, \mu) |$$

gilt, wobei R das Restglied der numerischen Quadraturformel

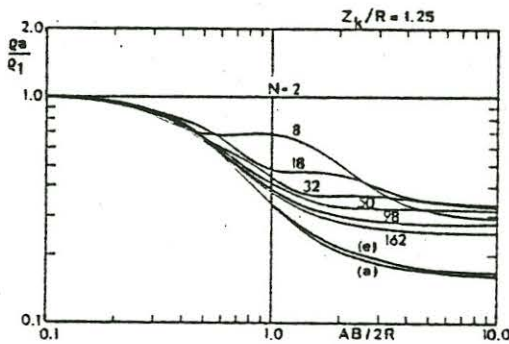


Abb.1: Modellkurven des scheinbaren spez. Widerstandes für eine Schlumberger-Anordnung über einer Kugel (Radius R, Tiefe des Mittelpunktes 1.25 R, $\varphi=0$) im homogenen Halbraum für verschiedene Anzahlen N von Oberflächenelementen (Integralgleichungsmethode), (e) extrapolierte Kurve, (a) analytische Lösung.

ist. Im angegebenen Fall ist die Konvergenzordnung nur linear (vgl. Abb.1). Allerdings kann dieses Konvergenzverhalten ausgenutzt werden, um ein Extrapolationsverfahren anzuwenden: Falls die Oberfläche S gleichmäßig diskretisiert wird (z.B. durch gleichgroße Quadrate) und $\bar{\mu}(1)$ und $\bar{\mu}(2)$ Lösungen zweier mit verschiedenen Schrittweiten h_1 und h_2 gewonnener Gleichungssysteme sind, liefert die Extrapolation

$$\bar{\mu}_e = (1/h_1 \bar{\mu}(1) - 1/h_2 \bar{\mu}(2)) / (1/h_1 - 1/h_2)$$

eine erheblich verbesserte Approximation der gesuchten Lösung (s. Abb.1).

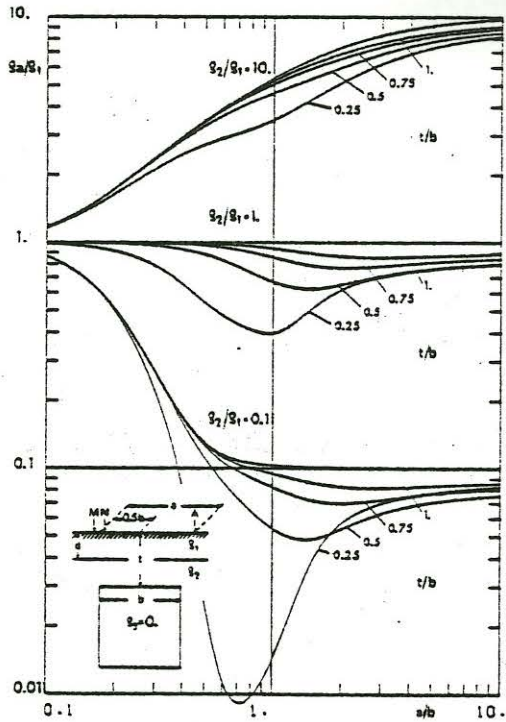


Abb.2: Modellkurven für Schlumberger-Halbmessungen (Pol-Dipol-Anordnung) über einem Würfel (Breite b , $\rho_3=0$) in einem Halbraum mit Deckschicht (Mächtigkeit $d/b = 0.1, \rho_1$). Kurvenscharen für verschiedene Widerstandsverhältnisse ρ_2/ρ_1 zwischen Substratum und Deckschichten und verschiedenen Tiefen t des Würfels als Kurvenparameter; jeweils oberste Kurve für den Zweischichtfall ohne Störkörper

In Abb.2 werden Beispiele für Modellkurven gezeigt, die mit Hilfe der vorgestellten Methode berechnet wurden. Es sind Kurven für Schlumberger-Halbmessungen über einen Würfel, der in einem zweischichtigen Halbraum eingelagert ist. Es wird deutlich, welchen starken Einfluß die Leitfähigkeit der Deckschicht hat. Abb.3 zeigt einen Vergleich zwischen einer gemessenen und einer theoretischen Kurve.

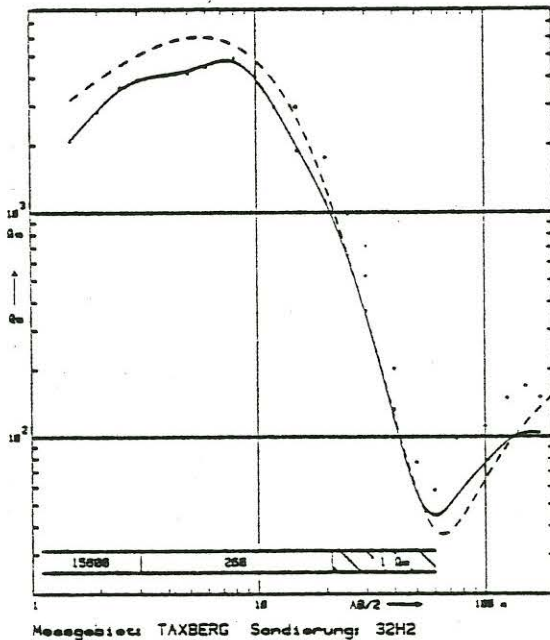


Abb.3: Messung über vermutlich graphitführendem Körper bei Kropfmühl (Passau): Vergleich zwischen einer Meßkurve (durchgezogen) und Modellkurve (gestrichelt) für eine Schlumberger-Halbmessung. Modell: quaderförmiger Körper (60 m x 60 m x 120 m) in 21 m Tiefe ($\xi=1\mu\text{m}$) in einem Halbraum mit drei Schichten.

Modellrechnungen für 2D-Strukturen

Für Modellrechnungen bei zweidimensionaler Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit $\sigma(x,z)$ kann o.B.d.A. für die Quelle $y = 0$ angenommen werden, wenn die horizontale y -Koordinate die Streichrichtung angibt.

Die Differentialgleichung (1.1) für das Potential U kann dann mit Hilfe der Fourierschen Kosinustransformation

$$\bar{U}(x,y,z) = 2/\pi \int_0^{\infty} \bar{U}(x,z;\lambda) \cos \lambda y \, d\lambda \quad (2.1)$$

auf die Gleichung

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\sigma \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\sigma \frac{\partial \bar{U}}{\partial z} \right) - \lambda^2 \sigma \bar{U} = -\bar{q} \quad (2.2)$$

transformiert werden, wobei \bar{q} der entsprechend transformierte Quellterm ist. Für \bar{U} gelten die Randbedingungen (1.2) und (1.4). Für die numerische Lösung der Gleichung (2.2) für verschiedene λ -Werte mit Hilfe eines Differenzenverfahrens wurden verschiedene Diskretisierungsverfahren erprobt. Es zeigte sich durch Vergleich mit analytischen Lösungen, daß die Auswahl der Diskretisierung von entscheidender Bedeutung für die Genauigkeit der Ergebnisse ist, insbesondere bei größeren Kontrasten in den spezifischen Widerständen. In jedem Fall wurde ein unregelmäßiges Rechteckgitter zugrunde gelegt und ein Verschwinden der Funktion \bar{U} auf dem äußeren Rand des Gitters angenommen; die Punktquellen \bar{q} wurden durch gleichmäßiges "Verschmieren" des Stromes über eine Gittermasche modelliert.

U.a. wurde ein Diskretisierungsverfahren nach DEY & MORRISON (1979) erprobt, das sich aber wegen des niedrigen Approximationsgrades (Restfehler h_1^2 , h_1 = Schrittweite in x -Richtung) nur für kleine Widerstandsverhältnisse (max. 2:1) als brauchbar erwies.

Ein in Anlehnung an das von BREWITT-TAYLOR & WEAVER (1976) für zweidimensionale magnetotellurische Modellrechnungen im Falle der H-Polarisation entwickeltes Diskretisierungsverfahren ist hingegen auch für große Leitfähigkeitskontraste geeignet. Bei diesem Verfahren wird für \bar{U} eine quadratische Interpolation auf dem unregelmäßigen Gitter vorgenommen (Restfehler h_1^3), woraus sich finite Ausdrücke für $\partial \bar{U} / \partial x$ und $\partial^2 \bar{U} / \partial x^2$ ergeben. Die

vorgegebenen Leitfähigkeitswerte σ werden der jeweiligen Maschenfläche (nicht dem Gitterpunkt) zugeordnet und daraus entsprechend dem Anteil der angrenzenden Flächen gewichtete Mittel für σ und $\partial\sigma/\partial x$ in jedem Gitterpunkt gebildet.

Nach

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\sigma \frac{\partial \bar{U}}{\partial x} \right) = \sigma \frac{\partial^2 \bar{U}}{\partial x^2} + \frac{\partial \sigma}{\partial x} \frac{\partial \bar{U}}{\partial x}$$

können dann entsprechende finite Ausdrücke aufgestellt werden. Das System der Differenzgleichungen wird mit Hilfe des SOR-Verfahrens (successive overrelaxation) gelöst. Zu Beginn werden für jeden Gitterpunkt die Kopplungskoeffizienten berechnet und abgespeichert.

Wegen $\bar{U} \rightarrow 0$ (mit Ausnahme der Quellpunkte) für $\lambda \rightarrow \infty$ beginnt die Rechnung mit dem relativ großen Wert $\lambda = 2/\min(h_i)$. Das Ende des SOR-Verfahrens wird durch Erreichen einer vorgegebenen relativen Genauigkeit $\epsilon = \Delta \bar{U} / \max |\bar{U}| \approx 10^{-6}$ angezeigt, anschließend der λ -Wert halbiert. Das Verfahren wird für 10 bis 20 λ -Werte durchgeführt, so daß die Gesamtzahl der Iterationen beispielsweise für ein Gebiet mit 56×25 Gitterpunkten bei ca. 20 000 liegt, entsprechend einer Rechenzeit von ca. 5 min auf einer Control Data Cyber 76-Rechenanlage.

Um zur Gewinnung einer Modellkurve bei Auslage quer zum Streifen die entsprechend den unterschiedlichen Elektrodenpositionen normalerweise erforderlichen Einzelrechnungen zu vermeiden, wird mit einer inversen Schlumberger-Anordnung (M-AB-N anstatt A-MN-B) gearbeitet. Ein entsprechendes Computerprogramm (MUNDRY 1981) erlaubt die Vorgabe des Gitters und der Werte des spezifischen Widerstandes in den einzelnen Maschen des Gitters. Abb.4 zeigt ein Beispiel für eine Modellkurvenschar für eine Schlumberger-Anordnung.

In Abb.5 werden die Ergebnisse für einen Modellkörper mit rechteckigem Querschnitt im homogenen Halbraum, gerechnet sowohl nach der Integralgleichungsmethode als auch nach dem Differenzenverfahren, miteinander verglichen. Eine etwas größere Abweichung zwischen beiden Methoden ist für größere Meßabstände festzustellen, wenn die Sonden über dem Rand des Körpers stehen und (bei

der angenommenen Halbmessung) die Auslage über den Körperrand hinweg erfolgt (Abb.5 unten, untere Kurve). Diese Abweichungen sind z.T. auf die endliche Erstreckung des Körpers in Streichrichtung beim Integralgleichungsverfahren, z.T. auf Diskretisierungsfehler zurückzuführen.

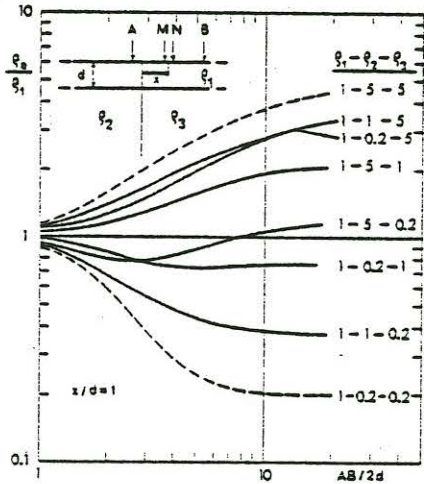


Abb.4: Modellkurven für eine Schlumberger Anordnung quer zu einer Störung unter Berücksichtigung einer Deckschicht; der Meßmittelpunkt befindet sich um eine Schichtdicke von der Störung entfernt.

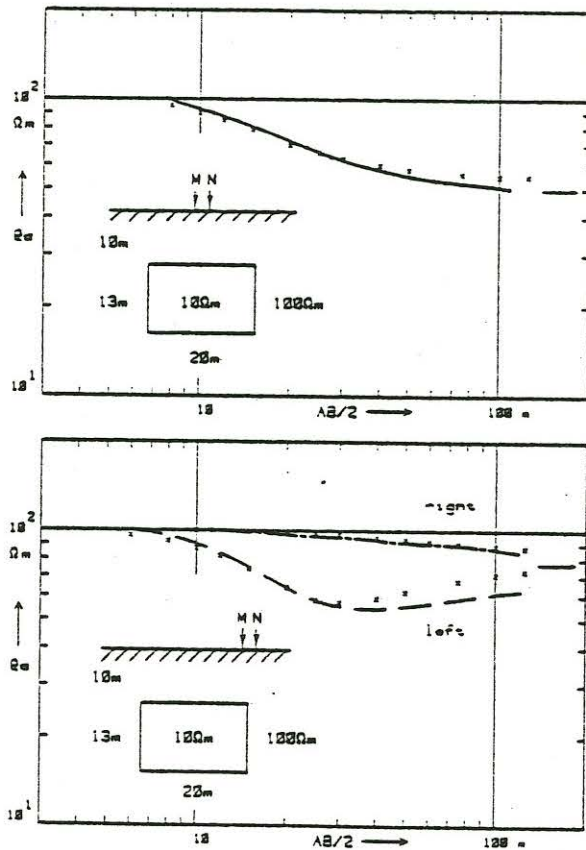


Abb.5: Vergleich von Modellkurven für Schlumberger-Halbmessungen (Pol-Dipol-Messungen) für einen gut leitenden Körper im homogenen Halbraum nach dem Differenzenverfahren (Kurven) und der Integralgleichungsmethode (Signaturen). Im unteren Bild stellt die obere Kurve die Ergebnisse für die Elektrodenposition rechts von den Sonden MN dar, die untere Kurve für eine Auslage nach links; für eine Sondenanordnung in der Mitte über dem Körper (oberes Bild) sind beide Kurven identisch.

Literatur:

Barthes, V., Vasseur, R.: Use of d.c. electrical sounding for the detection of a conducting heterogeneity buried in a stratified medium. - Seminar on geothermal energy, Brussels, 6.-8.12.1977, Commission of the European Communities EUR S 920, Vol.I., S.309-319, Luxemburg, 1978.

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.

Dey, A., Morrison, F.: Resistivity modelling for arbitrarily shaped two-dimensional structures. - Geophys. Prosp., 27, 106-136, 1979.

Dieter, K., Paterson, N.R., Grant, F.S.: IP and resistivity type curves for three-dimensional bodies. - Geophysics, 34, 615-632, 1969.

Koefoed, O.: Geosounding Principles, vol.1, Resistivity Sounding Measurements. - Elsevier, Amsterdam, 1979.

Mundry, E.: Geoelektrische Modellrechnungen für zweidimensionale Strukturen. - Unveröff. Bericht, Archiv BGR/NLFB Nr.91 170, 1981.

Schulz, R.: Potential einer Kugel als Störkörper im homogenen Halbraum. - Unveröff. Bericht, Archiv BGR/NLFB Nr.81 821, 1979.

Schulz, R.: Integralgleichungsmethode zur Berechnung des Potentials eines geoelektrischen Störkörpers. - Unveröff. Bericht, Archiv BGR/NLFB Nr.89 721, 1982.

Vainikko, G.: Funktionalanalysis der Diskretisierungsmethoden. - Teubner, Leipzig, 1976.

J. WATERMANN

" Zur Erzeugung weitgehend homogener Magnetfelder
im Inneren von Zylinderspulen "

Einführung

Seit der quantitativen Behandlung von Magnetfeldern stationärer Ströme ist die Erzeugung möglichst homogener Felder ein Problem, das je nach den ihm zugrunde liegenden speziellen Anforderungen zu immer neuen Antworten geführt hat. Während in einigen Anwendungen (geophysikalischen, atomphysikalischen usw.) möglichst homogene mäßig starke Felder in einem etwa kugel- oder würfelförmigen Volumen gefordert wurden und zur Entwicklung der Helmholtzspule, Braunkeschkammer usw. geführt haben (siehe z.B. die diesbezügliche Zusammenstellung bei SERSON (1974)), in anderen Anwendungen (z.B. in der Kern- und Teilchenphysik oder der Angewandten Plasmaphysik und Hochenergiephysik) kurze dicke Zylinderspulen zur Erzeugung sehr starker, einigermaßen homogener Felder bei begrenztem Raum und begrenztem Energieeinsatz systematisch aus mehreren Sektoren unterschiedlicher Wicklungsdichte zusammengesetzt wurden (vgl. z.B. MONTGOMERY (1969), pp. 258-261) oder auch Kombinationen aus verschiedenen Zylinderspulen und einzelnen Stromschleifen vorgeschlagen wurden (GARRETT (1967)), werde hier die Aufgabe folgendermaßen gestellt:

Gefordert wird ein schwaches, möglichst homogenes Magnetfeld in einem langen, schmalen, feldparallelen Bereich, wobei z.B. aus praktischen Gründen die Länge der felderzeugenden Spule nur wenig größer sein darf, der Durchmesser aber evtl. viel größer sein muß als die Dimensionen dieses Bereiches. (Mit schwachen Feldern seien hier Feldstärken von einigen mA/m entsprechend einigen nT gemeint.)

Betrachtet man das Magnetfeld auf der Mittelachse einer Zylinderspule, so bemerkt man, daß bei gleichmäßig gewickelter Spule die Stärke des (nur axial gerichteten) Feldes zu den Enden hin abfällt, und zwar umso steiler je näher man dem Ende kommt. Dies führt auf den Gedanken, die Wicklungsdichte von der Mitte aus zu den Enden hin zunehmen zu lassen, bzw. allgemeiner, die Wicklungsdichte ortsabhängig zu wählen. Wie dabei vorgegangen werden kann, wird im nächsten Abschnitt beschrieben. Anschließend wird die Anwendung des Konstruktionsverfahrens an einem Beispiel erläutert.

Das Rechenverfahren

Eine einlagige Zylinderspule, die nicht dicht gewickelt ist, wird statt durch einen auf dem gesamten Mantel verteilten Flächenstrom besser durch eine Serie von Linienströmen beschrieben. Es wird also angenommen, daß die Spule aus einer Reihe kreisförmiger, radiusgleicher, auf einem Zylinder hintereinandergereihter und durch längsachsenparallele Leiterstücke seriell verbundener Drahtschleifen besteht. Darüberhinaus soll angenommen werden, daß in allen Drahtschleifen nur Linienströme gleicher Richtung und Stärke auftreten können. Dies ist technisch leichter (und präziser) realisierbar als Anordnungen, die verschiedene Schleifendurchmesser oder verschiedene Stromstärken zulassen.

Einleuchtend ist, daß die Spule aus zwei symmetrischen Teilsulen bestehen wird. Wir positionieren sie deshalb in einem Zylinderkoordinatensystem so, daß ihre Längsachse mit der z-Achse zusammenfällt und der Spulenmittelpunkt im Koordinatenursprung liegt. Die Spule habe den Radius a und die Länge $2z_N$ (d.h. sie reicht von $-z_N$ bis z_N) und trage $2N+1$ Stromringe in den Ebenen $z_n = \text{const}$ ($n = -N, \dots, N$), die i.a. keine gleichweiten Abstände voneinander haben.

Berechnet man an einem beliebigen Punkt z auf der Zylinderachse das Magnetfeld, das durch einen Kreisstrom der Stärke I in der Ebene $z_n = \text{const}$ hervorgerufen wird (es hat nur eine Axialkomponente), so ergibt sich nach dem Biot-Savart-Gesetz der Betrag:

$$H_n(z) = \frac{I}{2a} \left(\frac{a}{\sqrt{a^2 + (z - z_n)^2}} \right)^3 = \frac{I}{2a} \sin^3 \Theta_n(z) \quad (1)$$

$\Theta_n(z)$ bezeichnet den halben Öffnungswinkel des durch den Aufpunkt z und die Kreisschleife bei z_n bestimmten Kegels (vgl. Abbildung 1)

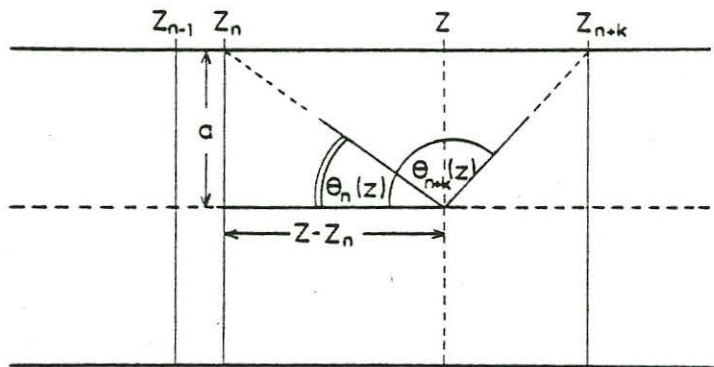


Abb. 1: Zur Berechnung des Magnetfeldes auf der z-Achse am Ort z, hervorgerufen durch einen Kreisstrom in der Ebene $z_n = \text{const.}$

Zur Vereinfachung werden alle Längen auf den Radius a des Zylinders und das Magnetfeld $H_n(z)$ auf $H_n(z_n) = I/2a$ (unabhängig von n) normiert, so daß man statt (1) erhält:

$$H_n(z) = \sin^3 \theta_n(z) \quad (1a)$$

Alle $2N+1$ Schleifen zusammen liefern am Punkt z das Feld:

$$H(z) = \sum_{n=-N}^N \sin^3 \theta_n(z) \quad (2)$$

Sei \bar{H} ein (entsprechend normiertes) mittleres Achsenfeld (dessen Definition sich weiter unten ergeben wird), so ist der Fehler an der Stelle z:

$$D(z) = H(z) - \bar{H} = \sum_{n=-N}^N \sin^3 \theta_n(z) - \bar{H} \quad (3)$$

Der relative Fehler wird:

$$D_r(z) = \frac{D(z)}{\bar{H}} = \frac{1}{\bar{H}} \sum_{n=-N}^N \sin^3 \theta_n(z) - 1 \quad (3a)$$

Der Bereich, in dem ein möglichst homogenes Feld verlangt wird, reiche von $-z_M$ bis z_M . Am besten würde man nun über die relativen Fehlerquadrate zwischen den Grenzen $-z_M$ und z_M integrieren und das Integral minimieren:

$$J_2 = \int_{-z_M}^{z_M} Dr^2(z) dz = z_M \int_{-1}^1 Dr^2(z_M \cdot z) dz \stackrel{!}{=} \min \quad (4)$$

Eine dazu notwendige Bedingung ist, daß das Integral über die Fehler verschwindet:

$$J_1 = \int_{-z_M}^{z_M} D(z) dz = z_M \int_{-1}^1 D(z_M \cdot z) dz = 0 \quad (5)$$

Dies ist gleichbedeutend mit der Forderung, daß als \bar{H} der Mittelwert des Feldes im Abschnitt $z=-z_M$ bis $z=z_M$ gewählt wird.

Man würde nun etwa für alle n die Ableitungen $\partial J_2 / \partial z_n$ bilden und deren Nullstellen aufsuchen. Sofern man sich vergewissert, daß die dadurch bestimmten z_n wirklich zu einem Minimum von J_2 führen, hätte man eine Lösung. Nun stellt sich aber heraus, daß weder J_2 noch $\partial J_2 / \partial z_n$ geschlossen darstellbar sind, so daß man auf die numerische Auswertung über eine geeignete Quadraturformel angewiesen ist. Dazu seien $2M+1$ Stützstellen gewählt. Die Anzahl der Stützstellen sei erheblich größer als die der Drahtschleifen, da der Abstand zweier Drahtschleifen eine untere Grenze für die räumliche Wellenlänge der Schwankungen des Magnetfeldes bildet.

Wir bezeichnen also mit:

$$Q = z_M \sum_{m=-M}^M g_m \cdot D^2(z_M \cdot z_m) = z_M \sum_{m=-M}^M g_m D_m^2 \quad (6)$$

und

$$Q_r = z_M \sum_{m=-M}^M g_m \cdot Dr^2(z_M \cdot z_m) \quad (6a)$$

die Summe der absoluten bzw. relativen Fehlerquadrate. Darin geben die z_m ($m=-M, \dots, M$) die sich aus der Quadraturformel ergebenden Stützstellen im Intervall $[-1, 1]$ an, die zugehörigen Gewichte sind mit g_m bezeichnet, D_m steht als Abkürzung für $D(z_M \cdot z_m)$. Eine entsprechende Quadratur von J_1 führt zu der Summe:

$$P = z_M \sum_{m=-M}^M g_m D_m = z_M \sum_{m=-M}^M g_m \left(\sum_{n=-N}^N \sin^3 \Theta_n^m - \bar{H} \right) = 0 \quad (7)$$

wobei $\Theta_n^m = \Theta_n(z_M \cdot z_m)$ geschrieben wird. Wegen $\sum_{m=-M}^M g_m = 2$ erhält man daraus:

$$\bar{H} = \frac{1}{2} \sum_{m=-M}^M g_m \sum_{n=-N}^N \sin^3 \theta_n^m \quad (8)$$

$$D_{\bar{m}} = \sum_{n=-N}^N \sin^3 \theta_n^{\bar{m}} - \frac{1}{2} \sum_{m=-M}^M g_m \sum_{n=-N}^N \sin^3 \theta_n^m \quad (9)$$

$$Dr_{\bar{m}} = \left(2 \sum_{n=-N}^N \sin^3 \theta_n^{\bar{m}} \right) / \left(\sum_{m=-M}^M g_m \sum_{n=-N}^N \sin^3 \theta_n^m \right) - 1 \quad (9a)$$

Wegen der Unhandlichkeit des Bruches in (9a) wird davon abgesehen, die Summe der relativen Fehlerquadrate zu minimieren. Stattdessen wird Q minimiert. Scheinbar kann dadurch das Ergebnis verzerrt werden; später wird sich aber zeigen, daß der Algorithmus so eingerichtet werden kann, daß sich das mittlere Feld \bar{H} bei veränderter Anordnung der Stromschleifen auf dem Zylinder fast nicht ändert.

Die Aufgabe besteht also darin, die Orte $z_{\bar{n}}$ ($\bar{n}=-N, \dots, N$) der Stromschleifenebenen auf der z -Achse zwischen $-z_N$ und z_N so zu bestimmen, daß Q minimal wird. Damit wird man auf ein System von $2N+1$ Gleichungen ($\bar{n}=-N, \dots, N$) geführt:

$$0 = \frac{\partial Q}{\partial z_{\bar{n}}} = z_M \sum_{\bar{m}=-M}^M g_{\bar{m}} \frac{\partial}{\partial z_{\bar{n}}} D_{\bar{m}}^2 = 2z_M \sum_{\bar{m}=-M}^M g_{\bar{m}} D_{\bar{m}} \frac{\partial D_{\bar{m}}}{\partial z_{\bar{n}}} \quad (10)$$

Mit

$$\frac{\partial D_{\bar{m}}}{\partial z_{\bar{n}}} = \frac{\partial}{\partial z_{\bar{n}}} \sin^3 \theta_{\bar{n}}^{\bar{m}} - \frac{1}{2} \sum_{m=-M}^M g_m \frac{\partial}{\partial z_{\bar{n}}} \sin^3 \theta_{\bar{n}}^m$$

und

$$\frac{\partial}{\partial z_{\bar{n}}} \sin^3 \theta_{\bar{n}}^m = 3 \sin^4 \theta_{\bar{n}}^m \cos \theta_{\bar{n}}^m$$

wird daraus:

$$0 = \frac{\partial Q}{\partial z_{\bar{n}}} = 6z_M \sum_{\bar{m}=-M}^M \left[\frac{1}{2} \sum_{m=-M}^M g_m \sum_{n=-N}^N \sin^3 \theta_n^m - g_{\bar{m}} \sum_{n=-N}^N \sin^3 \theta_n^{\bar{m}} \right] \cdot \left[\frac{1}{2} \sum_{m=-M}^M g_m \sin^4 \theta_{\bar{n}}^m \cos \theta_{\bar{n}}^m - \sin^4 \theta_{\bar{n}}^{\bar{m}} \cos \theta_{\bar{n}}^{\bar{m}} \right] \quad (11)$$

Dieses System läßt sich wegen der Symmetrie des Zylinders zur Ebene $z=0$ reduzieren, wenn man die Symmetriebeziehungen

$$\begin{aligned} z_{-n} &= -z_n \\ \varphi_{-m} &= \varphi_m \\ \sin \theta_n^{-m} &= \sin \theta_n^m \\ \cos \theta_n^{-m} &= -\cos \theta_n^m \\ \frac{\partial Q}{\partial z_{-n}} &= -\frac{\partial Q}{\partial z_n} \end{aligned}$$

berücksichtigt. Statt (11) erhält man das Gleichungssystem ($\bar{n}=0, \dots, N$):

$$\begin{aligned} 0 &= \frac{1}{6z_M} \frac{\partial Q}{\partial z_{\bar{n}}} = \\ &\sum_{\bar{n}} \varphi_{\bar{n}} \left[\sum_n \sin^3 \theta_n^{\bar{n}} - \sum_m \varphi_m \sum_n \sin^3 \theta_n^m - \frac{\varphi_0}{2} \sum_n \sin^3 \theta_n^0 \right] \\ &\cdot \left[\sin^4 \theta_n^{\bar{n}} \cos \theta_n^{\bar{n}} - \sin^4 \theta_n^{\bar{n}} \cos \theta_n^{\bar{n}} - \varphi_0 \sin^4 \theta_n^0 \cos \theta_n^0 - \sum_m \varphi_m (\sin^4 \theta_n^m \cos \theta_n^m - \sin^4 \theta_n^m \cos \theta_n^m) \right] \\ &+ \frac{\varphi_0}{2} \left[\left(1 - \frac{\varphi_0}{2}\right) \sum_n \sin^3 \theta_n^0 - \sum_m \varphi_m \sum_n \sin^3 \theta_n^m \right] \\ &\cdot \left[(2 - \varphi_0) \sin^4 \theta_n^0 \cos \theta_n^0 - \sum_m \varphi_m (\sin^4 \theta_n^m \cos \theta_n^m - \sin^4 \theta_n^m \cos \theta_n^m) \right] \end{aligned} \quad (12)$$

Für die Fehlerquadratsumme erhält man entsprechend:

$$\begin{aligned} Q &= 2z_M \sum_{\bar{n}} \varphi_{\bar{n}} \left[\sum_n \sin^3 \theta_n^{\bar{n}} - \sum_m \varphi_m \sum_n \sin^3 \theta_n^m - \frac{\varphi_0}{2} \sum_n \sin^3 \theta_n^0 \right]^2 \\ &+ z_M \varphi_0 \left[\left(1 - \frac{\varphi_0}{2}\right) \sum_n \sin^3 \theta_n^0 - \sum_m \varphi_m \sum_n \sin^3 \theta_n^m \right]^2 \end{aligned} \quad (13)$$

In beiden Formeln ist bei m oder \bar{m} unter dem Summenzeichen von 1 bis M zu summieren, eine Summation über n erstreckt sich von $-N$ bis N .

Das Gleichungssystem (12) direkt nach Θ_n^m aufzulösen und daraus z_n zu bestimmen, erweist sich wegen der Nichtlinearität als nicht möglich. Deshalb soll hier mit der Gradientenmethode ein Minimum von Q aufgesucht werden. So wird man, mit äquidistanten Stromschleifen beginnend, für jede Schleife $\partial Q / \partial z_n$ berechnen und damit die Richtung des Gradienten von Q im $(2N+1)$ -dimensionalen Raum erhalten. Korrekturen in entgegengesetzter Richtung angebracht, etwa nach der Form

$$z_n^{(k+1)} = z_n^{(k)} - \alpha \frac{\partial Q}{\partial z_n^{(k)}} \quad (14)$$

führen bei geeigneter Wahl von α an ein relatives Minimum von Q . Die Richtung der Korrekturen gewährleistet automatisch, daß nicht ein Maximum als Extremum erreicht wird.

Der Algorithmus weist jedoch noch eine Schwäche auf: Er führt nicht nur dazu, die Schleifenabstände ungleichmäßig zu machen, sondern auch dazu, die Spule insgesamt zu verlängern, wobei zwar die Summe der absoluten Fehlerquadrate abnimmt, die der relativen aber zunimmt. Um dem entgegenzuwirken, wird nach jedem Iterationsschritt die Anordnung der Schleifen durch lineare Transformation auf die vorher gewählte Spulenlänge reduziert. Damit treten dann nur noch Schleifenverschiebungen im zugelassenen Längenbereich auf, und das mittlere Feld bleibt nahezu unverändert.

Ein Beispiel

Vorgeführt werden soll das Verfahren am Beispiel einer Zylinder- spule mit einem Längen-Breiten-Verhältnis von 5, an die die Forde- rung gestellt wird, auf etwa 90% der Gesamtlänge ein möglichst homogenes Feld längs der Mittelachse zu erzeugen. Insgesamt 101 Stromschleifen ($N=50$) sind vorgesehen, und 1001 Stützstellen ($M=500$) werden benutzt. Nach 78 Iterationen ist die Summe der Fehlerquadrate Q auf 0.1% derjenigen bei äquidistanten Stromschlei- fen gesunken. Das mittlere Feld \bar{H} hat sich hierbei um weniger als 2% geändert. Abbildung 2 zeigt einen Vergleich zwischen einer Spule mit äquidistanter Anordnung und derjenigen mit verbesserter Anord- nung der Schleifen. Dargestellt ist nur eine Spulenhälfte. Die

Kurven im oberen Kasten zeigen oben die relative Abweichung des Axialfeldes vom Feld im Mittelpunkt der Spule bei äquidistantem Schleifenabstand, darunter die der verbesserten Spule. Strichpunktuiert eingetragen ist die Grenze des 90%-Längenbereiches. Die Vorzeichen (+)/(-) geben an, ob das Feld größer oder kleiner als im Mittelpunkt der Spule ist. Sowohl das Ergebnis nach 78 als auch das nach 250 Iterationen ist eingetragen.

Fehler wurden erst ab einer Größe von 0.1% aufgetragen, um der technischen Konstruktionsungenauigkeit gerecht zu werden: Die Baufehler werden als normalverteilt angenommen. Sei der mittlere Fehler des Spulenradius Δa , und sei nach Gleichung (1) das an der Stelle z vom Stromring in z_n hervorgerufene Feld:

$$H_n = \frac{I}{2} \frac{a^2}{[a^2 + (z - z_n)^2]^{3/2}} \quad (15)$$

Dann liefert eine Differentiation nach a und Berücksichtigung der Normierung sowie der Gleichung (1a):

$$\frac{\partial H_n}{\partial a} = \sin^3 \theta_n \cdot (2 - 3 \sin^2 \theta_n)$$

Die Gleichung bzw. deren Ableitung nach θ_n zeigt, daß der Betrag des Fehlers am größten für $z=z_n$ wird, monoton abnimmt und nach einer Nullstelle bei $|z-z_n| = \sqrt{2}^n / 2$ wieder auf nur noch 1/5 dieses Wertes anwächst, bevor er für $|z-z_n| \rightarrow \infty$ monoton auf Null abfällt. Somit tragen die z am nächsten liegenden Windungen am meisten zum Fehler in z bei, und der mittlere Gesamtfehler wird am größten für $z=0$. Dort erhält man:

$$\frac{\Delta H^0}{\bar{H}} \approx \frac{\Delta a}{\bar{H}} \sqrt{2 \sum_{n=1}^N [(2 - 3 \sin^2 \theta_n^0) \cdot \sin^3 \theta_n^0]^2 + 1} \quad (16)$$

Der mittlere Fehler der Position eines jeden Stromringes sei Δz . Aus (15) erhält man wieder:

$$\frac{\partial H_n}{\partial z_n} = 3(z - z_n) \cdot \sin^5 \theta_n = 3 \sin^4 \theta_n \cos \theta_n$$

Der Fehler verschwindet bei $z=z_n$, nimmt aber rasch zu, erreicht sein Maximum schon bei $|z-z_n| = 0.5$ und nimmt dann monoton auf Null ab. Also wird der Gesamtfehler wieder am größten bei $z=0$:

$$\frac{\Delta H^o}{\bar{H}} \approx \frac{3 \Delta z}{\bar{H}} \sqrt{2 \sum_{n=1}^N (\sin^4 \theta_n^o \cos \theta_n^o)^2} \quad (17)$$

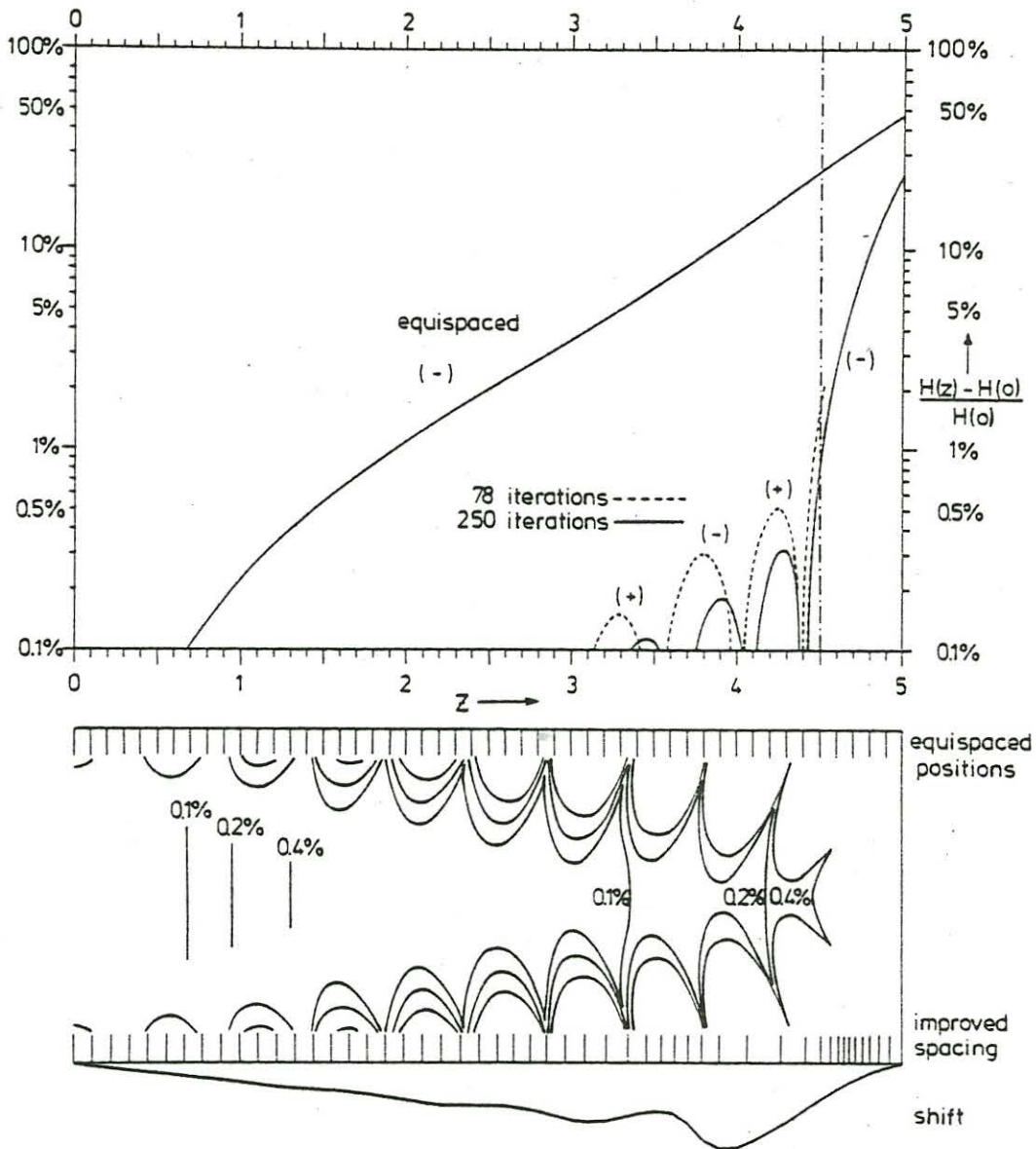


Abb. 2: Abweichung des achsenparallelen Magnetfeldes auf der Mittelachse der Spule vom Feld im Spulenmittelpunkt bei äquidistanter Anordnung der Stromschleifen und bei veränderter Anordnung nach 78 bzw. 250 Rechenschritten (oberer Kasten). Für den letzten Fall Einhüllende der 0.1%- , 0.2%- und 0.4%-Bereiche sowie die verschobene Schleifenanordnung (unterer Kasten). Am unteren Rand die Größe der Schleifenverschiebung im gleichen Maßstab.

Wählt man $a=10$ cm (d.h. die Spulenlänge beträgt 100 cm bei 20 cm Durchmesser), und läßt man für Δa und Δz je 0.5 mm zu (was feinmechanisch leicht realisierbar ist), so ergibt sich aus beiden zusammen ein baubedingter Fehler von $\Delta H^0/\bar{H} \approx 0.1\%$.

Im unteren Teil von Abb. 2 ist eine Spulenhälfte maßstabsgetreu aufgetragen. Am oberen Rand ist die äquidistante Ringverteilung durch vertikale Striche angedeutet, am unteren Rand das Ergebnis der Verbesserung. Die Größe der Verschiebung wird - ebenfalls maßstabsgetreu - durch die Kurve ganz unten veranschaulicht. Definitionsgemäß ist sie in der Mitte der Spule und am Ende Null, dazwischen aber keineswegs sehr gleichmäßig, sondern nimmt abwechselnd zu und ab und erreicht ihr Maximum von knapp über 0.5 bei $z \approx 3.9$. Dieses Verhalten ähnelt den Ergebnissen von MONTGOMERY (1969, p. 260) für zusammengesetzte Spulen. Im Innenraum der Spule sind die Bereiche abgebildet, in denen die Abweichung vom Mittelpunktfeld weniger als 0.1%, 0.2% und 0.4% beträgt. Die vertikalen Striche deuten die Grenzen der Bereiche bei äquidistanter Schleifenverteilung an, die Girlanden markieren die Grenzen der verbesserten Anordnung. Die achsenparallelen Feldkomponenten für Punkte außerhalb der z-Achse wurden der Zusammenstellung von HART (1967) entnommen.

Literatur:

Garrett, M.W.: Thick Cylindrical Coil Systems for Strong Magnetic Fields with Field or Gradient Homogeneities of the 6th to 20th Order. J. Appl. Phys. Vol 38 Nr. 6, 2563 - 2586, 1967.

Hart, Ph.J.: Universal Tables for Magnetic Fields of Filamentary and Distributed Circular Currents. American Elsevier Publ. Comp., New York, 1967.

Montgomery, D.B.: Solenoid Magnet Design - The Magnetic and Mechanical Aspects of Resistive and Superconducting Systems. J. Wiley Interscience Publ., New York, 1969.

Serson, P.H.: Compact Bias Coil Systems for Geomagnetic Measurements. Publ. Earth Physics Branch Vol 44 Nr. 10, Ottawa, 1974.

P. SPITTA

"Vergleich von Kompensationsspulen"

Die Absolutmessung der Komponenten H und Z des erdmagnetischen Feldes wird in vielen Observatorien mit einem Spulenmagnetometer (Protonenmagnetometer mit Kompensationsspulen) durchgeführt. Auch in Göttingen sollen derartige Absolutmessungen durchgeführt werden. Deshalb war es notwendig, verschiedene Typen von Kompensationsspulen zu vergleichen, um bei möglichst kleinem Aufwand den besten Spulentyp herauszufinden. An die Spule werden verschiedene Anforderungen gestellt: Der Innenraum der Spule muß gut zugänglich sein, und der homogene Bereich im Inneren der Spule sollte möglichst groß bei möglichst kleinen äußeren Abmessungen sein. Es werden deshalb nur Spulen nach BRAUNBECK (1934) oder SAUTER (1944) betrachtet. Um vergleichbare Verhältnisse bei allen Spulen zu erhalten, wurden Radius und Stromstärke des inneren Spulenpaares auf 50 cm bzw. 1 A festgelegt. Dann sind bei der Braunbeckspule alle weiteren Abmessungen gegeben, die Stromstärke in dem äußeren Spulenpaar ist die gleiche wie in den inneren Spulen. Bei der Sauterspule sind die Radien aller Stromringe gleich, aber die Stromstärke ist innen und außen verschieden, das Stromverhältnis beträgt 1:2,26044. Um auch bei der Sauterspule mit der gleichen Stromstärke innen und außen arbeiten zu können, kann das Stromverhältnis näherungsweise durch verschiedene Windungszahlen realisiert werden. Hier wurde ein Windungszahlverhältnis innen zu außen von 5:11 gewählt, das einem Stromverhältnis von 1:2,2 entspricht. Um den großen Homogenitätsbereich zu behalten, mußten die Abstände der Spulenringe geringfügig vergrößert werden. Sie sind - wie auch die Abmessungen der Braunbeckspule - in Tab.1 angegeben.

Beim Bau von Kompensationsspulen mit kreisförmigen Stromringen reicht oft die nutzbare Spitzenhöhe der in feinmechanischen Werkstätten vorhandenen Dreh- und Fräsbänke nicht aus, um Spulen mit größeren Abmessungen herzustellen. Deshalb wurde auf eine Arbeit von BLOOM et al. (1965) zurückgegriffen, in der Spulen mit kreisförmigen und achteckigen Stromringen verglichen werden. Bei der Potentialentwicklung nach Kugelfunktionen eines Spulenfeldes, das von N symmetrischen Stromringen erzeugt wird, werden alle Glieder von Ordnung 2 bis $2N-2$ zum Verschwinden gebracht, das erste nichtverschwindende Glied hat die Ordnung $2N$. Nach BLOOM et al. muß jeder

Tabelle 1:

	Spulen nach:		
	Braunbeck kreisförmig	Sauter kreisförmig	Sauter achteckig
Radius der inneren Spule R_1^*	50.0 cm	50.0 cm	50.0 cm
" " äußeren " R_2^*	38.193 cm	50.0 cm	50.0 cm
Abstand der inneren Spule vom Spulenmittelpunkt D_1	13.903 cm	12.673 cm	13.0 cm
Abstand der äußeren Spule vom Spulenmittelpunkt D_2	42.288 cm	48.421 cm	49.64 cm
Stromstärke durch die innere Spule I_1	1.0 A	1.0 A	1.0 A
Stromstärke durch die äußere Spule I_2	1.0 A	2.2 A	2.2 A

* bei der achteckigen Spule: Radius des Inkreises

der N Stromringe die Form eines Polygons mit mindestens 2N Kanten haben, um den gleichen homogenen Bereich wie die entsprechende Kreisspule zu erzielen. Man kann also eine Braunbeck- oder Sauterspule mit 4 kreisförmigen Stromringen ersetzen durch eine Spule, deren 4 Stromringe jeweils mindestens 8 Ecken besitzen und deren Kanten die entsprechenden kreisförmigen Stromringe tangieren. Dieser Spulentyp wurde als "achteckige Sauterspule" in die Tabelle mit aufgenommen.

Die Feldstärkewerte auf den Spulenachsen und die Konturlinie 10^{-5} der relativen Abweichung vom Mittelpunktswert der achteckigen Sauterspule sind mit Hilfe des Biot-Savartschen Gesetzes gewonnen worden, für die Konturlinien der Braunbeck- und der kreisförmigen Sauterspule wurde die Integration des Biot-Savartschen Gesetzes durch eine Summe ersetzt (P.J. HART, 1967), die zu Näherungslösungen außerhalb der Achse führt. Die Kompensation soll bei einer Totalfeldstärke von 50 000 nT auf 1 nT genau vorgenommen werden. Deshalb wird die Grenze des homogenen Bereiches bei 10^{-5} angesetzt. Abb.1 zeigt, daß die achteckige Sauterspule einen größeren homogenen Bereich auf der Achse besitzt als die beiden anderen Spulentypen. Dies wird auch auf Abb.2 deutlich, in der die Konturlinien der Abweichung 10^{-5} in der Ebene Spulenachse - Radius (bzw. Mitte der Seite

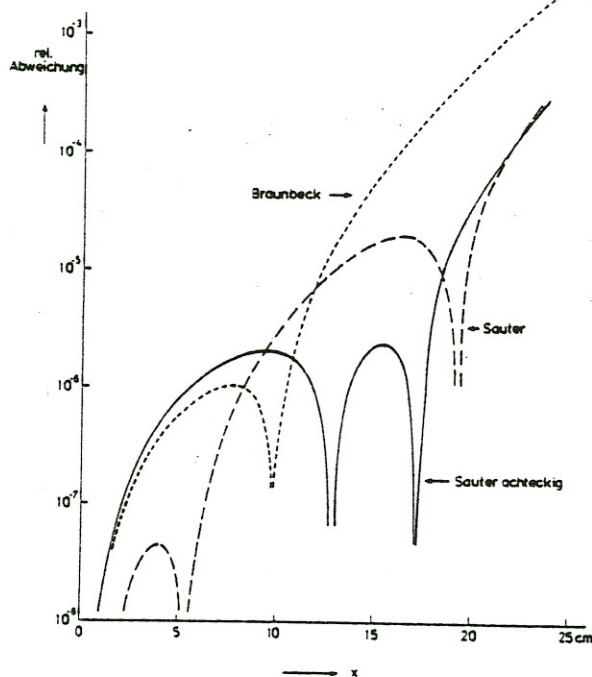


Abb.1: Rel. Abweichung der Feldstärke auf der Spulenachse vom Mittelpunktswert.

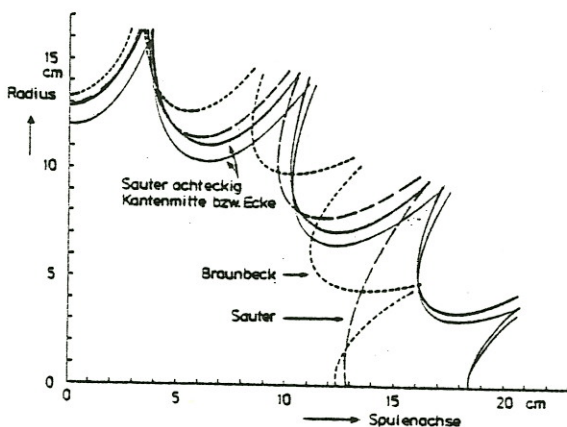


Abb.2: Konturlinie der rel. Abweichung 10^{-5} der Feldstärkekomponente H_x (parallel zur Spulenachse) vom Mittelpunktswert auf der Ebene Spulenachse-Radius. Die Konturlinie der dazu senkrechten Komponente H_y (parallel zum Radius) erreicht ihre größte Annäherung an den Mittelpunkt der Spule jeweils zwischen zwei H_x -Maxima, sie ist hier nicht dargestellt.

eines Achtecks) aufgetragen ist. Eine geringfügige Verminderung des homogenen Bereiches tritt nur bei den Ebenen auf, die durch die Ecken des Achtecks gehen.

Die genauen Maße, die in der Tab.1 angegeben sind, lassen sich bei der Herstellung der Spulen nur mit großen Schwierigkeiten einhalten. Um abzuschätzen, was für eine Auswirkung eine Ungenauigkeit von 0,1 mm bei den Radien und Abständen für den Homogenitätsbereich hat, wurden weitere Rechnungen durchgeführt, bei denen die Radien und/oder Abstände um 0,1 mm vergrößert oder verkleinert wurden. Es zeigte sich, daß der homogene Bereich längs der Spulenachse der Braunbeckspule von 12,3 cm auf 4,6 cm, der kreisförmigen Sauterspule von 12,8 cm auf 5,2 cm und der achteckigen Sauterspule von 18,7 cm

auf 5,1 cm schrumpfte. Dabei ist eine Toleranz von 0,1 mm bei einem Spulendurchmesser von 1 m schon an der Grenze der Meß- und Fertigungsgenauigkeit.

Die Sauterspule hat einige konstruktive Vorteile gegenüber der Braunbeckspule: Bei der Sauterspule haben alle vier Stromringe die gleichen Abmessungen, sie können einfach zusammengeschaubt werden, die Abstandstücke zwischen den Stromringen müssen nur den genauen Abstand einhalten. Da auch die Toleranz der Sauterspule gegenüber Maß-

ungenauigkeiten etwas größer ist als bei der Braunbeckspule, wurden in unserer Institutswerkstatt zwei achteckige Sauterspulen für die Kompensation von H und Z gebaut (Abb.3). Die beiden Spulen sind ineinandergeschachtelt und stützen sich gegenseitig. Als Unterbau wurde der Untersatz eines alten Sinusgalvanometers verwendet, dessen horizontaler Teilkreis Ableseungen auf 1' gestattet. Das Spulenmagnetometer wird in einer eisenfreien Meßhütte aufgestellt, zur Vermeidung von Störfeldern wird die dazugehörige Elektronik in einer weiteren Hütte untergebracht. Wir hoffen, daß die ersten Absolutwerte im Herbst 1982 vorliegen.

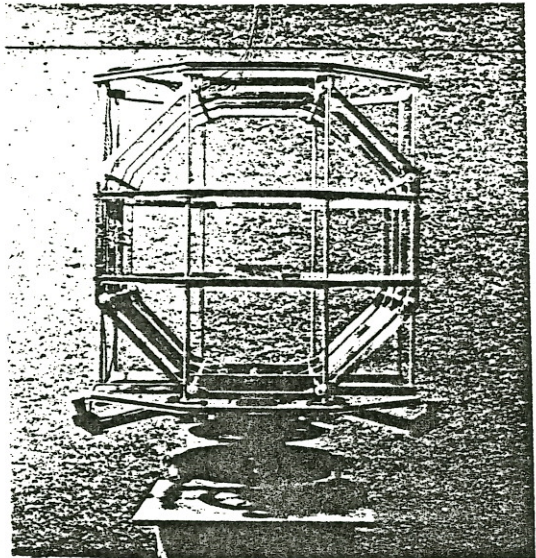


Abb.3: Achteckige Sauterspulen zur Kompensation der erdmagnetischen Komponenten H und Z.

Literatur:

Bloom, A.L., D.J. Innes, R.C. Rempel, and K.A. Ruddock: Octogonal Coil System for Canceling the Earth's Magnetic Field.

J. appl. Physics, 36, 2560-2565, 1965.

Braunbeck, W.: Die Erzeugung weitgehend homogener Magnetfelder durch Kreisströme. Z. f. Physik, 88, 399-402, 1934.

Hart, P.J.: Universal Tables for Magnetic Fields of Filamentary Distributed Circular Currents. American Elsevier Publishing Company, New York, 1967.

Sauter, A. and F. Sauter: Die Erzeugung von möglichst homogenen Magnetfeldern durch Stromsysteme. Z. f. Physik, 122, 120-136, 1944.

J. MEYER

"Induktionspfeile im Reellen und Komplexen"

Induktionspfeile (I.P.) sollen aus den Registrierungen von nur einer Station erste Aussagen machen über Lage bzw. Streichrichtung einer benachbarten Leitfähigkeitsanomalie. Zur Bestimmung solcher I.P. sind in den vergangenen 20 Jahren im Reellen und im Komplexen verschiedene Verfahren entwickelt worden, die jedoch nicht immer zum gleichen Ergebnis, d.h. zum gleichen I.P. führen. Überhaupt folgt die Brauchbarkeit eines I.P. nicht schon allein aus seiner formalen Definition. Sie muß vielmehr in jedem Falle gesondert untersucht werden. Dabei steht die Frage nach der Aussagekraft eines bestimmten I.P. meist in Zusammenhang mit der Frage nach dessen physikalischer Bedeutung. Im Reellen ist der wesentliche Unterschied zwischen den beiden gebräuchlichsten Verfahren, dem von Wiese und dem von Untiedt, bereits vor 15 Jahren herausgearbeitet worden: Für den Wiese-Pfeil werden mehrere Störungen zum jeweils gleichen Zeitpunkt (Phase) t_0 ausgewertet; der vektographische oder Untiedt-Pfeil dagegen wird aus Einzelstörungen abgeleitet, genauer aus dem linearen Zusammenhang zwischen der Variation der Vertikalkomponente und den gleichzeitigen Variationen der Horizontalkomponenten. Der Wiese-Pfeil, der stets senkrecht auf der Streichrichtung einer zweidimensionalen Leitfähigkeitsanomalie steht, hat sich als brauchbar, der vektographische I.P., der durch Einflüsse vom induzierenden Feld im gesamten Winkelbereich variieren kann, als nicht brauchbar für Zwecke der Tiefenforschung erwiesen [1].

Im Komplexen ist die Vielfalt der Definitionsmöglichkeiten aber nun noch größer. Und außerdem ist die Rolle der Zeit (ob veränderlich oder im Sinne einer festen Phase) im Komplexen nicht mehr explizit erkennbar. Umso wichtiger ist es, sich auch im Komplexen einen Überblick zu verschaffen über die möglichen und die üblichen Definitionen von I.P. sowie deren Brauchbarkeit im einzelnen zu überprüfen. Im folgenden werden zunächst die aus dem Reellen bekannten Definitionen in erweiterter Form ins Komplexe übertragen und die unterschiedlichen Methoden zur Bestimmung der Koeffizienten der betreffenden linearen Beziehung zusammengestellt. Erst danach wird übergegangen zu der letzten, nämlich der von vornherein komplexen Definition der I.P. und abschließend dann insbesondere das Richtungsverhalten aller I.P. im speziellen Fall einer zweidimensionalen Leitfähigkeitsanomalie untersucht.

Beim Untiedt-Verfahren wird ausgegangen von der linearen Beziehung zwischen den Variationskomponenten einer harmonischen, im allgemeinen elliptisch polarisierten Störung:

$$H_V^0 \sin(\omega t + \psi_V) = c_{Nu}^V \cdot H_N^0 \sin(\omega t + \psi_N) + c_{Eu}^V \cdot H_E^0 \sin(\omega t + \psi_E)$$

[V, N, E als Indizes kennzeichnen Vertikal-, Nord- und Ostkomponente, eine obere 0 die jeweilige Amplitude; ω ist die Kreisfrequenz, ψ die Phase].

Das Verhältnis der Koeffizienten c_{Eu}^V , c_{Nu}^V ist bekanntlich der Tangens des Richtungswinkels für diejenige Horizontalkomponente, die mit der Vertikalkomponente $H_V(t)$ in Phase schwingt,

$$\operatorname{tg} \alpha_{Re}^V = \frac{c_{Eu}^V}{c_{Nu}^V} ,$$

wobei der Winkel von der Nordrichtung ab positiv nach Osten gerechnet wird. Es ist zugleich die Richtung des vektographischen I.P. u_{Re}^V . Sein Betrag ergibt sich aus der pythagoreischen Summe der Koeffizienten:

$$|u_{Re}^V| = \sqrt{(c_{Eu}^V)^2 + (c_{Nu}^V)^2} .$$

In der gleichen Weise kann man die Richtung derjenigen Horizontalkomponente, die gegenüber der Vertikalkomponente $H_V(t)$ um 90° phasenverschoben schwingt, ausdrücken durch ein anderes Koeffizientenpaar in der Beziehung

$$H_V^0 \sin(\omega t + \psi_V) = c_{Nv}^V \cdot H_N^0 \cos(\omega t + \psi_N) + c_{Ev}^V \cdot H_E^0 \cos(\omega t + \psi_E) .$$

Diese Richtung ist also bestimmt durch

$$\operatorname{tg} \alpha_{Im}^V = \frac{c_{Ev}^V}{c_{Nv}^V}$$

und könnte auch hier - obwohl nicht üblich - wieder durch einen I.P. u_{Im}^V veranschaulicht werden, wobei

$$|u_{Im}^V| = \sqrt{(c_{Ev}^V)^2 + (c_{Nv}^V)^2} .$$

Da die rechten Seiten beider linearer Beziehungen unabhängig voneinander sind, kann man sie in einer Beziehung zusammenfassen:

$$H_V^0 \sin(\omega t + \psi_V) = c_{Nu}^V \cdot H_N^0 \sin(\omega t + \psi_N) + c_{Eu}^V \cdot H_E^0 \sin(\omega t + \psi_E) + c_{Nv}^V \cdot H_N^0 \cos(\omega t + \psi_N) + c_{Ev}^V \cdot H_E^0 \cos(\omega t + \psi_E) .$$

Sie bedeutet, daß $H_V(t)$ sowohl in Phase mit der durch c_{Eu}^V , c_{Nu}^V bestimmten Horizontalkomponente schwingt als auch um 90° phasenverschoben gegenüber der durch c_{Ev}^V , c_{Nv}^V bestimmten Horizontalkomponente

und stellt demnach eine vollständige Beschreibung der elliptisch polarisierten Störung dar.

Unter Benutzung komplexer Amplituden ^{+) für die Schwingungen der Komponenten läßt sich deren Zusammenhang schreiben in der Form}

$$\begin{aligned} \Im H_V e^{i\omega t} &= c_{Nu}^v \cdot \Im H_N e^{i\omega t} + c_{Eu}^v \cdot \Im H_E e^{i\omega t} \\ &+ c_{Nv}^v \cdot \Re H_N e^{i\omega t} + c_{Ev}^v \cdot \Re H_E e^{i\omega t} \end{aligned}$$

oder wenn man die Koeffizienten c_{Nu}^v , c_{Eu}^v und c_{Nv}^v , c_{Ev}^v auffaßt als Real- bzw. Imaginärteile komplexer Koeffizienten,

$$\begin{aligned} c_N^v &= c_{Nu}^v + i c_{Nv}^v \\ c_E^v &= c_{Eu}^v + i c_{Ev}^v \end{aligned} ,$$

in der Form:

$$\Im H_V e^{i\omega t} = \Im \left\{ c_N^v \cdot H_N e^{i\omega t} + c_E^v \cdot H_E e^{i\omega t} \right\} ,$$

was schließlich zu der komplexen Beziehung führt,

$$H_V = c_N^v \cdot H_N + c_E^v \cdot H_E ,$$

deren Realteil (nach vorheriger Erweiterung mit der fortgelassenen Zeitfunktion $e^{i\omega t}$) eine andere Form der linearen Beziehung im Reellen ergibt (cosinusförmige Zeitabhängigkeit der Vertikalkomponente). Auf die Verwendung der reellen Koeffizienten als Realteile (unterer Zusatzindex u) bzw. Imaginärteile (unterer Zusatzindex v) der komplexen Koeffizienten c_N^v und c_E^v sollen auch die Zusätze "Re" und "Im" bei den entsprechenden I.P. hinweisen:

$$\mathcal{U}_{Re}^v = \text{"vektographischer Realpfeil"},$$

$$\mathcal{U}_{Im}^v = \text{"vektographischer Imaginärpfeil"} .$$

Die Bedeutung dieser I.P. ist wie oben erklärt.

[Im Falle einer nicht streng "monochromatischen" Störung mit festem ω können anstelle der komplexen Amplituden ohne Einschränkung der Allgemeinheit auch die Fourier-Transformierten (als Funktionen von ω) betrachtet werden. Die allgemeine Bezeichnung "komplexe Komponenten" soll, falls erforderlich, dem Rechnung tragen.]

^{+) Komplexe Größen werden hier und im folgenden durch Fettdruck gekennzeichnet.}

Beim Wieseschen Verfahren wird nicht der Zusammenhang zwischen den Variationskomponenten einzelner Störungen betrachtet, sondern der Zusammenhang zwischen gleichzeitigen Komponenten-Tripeln aus verschiedenen Störungen ($j = 1, 2, \dots$), wobei "gleichzeitig" hier bedeutet: zu einem festen Zeitpunkt (Phase) t_0 im relativen Ablauf der Störungen,

$$[H_V^0 \sin(\omega t_0 + \psi_V)]_j = c_{N_u}^w \cdot [H_N^0 \sin(\omega t_0 + \psi_N)]_j + c_{E_u}^w \cdot [H_E^0 \sin(\omega t_0 + \psi_E)]_j .$$

Aus praktischen Gründen wird als t_0 meist der Zeitpunkt des Maximums der Vertikalkomponente genommen. Es ist aber auch jede andere feste Phase möglich. Im Prinzip genügen zur Bestimmung der Koeffizienten zwei verschiedene Störungen. Doch werden, um Unsicherheiten in den Feldkomponenten auszugleichen, gewöhnlich mehrere Störungen ausgewertet und die Koeffizienten durch Ausgleichsrechnung ermittelt. - Wenn man sich über die Behandlung dieser linearen Beziehung im klaren ist, kann der Index j für die Numerierung der einzelnen Störungen fortgelassen werden:

$$H_V^0 \sin(\omega t_0 + \psi_V) = c_{N_u}^w \cdot H_N^0 \sin(\omega t_0 + \psi_N) + c_{E_u}^w \cdot H_E^0 \sin(\omega t_0 + \psi_E) .$$

In ähnlicher Weise läßt sich ein linearer Zusammenhang angeben zwischen entsprechenden Tripeln aus verschiedenen Störungen, bei dem die Einzeltripel gebildet werden aus der Vertikalkomponente zu einem festen Zeitpunkt t_0 (etwa wieder zu deren Maximum) und den um eine Viertelperiode verschobenen Horizontalkomponenten:

$$H_V^0 \sin(\omega t_0 + \psi_V) = c_{N_v}^w \cdot H_N^0 \cos(\omega t_0 + \psi_N) + c_{E_v}^w \cdot H_E^0 \cos(\omega t_0 + \psi_E) .$$

Die Koeffizienten sind hierbei natürlich andere als oben. Da die rechten Seiten der beiden linearen Beziehungen wieder voneinander unabhängig sind, können sie auch hier in einer einzigen Beziehung zusammengefaßt werden:

$$H_V^0 \sin(\omega t_0 + \psi_V) = c_{N_u}^w \cdot H_N^0 \sin(\omega t_0 + \psi_N) + c_{E_u}^w \cdot H_E^0 \sin(\omega t_0 + \psi_E) \\ + c_{N_v}^w \cdot H_N^0 \cos(\omega t_0 + \psi_N) + c_{E_v}^w \cdot H_E^0 \cos(\omega t_0 + \psi_E) .$$

Sie bedeutet, daß ein linearer Zusammenhang besteht sowohl zwischen den gleichzeitigen Komponenten-Tripeln aus verschiedenen Störungen als auch zwischen den entsprechenden Tripeln, die unter Berücksichtigung der um 90° phasenverschobenen Horizontalkomponenten gebildet werden, faßt also gewissermaßen zwei unabhängige Korrelationen zusammen.

Bei Benutzung komplexer Amplituden läßt sich dieser allgemeine Zusammenhang schreiben in der Form

$$\begin{aligned} \text{Im } H_Y e^{i\omega t_0} &= c_{Nu}^w \cdot \text{Im } H_N e^{i\omega t_0} + c_{Eu}^w \cdot \text{Im } H_E e^{i\omega t_0} \\ &+ c_{Nv}^w \cdot \text{Re } H_N e^{i\omega t_0} + c_{Ev}^w \cdot \text{Re } H_E e^{i\omega t_0} \end{aligned}$$

oder wenn man die Koeffizienten c_{Nu}^w , c_{Eu}^w und c_{Nv}^w , c_{Ev}^w wieder auffaßt als Real- bzw. Imaginärteile komplexer Koeffizienten,

$$\begin{aligned} c_N^w &= c_{Nu}^w + i c_{Nv}^w \\ c_E^w &= c_{Eu}^w + i c_{Ev}^w, \end{aligned}$$

in der Form

$$\text{Im } H_Y e^{i\omega t_0} = \text{Im} \left\{ c_N^w \cdot H_N e^{i\omega t_0} + c_E^w \cdot H_E e^{i\omega t_0} \right\}.$$

Dies führt schließlich, unter Fortlassung von $e^{i\omega t_0}$, zu der komplexen Beziehung

$$H_Y = c_N^w \cdot H_N + c_E^w \cdot H_E,$$

die formal gleich aussieht wie die entsprechende komplexe Beziehung beim Untiedt-Verfahren, die sich in ihrer Bedeutung und ihren Koeffizienten jedoch grundlegend von dieser unterscheidet.

Die aus den Wiese-Koeffizienten bestimmten I.P. sind nach Richtung und Betrag

$$\text{tg } \alpha_{Re}^w = \frac{c_{Eu}^w}{c_{Nu}^w} \quad ; \quad |u_{Re}^w| = \sqrt{(c_{Eu}^w)^2 + (c_{Nu}^w)^2}$$

$$(u_{Re}^w = \text{„Wiesescher Realpfeil“}),$$

$$\text{tg } \alpha_{Im}^w = \frac{c_{Ev}^w}{c_{Nv}^w} \quad ; \quad |u_{Im}^w| = \sqrt{(c_{Ev}^w)^2 + (c_{Nv}^w)^2}$$

$$(u_{Im}^w = \text{„Wiesescher Imaginärpfeil“}),$$

wobei die Zusätze "Re" und "Im" wieder anzeigen sollen, daß sie sich auf die Real- bzw. Imaginärteile der komplexen Koeffizienten beziehen. Der Wiesesche Realpfeil ist, wie unmittelbar aus der Definitionsgleichung hervorgeht, mit dem reellen Wiese-Pfeil identisch.

Der unterschiedlichen Bedeutung der zwei linearen Beziehungen entspricht eine unterschiedliche Bestimmung der Koeffizienten. Die Fest-

stellung, daß in beiden Fällen die komplexe Beziehung zwei voneinander unabhängige Korrelationen beschreibt, besagt zunächst, daß die reellen und die imaginären Koeffizientenpaare auch jeweils unabhängig voneinander zu bestimmen sind, d.h. anstelle der komplexen Koeffizienten entweder deren reale oder deren imaginäre Teile einzusetzen sind.

1) Realteile der Koeffizienten

Dividiert man beide Seiten der komplexen Gleichung durch den Ausdruck für die Vertikalkomponente, $H_v = H_v^0 e^{i\psi_v}$, so erhält man für beide linearen Beziehungen (kenntlich gemacht durch Fortlassen des oberen Index "w" bzw. "v") die Form

$$1 = c_{Nu} \frac{H_N^0}{H_v^0} e^{i(\psi_N - \psi_v)} + c_{Eu} \frac{H_E^0}{H_v^0} e^{i(\psi_E - \psi_v)}$$

bzw.

$$1 = c_{Nu} \underbrace{\left(\frac{H_N^0}{H_v^0} \cos(\psi_N - \psi_v) \right)}_A + c_{Eu} \underbrace{\left(\frac{H_E^0}{H_v^0} \cos(\psi_E - \psi_v) \right)}_C$$

$$+ i \left[c_{Nu} \underbrace{\left(\frac{H_N^0}{H_v^0} \sin(\psi_N - \psi_v) \right)}_B + c_{Eu} \underbrace{\left(\frac{H_E^0}{H_v^0} \sin(\psi_E - \psi_v) \right)}_D \right]$$

Der Imaginärteil auf der rechten Seite dieser komplexen Gleichung muß natürlich verschwinden, kann also ebenso gut auch fortgelassen werden. Je nachdem, ob das Verschwinden des Imaginärteils als zweite Gleichung zur Bestimmung der zwei reellen Koeffizienten c_{Nu} , c_{Eu} benutzt wird, oder ob unter Fortfall des verschwindenden Imaginärteils die Werte aus einer zweiten Störung herangezogen werden, unterscheiden sich aber nun die Ergebnisse. Und dieser Unterschied entspricht genau dem, wie er auch zwischen den zwei linearen Beziehungen besteht. Im ersten Fall ergeben sich die Koeffizienten der Untiedt-Beziehung, die mit dem vektographischen I.P. (Realpfeil; oberer Index v) verknüpft sind, im zweiten Fall die der Wiese-Beziehung, die mit dem Wiese-Pfeil (Wieseschen Realpfeil; oberer Index w) verknüpft sind. (Zur Abkürzung werden die Magnetfeldausdrücke in den runden Klammern mit A, B, C, D bezeichnet und zwei verschiedene Störungen durch Indizes "1" und "2" unterschieden).

Vektographischer Realpfeil:

$$1 = c_{NM}^v A_1 + c_{EM}^v C_1$$

$$0 = c_{NM}^v B_1 + c_{EM}^v D_1$$

$$c_{NM}^v = \frac{D_1}{A_1 D_1 - B_1 C_1}$$

$$c_{EM}^v = \frac{-B_1}{A_1 D_1 - B_1 C_1}$$

$$\operatorname{tg} \alpha_{Re}^v = \frac{c_{EM}^v}{c_{NM}^v} = -\frac{B_1}{D_1}$$

$$= -\left(\frac{H_N^0}{H_E^0} \frac{\sin(\psi_N - \psi_V)}{\sin(\psi_E - \psi_V)} \right)_1$$

Wiescher Realpfeil:

$$1 = c_{NM}^w A_1 + c_{EM}^w C_1$$

$$1 = c_{NM}^w A_2 + c_{EM}^w C_2$$

$$c_{NM}^w = \frac{C_2 - C_1}{A_1 C_2 - A_2 C_1}$$

$$c_{EM}^w = \frac{A_1 - A_2}{A_1 C_2 - A_2 C_1}$$

$$\operatorname{tg} \alpha_{Re}^w = \frac{c_{EM}^w}{c_{NM}^w} = \frac{A_1 - A_2}{C_2 - C_1}$$

$$= \frac{\left(\frac{H_N^0}{H_V^0} \cos(\psi_N - \psi_V) \right)_1 - \left(\frac{H_N^0}{H_V^0} \cos(\psi_N - \psi_V) \right)_2}{\left(\frac{H_E^0}{H_V^0} \cos(\psi_E - \psi_V) \right)_2 - \left(\frac{H_E^0}{H_V^0} \cos(\psi_E - \psi_V) \right)_1}$$

Die Beträge der I.P. gehen indirekt aus den Koeffizientenpaaren hervor und sollen hier nicht explizit betrachtet werden.

2) Imaginärteile der Koeffizienten

Die für beide linearen Beziehungen geltende Form der komplexen Gleichung ist nun

$$1 = i c_{NV} \frac{H_N^0}{H_V^0} e^{i(\psi_N - \psi_V)} + i c_{EV} \frac{H_E^0}{H_V^0} e^{i(\psi_E - \psi_V)}$$

bzw.

$$1 = -c_{NV} \underbrace{\left(\frac{H_N^0}{H_V^0} \sin(\psi_N - \psi_V) \right)}_B - c_{EV} \underbrace{\left(\frac{H_E^0}{H_V^0} \sin(\psi_E - \psi_V) \right)}_D$$

$$+ i \left[c_{NV} \underbrace{\left(\frac{H_N^0}{H_V^0} \cos(\psi_N - \psi_V) \right)}_A + c_{EV} \underbrace{\left(\frac{H_E^0}{H_V^0} \cos(\psi_E - \psi_V) \right)}_C \right]$$

Die Berechnung der unterschiedlichen Koeffizientenpaare für die beiden linearen Beziehungen erfolgt wie bei den Realteilen. Zur Vereinfachung werden wieder die gleichen Abkürzungen benutzt:

Vektographischer Imaginärpfeil:

$$1 = -c_{Nv}^v B_1 - c_{Ev}^v D_1$$

$$\sigma = c_{Nv}^v A_1 + c_{Ev}^v C_1$$

$$c_{Nv}^v = \frac{C_1}{A_1 D_1 - B_1 C_1}$$

$$c_{Ev}^v = \frac{-A_1}{A_1 D_1 - B_1 C_1}$$

$$\operatorname{tg} \alpha_{\text{Im}}^v = \frac{c_{Ev}^v}{c_{Nv}^v} = -\frac{A_1}{C_1}$$

$$= -\left(\frac{H_N^0 \cos(\psi_N - \psi_v)}{H_E^0 \cos(\psi_E - \psi_v)} \right)_1$$

Wiesecher Imaginärpfeil

$$1 = -c_{Nv}^w B_1 - c_{Ev}^w D_1$$

$$1 = -c_{Nv}^w B_2 - c_{Ev}^w D_2$$

$$c_{Nv}^w = \frac{D_2 - D_1}{B_2 D_1 - B_1 D_2}$$

$$c_{Ev}^w = \frac{B_1 - B_2}{B_2 D_1 - B_1 D_2}$$

$$\operatorname{tg} \alpha_{\text{Im}}^w = \frac{c_{Ev}^w}{c_{Nv}^w} = \frac{B_1 - B_2}{D_2 - D_1}$$

$$= \frac{\left(\frac{H_N^0}{H_v^0} \sin(\psi_N - \psi_v) \right)_1 - \left(\frac{H_N^0}{H_v^0} \sin(\psi_N - \psi_v) \right)_2}{\left(\frac{H_E^0}{H_v^0} \sin(\psi_E - \psi_v) \right)_2 - \left(\frac{H_E^0}{H_v^0} \sin(\psi_E - \psi_v) \right)_1}$$

Auch hier sollen die Beträge der I.P. nicht explizit betrachtet werden. Bei der obigen Lösung für c_{Nv}^v , c_{Ev}^v und c_{Nv}^w , c_{Ev}^w ist vorausgesetzt, daß die Horizontalkomponente des Gesamtfeldes nicht linear polarisiert ist ($\psi_N \neq \psi_E$), da in diesem Fall der Ausdruck im Nenner der Lösungen für die Koeffizienten verschwindet. Das vektographische Verfahren ist in diesem Fall nicht anwendbar. - Der Spezialfall eines linear polarisierten Horizontalfeldes wird im Anhang behandelt. Der vektographische Induktionspfeil zeigt in diesem Fall in die Richtung des Horizontalfeldes.

Um den Übergang zum komplexen Verfahren von Schmucker einzuleiten, seien hier noch einmal die allgemeinen linearen Beziehungen (in normierter Form) und die daraus berechneten Koeffizienten unter Verwendung der komplexen Komponenten zusammengestellt. (Der Stern kennzeichnet die konjugiert komplexe Vertikalkomponente, mit der die Feldquotienten erweiter worden sind, damit der Nenner jeweils reell ist):

$$1 = c_{N\mu} \frac{H_N H_v^*}{H_v H_v^*} + c_{E\mu} \frac{H_E H_v^*}{H_v H_v^*}$$

$$1 = i c_{Nv} \frac{H_N H_v^*}{H_v H_v^*} + i c_{Ev} \frac{H_E H_v^*}{H_v H_v^*}$$

Vektographische Induktionspfeile (aus nur einer Störung):

$$C_{N\mu}^v = \frac{\Im\left(\frac{H_E H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_1}{\Re\left(\frac{H_N H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_1 \Im\left(\frac{H_E H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_1 - \Im\left(\frac{H_N H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_1 \Re\left(\frac{H_E H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_1}$$

$$C_{E\mu}^v = \frac{-\Im\left(\frac{H_N H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_1}{\Re\left(\frac{H_N H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_1 \Im\left(\frac{H_E H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_1 - \Im\left(\frac{H_N H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_1 \Re\left(\frac{H_E H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_1}$$

$$C_{N\nu}^v = \frac{\Re\left(\frac{H_E H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_1}{\Re\left(\frac{H_N H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_1 \Im\left(\frac{H_E H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_1 - \Im\left(\frac{H_N H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_1 \Re\left(\frac{H_E H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_1}$$

$$C_{E\nu}^v = \frac{-\Re\left(\frac{H_N H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_1}{\Re\left(\frac{H_N H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_1 \Im\left(\frac{H_E H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_1 - \Im\left(\frac{H_N H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_1 \Re\left(\frac{H_E H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_1}$$

Wiesesche Induktionspfeile (aus zwei Störungen):

$$C_{N\mu}^w = \frac{\Re\left(\frac{H_E H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_2 - \Re\left(\frac{H_E H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_1}{\Re\left(\frac{H_N H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_1 \Re\left(\frac{H_E H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_2 - \Re\left(\frac{H_N H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_2 \Re\left(\frac{H_E H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_1}$$

$$C_{E\mu}^w = \frac{\Re\left(\frac{H_N H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_1 - \Re\left(\frac{H_N H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_2}{\Re\left(\frac{H_N H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_1 \Re\left(\frac{H_E H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_2 - \Re\left(\frac{H_N H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_2 \Re\left(\frac{H_E H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_1}$$

$$C_{N\nu}^w = \frac{\Im\left(\frac{H_E H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_2 - \Im\left(\frac{H_E H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_1}{\Im\left(\frac{H_N H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_2 \Im\left(\frac{H_E H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_1 - \Im\left(\frac{H_N H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_1 \Im\left(\frac{H_E H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_2}$$

$$C_{E\nu}^w = \frac{\Im\left(\frac{H_N H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_1 - \Im\left(\frac{H_N H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_2}{\Im\left(\frac{H_N H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_2 \Im\left(\frac{H_E H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_1 - \Im\left(\frac{H_N H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_1 \Im\left(\frac{H_E H_V^*}{H_V H_V^*}\right)_2}$$

Die von Schmucker eingeführte lineare Beziehung mit von vornherein komplexen Koeffizienten (oberer Index s),

$$H_V = c_N^s \cdot H_N + c_E^s \cdot H_E$$

lautet in der gleichen normierten Form:

$$1 = c_N^s \frac{H_N H_V^*}{H_V H_V^*} + c_E^s \frac{H_E H_V^*}{H_V H_V^*}$$

Ihre Bedeutung, die aus der komplexen Gleichung allein nicht ersichtlich ist, gewinnt sie aus der Weise, wie die Koeffizienten bestimmt werden. Werden diese in komplexer Form aus mehreren (im Prinzip wieder aus zwei verschiedenen) Störungen abgeleitet, so bedeutet die komplexe Schmucker-Beziehung offenbar wieder - ähnlich wie bei der Wiese-Beziehung - einen Zusammenhang zwischen komplexen Komponenten-Tripeln aus verschiedenen Störungen, nicht aber - wie bei der Untiedt-Beziehung - einen Zusammenhang zwischen den komplexen Variationskomponenten.

Die aus zwei verschiedenen Störungen gewonnenen Bestimmungsgleichungen für c_N^s und c_E^s sind:

$$1 = c_N^s \left(\frac{H_N H_V^*}{H_V H_V^*} \right)_1 + c_E^s \left(\frac{H_E H_V^*}{H_V H_V^*} \right)_1$$

$$1 = c_N^s \left(\frac{H_N H_V^*}{H_V H_V^*} \right)_2 + c_E^s \left(\frac{H_E H_V^*}{H_V H_V^*} \right)_2$$

Aus ihnen ergeben sich die komplexen Koeffizienten zu

$$c_N^s = \frac{\left(\frac{H_E H_V^*}{H_V H_V^*} \right)_2 - \left(\frac{H_E H_V^*}{H_V H_V^*} \right)_1}{\left(\frac{H_N H_V^*}{H_V H_V^*} \right)_1 \left(\frac{H_E H_V^*}{H_V H_V^*} \right)_2 - \left(\frac{H_N H_V^*}{H_V H_V^*} \right)_2 \left(\frac{H_E H_V^*}{H_V H_V^*} \right)_1}$$

$$c_E^s = \frac{\left(\frac{H_N H_V^*}{H_V H_V^*} \right)_1 - \left(\frac{H_N H_V^*}{H_V H_V^*} \right)_2}{\left(\frac{H_N H_V^*}{H_V H_V^*} \right)_1 \left(\frac{H_E H_V^*}{H_V H_V^*} \right)_2 - \left(\frac{H_N H_V^*}{H_V H_V^*} \right)_2 \left(\frac{H_E H_V^*}{H_V H_V^*} \right)_1}$$

Für die Real- und Imaginärteile von c_N^S und c_E^S ergibt sich daraus (mit den gleichen Abkürzungen wie früher):

$$c_{N\mu}^S = \frac{(C_2 - C_1) + (D_2 - D_1) \frac{A_1 D_2 + C_2 B_1 - A_2 D_1 - C_1 B_2}{A_1 C_2 - B_1 D_2 - A_2 C_1 + B_2 D_1}}{(A_1 C_2 - A_2 C_1) + (B_2 D_1 - B_1 D_2) + \frac{(A_1 D_2 + C_2 B_1 - A_2 D_1 - C_1 B_2)^2}{A_1 C_2 - B_1 D_2 - A_2 C_1 + B_2 D_1}}$$

$$c_{E\mu}^S = \frac{(A_1 - A_2) + (B_1 - B_2) \frac{A_1 D_2 + C_2 B_1 - A_2 D_1 - C_1 B_2}{A_1 C_2 - B_1 D_2 - A_2 C_1 + B_2 D_1}}{(A_1 C_2 - A_2 C_1) + (B_2 D_1 - B_1 D_2) + \frac{(A_1 D_2 + C_2 B_1 - A_2 D_1 - C_1 B_2)^2}{A_1 C_2 - B_1 D_2 - A_2 C_1 + B_2 D_1}}$$

$$c_{N\nu}^S = \frac{(D_2 - D_1) - (C_2 - C_1) \frac{A_1 D_2 + C_2 B_1 - A_2 D_1 - C_1 B_2}{A_1 C_2 - B_1 D_2 - A_2 C_1 + B_2 D_1}}{(D_1 B_2 - D_2 B_1) + (A_1 C_2 - A_2 C_1) + \frac{(A_1 D_2 + C_2 B_1 - A_2 D_1 - C_1 B_2)^2}{A_1 C_2 - B_1 D_2 - A_2 C_1 + B_2 D_1}}$$

$$c_{E\nu}^S = \frac{(B_1 - B_2) - (A_1 - A_2) \frac{A_1 D_2 + C_2 B_1 - A_2 D_1 - C_1 B_2}{A_1 C_2 - B_1 D_2 - A_2 C_1 + B_2 D_1}}{(D_1 B_2 - D_2 B_1) + (A_1 C_2 - A_2 C_1) + \frac{(A_1 D_2 + C_2 B_1 - A_2 D_1 - C_1 B_2)^2}{A_1 C_2 - B_1 D_2 - A_2 C_1 + B_2 D_1}}$$

Ein Vergleich mit den entsprechenden vier Koeffizienten beim erweiterten Wiese-Verfahren zeigt, daß sie mit diesen dann übereinstimmen, wenn alle Ausdrücke nach dem ersten Term in Zähler und Nenner verschwinden. Im allgemeinen ist dies nicht der Fall. Für eine Richtungsübereinstimmung der Schmuckerschen und der Wieseschen I.P. ist zwar weniger zu fordern, da nur die Zähler in den obigen Ausdrücken betrachtet zu werden brauchen. (Die Nenner sind paarweise die gleichen und heben sich deshalb heraus). So genügen für eine Richtungsübereinstimmung der jeweiligen Real- bzw. Imaginärpfeile beispielsweise die Bedingungen

$$\left\{ \begin{array}{l} B_1 = B_2 \\ \text{und} \\ D_1 = D_2 \end{array} \right. \quad \text{bzw.} \quad \left\{ \begin{array}{l} A_1 = A_2 \\ \text{und} \\ C_1 = C_2 \end{array} \right.$$

$$\text{d.h.} \quad \left\{ \begin{array}{l} \left[\frac{H_N^0}{H_V^0} \sin(\psi_N - \psi_V) \right]_1 = \left[\frac{H_N^0}{H_V^0} \sin(\psi_N - \psi_V) \right]_2 \\ \text{und} \\ \left[\frac{H_E^0}{H_V^0} \sin(\psi_E - \psi_V) \right]_1 = \left[\frac{H_E^0}{H_V^0} \sin(\psi_E - \psi_V) \right]_2 \end{array} \right.$$

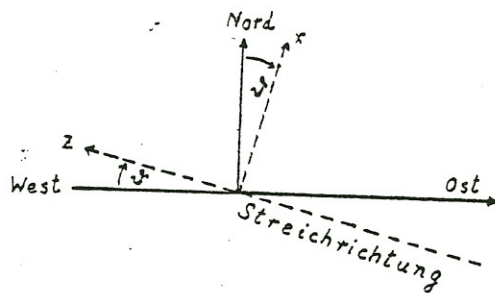
$$\text{bzw.} \quad \left\{ \begin{array}{l} \left[\frac{H_N^0}{H_V^0} \cos(\psi_N - \psi_V) \right]_1 = \left[\frac{H_N^0}{H_V^0} \cos(\psi_N - \psi_V) \right]_2 \\ \text{und} \\ \left[\frac{H_E^0}{H_V^0} \cos(\psi_E - \psi_V) \right]_1 = \left[\frac{H_E^0}{H_V^0} \cos(\psi_N - \psi_V) \right]_2 \end{array} \right.$$

Doch ist in diesem Fall der jeweils andere der beiden Wieseschen Pfeile nicht mehr zu bestimmen, da die Störungen nicht mehr in allen Punkten voneinander verschieden sind. Und eine gleichzeitige Übereinstimmung der Real- und der Imaginärpfeile läßt sich auf diese Weise ebenfalls nicht erreichen, da eine gleichzeitige Erfüllung beider Paare von Bedingungen identische Störungen bedeuten würde (abgesehen von einem konstanten Amplitudenfaktor). Es bleibt die Feststellung, daß die Wieseschen und die Schmuckerschen I.P. (Real- und Imaginärpfeile) im allgemeinen weder dem Betrage nach noch in der Richtung übereinstimmen, d.h. daß sie nicht identisch sind.- Auf zwei Sonderfälle, bei denen entweder

$$\frac{B_1 - B_2}{A_1 - A_2} = \frac{D_2 - D_1}{C_2 - C_1}$$

ist oder aber der in allen Zählerausdrücken gleiche Quotient verschwindet, wird weiter unten eingegangen.

Zuvor soll untersucht werden, wie die verschiedenen I.P. sich verhalten im Falle einer vorgegebenen zweidimensionalen Leitfähigkeitsanomalie (z.B. unendlich langer Zylinder). Hierzu wird ein kartesisches Koordinatensystem x, y, z so gelegt, daß die z -Achse mit der Anomalie-Achse (Streichrichtung) und die y -Achse mit der Vertikalrichtung (positiv nach unten) zusammenfällt. Der Winkel zwischen



der Ost-West-Richtung und der z -Achse bzw. zwischen der Nordrichtung und der x -Achse (positiv rechtsherum) sei ψ . Er kennzeichnet die Streichrichtung der Anomalie und ist demnach der zu bestimmende Winkel.

Das induzierende Feld einer beliebigen Störung sei homogen und horizontal, aber beliebig polarisiert:

$$H_{0x} \sin \omega t + H_{0z} \sin(\omega t + \psi_0) .$$

Die Komponenten des Gesamtfeldes in reeller Form sind dann:

$$H_x(t) = H_{0x} C_x \sin(\omega t + \psi_x)$$

$$H_y(t) = H_{0x} C_y \sin(\omega t + \psi_y)$$

$$H_z(t) = H_{0z} \sin(\omega t + \psi_0) ,$$

wobei die Amplituden- und Phasen-Induktionsfunktionen C_x, C_y, ψ_x, ψ_y deren Abhängigkeit von den Modellparametern einschließlich der Frequenz beschreiben, also von der genauen Form des Modells abhängen, die hier offengelassen werden soll.

Die komplexe Nordkomponente H_N läßt sich ausdrücken durch die unabhängigen Transversal- und Longitudinalkomponenten H_z und H_x :

$$H_N = H_z \sin \vartheta + H_x \cos \vartheta .$$

Daraus folgt

$$\frac{H_N}{H_y^0} e^{-i\psi_y} = \frac{H_z^0}{H_y^0} e^{i(\psi_0 - \psi_y)} \sin \vartheta + \frac{H_x^0}{H_y^0} e^{i(\psi_x - \psi_y)} \cos \vartheta ,$$

und mit

$$\begin{cases} H_x^0 = H_{0x} C_x \\ H_y^0 \equiv H_y^0 = H_{0x} C_y \\ H_z^0 = H_{0z} \end{cases}$$

folgt:

$$\frac{H_N^0}{H_y^0} e^{i(\psi_N - \psi_y)} = \frac{H_{0z}}{H_{0x}} \frac{\sin \vartheta}{C_y} e^{i(\psi_0 - \psi_y)} + \frac{C_x}{C_y} \cos \vartheta e^{i(\psi_x - \psi_y)} .$$

Real- und Imaginärteil dieser komplexen Gleichung sind:

$$\begin{aligned} \frac{H_N^0}{H_y^0} \cos(\psi_N - \psi_y) &= \frac{H_{0z}}{H_{0x}} \frac{\sin \vartheta}{C_y} \cos(\psi_0 - \psi_y) + \frac{C_x}{C_y} \cos \vartheta \cos(\psi_x - \psi_y) , \\ \frac{H_N^0}{H_y^0} \sin(\psi_N - \psi_y) &= \frac{H_{0z}}{H_{0x}} \frac{\sin \vartheta}{C_y} \sin(\psi_0 - \psi_y) + \frac{C_x}{C_y} \cos \vartheta \sin(\psi_x - \psi_y) . \end{aligned}$$

Desgleichen für die Ostkomponente:

$$\begin{aligned} H_E &= -H_z \cos \vartheta + H_x \sin \vartheta , \\ \frac{H_E^0}{H_y^0} e^{i(\psi_E - \psi_y)} &= -\frac{H_{0z}}{H_{0x}} \frac{\cos \vartheta}{C_y} e^{i(\psi_0 - \psi_y)} + \frac{C_x}{C_y} \sin \vartheta e^{i(\psi_x - \psi_y)} , \end{aligned}$$

bzw. getrennt für Real- und Imaginärteile:

$$\begin{aligned} \frac{H_E^0}{H_y^0} \cos(\psi_E - \psi_y) &= -\frac{H_{0z}}{H_{0x}} \frac{\cos \vartheta}{C_y} \cos(\psi_0 - \psi_y) + \frac{C_x}{C_y} \sin \vartheta \cos(\psi_x - \psi_y) , \\ \frac{H_E^0}{H_y^0} \sin(\psi_E - \psi_y) &= -\frac{H_{0z}}{H_{0x}} \frac{\cos \vartheta}{C_y} \sin(\psi_0 - \psi_y) + \frac{C_x}{C_y} \sin \vartheta \sin(\psi_x - \psi_y) . \end{aligned}$$

Mit diesen für zweidimensionale Anomalien geltenden Formeln wird eingegangen in die allgemeinen Ergebnisse für die Richtungen der verschiedenen I.P.

Vektographischer Induktionspfeil:

$$a) \quad \operatorname{tg} \alpha_{Re}^v = \frac{H_{0z} \sin(\psi_0 - \psi_v) \sin \vartheta + H_{0x} C_x \sin(\psi_x - \psi_v) \cos \vartheta}{H_{0z} \sin(\psi_0 - \psi_v) \cos \vartheta - H_{0x} C_x \sin(\psi_x - \psi_v) \sin \vartheta}$$

(α) rein induktiver Widerstand, $\psi_x = \psi_v = 0$ ($\psi_0 \neq 0$):

$$\operatorname{tg} \alpha_{Re}^v = \operatorname{tg} \vartheta \quad \Longrightarrow \quad \underline{\underline{\alpha_{Re}^v = \vartheta}}$$

Der I.P. zeigt senkrecht zur Streichrichtung.

(β) linear polarisiertes induzierendes Feld, $\psi_0 = 0$ ($\psi_x \neq \psi_v$):

$$\operatorname{tg} \alpha_{Re}^v = \frac{H_{0z} \sin \vartheta + H_{0x} \cos \vartheta}{H_{0z} \cos \vartheta - H_{0x} \sin \vartheta} = - \frac{H_{0N}}{H_{0E}} = \underline{\underline{- \operatorname{ctg} \vartheta_0}},$$

wobei H_{0N} die Amplitude der Nordkomponente und H_{0E} die der Ostkomponente des induzierenden Feldes und ϑ_0 dessen Richtungswinkel ist. Der vektographische Realpfeil steht in diesem Falle senkrecht auf der Richtung des induzierenden Feldes. Die Ergebnisse entsprechen den früheren [1].

$$b) \quad \operatorname{tg} \alpha_{Im}^v = \frac{H_{0z} \cos(\psi_0 - \psi_v) \sin \vartheta + H_{0x} C_x \cos(\psi_x - \psi_v) \cos \vartheta}{H_{0z} \cos(\psi_0 - \psi_v) \cos \vartheta - H_{0x} C_x \cos(\psi_x - \psi_v) \sin \vartheta}$$

Einzig sinnvoller Spezialfall ist der eines rein induktiven Widerstandes ($\psi_x = \psi_v = 0$) und größtmöglicher Elliptizität des induzierenden Feldes ($\psi_0 = 90^\circ$, entsprechend zirkularer Polarisation für $H_{0x} = H_{0z}$):

$$\psi_x = \psi_v = 0 \quad \underline{\text{und}} \quad \psi_0 = 90^\circ : \quad \operatorname{tg} \alpha_{Im}^v = \underline{\underline{- \operatorname{ctg} \vartheta}}$$

Der I.P. zeigt in diesem Fall parallel zur Streichrichtung.

Wiesescher Induktionspfeil:

Da die Vertikalkomponente als rein induziert angenommen wird (ohne induzierenden Feldanteil), ist ψ_v für alle Störungen das gleiche. Damit fallen die zweiten Terme der einzusetzenden Ausdrücke überall fort und es bleibt:

$$a) \quad \operatorname{tg} \alpha_{Re}^w = \frac{\frac{\sin \vartheta}{C_y} \left[\left(\frac{H_{0z}}{H_{0x}} \cos(\psi_0 - \psi_v) \right)_1 - \left(\frac{H_{0z}}{H_{0x}} \cos(\psi_0 - \psi_v) \right)_2 \right]}{- \frac{\cos \vartheta}{C_y} \left[\left(\frac{H_{0z}}{H_{0x}} \cos(\psi_0 - \psi_v) \right)_2 - \left(\frac{H_{0z}}{H_{0x}} \cos(\psi_0 - \psi_v) \right)_1 \right]}$$

$$\operatorname{tg} \alpha_{Re}^w = \operatorname{tg} \vartheta \quad \Longrightarrow \quad \underline{\underline{\alpha_{Re}^w = \vartheta}}$$

$$b) \quad \operatorname{tg} \alpha_{\text{Im}}^w = \frac{\frac{\sin \vartheta}{C_y} \left[\left(\frac{H_{0z}}{H_{0x}} \sin(\psi_0 - \psi_V) \right)_1 - \left(\frac{H_{0z}}{H_{0x}} \sin(\psi_0 - \psi_V) \right)_2 \right]}{-\frac{\cos \vartheta}{C_y} \left[\left(\frac{H_{0z}}{H_{0x}} \sin(\psi_0 - \psi_V) \right)_2 - \left(\frac{H_{0z}}{H_{0x}} \sin(\psi_0 - \psi_V) \right)_1 \right]}$$

$$\operatorname{tg} \alpha_{\text{Im}}^w = \operatorname{tg} \vartheta \quad \Longrightarrow \quad \underline{\underline{\alpha_{\text{Im}}^w = \vartheta}}$$

Beide Wieseschen I.P. stehen senkrecht auf der Streichrichtung der Anomalie. Hinsichtlich ihrer Aussagekraft sollten die Pfeile deshalb eigentlich gleichwertig sein. Und doch ist ein Unterschied. Der Imaginärpfeil versagt, wenn für beide Störungen $\psi_0 = \psi_V$ ist. In der Praxis bedeutet dies, daß der Pfeil mit einer erheblichen Unsicherheit behaftet sein wird, wenn sich die Phasen der Störungen dieser Bedingung nähern. Andererseits dürfte der Realpfeil dann gerade besonders genau sein. Der umgekehrte Fall liegt vor, wenn zwischen der Longitudinal- und der Vertikalkomponente eine Phasendifferenz von 90° besteht. In diesem Fall versagt der Realpfeil, und der Imaginärpfeil dürfte besonders genau sein. Obwohl Unsicherheiten dieser Art durch Auswertung mehrerer Störungen (Ausgleichung) gemindert werden, können die Effekte bei den genannten Phasenbedingungen auch vermieden werden, indem man die Koeffizienten für Real- und Imaginärpfeil zusammenfaßt, beide Pfeile sozusagen kombiniert:

$$c) \quad \operatorname{tg} \alpha_{\text{K}+}^w = \frac{(A_1 - A_2) + (B_1 - B_2)}{(C_2 - C_1) + (D_2 - D_1)} \quad \text{„Kombinierter Wiese-Pfeil“}.$$

Da bei einer zweidimensionalen Anomalie, wie gezeigt, gilt

$$\frac{A_1 - A_2}{C_2 - C_1} = \frac{B_1 - B_2}{D_2 - D_1}$$

zeigt in diesem Falle auch der kombinierte Wiese-Pfeil in die Richtung senkrecht zur Streichrichtung. Dabei werden die jeweils kleineren Differenzausdrücke in Zähler und Nenner vom Tangens des Richtungswinkels von selbst geringer bewichtet. Statt mit der Summe kann man die Kombination aber ebenso gut auch mit der Differenz der entsprechenden Koeffizienten für Real- und Imaginärpfeil bilden:

$$\operatorname{tg} \alpha_{\text{K}-}^w = \frac{(A_1 - A_2) - (B_1 - B_2)}{(C_2 - C_1) - (D_2 - D_1)}$$

Obwohl von unterschiedlichem Betrage, sind beide kombinierten Wiese-Pfeile insofern äquivalent, als sie bei einer Umkehr des Vorzeichens der Phasendifferenz $\psi_0 - \psi_V$ für beide Störungen wechselseitig ineinander übergehen.

Allerdings kommt es auch hier wieder zu einem Versagen von jeweils einem der beiden kombinierten Pfeile unter einer bestimmten Phasenbedingung, nämlich für $\psi_0 = \psi_V \pm 45^\circ$. Letztlich dürften damit für die Praxis alle Wieseschen I.P. gleichwertig sein, zumal wenn zur Ausgleichung eine größere Anzahl verschiedener Störungen ohne bevorzugtes Phasenverhalten herangezogen wird.

Das Richtungsverhalten der Schmuckerschen Induktionspfeile folgt unmittelbar aus den Ergebnissen für die Wieseschen I.P.:

$$\operatorname{tg} \alpha_{Re}^s = \frac{C_{EU}^s}{C_{NU}^s} = \frac{(A_1 - A_2) + (B_1 - B_2) \frac{A_1 D_2 + C_2 B_1 - A_2 D_1 - C_1 B_2}{A_1 C_2 - B_1 D_2 - A_2 C_1 + B_2 D_1}}{(C_2 - C_1) + (D_2 - D_1) \frac{A_1 D_2 + C_2 B_1 - A_2 D_1 - C_1 B_2}{A_1 C_2 - B_1 D_2 - A_2 C_1 + B_2 D_1}}$$

„Schmuckerscher Realpfeil“

$$\operatorname{tg} \alpha_{Im}^s = \frac{C_{EV}^s}{C_{NV}^s} = \frac{(B_1 - B_2) - (A_1 - A_2) \frac{A_1 D_2 + C_2 B_1 - A_2 D_1 - C_1 B_2}{A_1 C_2 - B_1 D_2 - A_2 C_1 + B_2 D_1}}{(D_2 - D_1) - (C_2 - C_1) \frac{A_1 D_2 + C_2 B_1 - A_2 D_1 - C_1 B_2}{A_1 C_2 - B_1 D_2 - A_2 C_1 + B_2 D_1}}$$

„Schmuckerscher Imaginärpfeil“

Schreibt man zur Abkürzung

$$\frac{A_1 D_2 + C_2 B_1 - A_2 D_1 - C_1 B_2}{A_1 C_2 - B_1 D_2 - A_2 C_1 + B_2 D_1} = G$$

so nimmt der Tangens des Richtungswinkels eine Form an, die derjenigen beim kombinierten Wiese-Pfeil gleicht, wobei lediglich der konstante Faktor G als Gewichtsfunktion zum jeweils ersten oder zweiten Term in Zähler und Nenner hinzutritt:

$$\operatorname{tg} \alpha_{Re}^s = \frac{(A_1 - A_2) + (B_1 - B_2) G}{(C_2 - C_1) + (D_2 - D_1) G}$$

$$\operatorname{tg} \alpha_{Im}^s = \frac{(A_1 - A_2) G - (B_1 - B_2)}{(C_2 - C_1) G - (D_2 - D_1)}$$

Daraus ist ersichtlich, daß für eine zweidimensionale Leitfähigkeitsanomalie auch die Schmuckerschen I.P. in die Richtung senkrecht zum Streichen zeigen. (Die Beträge sämtlicher Pfeile sind natürlich weiterhin unterschiedlich). Aber auch hier gibt es wieder ein Versagen von jeweils einem der beiden Schmucker-Pfeile bei einer bestimmten Phasenbedingung der beiden auszuwertenden Störungen, die aber jetzt von der Gewichtsfunktion G abhängt.

Die Gewichtsfunktion selbst hat die explizite Form

$$G = \frac{(H_N^0)_1 (H_E^0)_2 \sin [(\psi_N)_1 + (\psi_E)_2 - 2\psi_V] - (H_N^0)_2 (H_E^0)_1 \sin [(\psi_N)_2 + (\psi_E)_1 - 2\psi_V]}{(H_N^0)_1 (H_E^0)_2 \cos [(\psi_N)_1 + (\psi_E)_2 - 2\psi_V] - (H_N^0)_2 (H_E^0)_1 \cos [(\psi_N)_2 + (\psi_E)_1 - 2\psi_V]}$$

Spezialfälle sind:

a) $G = 1$ für $(\psi_N)_1 + (\psi_E)_2 = (\psi_N)_2 + (\psi_E)_1 = 45^\circ$ und $\left(\frac{H_E^0}{H_N^0}\right)_1 \neq \left(\frac{H_E^0}{H_N^0}\right)_2$.

Die Richtungen der Schmuckerschen I.P. stimmen dann ganz allgemein, also auch bei beliebiger Leitfähigkeitsverteilung, mit denen der kombinierten Wiese-Pfeile überein.

b) $G = 0$ für $\left(\frac{H_E^0}{H_N^0}\right)_1 / \left(\frac{H_E^0}{H_N^0}\right)_2 = \frac{\sin [(\psi_N)_1 + (\psi_E)_2 - 2\psi_V]}{\sin [(\psi_N)_2 + (\psi_E)_1 - 2\psi_V]} \neq 1$.

Die Richtungen der Schmuckerschen I.P. stimmen dann bei beliebiger Leitfähigkeitsverteilung mit denen der beiden Wieseschen I.P. überein.

Obwohl demnach das Schmuckersche Verfahren letztlich keine ersichtlichen prinzipiellen Vorteile gegenüber dem Wieseschen Verfahren bietet, haben sich die Schmuckerschen I.P. nach langer Diskussion nun doch als brauchbar herausgestellt; ja erst jetzt als brauchbar herausgestellt. Denn ohne eine sorgfältige Unterscheidung der verschiedenartigen linearen Beziehungen auch im Komplexen - nämlich der Untiedt-Beziehung zwischen den Variationskomponenten und der Wiese- oder der Schmucker-Beziehung zwischen komplexen Komponenten-Tripeln aus verschiedenen Störungen - geht es nicht. Aus dem alleinigen Vorliegen einer linearen Beziehung läßt sich die Brauchbarkeit des Verfahrens nicht folgern; denn nicht alle Verfahren, die von einer linearen Beziehung ausgehen, sind gleichermaßen brauchbar (s. Anhang).

Die nicht genügende Unterscheidung zwischen den verschiedenartigen linearen Beziehungen ist die Ursache einer jahrelangen Verwirrung gewesen. Wer da sagt: "Induktionspfeile sollen einen linearen Zusammenhang zwischen anomalen Z-Variationen und Variationen der Horizontalkomponenten H und D graphisch darstellen" [2], der spricht vom einen, meint das andere und tut das dritte. Wichtigstes Fazit der vorliegenden Ausführungen ist die Forderung, sorgsam zu unterscheiden zwischen Übertragungsfunktionen, Wiese-Koeffizienten und Schmucker-Koeffizienten in einer linearen Beziehung zwischen Komponenten erdmagnetischer Störungen.

BENE DOCET, QUI BENE DISTINGUIT.

Anhang: Linearer Zusammenhang zwischen anomalen Z-Variationen und Variationen der Horizontalkomponenten in zwei Spezialfällen

(Das Koordinatensystem ist gegenüber dem im vorangegangenen geändert; z-Achse jetzt positiv nach unten).

1. Schritt:

(modell-spezifisch)

Nur die transversale Horizontalkomponente ist für H_z bestimmend.

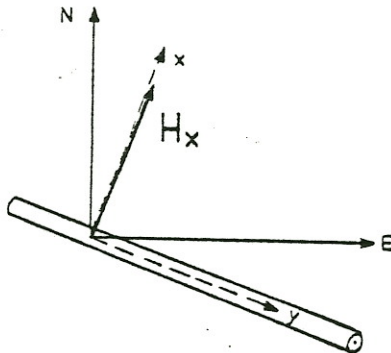
2. Schritt:

(Beide Schritte sind voneinander unabhängig).

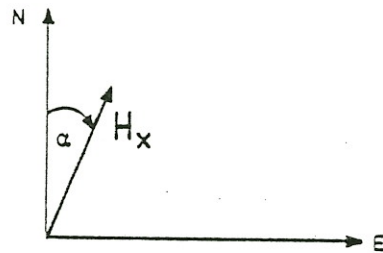
Eineindeutige Zerlegung des tatsächlichen Horizontalfeldes in Nord (N)- und Ost (E)-Komponenten; d.h. das tatsächliche Horizontalfeld wird ausgedrückt durch N- und E-Komponenten, die zusammengesetzt wieder das Horizontalfeld ergeben. Die eineindeutige Beziehung (Identität) ist nicht modell-spezifisch, sondern hängt vom jeweiligen Horizontalfeld ab.

Fall I :

Linear polarisiertes Horizontalfeld H_x transversal zur Streichrichtung einer 2D-Anomalie (z.B. Zylinder):



$$H_z = a_z \cdot H_x$$



$$H_x \equiv H_N \cos \alpha + H_E \sin \alpha$$

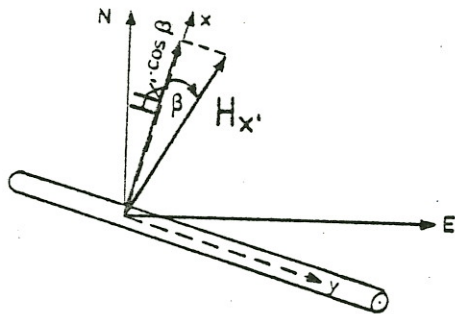
1. Schritt + 2. Schritt :

$$H_z = \underbrace{a_z \cos \alpha}_{C_N} \cdot H_N + \underbrace{a_z \sin \alpha}_{C_E} \cdot H_E$$

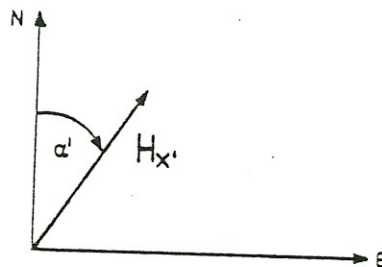
mit $\frac{C_E}{C_N} = \tan \alpha$

Fall II:

Linear polarisiertes Horizontalfeld $H_{x'}$ schräg zur Streichrichtung einer 2D-Anomalie:



$$H_z = a_z \cdot H_{x'} \cos \beta$$



$$H_{x'} \equiv H_N \cos \alpha' + H_E \sin \alpha'$$

$$(\alpha' = \alpha + \beta)$$

1. Schritt + 2. Schritt:

$$H_z = \underbrace{a_z \cos \beta \cos \alpha'}_{c_N} \cdot H_N + \underbrace{a_z \cos \beta \sin \alpha'}_{c_E} \cdot H_E$$

mit $\frac{c_E}{c_N} = \tan \alpha'$

Der Formalismus im Fall I entspricht der üblichen Herleitung eines linearen Zusammenhanges zwischen anomalen Z-Variationen und Variationen der Horizontalkomponenten bei einer zweidimensionalen Leitfähigkeitsanomalie. Fall II ist ein einfaches Gegenbeispiel gegen die allgemeine Verwendbarkeit der so definierten Koeffizienten bzw. des entsprechenden I.P. für die Erkundung der Streichrichtung. Die Ursache des Versagens liegt darin begründet, daß diese Definition sich auf den Zusammenhang zwischen zeitlich parallel verlaufenden Variationskomponenten bezieht und demzufolge den vektographischen I.P. betrifft, dessen mangelnde Aussagekraft allgemein bekannt ist.

Literatur:

- [1] MEYER, J.: Über die Richtungsveränderlichkeit des geomagnetischen Induktionspfeiles bei endlicher Leitfähigkeit. Z. Geophys., 34, 195-221, 1968.
- [2] SCHMUCKER, U.: Diskussionsbeitrag zu "Über die Unterschiede zwischen verschiedenen Definitionen der Induktionspfeile". Protokoll, Kolloquium Elektromagnetische Tiefenforschung, Berlin-Lichtenrade, 317-320, 1980.

M. MANKO, E. HINZE, G. WILL

Die elektrische Leitfähigkeit von Olivinen des oberen Erdmantels

Die Ermittlung einer genauen Temperaturverteilung in der Erde ist bis heute nicht gelungen. Man kann aber aus den zahlreichen vulkanischen Aktivitäten und aus den Daten von Wärmeflußmessungen auf einen steilen Temperaturgradienten bis in 100 km Erdtiefe schließen. Die meisten aus der Literatur bekannten Geothermen (vergl. Zusammenstellungen in WYLLIE (1971) und ANDERSON (1981)) zeigen Gradienten von maximal 30 °C/km im Krustenbereich und minimal 5 °C/km in 100 km Erdtiefe, d.h. für diesen Tiefenbereich schwanken die Temperaturangaben zwischen 800 °C und 1400 °C.

Da gesteinsbildende Minerale bei höheren Temperaturen Halbleitereigenschaften besitzen, sollte der bis in den obersten Erdmantel reichende starke Temperaturanstieg ein ebenso starkes Abfallen des elektrischen Widerstands bewirken. Bisherige elektromagnetische Tiefensondierungen, bei denen sowohl Dst- und Sq-Variationen (SCHMUCKER, 1979) als auch kürzere Perioden des erdmagnetischen Feldes (JONES, 1982) analysiert wurden, können jedoch Widerstand-Tiefen-Profile nur in Form von Schichtmodellen liefern, die den steilen Temperaturgradienten nicht direkt widerspiegeln. Nimmt man jedoch Labormessungen der elektrischen Leitfähigkeit an Mineralen oder Gesteinen aus dem obersten Erdmantel unter in-situ-Bedingungen hinzu, so können diese Experimente Stützpunkte für ein verfeinertes Widerstand-Tiefen-Profil erbringen, das seinerseits in einer Art Iteration die Grundlage für ein genaueres Temperatur-Tiefen-Profil bildet.

Als stabile Paragenesen für Tiefen bis 100 km treten Spinell-Peridotite auf (eine durch Olivine, Pyroxene und Spinelle charakterisierte Fazies), wie sie als sog. Olivinknollen vom Dreiser Weiher (Eifel) her bekannt sind. Derartige Auswürflinge werden also als Mantelprodukte angesehen und dienen daher als Untersuchungsmaterial für unsere Leitfähigkeitsmessungen. Die in einer nach FRECHEN (1963) mit Ib benannten Ausscheidungsreihe sortierten Olivinknollen stellen Spinell-Lherzolite, Harzburgite oder Dunite dar und weisen demzufolge große Unterschiede im Chemismus auf. Aus diesem Grund ist eine eingehende Charakterisierung des verwendeten Materials erforderlich.

JAGOUTZ et.al. (1979) haben für Peridotite zahlreicher Lokalitäten und für Meteorite unterschiedlicher Arten Trendanalysen durchge-

führt, indem sie die Verhältnisse Mg/Si gegen die Al/Si-Verhältnisse abgetragen haben. Die Autoren erhielten zwei sich schneidende Geraden (Abb.1), die die Unterschiede zwischen geochemischen und kosmochemischen Fraktionierungsprozessen wiedergeben. In der Nähe des Schnittpunktes liegen die entsprechenden Wertepaare des von RINGWOOD (1979) postulierten Mantelgesteins Pyrolit und die der kohligen Chondrite, die als chemisches Erdmantelmodell verwendet werden. Man kann deshalb annehmen, daß Peridotite, die in ihren Mg- und Al-Anteilen dem Schnittpunkt in Abb.1 nahekommen, zu den primitiven Mantelgesteinen zählen.

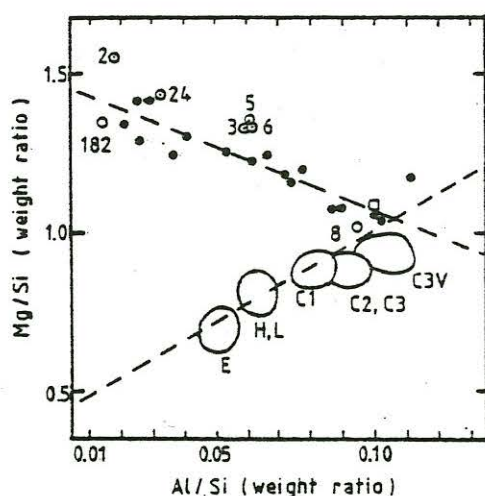


Abb.1: Verteilungstrends von Al und Mg in Mantelgesteinen und Meteoriten (JAGOUTZ et al., 1979)

- Peridotite
- Peridotite (Dreiser Weiher(Eifel), Reihe Ib)
- Pyrolit
- E, H, L, C1, C2, C3, C3V: Chondrite

Aus Bauschanalysen für die Olivinknollen Nr. 2,3,4,5 und 24 der Reihe Ib, aus SACHTLEBEN et al. (1981) und aus Elektronenstrahl-Mikroanalysen in Verbindung mit Modalbestandsbestimmungen für die Peridotite Nr.8 und 182, die von uns durchgeführt wurden (Tab.1), haben wir die Mg/Si- und die Al/Si-Verhältnisse berechnet und in Abb. 1 eingetragen. Danach dürfte die Knolle Nr. 182 einen

	Klinopyroxen		Orthopyroxen		Spinell		Olivin	
	Ib/8	Ib/182	Ib/8	Ib/182	Ib/8	Ib/182	Ib/8	Ib/182
SiO ₂	50,81	52,04	53,87	55,13	0,13	0,09	40,90	40,94
Al ₂ O ₃	8,00	2,84	6,51	2,94	57,21	26,05	0,00	0,03
TiO ₂	0,58	0,01	0,21	0,03	0,28	0,09	0,00	0,01
Cr ₂ O ₃	0,74	0,92	0,50	0,82	9,10	40,46	0,00	0,06
NiO ^x	0,07	-----	-----	-----	-----	-----	0,25	-----
FeO ^{xx}	3,91	2,93	6,39	5,60	8,80	10,47	9,91	8,86
Fe ₂ O ₃	-----	-----	-----	-----	3,43	6,34	-----	-----
MnO	0,11	0,09	0,23	0,14	0,10	0,23	0,13	0,10
MgO	16,11	18,52	31,42	33,90	21,18	16,72	48,90	49,73
CaO	17,32	21,85	1,31	1,38	0,02	0,01	0,14	0,12
Na ₂ O	1,64	0,03	0,21	0,00	0,01	0,00	0,03	0,00
K ₂ O	0,00	0,00	0,00	0,03	0,00	0,00	0,00	0,01
Total	99,29	99,23	100,63	99,97	100,24	100,46	100,26	99,86

stark fraktionierten und die Knolle Nr. 8 einen primitiven Spinell-Peridotit enthalten.

Tab.1: Mikrosondenanalysen der Mineralkomponenten für die Peridotite Ib/8 und Ib/182

x NiO aus Literaturdaten
xx außer bei Spinell, Gesamt-Fe als FeO gerechnet

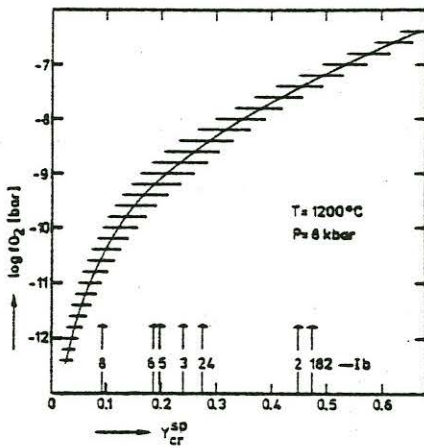
Unsere weiteren Untersuchungen konzentrierten sich auf diese beiden Ultramafite.

Die Variation im Chemismus der Peridotite innerhalb der Reihe Ib sollte sich durch unterschiedliche Bildungsbedingungen erklären lassen. Auf der Basis der Elektronenstrahl-Mikroanalysen wurden mit den Methoden der Geobarometrie und Geothermometrie die Bildungsdrucke p (kbar) und die Bildungstemperaturen T ($^{\circ}\text{C}$) errechnet. In Tabelle 2 sind die nach einem Enstatit-Thermobarometer von MERCIER (1980) berechneten Bildungsbedingungen aufgelistet, das den Pyroxensolvus (Diopsid-Enstatit) und den Al_2O_3 -Gehalt im Orthopyroxen zur p - und T -Abschätzung verwendet. Im Rahmen der üblichen Fehler in den Analysen und der Unsicherheiten der Methode zeigt sich, daß die so ermittelten Gleichgewichtsdrucke und -temperaturen bei allen Peridotiten der Reihe Ib gleiche Werte besitzen ($p=20$ kbar, $T=1170$ $^{\circ}\text{C}$). Damit wird angedeutet, daß die Gesteinsreihe nicht allein durch p und T bestimmt ist, sondern durch mindestens einen weiteren thermodynamischen Parameter determiniert wird.

Tab.2: Thermobarometrische Daten der Dreiser-Weiher-Peridotite der Reihe Ib, berechnet aus Analysendaten der Tab.1 (Ib/8,182) und den Analysen von SACHTLEBEN et al. (1981) mit Hilfe des Pyroxen-Thermobarometers von MERCIER (1980).

Nr.	182	2	24	3	5	6	8
$T(^{\circ}\text{C})$	1164	1169	1193	1175	1151	1176	1165
p (kbar)	18,5	21,1	19,9	21,4	20,8	23,0	19,8

Die stark differierenden Chromgehalte der Spinelle der betrachteten Reihe sind ein Indiz dafür, daß die Sauerstoffugazität eine wichtige Kontrolle bei der Ausbildung des Modalbestands der Spinell-Lherzolite vom Dreiser Weiher ausgeübt haben kann. Eine entsprechende quantitative Beziehung zwischen $\log f\text{O}_2$ und den Cr-Anteilen $Y_{\text{Cr}}^{\text{SP}}$ im Spinell haben RIVALENTI et al. (1981) für Peridotite der italienischen Westalpen (Ivrea-Verbano) ermittelt (Abb.2). Hierbei ist $Y_{\text{Cr}}^{\text{SP}} = X_{\text{Cr}} / \sum X_i^{3+}$ (mit X_i = Molanteil der Kationen i) gesetzt. Die gefundenen Wertepaare für $T = 1200$ $^{\circ}\text{C}$ streuen über den gestreiften Bereich der Abb. 2. In dieses Diagramm haben wir die Cr-Gehalte der Spinelle aus den verschiedenen Dreiser-Weiher-Peridotiten der Reihe Ib eingetragen. Danach liegt der intrinsische $f\text{O}_2$ -Wert der Knolle Ib/8, die als primitiver Mantelperidotit angesehen wird, mit $\log f\text{O}_2 = -11$ bis -10 ($f\text{O}_2$ in bar) am niedrigsten, während die Knolle Ib/182 mit $\log f\text{O}_2 = -7,8$ bis $-7,6$ am höchsten



liegt. Ein Einfluß der Sauerstoffugazität auf die chemischen Gleichgewichte im Spinell-Peridotit vom Dreiser Weiher scheint also tatsächlich vorhanden gewesen zu sein.

Abb.2: Cr-Gehalte in Spinellen ultramafischer Gesteine als Funktion der Gleichgewichtsfugazität (fO_2) (RIVALENTI et al. 1981)

Die Abhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit Fe-haltiger Olivine vom Sauerstoffpartialdruck, wie sie von CEMIČ et al. (1980) nachgewiesen wurde, eröffnet nun die Möglichkeit, aus Leitfähigkeitsmessungen an diesen Mineralen den Gleichgewichtspartialdruck vom Sauerstoff eines umgebenden Materials zu bestimmen, sodaß die obige Vermutung überprüft werden kann. Für die Bestimmung der intrinsischen fO_2 der Knollen Ib/8 und Ib/182 ließen wir gemäß der von CEMIČ et al. (1978) beschriebenen Methode in einer Piston-Zylinder-Apparatur verschiedene Festkörperpuffer und die natürlichen Paragenesen auf die Olivinproben der jeweiligen Knollen einwirken, wobei die Leitfähigkeitsmessungen bei konstantem Druck ($p = 10 \text{ kbar}$) in Abhängigkeit von der Temperatur erfolgten.

Die Meßergebnisse zur elektrischen Leitfähigkeit der natürlichen Olivine der Knolle Ib/8 zeigt Abb. 3 (IW= Eisen, Wüstit; WM= Wüstit, Magnetit; FQM= Fayalit, Quarz, Magnetit und NNO= Nickel, Nickeloxid). Die durchgezogene Linie stellt das Ergebnis der Leitfähigkeitsmessung im Gleichgewicht mit der Paragenese dar. Mit Hilfe bekannter $fO_2(T)$ -Beziehungen von Festkörperpuffern (z.B. EUGSTER et al. (1962), WONES et al. (1969) oder HÜBNER et al. (1970)) können für feste Temperaturen aus dieser Abbildung $\log \sigma$ vs. $\log fO_2$ -Diagramme gezeichnet werden, von denen Abb. 4 als Beispiel diene. Der Pfeil markiert den im Gleichgewicht mit der natürlichen Paragenese erhaltenen Leitfähigkeitswert. Der zugehörige Abszissenwert liefert dann die entsprechende intrinsische fO_2 . Aus solchen Darstellungen läßt sich für die Paragenese des Mantelperidotits Ib/8 die Beziehung ableiten:

$\log fO_2 = 7,63 - 27149/T$ ($p = 10$ kbar, T in K, fO_2 in bar)
 Danach liegt für $T = 1200$ °C die intrinsische fO_2 mit $\log fO_2 = -10,8$ innerhalb des in Abb.2 nach RIVALENTI et al. (1981) erhaltenen Bereichs.

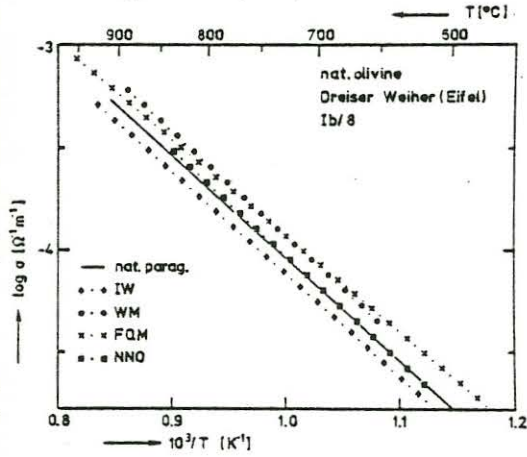


Abb.3: Die elektr. Leitfähigkeit von Olivinen der Paragenese Ib/8 als Funktion von fO_2 und T ; $p = 10$ kbar

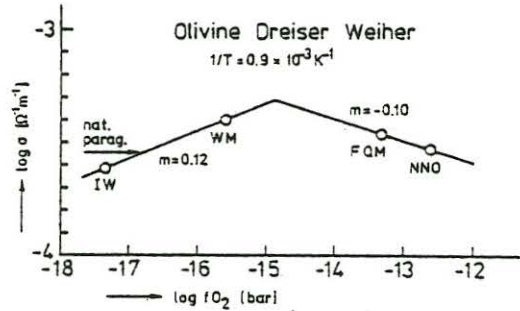


Abb.4: Die elektr. Leitfähigkeit von Olivinen der Paragenese Ib/8 als Funktion von fO_2 $p = 10$ kbar, $T = 838$ °C, $m =$ Steigung der linearisierten $\sigma(fO_2)$ -Funktion

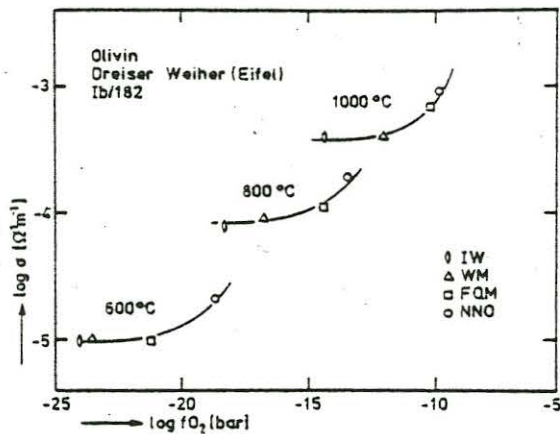


Abb.5: Die elektr. Leitfähigkeit von Olivinen der Paragenese Ib/182 als Funktion von fO_2 ; $p = 10$ kbar.

Die Abhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit des Olivins der Knolle Ib/182 vom Sauerstoffpartialdruck zeigt Abb.5 für 600, 800 und 1000 °C. Danach erhöht sich die elektrische Leitfähigkeit erst bei stärker oxidierenden Festkörpermischungen, wie FQM und NNO merklich. Eine eindeutige Bestimmung der Gleichgewichtssauerstoff-fugazität der Paragenese ist hier somit nur möglich, wenn ihre fO_2 -Werte höher liegen als die vom FQM-Puffer aufgeprägten Partialdrucke. Aufgrund des hohen Cr-Gehaltes im Spinell dieser Paragenese kann dies erwartet werden. Da unter den Knollen der Reihe Ib vom Dreiser Weiher die Knolle Ib/8 als primitives Mantelgestein

angesehen werden kann, sollten die Messungen der elektrischen Leitfähigkeit an den Olivinen dieser Knolle je nach Voraussetzung Aussagen über die wahrscheinlichsten Temperaturen bzw. Widerstände im oberen Erdmantel ermöglichen:

1) Bei einem für Tiefen bis 400 km abgeleiteten Widerstand von 60 Ohmm (SCHMUCKER, 1979) ergeben sich aus Abb. 3 nach Extrapolation zu den entsprechenden niedrigeren Widerständen, Temperaturen um 1509°C , die für die betrachtete trockene Paragenese nahe dem Solidus liegen. Bei Werten von 70 Ohmm bis 95 Ohmm, wie sie für Tiefen bis 150 km von JONES, (1982) berechnet wurden, erhält man Temperaturen von 1467 bis 1390°C .

2) Setzt man andererseits voraus, daß die Knolle Ib/8 unter den Gleichgewichtsbedingungen stand, wie sie sich aus den geobarometrischen und geothermometrischen Untersuchungen ergeben ($T = 1170^{\circ}\text{C}$ und $p = 20\text{kbar}$), so ist in der Tiefe von ungefähr 60 - 80 km mit einem Widerstand von 270 Ohmm zu rechnen.

Die an Olivinen gemessenen Leitwerte unterscheiden sich nicht sehr von Ergebnissen aus Messungen an der gesamten Paragenese des Ib/8 Peridotits. Aus einer bei $T = 1135^{\circ}\text{C}$, $p = 20\text{kbar}$ und bei einer $f\text{O}_2$ der Paragenese durchgeführten Leitfähigkeitsmessung erhielten wir 186 Ohmm. Diese Differenzen in den Widerstandswerten liegen innerhalb der üblichen Fehlerbalken.

Die aus dem Widerstand-Tiefen-Profil von SCHMUCKER (1979) abgeleiteten Temperaturen erscheinen im Vergleich zu bisherigen Daten sehr hoch (vergl. WYLLIE, 1971 und ANDERSON, 1981). Da die Temperaturen aber auf einen bei SCHMUCKER (1979) über 400 km gemittelten Widerstand beruhen, bei dem die in Tiefen von mehr als 100 km weiter ansteigende Temperatur wie auch die in 100 bis 200 km Tiefe auftretende Zone partieller Schmelzen (low-velocity-layer) mit starkem Leitfähigkeitsanstieg eingehen, muß für den obersten Erdmantel (Tiefe $\leq 100\text{ km}$) ein Widerstand angenommen werden, der sicher über 100 Ohmm liegt und somit tieferen Temperaturen entspricht. Inzwischen zeigen die genaueren Profile von JONES (1982) diese Tendenz zu höheren Widerständen an.

Ein weiteres Problem bei der Ableitung von Temperaturen für den oberen Erdmantel aus Daten elektromagnetischer Tiefensondierungen ist die weltweit festgestellte laterale Inhomogenität der Widerstandsprofile bis in große Tiefen. Für die Temperaturbestimmung aus unseren Leitfähigkeitsmessungen an Dreiser-Weiher-Olivinen wäre die

Kenntnis eines Widerstand-Tiefen-Profiles für diese Lokalität wünschenswert. Die von JÖDICKE (1980) durchgeführten magnetotellurischen Untersuchungen in einer SW-NO-Auslage der östlichen Eifel liegen zwar in der Nähe des Dreiser Weihers, liefern aber wegen der geringen Eindringtiefe des erfassten Periodenbereichs (bis 3000 s) für Tiefen größer als 50 km relativ unsichere Werte, die lateral entlang der Auslage zwischen 1000 Ohmm und 70 Ohmm schwanken.

Gelingt es nun, die genauen Bildungsbedingungen, wie Druck, Temperatur und Sauerstoffpartialdruck, einer Mantelperidotitknolle zu ermitteln, so kann eine an ihr unter diesen Bedingungen durchgeführte Leitfähigkeitsmessung den genauen Widerstand in der ermittelten Tiefe fixieren. Bei unseren obigen Abschätzungen der elektrischen Widerstände sind wir noch von den geobarometrisch und geothermometrisch bestimmten p,T-Bedingungen ausgegangen, bei denen der Einfluß der Sauerstoffugazität unberücksichtigt blieb. Erst eine neue Eichung der Geobaro- und Geothermometer unter Kontrolle des Sauerstoffpartialdrucks wird die Berechnung der wahren Bildungsbedingungen ermöglichen. Die entsprechenden Versuche an der natürlichen Paragenese des Ib/8-Peridotits vom Dreiser Weiher sind in Angriff genommen worden.

Literatur:

- ANDERSON, O.L.: A decade of progress in earth's internal properties and processes, *Science* 213, 76-82, 1981
- CEMIĆ, L.; HINZE, E.; WILL, G.: Messungen der elektrischen Leitfähigkeit bei kontrollierten Sauerstoffaktivitäten in Druckapparaturen mit festen Druckübertragungsmedien, *High-Temp.-High Press.* 10 469-472, 1978
- CEMIĆ, L.; WILL, G.; HINZE, E.: Electrical conductivity measurements on olivines Mg_2SiO_4 - Fe_2SiO_4 under defined thermodynamical conditions, *Phys. Chem. Minerals*, 6, 95-101, 1980
- EUGSTER, N.P.; WONES, D.R.: Stability of the ferrogenous biotite, annite, *J. Petrol.* 3, 82-125, 1962
- FRECHEN, J.: Kristallisation, Mineralbestand, Mineralchemismus und Förderfolge der Mafitite vom Dreiser Weiher in der Eifel, *N. Jb. Miner. Mh.* 9/10, 205-225, 1963
- HUEBNER, J.S.; SATO, M.: The oxygen fugacity-temperature relationships of manganese and nickel oxide buffers., *Amer. Mineral.* 55, 934-952, 1970

- JAGOUTZ, E.; PALME, H.; BADDENHAUSEN, H.; BLUM, K.; CENDALES, M.; DREIBUS, G.; SPETTEL, B.; LORENZ, V.; WÄNKE, J.: The abundances of major, minor and trace elements in the earth's mantle as derived from primitive ultramafic nodules, Proc. 10th Lunar. Planet. Sci. Conf., 2031-2050, 1979
- JÖDICKE, H.: Magnetotellurik - Ergebnisse im Rheinischen Schiefergebirge, Protokoll "Elektromagnetische Tiefenforschung", 323-328, 1980
- JONES, A.G.: On the electrical crust-mantle structure in Fennoscandia: no Moho, and the asthenosphere revealed?, Geophys. J. R. astr. Soc. 371-388, 1982
- MERCIER, J.-Cl.: Single-pyroxene thermobarometry, Tectonophysics 70, 1-37, 1980
- RINGWOOD, A. E.: Composition and origin of the earth. In: The Earth Its origin, structure and evolution; Herausg. M. W. McElhinny, Academic Press, 1-58, 1979
- RIVALENTI, G.; GARUTI, G.; ROSSI, A.; SIENA, F.; SINIGOI, S.: Chromian spinel in the Ivrea-Verbano layered igneous complex, Western Alps, Italy, Tschermaks Min. Petr. Mitt. 29, 33-53, 1981
- SACHTLEBEN, Th.; SECK, H.A.: Chemical control of Al-solubility in orthopyroxene and its implications on pyroxene geothermometry, Contrib. Miner. Petrol. 78, 157-165, 1981
- SCHMUCKER, U.: Erdmagnetische Variationen und die elektrische Leitfähigkeit in tieferen Schichten der Erde, Sitzungsber. u. Mitt. d. Braunschw. Wiss. Ges., Herausg. Olsen, K.H., Sonderh. 4, Beitr. z. Geowiss., 45-102, 1979
- WONES, D.R.; GILBERT, M.C.: The fayalite-magnetite-quartz-assembly between 600 °C and 800 °C, Am. J. Sci. 267-A, 480-488, 1969
- WYLLIE, P.J.: The Dynamic Earth: Textbook in Geosciences, John Wiley & Sons. Inc. , 1971

E. STEVELING

"Analoge Aufzeichnung langperiodischer Tellurik-Signale mit Rustrak-Recordern"

Mit dem neuen Meßsystem können langperiodische tellurische Signale verstärkt und analog aufgezeichnet werden. Die elektrischen Komponenten sind in 19 Zoll-Einschubtechnik auf Europakarten (100x160mm) aufgebaut. Eine Einheit besteht aus Rustrak-Recorder, Rustrak-Steuerkarte, Quarzuhr, EW- und NS-Tellurikverstärker und Stromversorgung (Abb.1).

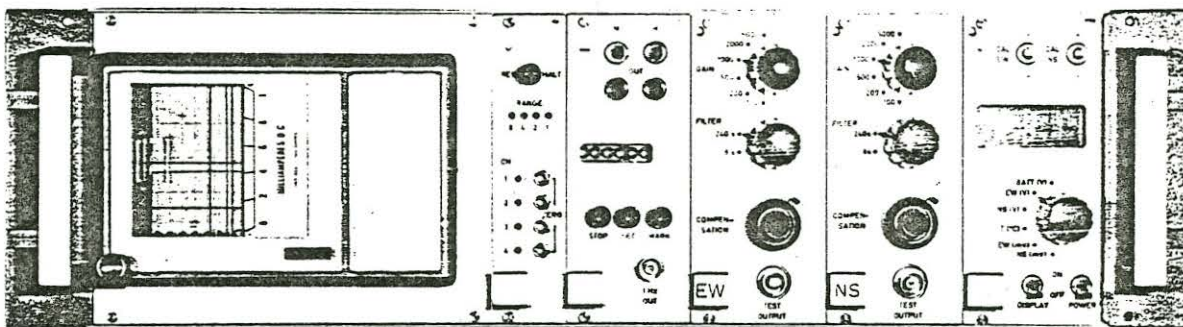


Abb.1: Frontansicht der Tellurik-Aufzeichnungseinheit. Von links nach rechts: Rustrak-Recorder, Rustrak-Steuerkarte, Quarzuhr, EW- und NS-Verstärker, Stromversorgung

Die Stromversorgung wird an eine externe 12V-Batterie angeschlossen. Die Stromaufnahme beträgt im Normalbetrieb 230 mA, bei eingeschaltetem Display 400 mA. Neben einem DC/DC-Converter, der aus der Batteriespannung geregelte $\pm 1.2V$ erzeugt, enthält die Stromversorgungseinheit ein Voltmeter mit 3 1/2-stelliger LCD-Anzeige, ein elektronisches Thermometer und eine Kalibrierungsmöglichkeit für die Tellurikverstärker. Mit dem Voltmeter können die Batteriespannung, die Ausgangssignale der beiden Tellurikverstärker, die Temperatur in Grad Celsius und die Differenzspannungen der beiden Tellurik-Sondenstrecken gemessen werden. Mit dem Thermometer ist es möglich, die Temperatur im Einschubsystem kontinuierlich aufzuzeichnen. Seine Empfindlichkeit beträgt 100 mV/K. Die Funktionsfähigkeit der Tellurik-Verstärker kann getrennt durch Einspeisung einer Kalibrierungsspannung von $\pm 1mV$ (intern umschaltbar auf $\pm 4mV$) überprüft werden. Abb.2 ist ein Blockschaltbild der gesamten Einheit.

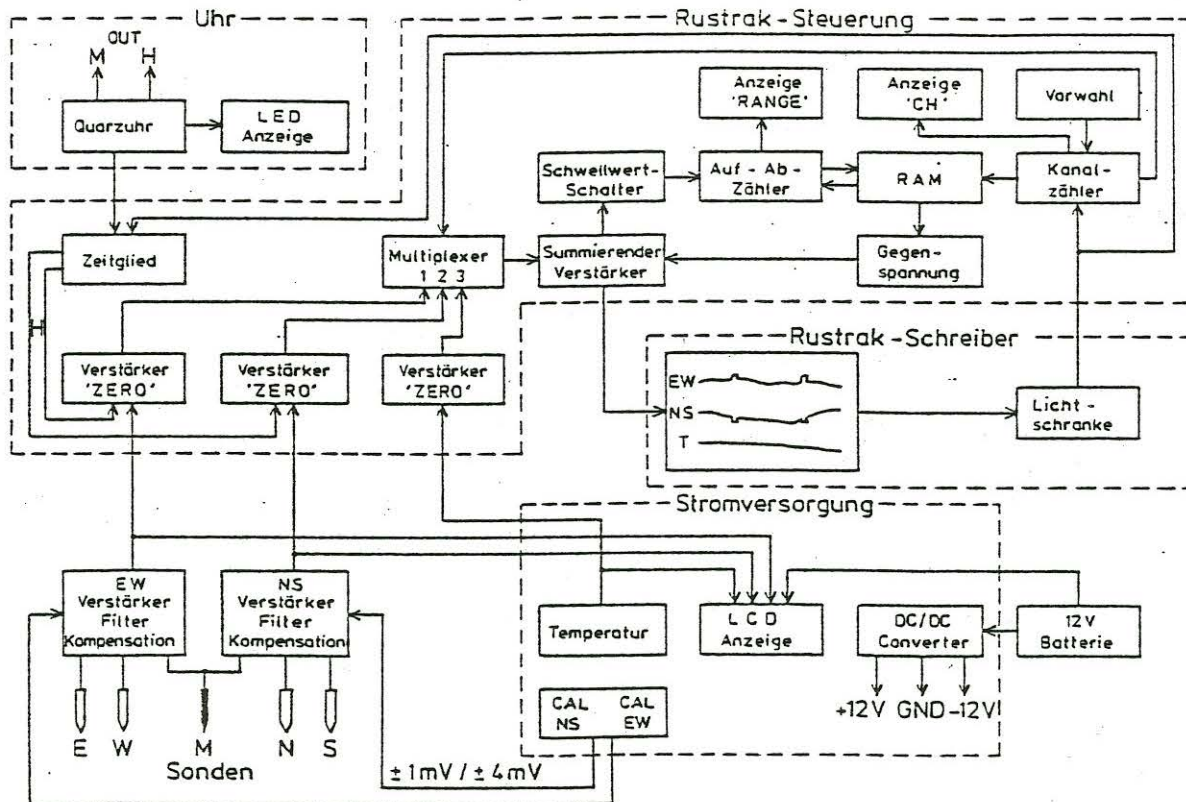


Abb.2: Blockschaltbild der Tellurik-Aufzeichnungseinheit

Bei den Tellurik-Verstärkern handelt es sich um eine modifizierte Version der von RAACKOW (1976) angegebenen Schaltung. Weggefallen ist der Hochpaß, und die neue Kompensation kommt ohne zusätzliche Kompensationsbatterie aus. Der Verstärkungsfaktor kann in 6 Stufen zwischen 100 und 5000 gewählt werden. Da mit dem hier beschriebenen System nur lange Perioden aufgezeichnet werden sollen, wird der umschaltbare Tiefpaß auf die Abschneideperiode 240s eingestellt. Die benutzten Tellurik-Sonden sind vom Typ HEMPFLING (1977).

Als Registriereinheit dient ein Rustrak-Recorder (Typ 2114/DIN der Rustrak Instrument Division, Gulton Industries). Der Recorder ist ein Punktschreiber, bei dem mit Hilfe eines Fallbügels der Zeiger des Meßwerks im 4s-Takt auf druckempfindliches Papier geschlagen wird. Der Antrieb erfolgt über einen drehzahlgeregelten 12V Gleichstrommotor. Bei einem Vorschub von 20 mm/h beträgt die Registrierdauer etwas mehr als 1 Monat. Die nutzbare Schreibbreite ist 59 mm.

Der als Einkanalschreiber gelieferte Recorder wird durch einen Trick zum Mehrkanalschreiber. Dazu wurde im Schreiber eine

Gabellichtschranke so montiert, daß der Lichtweg durch den Fallbügel periodisch unterbrochen wird. Die Lichtschranke triggert einen Kanalzähler, der wiederum einen Multiplexer steuert. Die Anzahl der Kanäle kann mit einem Vorwahlschalter zwischen 1 und 4 variiert werden. Das Umschalten zwischen den Kanälen erfolgt immer genau dann, wenn der Meßwerkzeiger vom Papier abgehoben hat. Die Nummer des jeweils mit dem Schreibermeßwerk verbundenen Kanals wird mit Leuchtdioden 'CH' auf der Frontplatte der Rustraksteuerkarte angezeigt.

Auf der gleichen Frontplatte befinden sich Trimpotentiometer ('ZERO'), mit deren Hilfe die Registrierspuren über die dem Multiplexer vorgeschalteten Verstärker senkrecht zur Schreibrichtung verschoben werden können. Die Verstärker für die Kanäle 1 und 2 werden auch zum Einmischen der Zeitmarken benutzt. Erzeugt werden die Zeitmarken von einer Quarzuhr, welche die Zeit auch digital in Stunden, Minuten und Sekunden anzeigt. Die Ganggenauigkeit der Uhr beträgt etwa ± 1 s/Woche. Um auch externe Geräte, z.B. einen Askania-Variographen, mit Zeitmarken versorgen zu können, liefert die Uhr zusätzliche Minuten- und Stundenkontakte. Von der Stundenmarke wird ein Zeitglied gesteuert, das einen Stundenimpuls der Länge 64s (16xLänge des Schreibtaktes) liefert. Während der Impulsdauer wird die Spur von Kanal 1 nach oben und jene von Kanal 2 nach unten versetzt. Neben der Zeitinformation hat man so auch eine Spurenidentifikation.

Vom Multiplexer gelangen die Signale über den summierenden Verstärker zum Schreiber und werden dort mit einer Empfindlichkeit von 2 V/Schreibbreite aufgezeichnet. Die Größe der Signale wird von einem Schwellwertschalter überwacht. Wenn der untere oder obere Rand des Registrierpapiers erreicht wird, gibt der Schalter einen Impuls ab, der den Stand des nachgeschalteten Binärzählers um 1 erhöht oder erniedrigt. Der neue Stand wird getrennt nach Kanalnummer in einem RAM abgespeichert. Aus der abgespeicherten Binärzahl wird eine Gegenspannung so erzeugt, daß die an den Rand gelaufene Spur um 70% der Schreibbreite zurückgesetzt wird. Zu jeder Seite ist ein 8-maliger Spurversatz möglich, so daß die effektive Schreibbreite $59 \times 16 \times 0.7 \text{ mm} = 661 \text{ mm}$ beträgt. Aufgabe des RAM's ist es, den Wert des jeweiligen Kanals vom vorangegangenen Zyklus zu speichern und damit den Zähler zu

laden, bevor getestet wird, ob der Zählerstand erhöht oder erniedrigt werden muß. Der Zählerstand wird durch Leuchtdioden 'RANGE' angezeigt. Die Grundidee zu dieser automatischen Nullpunktunterdrückung stammt von TRIGG (1970).

Ein erster größerer Einsatz von 3 Geräten dieses Typs wird 1982 im Rahmen des DFG-Projekts 'Vergleichende Langzeitregistrierungen erdmagnetischer und erdelektrischer Variationen im Rheinischen Schiefergebirge zur Sondierung der elektrischen Leitfähigkeit im oberen Erdmantel' erfolgen. Es wird sich dann zeigen, ob die Vorteile eines günstigeren Preises und eine erhoffte höhere Zuverlässigkeit die Nachteile gegenüber einem digital registrierenden Gerät aufwiegen.

Das System kann leicht zum Anschluß an ein EDA-Fluxgatemagnetometer umgerüstet werden. Dazu wird der EW-Verstärker gegen einen 3-kanaligen Tiefpaßfilter-Einschub, der NS-Verstärker gegen eine Fluxgate-Kalibrierungseinheit und die Tellurik-Stromversorgung gegen eine Fluxgate-Stromversorgung ausgetauscht.

Literatur:

Hempfling, R.: Beobachtungen und Auswertung tagesperiodischer Variationen des erdelektrischen Feldes in der Umgebung von Göttingen. Diss. Math.-Nat.-Fak. Univ. Göttingen, 1977.

Raackow, R.: Konstruktion einer Apparatur zur Messung der zeitlichen Variationen des erdelektrischen Feldes und Ergebnisse eines ersten Einsatzes. Diplomarbeit Math.-Nat.-Fak. Univ. Göttingen, 1976.

Trigg, D.F.: An Automatic Zero Suppression Circuit. The Review of Scientific Instruments, Vol.41, No.9, pp.1298-1302, 1970.

E. STEVELING

"Modellrechnungen zur vertikalen Gradientensondierung mit erdmagnetischen Variationen in einer Tiefbohrung"

Im Rahmen des "Kontinentalen Tiefbohrprogramms" soll in der Bundesrepublik eine etwa 10 km tiefe Forschungsbohrung abgeteuft werden. Es ist vorgesehen, in dieser Bohrung ein triaxiales Fluxgate-magnetometer zu versenken und damit die Variationen des erdmagnetischen Feldes zu registrieren. Mit den folgenden Ergebnissen von Modellrechnungen wird gezeigt, unter welchen Voraussetzungen eine Abschwächung des horizontalen Variationsfeldes aufgrund des Skineffektes meßbar ist. Aus der Tiefenabhängigkeit von Amplitude und Phasendrehung der horizontalen Magnetfelder kann die integrierte Leitfähigkeit des Deckgebirges und die vertikale Widerstandsverteilung der tieferen Gesteinsschichten ermittelt werden. Die in der Magnetotellurik übliche Messung des erdelektrischen Feldes an der Erdoberfläche wird so durch Messungen des Vertikalgradienten der horizontalen Schwankungen des erdmagnetischen Feldes in einem Bohrloch ersetzt. Dargestellt wird in den Abbildungen der komplexe Dämpfungsfaktor

$$\delta = \frac{\text{horizontales Magnetfeld übertage}}{\text{horizontales Magnetfeld untertage}}$$

1. Kristalliner Untergrund

Das Modell in Abb.1 soll repräsentativ für einen kristallinen Untergrund mit geringer sedimentärer Bedeckung sein. Der spez. Widerstand der 100 m mächtigen Deckschicht variiert zwischen 0.5 und 1000 Ωm , d.h. die integrierte Leitfähigkeit schwankt von 200 bis 0.1 Siemens. Unter dieser Deckschicht folgen 19.9 km mit 1000 Ωm , 30 km mit 100 Ωm und ein abschließender Halbraum mit 20 Ωm .

Im oberen Teil der Abb.1 wird $\text{Re}(\delta)$ in 0.1 km Tiefe, also direkt unter der Deckschicht, als Funktion der Periode für 11 verschiedene spez. Widerstände der Deckschicht dargestellt. Man kann davon ausgehen, daß eine 5%ige Dämpfung nachzuweisen ist. Diese Grenze ist gestrichelt eingezeichnet. Nur die Kurve für 0.5 Ωm liegt für den gesamten Periodenbereich $1\text{s} < T < 1000\text{s}$ unterhalb der Grenze, d.h. nur für eine derart gutleitende Deckschicht ($\hat{=} 200$ Siemens) ist im gesamten Periodenbereich der Skineffekt bereits unter der Deckschicht meßbar. Im gesamten Periodenbereich nicht meßbar (in dieser Tiefe) ist der Skineffekt für eine Bedeckung mit $\rho \geq 200 \Omega\text{m}$.

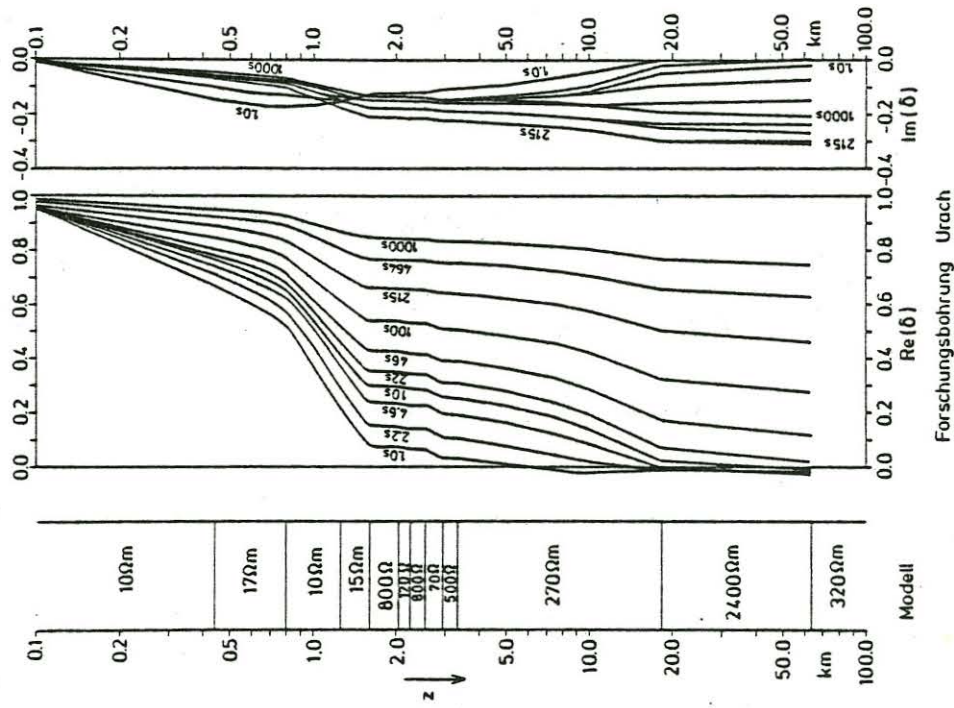


Abb.2: Für ein Widerstandsmodell der Forschungsbohrung Urach berechnete Dämpfungsfaktoren δ als Funktion der Tiefe z im Periodenbereich 1s-1000s.

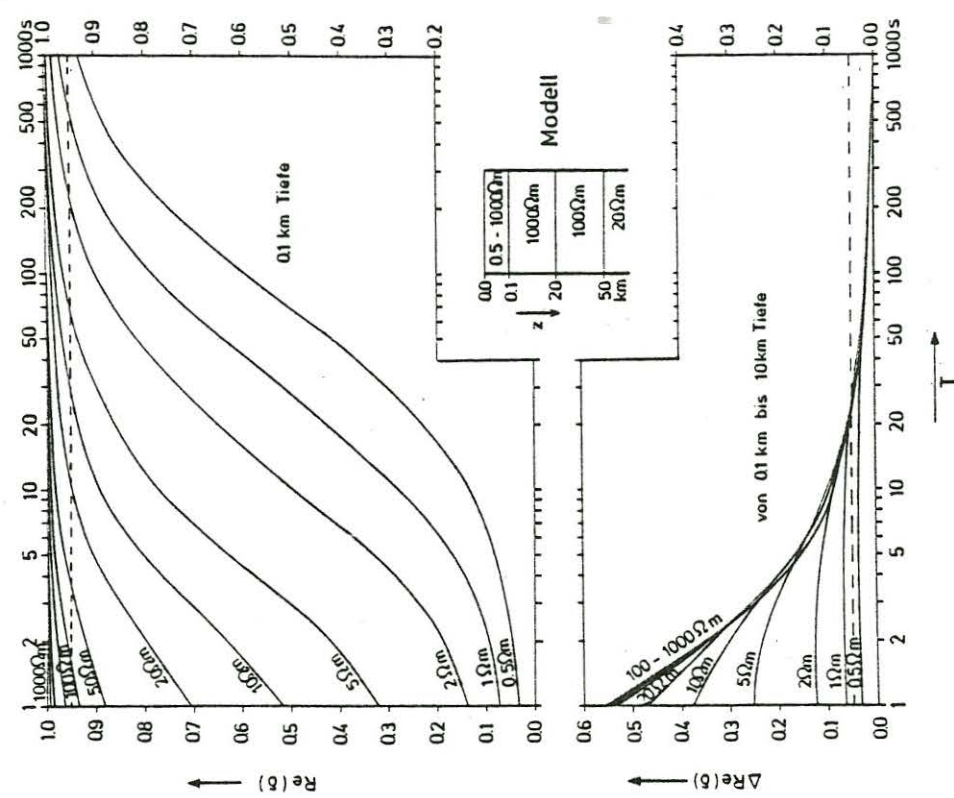


Abb.1: Modell einer dünnen gutleitenden Schicht über einem schlechtleitenden Untergrund. Dargestellt wird der Dämpfungsfaktor δ als Funktion der Periode T für verschiedene spez. Widerstände einer 100 m mächtigen Deckschicht.

Der untere Teil der Abb. 1 soll klären, wann es bei dem zugrundegelegten Modell noch sinnvoll ist, das horizontale Magnetfeld bis zu 10 km Tiefe unterhalb der Deckschicht zu registrieren. Dazu ist die durch den schlechten Leiter ($1000 \Omega\text{m}$) zwischen 0.1 und 10 km Tiefe zusätzlich erfolgte Dämpfung ($\Delta\text{Re}(\delta)$) aufgetragen worden.

Setzt man wieder die 5%-Nachweisgrenze an, so ist zu erkennen, daß von 0.1 bis 10 km Tiefe für $T > 25\text{s}$ praktisch keine zusätzliche Dämpfung erfolgt. Je kürzer dann die Periode und je höher der Widerstand der Deckschicht ist, desto größer wird der Dämpfungsanteil des schlechten Leiters bis in 10 km Tiefe. Dabei ist aber zu beachten, daß für $T = 1\text{s}$ extreme Anforderungen an das Magnetometer gestellt werden. Wegen der geringen Anregungsenergie bei kurzen Perioden müßte sein Auflösungsvermögen 0.005 nT betragen.

2. Forschungsbohrung Urach

Aus Messungen im Bohrloch und magnetotellurischen Sondierungen in der Umgebung kann ein Widerstandsmodell der Forschungsbohrung Urach zusammengestellt werden (Abb.2). In dieser Bohrung wurde das Kristallin erst in etwa 1600 m Tiefe erreicht. Es existiert bei Urach ein relativ mächtiges Sediment mittlerer Leitfähigkeit über einem Kristallin, das ebenfalls verhältnismäßig gutleitend ist. Damit sind hier die Aussichten für eine erfolgreiche Vertikalsondierung günstiger als unter den in den vorangegangenen Modellrechnungen betrachteten Bedingungen.

Neben dem Modell sind Real- und Imaginärteil des Dämpfungsfaktors als Funktion der Tiefe z für den Periodenbereich $1\text{s} \leq T \leq 1000\text{s}$ dargestellt. Für alle Perioden ist der Realteil größer als der Imaginärteil. Wir betrachten hier nur $\text{Re}(\delta)$. Unter Beachtung der 5%-Grenze ist für alle Perioden der Skineffekt ab 500 m Tiefe nachweisbar. Bis zur Kristallinoberkante nimmt die Dämpfung noch stark zu. Die weitere Dämpfung im Kristallin bis zum Bohrlochtiefsten in 3334 m Tiefe könnte dann nur noch mit Perioden $< 10\text{s}$ nachgewiesen werden. Damit bietet sich die Forschungsbohrung Urach für eine Vertikalsondierung an.

3. Norddeutsches Sedimentbecken

Die günstigsten Voraussetzungen zur Vertikalsondierung bieten Tiefbohrungen im Norddeutschen Sedimentbecken. Dies liegt an den im Modell mit $\rho = 2\Omega\text{m}$ und einer Mächtigkeit von 4 km angenommenen über-

aus gutleitenden Sedimenten (Abb.3). Das hat eine Verschiebung der Sondierungsperioden zu längeren Perioden hin zur Folge. Im Periodenbereich von 8s-24 h ist die Anregungsenergie entscheidend höher

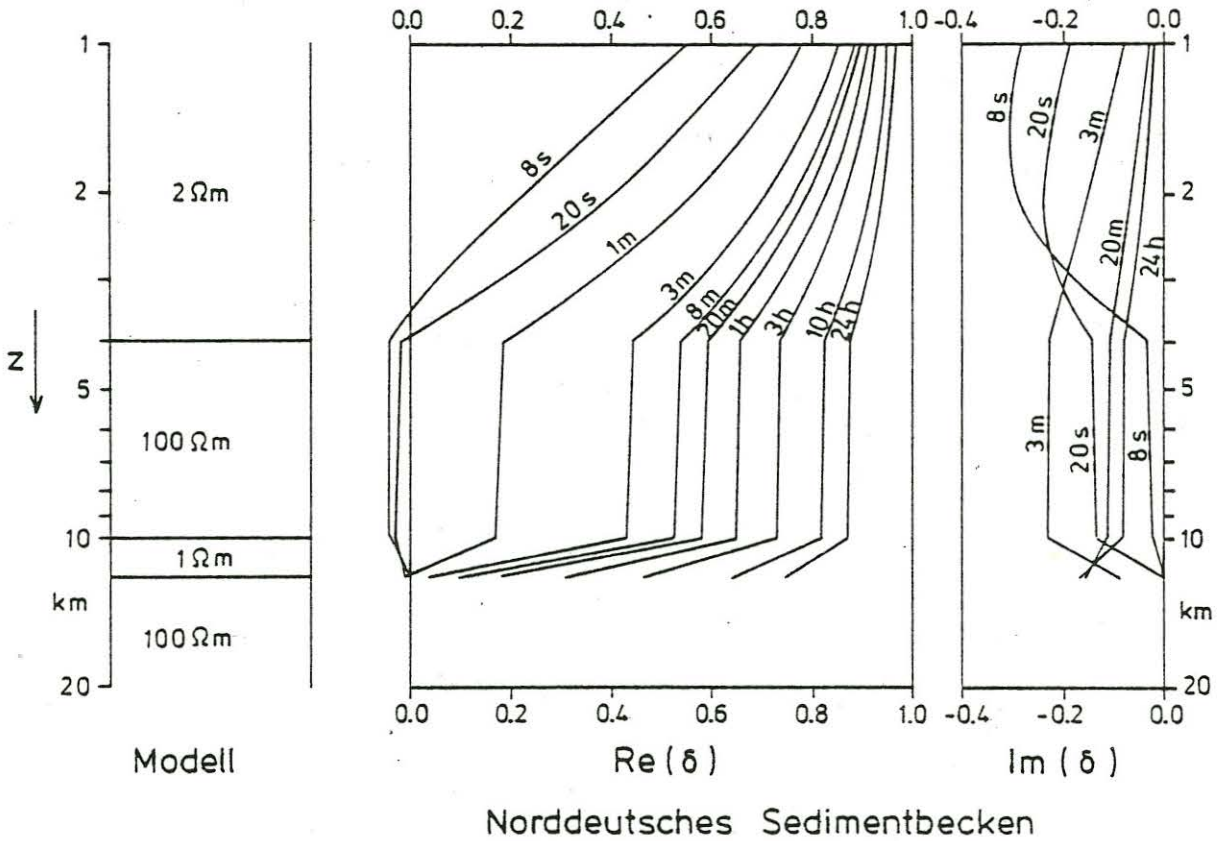


Abb.3: Für ein Widerstandsmodell des Norddeutschen Sedimentbeckens berechnete Dämpfungsfaktoren δ als Funktion der Tiefe z im Periodenbereich 8s-24 h.

als im Bereich 1s-1000s, so daß hier die Zunahme der Dämpfung von 1 bis 4 km Tiefe gut mit einem Fluxgatemagnetometer beobachtet werden könnte. Die weitere Dämpfung durch die hochohmige Schicht ($100 \Omega m$) in 4-10 km Tiefe ist dagegen durch eine tiefere Versenkung des Magnetometers bis in 10 km Tiefe nicht mehr nachzuweisen.

Auch hier wird wieder deutlich, daß es genügt, das Bohrlochmagnetometer bis zum Übergang der gutleitenden Deckschicht zum schlechten Leiter zu versenken.

R. MEYER

"Direkter Nachweis des Skineffekts"

Der direkte Nachweis des Skineffekts soll durch simultane Registrierung erdmagnetischer Schwankungen im Pulsationsbereich an einer Über- und einer Untertagestation erbracht werden. 1973 wurde der Nachweis von W. Hardam im Schacht "Konrad" (1200m Tiefe) bei Salzgitter durchgeführt.

Da verbesserte Meßgeräte zur Verfügung stehen, wurde eine erneute Messung vorgenommen.

Die Pulsationsregistrierungen wurden mit Induktionsspulenmagnetometern durchgeführt, zusätzlich wurde an der Über-tagestation das erdelektrische Feld mitregistriert. Als Meßpunkt wurde von der Salzgitter Stahlwerke AG der Schacht "Haverlahwiese" (600m Tiefe) vorgeschlagen.

Die Stationen wurden im April 1981 aufgebaut und die Registrierungen liefen vom 09.04.1981 bis zum 30.06.1981. Da im Bergwerk "Haverlahwiese" noch Erz gefördert wird, waren die Zeitreihen stark gestört (Bild 1), so daß auswertbare Registrierungen nur nachts und am Wochenende möglich waren.

Die Untertagestation wurde auf der -435m Sohle aufgebaut, die nur als Wetterschacht benutzt wird und ca. 1km von befahrenen Wegen entfernt ist. Über- und Untertagestation konnten fast direkt übereinander aufgebaut werden, der horizontale Abstand betrug ca. 250m.

Da für eine Periodendauer von $T=60$ sec ein Skineffekt in der Größenordnung von 10 bis 15 % zu erwarten ist, mußte überprüft werden, ob die vorgegebenen Amplituden- und Phasenresonanzkurven der Geräte noch der geforderten Genauigkeit entsprechen.

Hierzu wurden die beiden Induktionsspulenmagnetometer auf dem Institutsgelände aufgebaut und registrierten vom 02.10.1981 bis zum 17.10.1981. Die erhaltenen Zeitreihen wurden fouriertransformiert und miteinander verglichen. Es zeigte sich, daß sich die Amplituden im Periodenbereich von 20 bis 120 sec um bis zu $\pm 2\%$ unterschieden.

Da dieser Unterschied für höhere Periodenlängen im Bereich des zu erwartenden Skineffekts liegt, sollen Übertragungsfunktionen zwischen den einzelnen Komponenten der Geräte bestimmt werden, so daß eine Registrierung am gleichen Ort (und zur gleichen Zeit) für beide Geräte die selben Meßwerte ergibt.

Nach Abschluß der Überprüfung der Magnetometer soll mit den veränderten Resonanzkurven eine genauere Auswertung des Skineffekts erfolgen und mit Modellrechnungen überprüft werden.

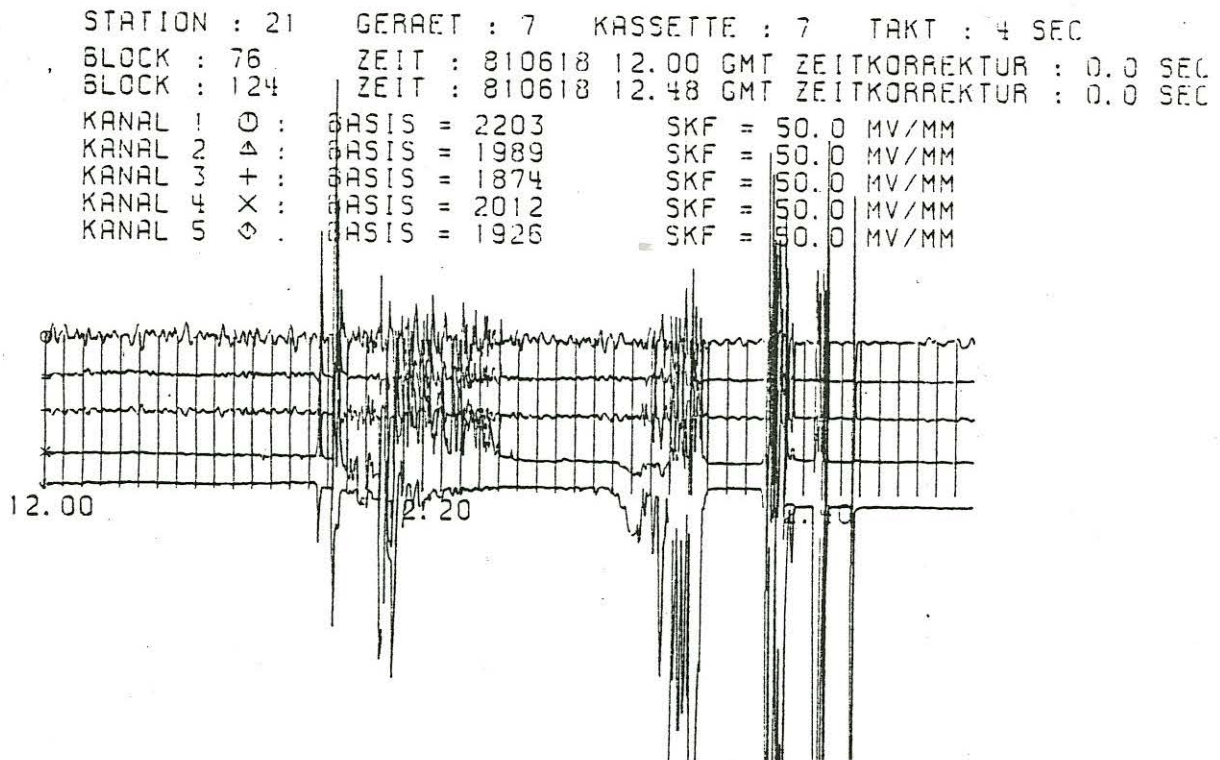


Bild 1: Registrierung an der Übertagestation mit künstlichen Störungen

S. TREFZER, V. RATH

"Der Topographie-Einfluß bei VLF-Messungen"

Der Einfluß der Topographie auf künstliche elektromagnetische VLF-Wechselfelder ist bisher in der Literatur in größerem Umfange von zwei Autoren, Karous (1979) und Eberle (1981) beschrieben worden.

Vor einer Gegenüberstellung beider Methoden zur Korrektur des Topographieeffektes soll jedoch zunächst auf die gemeinsamen Ausgangsbedingungen beider zugrundeliegenden Denkmodelle kurz eingegangen werden.

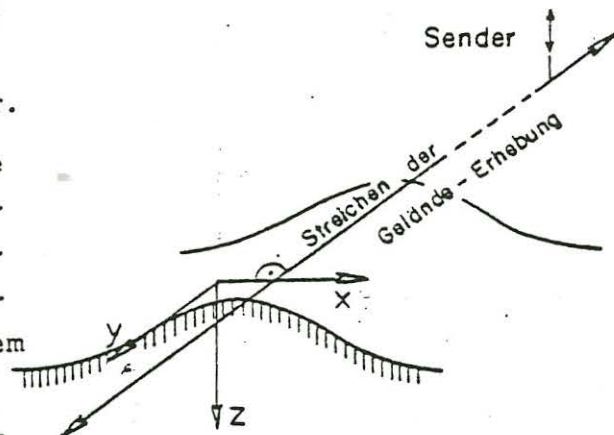
Bei einer großen Sender-Empfänger-Distanz herrscht am Meßort selbst ein homogener ebener Einfall des abgestrahlten VLF-Längstwellenfeldes.

Ein Topographieeinfluß macht sich auf die bei der VLF-Methode ausschließlich gemessenen Magnetfelder nur im Falle der E-Polarisation bemerkbar, d.h. wenn die Streichrichtung des zwei-dimensionalen Geländereiefs parallel zur Sender-Empfänger-Richtung liegt.

In H-polarisierender Richtung macht sich dagegen ein Topographieeffekt nicht bemerkbar.

Über der geneigten Oberfläche eines nicht vollständig leitfähigen Untergrundes mit eindimensionaler Leitfähigkeitsverteilung überlagert sich dem horizontal-polarisierten Primär-Magnetfeld ein phasenverschobenes Sekundärfeld.

Die so entstehende Polarisationsellipse des Gesamtfeldes ist durch zwei Meßparameter hinreichend bestimmt; - den Winkel ihrer großen Halbachse mit der großen Halbachse mit der Horizontalen (Kippwinkel, Realteil) - und das Verhältnis der Magnetfeldanteile beider Halbachsenrichtungen (Elliptizität, Imaginärteil), welche beide von orthogonal angeordneten Zweispulen-Messsystemen (VLF, AFMAG) direkt bestimmt werden können.



Verfahren nach Karous

Profilrichtung und Polarisationsrichtung des Magnetfeldes liegen in x-Richtung des Koordinatensystems.

Das in y-Richtung induzierte E-Feld erfährt entsprechend der durch den Widerstand des Untergrundes vorgegebenen Dämpfung k' eine Abnahme mit der Tiefe in z-Richtung.

$$E_x(z) = \left(\frac{\omega\mu}{\sigma}\right)^{1/2} \cdot H(z=0) \cdot e^{(i\frac{\pi}{4} - k'z)} \quad , \quad k' = (0,5\omega\mu\sigma)^{1/2}$$

Die induzierten Stöme fließen somit in Streichrichtung, in hangparalleler Orientierung, mit einer Tiefenerstreckung, die durch die Eindringtiefe $p = 1/k'$ gegeben ist.

Nach dem Biot-Savart'schen Gesetz erhält man das am Meßort x_0 induzierte Sekundär-Magnetfeld durch Integration über die Stromdichte längs einer angenommenen wirksamen Leiterlänge a' dieser relief-abhängigen Stromverteilung.

Dieses Magnetfeld ist jedoch nicht nur von der Stromdichte im Bereich des Meßpunktes alleine bestimmt, sondern entsprechend einer $1/r^2$ -Abhängigkeit des Feldes auch von den im Abstand $\Delta x = x_0 - x_n$ im Untergrund fließenden Linienströmen, weshalb auch eine Integration in x-Richtung vorgenommen werden muß.

Für den realistischeren Fall der Dämpfung erhält Karous mittels einer numerischen Lösung des Integrals für das Verhältnis der Magnetfeldanteile :

$$RE\left\{\frac{H_z}{H_R}\right\} = \frac{k_4 \Delta x}{2\pi} \cdot \sum_{-n}^n k_4 (k' \Delta x) \cdot \arctan \left[\frac{a \cdot f(\Delta x)}{(\Delta x \cdot f^2(\Delta x) + (\Delta x)^2 + a^2)^{1/2}} \right]$$

k_4 ist eine empirisch ermittelte einfache rationale Funktion, die innerhalb des für die Praxis relevanten Parameterbereiches eine gute Näherung für den Term der Dämpfung darstellt:

$$k_4 = \left[\sum_{m=0}^4 (k \Delta x)^m \right]^{-1/2}$$

Dabei ist n die Anzahl der vor und hinter dem Meßpunkt zu berücksichtigenden Topographie-Stellen und ist sinnvollerweise durch die Größe des Induktionsraumes limitiert, welcher seinerseits vom spezifischen Gesteinswiderstand des Untergrundes abhängig ist. $f(\Delta x)$ ist die Funktion der Relief-Oberkante.

Setzt man das so gewonnene Verhältnis der Magnetfeld-Komponenten in die Formeln für Kippwinkel und Elliptizität ein (Stratton 1941), so ergibt sich der allein durch die Topographie verursachte Anteil der VLF-Meßparameter.

Verfahren nach Eberle

Die vom einfallenden magnetischen Primärfeld erzeugten Induktionsströme im Untergrund beschränken sich aufgrund des Skineffektes auf eine dünne Oberflächenschicht, deren Mächtigkeit verglichen mit der Wellenlänge vorliegender Höhenschwankungen als sehr gering anzusehen ist. Die tieferen Schichten des Berginneren können dadurch als feldfrei angesehen werden, weshalb nach Eberle in guter Näherung von einer vollständigen Reflexion der auf die Hangfläche auftreffenden Primärwelle ausgegangen werden kann. (Betrag des komplexwertigen Reflexionskoeffizienten $|R| \approx 1$)

Das komplexe Verhältnis von Vertikal- und resultierender Horizontalkomponente ist

$$\frac{H_z}{H_0} = \frac{R \cdot \sin 2\tau}{1 + R \cdot \sin 2\tau}$$

' τ ' ist der Auftreffwinkel auf die Hangfläche des längs des Poynting-Vektors in den Untergrund abfließenden Wellenanteils, variiert deshalb mit den Änderungen der Hangneigung und ist die für den Topographieeffekt einzig maßgebliche Größe.

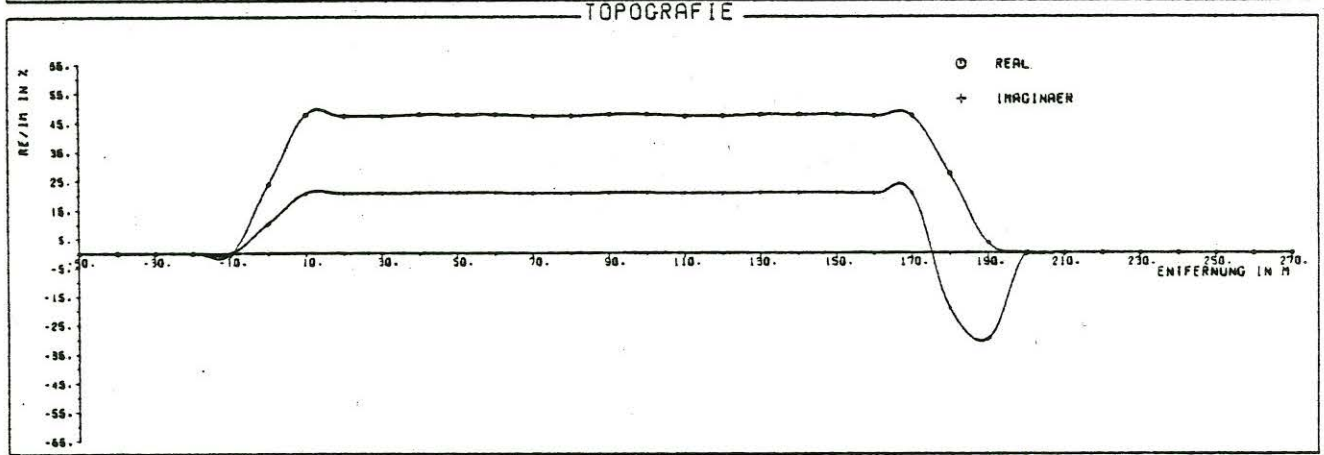
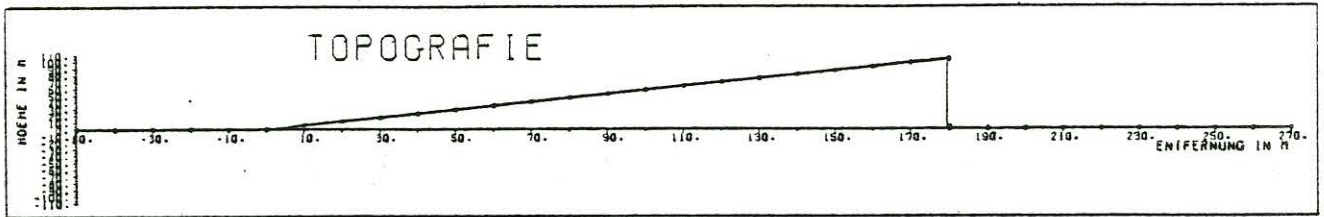
Bei vollständiger Reflexion ergibt sich für den Betrag der normierten Vertikalkomponente näherungsweise $\left| \frac{H_z}{H_R} \right| \approx \cot \tau$
Durch Einsetzen in die Ausdrücke für Kippwinkel und

Elliptizität ergibt sich für den geländeabhängigen Kippwinkelanteil θ_{top} oder $RE_{top} = 0,5 \arctan \left(\frac{\sqrt{2}}{\tan \tau - \cot \tau} \right)$
und in guter Näherung analog

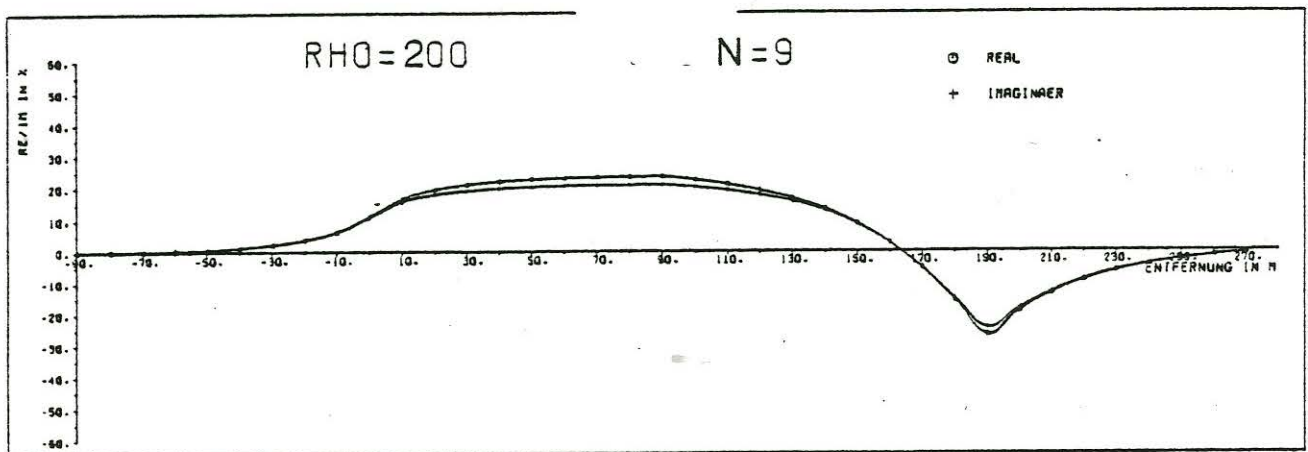
für die Elliptizität ϵ_{top} oder $IM_{top} \approx 0,25 \cdot \sqrt{2} \cdot \cot \tau$

Vergleichend läßt sich sagen, daß das in der Anwendung einfachere Eberle-Verfahren bei der Reduktion von Geländemessungen keine Schwankungen der Leitfähigkeit inhomogenen Untergrundes berücksichtigt. Es berechnet ausgehend von im wesentlichen strahlen-optischen Gesetzmäßigkeiten einen topographischen Effekt, welcher gewissermaßen als die erste Ableitung des Höhenlinien-Querschnitts aufgefaßt werden kann.

Hingegen macht Karous bei seiner Methode Induktionvorgänge in definierten, größeren Eindringtiefen des Magnetfeldes im Hanguntergrund verantwortlich und ermöglicht aufgrund der Berücksichtigung mehrerer Parameter ($\omega, \sigma, k, \alpha$) eine bessere Anpassung an die komplizierteren geländeüblichen Bedingungen.



EBERLE



KAROUS

Für eine Gegenüberstellung beider Verfahren wurden einige geometrisch einfache Topographiemodelle vorgegeben, welche durch ein Rechenprogramm ausgewertet und graphisch dargestellt sind. (s. Abb.)

Im obersten Fenster der Abb. ist das vorgegebene assymetrische Gelände-Relief dargestellt.

Das mittlere Fenster zeigt die aus diesem Relief resultierenden Prozent-Beträge des Real- und Imaginärteils, - berechnet nach der Eberle-Methode.

Unten ist die Auswertung nach dem Karous-Verfahren dargestellt, wobei als Einflußbereich wirksamer Topographie neun Stützstellen, - als homogener Widerstand des festen Untergrundes $\rho = 200 \Omega_m$ in Rechnung gesetzt wurden.

Literatur:

- Karous, M. R., 1979. (Geoexploration, 17: 33- 42)
- Eberle, D., 1981. (Geoexploration, 19: 103-114)
- 1977. Diss. Univ. München

Gaston FISCHER und B.V. LE QUANG

Bestimmung der akzeptierbaren Modelle bei der eindimensionalen MT Modellisation

Das Problem der eindimensionalen magnetotellurischen (1-D/MT) Modellisation kann heute weitgehend als gelöst betrachtet werden. Das Interesse hat sich deshalb etwas verlagert: man fragt nun nach der Schar der akzeptierbaren Modelle, und im weiteren erkundigt man sich, ob es in dieser Schar Modelle gibt, die mit den schon bekannten Elementen der Geologie verträglich sind. Die Gesamtheit der zulässigen Modelle beschreibt man am ehesten als ein Volumen im Modellraum, d.h. dem Raum der Modellparameter. Man kann sich sogar einen $2n$ -dimensionalen Raum vorstellen, wo n Dimensionen den Logarithmen der spez. Widerstände zugesprochen werden; $n-1$ Dimensionen stellen die logarithmischen Schichtdicken dar (die unterste Schicht ist ja ein Halbraum), während die letzte Dimension einem Gütefaktor ϵ zukommt. Für ϵ wählen wir die Standardabweichung zwischen gemessener und berechneter Impedanz (siehe Fischer et al. 1981). In diesem $2n$ -dimensionalen Raum bilden die akzeptierbaren Modelle ein Flächenstück, begrenzt durch eine Höhenkurve, auf welcher ϵ die höchstzulässige Abweichung gegenüber dem Minimalwert ϵ_0 des bestmöglichen Modelles erreicht, wie dies in Fig. 1 schematisch dargestellt ist. Als maximal tolerierte Abweichung wählen wir für den Höhenkurvenwert eine 10%-Zunahme gegenüber ϵ_0 . Dieser willkürliche Wert wird dadurch gerechtfertigt, dass er eine Verschlechterung der Anpassung des Modells an die Messung darstellt, die etwa an der Grenze dessen steht, was von blossen Auge noch unterschieden werden kann. Fig. 2 gibt dafür ein Beispiel.

Da wir ein Modellisierverfahren besitzen, mit welchem von einem vorgegebenen Datensatz mit verhältnismässig kleinem Rechenaufwand das bestmögliche 1-D Modell ermittelt

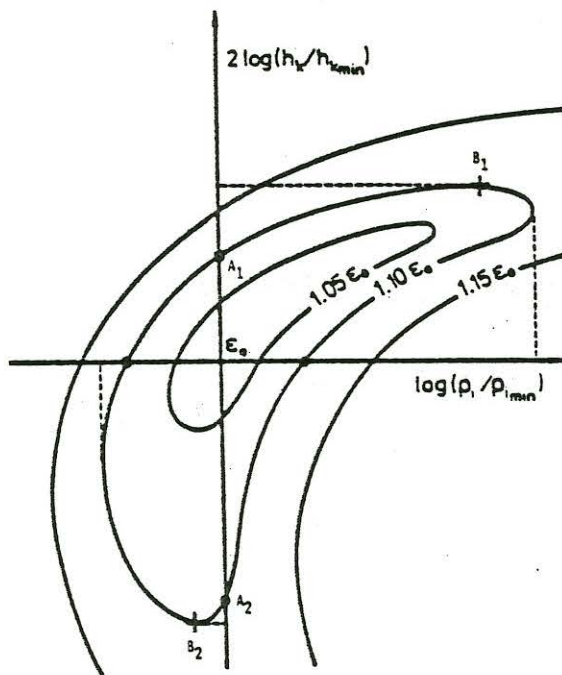


Fig. 1. Schematische Darstellung des Volumens akzeptierbarer Modelle

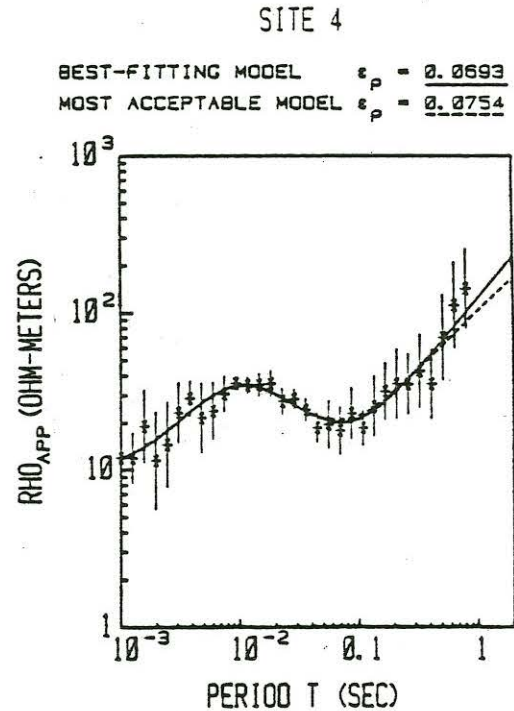


Fig. 2. AMT Datensatz aus dem Faltenjura. Das bestmögliche und das geologisch akzeptierbare Modell ergeben den durchgezogenen sowie den getrichelten scheinbaren Widerstand

werden kann (Fischer und Le Quang 1981), wird es möglich, die genaue Form der Höhenkurve mit $\epsilon = 1.10 \epsilon_0$ zu bestimmen. Zur Beschreibung dieser Kurve verwenden wir zwei Zahlentabellen. Die Achsenschnittpunkte, wie z.B. A_1 und A_2 in Fig. 1, ergeben die Matrix der partiellen Empfindlichkeiten. Punkte wie B_1 und B_2 sind Extremauslenkungen in Richtung eines Modellparameters, die nur dadurch erzeugt werden können, dass man die anderen Parameter anpasst. Während A_1 mit einer einzigen Zahl beschrieben werden kann (die anderen Parameter sind weiterhin diejenigen des bestmöglichen Modelles), braucht es für B_1 deren $2n-1$. Die zwei Matrizen (Minimal- und Maximalwert) der A-Punkte sind also einspaltig. Die zwei Matrizen der B-Punkte dagegen sind quadratisch und $2n-1$ -spaltig. Die Zahlengruppen, mit denen die Koordinaten der B-Punkte angegeben werden, stellen Kompromiss-Bedingun-

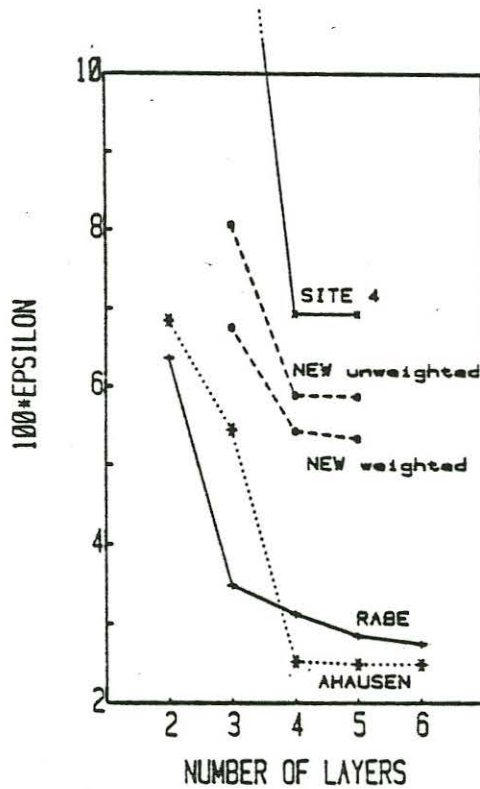


Fig. 3. Der Gütefaktor ϵ als Funktion der Schichtenzahl für verschiedene MT und AMT Datensätze

gen dar (Englisch: trade-off conditions), unter welchen es möglich ist, die Extremauslenkungen von irgend einem der $2n-1$ Modellparameter zu verwirklichen. Wie es Fig. 1 andeutet, ist zwar das von der $\epsilon = 1.10 \epsilon_0$ Höhenkurve umrandete Flächenstück einfachzusammenhängend; Fischer und Le Quang (1981) haben jedoch gezeigt, dass es sehr anisotrop ist und eine langgestreckte gekrümmte Form aufweist, anschaulich gleich einer sehr langen Banane.

Viele Verfahren haben sich schon mit der Ermittlung akzeptierbarer Modelle befasst, die man aus einem Satz geophysikalischer Messdaten ableiten kann (siehe z.B. Edwards et al. 1981 und Rokityansky 1982). Unter der Annahme, dass ein gutes Modell gefunden worden ist, wird die Nachbarschaft dieses Modelles durch ein Entwicklungsverfahren analytisch untersucht. Für die Umgebung des Ausgangsmodelles erhält man dabei ein Hyperellipsoid, das sich an der betreffenden Stelle der Banane anschmiegt. Eine der Ellipsoid-Hauptsachsen wird also lokal mit der gekrümmten Bananenachse parallel sein. Obwohl diese analytischen Verfahren eleganter sein mögen als das unsrige, leiden sie unter zwei Schwächen: (1) Sie beschreiben nur die lokalen Verhältnisse in der Umgebung des Ausgangsmodelles, geben also keinen Aufschluss über Form und Ausdehnung der Banane. (2) Sollen die Aussagen dieser analytischen Methoden überhaupt sinnvoll sein, so muss das

Ausgangsmodell selbst schon in der Nähe der Bananenachse sein. Um ein solches Modell abzuleiten, bedarf es eines gesonderten Verfahrens, denn die analytischen Methoden sind dazu selber nicht geeignet.

Bei der 1-D/MT Modellisation muss meistens zu Beginn des Prozesses die Anzahl n der Schichten eingegeben werden, mit der modelliert werden soll. Die Ermittlung der korrekten Anzahl $n = n_0$ ist ein wichtiger Schritt, der aber im allgemeinen keine grossen Schwierigkeiten bereitet. Wie man der Fig. 3 entnimmt steigt ϵ für $n < n_0$ sehr steil an, während es für $n \geq n_0$ praktisch flach verläuft. Im folgenden beschreiben wir einige der Gründe, weshalb es so wichtig ist, die korrekte Anzahl n_0 zu ermitteln. Fischer und Le Quang (1981) konnten zeigen, dass für $n = n_0$ im Modellraum die Funktion ϵ ein wohldefiniertes isoliertes Minimum aufweist. Bei $n < n_0$ dagegen gibt es bestimmt mehrere Minima, denn man kann z.B. mit der ungenügenden Anzahl n versuchen, entweder den oberen Teil der Struktur anzupassen (d.h. die kurzen Perioden zu modellisieren) oder den unteren Teil (d.h. die langen Perioden). Siehe dazu die Fig. 4 und 5. Damit erhält man schon zwei getrennte Minima, die zwar im Modellraum sehr weit voneinander entfernt sind. Wird $n > n_0$ gewählt, so darf man z.B. im Modell mit $n = n_0$ willkürlich zusätzliche dünne Schichten einbauen, die den Gütefaktor ϵ jedoch nicht beeinflussen. Im Modellraum spielt sich das so ab, dass man sich vom Punkt des bestmöglichen Modelles in die Richtung neuer Dimensionen bewegen darf, quer zu den $(2n_0 - 1)$ sinnvollen Dimensionen. Das Problem wird zu einem sog. "schlecht gestellten Problem" (Englisch: ill posed problem, siehe dazu Tikhonov und Arsénine 1974). Eine Analogie zur linearen Algebra: Wenn bei einem linearen Gleichungssystem die Determinante der Koeffizienten gegen Null tendiert, wird die Lösung instabil gegenüber sehr kleinen Änderungen der Koeffizienten. Man

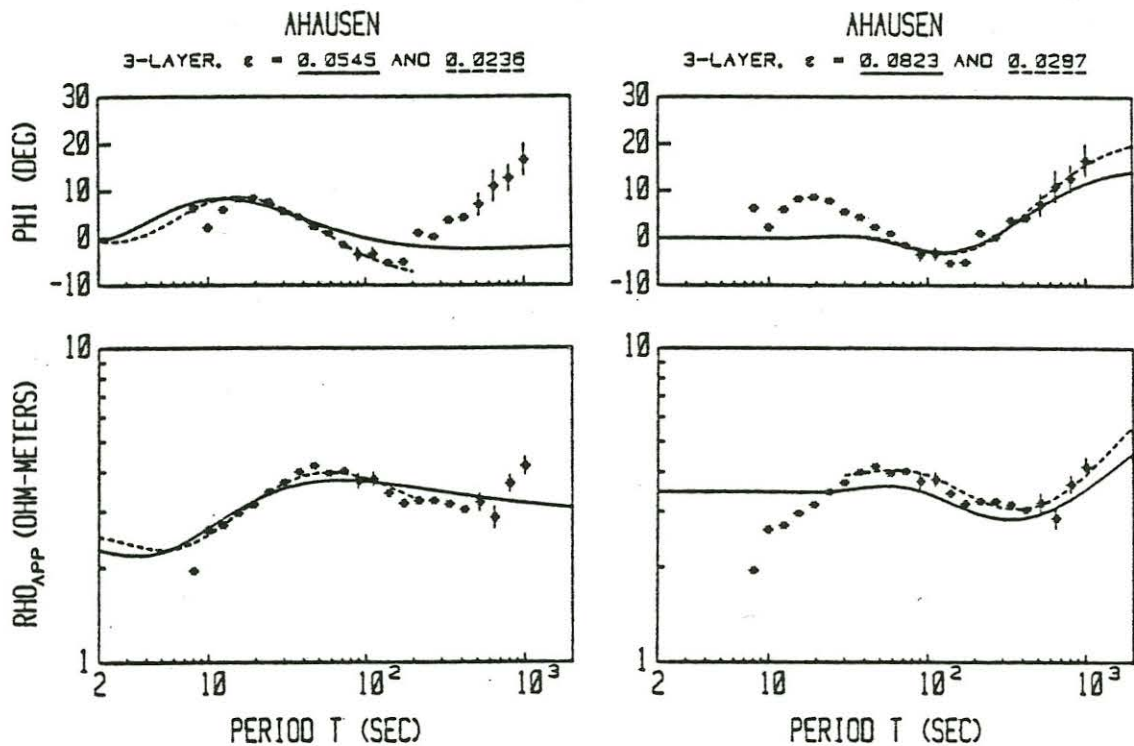


Fig. 4 und 5. Der Datensatz Ahausen, modellisiert mit nur drei Schichten. Durchgezogen: alle Punkte einbezogen. Gestrichelt: nur die Punkte im Kurvenbereich berücksichtigt.

verfügt über zu viele Freiheitsgrade und kann keine glaubwürdige Lösung mehr erwarten. Erst wenn die Zahl der Freiheitsgrade durch anderweitige Einschränkungen herabgesetzt wird, erhält das Problem wieder eine reguläre Lösung. Solche Einschränkungen können von benachbarten MT Sondierungen stammen, von Sondierungen mit anderen Methoden, oder von sonstigen geologischen Untersuchungen. Im erweiterten Modellraum stellen die Einschränkungen eine Verkleinerung des Volumens der zulässigen Modelle dar. Diese Einschränkungen heben unter Umständen die Erweiterung, die von den zusätzlichen Dimensionen stammt, gerade wieder auf: im neuen Gebiet der zulässigen Modelle gibt es dann wieder ein wohldefiniertes, isoliertes minimales ϵ .

Eine ausführlichere Arbeit erscheint demnächst in der Z. Geophysik (Fischer und Le Quang 1982).

Referenzen

Edwards R.N., Bailey R.C. and Garland G.D.: Conductivity anomalies: lower crust or asthenosphere ?. Phys. Earth Planet. Int., 25, 263-272, 1981.

Fischer G. and Le Quang B.V.: Topography and minimization of the standard deviation in one-dimensional magnetotelluric modelling. Geophys. J. Roy. astr. Soc., 67, 279-292, 1981.

Fischer G. and Le Quang B.V.: Parameter trade-off in one-dimensional magnetotelluric modelling. Z. Geophys., im Druck, 1982.

Fischer G., Schnegg P.A., Peguiron M. and Le Quang B.V.: An analytic one-dimensional magnetotelluric inversion scheme. Geophys. J. Roy. astr. Soc., 67, 257-278, 1981.

Rokityansky I.I.: Geoelectromagnetic Investigation of the earth's crust and mantle. Springer-Verlag, Berlin-Heidelberg-New York, 1982.

Tikhonov A. et Arsénine V.: Méthode de résolution de problèmes mal posés. Editions MIR, Moscou, 1974.

B. H. Jacobsen.

"A priori information: Why, which and how?"

This note is a short review of some problems and solutions from inverse theory and from electromagnetics relevant to the interpretation situations discussed at the colloquium in Neustadt 1982.

After a general introduction we shall discuss the questions of the title and finally indicate a simple way of estimating equivalence through the 'ideal body' concept.

The general interpretation situation may be given the following formulation (Jacobsen, 1982):

We describe the earth by some simplified model, which may be parameterized by M real numbers, x_1, \dots, x_M .

These parameters may be considered as a vector $\underline{x} = (x_1, \dots, x_M)$. During some measurement sequence we collect the new field data, which may be represented as N real coordinates, $\underline{\hat{y}} = (\hat{y}_1, \dots, \hat{y}_N)$. From mathematical physics a theoretical noise-free data vector

$$\underline{y}(\underline{x}) = (y_1(\underline{x}), \dots, y_N(\underline{x}))$$

may be computed corresponding to any parameter vector \underline{x} .

The inverse problem is then to investigate, which parameter vectors are compatible with our information about the earth.

Part of our information is the new field data, $\underline{\hat{y}}$.

The rest of our information about the earth is 'known beforehand' and is therefore named 'a priori information'.

'Pure' inverse theory deals with the case where 'new field data' are our only information.

If the statistical properties of the measurement error is known then the set of 'data compatible' earth models may be described by the concept of confidence regions.

If $\underline{y}(\underline{x})$ is a linear function, and the measurement error is Gaussian distributed, then classical linear regression analysis is appropriate.

If further the errors are independent with equal distributions then data compatibility is simply related to the sum of squared residuals, $Q(\underline{x}) = \|\underline{\hat{y}} - \underline{y}(\underline{x})\|^2$.

The singular value decomposition of $\underline{y}(\underline{x})$ may in this latter case help us to understand the set of solutions in which we have confidence (Pedersen, 1979).

If however errors are not Gaussian distributed or $\underline{y}(\underline{x})$ is nonlinear then the actual computation of confidence limits is still an area of research in applied statistics.

Stabilized linearised iteration for finding models with minimum residuals has been in common use since the days of Newton (Marquardt, 1963), and some conditions have been found for the validity of the well known linear confidence analysis of the resulting least squares model (Bates & Watts, 1980).

For linear problems one should not forget linear programming as another powerful tool for finding models which are compatible with the data (Cuer & Bayer, 1980).

From a statistical point of view however, this algorithm is less natural.

We may summarize that search for a model, which describes given data with given error statistics, and analysis of the limits of variability of the model are well studied though not completely solved issues.

We learn from experience, that the set of data compatible earth models often contain models, which from a geologically point of view are very different. This problem called 'equivalence' was illuminated for magnetotelluric data and layered earth by G. Fischer at the colloquium, (cf. Fischer, preprint).

Let us review this example to illustrate the general introduction.

\hat{y} consists of the measured $\hat{\rho}_a(f_i)$ and $\hat{\phi}(f_i)$ at the frequencies f_i . The measurement errors are (hopefully) Gaussian and independent with standard deviations $\Delta\rho_a(f_i)$ and $\Delta\phi(f_i)$.

A 'homogeneous n-layer model' is parameterized in a $2n-1$ dimensional vectorspace: $\underline{x} = (\rho_1, h_1, \dots, \rho_{n-1}, h_{n-1}, \rho_n)$.

The theoretical response, $\underline{y}(\underline{x})$, is computed from the familiar layer by layer recursions. This vector function is strongly nonlinear.

The standard measure of misfit is

$$Q(\underline{x}) = \sum_1^N (\hat{y}_i - y_i(\underline{x}))^2 / \Delta y_i^2$$

(G. Fischer (preprint) uses ϵ^2 for a similar measure of misfit).

If the true earth is really described by n homogeneous layers, $\underline{x}_{\text{true}}$, then $Q(\underline{x}_{\text{true}})$ has the expectation value N:

$$E(Q(\underline{x}_{\text{true}})) = N.$$

The best fitting model, $\underline{x}_{\text{best fit}}$, by definition makes $Q(\underline{x}_{\text{best fit}})$ a minimum. If the theoretical response, $\underline{y}(\underline{x})$, is a linear function, then regression analysis tells us, that

$$E(Q(\underline{x}_{\text{best fit}})) = N-M.$$

and therefore

$$E(Q(\underline{x}_{\text{true}}) - Q(\underline{x}_{\text{best fit}})) = M$$

where N is the number of data and M is the number of parameters. Models satisfying

$$Q(\underline{x}) - Q(\underline{x}_{\text{best fit}}) < K \cdot M$$

make up a confidence region, where K is close to 1 and depending on the desired confidence level and N and M .

These results are approximately true for nonlinear $\underline{y}(\underline{x})$, provided $\underline{y}(\underline{x})$ is not too nonlinear (Bates & Watts, 1980).

For a typical MT-sounding covering two decades of frequencies we may have 40 real data. Such data may almost always be modelled by 4 layers, i.e. 7 parameters. Putting $K=1$ this gives

$$Q(\underline{x}) < Q(\underline{x}_{\text{best fit}}) + M \approx 1.21 \cdot Q(\underline{x}_{\text{best fit}})$$

or using $\varepsilon = \sqrt{Q}$

$$\varepsilon < 1.1 \cdot \varepsilon_{\text{best fit}}$$

as also stated on empirical ground by G. Fischer (ibid.).

We will now discuss the 3 questions proposed in the title.

We asked, why a priori information should be included when interpreting new field data.

The reason is, that a priori information improve the choice of model space and reduce equivalence.

Thus it is well known, that only the total conductivity, $\sigma \cdot h$, of a conductive bed is determined by MT data. If however the conductive layer corresponds to a certain geological formation with known specific conductivity, then the thickness, h , will also be well determined. This illustrates, how a combination of new field data and one 'key piece' of a priori information may eliminate equivalence.

In general however, it is not a trivial question which a priori information to use. The selection must be founded on a sound intuition for both the geology of the region and the physics of the measuring method.

We will give some examples relevant to MT interpretation.

For the estimation of the impedance tensor, physics offers a priori constraints. Weidelt (1972) developed several such constraints, primarily connected with the causality and minimum-phase property of the earths impulse response, and according to Rokityansky (1982,p89f) similar properties are obeyed by the tensor over any 3-D earth. Such constraints may help to decide the data quality, for instance by discovering bias effects.

For a stratified region a 1-D model is appropriate. In this case

layer conductivities, depths and thicknesses may be known from seismics or drillings.

For regions with more complex geology the location of faults and the shape of near surface structures (for instance oceans) will constitute important a priori information.

This kind of information may at first sight seem more harmful than helpful, as it poses more questions than it answers.

But to ignore such information in order to stay with a 1-D model would of course be 'to wipe the dust under the carpet'. Instead we should view a priori information as an aid in the choice of model space.

A simple example will show, that even in the 1-D case this choice of model space is not merely a matter of selecting the number of homogeneous layers. Assume, that the earth contains an anisotropic layer as illustrated in fig. 1. This anisotropic layer could be sands above the ground water level resting on water saturated clay. Audiomagnetotelluric data will be perfectly interpretable by the left 3-layer isotropic model, while geoelectric sounding data will fit the right 3-layer isotropic model.

To fit both datasets with the same homogeneous n-layer model we will need 4 or more layers and their parameters will be very ill determined.

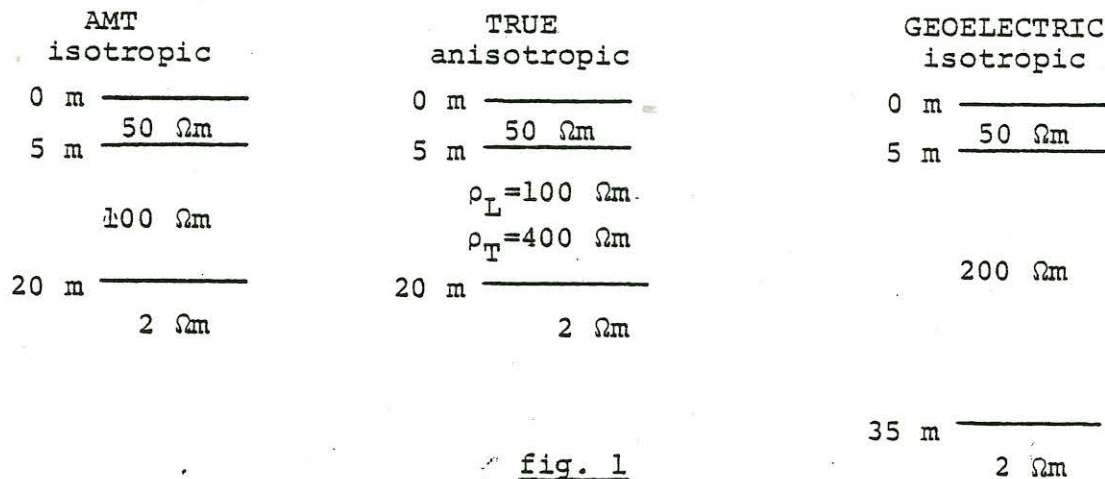


fig. 1

If however we know, that unsaturated sands rest on saturated clays of great thickness in the region, then this information will lead to the formulation of a 3-layer model allowing anisotropy in the second layer. The parameters of this model will be well determined and geologically meaningful.

These examples of a priori information have at the same time shown one side of how to include a priori information in the interpretation: A priori information form the basis of the more or less philoso-

phical choice of model space.

Now assume, that a model space has been selected, and parameterized by some vector \underline{x} . Then some algorithm is required to investigate the set of data compatible models in this space.

This algorithm, which is often implemented on a computer, will be named 'the interpretation program'. We assume, that this program is capable of selecting models which satisfy our data:

$$y_i(\underline{x}) = \bar{y}_i \pm \Delta y_i \quad i = 1 \dots N$$

subject to some misfit criterion.

The second way of including a priori information is now to add it to this interpretation program as 'a priori data' about some scalar earth property.

In a 1-D MT model a piece of a priori information may sound

"The resistivity of Postzechstein is probably around 2 Ohmm,
" may be 4 Ohmm, may be 1 Ohmm."

If Postzechstein is the first layer in the model, then this information may be translated like this:

$$\ln(\rho_1) = \ln(2 \text{ Ohmm}) \pm \ln(2) "$$

This relation is now formulated as a measurement and may be included in the interpretation program on a pragmatic basis.

Any scalar measure, $F(\underline{x})$, on which we have information of a 'most probable' value, c , with an 'uncertainty', Δc , may be entered as an a priori datum:

$$F(\underline{x}) = c \pm \Delta c .$$

Notice, that we are not forced to assume the property known exactly and 'frozen'. Instead the a priori datum acts as a 'rubber band' with a 'length' Δc , tapering the variability of \underline{x} . The decreased variability of the model parameters will then indeed reflect the information content of the extra datum. It is therefore essential that c is reasonable and that Δc has not been chosen too optimistically.

Some times a more natural formulation of our a priori information is in the form of inequality constraints:

$$F(\underline{x}) < c .$$

If $F(\underline{x})$ is linear and $y_i(\underline{x})$ is linear then this kind of constraints are elegantly treated by linear programming.

Weidelt (1972) suggested to use this kind of constraints to improve estimates of the transfer function in magnetotellurics, and Parker (1980) has shown how to treat the problem of 1-D MT modelling in

the framework of linear programming using such a priori constraints. The word 'a priori data' is presented by Jackson(1979), but the concepts have been used for a long time in statistics under the label 'Bays statistics'.

We have now indicated why a priori information should be included in any interpretation, given examples of such relevant information and devised methods to implement a priori information in an interpretation program.

But no matter how careful we are, we will probably still be left with a large set of earth structures compatible with field data as well as all available a priori information.

It is essential to notice, that this set of solutions is often difficult to 'understand'. Even simple multidimensional hyper ellipsoids (for linear problems and Gaussian noise) demand heavy abstraction.

However, in certain interpretation situation we often have special interest in some particular property of the earth structure.

Assume, that this property may be expressed as a scalar quantity. It could be "depth to the crystalline basement", "integrated conductivity of the graben structure" or "lateral coordinate of the deep-seated conductivity structure". It would then be interesting to know the extreme values of such scalar measures compatible with the field data and all available a priori information.

A simple trick is now to include the interesting scalar as an a priori datum with small variance in the interpretation program. Fixing this scalar at still larger (smaller) values until compatibility is lost will give upper (lower) bounds to the interesting earth property (Jacobsen,1982,Chap.8).

Notice, that these intervals of variability are not based on any linear approximation close to some optimum model.

An earth model for which a scalar measure is extreme is called an 'ideal body'.

Inspection of the ideal bodies corresponding to extreme values of the scalar measures may give valuable insight into the physics of the measurements and the nature of the entered a priori information. This technique may also be used to analyze what the resolving power of a planned measurement sequence would be on the expected earth structure.

The name 'ideal bodies' is presented by Parker (1974). Jackson (1976,1979) name a similar approach the 'most squares' method, but

the concept of 'extreme solutions' is old.

The problems and solutions reviewed in this note are obvious and trivial from a theoretical point of view.

The actual translation of a priori information to a priori data may pose problems from time to time, partly because the translation forces us to consider the reliability of a priori information. But the applicability of the concept was impressively demonstrated by G. Fischer at the colloquium for the case of MT data and an n-layer earth.

For the much more complex problems of 2-D and 3-D modelling using MT profiles and grids the described techniques should be even more helpful in selecting the modelspace, reducing equivalence and estimating the variability of key properties.

Acknowledgements

The author is greatly indebted to F. H. Andersen, J. Nissen and T. Rasmussen (University of Aarhus) for many valuable discussions on the application of inverse theory to electromagnetic interpretation.

References

- Bates, D. M., Watts, D. G., 1980, Relative curvature measures of nonlinearity, *J. R. Statist. Soc. B* 42, pp. 1-25.
- Cuer, M., Bayer, R., 1980, Fortran routines for linear inverse problems, *Geophys.* vol 45, 1706-1719.
- Fischer, G., Le Quang, B. V., preprint, Parameter trade-off in one-dimensional magnetotelluric modelling, Observatoire Cantonal, CH-2000 Neuchatel.
- Jacobsen, B. H., 1982, Inverse theory - foundations, techniques and applications, (in danish), *GeoKompender* 19, University of Aarhus.
- Jackson, D. D., 1976, Most squares inversion, *J. Geophys. Res.* 81, 1027-1030.
- Jackson, D. D., 1979, The use of a priori data to resolve non-uniqueness in linear inversion, *Geophys. J. R. Astron. Soc.* 57, 137-157.
- Marquardt, D.W., 1963, An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters, *J. Soc. Indust. Appl. Math.* 11, 431-441.

Parker, R. L., 1974, Best bounds on density and depth from gravity data, *Geophysics* 39, 644-649.

Parker, R. L., 1980, The inverse problem of electromagnetic induction: Existence and construction of solutions based on incomplete data, *J. Geophys. Res.* 85, 4421-4428.

Pedersen, L. B., 1979, Constrained inversion of potential field data, *Geophys. Prosp.* 27, 726-748.

Rokityansky, I. I., 1982, *Geomagnetic investigation of the earth's crust and mantle*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg New York.

Weidelt, P., 1972, The inverse problem of geomagnetic induction, *Z. Geophys.* 38, 257-289.

M. BEBLO

Die Ergebnisse der Magnetotellurik in Island 1977 und 1980

- eine Zusammenfassung -

In Zusammenarbeit mit der isländischen Energiebehörde und dem Institut für Allgemeine und Angewandte Geophysik der Universität München konnten 1977 und 1980 an insgesamt 38 Punkten magnetotellurische Messungen in Nord-Ost-Island durchgeführt werden.

Die Darstellung der Ergebnisse dieser Messungen wurde dem Journal of Geophysics als Manuskript vorgelegt:

Beblo, M., Björnsson, A., Arnason, K., Stein, B., Wolfgram, P.:
Electrical conductivity beneath Iceland - constraints imposed by magnetotelluric results on temperature, partial melt, crust- and mantle structure.

An dieser Stelle soll daher nur eine Zusammenfassung der wichtigsten Ergebnisse gegeben werden, die ausführliche Darstellung sowie ein Überblick über die umfangreiche Literatur bitte ich der demnächst erscheinenden Publikation zu entnehmen.

Die gemeinsame Interpretation der Meßergebnisse aller 38 Stationen (Abbildung 1) ergab ein detailliertes Bild der Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit mit der Tiefe.

Trotz der Lage Islands direkt unter dem polaren Elektrojet scheinen zumindest die kurzperiodischen Registrierungen ($T < 1 \text{Std}$) nahezu frei von Effekten der zeitlichen Variationen der räumlichen Struktur des Quellenfeldes zu sein. In den Zeiten besonders starker Substormtätigkeit, sowie zunehmend zu langen Perioden ($T > 1 \text{Std}$) nimmt durch die Inhomogenität des Quellenfeldes die Streuung in den Widerstands- und Phasenwerten zu.

Ein vermuteter Einfluß des Küsteneffektes auf die Registrierungen in Island konnte nicht gefunden werden. Modellrechnungen hierzu ergaben, daß starke laterale Leitfähigkeitsänderungen nahe der Oberfläche bedingt durch die geologische Struktur des Untersuchungsgebietes den Küsteneffekt abgeschwächen, wenn nicht gar völlig unterdrücken.

An allen Stationen wurden nahezu identische Widerstands- und Phasenkurven gewonnen. Innerhalb der Jungvulkanzone und auch noch innerhalb der Bereiche der quartären Basalte (insgesamt 80 % der Stationen) ist die Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit des tieferen Untergrundes annähernd 1-dimensional. An den Stationen im Bereich der tertiären Basalte konnte die Richtung von E- und B-Polarisation sicher festgelegt werden.

Für alle Stationen wurden Modelle mit 1-dimensionaler Verteilung der Leitfähigkeit im Untergrund nach dem Psi-Algorithmus von Schmucker berechnet.

In Abbildung 2 sind die Ergebnisse der Modellrechnung zusammengefasst. Dargestellt sind vier Ost-West-Schnitte durch Nord-Island, sowie ein Nord-Süd-Schnitt parallel zum Streichen der Riftachse.

Unter ganz Nord-Island ist in geringer Tiefe die elektrische Leitfähigkeit deutlich erhöht.

Ordnet man die Stationen jeweils in ihrem Abstand zur Riftachse an, so erkennt man, daß die gut leitende Schicht unter der Riftachse am höchsten liegt und mit wachsendem Abstand von der Riftachse zu größeren Tiefen hin absinkt.

In den geothermal aktiven Gebieten der Zentralvulkane reicht die Zone erhöhter Leitfähigkeit bis nahe zur Erdoberfläche.

Im Gebiet des Krafla-Zentralvulkanes ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen dem guten Leiter der Magnetotellurik und dem Fehlen seismischer Reflexionshorizonte. Beide Ergebnisse deuten hier auf das Vorhandensein einer Magmakammer.

Die Zone erhöhter Leitfähigkeit besteht aus partiell geschmolzenen Gesteinen basaltischer Zusammensetzung. Innerhalb dieser Zonen werden Temperaturen von 1000 Grad erreicht, woraus sich ein Krusten-Temperaturgradient von etwa 150 Grad/km unterhalb der Riftachse, abnehmend auf etwa 60 Grad/km in rund 100 km Entfernung von der Riftachse berechnen läßt (Abbildung 3).

Unterhalb dieser Zone nimmt die Leitfähigkeit ab, was durch eine Änderung des Pauschalchemismus zu ultrabasischen Gesteinen hin - ebenfalls partiell geschmolzen - gedeutet werden kann. Dieser Bereich ist bereits als oberer Mantel anzusehen.

In den Phasenwerten für Perioden größer 1000 sec ist zu erkennen, daß ab etwa 150 km Tiefe die elektrische Leitfähigkeit wiederum zunehmen muß. Ein Temperaturgradient von 2-4 Grad/km für den oberen Mantel steht nicht im Widerspruch zu den beobachteten Widerstandswerten.

Das Leitfähigkeitsmodell Islands für große Tiefen paßt gut zu bereits bekannten Leitfähigkeits-Tiefen-Modellen für die subozeanische Astenosphäre. In Abbildung 4 sind diese Modelle zusammengefasst. Alle Modelle stimmen in 150-200 km Tiefe gut mit einer berechneten Leitfähigkeit für einen trockenen Mantel überein. Oberhalb 100 km Tiefe weichen die Modelle voneinander ab. Dies ist vermutlich dem unterschiedlichen Schmelzverhalten in den verschiedenen Regionen zuzuschreiben. Beginnendes Schmelzen aus einem schlecht leitenden trockenen Mantel führt bald zu einem Umhüllen

der verbleibenden festen Gesteinskörner, was die Leitfähigkeit deutlich erhöht. Andererseits wird bei hohen Schmelzanteilen Magma ausgequetscht und in isolierte Schmelzkammern abgetrennt. Dadurch werden die Schmelzbrücken unterbrochen, was wiederum zur Verminderung der Leitfähigkeit führt.

Zusammenfassend läßt sich das petrologische Modell von Kruste und Mantel unter Island, abgeleitet aus der Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit mit der Tiefe, wie folgt beschreiben:

Unterhalb der Riftachse strömt aus der Astenosphäre heißes, ultrabasisches Material nach oben. Während der Aufwärtsbewegung findet Teilmobilisierung statt, es kommt zur Bildung von Schmelzen. Wegen ihrer geringeren Dichte, ihrer geringeren Viskosität und ihrer größeren Beweglichkeit gegenüber der festen Gesteinsphase, neigt die Schmelze zum Entweichen. Es kommt zu einer chemischen Differentiation zwischen Schmelze und Gesteinsmatrix. Aus dem petrologischen Mehrstoffsystem des Mantels (Olivin-Ultrabasit-Basalt) wird basaltreiche Schmelze hoher elektrischer Leitfähigkeit "ausgeschwitzt". Die Aufstiegs geschwindigkeit der Schmelze ist größer als die der zurückbleibenden festen Phase. Die Schmelze bildet daher im wesentlichen die Kruste Islands.

Diese aus der Leitfähigkeit entwickelte Modell deckt sich mit theoretisch berechneten geothermalen Konvektionsmodellen der subozeanischen Lithosphäre. Bei diesen Modellrechnungen kommt es zu einer Anreicherung von Basalt in 15-20 km Tiefe. Die von den Autoren errechnete 1000 Grad Isotherme liegt vollständig im Bereich der Zone erhöhter elektrischer Leitfähigkeit - eine erfreuliche Bestätigung und Ergänzung der Interpretation der Magnetotellurik.

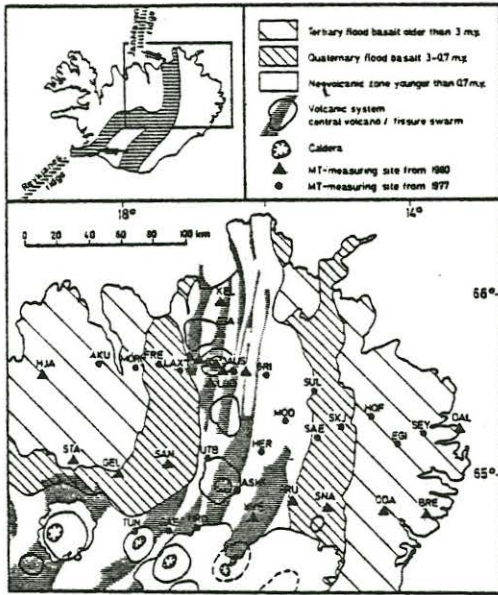


Abbildung 1

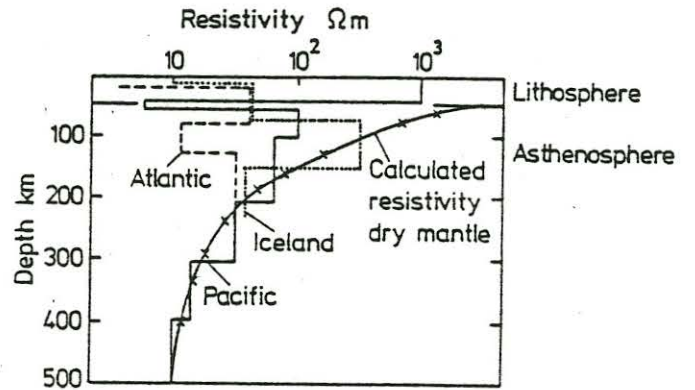


Abbildung 4

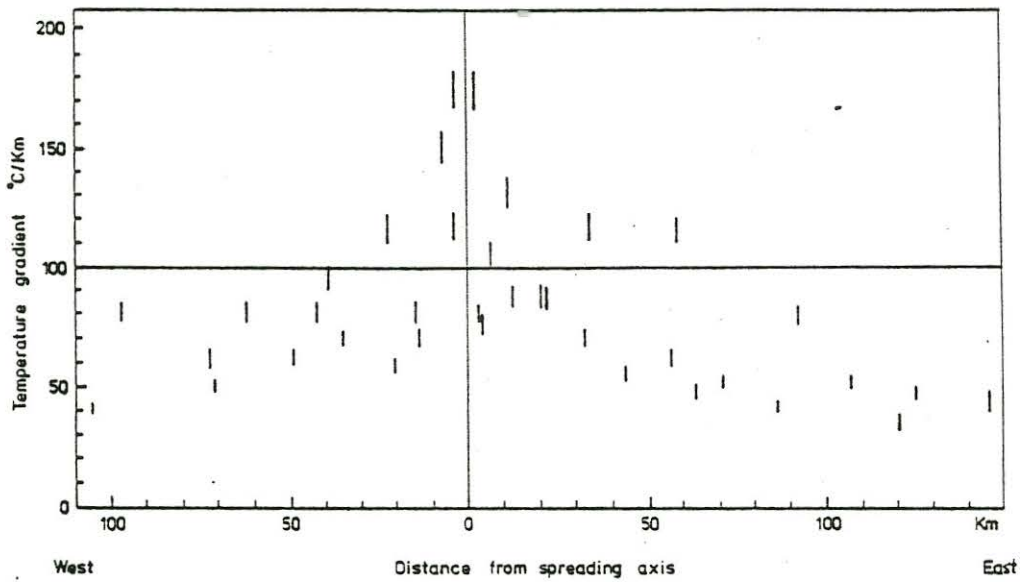


Abbildung 3

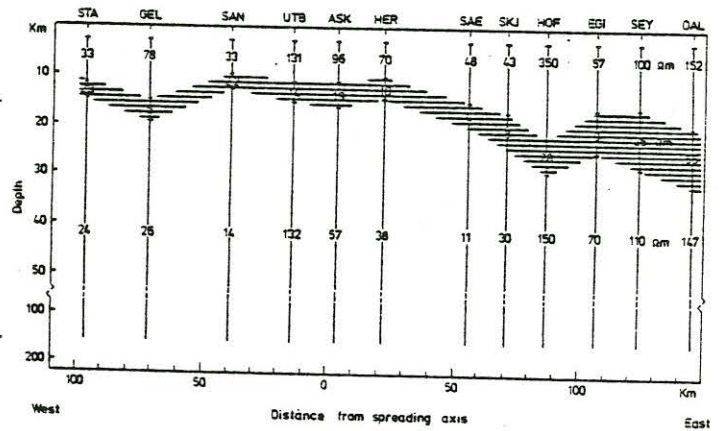
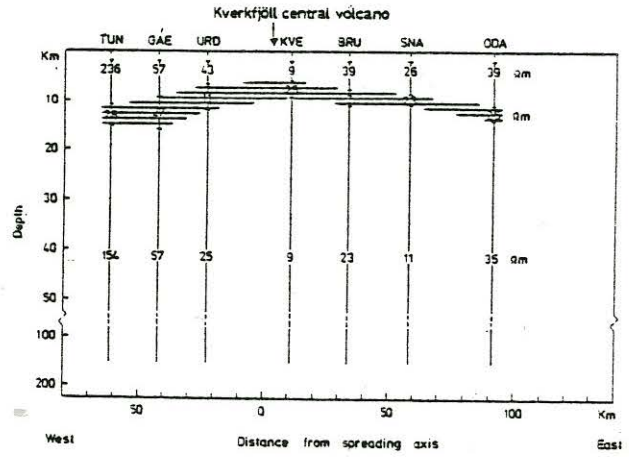
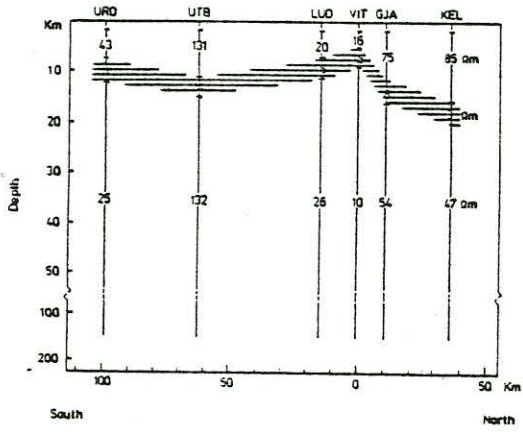
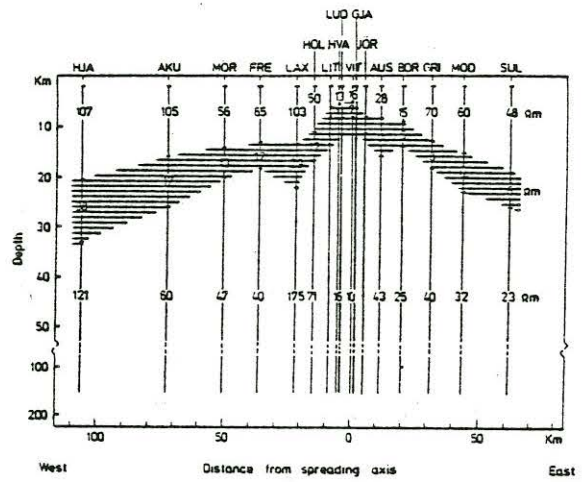
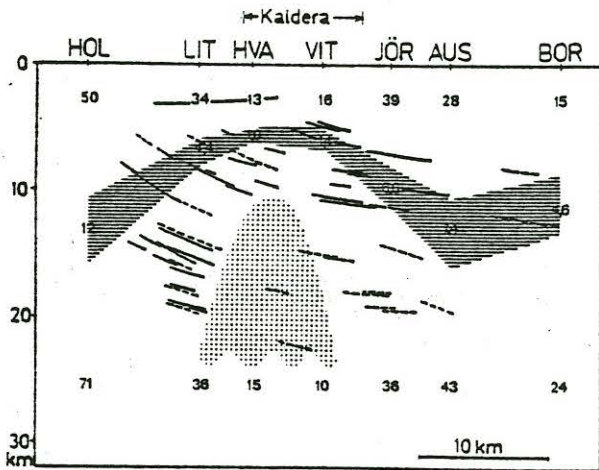


Abbildung 2

U. Lohr, B. Gramkow

Magnetotellurische Messungen im Vulkangebiet des Laacher Sees

In den Jahren 1978 und 1979 wurden im Laacher See Gebiet geoelektrische Schlumberger-Sondierungen und magnetotellurische Messungen an 11 verschiedenen Punkten durchgeführt (Abb. 1). Ziel dieses Vorhabens war der Nachweis einer geothermischen Anomalie unterhalb des Laacher Sees.

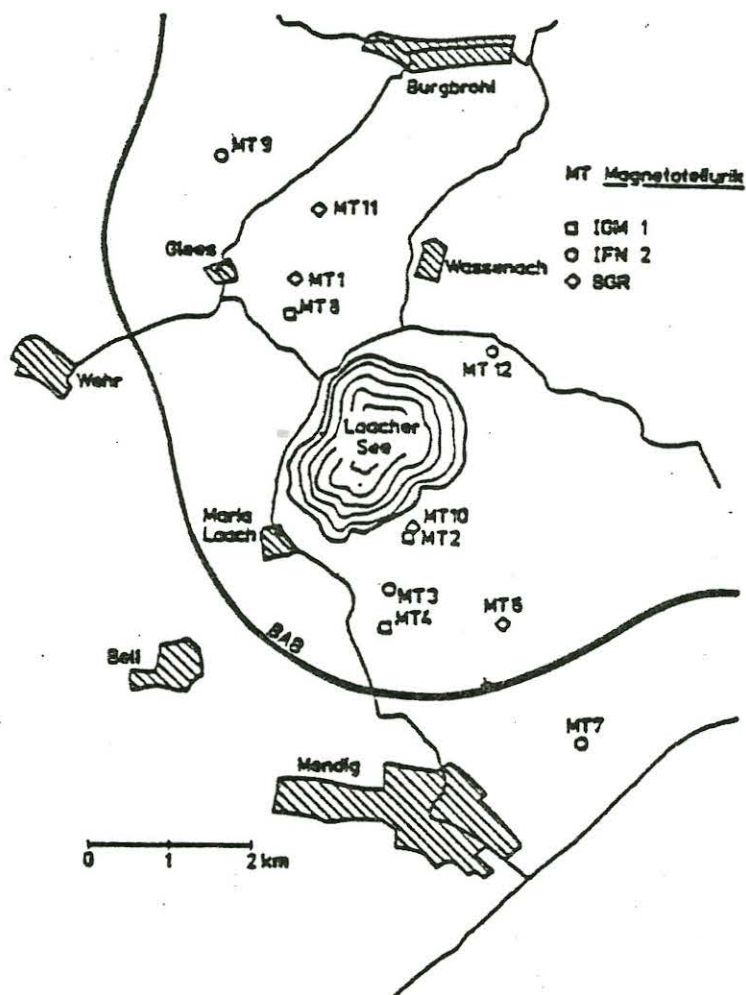


Abb.1: Lage der Magnetotellurik-Meßpunkte im Laacher See Gebiet

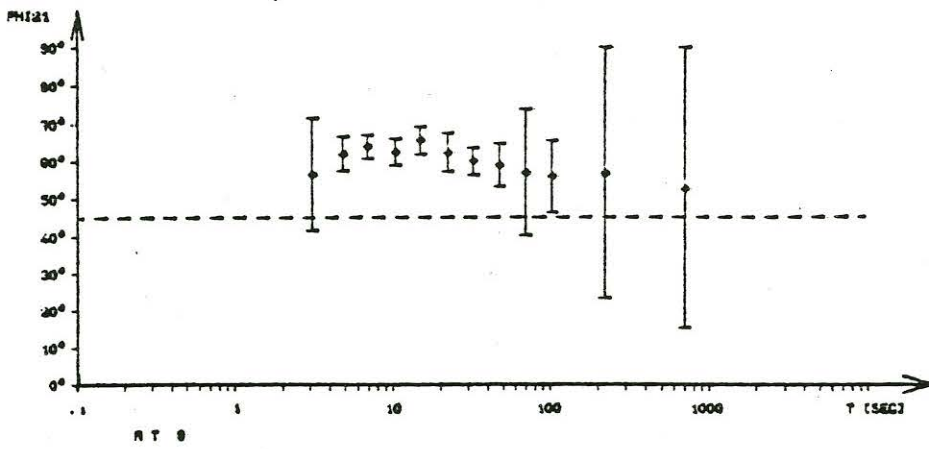
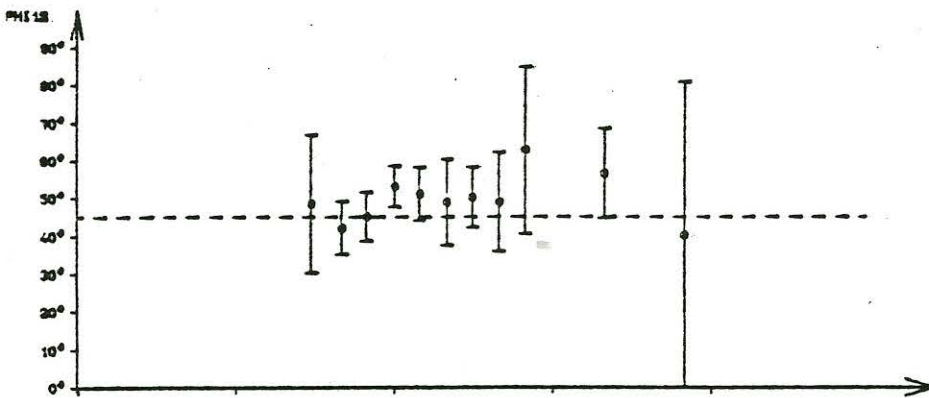
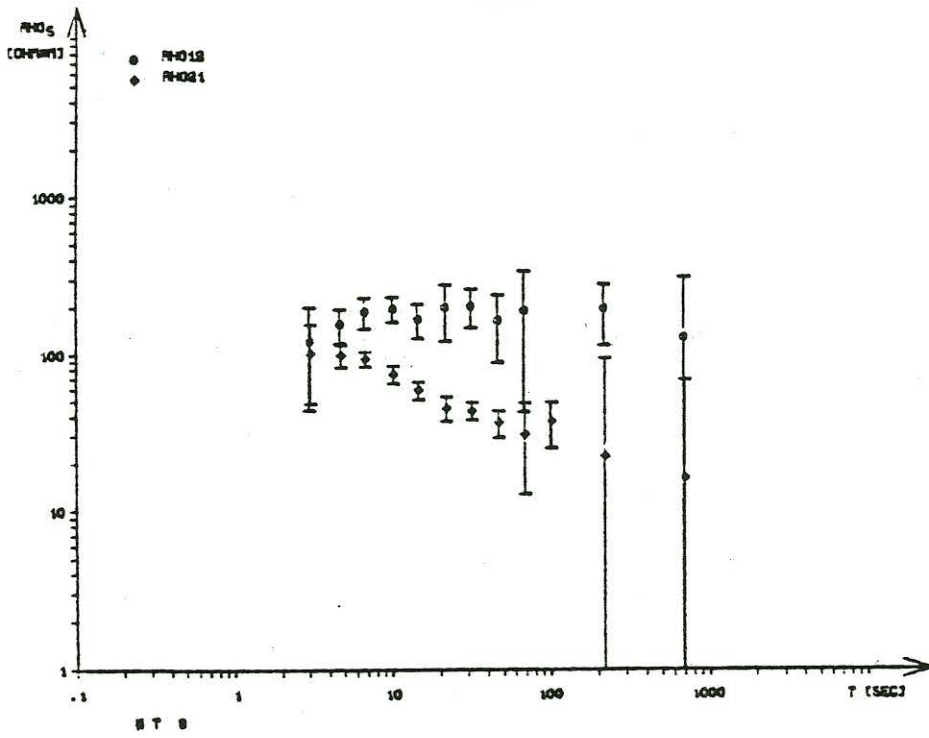


Abb. 2: Rho's- und Phasenverlauf bei MT9

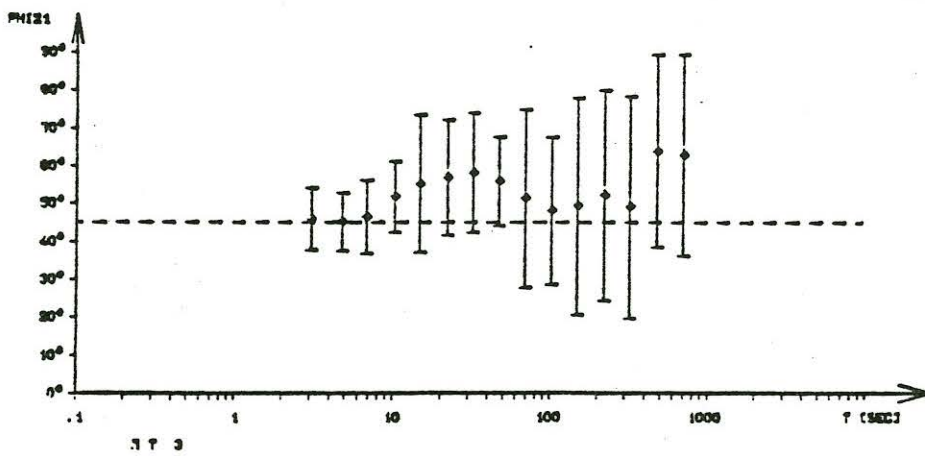
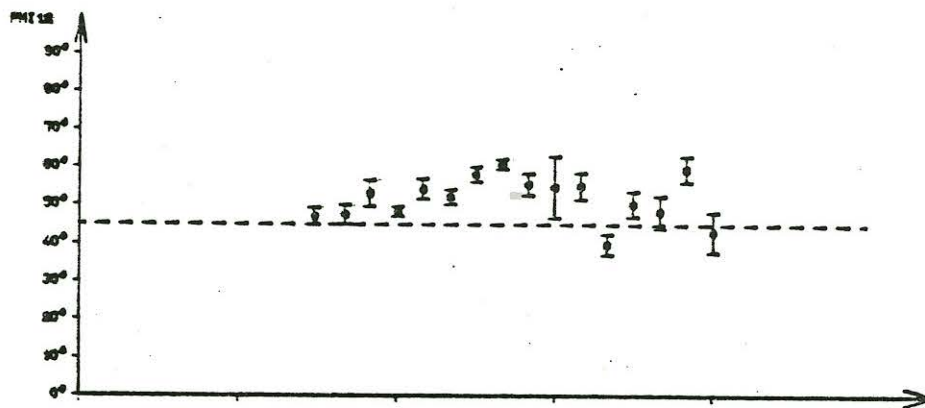
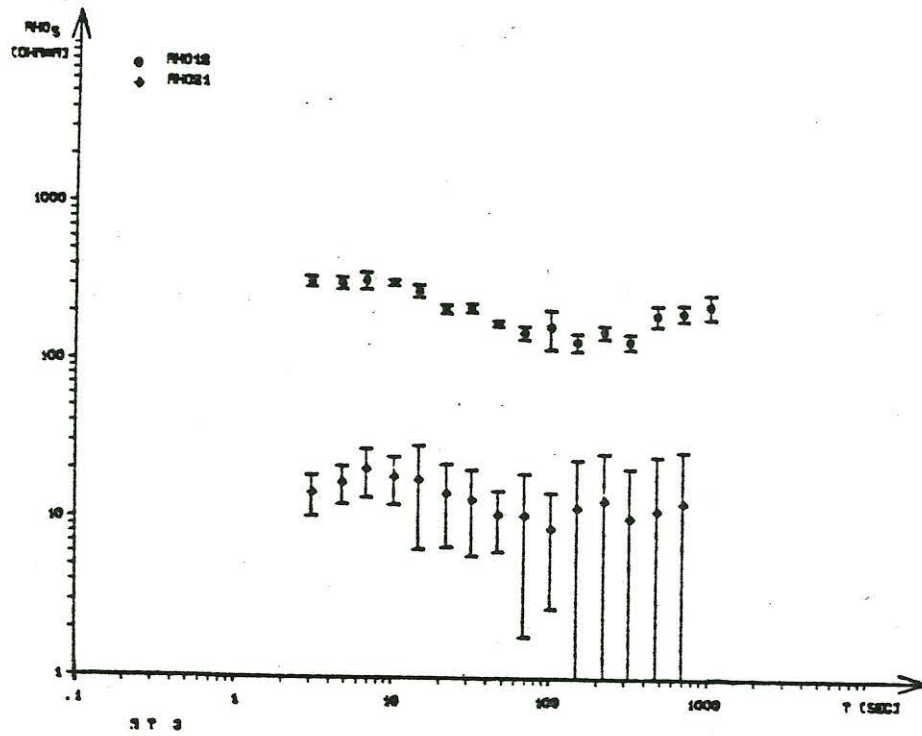


Abb. 3: Rho's- und Phasenverlauf bei MT3

Die Auswahl der MT-Stationen erwies sich als äußerst schwierig, da in diesem eng begrenzten Gebiet starke elektrische Störfelder vorhanden sind. Da außerdem während der Meßzeiträume nahezu durchgehend nur geringe magnetische Aktivität vorherrschte, konnte das vorhandene Datenverarbeitungsprogramm (Scheelke, 1972) zu keinen Resultaten führen. Es wurde ein neues Auswertekonzept entwickelt, daß aus folgenden Kernpunkten besteht:

1. Auslese magnetisch aktiver Zeitabschnitte
(Erste Auswahl an Hand planetarischer Kennziffern und Göttinger Pulsationsregistrierungen; engere Auswahl auf Grund der dann erstellten Analogplots der einzelnen Registrierstationen)
2. Schmalbandiges Filtern der so gefundenen Registrierzeiten
(6 Filter pro Dekade, überlappend bei -3dB; Martin-Graham-Filter (Thürey, 1979) mit der Mittenperiode TM)
3. Plotten der gefilterten Registrierabschnitte
4. Auswahl geeigneter Daten
(Auswahlkriterien: gutes Signal/Rauschverhältnis, hohe Kreuzkorrelation)
5. Bestimmung von Amplituden und Phasendifferenzen dieser Daten
(durch harmonische Teilanalyse nach TM; das entspricht einer Berechnung von Momentanamplituden und -phasen der gefilterten Daten)
6. Berechnung von Spektren, Impedanzen usw.

Mit diesem Verfahren wurden bis jetzt die Meßdaten der Stationen IG1 und IFN2 (Abb.1) verarbeitet. Als Beispiel für die Ergebnisse mögen die Rho's- und Phasenverläufe der Meßorte MT9 und MT3 dienen (Abb. 2,3).

Am Meßort MT3 wurde als einzigem während einer Zeit registriert, in der kurz hohe magnetische Aktivität auftrat (KP~7). Hier erhält man Ergebnisse im gesamten Periodenbereich $T = 3..1000$ sec; bei diesem Meßpunkt liefert die Verarbeitung nach Scheelke die gleichen Resultate. Typisch für den Rest der Meßort ist eher

MT9, bei dem oberhalb von $T=100$ sec kaum stabile Werte zu er-
rechnen sind (was sich auch in den breiteren Streubalken aus-
drückt). Auffallend ist bei MT3 die hohe Anisotropie. Sie ist
bei diesem Meßpunkt am höchsten und nimmt längs des Meßprofils
beiderseits von MT3 allmählich ab. Der Verlauf des Drehwinkels
ist glatt, der Winkel beträgt bei nahezu allen Meßorten etwa
 $N60^{\circ} E$.

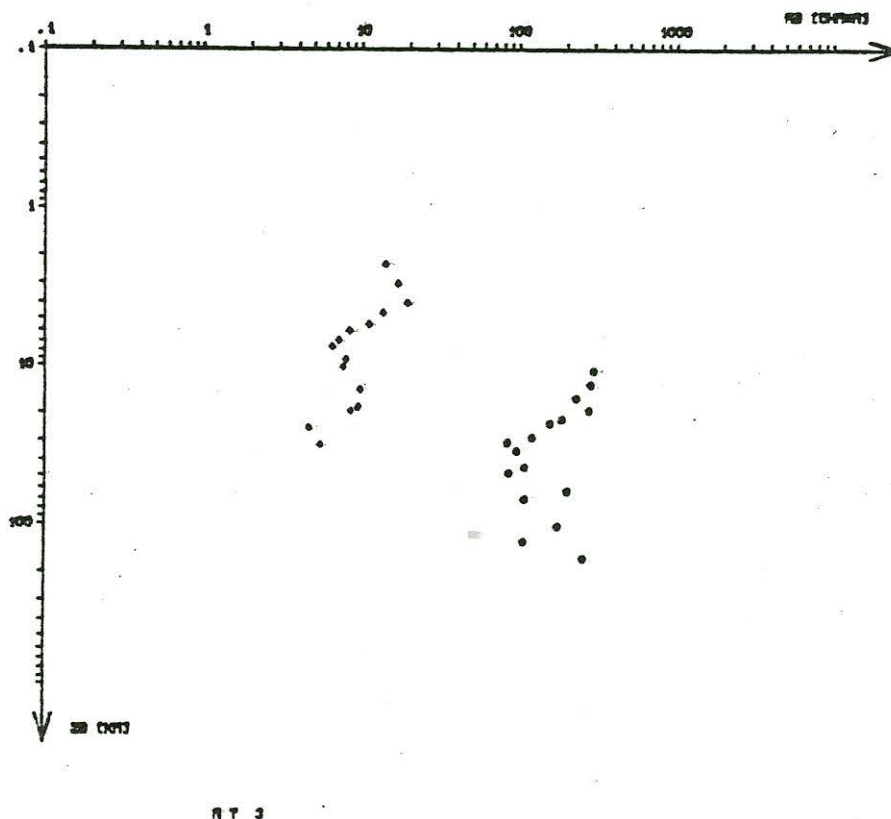


Abb. 4: Direkte Bostickinversion der Rho's- und Phasenwerte
von MT3

Augenblicklich werden ein- und zweidimensionale Modellrechnungen
für das Meßprofil durchgeführt. Eine erste Vorstellung von der
Qualität der Rho's- und Phasenwerte, sowie eine Abschätzung der
Widerstands-Tiefen-Verteilung kann man durch eine direkte
Bostickinversion der Meßdaten erhalten (Goldberg, 1982). Aus der

Abbildung 4 ist zu erkennen, daß die Werte zu längeren Perioden hin stärker streuen. Dies ist durch nicht eliminierbare Störanteile in den Meßdaten zu erklären. Bei allen Stationen wurde die Hz-Komponente mitregistriert und in dem neuen Auswerteverfahren ebenfalls berücksichtigt. Leider war es während der Meßkampagnen nicht möglich, eine feste Referenzstation zu installieren. Deshalb können keine Aussagen über das anormale, sondern nur über das gesamte Hz-Feld gemacht werden. Errechnet man hieraus Induktionspfeile, so zeigen deren Realteile im allgemeinen im gesamten Periodenbereich nach WSW; eine Richtung, die für diese Region typisch ist (siehe z.B. Berktold, 1974).

Die hier gezeigten Beispiele veranschaulichen die Wirksamkeit des entwickelten Auswerteverfahrens. Hiermit ist eine Möglichkeit gegeben, aus stark gestörten Datensätzen noch zufriedenstellende Ergebnisse zu erhalten, was natürlich nur durch einen erhöhten Zeitaufwand gelingt. Eine ausführlichere Darstellung des Analyseverfahrens und der Auswertung der Eifeldaten ist für den Herbst dieses Jahres geplant.

Literatur:

Berktold, A., Erdmagnetische Tiefensondierung in Süddeutschland und in den Alpen. In: Protokoll über das Kolloquium "Erdmagnetische Tiefensondierung" in Grafrath/Bayern, 1974.

Goldberg, S. und Rotstein, Y., A simple form of presentation magnetotelluric data using the Bostick transform, Geophys. Prospect., 30, S. 211-216, 1982.

Scheelke, I., Magnetotellurische Messungen im Rheingraben und ihre Deutung mit zweidimensionalen Modellen. Gamma 20, Institut für Geophysik und Meteorologie der Technischen Universität, Braunschweig, 1972.

Thürey, S., Echtzeitverarbeitung von Magnetometermessungen mit einem Mikroprozessor, Diplomarbeit, Institut für Geophysik und Meteorologie der Technischen Universität, Braunschweig, 1979.

G. SCHWARZ, V. RATH, V. HAAK und E. MARTINEZ

"Magnetotelluric Studies in the Geothermal Area of Travale"

Vorbemerkung: Der folgende Bericht wurde für ein Treffen verschiedener Magnetotellurik-Gruppen in Brüssel im Juli 1982 geschrieben. Die Kommission der Europäischen Gemeinschaften finanziert dieses Projekt, mit dem untersucht werden soll, ob die Magnetotellurik tatsächlich eine Methode ist, mit der geothermische Energie gefunden werden kann. An dem Projekt beteiligen sich die Universitäten von Edinburgh, Padua, Braunschweig und München, sowie einige Gesellschaften wie die CGG in Paris. Wir haben diesen in englisch verfaßten Bericht nicht übersetzt, haben ihn aber mit einigen kleinen Änderungen gegenüber dem Originalbericht versehen.

Summary: Magnetotelluric measurements have been continued in the geothermal area of Travale in autumn 1981. Strong lateral variations of the apparent resistivities have been observed which possibly correlate with the known geothermal areas.

1. Introduction

In continuation of our first field campaign in the "Travale Geophysical Test Site" in 1980 magnetotelluric measurements have been carried out in the Travale area at additional 12 sites in autumn 1981. Most of the stations are to be found on a profile, running out of the centre of the known geothermal anomaly towards NW, parallel to the strike of the Travale Graben (Fig. 1). The instrumentation included 3-component fluxgate magnetometers, induction coil magnetometers and telluric devices.

The time-varying electric and magnetic fields have been recorded on digital magnetic cassettes in the period range of 8-2500 s. The sampling rate for the data was 2 or 4 s, resp. The recording time at one station was from one to three weeks.

Additional measurements have been made with a VLF-R instrument to investigate the shallowest structure beneath the stations.

2. Data processing

All field data (electric and magnetic field) which have been recorded digitally at the different field sites had to be transferred to tapes which are computer-compatible. It turned out that all the digital cassette-tapes contained considerable amount of technical noise. The cause of this partially tremendous noise seems to be of "cultural nature". Finally, essential magnetically active time-intervals could be selected, which contained no visible technical disturbances for further analysis. One of these selected perfect time-intervals is presented in fig. 2. Nevertheless, the following stages of data-processing never yielded results without problems. The course of data processing was the frequency-analysis, calculation of transfer functions and apparent resistivities. Since the amount of scatter of the apparent resistivities was too large, several methods to "improve" the original data sets were tried. One of these methods^{*)} sieves out all data of a given data set which destroys a high coherency (V. Rath, in preparation). This method uses the normalized, multiple coherency as indicator of the quality of the data. The puzzling result of this method was, that the coherencies between electric and magnetic field data could be increased most considerably while the scatter of single apparent resistivity could scarcely be diminished, sometimes even increased. Our conclusion of this "experiment" is, that there exists highly coherent, cultural noise in the Travale Area, undistinguishable from the natural signal to the human eye. Possibly, the only method to improve the results is the application of the remote references method. All the results presented here are "stable" curves calculated from all available and reliable field data.

3. Rotation of coordinate systems

Only in the case of a resistivity function which depends on depth only (LD-case) the transformation of the measured apparent re-

*) (e.g. Jödicke 1978)

sistivity into the true resistivity is possible in all coordinate systems. In this case the coordinate systems must not be rotated, the interpretation will be correct. However, in the 2D-case (like in a two-dimensional graben), the coordinate systems (mostly EW/NS) must be rotated in order to separate to the E- and B-mode. The corresponding ρ_a -curve for the E-mode can in many cases be interpreted by 1D-inversion algorithms. The actual measurements in Travale yielded three cases. For short periods (< 1 s) the data behave 1D, for periods up to 50 s the data behave 2D (the Travale Graben as the dominant 2D-structure), for periods > 50 s the data behave 3D. In this case the inductive effective structure turns out to be a more or less EW-striking structure, probably the northern boundary of the Tuscan microplate (see Haak & Schwarz, 1981). Thus in the longer period range the Travale Graben is not anymore a 2D-inductive structure, but a local d.c.-distortion anomaly (Haak, 1978). In this case the maximum-minimum coordinate systems suit much better the physical conditions of such complicated structures than non-rotated or only graben-parallel coordinate systems. Since two apparent resistivity curves result at one station, the maximum curve inside the Travale Graben must be taken as the "E-mode" curve. In the following figures the resulting apparent resistivities, phases and 1D-models are presented.

4. Apparent and true resistivity functions

The apparent resistivities which correspond to the E- and B-polarization mode are plotted in fig. 3 (see upper panel). The apparent resistivities have been calculated in the maximum-minimum coordinate system as discussed earlier. The rotation angles of the E- and B-field ($\alpha_{E,B}$) and the phase differences (φ) are represented in the middle panels. The true resistivity-depth-function has been deduced from the E-polarization mode by the PSI-algorithm of Schmucker (1974). The theory clearly indicates the E-polarization as a good approximation of the resistivities in a layered earth (1D-case). As has already been discussed this assumption is only true for the uppermost km in the Travale Graben.

For a better comparison of the apparent resistivities calculated by other groups with different methods in the Travale field, the same set of data has been analysed in a fixed graben-parallel coordinate system (fig. 4). The calculations under a rotation angle of $N40^{\circ}W$ are showing, that the shape of the apparent resistivity-curves does not alter very much, whereas the niveau of the curves is more affected.

A general view on all calculated apparent resistivity-curves gives a picture not so clear as would have been expected when considering a 2D-structure. The ρ_a -curve inside the known geothermal field is rather flat, starting at 20 Ωm and rising up to 40 Ωm . Outside the Travale field the ρ_a -curves are of a different type, ascending from about 10 Ωm to about 100 Ωm . These curves are representing a type of resistivity curves measured at other places in Tuscany, too, e.g. MUR (Haak & Schwarz, 1981). Further to the north (stations Mat & GAT) the ρ_a -curves are very similar to those which have been calculated for the stations inside the geothermal field.

The apparent resistivities in the B-polarization mode are by more than an order of magnitude lower than the one of the E-mode. It is impossible to interpret them by any 1D-algorithm. For that reason 2D-models have been calculated which were described below.

The variation of the apparent resistivities for the E-polarization mode on a profile from NW to SE for the periods 100 and 1000 sec has been plotted in fig.5. The resistivity function for the period 100 s shows clearly a low inside the known geothermal field which is separated by a high in the apparent resistivity from a second low at the northern most stations. The apparent resistivity curve for the period 1000 s shows a remarkable low in the north, rising up to high values in the middle of the profile and is becoming more or less flat inside the geothermal field.

5. 2D-model calculations

- 5.1 All results clearly point to the at least 2-dimensionality of the true resistivity structure. This means that a perfect, quantitative transformation of the apparent resistivity into the true resistivity is possible if the 2-dimensional structure (the Travale Graben) is covered at least by one perpendicular profile by measuring station from one side to the other. Such measurements have not been allowed in the Travale area, but the measurements had to be confined to the geothermal area proper. Therefore any interpretation of the results will be ambiguous with respect of the lateral effect of the Travale Graben on our apparent resistivities within the graben.
- 5.2 Nevertheless, it seemed to be very important to estimate the lateral effect of different possible graben configurations. We have assumed two quite different types of grabens, calculated by a 2D-method all the necessary field quantities for a large number of frequencies. From some selected sites of these theoretical, graben-traversing profiles we represented the apparent resistivity curves as function of period. Our ideas and conclusion will be discussed separately for each of both models.
- 5.3 Shallow graben model

The graben itself is a rather shallow structure, filled with 10 Ω m resistive sediments. It can be shown that such a shallow structure is in clear contrast to all magnetotelluric results. The question was whether a deeply buried, low resistive "geothermal reservoir" could change the apparent resistivities in such a way as have been observed. The result is indicated in fig. 6, the sites are marked by the two arrows. If one compares the resulting ρ_a -curves with actually observed ρ_a -curves (e.g. FOR, MAT) one will confirm a striking similarity.

However, at the same time, the high-resistive transition from the graben sediments to the "reservoir" provides a resistive basement as worked out by d.c. methods (dipole-dipole, Schlumberger, (ENEL, 1969; Patella et al., 1981)). The lateral effect of the small "reservoir" is small, but is not confined to the short periods only but also to the long periods up to 1000 s.

The lateral effect is not very clear in the phases. Our conclusion is, that such deeply buried "reservoirs" could be detected if the apparent resistivities could be determined accurately enough. The location of the borders and the resistivities outside of the graben are invented since no measurements have been performed to know these parameters.

5.4 Deep graben structure

Since results as that from MAT and GAT indicated no high resistive basement, and according to geological and geophysical results (Wigger et al., 1981) the Travale Graben constitutes a recent fracture zone of the crust, the deep graben structure was invented (see fig. 7). Again, the apparent resistivities of a whole profile from one side to the other were calculated for a large number of periods. One ρ_a - and phase curve of a site in the middle of the graben is represented in the fig. 8. The ρ_a -curve resembles again some of our actual measured curves. In a final stage, this 2D-apparent resistivity curve was interpreted by a 1D-inversion algorithm, to see, which structures correspond to a ρ -curve which must be affected considerably by lateral effects: Observe that below the indicated "grabenstation" no resistive, crustal basement exists! The resulting 1D-models all contain such a resistive, crustal basement which is clearly a lateral effect.

5.5 Reason to decide between shallow and deep graben model

The strongest reason against a shallow graben in favour of a deep graben seems to be the actually observed huge difference between E- and B-polarization. The apparent resistivity of E- and B-polarization for 3 periods along the whole profile is represented in fig. 7. At present we do not see any other possibility to explain the large differences between E- and B-polarization (e.g. MAT, QUA) than by this deep model. However, this conclusion is inferred only from the sites inside the graben proper, we do not have knowledge about the fields at the transition and outside the graben.

6. The question whether shallow or deep graben structure answers only long distance variations of the apparent resistivities.

Short distance variations indicate lateral resistivity variations in the graben centre. To see and delineate some low and high resistivity areas all results from the different MT-groups have to be combined. This work is still going on.

Acknowledgements: The field measurements have been carried out in close cooperation with the "Magnetotelluric working group" from the Institut für Angewandte Geophysik der Ludwig-Maximilians-Universität München. Our thanks are due to Dr. M. Beblo, Dr. A. Berktold, Dr. K. Kemmerle and P. Neurieder for their cooperation. The Institut für Geophysik of the Technische Universität Braunschweig lent us one MT-equipment. We like to thank very much ENEL, in particular Dr. F. Batini and Mr. L. Becuzzi for their help during our field measurements.

This study has been carried out with the financial support of the Commission of the European Communities (contract no. EG-A-02-029-D).

References

- ENEL: Studio geo-elettrico della regione boracifera. Int. Report, Pisa, 1969.
- Haak, V.: Interpretations-Verfahren für die Magnetotellurik unter besonderer Berücksichtigung lateral variierender elektrischer Leitfähigkeit im Erdinnern und eines räumlich inhomogenen induzierenden Magnetfeldes. Bayer. Akad. Wiss., Math.-Nat. Klasse München, 158, 1978.
- Haak, V., G. Schwarz: Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit in Kruste/Oberer Mantel im Bereich der Geothermischen Anomalie der Toskana. Schlußbericht Vertr. 488-78-7, EGD, 1981.
- Jödicke, H.: Auswerteverfahren Münster. Prot. Koll. Elektromagnet. Tiefenforschung, Neustadt, 147-154, 1978.
- Patella, D., R. Quarto, A. Tramacere: Dipole-Dipole Study of the Travale Geothermal Field. In: Strub, A.S. and P. Ungemach (eds.): Advances in European Geothermal Research, Reidel, Dordrecht, 833-842, 1980.
- Rath, V.: Ein verbessertes Auswerteverfahren für die Magnetotellurik. Diploma thesis, Freie Universität Berlin, in preparation.
- Schmucker, U.: Erdmagnetische Tiefensondierung mit langperiodischen Variationen. Prot.Koll. Erdmagnet. Tiefensondierung, Grafrath, 313-343, 1974.
- Wigger, P., G. Schwarz, V. Haak: Ein geothermisches Modell für die Toskana. Paper given at DGG-meeting Heidelberg, 1981.

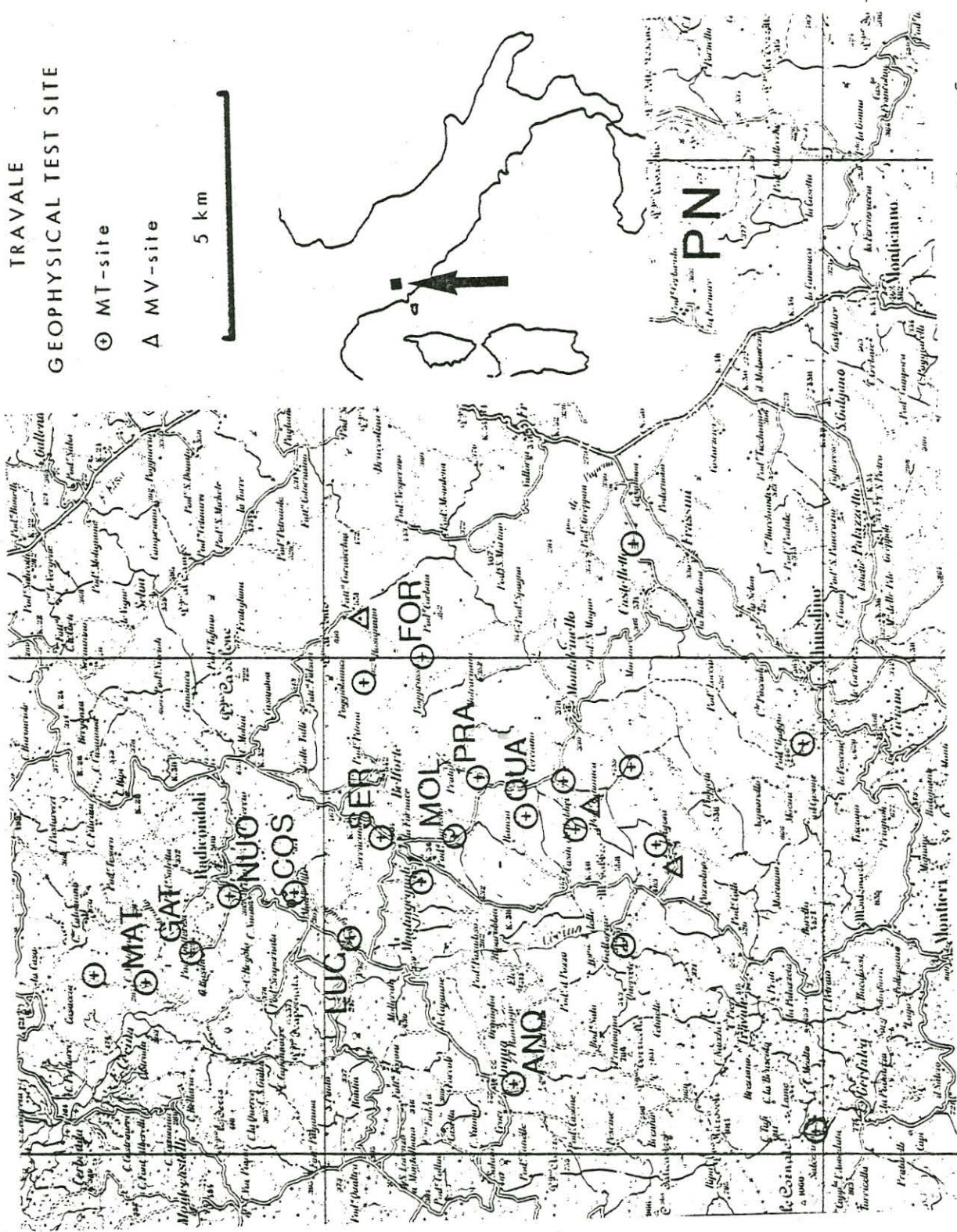


Fig. 1: Position map of measuring sites in the Travale area. The recordings of those sites indicated with a name have been analysed up to now.

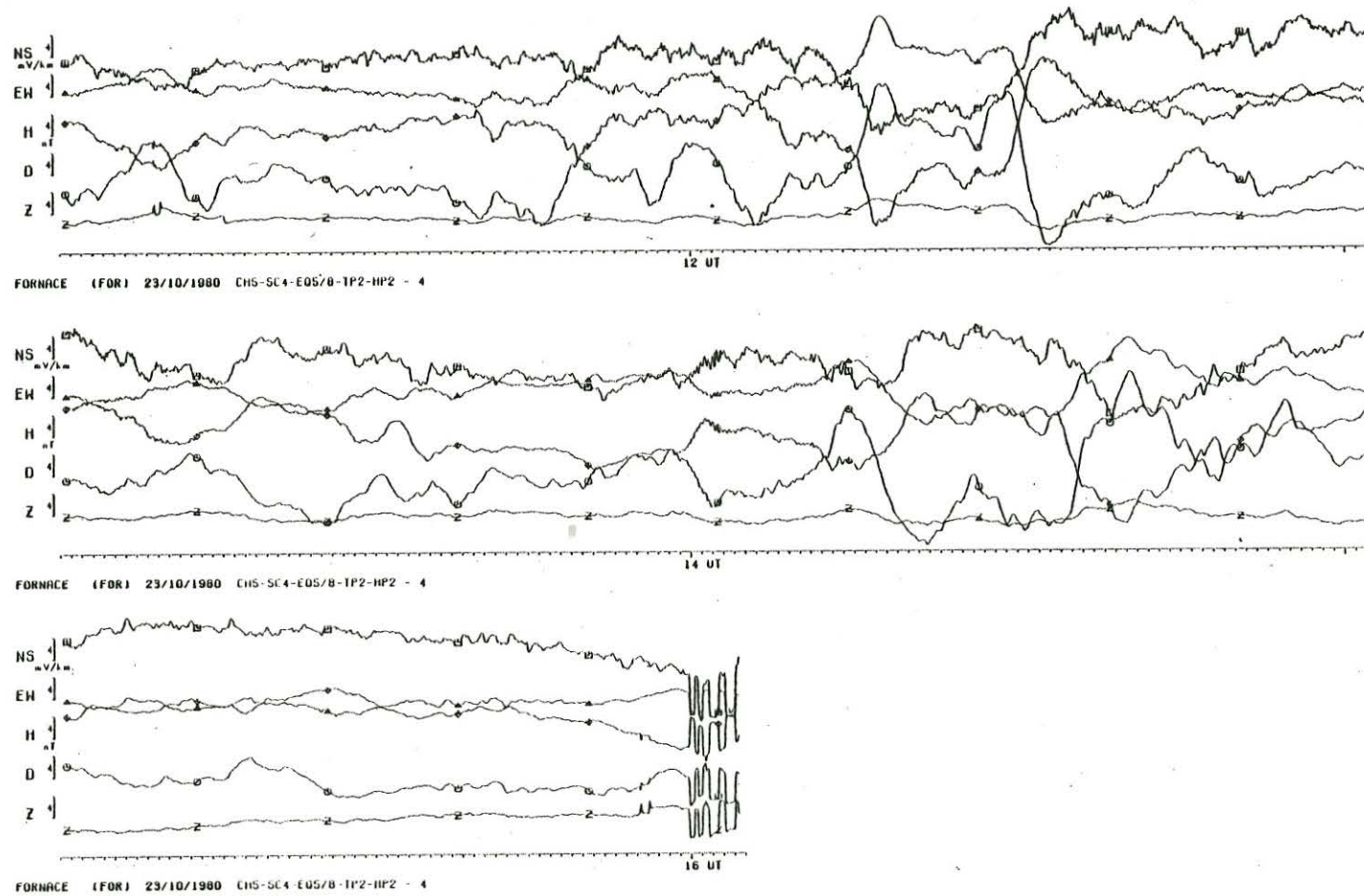


Fig. 2: Recording sample of the time varying electric and magnetic field at the station FOR. The upper two traces represent the two horizontal components of the electric field, the lower three traces the components of the magnetic field.

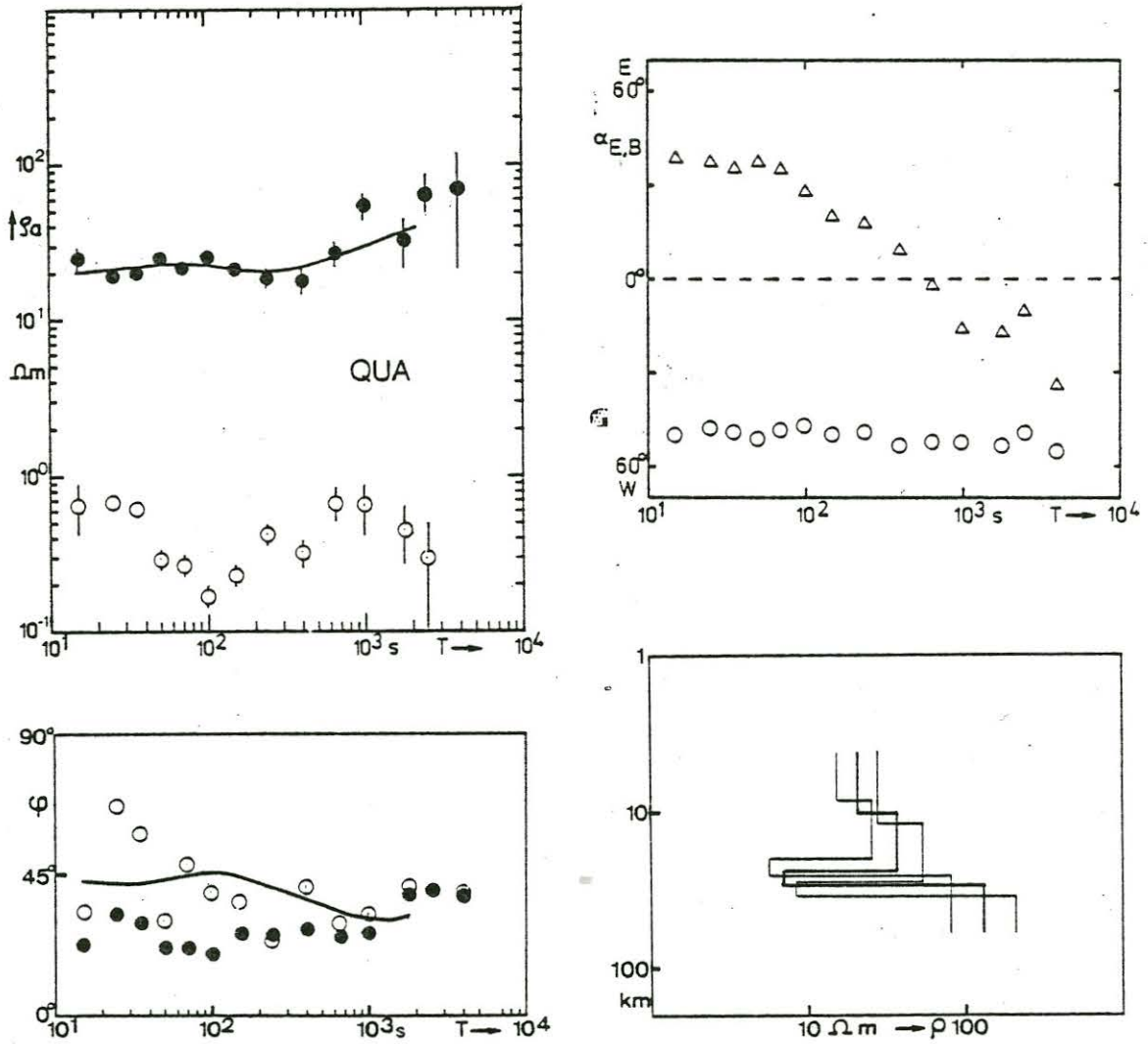


Fig. 3: Uppermost panel on the left the apparent resistivity as function of period, calculated in the maximum-minimum-coordinate system. The black dots represent the E-mode, open circles represent B-mode. Below the phasedifferences between E- and B-field. Uppermost panel on the right the azimuths of both fields (\circ : rotation angle of E-field, Δ : rotation angle of B-field), below the resistivity-models obtained by an inversion algorithm from the apparent resistivities.

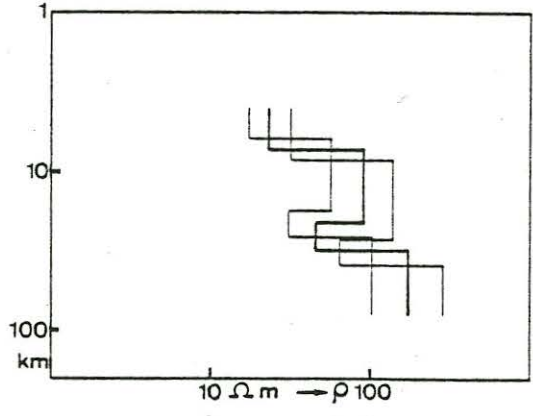
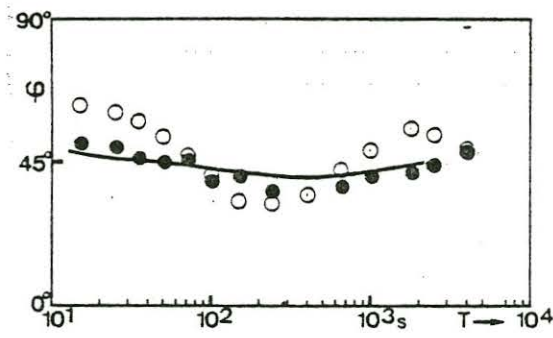
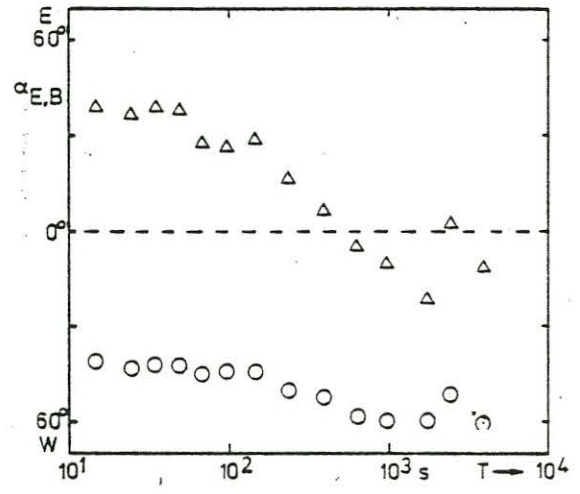
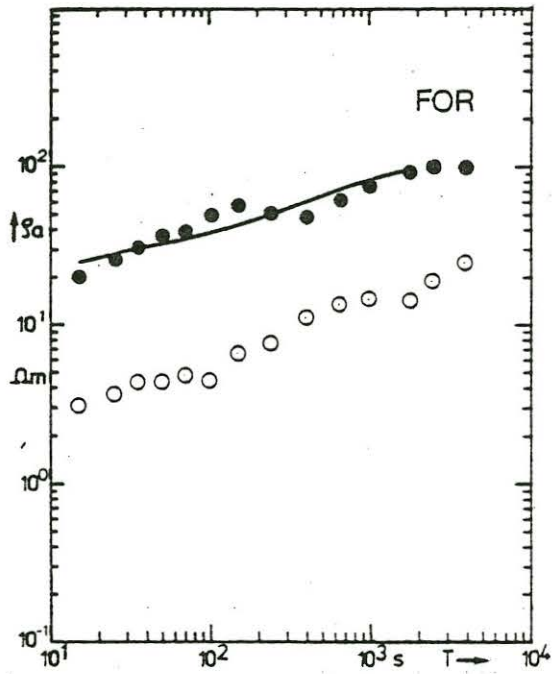


Fig. 3a: Captions see fig. 3.

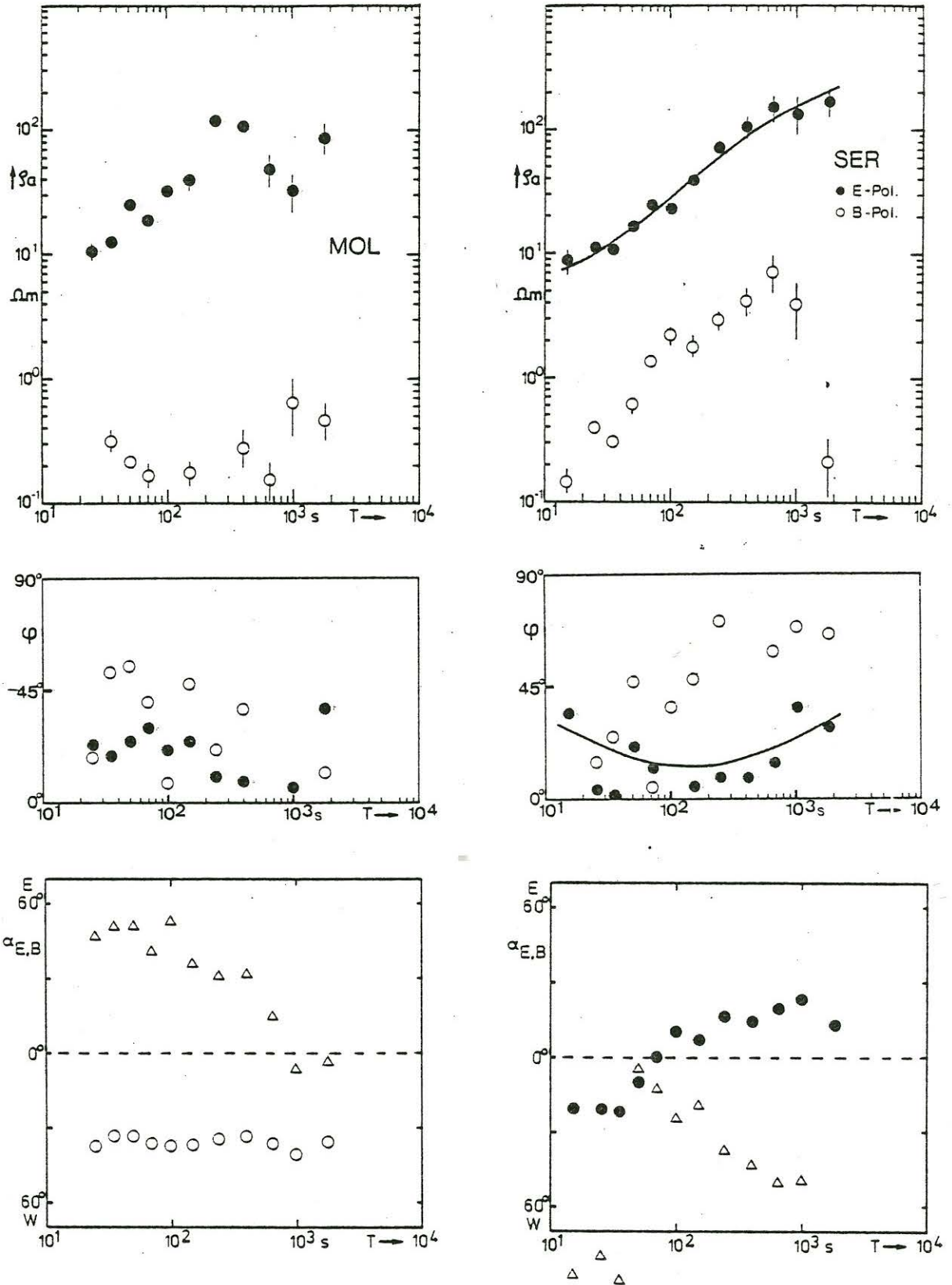


Fig. 3b: Apparent resistivities, phasedifferences and azimuths at the stations MOL and SER. The site MOL has been measured in 1979 (Haak & Schwarz, 1981). The consistency between ρ_a and phase at the site SER has been proved by 1D-modelling: the drawn curves result from a two-layered-model (not shown here).

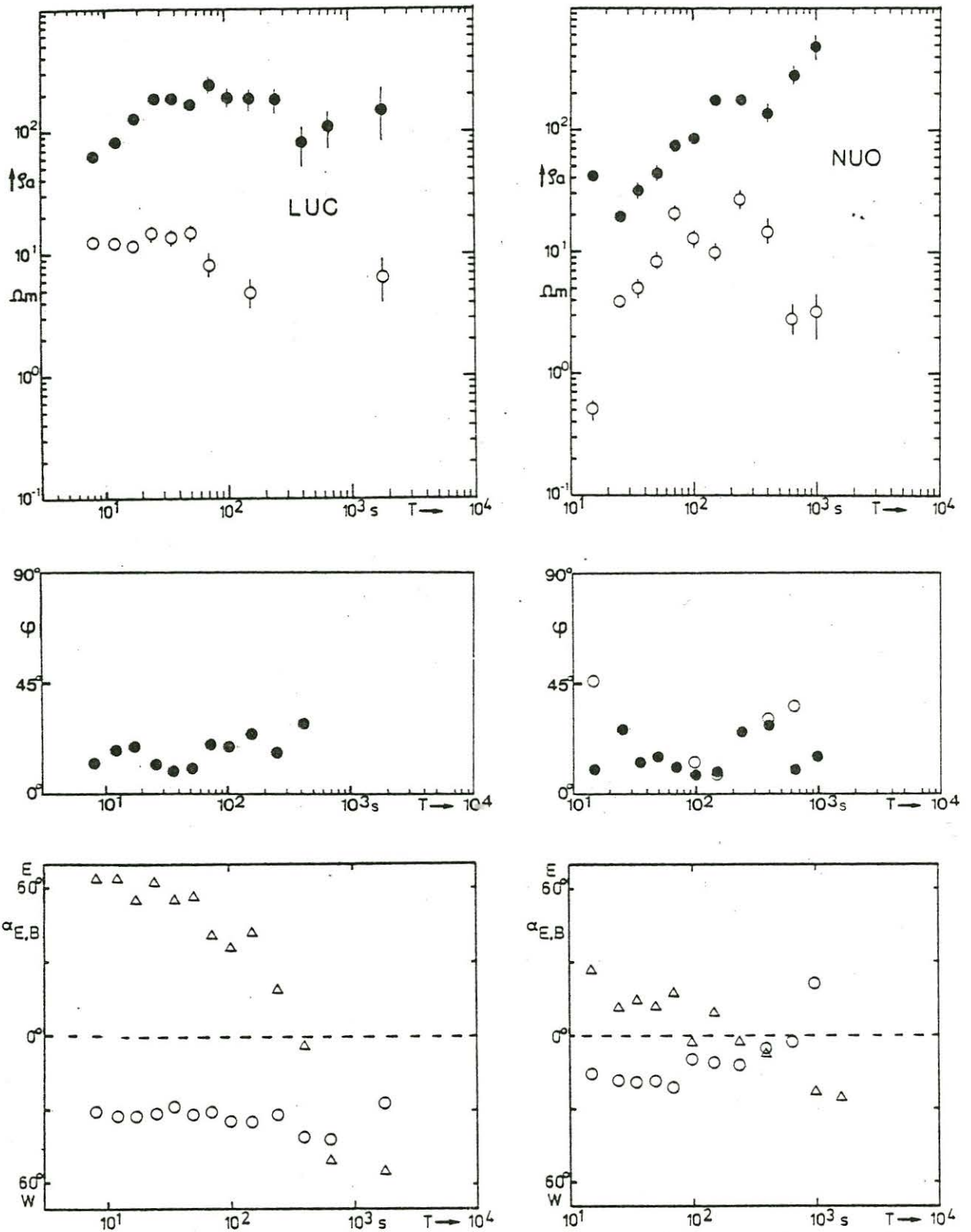


Fig. 3c: Captions see fig 3b.

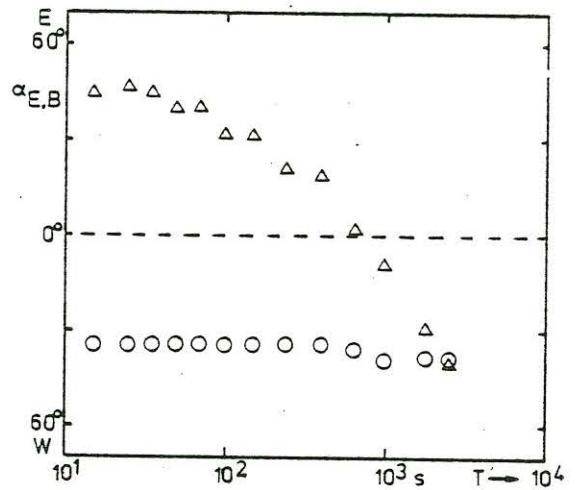
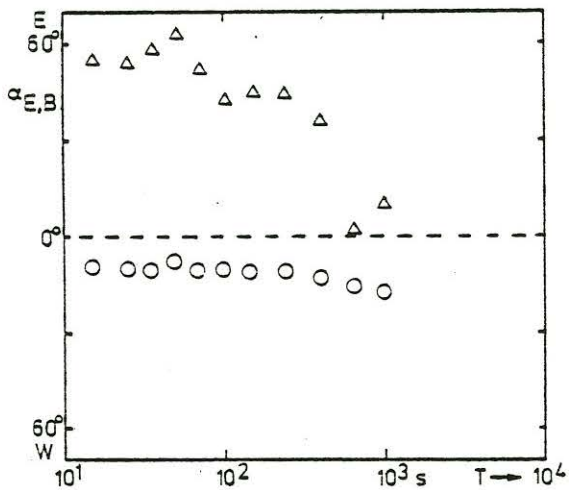
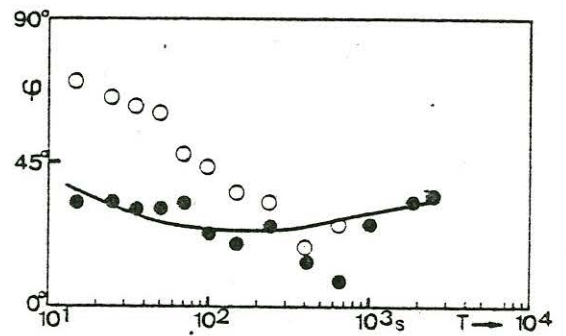
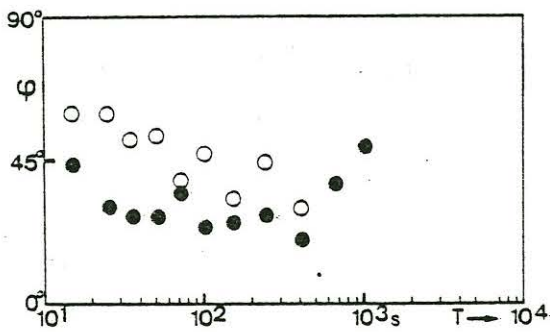
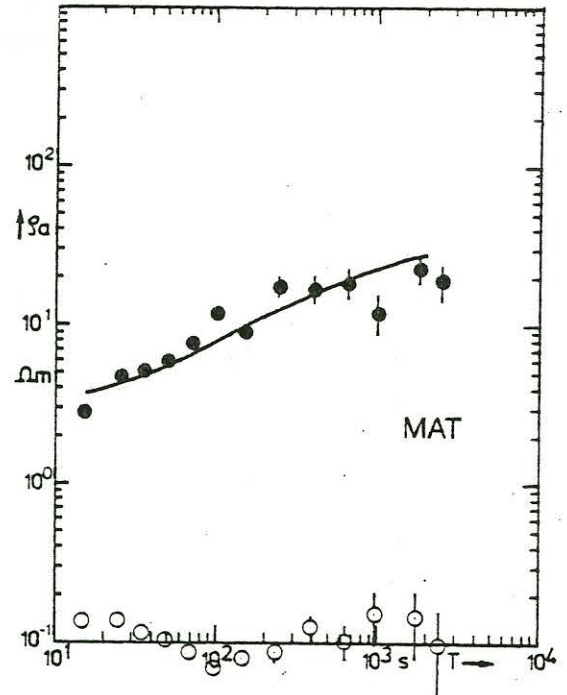
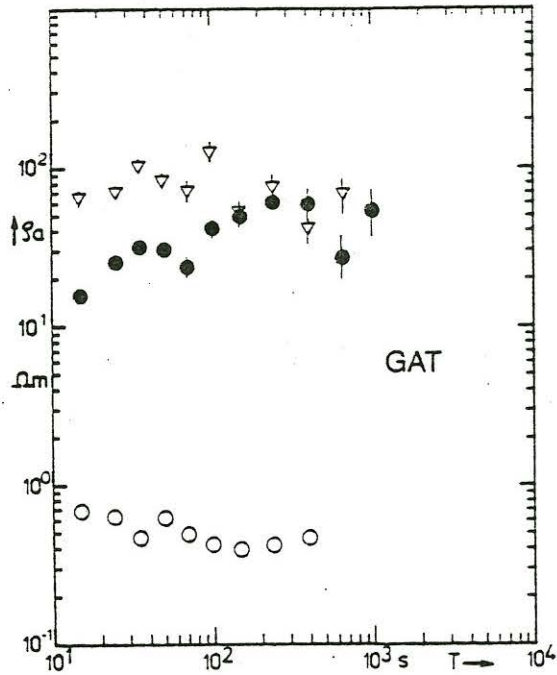


Fig. 3d: Captions see fig. 3b. The open triangles in the $|Z_a|$ -curve at the station GAT are the result of adding one time interval to the data set in the analysing procedure.

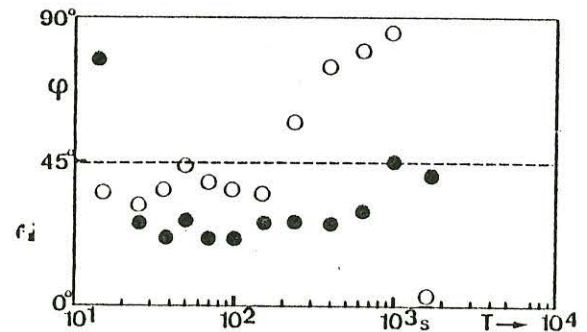
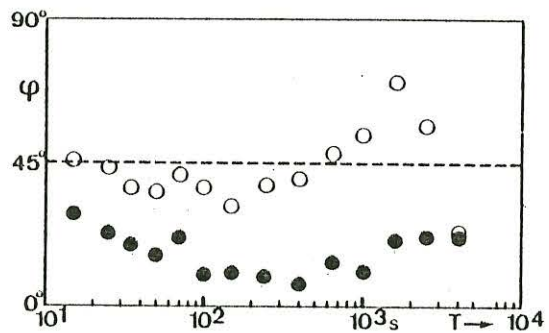
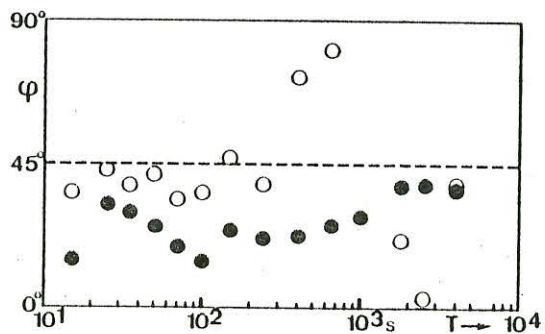
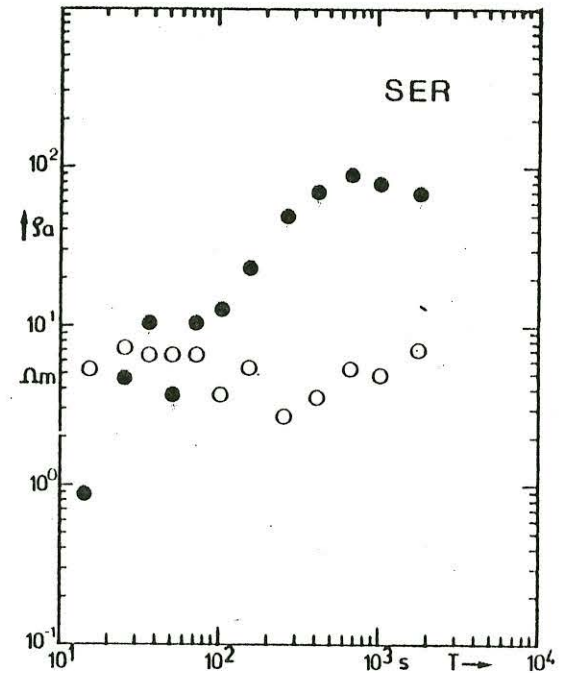
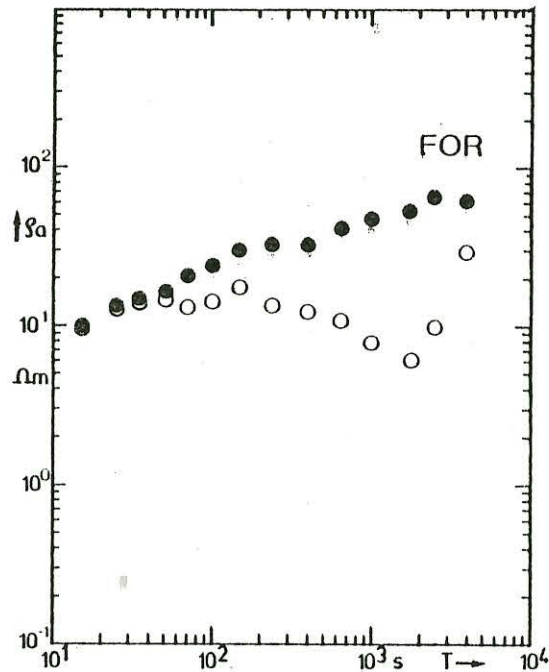
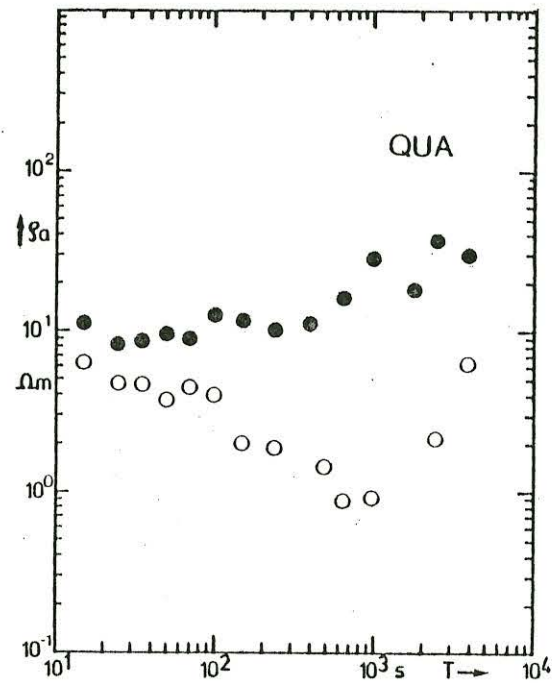


Fig. 4: Apparent resistivities and phasedifferences calculated in a graben-parallel coordinate system.

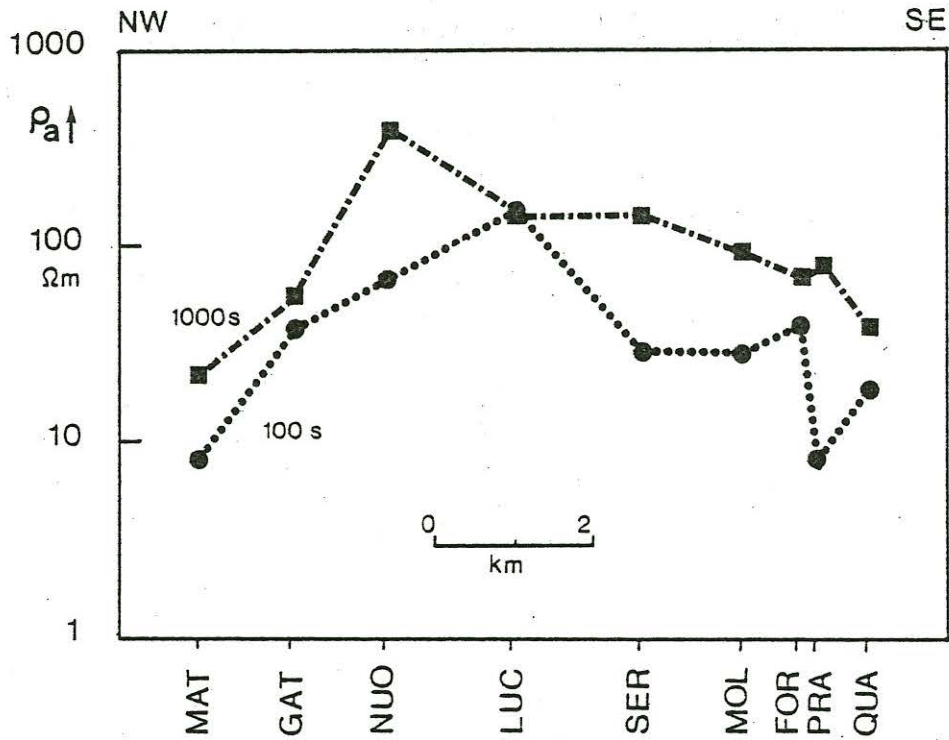


Fig. 5: Variation of the apparent resistivities on a profile parallel to the Travale Graben, running out of the known geothermal field towards NW.

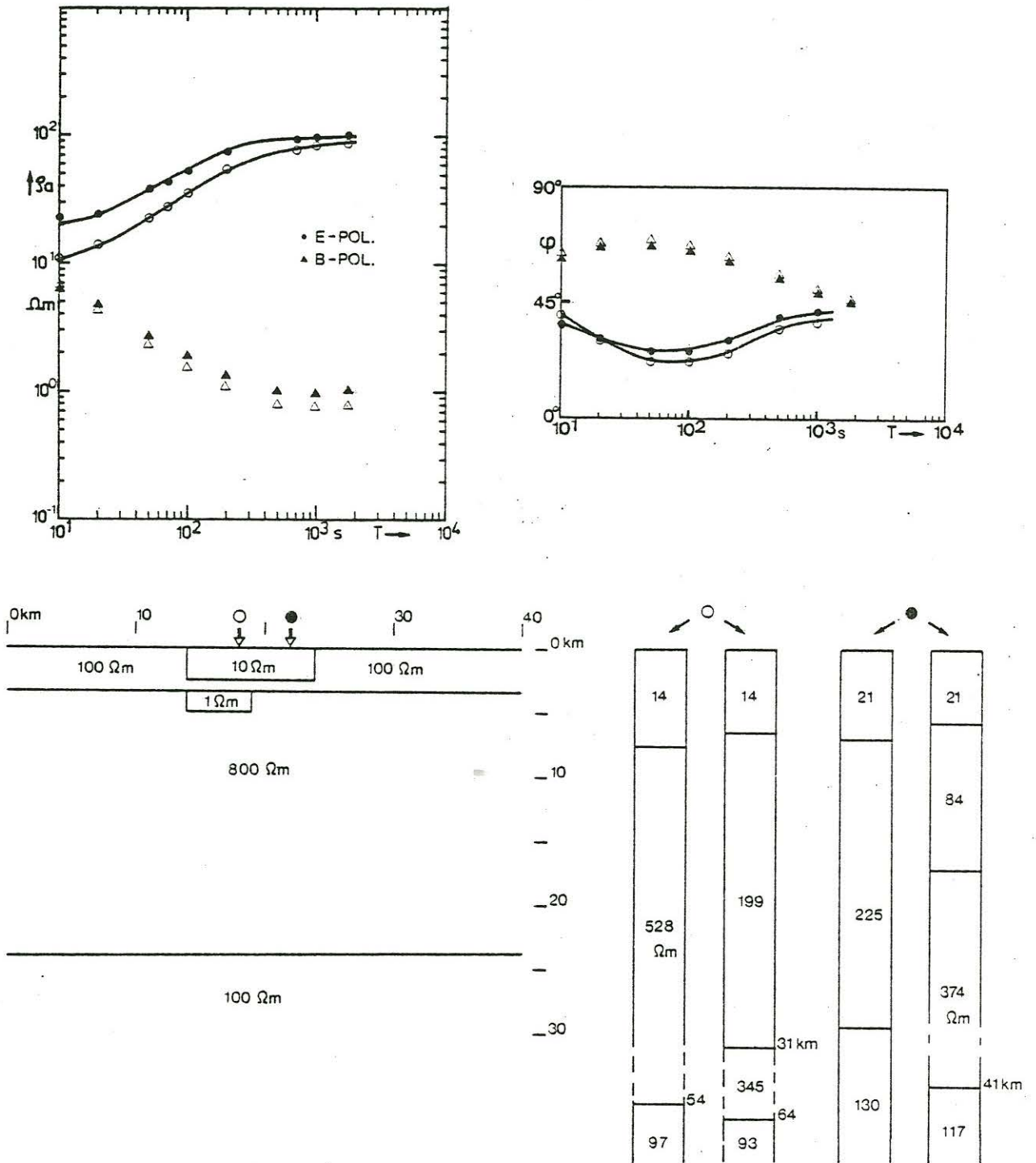


Fig. 6: Shallow graben model with corresponding apparent resistivity curves of two sites in the middle of the graben. On the right: the apparent resistivity curves were interpreted by a 1D-inversion algorithm.

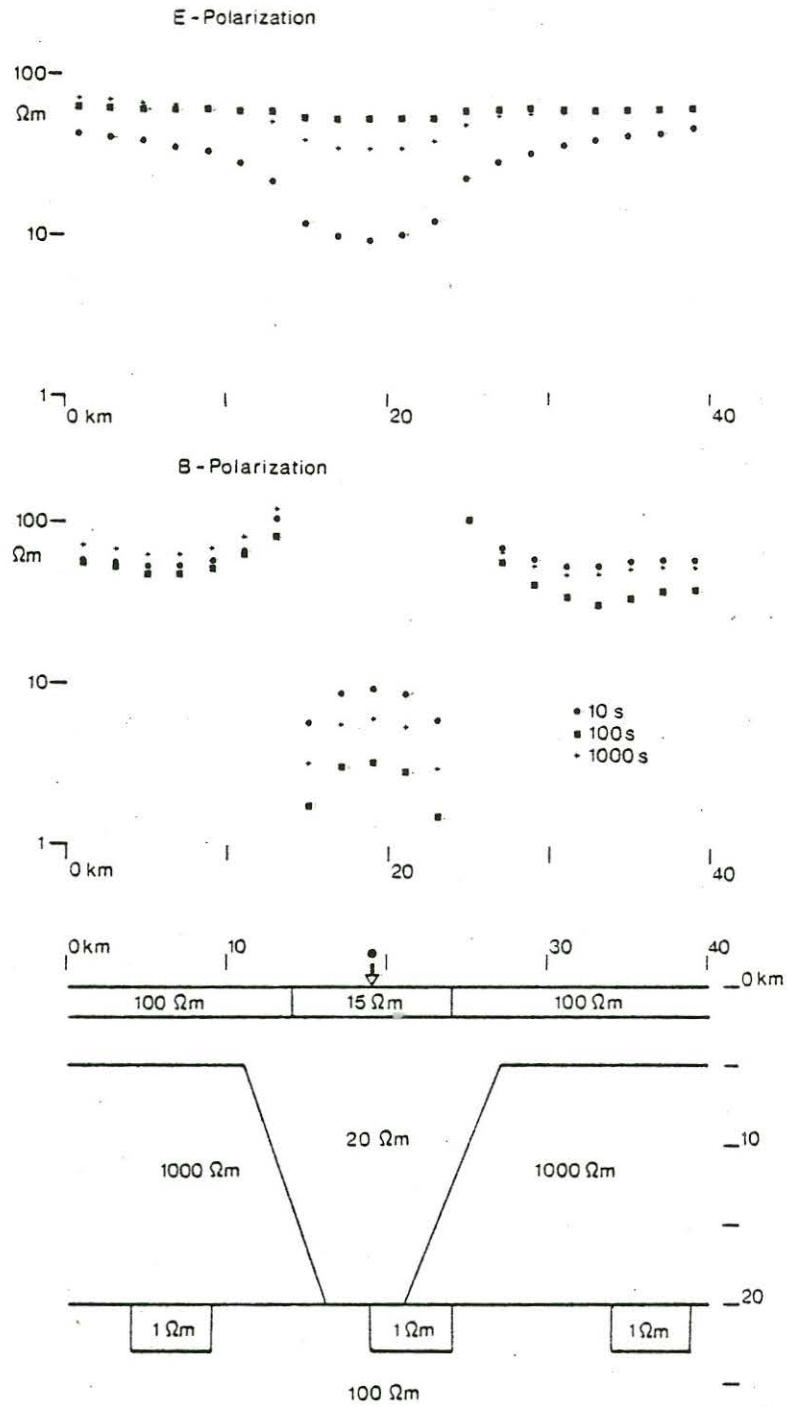


Fig. 7: Apparent resistivities for the E- and B-mode calculated on a profile across the deep graben structure for the periods 10, 100 and 1000 s.

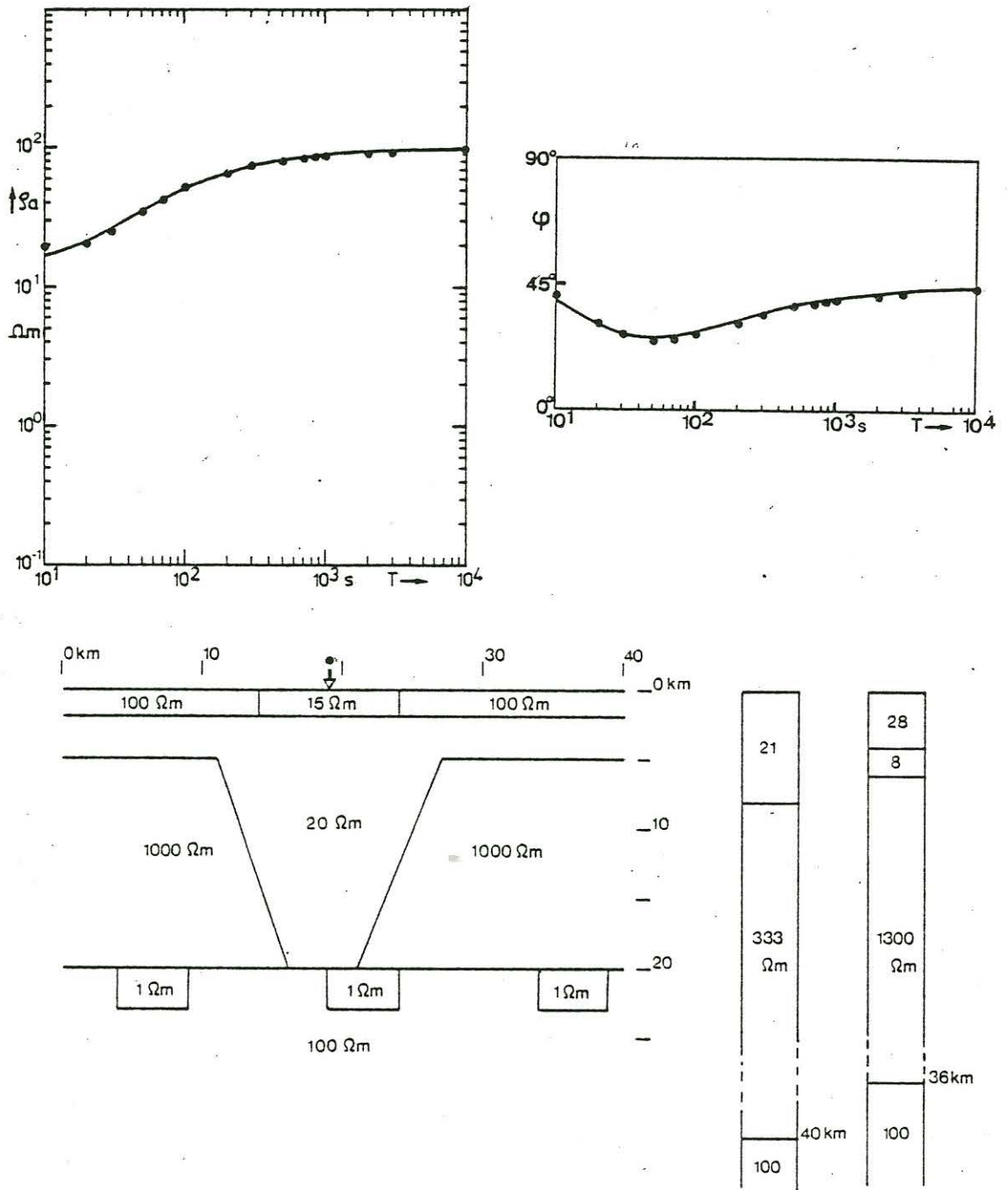


Fig. 8: Deep graben model with corresponding apparent resistivity curve and phasedifferences of one site in the middle of the graben (marked by an arrow with full dot). On the right the 1D-inversion-models, deduced from the 2D-apparent resistivity curve.

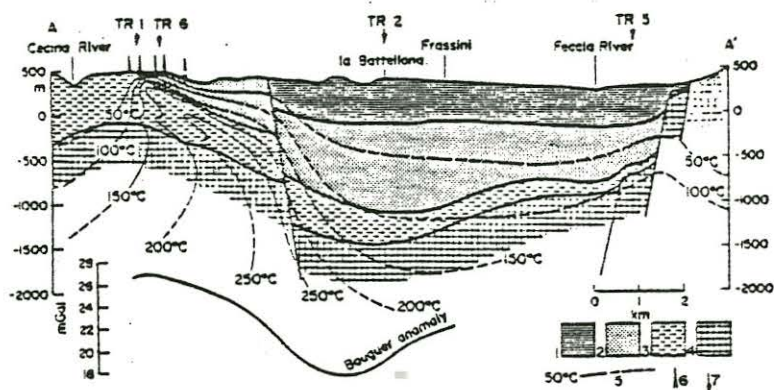
J. OTTEN, G. MUSMANN

"Aktive Audiomagnetotellurik bei Travale"

1. Einleitung

Im Herbst 1981 wurden über der geothermischen Anomalie von Travale in der Toscana Messungen nach der Methode der "Aktiven Audiomagnetotellurik" durchgeführt.

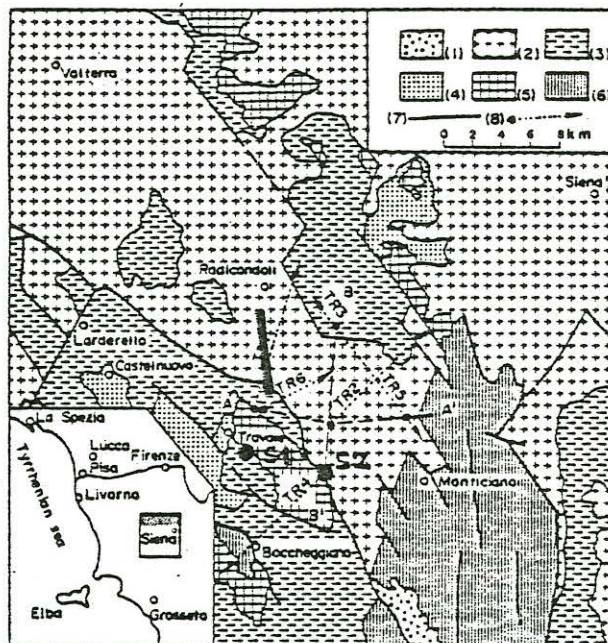
Die geothermische Anomalie ist seit Jahren bekannt; sie besteht aus einer von NW nach SE gerichteten Grabenstruktur. An den Rändern des Grabens steigt das Karbonatgestein auf, während der Graben mit Flysch und darauf liegendem Ton, Sand, Gips und Konglomerat aus der Zeit nach der Gebirgsbildung gefüllt ist (Abb. 1). Die heißen Wasser und Dämpfe werden am Westrand des Grabens erbohrt.



Schematic geological cross-section showing the isogeothermal trend obtained from geothermal well data or extrapolated from surface gradient values. The position and depth of the stratigraphic units in correspondence to the dipolar soundings were obtained from the interpretation of the resistivity diagrams or directly from the well stratigraphy. 1—Post-orogenic complex: clay, conglomerate, sand, gypsum; 2—Flysch-facies complex: shale, marl, sandstone, limestone; 3—Carbonate complex: mainly dolomite, anhydrite and limestone; 4—Metamorphic complex: phyllite, quartzite, quartzose conglomerate with intercalations of saccharoidal limestone and anhydrite; 5—Isothermal contour; 6—Wells; 7—Dipolar soundings.

Abb. 1: Geologischer Schnitt durch den Graben bei Travale.
(Aus [Patella, 1979])

Die vorliegenden Messungen wurden an 24 Punkten längs eines ungefähr nord-südlich verlaufenden Profils durchgeführt. Das Profil schneidet den westlichen Grabenrand (Abb. 2). Die Einspeisung des Meßsignals erfolgte an zwei Orten außerhalb des Grabenbereichs.



Geological and structural sketch map of Travale - Radicondoli geothermal area. 1—Roccastrada rhyolites; 2—Post-orogenic complex: clay, conglomerate, sand, gypsum; 3—Flysch-facies complex: shale, marl, sandstone, limestone; 4—“Macigno-Scaglia” complex: quartzose sandstone and varicoloured shale; 5—Carbonate complex: dolomite, anhydrite, limestone, radiolarite, cherty limestone; 6—Metamorphic complex: phyllite, quartzite, quartzose conglomerate; 7—Main fault; 8—Dipolar sounding and trace of dipolar array; AA' and BB': traces of cross-sections.

Abb. 2: Meßgebiet. Die dicke Linie gibt das Meßprofil an.
S1, S2: Einspeisungspunkte. (Aus [Patella, 1979])

2. Methode

Bei der Aktiven Audiomagnetotellurik (AAMT) werden die elektromagnetischen Felder, die zur Untersuchung des Untergrundes dienen, durch künstliche Anregung erzeugt. In der Toscana wurden dazu in zwei ungefähr orthogonale elektrische Dipole Wechselströme bis zu 10A mit einer Frequenz zwischen 0,1 und 2500 Hz eingespeist. Die Dipollänge betrug ca. 300m. Ungefähr 4-8 km entfernt wurde das elektromagnetische Wechselfeld gemessen, und zwar mit einem dreiachsigen Induktionsspulenmagnetometer sowie zwei orthogonalen elektrischen Dipolen (Abb. 3).

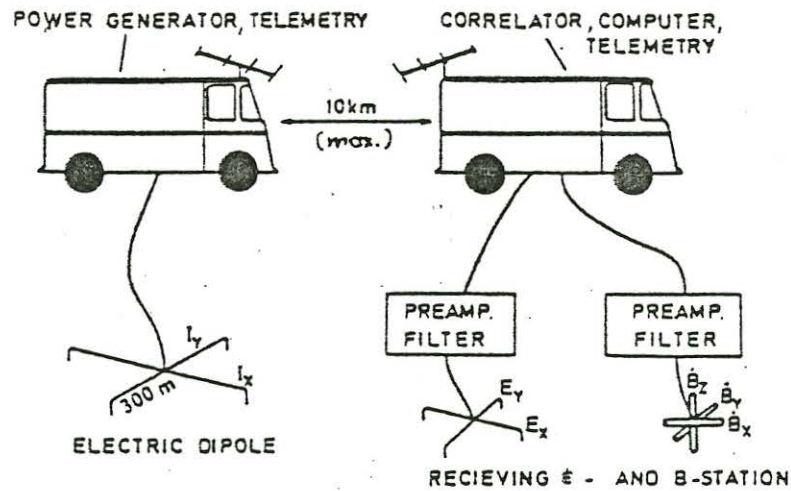


Abb. 3: Anlage zur Aktiven Audiomagnetotellurik. Links Sender mit elektrischen Dipolen zur Einspeisung der Wechselströme, rechts Empfangsanlage.

Aus den gemessenen Feldern wurde der scheinbare spezifische Widerstand berechnet nach

$$\rho_{xy} = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot T \cdot \left| \frac{E_x}{B_y} \right|^2 \quad (1)$$

$$\rho_{yx} = \frac{\mu_0}{2\pi} \cdot T \cdot \left| \frac{E_y}{B_x} \right|^2 \quad (2)$$

Die Gleichungen (1) und (2) sind die in der Magnetotellurik üblichen Formeln für den scheinbaren Widerstand, die jedoch zur Voraussetzung haben, daß der Abstand zwischen der anregenden Quelle und dem Meßort hinreichend groß ist. Dies ist bei der Aktiven Audiomagnetotellurik nur bei kurzen Perioden der Fall, bei langen Perioden wird diese Voraussetzung verletzt.

Definiert man z.B. nach Riordan u. Sunde [1933] als Skintiefe die Tiefe, bei der das elektromagnetische Feld - verglichen mit dem an der Erdoberfläche - auf den 1/e-ten Teil abgefallen ist, so erhält man:

$$d = \sqrt{\frac{2}{\omega \cdot \mu_0 \sigma}} \quad (3)$$

mit $\omega = 2\pi f = 2\pi \cdot \text{Me\ssfrequenz}$

$\mu_0 = \text{Permeabilit\atskonstante}$

$\sigma = \frac{1}{\rho} = \text{Leitf\ahigkeit des Untergrundes}$

Benutzt man diese Skintiefe als "Entfernungsmesser" zwischen Sender und Empf\anger, so ist ein gegebener geometrischer Abstand bei langen Perioden - gemessen in Skintiefen - klein und bei kurzen Perioden gro\ss.

Daraus ergibt sich, da\ss Modellkurven, berechnet nach den Gleichungen (1) und (2), f\ur kurze Perioden identisch mit den Kurven sind, wie sie von Cagniard [1958] berechnet wurden; bei langen Perioden gibt es jedoch starke Abweichungen davon: Alle Modellkurven gehen in einen 45° -Anstieg \u00fber. Der \u00fcbergangsbereich, in dem dieses Verhalten einsetzt, liegt in einem Periodenbereich, bei dem die Entfernung zwischen Sender und Empf\anger 3-5 Skintiefen betr\agt, wobei bei Mehrschichtmodellen die gr\o\sste der einzelnen Skintiefen gew\ahlt wird. Ein Beispiel f\ur einen Zweischichtfall zeigt die Abb. 4.

3. Ergebnisse

Abb. 5 zeigt eine typische Modellkurve aus der Toscana. Fast alle dort gemessenen Kurven zeigen \u00e4hnliches Verhalten. Der Anfangswiderstand (Deckschicht) ist typisch $10 \Omega\text{m}$, dann folgt eine recht nieder-ohmige Schicht von ca. $1 \Omega\text{m}$. Der weitere Verlauf der Kurven ist schwierig zu interpretieren, da der 45° -Anstieg sowohl durch einen hoch-ohmigen Halbraum als auch durch einen geringen Sender-Empf\anger-Abstand erzeugt werden kann. Die notwendigen Mehrschicht-Modellrechnungen werden zur Zeit durchgef\ohrt, um den Anstieg mit Hilfe des bekannten Sender-Empf\anger-Abstandes eindeutig zu erkl\aren.

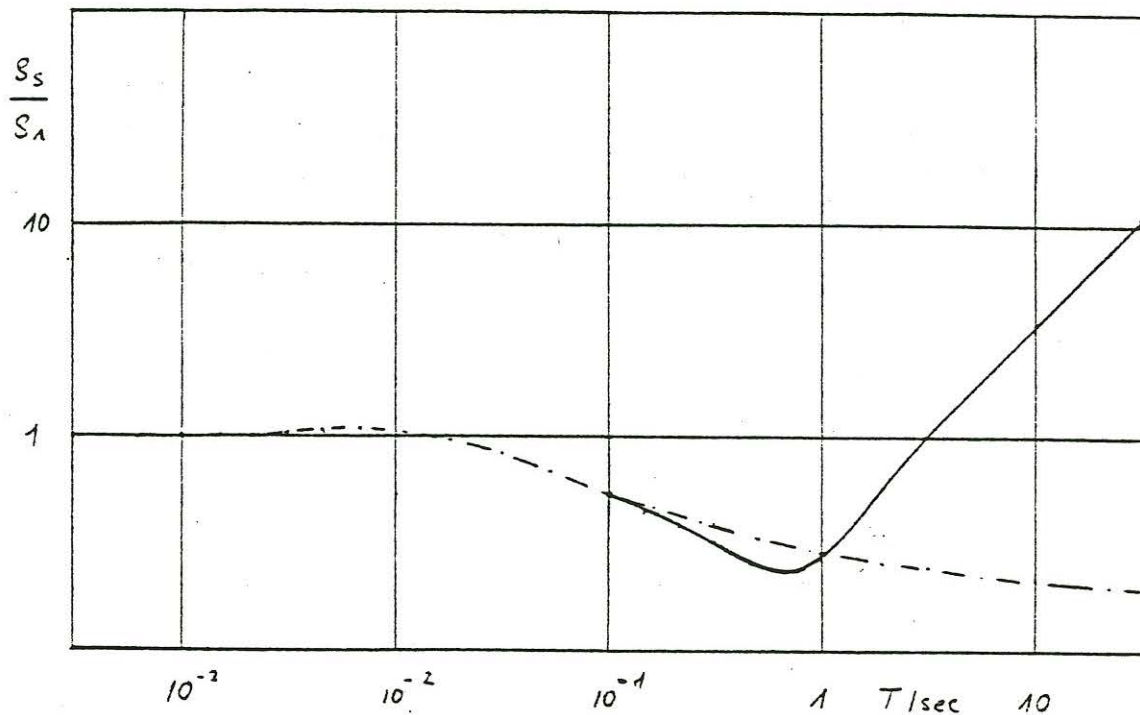


Abb. 4: Modellkurve für einen 2-Schichtfall. Ordinate: Scheinbarer spezifischer Widerstand normiert auf die Deckschicht. Abszisse: Periodendauer. Weitere Parameter: $\rho_1 = 11 \Omega\text{m}$; $\rho_2/\rho_1 = 0,1$; Entfernung Sender-Empfänger/Schichtdicke = 10. Schichtdicke = 177 m.

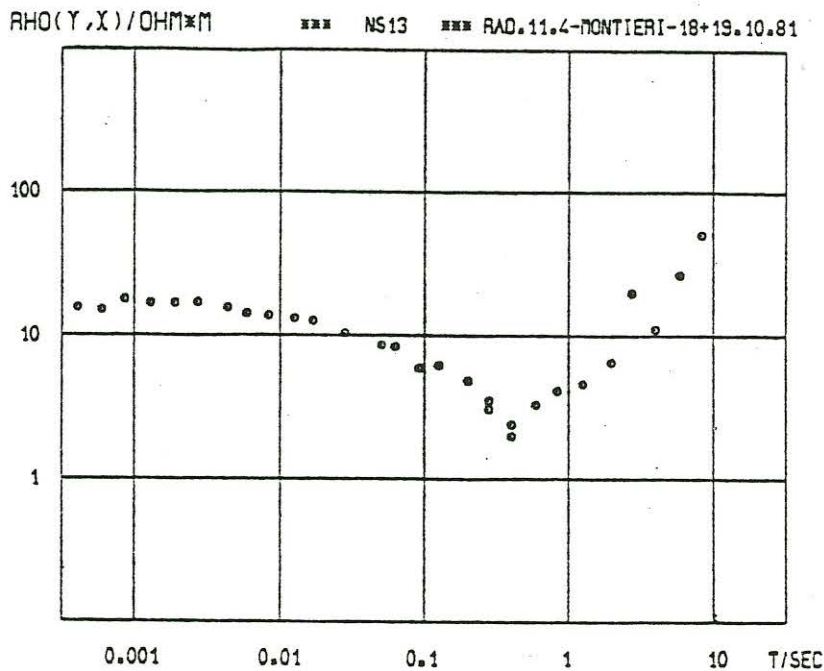


Abb. 5: Typische ρ_s -Kurven aus der Gegend von Travale.

Literatur:

Cagniard, L.: Basic Theory of the Magnetotelluric Method of Geophysical Prospecting. Geophysics, 18, 605-635, 1953.

Goldstein, M.A., D.W. Strangway: Audio-Frequency Magnetotellurics with a Grounded Electric Dipole Source. Geophysics, 40, 669-683, 1975.

Patella, D., A. Rossi: First Results of the Application of the Dipole Electrical Sounding Method in the Geothermal Area of Travale-Radicondoli (Toscany). Geothermics, 8, 111-134, 1979.

P. NEURIEDER

Ein praktisches Verfahren zur Entzerrung des durch auto-
korrelierte Störungen hervorgerufenen Biasfehlers des
magnetotellurischen Impedanztensors

Üblicherweise werden bei der multiplen linearen Regression zur Berechnung des Impedanztensors in der Magnetotellurik im Frequenzbereich die Fehlerfunktionen

$$1.1. \quad \sum_{i=1}^N d^2 E_{yi} = \sum_{i=1}^N ((E_{yi} - Z_{yx} H_{xi} - Z_{yy} H_{yi})(E_{yi}^* - Z_{yx} H_{xi}^* - Z_{yy} H_{yi}^*))$$

$$\sum_{i=1}^N d^2 E_{xi} = \sum_{i=1}^N ((E_{xi} - Z_{xx} H_{xi} - Z_{xy} H_{yi})(E_{xi}^* - Z_{xx} H_{xi}^* - Z_{xy} H_{yi}^*))$$

minimiert (z.B. Rokityansky, 1982, S.196), wobei N die Anzahl der äquivalenten Freiheitsgrade des Ausgleichssegmentes ist. Unter dieser Bedingung wird die Regressionsmatrix \underline{Z} der Vektorgleichung

$$1.2. \quad \begin{pmatrix} E_{xi} \\ E_{yi} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx1} & Z_{xy1} \\ Z_{yxi} & Z_{yyi} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_{xi} \\ H_{yi} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} dE_{xi} \\ dE_{yi} \end{pmatrix} \quad (i = 1, N)$$

als Impedanztensor geschätzt.

Dieser Ansatz geht von der Annahme aus, daß allein die Powerspektren der tellurischen Feldkomponenten durch ihre jeweils autokorrelierten Noise-Anteile fehlerbehaftet sind. Der daraus resultierende Biasfehler (hier zu hohe Schätzwerte!) für die Elemente von \underline{Z} wird minimiert. Dabei bleiben die autokorrelierten Noise-Anteile in den Powerspektren von H_x und H_y unberücksichtigt (diese würden auf zu tiefe Schätzwerte führen). Bei einem angenähert gleichen Störungseinfluß von nicht signal-korreliertem Noise in allen 4 Feldkomponenten werden, da nur der Zähler jedes Regressionsfaktors in \underline{Z} weitgehend von Bias-Einflüssen entzerrt wird, zu niedrige Impedanzen geschätzt.

Nun gibt es eine ganze Reihe von in der Praxis sehr aufwendigen Vorschlägen, wie durch sukzessive Permutation der 4 Feldkomponenten in 1.1. eine große Zahl von Regressionsmatrizen unter verschiedenen Bedingungen der Fehlerminimierung berechnet und damit der Bias der Impedanzen minimiert, ja sogar völlig ausgeschlossen werden kann. Eine Möglichkeit, auf die Rangordnung der Beeinflussung der einzelnen Feldkomponenten aus der Rangordnung der Einzellösungen der verschiedenen Regressionsmatrizen zu schließen und damit ohne Mittelung eine nur

minimal verzerrte Lösung für \underline{Z} zu bestimmen, ist in Kao und Rankin (1977) beschrieben. Für die 5-Komponenten-Registrierung (einschließlich H_z) gibt Müller (1982) völlig autopowerfreie Lösungen für die Schätzung des Impedanz- und Leitwertensors an, in denen sich der autokorrelierte Noise von Powerspektren nicht mehr als Biasfehler auswirken kann.

Im folgenden wird jedoch eine Möglichkeit vorgeschlagen, wie vor allem durch die Berücksichtigung des in der Praxis häufig auftretenden Falles der Drehung des Meßkoordinatensystemes in die Richtung parallel zur Ausprägung einer zweidimensionalen Leitfähigkeitsstruktur eine sinnvolle Auswahl einer kleinen Zahl von Regressionsansätzen getroffen werden kann. Da durch die Drehung das Signal/Noise-Verhältnis in E'_y minimiert und in E'_x vergrößert wird, ist die Fehlerminimierung von dE_x z.B. dreimal angesetzt worden, die von dE_y dafür nur einmal.

Gesucht sind also weitere Paare von Fehlerfunktionen ähnlich 1.1., die uns die Möglichkeit geben, jedes Element des Impedanztensors \underline{Z} auch auf der Grundlage einer anderen Fehlerverteilung zu ermitteln. Wir wählen die 3 Fehleransätze

$$2.1. \quad \begin{aligned} \sum_{i=1}^N d^2 H_{xi} &= \sum_{i=1}^N ((H_{xi} - Y_{xx} E_{xi} - Y_{xy} E_{yi})(H_{xi}^* - Y_{xx}^* E_{xi}^* - Y_{xy}^* E_{yi}^*)) \\ \sum_{i=1}^N d^2 H_{yi} &= \sum_{i=1}^N ((H_{yi} - Y_{yx} E_{xi} - Y_{yy} E_{yi})(H_{yi}^* - Y_{yx}^* E_{xi}^* - Y_{yy}^* E_{yi}^*)) \end{aligned}$$

$$3.1. \quad \begin{aligned} \sum_{i=1}^N d^2 E_{xi} &= \sum_{i=1}^N ((E_{xi} - A_{xx} E_{yi} - A_{xy} H_{yi})(E_{xi}^* - A_{xx}^* E_{yi}^* - A_{xy}^* H_{yi}^*)) \\ \sum_{i=1}^N d^2 H_{xi} &= \sum_{i=1}^N ((H_{xi} - A_{yx} E_{yi} - A_{yy} H_{yi})(H_{xi}^* - A_{yx}^* E_{yi}^* - A_{yy}^* H_{yi}^*)) \end{aligned}$$

$$4.1. \quad \begin{aligned} \sum_{i=1}^N d^2 E_{xi} &= \sum_{i=1}^N ((E_{xi} - K_{xx} H_{xi} - K_{xy} E_{yi})(E_{xi}^* - K_{xx}^* H_{xi}^* - K_{xy}^* E_{yi}^*)) \\ \sum_{i=1}^N d^2 H_{yi} &= \sum_{i=1}^N ((H_{yi} - K_{yx} H_{xi} - K_{yy} E_{yi})(H_{yi}^* - K_{yx}^* H_{xi}^* - K_{yy}^* E_{yi}^*)) \end{aligned}$$

und lösen unter diesen Bedingungen die entsprechenden Vektorgleichungen

$$2.2 \quad \begin{pmatrix} H_{xi} \\ H_{yi} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Y_{xx} & Y_{xy} \\ Y_{yx} & Y_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{xi} \\ E_{yi} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} dH_{xi} \\ dH_{yi} \end{pmatrix}$$

$$3.2. \quad \begin{pmatrix} E_{xi} \\ H_{xi} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_{xx} & A_{xy} \\ A_{yx} & A_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_{yi} \\ H_{yi} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} dE_{xi} \\ dH_{xi} \end{pmatrix}$$

$$4.2. \quad \begin{pmatrix} E_{xi} \\ H_{yi} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} K_{xx} & K_{xy} \\ K_{yx} & K_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} H_{xi} \\ E_{yi} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} dE_{xi} \\ dH_{yi} \end{pmatrix}$$

Analog zum Impedanztensor erkennen wir die Tensoren \underline{Y} , \underline{A} und \underline{K} als Leitwert-, Ketten- bzw. Hybridtensor.

Wir transformieren nun diese Tensoren in die entsprechenden Impedanztensoren um und berücksichtigen dabei die bekannten Vierpoltransformationen (z.B. Freitag, 1975); damit erhalten wir zur Lösung \underline{Z}_1 aus 1.2. drei weitere Lösungen \underline{Z}_2 , \underline{Z}_3 und \underline{Z}_4 :

$$2.3. \quad \underline{Z}_2 = \begin{pmatrix} Z_{xx2} & Z_{xy2} \\ Z_{yx2} & Z_{yy2} \end{pmatrix} = \frac{1}{\det \underline{Y}} \begin{pmatrix} Y_{yy} & -Y_{xy} \\ -Y_{yx} & Y_{xx} \end{pmatrix}$$

$$3.3. \quad \underline{Z}_3 = \begin{pmatrix} Z_{xx3} & Z_{xy3} \\ Z_{yx3} & Z_{yy3} \end{pmatrix} = \frac{1}{A_{yx}} \begin{pmatrix} A_{xx} & \det \underline{A} \\ 1 & A_{yy} \end{pmatrix}$$

$$4.3. \quad \underline{Z}_4 = \begin{pmatrix} Z_{xx4} & Z_{xy4} \\ Z_{yx4} & Z_{yy4} \end{pmatrix} = \frac{1}{K_{yy}} \begin{pmatrix} \det \underline{K} & K_{xy} \\ -K_{yx} & 1 \end{pmatrix}$$

Ist der Anteil an nicht signalkorrelierten Störungen in den einzelnen Feldkomponenten unbekannt, so erbringt im allgemeinen eine Mittelung über alle 4 Lösungen eine bessere Schätzung der Impedanz als die Auswertung mit nur einem einzigen Paar der Fehlerfunktionen 1.1., 2.1., 3.1. oder 4.1.; eine einfache arithmetische Mittelung wäre denkbar:

$$5. \quad \underline{Z} = \frac{1}{4} (\underline{Z}_1 + \underline{Z}_2 + \underline{Z}_3 + \underline{Z}_4)$$

Um eine beste und stabilste Schätzung aus den vier Einzellösungen zu erhalten, wird die Gewichtsfunktion der Varianzen der Einzellösungen eingeführt:

$$6. \quad g_{ij} = \left(s_{ij}^2 \sum_{m=1}^4 \frac{1}{s_{ijm}^2} \right)^{-1} \quad (i=x,y; j=x,y)$$

bei festen i und j

Diese hat die Eigenschaft, daß die Summe der Gewichte über 4 Lösungen gerade zu Eins wird:

$$\sum_{m=1}^4 g_{ijm} = 1 \quad \text{bei festen i und j}$$

Damit wird eine beste Schätzung der Impedanz aus den 4 hier vorgeschlagenen Lösungen

7.
$$Z_{ij} = \sum_{m=1}^4 g_{ijm} Z_{ijm} \quad \text{für festgehaltene } i, j$$

oder in expliziter Schreibweise

$$\underline{Z} = \begin{pmatrix} \sum_{m=1}^4 g_{xxm} Z_{xxm} & \sum_{m=1}^4 g_{xym} Z_{xym} \\ \sum_{m=1}^4 g_{yxm} Z_{yxm} & \sum_{m=1}^4 g_{yym} Z_{yym} \end{pmatrix}$$

Für gleiche s_{ijm}^2 ($m = 1, \dots, 4$) werden die $g_{ij} = \frac{1}{4}$ und aus 7. wird 5..

Ähnliche Verfahren zur Mittelung von Lösungen aus ausgewählten Fehlerminimierungsansätzen schlagen auch Gundel (1977) und Jödicke (1978) zur Verbesserung der Impedanzschätzung vor. Bei der hier vorgeschlagenen Lösung gehen allerdings mehr Informationen der Spektralmatrizen in die Einzellösungen \underline{Z}_2 , \underline{Z}_3 und \underline{Z}_4 ein. Darüber hinaus bieten die Einzellösungen als Matrizen, welche die Eigenschaften von Vierpolen beschreiben, den Vorteil der Anwendbarkeit auf Modellrechnungen mit Durchlaßketten aus elektrischen Vierpolen (für 1-dimensionale Leitfähigkeitsverteilung). Portis (1978) verwendet z.B. die Kettenmatrix \underline{A} zur Berechnung des Reflexionskoeffizienten für einen N-Schichtenfall.

Literatur:

- Rokityansky, I.I.: Geoelectromagnetic Investigation of the Earth's Crust and Mantle. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1982.
- Kao, D.W. and Rankin, D.: Enhancement of signal-to-noise ratio in magnetotelluric data. Geophys., 42, 103-110, 1977.
- Müller, W.: Unified Calculation of the Magnetotelluric Impedance and Admittance Tensor Elements. Geolog.Jhrb. (in Druck), Hannover, 1982.
- Freitag, H.: Einführung in die Vierpoltheorie. Teubner Studien-skripten, Verlag Teubner, Stuttgart, 1975.
- Gundel, A.: Erdmagnetische Induktion in einer dreidimensionalen Salzstruktur. Diss. Math.-Naturwiss.Fak. Univ. Göttingen, 1977.
- Jödicke, H.: Auswertungsverfahren Münster. Prot.Koll.Elektromagnet.Tiefenforschung, Neustadt/Weinstraße, 1978
- Portis, A.M.: Electromagnetic Fields - Sources and Media. Verlag John Wiley & Sons, New York, Toronto, 1978

P. NEURIEDER

Konzept langperiodischer MT- und ETS-Messungen zur Ableitung einer repräsentativen regionalen Mantel-Übertragungsfunktion

Anfang 1982 begann in München ein DFG-Forschungsvorhaben, das Aufschluß geben soll über die elektrische Leitfähigkeit, den Zustand, die Struktur und die Temperatur des Gesteinsmaterials von Lithosphäre und Asthenosphäre Mitteleuropas.

Dazu wurden im Februar 1982 in enger Anlehnung an das Variographenprogramm der Geomagnetischen Landesvermessung der Bundesrepublik Deutschland kombinierte Feldmessungen der langperiodischen Variationen des erdmagnetischen und erdelektrischen Feldes begonnen. Bis Ende Juni 1982 wurden 5 für die Registrierung von Tagesperioden (sq) geeignete Magnetotellurik-(MT)-Apparaturen im Gebiet des Süddeutschen Dreiecks in Betrieb genommen. Für die Auswertung nach der Methode der Erdmagnetischen Tiefensondierung stehen darüber hinaus noch die Hauptregistrierungen der Observatorien Fürstfeldbruck, Wingst, Niemeck und Dourbes sowie die Magnetfeldregistrierungen in Kiel, Münster, Braunschweig und Göttingen zur Verfügung (Bild 1).

Die vorläufige Beschränkung der MT-Messungen auf das geologisch sehr einheitliche Gebiet der Süddeutschen Großscholle soll dem Ziel des Vorhabens näher führen, für große Tiefen Übertragungsfunktionen abzuleiten, die möglichst frei von Einflüssen oberflächennaher Leitfähigkeits-Inhomogenitäten sind. Der Krustenaufbau unter den MT-Stationen, wie er sich nach heutiger Erkenntnis darstellt (z.B. Geologische Karte von Bayern 1: 500 000, Erläuterungen dazu, 1981), hat für MT-Stationen (Ausnahme: Erlensee) gemeinsam, daß (siehe Bild 2)

- das gut leitfähige Deckgebirge nur einen kleinen Teil der Gesamtmächtigkeit der Erdkruste ausmacht
- das Gebiet in tektonisch wenig gestörter Umgebung liegt
- die Schichtung des Deckgebirges annähernd dem Fall lateraler (u.U. auch weitgehend isotroper) Schichtung entspricht.

Im Sommer 1982 werden an und zwischen den Stationen des langperiodischen MT-Arrays Pulsations- und voraussichtlich auch Gleichstrommessungen erfolgen, um die verbleibende "Widerstandslücke nach oben" zu schließen. Außerdem werden die

lang- und kurzperiodischen MT-Stationen Fürstenfeldbruck und Trier sowie die ETS-Station Schiltach in Betrieb genommen.

Aus den ETS-Daten soll zunächst eine regionale Skintiefe aus den Horizontalkomponenten des Erdmagnetfeldes abgeleitet werden (Schmucker, 1980). Mittels dieser normalen Übertragungsfunktion können dann für den Sq-Periodenbereich lokale tellurische Verzerrungstensoren die Anomalien der Leitfähigkeit an den MT-Stationen sichtbar machen. Der Charakter dieser Anomalien kann zusätzlich durch die Interpretation der kurzperiodischen MT-Ergebnisse und der Gleichstrom-Geoelektrik analysiert werden.

Der mittlere Stationsabstand des MT-Arrays Arnstein, Mellrichstadt, Honhardt, Erlensee und Gräfenberg beträgt ca. 111 km. Unter Einbeziehung der Station Fürstenfeldbruck wird der mittlere Abstand ca. 144 km, mit der Station Trier 181 km. Für verschiedene Kombinationen des MT-Arrays kann deshalb das für kurzperiodische Messungen gut erprobte Remote-Reference-Prinzip (Goubau et al., 1978) auch für die Auswertung der langperiodischen MT angewendet werden. Dies soll sowohl unter dem Aspekt der biasfreien spektralen Schätzwerte mittels Magnetfeld-Referenzkanälen als auch zur Ableitung räumlicher Verzerrungen der Spektren geschehen.

Für die tellurische Langzeitbeobachtung wurden Hempfling'sche Sonden verwendet (Hempfling, 1977). Das Kammervolumen der Sonde beträgt ca. 3.5 l. Die Konzentrationen der KCl-Lösungen betragen für die Innenkammer 400 g/l (Übersättigt), die Mittelkammer 250 g/l und die Außenkammer 100 g/l. Die Sondenstrecken sind zwischen 150 m und 200 m lang. Die Basisdrift der Sonden ist kleiner als 0.3 mV/d (Beispiel Bild 3).

Die erdmagnetische Langzeitbeobachtung erfolgt mit netzbetriebenen und temperaturkompensierten Askania-Variographen, die vor dem Einsatz mit der Hauptregistrierung am Observatorium Fürstenfeldbruck über Stundenmittel geeicht wurden.

Bis Juni 1982 lagen für 77 Registriertage Simultanregistrierungen von allen besetzten Stationen vor; die längste Registrierzeit wurde an der Station Honhardt (126 Tage) erreicht. Das Feldprogramm wird voraussichtlich Anfang 1983 beendet.

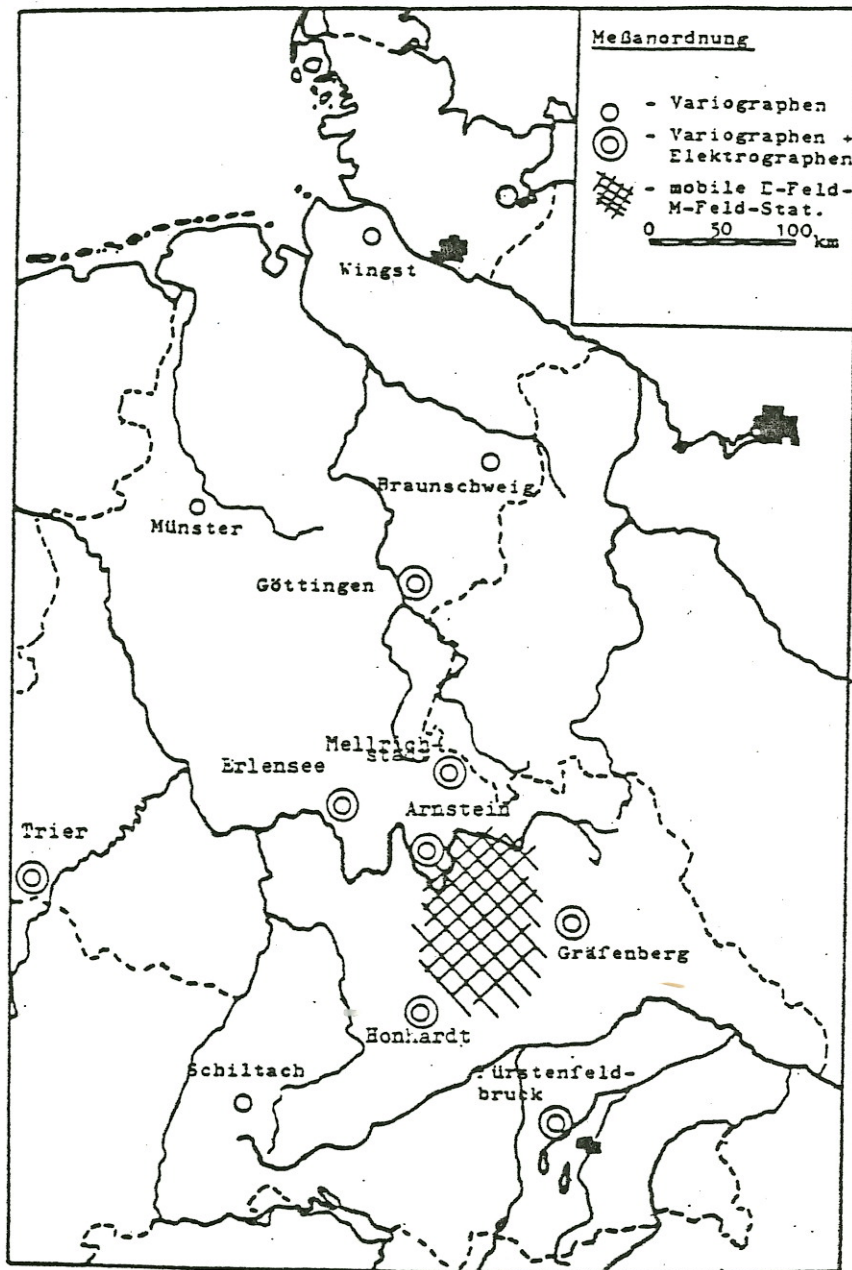


Bild 1: Aktualisiertes Stationskonzept der LOMM-Messungen
Die Stationen Trier und Schiltach werden im Sommer 1982 besetzt. Die Magnetfeldstationen an den Observatorien Dourbes (Belgien) und Niemegk (DDR) sind nicht dargestellt, werden aber mit ausgewertet.

LOMM =

Leitfähigkeit Oberer Mantel Mitteleuropa

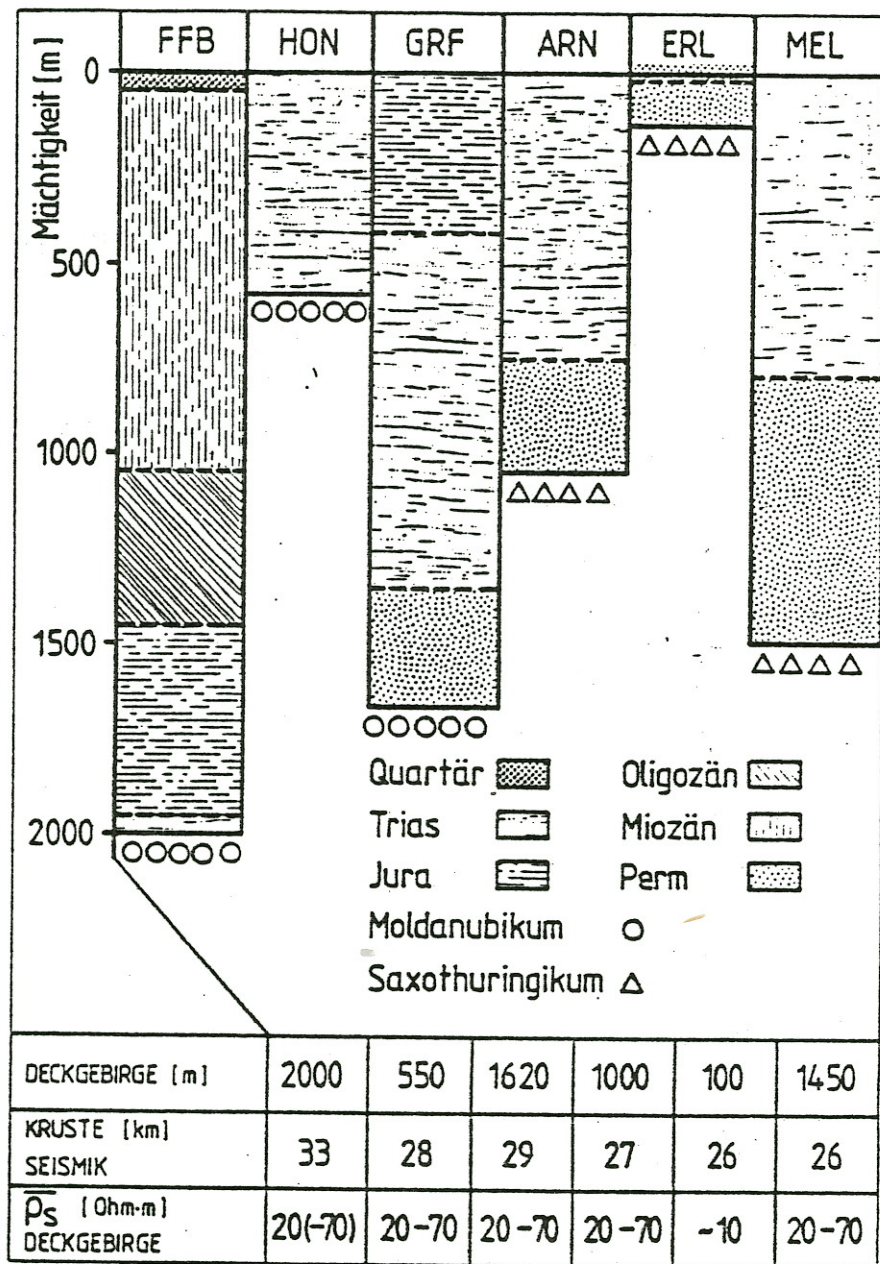


Bild 2: Krustenaufbau unter den LOMM-Stationen, abgeleitet aus geologischen, geoelektrischen bzw. seismischen Untersuchungen. Eine besondere Bedeutung wird dabei der Frage zukommen, ob das Kristallin im Moldanubikum und im Saxothuringikum signifikant unterschiedliche elektrische Eigenschaften besitzt.

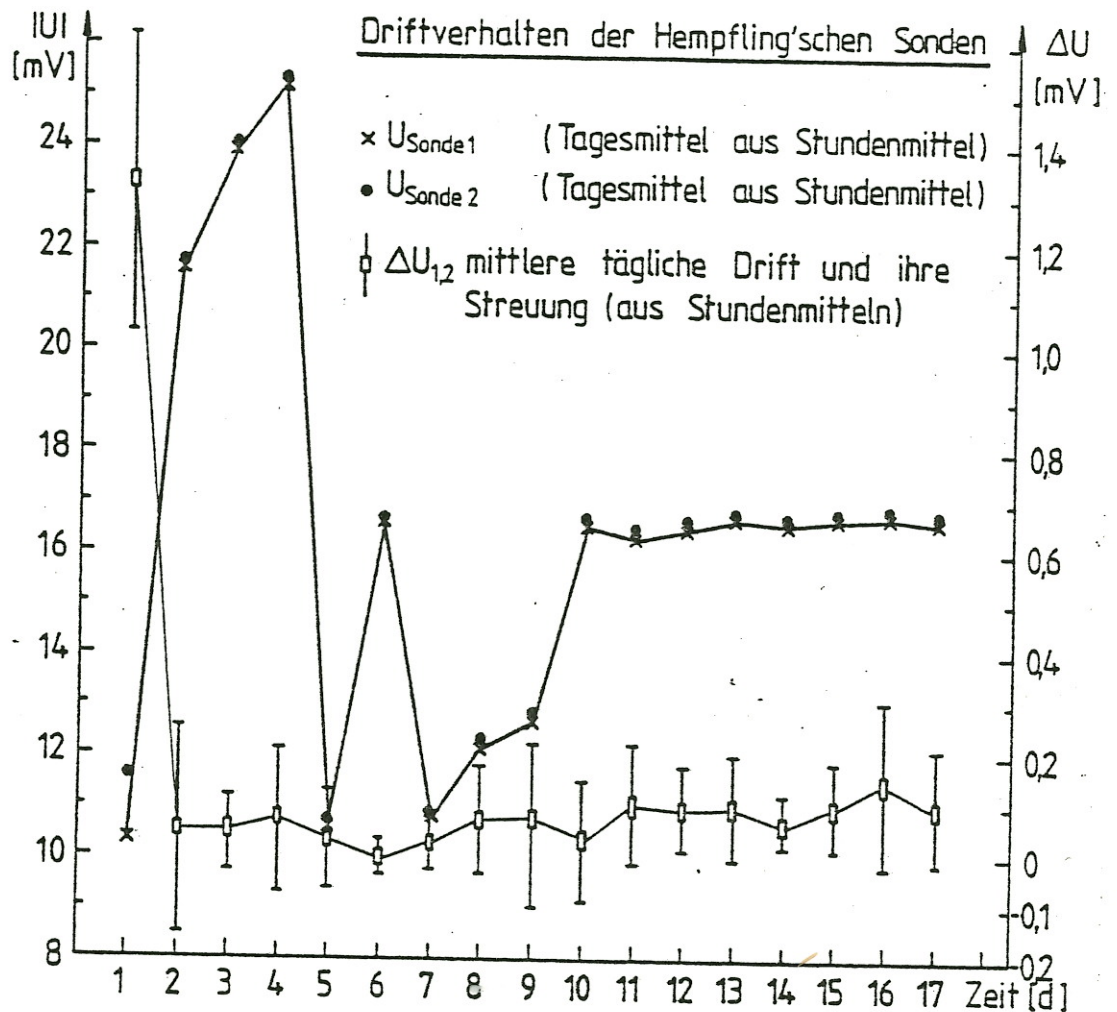


Bild 3: Ergebnis eines Sondenvergleichs.

Gemessen wurde die Spannung zwischen je einer Sonde und einem für beide Sonden gleichen Referenzpotential (linke Skala für $U_{\text{Sonde 1}}$ und $U_{\text{Sonde 2}}$). Als Drift wurde die Spannungsdifferenz $\Delta U_{1,2}$ berechnet (rechte Skala).

Die Basisdrift der Sonden ist kleiner als 3 mV/d. Der Temperaturkoeffizient übersteigt $-0.25 \text{ mV}/^\circ\text{C}$ nicht. Die größten Übergangswiderstände der Sonde wurden am Anfang der Messungen mit ca. 17 k Ω gemessen, inzwischen liegen sie bei etwa 3 k Ω ; die kleinsten Übergangswiderstände liegen bei 200 Ω (gemessen bei gleichen inneren Widerständen der Sonden).

Literatur:

Schmucker, U.: Induktion in geschichteten Halbräumen durch inhomogene Felder.-Prot. Koll. Elektromagnetische Tiefenforschung, Berlin-Lichtenrade, 197-210, 1980.

Goubau, W.M., Gamble, T.D. and Clarke, J.: Magnetotelluric data analysis: removal of bias. Geophysics, 43, 1157-1166, 1978.

Hempfling, R.: Beobachtung und Auswertung tagesperiodischer Variationen des erdelektrischen Feldes in der Umgebung von Göttingen. Diss. Math.-Naturwiss. Fak. Univ. Göttingen, 1977.

Junge, A.: sein Beitrag in diesem Band.

E.-K. Blohm & J. Homilius

"Ein Tiefengeoelektrik-Profil vom Ringkøbing-Fyn-Hoch nach
Nordschleswig"

In den Jahren 1974 - 78 wurde in Norddeutschland von einer Arbeitsgruppe der Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe (BGR) eine großräumige, flächenhafte magnetotellurische Vermessung durchgeführt mit dem Ziel, Mächtigkeit, Ausdehnung und Struktur des Sedimentbeckens aufzuklären. Es wurde an ca. 50 Meßpunkten auf insgesamt 8 Profilen registriert, wobei das am weitesten im Norden liegende E-W-Profil im W der Küstenlinie folgt und im E mit 3 Stationen auch nach Südholstein übergreift (vgl. z.B. LOSECKE et al. 1978). Die Absicht, die MT-Untersuchungen auf das Gebiet von Schleswig-Holstein auszudehnen, konnte bisher nicht realisiert werden.

An den MT-Stationen wurden auch Gleichstromtiefensondierungen (GTS) ausgeführt, um die Widerstandsverteilung der Sedimente bis in Tiefen von 2000 - 3000 m zu bestimmen (BLOHM & HOMILIUS 1980, 1980a). Diese GTS waren im niedersächsischen Raum als Ergänzung zu den MT-Messungen ausgeführt worden. Die guten Ergebnisse ließen jedoch die Frage entstehen, ob nicht mit GTS allein die Sedimente des Norddeutschen Beckens bis zum Grundgebirge dort erfaßt werden können, wo das Grundgebirge flacher als 3000 - 5000 m liegt. Dies trifft auf Teilgebiete von Nordschleswig zu.

Eine ideale Möglichkeit, die GTS-Meßmethode in Bezug auf diese Fragestellung zu prüfen, bietet sich in Südjütland an: Hier ist durch mehrere Bohrungen der Prä-Zechstein in Tiefen von weniger als ca. 3000 m, in einem Falle (GRINDSTED) sogar das Prä-Kabrium bei 1600 m u.Gel., erreicht worden. Das Abfallen der Grundgebirgsoberfläche vom Ringkøbing-Fyn-Hoch zum Norddeutschen Becken (Raum Nordschleswig) verdeutlicht Abb.2 (Lageplan in Abb.1). Die wichtigsten Bohrungen in Südjütland sind in Abb.3 dargestellt. In der Nähe dieser Bohrungen wurden

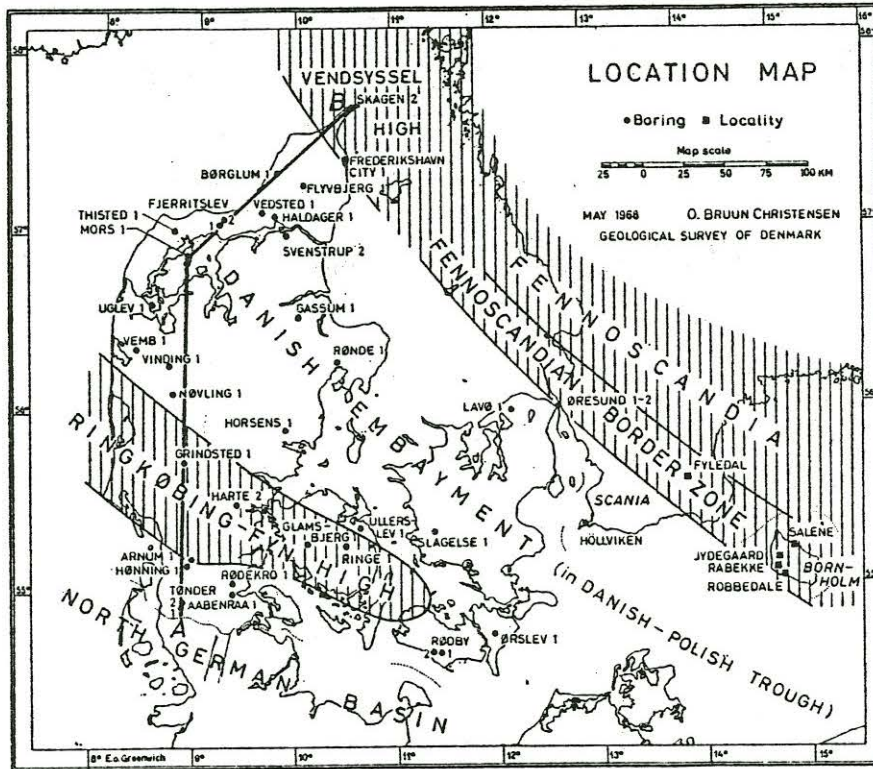


Abb.1: Übersichtsplan über geologische Hauptstrukturen von Dänemark (Fig.2 aus: Baartman & Christensen 1975)

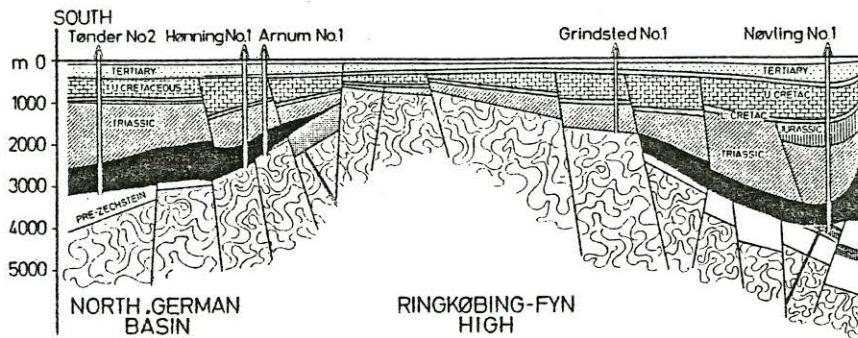


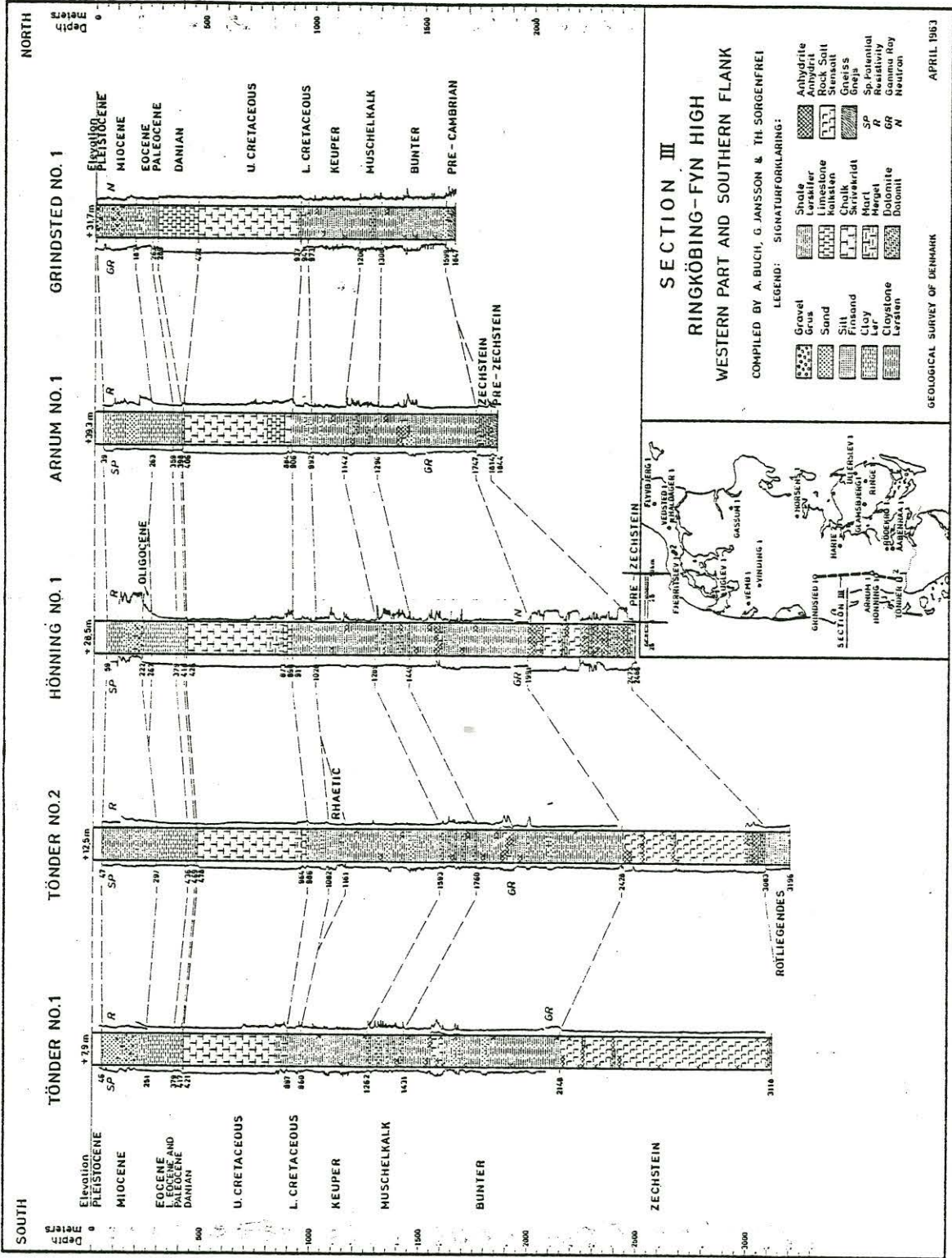
Abb.2: Hypothetischer Vertikalschnitt durch Jütland im Bereich des Ringkøbing-Fyn-Hochs (Teil der Fig.3 aus: Baartman & Christensen 1975)

im Juni 1981 durch die Tiefengeoelektrik-Gruppe des NLFb 5 Gleichstromtiefensondierungen mit maximalen AB von 10 km ausgeführt (Abb.4).

Die Durchführung der Messungen verlief planmäßig; lediglich GTS GRS 1 mußte bei AB = 8 km abgebrochen werden, weil trotz sorgfältiger Vorerkundung die Messung gestört war. Die Wiederholungsmessung GRS 2 war ungestört. Bei jeder Messung wurde die Spannung zunächst mit Sondenabständen MN = 1 m (max. AB bis 300 m), dann mit MN = 20 m bzw. 50 m an einer zentralen Meßstation registriert. Bei den vier Messungen HOV, GRA, HÖN und SAE wurde außerhalb der Hauptmeßstation in einem zur Auslagerichtung senkrechten Abstand von ca. 125 - 350 m, eine weitere Station aufgebaut, welche mit einem Sondenabstand M'N'=200 m die Spannung bei den großen AB-Entfernungen 2000 m bis 10 000 m registrierte.

Die fünf geglätteten Meßkurven sind in den Abb. 5-9 dargestellt. Die beim Versetzen der Sonden entstandenen getrennten Kurvenzüge wurden hierbei in üblicherweise angeglichen; die Angleichung erfolgte an den letzten Kurvenast. Zusätzlich wird in den Abb. 4-9 der Kurvenzug dargestellt, der an den Sonden M'N' der Seitenstation registriert wurde. Dieser Kurvenzug lag bei allen Sondierungen unterhalb der Hauptmeßkurve. Die weitere Diskussion kann sich auf die Hauptmeßkurve beschränken, da die Nebenstation vor allem zur Absicherung der schwachen Meßsignale aufgebaut wurde.

Alle Meßkurven zeigen bei großen Elektrodenabständen AB ein scharfes Minimum mit einem folgenden steilen Anstieg (45°, in einem Falle 50°). Der steile Anstieg läßt zunächst auf ein Substratum mit extrem hohem Widerstand schließen. Ob es sich um die Zechsteinoberkante handeln kann, muß diskutiert werden. Die Interpretation der Meßkurven weist nach, daß der Anstieg des hinteren Kurvenastes viel früher kommt, als der geologische Aufbau es vermuten läßt. Wie die in Abb.12 dargestellten Widerstandsprofile zeigen, würde die den Anstieg verursachende



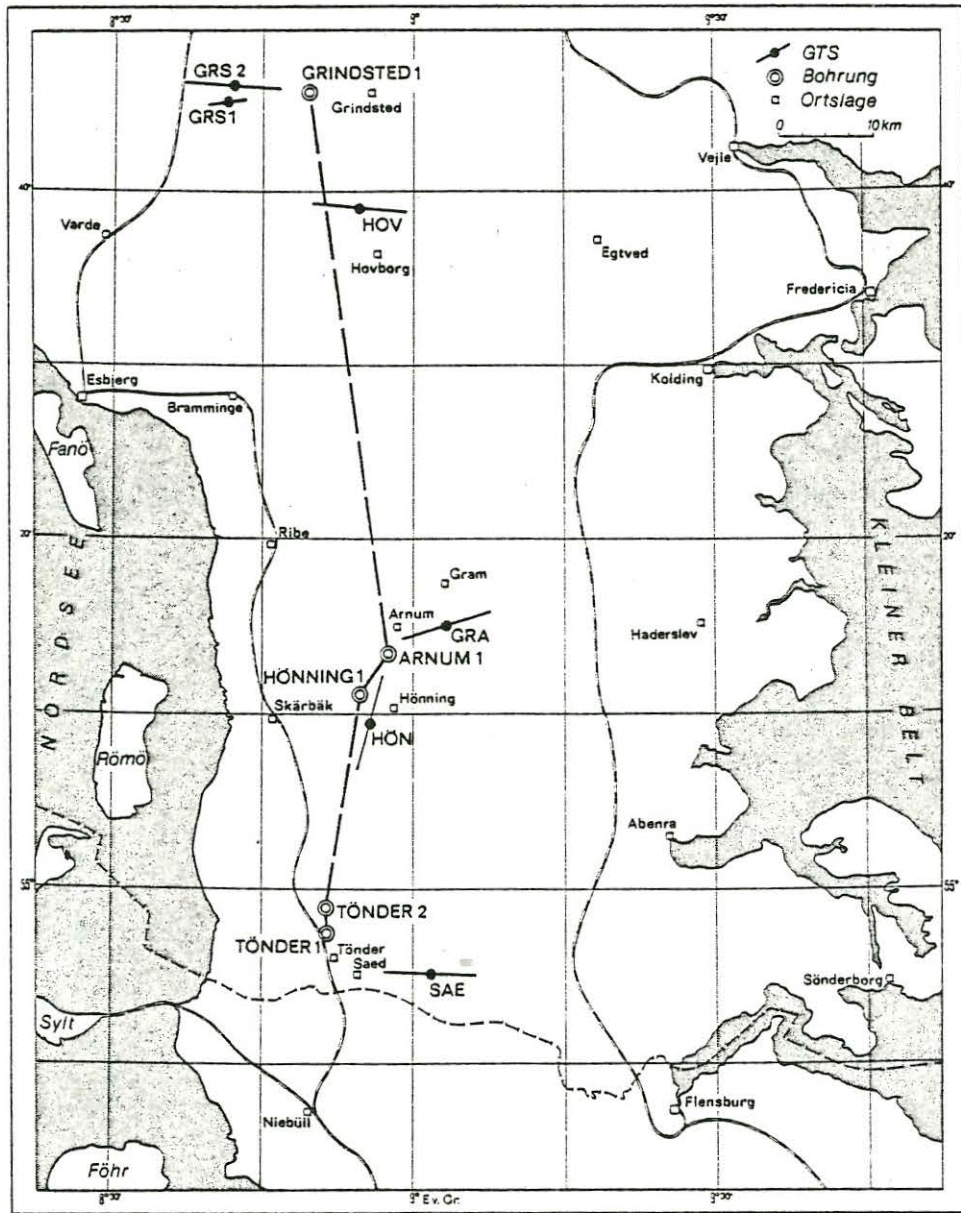


Abb.4: Lage der Tiefbohrungen Tønder 1 und 2, Hönning 1, Arnum 1 und Grindsted 1 sowie Lage der geoelektrischen Tiefenson-
dierungen SAE, HÖN, GRA, HOV, GRS 1 und GRS 2. Die Balken bei den GTS geben die Auslagerichtung und maximale Kabel-
auslage an.

Links: Abb.3: Profile der Tiefbohrungen Tønder 1 und 2, Hönning 1, Ar-
num 1 und Grindsted 1 (Tafel 20 aus: Sorgenfrei & Buch
1964).

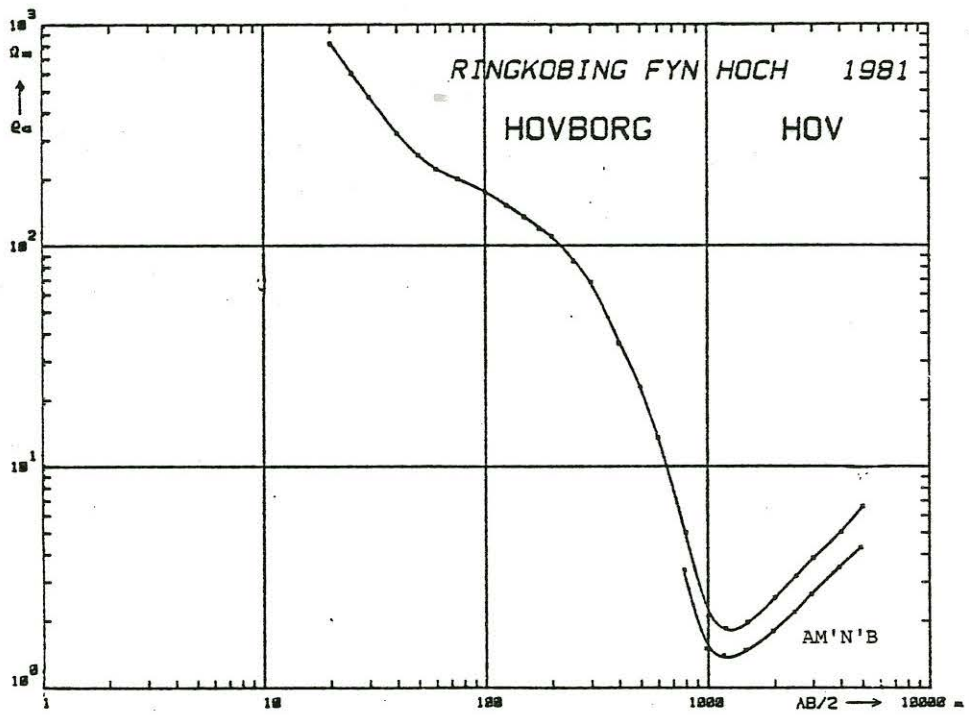
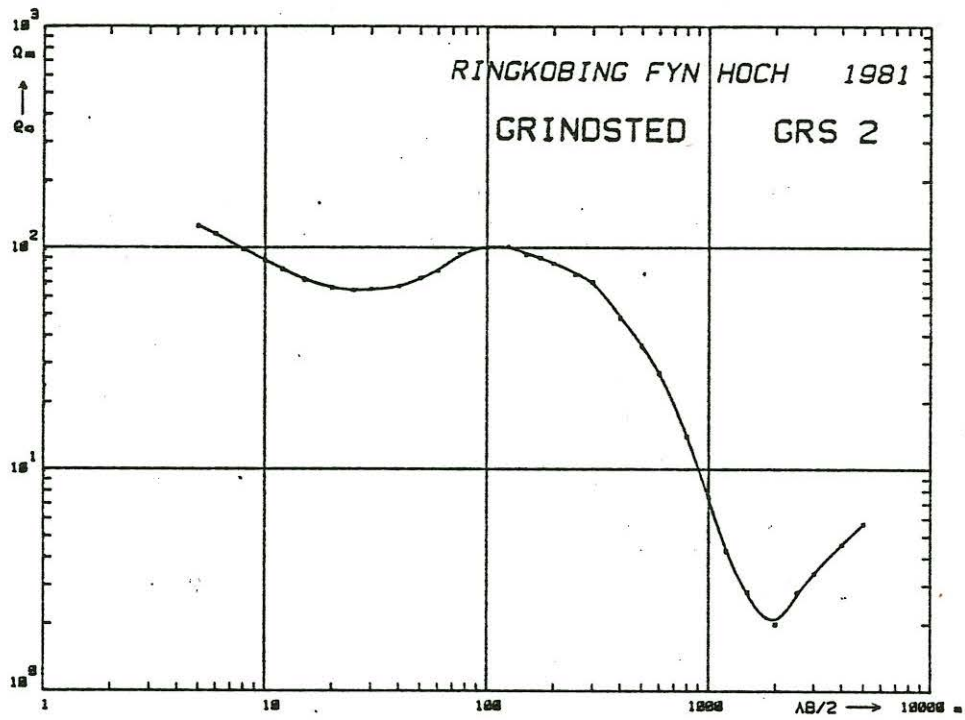


Abb.5 und 6: GTS-Sondierungskurven GRS2 und HOR

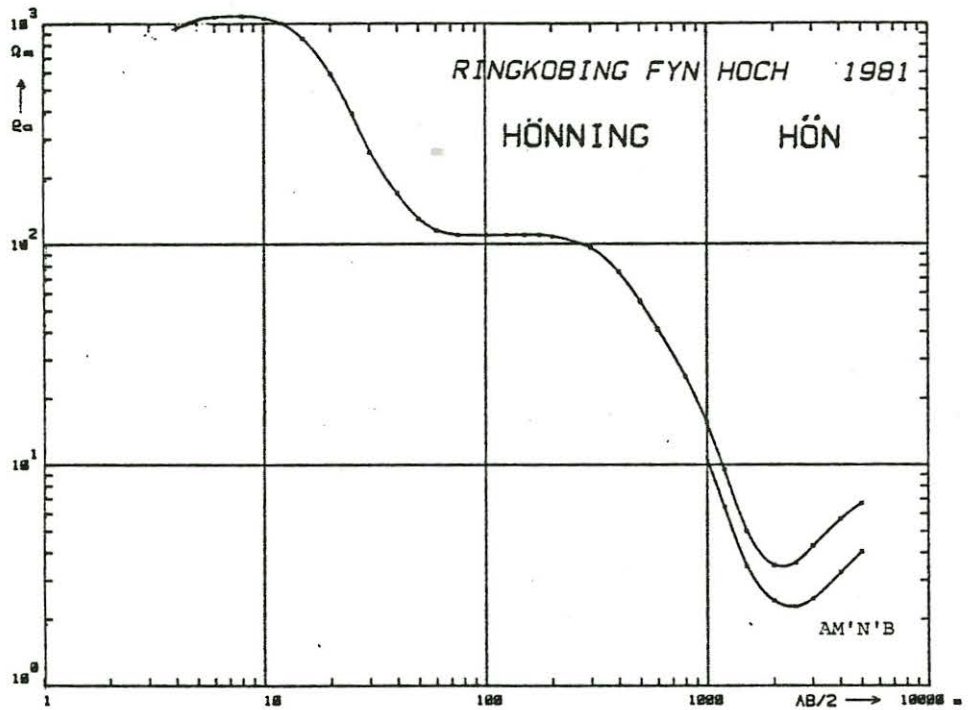
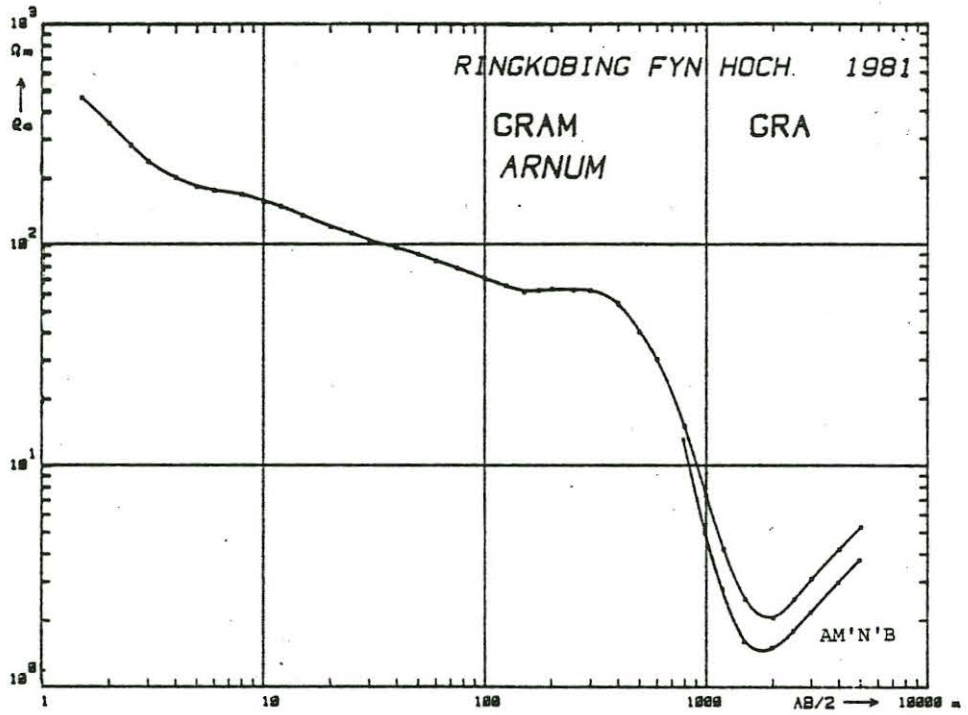


Abb.7 und 8: GTS-Sondierungskurven GRA und HÖN

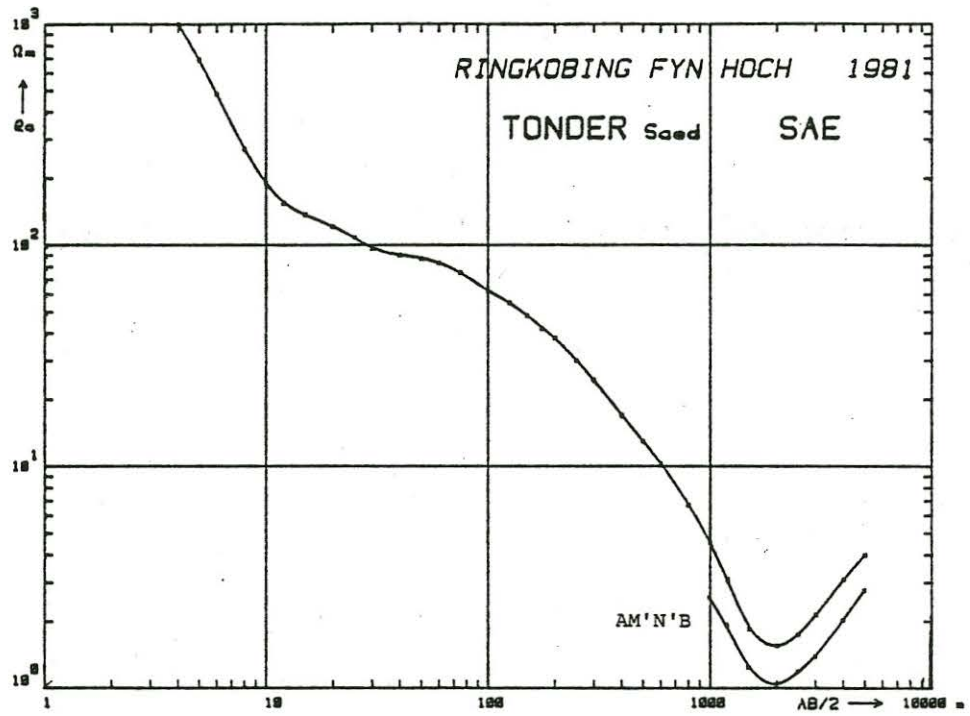


Abb.9: GTS-Sondierungskurve SAE

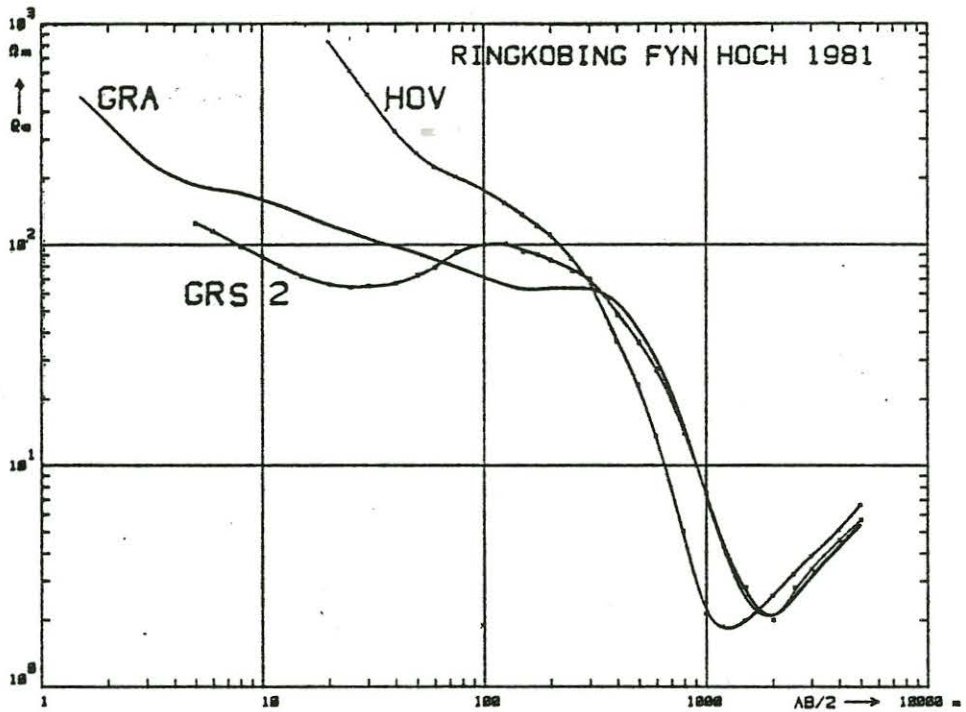


Abb.10: Vergleich der GTS-Sondierungskurven HOV mit GRA und GRS2

Schicht in Tiefen zwischen 900 m (bei HOV) und 1350 m (bei GRS 2) liegen und damit nach dem geologischen Schnitt in Abb.3 im Muschelkalk oder Keuper.

Die Analyse der Bohrlochdiagramme läßt jedoch keine bemerkenswerten Widerstandsänderungen in entsprechenden Teufen erkennen. Zur Analyse lagen allerdings keine Originallogs vor; vielmehr mußte auf die in der Literatur veröffentlichten Logs zurückgegriffen werden. Einige Logs sind in Abb.3 dargestellt. Im Vergleich zur Darstellung in Abb.3 liefert Tafel 2 bei BERTELSEN (1980) genauere Bohrlochdiagramme der Trias in den Tiefbohrungen Tönder 1, Hönning 1 und Arnum 1. Diese wurden dankenswerterweise von H. FRIEDRICH, NlfB, analysiert und dabei Widerstandsmittelwerte für einheitliche Log-Abschnitte entnommen (Abb.11). Die Gesteinswiderstände der Logs liegen meist zwischen 1 - 3 Ohm.m, die wahren Gesteinswiderstände werden sicher nicht wesentlich (d.h. um Größenordnungen) hiervon abweichen. Der Vergleich mit den Logs auf Abb.3 läßt vermuten, daß zumindest auch die kretazischen Schichten keine höheren Widerstände aufweisen, wahrscheinlich sogar tiefere Werte haben müßten.

Die extrem niedrigen Widerstände der oberen 1000 m (ca. 0,1 - 0,8 Ohm.m ?) verhindern bei einer Tiefensondierung nach der Vierpunktmethode, daß die tieferen Schichten aus dem Kurvenanstieg erkannt werden können. Die wirksame Längsleitfähigkeit S des gesamten Schichtpaketes liegt zwischen 580 und 1870 Ohm⁻¹ (Abb.12).

Von Wichtigkeit ist das Ergebnis, daß die GTS-Messung HOV, welche dem Top des Ringkøbing-Fyn-Hochs am nächsten kommt, auch die höchste Stelle des hochohmigen Substratums nachweist oder - besser gesagt - die geringste Mächtigkeit für die zum Leitungsmechanismus beitragenden extrem niederohmigen Schichten zeigt. Der Vergleich mit den benachbarten Meßkurven in Abb.10 macht diesen Sachverhalt deutlich.

Im Hinblick auf die eingangs gestellte Frage, wie weit in Schleswig-Holstein die Tiefengeoelektrik als Aufschlußmethode für größere Tiefen geeignet ist, muß festgestellt werden: Durch GTS kann die Leitfähigkeitsverteilung bis in einige 100 m ermittelt werden. Die Tiefe ist jedoch abhängig vom Grad der Tiefenversalzung. Aufschlußtiefen von 500 m können jedoch erwartet werden.

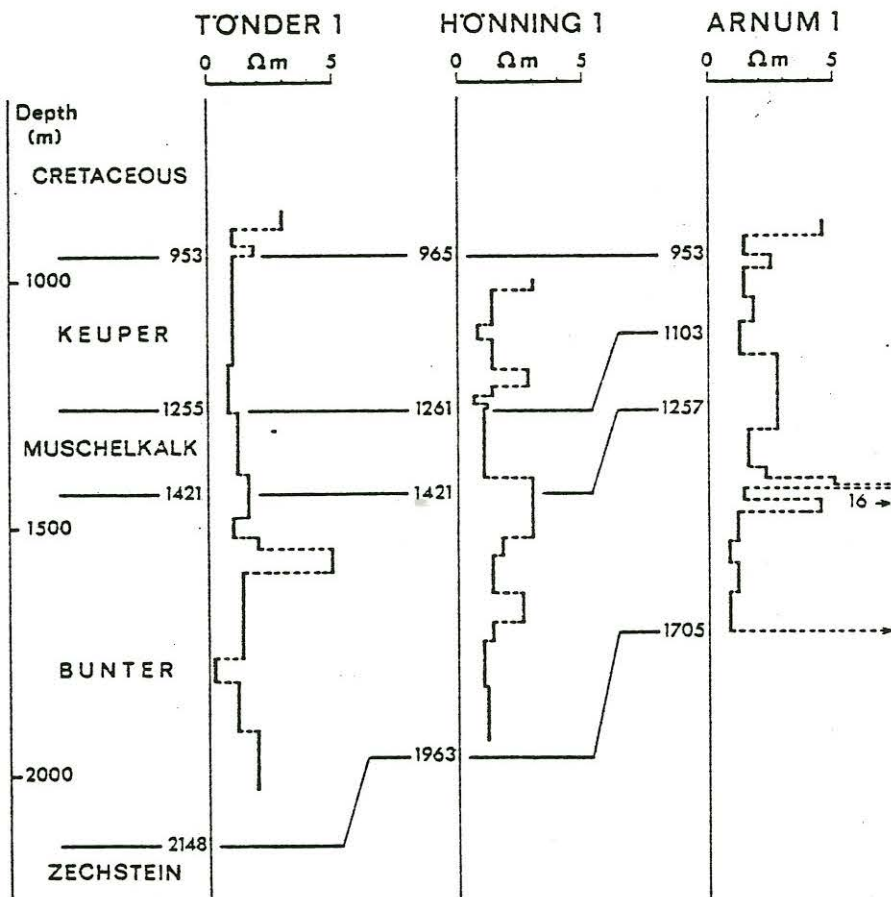


Abb.11: Widerstandsprofile aus Bohrlochdaten der Tiefbohrungen Tönder 1, Hönning 1 und Arnum 1. Es handelt sich um Längswiderstände zusammengefaßter Schichten nach den in Tafel 2 bei BERTELSEN (1980) veröffentlichten Bohrlochdiagrammen.

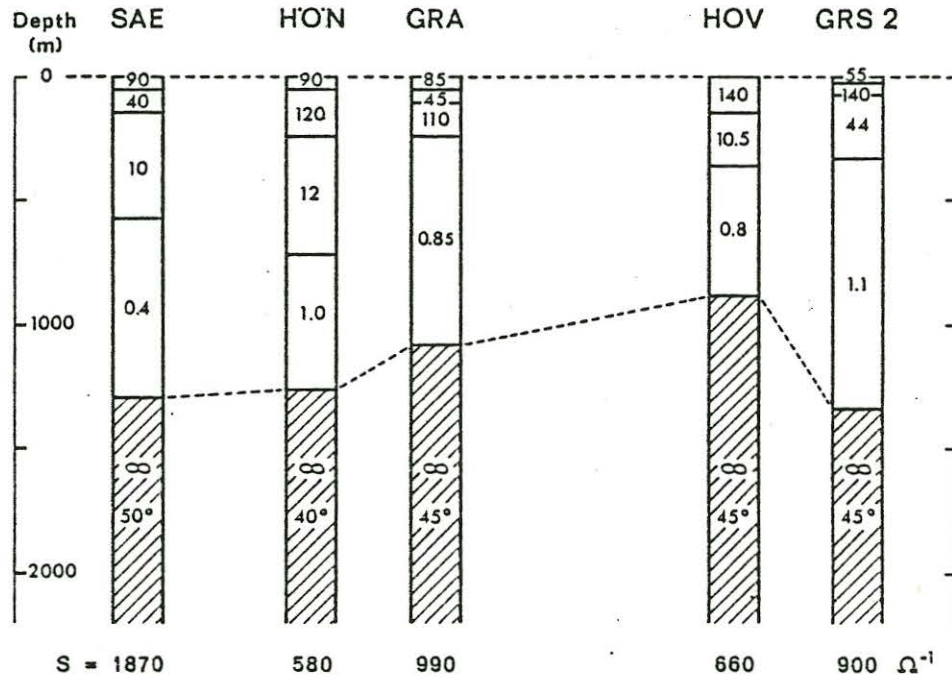


Abb.12: Eine erste Interpretation der fünf in Südjtland gemessenen geoelektrischen Tiefensondierungen.

Im schraffierten Bereich (ausgewerteter spez. Widerstand ∞) kann eine Folge von Schichten mit endlichem Widerstand maskiert sein, deren spez. Widerstände jedoch deutlich höher sein müssen als die im Hangenden auftretenden niedrigsten spez. Widerstände. Unten: Integrierte Längsleitfähigkeit S der hangenden Schichten.

Schriften

- BLOHM, E.-K. & HOMILIUS, J. (1980): Stand der Geoelektrischen Tiefensondierungen. - In: Prot. "Elektromagn. Tiefenf.", Berlin-Lichtenrade, 1.-3. April 1980: 111-131; Hannover (NLfB)
- BLOHM, E.-K. & HOMILIUS, J. (1980a): Geoelektrische Tiefensondierungen mit großen Auslagen. - Geol. Jb., E 19: 39-68, Hannover
- BAARTMAN, J.C. & CHRISTENSEN, O.B. (1975): Contributions to the interpretation of the Fennoscandian Borger Zone.- D.G.U. II, 102: 47 p., 4 plates, København
- BERTELSEN, F. (1980): Lithostratigraphie and depositional history of the Danish Triassic. - D.G.U., B, 4: 59 p., 21 figs, 3 plates, København
- LOSECKE, W., KNÖDEL, K. & MÜLLER, W. (1978): Ergebnisse magnetotellurischer Messungen in Norddeutschland. - In: Protok. "Elektromagn. Tiefenf." Neustadt/Weinstr., 11.-13. April 1978: 41-55, Hannover (NLfB)
- SORGENFREI, Th. & BUCH, A. (1964): Deep Tests in Denmark 1935-1959. - D.G.U., III, 36: 146 p., 22 plates, København
- WEBER, H. (1977): Salzstrukturen, Erdöl und Kreidebasis in Schleswig-Holstein. - 106 S., 1 Taf., 8 Tab., 6 Kt., Kiel (Geol. LA)

K. KNÖDEL, W. LOSECKE, W. MÜLLER, H. RODEMANN

Das neue Magnetotellurik-Meßsystem der BGR

1. Einleitung

Folgende Ziele wurden bei dem Aufbau eines neuen Magnetotellurik-Meßsystems in der BGR verfolgt:

- Schaffung der Möglichkeit zur Messung und Auswertung nach dem "Remote-Reference-Verfahren" (GOUBAU et al., 1978) und (GAMBLE et al., 1979).
- Beschleunigung des Meßverfahrens im Hinblick auf die Anwendung in der Exploration.
- Erweiterung des Frequenz- und damit des Aussagebereiches.

2. Meßanlagen

Im Rahmen eines Forschungsvorhabens wurde ein verbessertes und wesentlich erweitertes Magnetotellurik-Meßsystem aufgebaut. Dazu sind u.a. folgende Maßnahmen durchgeführt worden:

- a) Verbesserung der Analogelektronik der bei der BGR vorhandenen MT-Meßanlage (nachfolgend als 1. System bezeichnet). Diese Anlage in ihrer ursprünglichen Form wurde von LOSECKE et. al (1978) beschrieben.
- b) Erweiterung der Rechenanlage des 1. Systems.
- c) Beschaffung einer weiteren MT-Meßanlage (nachfolgend 2. System genannt), die unabhängig vom 1. System arbeitet. Hersteller: Firma Metronix in Braunschweig.
- d) Ausrüstung beider Systeme für den sogenannten "Remote-Reference"-Betrieb.

Abb. 1 zeigt die Gesamtkonzeption aus dem 1. Meßsystem mit geänderter Analogelektronik und erweitertem Rechnersystem (oberer Bildteil) sowie dem 2. Meßsystem (unterer Bildteil).

Für die Magnetfeldmessung ist die erste Meßanlage mit einem 3-Komponenten-Förstersonden-System (fluxgate) und mit einem 3-Komponenten-Induktionsspulen-System ausgerüstet. Beide Magnetfeldaufnehmer arbeiten in verschiedenen, sich teilweise überlappenden Frequenzbereichen. Die beiden elektrischen Horizontalfeldkomponenten E_x , E_y werden über Ag-AgCl-Elektroden aufgenommen.

Nach Vorverstärkung durchlaufen die Meßsignale der 5 Kanäle einen der 4 wählbaren Bandfiltersätze sowie einen Nachverstärker. Falls im überlappenden Frequenzbereich beider Magnetfeldsysteme registriert wird, sind es 8 Kanäle.

Im nächsten Schritt werden die Analogsignale über einen Multiplexer und 15 Bit-Wandler in digitale Werte umgesetzt und von einem Hewlett-Packard-Rechner auf Magnetband geschrieben. Parallel dazu zeichnet ein 8-Kanal-Papierschreiber die Analogsignale zur Sichtkontrolle auf. Die Rechenanlagen (Abb. 2) ist wesentlich umfangreicher, als es für die reine Datenaufzeichnung

erforderlich wäre. Der Ausbau wurde vorgenommen, um bereits im Gelände während der Datenregistrierung im Hintergrund (Multi-programming) die zuvor gewonnenen Meßdaten beider Anlagen prozessieren und gegebenenfalls erste Interpretationsberechnungen durchführen zu können. Dies ist eine der Maßnahmen, die der eingangs erwähnten Beschleunigung des Verfahrens dienen soll.

Die 2. Meßanlage (Abb. 3) ist hinsichtlich Analogelektronik und Analog-Digitalwandlung ähnlich wie die 1. Anlage aufgebaut. Sie ist gegenüber dem 1. System für die Messung höherfrequenterer Signale um die Frequenzbänder 0.5 bis 25 Hz und 5 bis 250 Hz erweitert worden. Die Magnetfelder werden mit zwei in unterschiedlichen Frequenzbereichen arbeitenden 3-Komponenten-Induktions-spulen-Systemen aufgenommen. Diese Spulensysteme sind Neuentwicklungen (KARMANN; 1977), die gegenüber den Spulen des ersten Systems (KARMANN, 1975) rauschärmer sind. Die Meßwerte werden über einen PDP-Rechner auf Magnetband aufgezeichnet. Das Aufzeichnungsformat ist identisch mit dem des ersten Systems. Parallel werden auch hier die Analogsignale auf einem Mehrkanalschreiber registriert. Die digitale Bandaufzeichnung kann zum Sichtvergleich nach Beendigung der Messung über den Digital/Analogwandler auf dem Mehrkanalschreiber wiedergegeben werden. Da der Rechner des Systems lediglich zur Steuerung der Meßwert-erfassung dient, konnte er relativ klein gehalten werden. Um die gleichzeitige Erfassung von Meßdaten in beiden Anlagen für den Remote-Reference-Betrieb zu erreichen, wurde eine Zeitschaltung unter Verwendung zweier hochgenauer Quarzuhren von der erwähnten Firma entwickelt. Die Uhren müssen in bestimmten Zeitabständen durch Zusammenschaltung auf gleiche Zeit und Ganggenauigkeit gebracht werden (Synchronisation). Sie steuern über die Rechner der einzelnen Anlagen den Meßvorgang; damit ist ein simultanes Sampling in beiden Anlagen gewährleistet. Im Verlauf von 24 Stunden beträgt die maximale Zeitdrift beider Uhren gegeneinander etwa 400 μ s. Eine simultane Meßwert-erfassung für Remote-Reference-Auswertung ist zur Zeit nur für solche Frequenzbänder möglich, für die beide Meßanlagen ausgerüstet sind, d.h. für den Bereich 5 bis 10^{-4} Hz.

Beide Meßanlagen sind mit einem Testsignalgenerator ausgestattet, der dazu dient, vor jeder Messung definierte Signale an die Eingänge der Meßkanäle zu legen und anhand der Ausgangssignale zu überprüfen, ob die Meßkanäle einwandfrei arbeiten.

Neben den angegebenen Bandfiltern, die mit 4- bis 8-poligen Tiefpässen ausgerüstet sind, verfügen beide Anlagen über Saugfilter für die Frequenz $16 \frac{2}{3}$ Hz und das 2. System über weitere zuschaltbare Saugfilter für die Frequenzen 50, 100, 150, 200, 250 und 300 Hz.

Bei beiden Anlagen wurde die Möglichkeit zur Temperaturmessung in den Magnetfeldmeßsystemen vorgesehen. In jedem Fall wird die Magnetfeldsensortemperatur zu Beginn einer MT-Messung automatisch übernommen und aufgezeichnet. Darüber hinaus kann bei Messungen in den Periodenbereichen mit einem Tiefpaß $\gg 2$ s die Temperatur auch als Zeitreihe mitregistriert werden.

Zur Erreichung des derzeitigen Standes hat es umfangreicher und

aufwendiger Funktionstests, insbesondere an der 2. Anlage, bedurft, die mehrfach zu Änderungen von Systemkomponenten in der Aufbauphase geführt haben.

3. Datenstruktur und Meßprogramme

Im Rahmen des Forschungsvorhabens wurde auch eine neue Datenstruktur für MT-Messungen erarbeitet und darauf aufbauend Meßprogramme entwickelt, die für das Meßpersonal in der Bedienung für beide Meßanlagen gleich sind und gleichformatierte/gleichstrukturierte Meßdaten-Magnetbänder liefern. Dabei ist die interne Realisierung der Meßprogramme schon deshalb für beide Anlagen verschieden, weil die Steuerrechner, die Peripherie und die Betriebssysteme unterschiedlich sind (Abb. 1).

Es wurde großes Gewicht auf eine zukunftssichere, ausbaufähige und für industrielle Anwendung geeignete Datenstruktur gelegt. Dabei erschien es von entscheidender Bedeutung, daß alle Daten schon zum Zeitpunkt ihrer Entstehung zwangsweise zusammen mit allen den Informationen aufgezeichnet werden, die zu ihrer eindeutigen, verwechslungssicheren Weiterverarbeitung benötigt werden, sofern diese zum Zeitpunkt der Messung bekannt sind.

Da durch eine Weiterentwicklung der Interpretationsverfahren zukünftig mit geänderten Bandinhalten zu rechnen ist, wurde beschlossen, jeden logischen Record auf dem Band mit einer Kennzahl beginnen zu lassen, die Auskunft über den zu erwartenden Inhalt des Records gibt.

Folgende Recordtypen sind bisher definiert:

- 0 = End of information on tape
- 1 = General header
- 2 = Normal (i.e. measurement) header
- 3 = Measurement data
- 4 = Trailer information on measurement

Für die folgende Betrachtung der Bandstrukturierung mit Hilfe obiger Recordtypen sei der Begriff "Messung" wie folgt definiert:

Eine "Messung" sei der gesamte Vorgang der Informationsgewinnung und -aufzeichnung für eine Einstellung der Steuerparameter (z.B. Filterband) und für einmaliges Starten und Stoppen des Meßprogrammes.

Die Abb. 4 zeigt die allgemeine Datenbandstruktur. Ein Magnetband beginnt mit einem Record vom Typ 1 (general header), der Informationen enthält, die für alle folgenden "Messungen" gemeinsam gelten.

Anschließend folgt durch End-of-file (EOF) Bandmarken geblockt eine beliebige Anzahl von "Messungen". Dabei besteht eine "Messung" zur Zeit aus Records vom Typ 2, 3 und 4.

Abgeschlossen wird das Band durch einen Record vom Typ 0 an Stelle einer "Messung" gefolgt von zwei EOF-Marken.

Die Blockung durch EOF-Marken wurde gewählt, weil sie eine schnelle hardwaremäßige Positionierung auf eine gewählte "Messung" erlaubt.

In den Abb. 5 bis 7 ist die Struktur der verschiedenen Record-typen dargestellt.

Da vor Beginn einer Messung eine größere Anzahl von Informationen vom Benutzer zu erfragen ist, mußte ein geeignetes Verfahren gefunden werden, um die Arbeit für den Bedienenden zu reduzieren und so die Fehleranfälligkeit zu vermindern.

Folgende Forderungen wurden aufgestellt:

- Standardwerte für alle Größen, für die dies sinnvollerweise möglich ist
- Plausibilitätsprüfung aller eingegebenen Werte, soweit dies möglich ist
- Interaktives Erfragen korrekter Werte
- Zwangssichtung der fertig zusammengestellten Werte durch den Operateur, verbunden mit anschließender
- Korrekturmöglichkeit einzelner Werte in einem Frage-/Antwortvorgang.

Wie diesen Forderungen in den Meßprogrammen Rechnung getragen wird, ist aus der Auflistung aller Header-Werte (Abb. 6) abzulesen, wozu hier einige Erläuterungen gegeben werden:

- (i) \$\$\$ an Stelle der laufenden Nummer bedeuten, daß der zugehörige Wert nur intern verwendet und nicht auf Band ausgegeben wird.
- (ii) Den Header-Werten sind erklärende Texte und Abkürzungen (ABBR.) zugeordnet, wobei der Zugriff (Eingabe, Korrektur) ausschließlich über diese erfolgt.
- (iii) Jeder Header-Wert besteht aus einer oder mehreren Einheiten eines der Datentypen (CHARACTER, INTEGER, REAL). Zusätzlich wurde zur Darstellung von über den normalen Zahlenbereich hinausgehenden positiven ganzen Zahlen der Typ "16 BIT INT" geschaffen, der sich vom üblichen INTEGER dadurch unterscheidet, daß das oberste Bit nicht als Vorzeichen interpretiert wird.
- (iv) Vorher gesetzte Standardwerte sind mit einem * in der Spalte DEF (default) gekennzeichnet.
- (v) Ein * in der Spalte FIX kennzeichnet Werte, deren Veränderung durch den Benutzer vom Programm unterbunden wird. Ein C (continue) in der gleichen Spalte kennzeichnet die Unveränderlichkeit der Werte in einer Fortsetzungsmessung.
- (vi) Bei Beginn der Messung werden dem Benutzer nur

diejenigen Werte aufgelistet, die in Spalte NDS (no display) keinen Stern haben.

- (vii) Der größte Teil der Werte wird einer von acht vorgesehenen und in Spalte CHK (check) bezifferten Plausibilitätsprüfungen unterzogen, auf deren einzelne Aufzählung hier verzichtet wird.
- (ix) Ein * in Spalte CON kennzeichnet Werte, deren Übereinstimmung für ein gemeinsames Processing erforderlich ist.

Die Zuordnung der Feldkomponenten Ex, Ey, Hx, Hy, Hz, zu denen bei der 1. Anlage im Periodenbereich 20. - 1000. Sekunden noch die Förstersondenkomponenten Fx, Fy, Fz kommen und im Periodenbereich 200. - 10000 Sekunden die Komponenten Hx, Hy, Hz entfallen, zu den Kanälen der Meßanlage wird durch den Parameter CHANDI (Position 21 im Normal Header) gesteuert. Mit CHANDI wird auch gesteuert, ob die Temperatur der Magnetfeldsensoren als Zeitreihe mitregistriert wird oder nicht. In dem Trailer-Record können nach Beendigung der Messung Informationen über besondere Vorkommnisse während der Messung und Hinweise für das Processing aufgeschrieben werden.

Literatur:

Gamble, T.D., Goubau, W.M. & Clarke, J. (1979): Magnetotellurics with a remote reference. - Geophysics, 44: 53-68, Tulsa, Okla.

Goubau, W.M., Gamble, T.D. & Clarke, J.C. (1978): Magnetotelluric data analysis: removal of bias. - Geophysics, 43: 1157-1166; Tulsa, Okla.

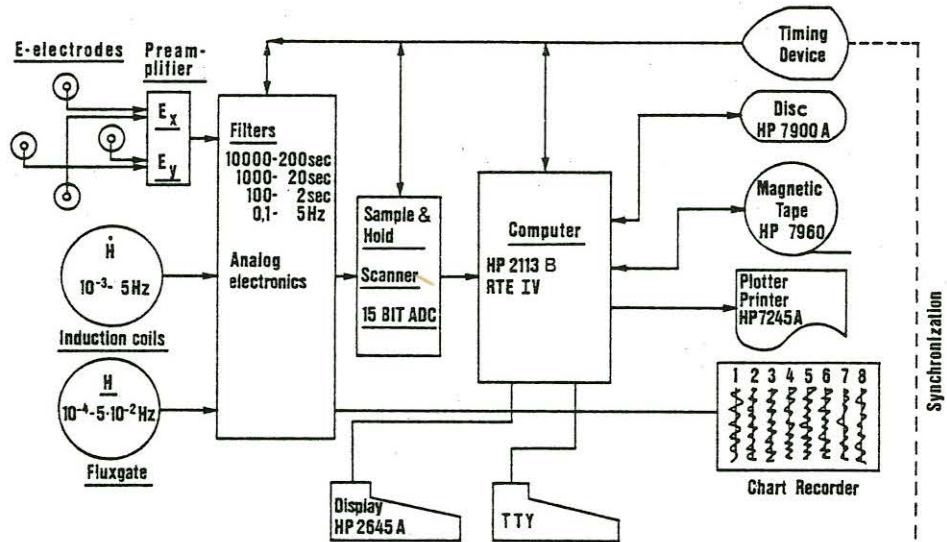
Karmann, R. (1975): Optimierung des Signal/Rausch-Verhältnisses von Induktionsspulenmagnetometern für die Magnetotellurik. - Dissertation TU Braunschweig.

ders. (1977): Search coil magnetometers with optimum signal to noise ratio. - Acta Geodaet., Geophys. et Montanist., 12: 353-357; Budapest.

Losecke, W., Scheelke, I. & Knödel, K. (1978): Magnetotellurische Tiefenerkundung in Norddeutschland. - Erdöl und Kohle, Erdgas, Petrochemie, 31: 23-28; Hamburg.

Losecke, W., Rodemann, H., Knödel, K. & Müller, W. (1982): Ein Magnetotellurik Meßsystem für Remote-Reference Betrieb und Dataprocessing im Gelände. - Geol. Jb., E 23, 239-249; Hannover.

1. System



2. System

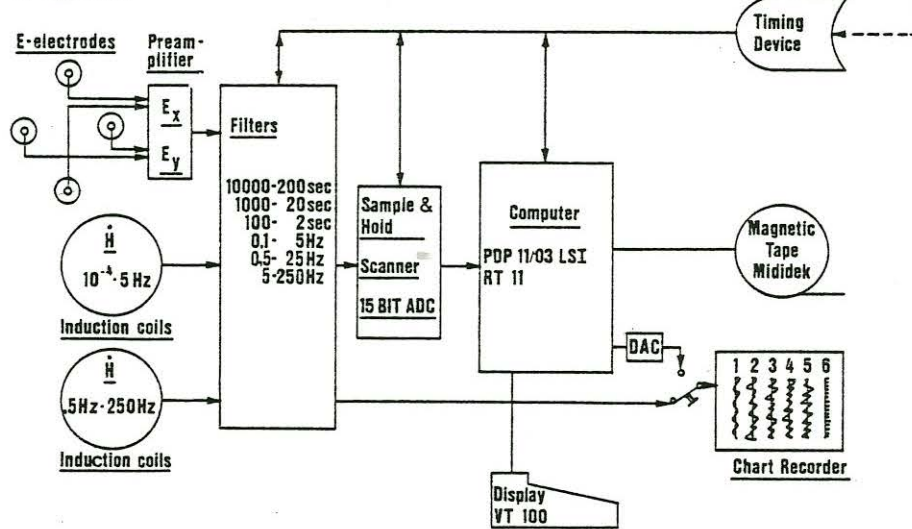


Abb. 1. Blockschaubild der beiden Magnetotellurik-Meßanlagen der BGR. Die Systeme sind ausgerüstet für synchrone Datenerfassung und Dataprocessing im Gelände.

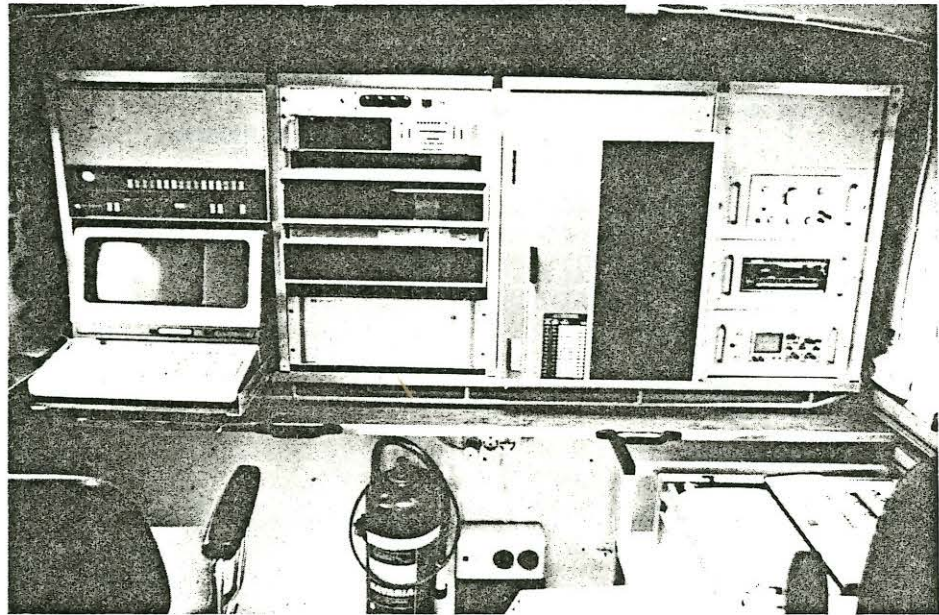


Abb. 2. Frontansicht der im Meßwagen des 1. Meßsystems installierten Rechenanlage mit von links: HP Rechner 21 MX, Bildschirm Terminal, Plattenspeicher, Magnetbandgerät, diverse Meßgeräte und 8-Kanalschreiber.

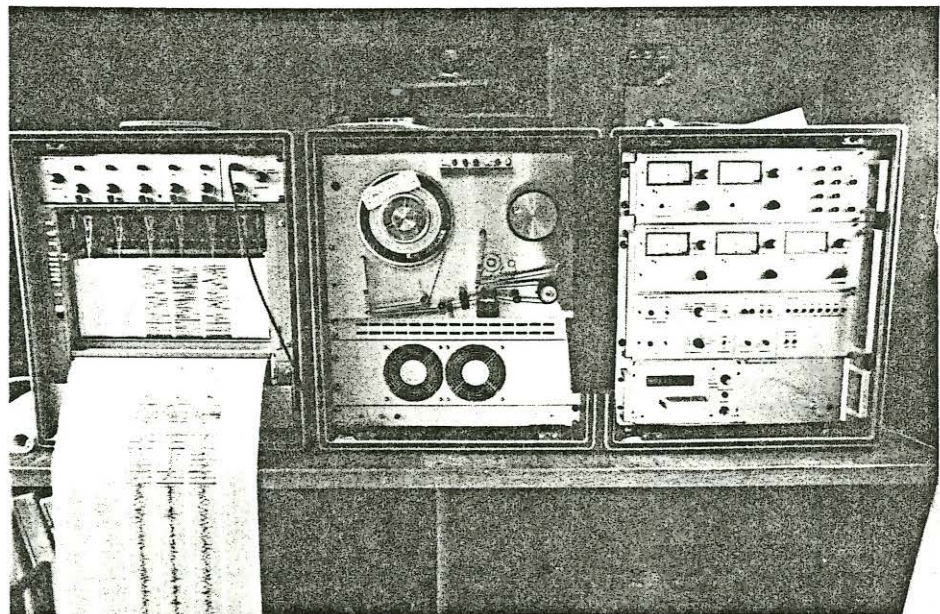


Abb. 3. Blick auf von links: Mehrkanalschreiber, PDP-Rechner und Bandgerät sowie Analogelektronik des 2. Meßsystems.

General Data Tape Format:

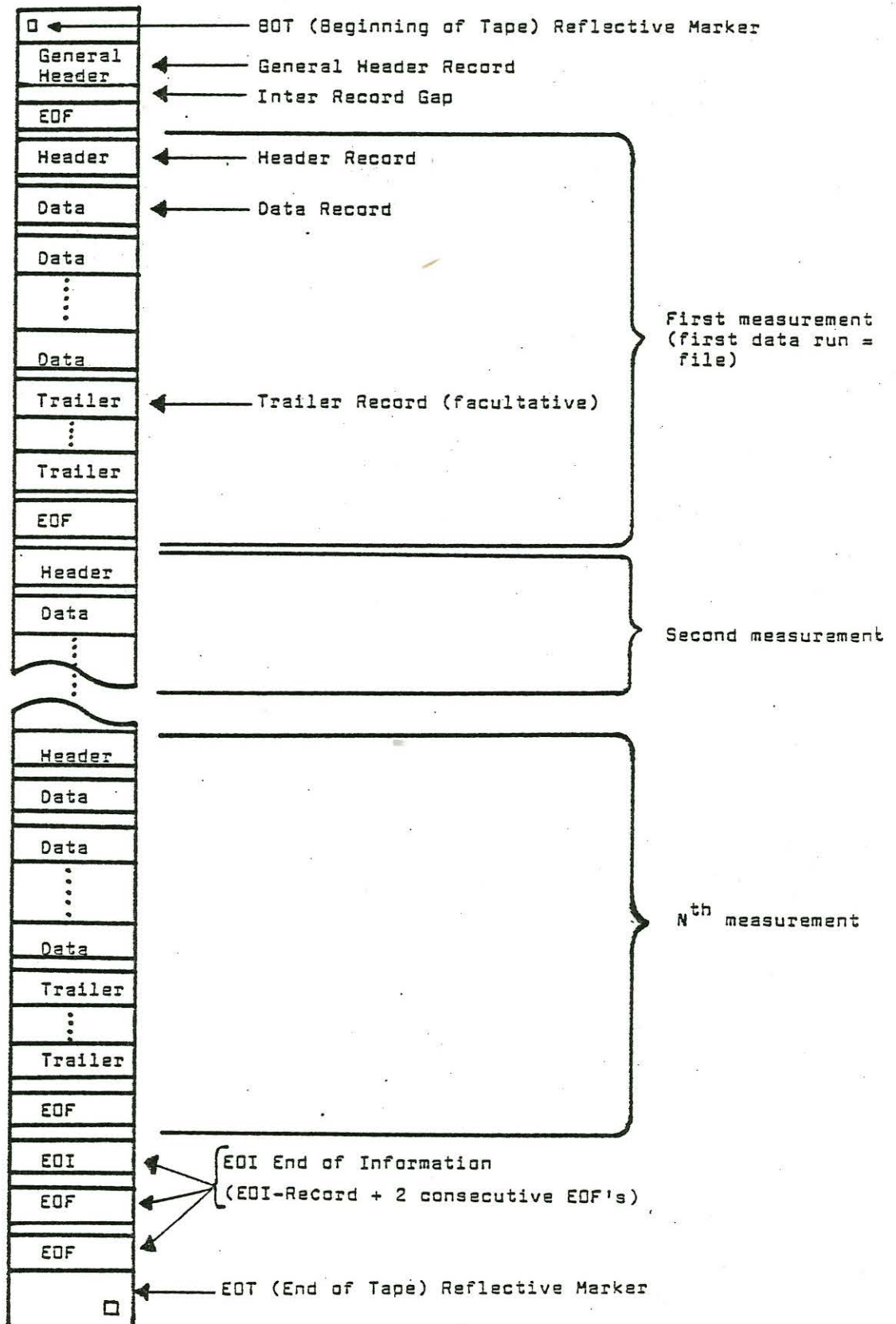


Abb. 4. Datenstruktur I.

```

ABBR.      TYPE  DEF  FIX  NDS  CHK  CON  G E N E R A L  H E A D E R  9:17:29  FRI., 30. APR., 1982
$$$ GHV    14 CHARACTERS * * *          HOVA DATE AND VERSION = 26/04/82 (22A)
1 GRECTY  1 INTEGER(S) * * *          RECORD TYPE = 1
2 GRECL   1 INTEGER(S) * * *          RECORD LENGTH = 11
3 VSN     6 CHARACTERS * * *          TAPE NUMBER_
4 ISS     1 INTEGER(S) * * *          IDENTIFICATION SOFTWARE SYSTEM = 2
5 IDS     1 INTEGER(S) * * *          IDENTIFICATION DIGITAL SYSTEM = 1
6 IEQ     1 INTEGER(S) * * *          IDENTIFICATION EQUIPMENT = 1
7 IBITD   1 INTEGER(S) * * *          NUMBER OF BITS PER DATA WORD = 16
8 LDAT    1 INTEGER(S) * * *          NUMBER OF WORDS PER COMPONENT IN EACH DATA RECORD = 128
9 LDH     1 INTEGER(S) * * *          LENGTH OF DATA HEADER = 8
    
```

LEGEND

\$\$\$ = NOT ON TAPE
 DEF = DEFAULTED:
 FIX = NOT MODIFIABLE: * = AT ALL
 C = AT CONTINUATION RUN
 NDS = NO DISPLAY
 CHK = CHECK TYPE
 CON = SAME VALUE AS IN PREVIOUS HEADER REQUIRED FOR PROCESSING

Trailer Record:

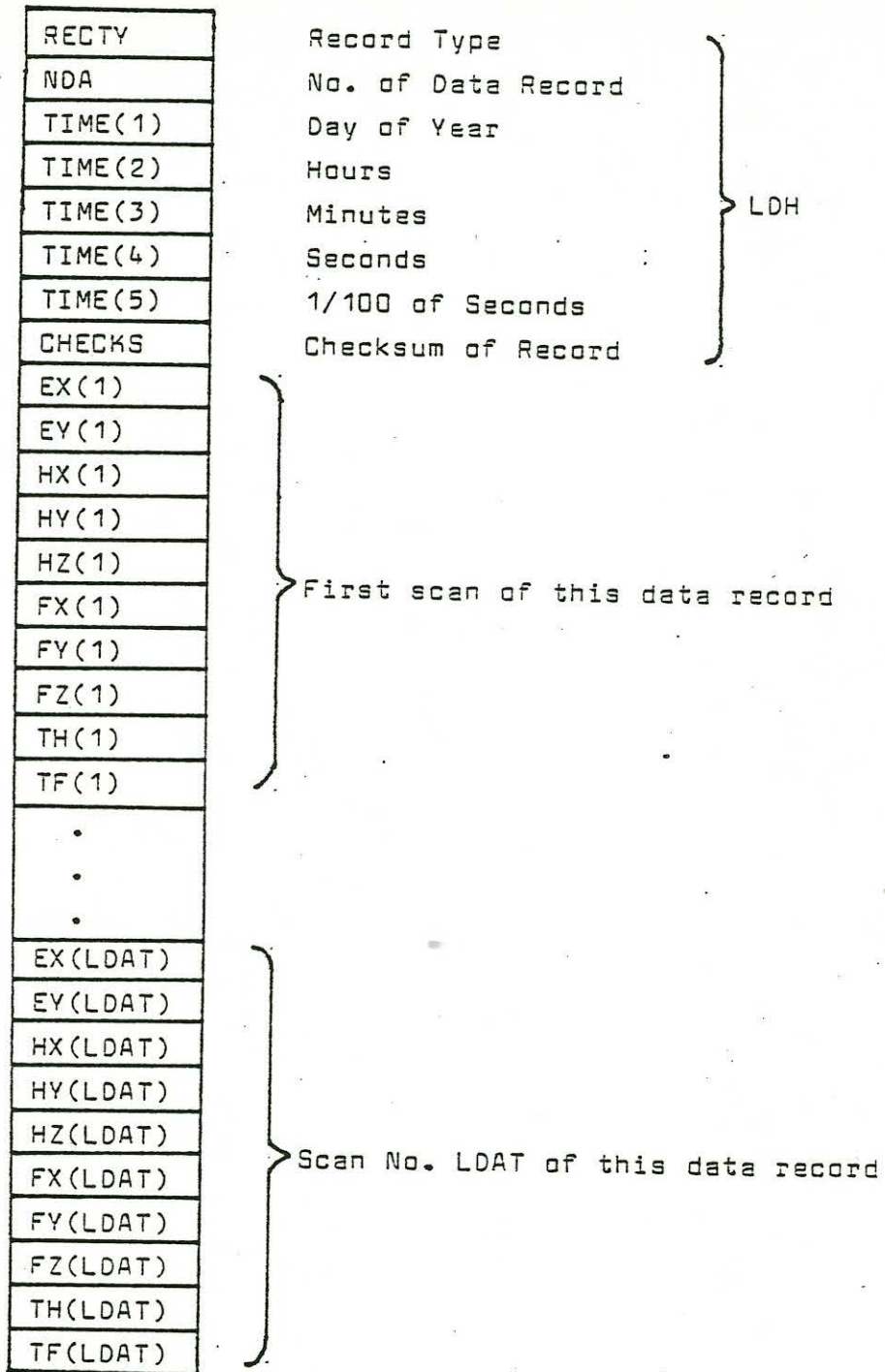
Word No.	Type	Name	Explanation
1	Integer	RECTY	Record type (= 4)
2	Integer	RECL	Record length
3	Character	TXT(1)	First two trailer text characters
4	Character	TXT(2)	3 rd and 4 th trailer text characters
...	Character	TXT(...)	...
...	Character	TXT(...)	...
...	Character	TXT(...)	...
RECL	Character	TXT(RECL-2)	Last two trailer text characters

Abb. 5. Datenstruktur II.

ABBR.	TYPE	DEF	FIX	NDS	CHK	CON	N O R M A L H E A D E R	9:17:29	FRI., 30. APR., 1982
\$\$\$ NHV	14	CHARACTERS	*	*	*		HDVA DATE AND VERSION = 26/04/82 (22A)		
1 RECTY	1	INTEGER(S)	*	*	*		RECORD TYPE = 2		
2 RECL	1	INTEGER(S)	*	*	*		RECORD LENGTH = 122		
3 NHD	1	INTEGER(S)	*	*	*		NO. OF HEADER = 0		
4 SITE	20	CHARACTERS				C	SITE -		
5 REGION	20	CHARACTERS				C	REGION -		
6 NPRO	1	INTEGER(S)				C	PROFIL NUMBER -		
7 NSITE	1	INTEGER(S)				C	SITE NUMBER -		
8 MAPNAM	20	CHARACTERS				C	MAP NAME -		
9 MAPNO	1	INTEGER(S)				C	MAP NO. -		
10 COSY	2	CHARACTERS	*			C	COORDINATE SYSTEM = UT		
11 LON	10	CHARACTERS				C	MERIDIAN DISTANCE (LONGITUDE) -		
12 LAT	10	CHARACTERS				C	LATITUDE -		
13 CONTR	20	CHARACTERS				C	CONTRACTOR -		
14 NRR	1	INTEGER(S)					NUMBER OF REFERENCE STATIONS -		
15 RRVSN	30	CHARACTERS					USN'S OF REFERENCE STATIONS -		
16 VORA	1	REAL(S)	*	*	*		VOLTAGE RANGE OF DIGITAL VOLTMETER = 6.25000E-04		
17 SNOTCH	1	INTEGER(S)	*	*	*		SENSOR NOTCHES (0 = 16 2/3 & 50 FOR COILS, NONE FOR FLUXGATE) =		
\$\$\$ NOTCHS	1	INTEGER(S)	*	*	*		SENSOR NOTCHES (0 = 16 2/3 & 50 FOR COILS, NONE FOR FLUXGATE) =		
18 ANOTCH	1	INTEGER(S)	*	*	*		BOX A NOTCH (0 = NOT EXISTING) = 0		
\$\$\$ NOTCH	1	INTEGER(S)	*	*	*		BOX A NOTCH (0 = NOT EXISTING) = 0		
19 LP	1	REAL(S)				6	LOW PASS FILTER [SEC] -		
20 HP	1	REAL(S)	*			7	HIGH PASS FILTER [SEC] = 0.0000		
21 CHANDI	20	CHARACTERS	*			4	CHANNEL DISTRIBUTION ("ALL"?) = EXEY		
\$\$\$ NCHAN	1	INTEGER(S)	*				8.15-4=CH.OCC., 8.3-0=NO.OF CHANNELS -		
22 IAS	1	INTEGER(S)	*	*	*		IDENTIFICATION ANALOG SYSTEM = 1		
23 DTM	1	16 BIT INT	*			8	DIGITIZING TIME INTERVAL [MSEC] = 0		
24 DTN	1	INTEGER(S)	*			2	DIGITIZING TIME DIVISOR = 50		
25 DTK	1	INTEGER(S)	*			2	DIGITIZING TIME MULTIPLICATOR = 0		
\$\$\$ DTSEC	1	REAL(S)	*				DIGITIZING TIME [MSEC] = DTK*DTM/DTN -		
26 REX	1	REAL(S)				2	RESISTANCE [OHM] OF ELECTRODE LINE EX -		
27 REY	1	REAL(S)				2	RESISTANCE [OHM] OF ELECTRODE LINE EY -		
28 AEX	1	INTEGER(S)				3	AMPLIFICATION BUTTON EX -		
29 AERY	1	INTEGER(S)				3	AMPLIFICATION BUTTON EY -		
30 AHX	1	INTEGER(S)				3	AMPLIFICATION BUTTON HX -		
31 AHY	1	INTEGER(S)				3	AMPLIFICATION BUTTON HY -		
32 AHZ	1	INTEGER(S)				3	AMPLIFICATION BUTTON HZ -		
33 AFX	1	INTEGER(S)				3	AMPLIFICATION BUTTON FX -		
34 AFY	1	INTEGER(S)				3	AMPLIFICATION BUTTON FY -		
35 AFZ	1	INTEGER(S)				3	AMPLIFICATION BUTTON FZ -		
36 PFX	1	INTEGER(S)				3	PREAMPLIFICATION SWITCH FX -		
37 PFY	1	INTEGER(S)				3	PREAMPLIFICATION SWITCH FY -		
38 PFZ	1	INTEGER(S)				3	PREAMPLIFICATION SWITCH FZ -		
39 EDX	1	INTEGER(S)	*			2	ELECTRODE DISTANCE EX [METERS] = 100		
40 EDY	1	INTEGER(S)	*			2	ELECTRODE DISTANCE EY [METERS] = 100		
41 ORIX	1	INTEGER(S)	*			2	ORIENTATION OF X (DEGREES < 0 < GRADES) = 0		
42 ORIY	1	INTEGER(S)	*			2	ORIENTATION OF Y (DEGREES < 0 < GRADES) = 0		
43 TH	1	INTEGER(S)	*	*			COIL TEMPERATURE (10*VORA*DEGREE) -		
44 TF	1	INTEGER(S)	*	*			FLUXGATE TEMPERATURE (10*VORA*DEGREE) -		
\$\$\$ NDREC	1	INTEGER(S)	*			2	NUMBER OF DATA RECORDS = 2		
\$\$\$ MST	6	INTEGER(S)	*			5	MEASUREMENT STARTING TIME (Y,M,D,H,M,S OR "STANDARD" FOR IMM. START)		
45 IMST	6	INTEGER(S)	*				MEASUREMENT STARTING TIME (Y,M,D,H,M,S OR "STANDARD" FOR IMM. START)		

Abb. 6. Datenstruktur III.

Data Record:



LDH = 8 is default.

LDAT = 128 is default.

TIME = Time immediately before the first scan of this data record (5 Integers).

Abb. 7. Datenstruktur IV.