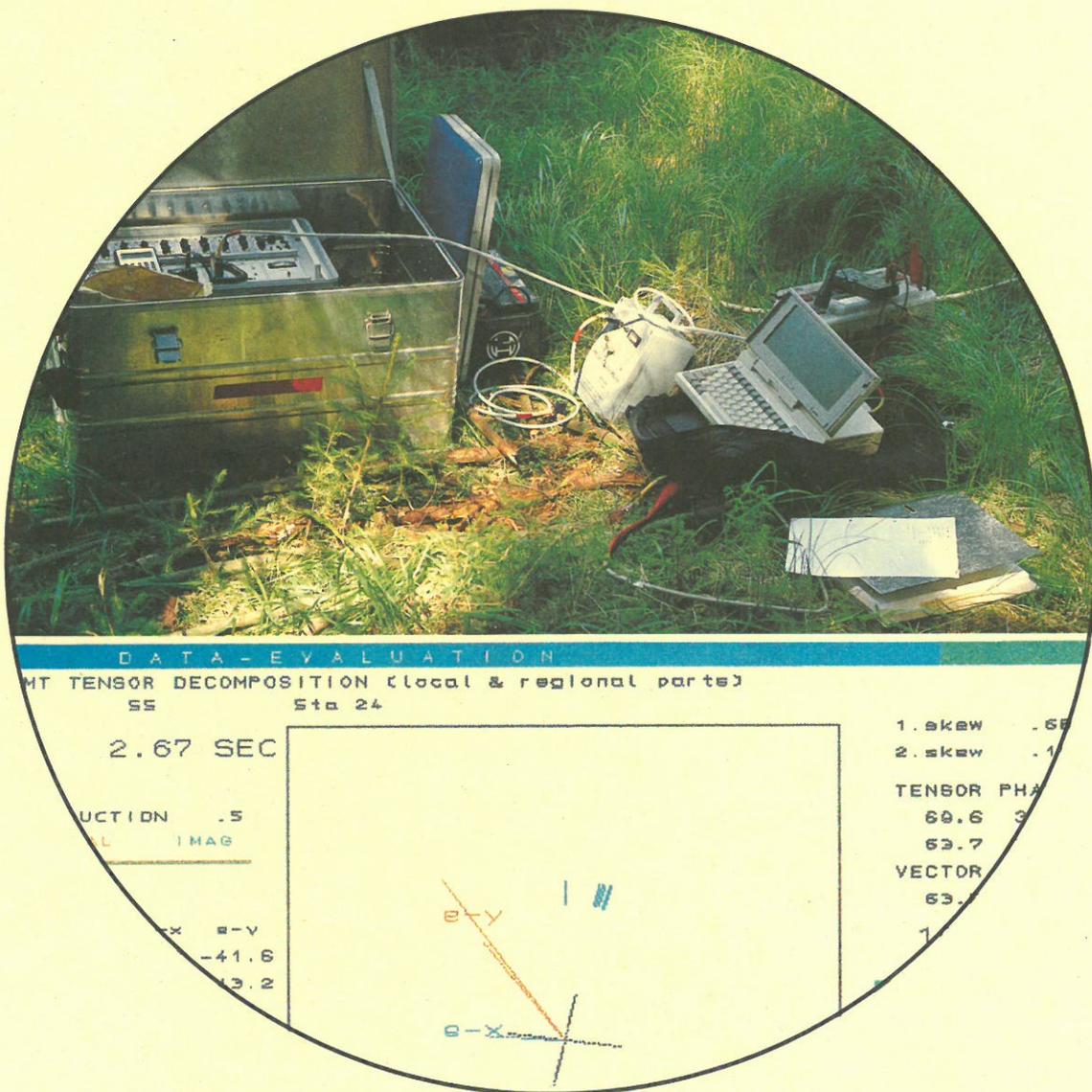


KTB REPORT 90-3

Ergebnisse geowissenschaftlicher Umfelduntersuchungen Elektromagnetische Tiefensondierungen



Herausgegeben von der
Projektleitung Kontinentales Tiefbohrprogramm der Bundesrepublik Deutschland
im Niedersächsischen Landesamt für Bodenforschung

K. Bram

Redaktion: Dr. K. Bram

Druck: Wittmann & Wäsch, 3007 Gehrden

Titelbild: Mobiles magnetotellurisches Meßsystem im Feldeinsatz. Im unteren Teil ist die Dekomposition des Impedanztensors dargestellt, abgeleitet aus MT-Messungen an der Station 24 im KTB Umfeld.

Die diesem Report zugrundeliegenden Vorhaben wurden mit Mitteln des Bundesministeriums für Forschung und Technologie (Förderkennzeichen RG 8804-4) sowie der Deutschen Forschungsgemeinschaft gefördert. Die Verantwortung für den Inhalt der Veröffentlichungen liegt bei den Autoren.

© Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung
Hannover 1990.

Nachdrucke, Vervielfältigungen und Übersetzungen, Verwendung in Funk und Fernsehen, Wiedergabe auf photomechanischem oder ähnlichem Wege und Speicherung in DV-Anlagen sind - auch auszugsweise - genehmigungspflichtig.

Alle Rechte bleiben vorbehalten.

Anschrift des Herausgebers: Projektleitung KTB im Niedersächsischen Landesamt für Bodenforschung, Postfach 51 01 53, D-3000 Hannover 51. Telefon: 0511/643-2667

VORWORT

Bisherige magnetotellurische Untersuchungen zur Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit im Untergrund des KTB-Lokationsgebietes Oberpfalz haben zwei markante Leiter in etwa 1000 m und 8000 - 10000 m Tiefe ergeben. Aufgrund der Meßdaten sind diese Leitersysteme als sehr komplex anzusehen.

Zur Klärung ihrer Struktur und räumlichen Ausdehnung bzw. einer möglichen Korrelation mit dem aus seismischen Messungen postulierten Erbdorfkörper, ist eine Verdichtung des bestehenden Beobachtungsnetzes angestrebt worden. Das aus 17 MT, AMT und CSAMT-Stationen bestehende Grundnetz (KTB-Report 88-3) wurde 1989 um weitere 9 Stationen ergänzt.

Die Messungen erfolgten im Auftrag der Projektleitung, Direktorat Geowissenschaften, in enger Abstimmung mit dem DFG-Schwerpunkt KTB durch die Firma GEOMETRA. Gleichzeitig konnten in Zusammenarbeit mit dem Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Frankfurt Integrationsteste unterschiedlicher Meßsysteme ausgeführt werden.

Die enge Verzahnung spezialisierter Firmen mit den Hochschulen wird auch durch einen Beitrag von K. Bahr in diesem Report dokumentiert. Ein theoretisches Konzept zur Dekomposition des magnetotellurischen Impedanzensors wird vorgestellt und auf Daten von Meßstationen in der Umgebung der Kontinentalen Tiefbohrung angewandt. Eine erste, im vorliegenden Abschlußbericht niedergelegte Auswertung der im Laufe dieser Kampagne gewonnenen Daten durch GEOMETRA beruht auf diesem Algorithmus.

Über erdmagnetische und erdelektrische Feldschwankungen im Periodenbereich von einigen Sekunden bis Tagen, ebenfalls registriert in der Oberpfalz, berichtet ein weiterer Beitrag von V. Gundelach. Diesen Perioden sind Eindringtiefen von einigen 10 bis 100 km zuzuordnen, sodaß die elektrische Leitfähigkeitsverteilung bis in den oberen Erdmantel bestimmt werden kann.

Zusammen mit Meßdaten von über 50 AMT- und MT-Stationen der Hochschulen steht heute für das Nordost-Bayerische Grundgebirge ein ausreichender, wenn auch nicht unbedingt homogener Datensatz zur Verfügung. Die nun in greifbare Nähe gerückte zukünftige Zusammenarbeit mit Geowissenschaftlern der CSSR bietet eine gute Voraussetzung, die Ausdehnung der erkannten Leitfähigkeitsanomalien in östliche Richtung und damit ihre Bedeutung für den Strukturbaue des Böhmisches Kristallinmassifs weiter zu verfolgen.

Abweichend vom Hauptthema dieses Reports versucht J. Stoll eine Interpretation der Eigenpotentialanomalie im Umfeld der Kontinentalen Tiefbohrung zu geben. Die Ursache der extremen Eigenpotentialanomalie von über -600 mV läßt sich nur teilweise durch eine von Sato und Mooney entwickelte Theorie erklären.

IV

Die von der Firma GEOMETRA gemessenen Daten sind von Geräteinflüssen korrigiert und sind auf Magnetband gespeichert. Sie können über die Projektleitung KTB* bei der Firma GEOMETRA abgerufen werden.

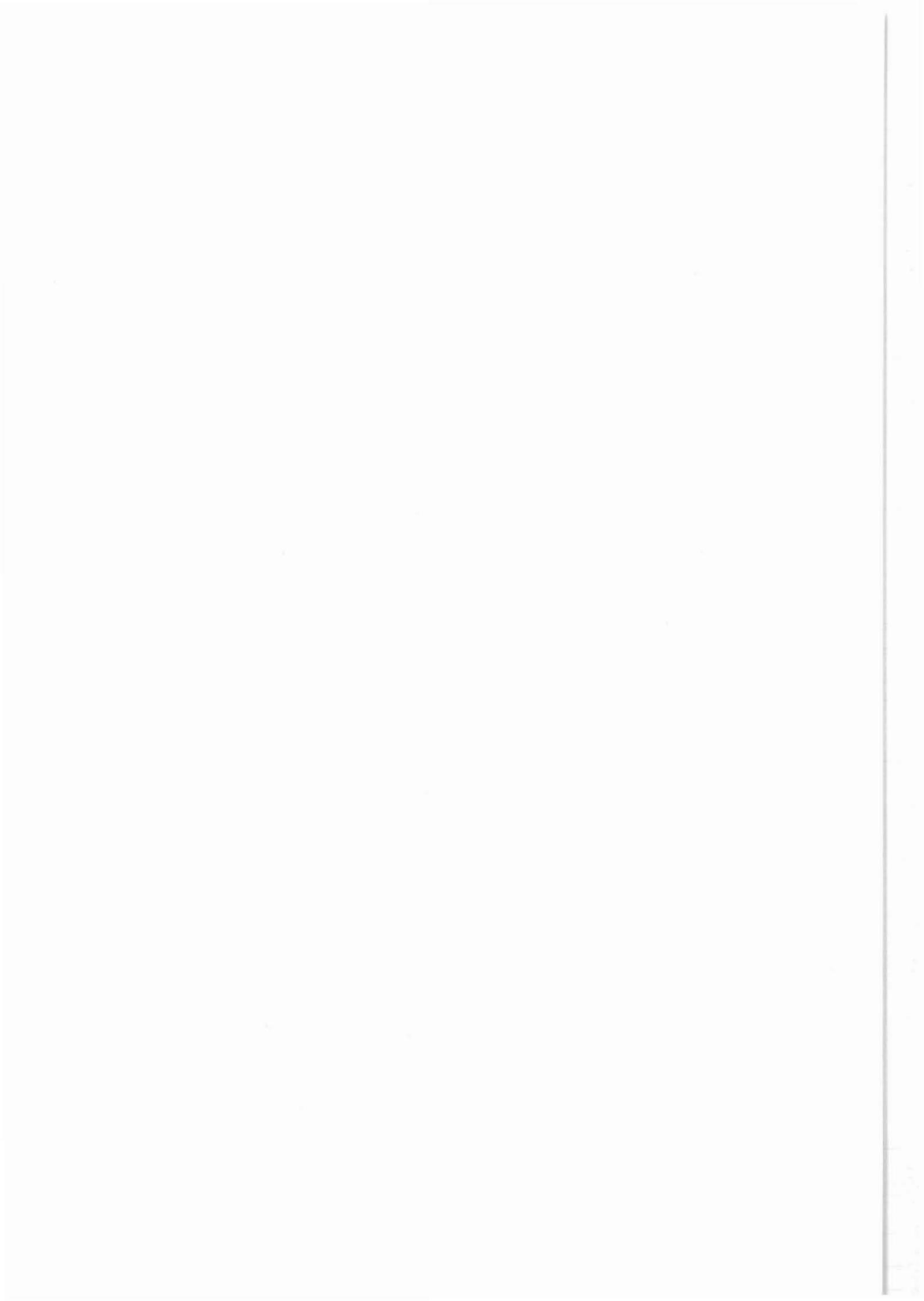
Dem Empfänger erwächst mit der Entgegennahme der Daten die Pflicht, regelmäßig der Projektleitung bzw. den ARGEn über den Fortgang der Auswertungsarbeiten zu berichten. Erstveröffentlichungen sind in KTB-Reports vorzusehen. In allen Veröffentlichungen ist auf die Herkunft der Daten zu verweisen.

* Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung
Projektleitung KTB
Direktorat Geowissenschaften
Stilleweg 2
3000 Hannover 51

Tel.: 0511/643-2665
Fax.: 0511/643-2686

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
Jensen, U., Karmann, R. und Martinez, M.: Elektromagnetische Tiefensondierungen 1989 im Umfeld der Kontinentalen Tiefbohrung	1
Bahr, K.: Die Dekomposition des magnetotellurischen Impedanzensors von Stationen im Umfeld der KTB-Lokation	107
Gundelach, V.: Magnetotellurik und Tiefensondierung in der Oberpfalz	147
Stoll, J.: Messung der Eigenpotentialanomalie im KTB- Umfeld und deren Interpretation	173



Elektromagnetische Tiefensondierungen 1989 im Umfeld der Kontinentalen Tiefbohrung

U. Jensen
R. Karmann
M. Martinez

Abschlußbericht Februar 1990



Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Aufgabenstellung	4
2. Feldmessungen	5
2.1 Meßprogramm	
2.2 Zeitrahmen	
2.3 Meßlokationen	
2.4 Gerätebeschreibung	
3. Darstellung der Meßergebnisse	9
3.1 Art der Darstellung	
3.2 AMT-ECRE	
3.3 MT-ECRE	
3.4 Induktionspfeile	
3.5 Diskussion der Meßergebnisse	
4. Aufbereitung der Daten	33
4.1 Einführung in die Methoden Magnetotellurik und Erdmagnetische Tiefensondierung	
4.2 Aussagen zur Qualität der magnetischen Übertragungsfunktion	
5. Modellrechnung	36
5.1 Theoretischer Teil	
5.2 1D-Modelle und Darstellung der Induktions- pfeile für den AMT-Bereich	
5.2.1 Modelle aus AMT-Daten	
5.2.2 Darstellung der Induktionspfeile im AMT- Bereich: 0,03 sec, 1 sec	
5.2.3 Zusammenfassung 1D-Modelle und Induktions- pfeile für AMT-Bereich	
5.3 1D-Modelle und Darstellung der Induktions- pfeile für den MT-Bereich	
5.3.1 Modelle aus MT-Daten	
5.3.2 Darstellung der Induktionspfeile im MT-Bereich: 30 sec	
5.3.3 Zusammenfassung der 1D-Modelle und Induktionspfeile für den MT-Bereich	
5.4 2-dimensionale Modellierung	
5.4.1 Gutleitfähige oberflächennahe Struktur	
5.4.2 Guter Leiter in mittlerer Kruste	
6. Die Tensor-Dekomposition	77
6.1 Theorie	
6.2 Ergebnisse	
7. Abschlußbetrachtung und Empfehlungen	87
Anhang	89

1. Aufgabenstellung

Im Rahmen des "Kontinentalen Tiefbohrprogramms der Bundesrepublik Deutschland" (KTB) wurde von der Fa. GEOMETRA ein zweites elektromagnetisches Meßprogramm innerhalb der Grenzen der Kernfläche der Bohrung bei Windisch-Eschenbach durchgeführt mit der Zielsetzung folgende Fragestellungen zu klären:

1.

Welche räumliche Ausdehnung bzw. welche Struktur (schichtförmig lamelliert) hat der in etwa 1.000 m Tiefe nachgewiesene elektrische Leiter, läßt er sich über die Grenze ZEV sowohl zum Falkenberger Granit nach E als auch zum Saxothuringikum nach N verfolgen?

2.

Läßt sich die Existenz des in etwa 10 km Tiefe postulierten elektrischen Leiters in der gesamten Kernfläche nachweisen, taucht er nach S ab bzw. korreliert er mit oder zeigt er eine gewisse Parallelität zum Erbdorf-Körper?

Eine Beantwortung dieser Fragen setzt die Auswertung von e.-m. Daten voraus, die von Oberflächeneffekten befreit wurden.

2. Feldmessungen

2.1 Meßprogramm

Auftragsgemäß wurden von GEOMETRA Messungen an 9 AMT ECRE-Meßpunkten (256 Hz-20 sec) mit parallel registrierender Referenzstation, sowie an 4 ECRE-MT Meßpunkte (4 Hz bis 512 s) mit parallel registrierender Referenzstation durchgeführt (Meßlokationen s. **Abb. 1**)

Aufgrund der stark gestörten Station 23 wurde von der GEOMETRA eine zusätzliche AMT-Station besetzt. Zusätzlich erschienen dem Auftragnehmer MT-Messungen auch an den AMT-Meßpunkten sinnvoll, insbesondere nachts zwischen dem Umsetzen zweier Stationen.

In Zusammenarbeit mit dem geophysikalischen Institut der Universität Frankfurt, vertreten durch Herrn Dr. K. Bahr, wurde ein Integrationstest zwischen einem Echtzeitmeßsystem MMS04 und den von GEOMETRA eingesetzten automatisch registrierenden Meßstationen MMS03 im AMT-Bereich an einer weiteren Meßstation durchgeführt.

2.2. Zeitrahmen

Die Messungen erstreckten sich über den Zeitraum vom 11.05. bis 31.05.1989. Die Registrierzeiten der einzelnen Stationen - ohne Logistik - können der **Tabelle 1** im Anhang entnommen werden.

2.3. Meßlokationen

Die Gauß-Krüger-Koordinaten der Stationen können der **Tabelle 2** im Anhang entnommen werden.

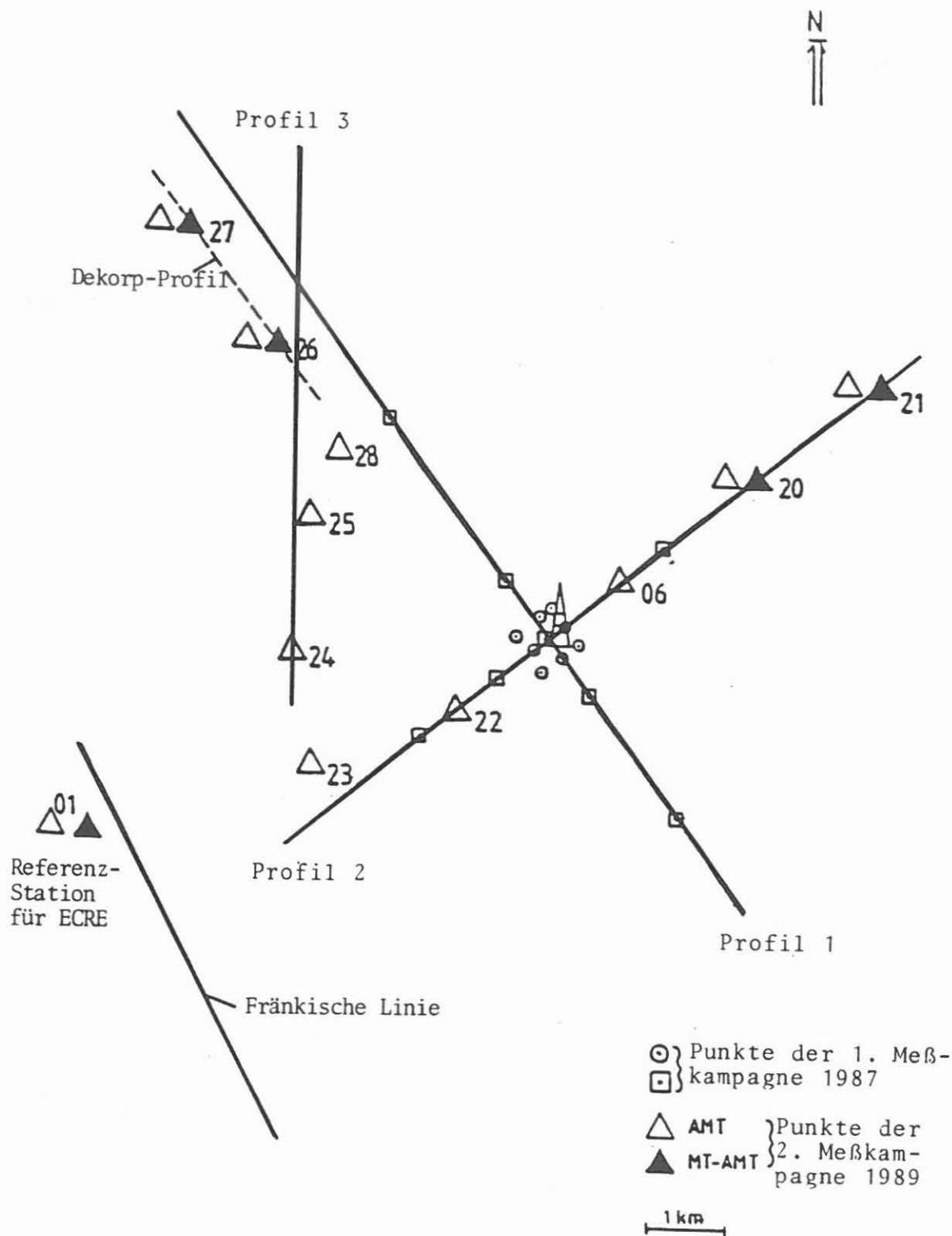


Abb. 1 : Übersichtskarte der Meßlokationen



2.4 Gerätebeschreibung

An jeder Station wurden 5 Komponenten des elektromagnetischen Feldes gemessen: die magnetischen Komponenten H_x , H_y und H_z zur Bestimmung der magnetischen Übertragungsfunktionen h_H und z_H^a sowie zusätzlich die elektrischen Komponenten E_x und E_y zur Bestimmung des Widerstandstiefenverlaufs.

Die elektromagnetischen Tiefensondierungen 1987 (siehe KTB Report 88-3) weisen für die Aufgabenstellungen die interessierenden Periodenbereiche von 10 - 100 Hz mit zugehörigen Tiefen von 1,5 - 0,5 km sowie 10 - 30 s mit zugehörigen Tiefen von 8 - 14 km aus.

Für diese Periodenbereiche ist das automatisch registrierende MT-Meßsystem MMS03E am besten geeignet. Für die Auftragsbearbeitung wurden von GEOMETRA 3 von der Firma METRONIX hergestellte Meßsysteme eingesetzt.

Die MMS03E ist ein mehrkanaliges Meßsystem mit bis zu 8 Kanälen und einem weiten Frequenzbereich von DC bis 256 Hz. Die einzelnen Meßsysteme untereinander werden durch interne, ofengeheizte, hochpräzise Quarze und eine Mutteruhr PCL 886 synchronisiert. Weder mit Kabel noch mit Telemetrie stehen die Systeme untereinander in Verbindung.

In der bei der KTB-Messungen eingesetzten 5-Kanal-Version besteht die MMS03E aus folgenden Subsystemen:

- 4 rausch- und driftarme Sonden des elektrischen Feldes vom Typ EFP02/03
- einer Erdungselektrode
- 3 rausch- und driftarme Induktionsmagnetometer vom Typ KIM 877M
- 1 EFD 884 Sensorverteilungsbox für den Anschluß von 3 KIM 887M Magnetometern und vier Sonden des elektrischen Feldes.
- 1 Satz Verbindungskabel
- Einer 5 Kanal Aufzeichnungseinheit, bestehend aus SCU 884 zur Signalaufbereitung, einer Testeinheit, Kontroll- und Monitoringfunktionen, einem 8 Kanal und 16 Bit Analog Digital Recorder ADR 881 mit 4 Mbyte statischem Ram sowie einer 12 Volt Einheit zur Spannungsversorgung.
- Paralleles Interface um die Daten zum Computer zu übertragen.

Der Nutzer hat die Möglichkeit die Registrierung in 4
Periodenbereichen anzuwählen:

256 Hz - 8 Hz

8 Hz - 8 sec

8 sec - 256 sec

256 sec - 4.096 sec/DC

3. Darstellung der Meßergebnisse

3.1 Art der Darstellung

Als Darstellungsweise der AMT- und MT-Ergebnisse sind gewählt worden.

- a) der scheinbare elektrische Widerstand,
- b) die Phase der Impedanz,
- c) die Induktionspfeile

Die Darstellungen des scheinbaren Widerstandes und der Phase der Impedanz machen die Qualität der magnetotellurischen Messungen deutlich. Die Qualität ist um so besser, je kleiner die Fehlerbereiche sind und je glatter der Kurvenverlauf ist. Die Qualität der magnetischen Messungen ist um so größer, je konstanter der Verlauf der Induktionspfeile ist.

- a) Der scheinbare elektrische Widerstand des Untergrundes wird beschrieben durch:

$$\text{RHO}_{ij} = \frac{\mu_0}{\omega} |Z_{ij}|^2$$

ij = xy oder yx

mit

Z : komplexe Impedanz, berechnet aus bivariater Analyse des Systems

$$E_x \text{ gemessen} = E_x \text{ errechnet} + \Delta E_x$$
$$E_x \text{ errechnet} = Z_{xx} \times H_x + Z_{xy} \times H_y$$

mit Minimierung von ΔE_x

Entsprechende Formeln gelten für E_y .

- b) Die Phase der Impedanz ergibt sich zu:

$$\text{PHI}_{ij} = \arctan [\text{Im}(Z_{ij})/\text{Re}(Z_{ij})]$$

c) Die Induktionspfeile nach Schmucker als Darstellung der magnetischen Übertragungsfunktion

$$\begin{aligned} \text{Realpfeil} &= \operatorname{Re}(z_H) \vec{x} + \operatorname{Re}(z_D) \vec{y} \\ \text{Imaginärpfeil} &= \operatorname{Im}(z_H) \vec{x} + \operatorname{Im}(z_D) \vec{y} \end{aligned}$$

\vec{x} \vec{y} : Einheitsvektoren in Nord- und Ostrichtung

z_H : komplexe Übertragungsfunktionen ermittelt aus dem System

$$\begin{aligned} H_z \text{ errechnet} &= z_H H_x + z_D H_y \\ H_z \text{ gemessen} &= H_z \text{ errechnet} + \Delta H_z \end{aligned}$$

Die in den **Abb. 2 - 11** dargestellten Vertrauensbereiche (senkrechte Striche) umfassen 68 % der statistischen Werte.

Alle die in den **Abb. 2 - 11** dargestellten Übertragungsfunktionen der Darstellung wurden aus unrotierten, d. h. in Nord/Süd- und Ost/West-Richtung vermessen E- und H-Feld-Spektren berechnet.

In den folgenden Kapiteln 3.2 bis 3.4 sind die von Geräteeinflüssen korrigierten Ergebnisse ohne weitere Kommentare wiedergegeben.

RHO-A und Phase sind für alle Stationen dargestellt. Für die Induktionspfeile wurden wegen des Umfangs der graphischen Abbildungen nur einige repräsentative Beispiele ausgewählt.

Der Übersichtlichkeit wegen wurde eine feste Skalierung gewählt.

- MT und AMT

RHO-A : $10^{-1} - 10^4$ Ohm*Meter
Phase : 0 Grad - 90 Grad

3.2 AMT-ECRE

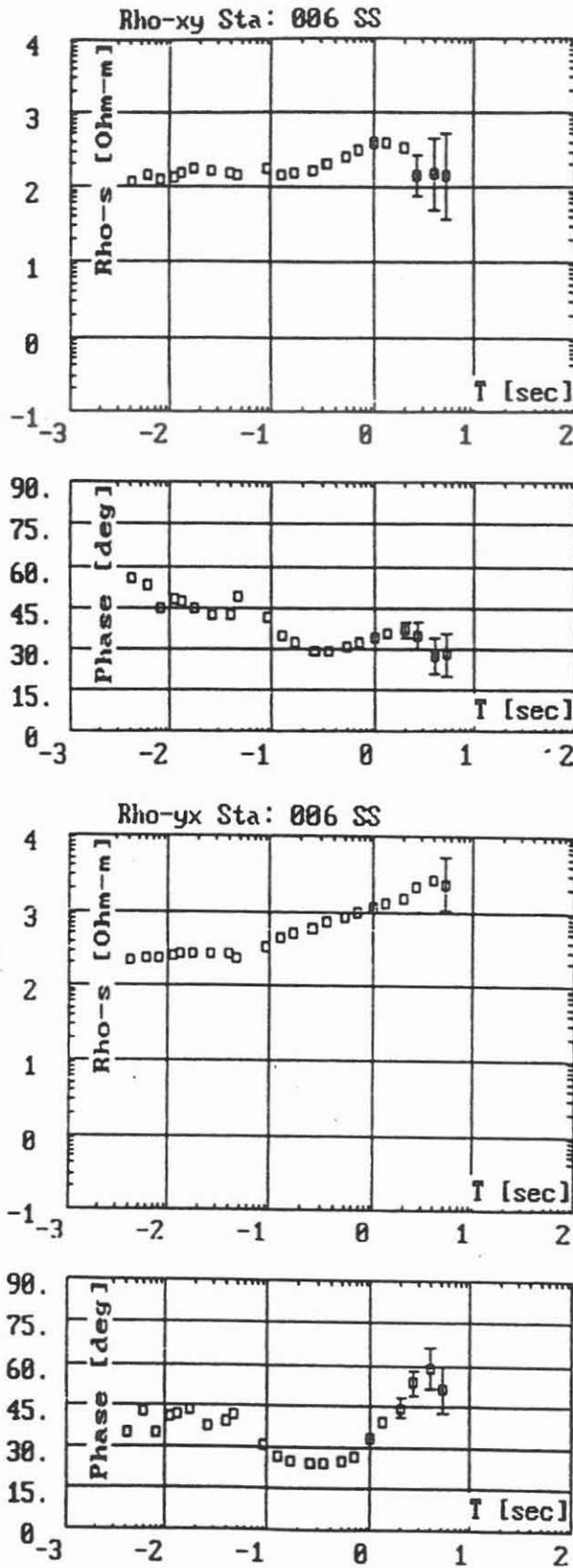
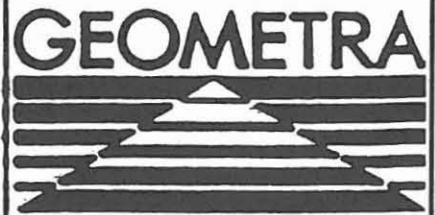


Abb. 2 Station 06 AMT-Messung
scheinbarer Widerstand RHO-A
und Phase
oben: Zxy unten: Zyx



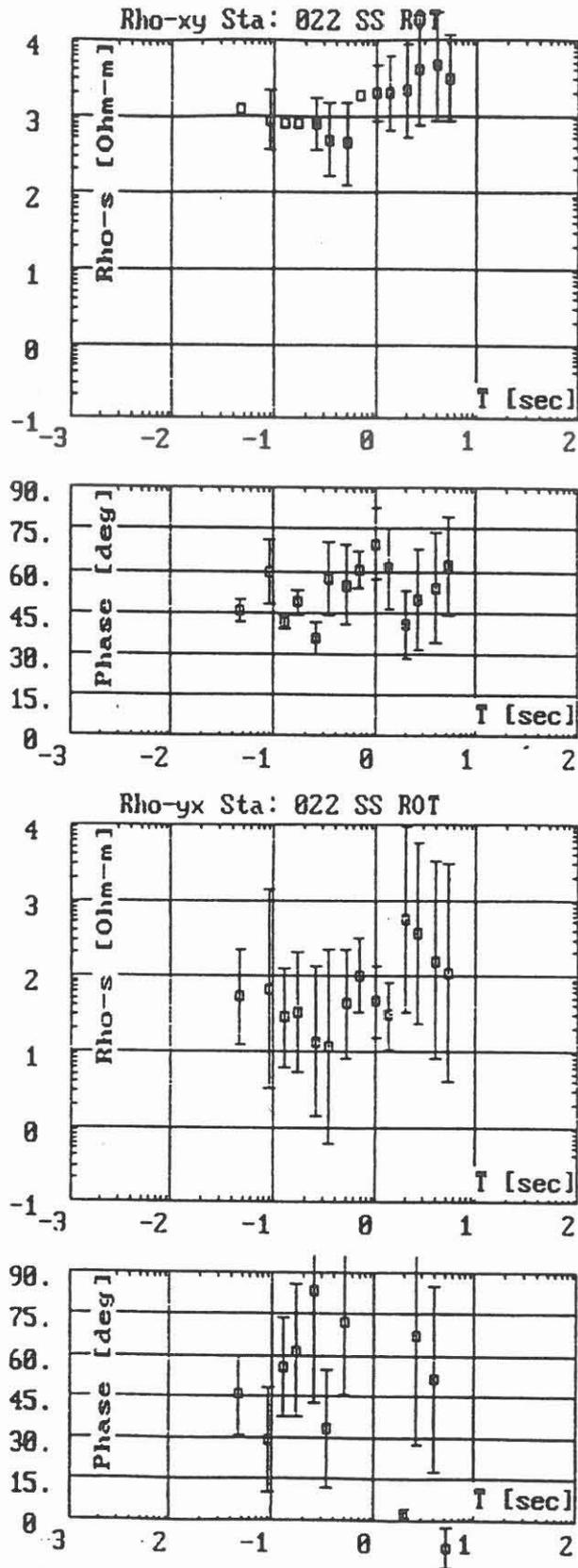
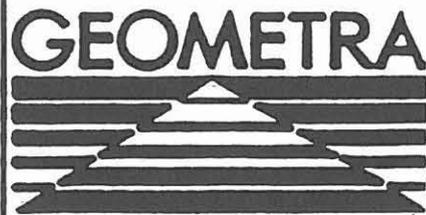


Abb. 3 Station 22 AMT-Messung
scheinbarer Widerstand RHO-A
und Phase
oben: Zxy unten: Zyx



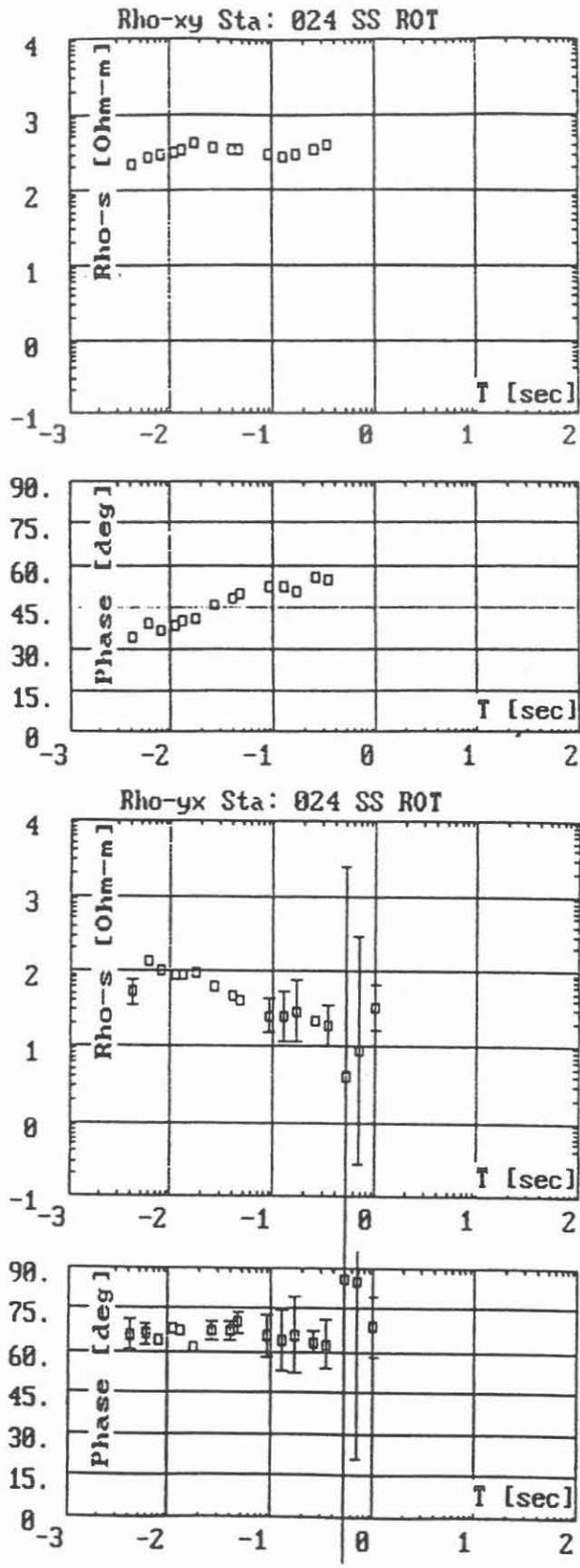
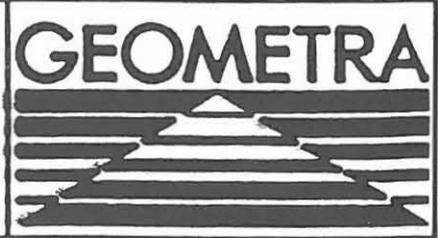


Abb. 4 Station 24 AMT-Messung
scheinbarer Widerstand RHO-A
und Phase
oben: Zxy unten: Zyx



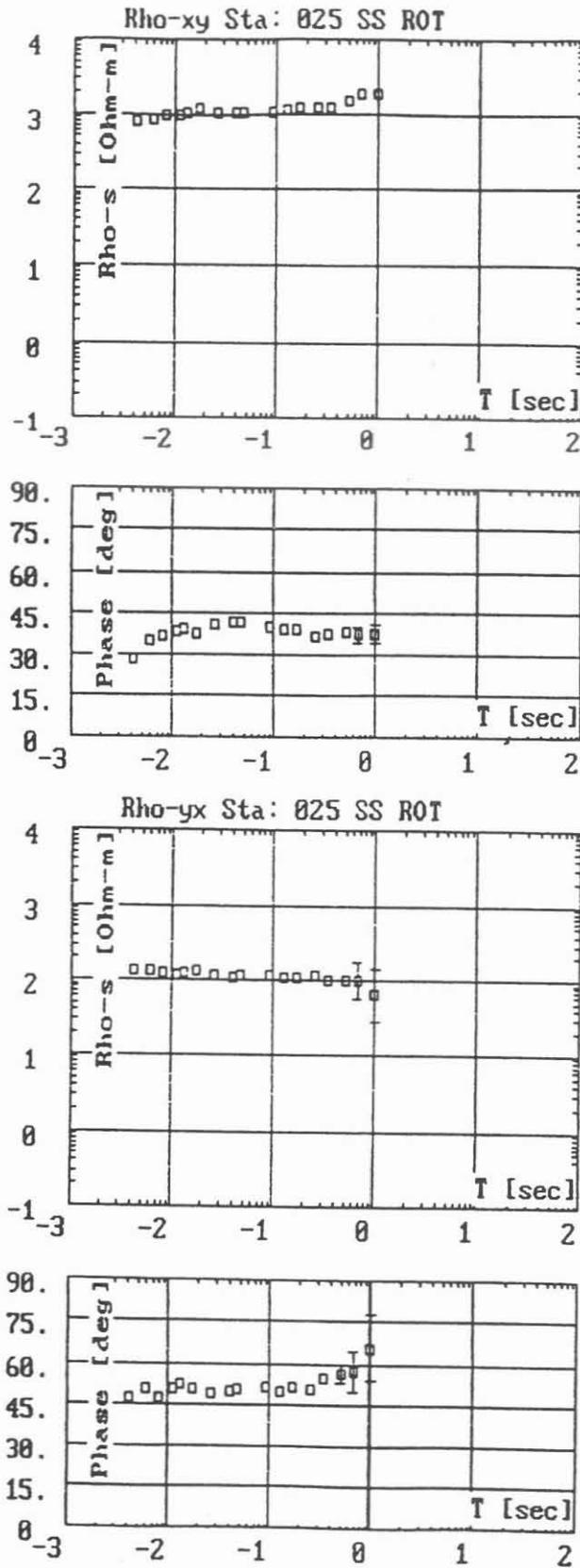
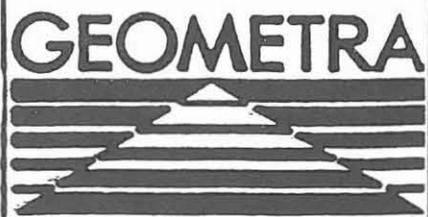


Abb. 5 Station 25 AMT-Messung
scheinbarer Widerstand RHO-A
und Phase
oben: Zxy unten: Zyx



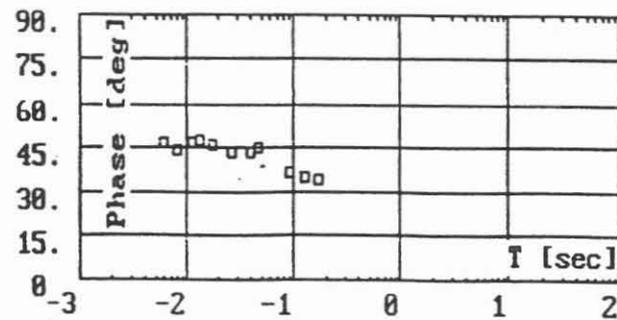
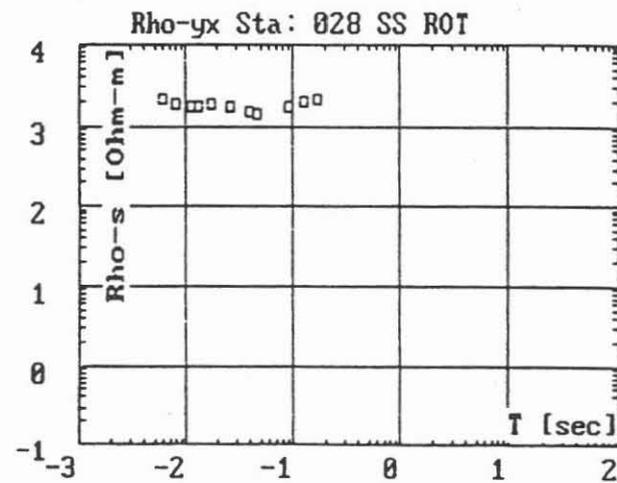
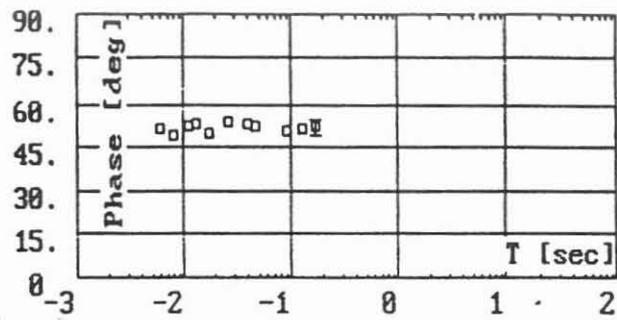
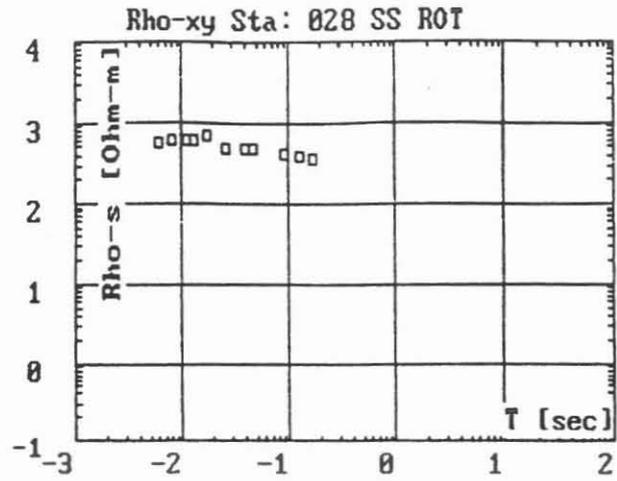
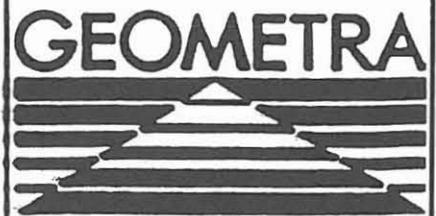


Abb. 6 Station 28 AMT-Messung
scheinbarer Widerstand RHO-A
und Phase
oben: Zxy unten: Zyx



3.3 MT-ECRE

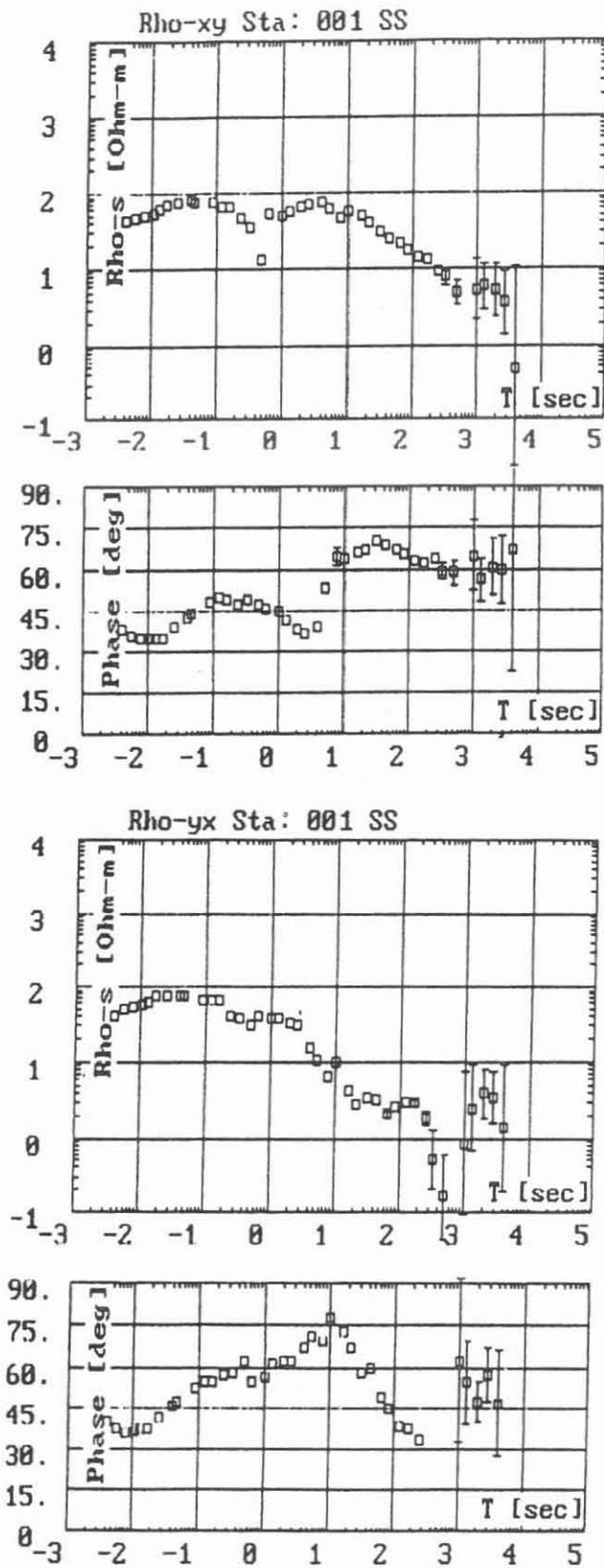


Abb. 7 Station 01 AMT-MT-Messung
scheinbarer Widerstand RHO-A
und Phase
oben: Zxy unten: Zyx



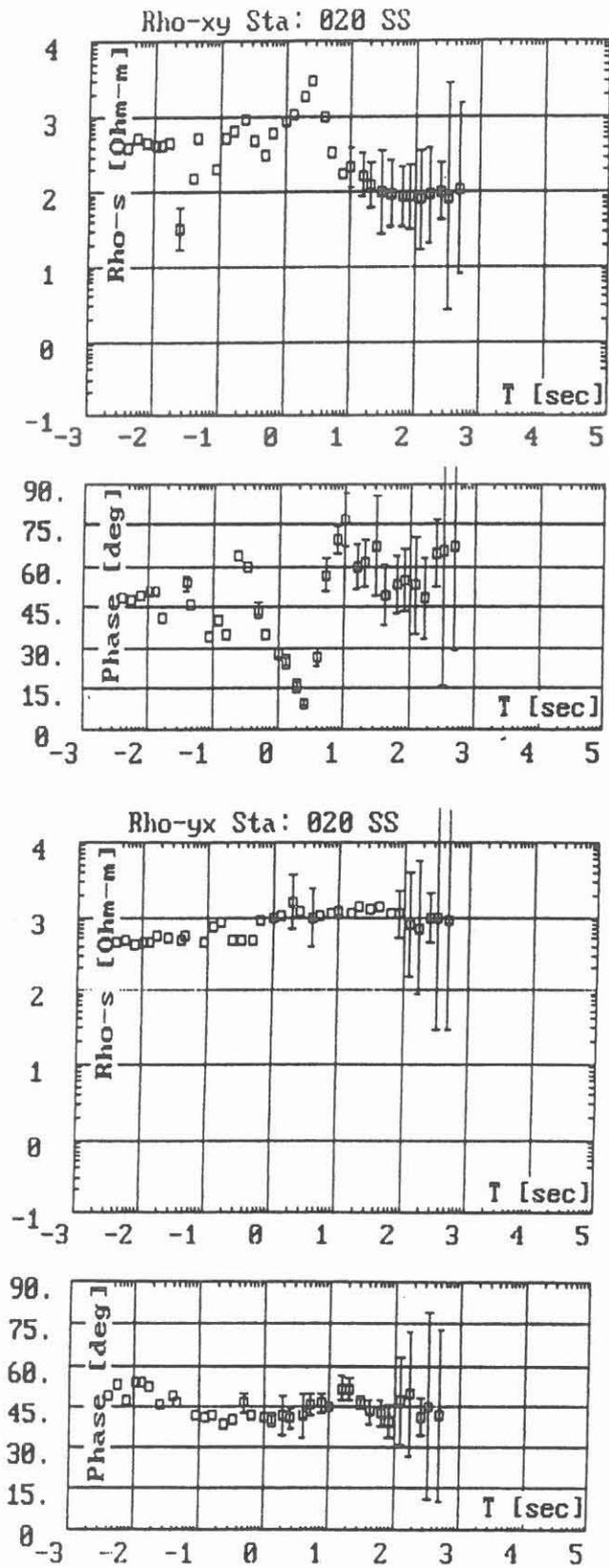
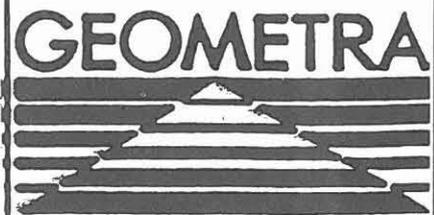


Abb. 8 Station 20 AMT-MT-Messung
scheinbarer Widerstand RHO-A
und Phase
oben: Zxy unten: Zyx



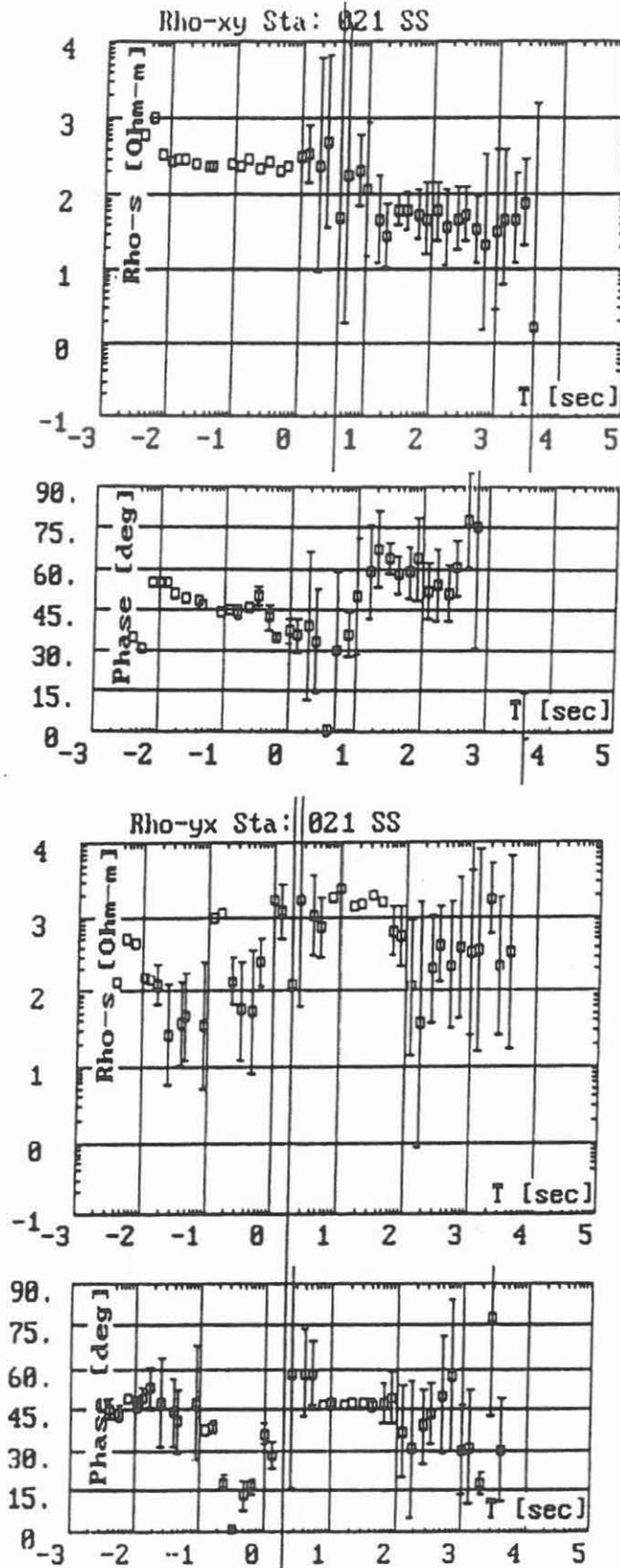
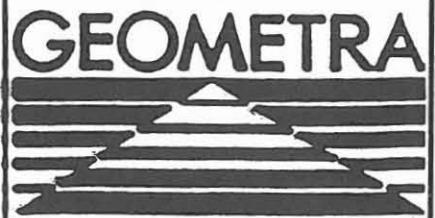


Abb. 9 Station 21 AMT-MT-Messung
scheinbarer Widerstand RHO-A
und Phase
oben: Zxy unten: Zyx



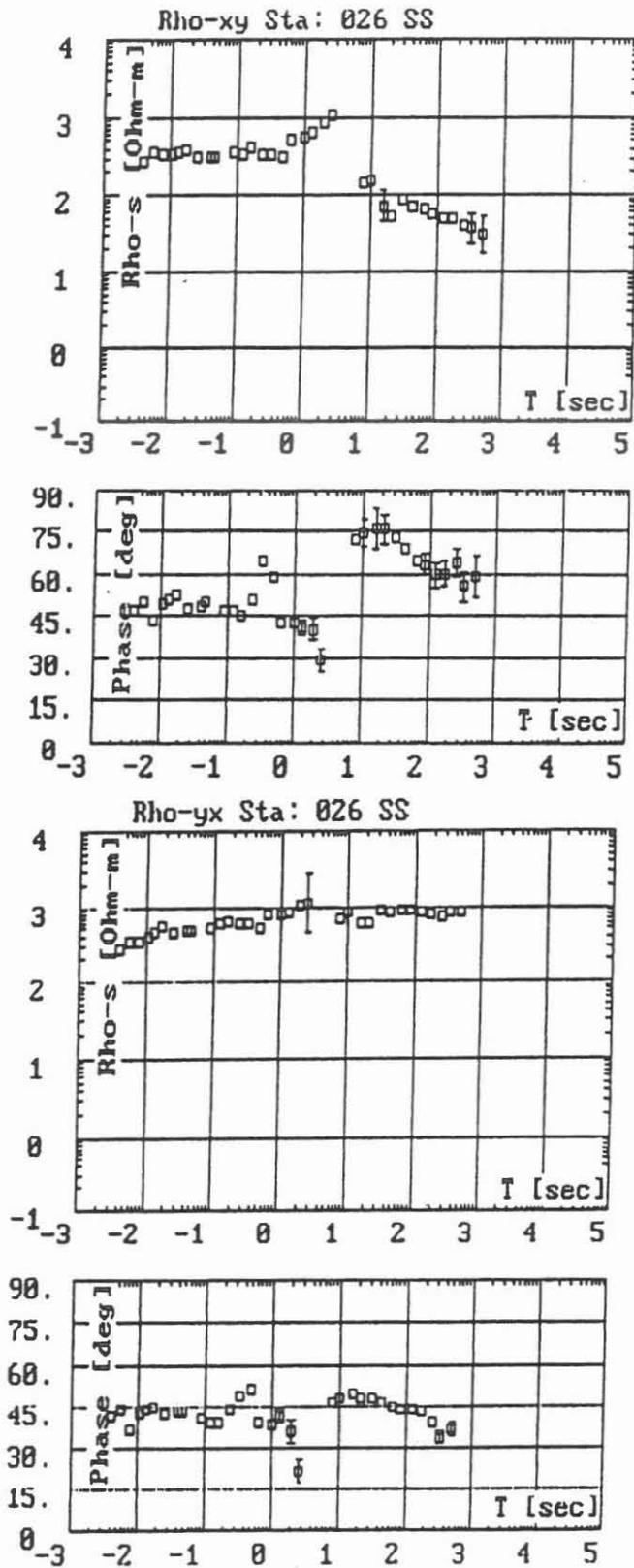


Abb. 10 Station 26 AMT-MT-Messung
scheinbarer Widerstand RHO-A
und Phase
oben: Zxy unten: Zyx



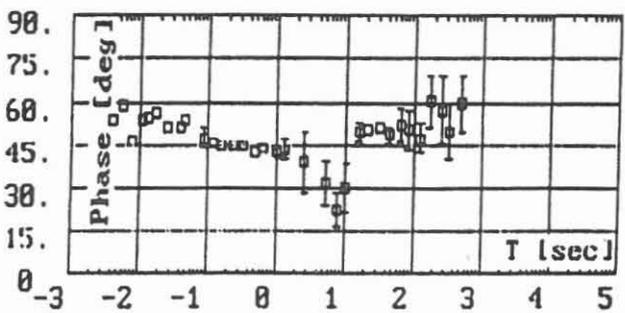
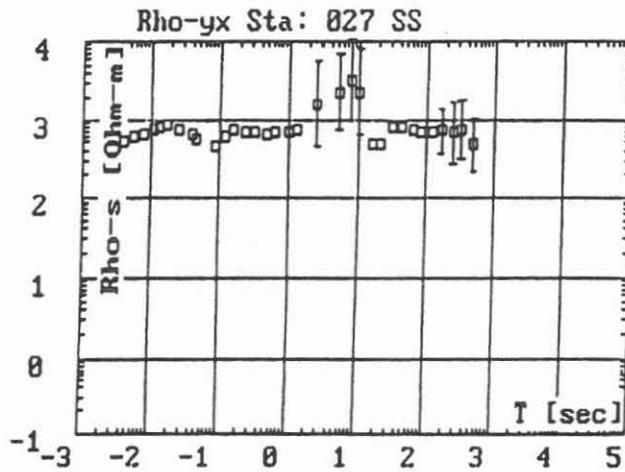
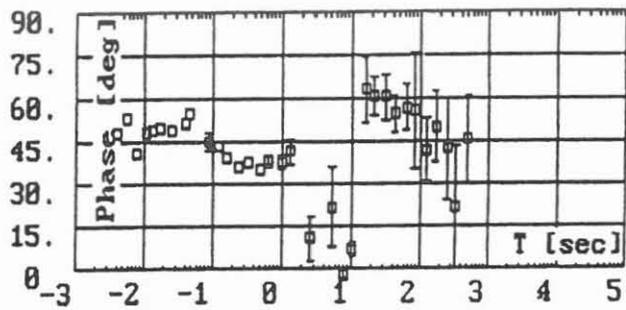
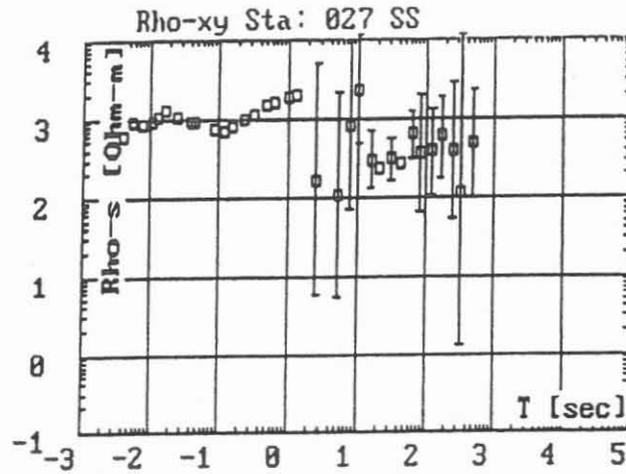


Abb. 11 Station 27 AMT-MT-Messung
scheinbarer Widerstand RHO-A
und Phase
oben: Zxy unten: Zyx



3.4 INDUKTIONSPFEILE

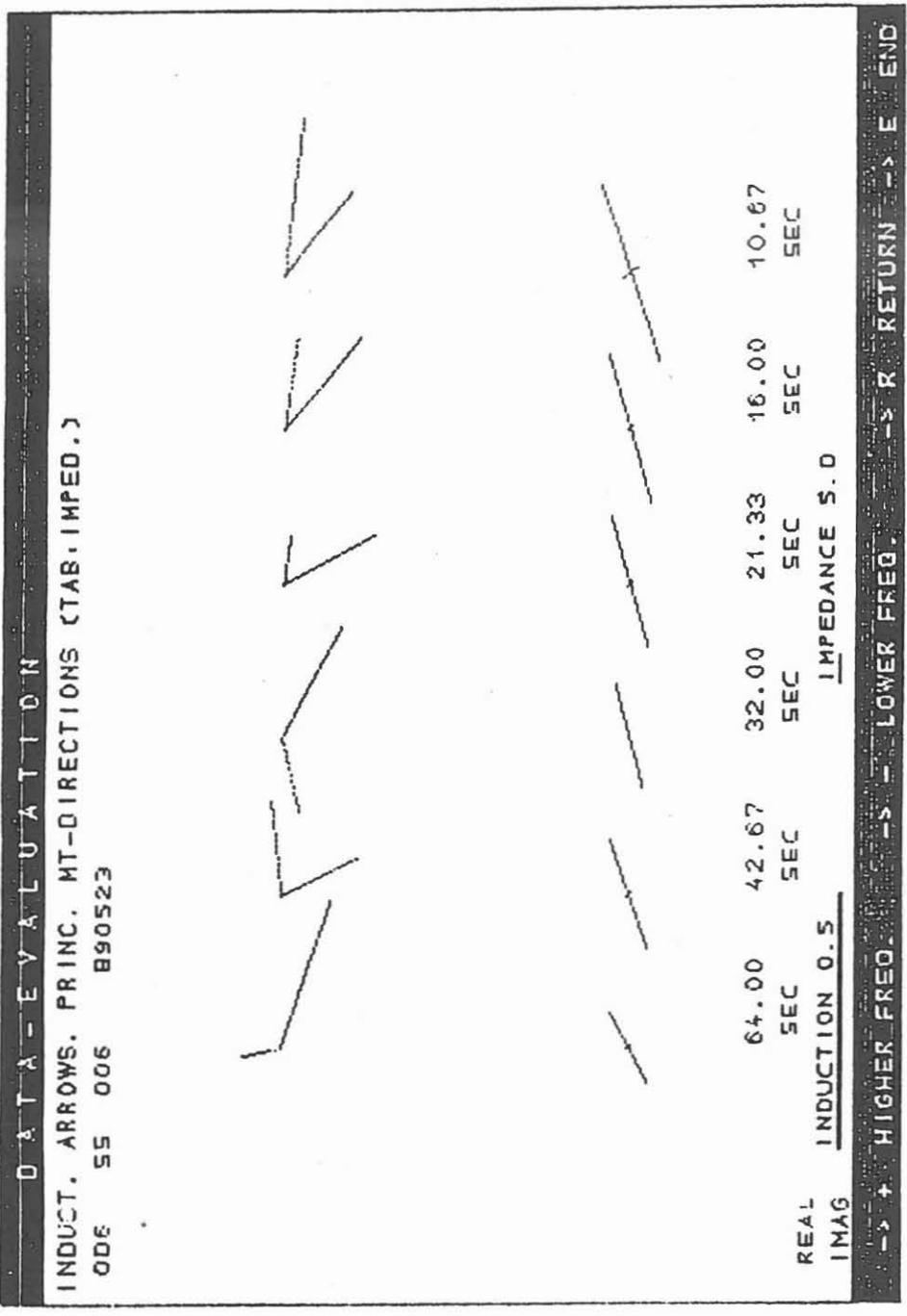


Abb. 12 Station 06
 Induktionspfeile
 MT-Richtungen mit Anisotropie

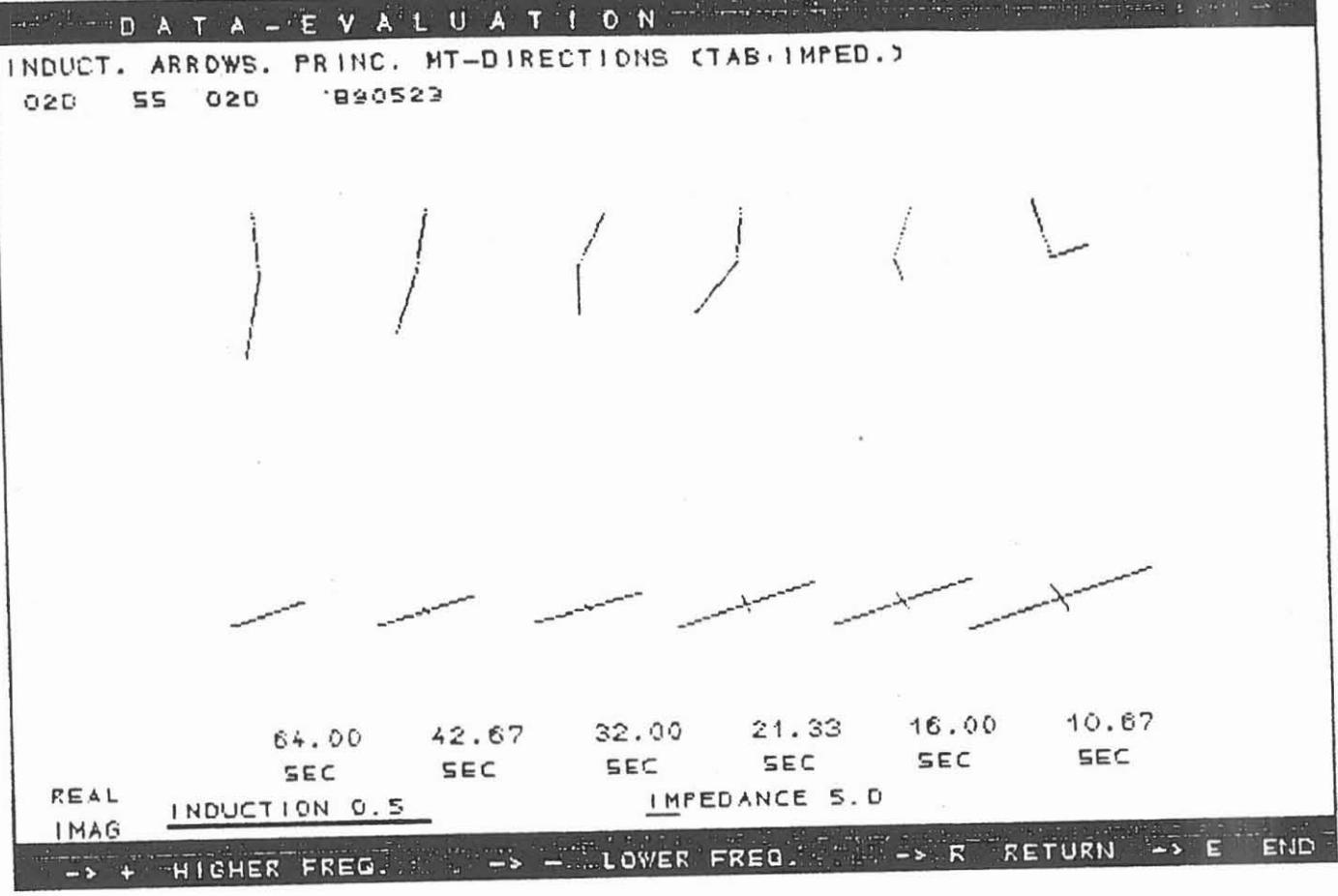
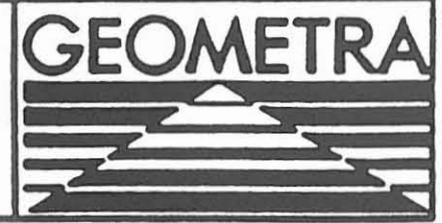


Abb. 13 Station 20
Induktionspfeile
MT-Richtungen mit Anisotropie



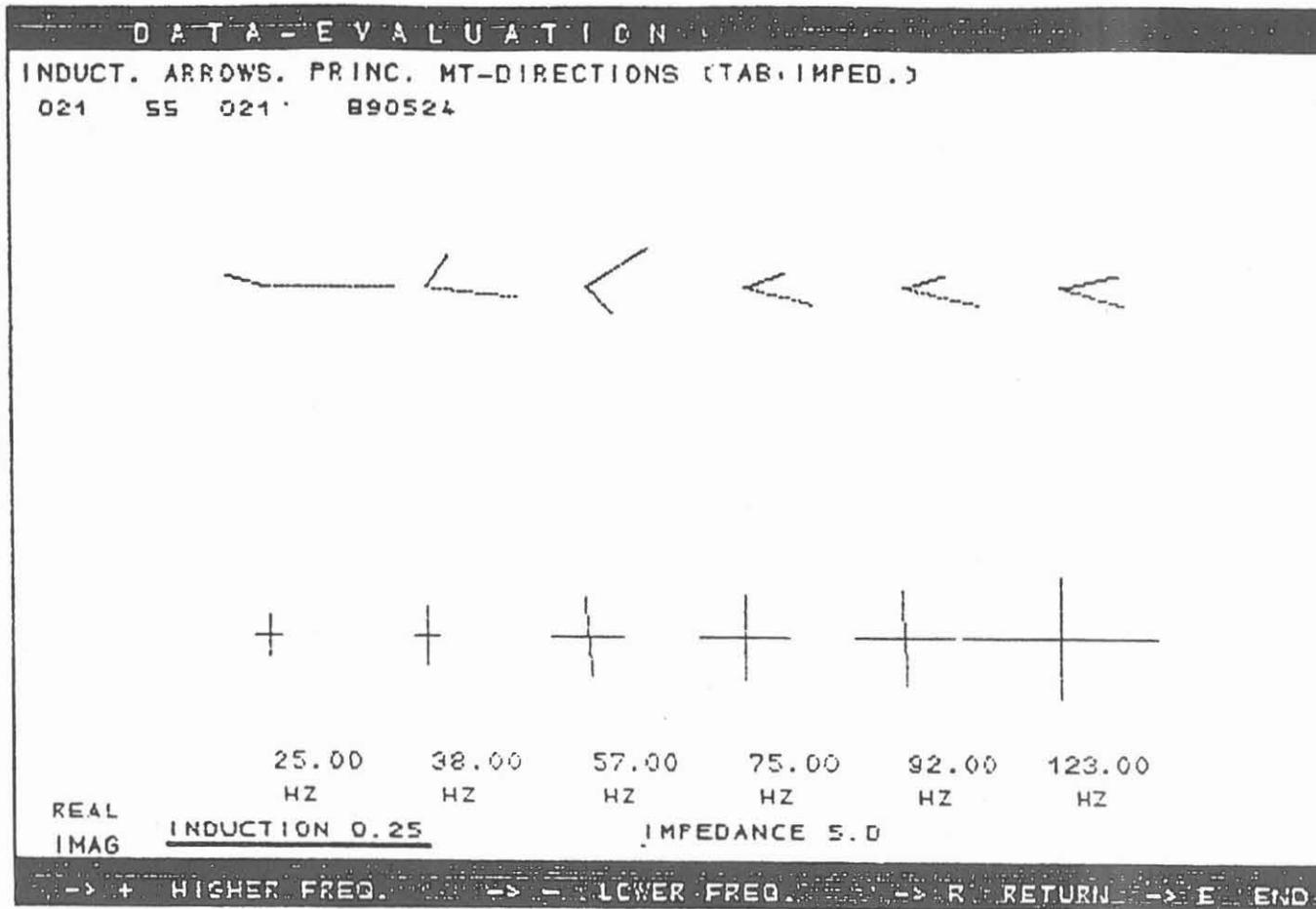
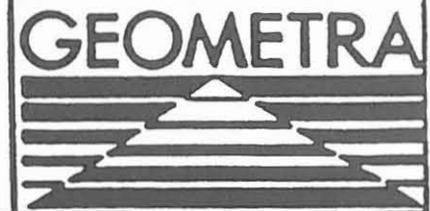


Abb. 14 Station 21
Induktionspfeile
MT-Richtungen mit Anisotropie



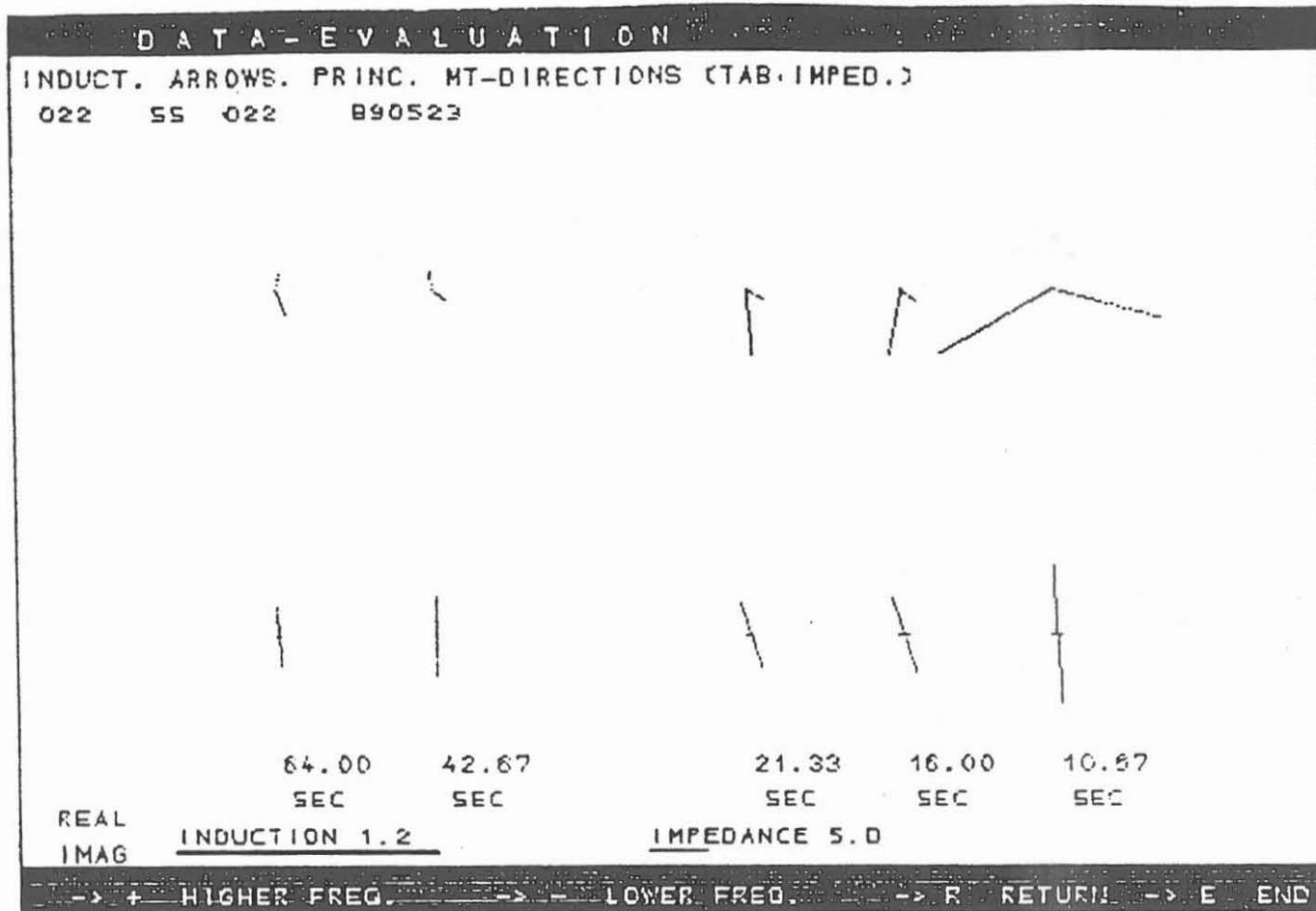
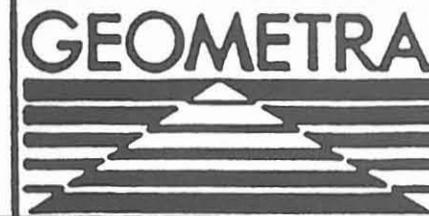


Abb. 15 Station 22
 Induktionspfeile
 MT-Richtungen mit Anisotropie



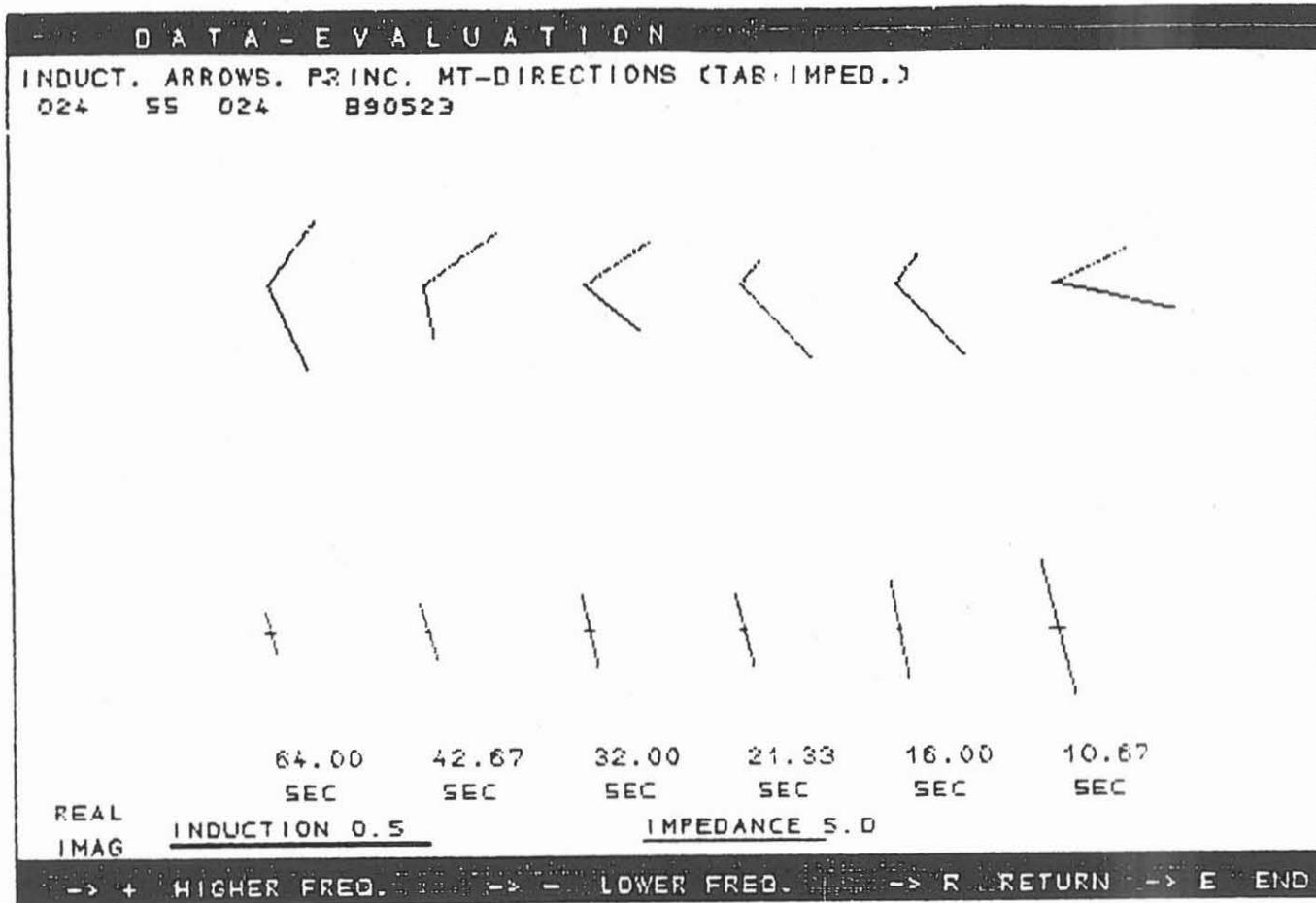


Abb. 16 Station 24
 Induktionspfeile
 MT-Richtungen mit Anisotropie



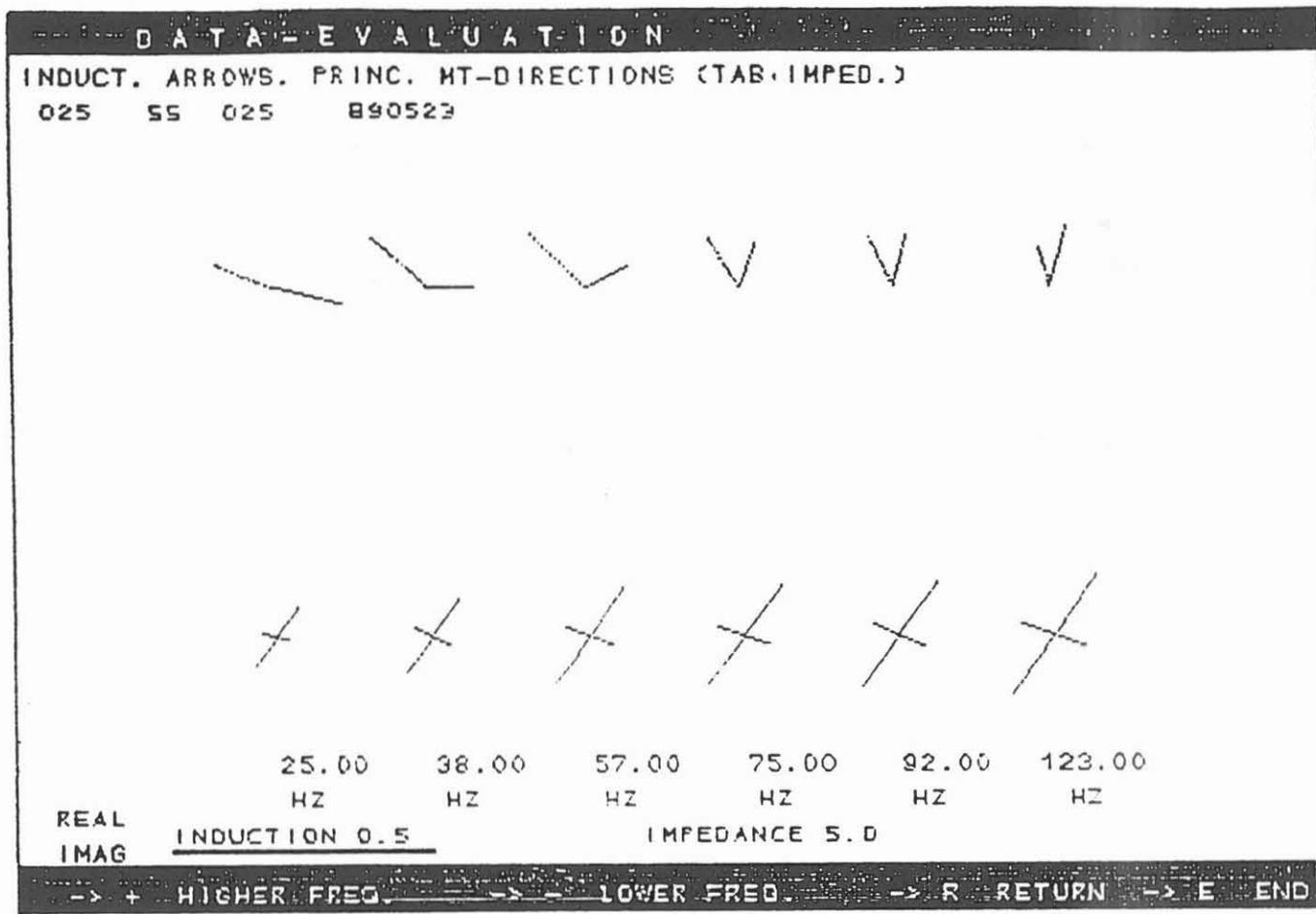


Abb. 17 Station 25
 Induktionspfeile
 MT-Richtungen mit Anisotropie



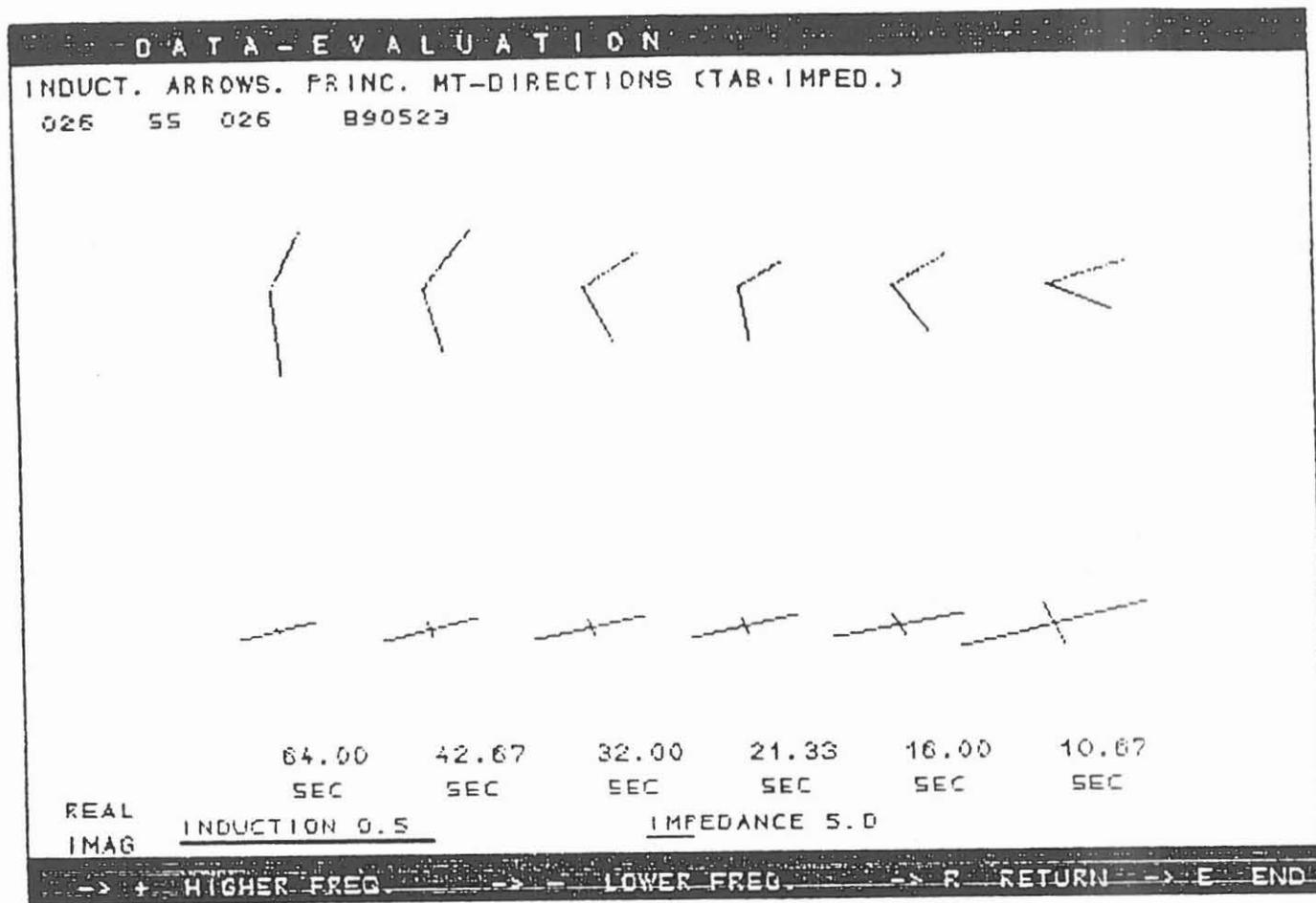


Abb. 18 Station 26
 Induktionspfeile
 MT-Richtungen mit Anisotropie



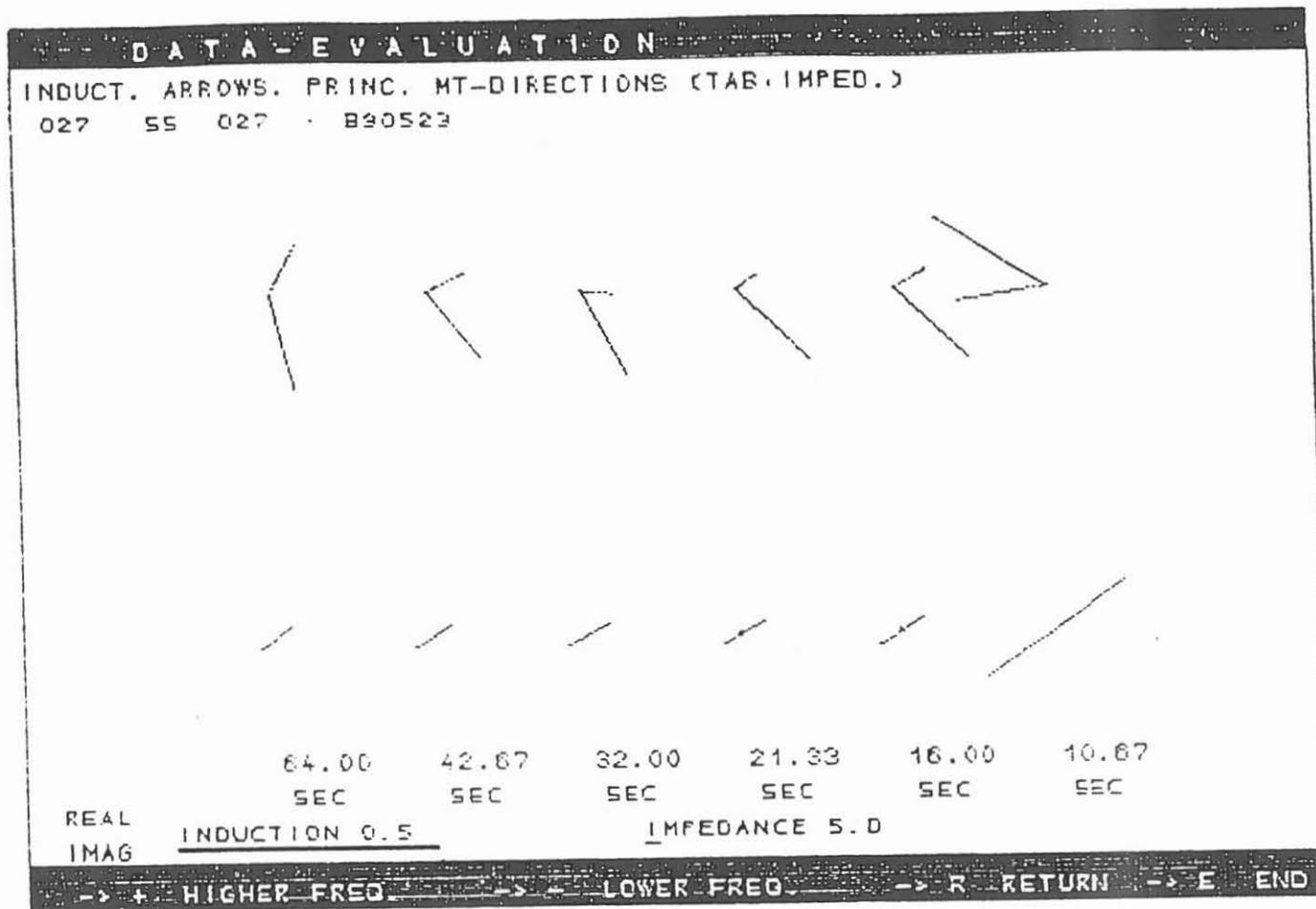


Abb. 19 Station 27
 Induktionspfeile
 MT-Richtungen mit Anisotropie



3.5 Diskussion der Meßergebnisse

Die Datenqualität der AMT-ECRE und MT-ECRE Meßergebnisse kann bis auf die Stationen 22 und 28 als durchschnittlich bis gut bezeichnet werden. Eine zweifache Wiederholungsmessung an der Station 22, bestätigt eine, schon bei der ersten von GEOMETRA durchgeführten Meßkampagne gemachten Aussage, daß bei starken e.-m. Störungen die Meßgüte auch durch überproportional lange Registrierungen nicht gesteigert werden kann.

Die Bewertung der einzelnen Frequenzbereiche:

Band 1 256 Hz - 4 Hz

überdurchschnittlich gute Datenqualität

Band 2 4 Hz - 8 s

infolge des bekannten Anregungslochs größere Streuungen der Daten, zum Teil übersteile Aufwölbungen der RHO-A-Kurven.

Band 3 8s - 512 sec.

gute Datenqualität, zum Teil auch gewonnen an den ursprünglich nur als AMT-Punkte geplanten Meßstationen

4. Aufbereitung der Daten

4.1 Einführung in die Methoden Magnetotellurik und Erdmagnetische Tiefensondierung

Die Grundlage zur Untersuchung der Widerstandsverteilung im Erdinnern bilden die beiden Methoden Magnetotellurik (MT) und Erdmagnetische Tiefensondierung (Geomagnetic Depth Sounding, GDS)

Mit der MT läßt sich die vertikale Strukturierung des spezifischen Widerstandes am Ort der Messung studieren. Es werden horizontale erdelektrische und erdmagnetische Felder miteinander in Beziehung gesetzt.

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \underline{\underline{Z}} \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \end{pmatrix}$$

$$\underline{\underline{Z}} = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix}$$

ist der Impedanztensor

Für einfache Leitfähigkeitsstrukturen (< 2-D-Strukturen) des Untergrundes verschwinden die Hauptdiagonalelemente Z_{xx} und Z_{yy} .

Die GDS untersucht laterale Inhomogenitäten (Anomalien) des spezifischen Widerstandes. Dabei werden horizontale und vertikale Magnetfelder mit dem gleichzeitig registrierten horizontalen Magnetfeld einer Bezugs- bzw. Referenzstation verglichen. Diese sollte so gewählt werden, daß sie möglichst unbeeinflusst ist von der zu untersuchenden lateralen Widerstandsverteilung. Außerdem sollte sie eine nahezu eindimensionale Leitfähigkeitsstruktur aufweisen.

Von den Magnetfeldern der übrigen Wanderstationen kann man dann das Normalfeld der Referenzstation, das nur von der vertikalen Widerstandsverteilung abhängt, subtrahieren. Anhand des Restfeldes, dem sogenannten anomalen Magnetfeld, lassen sich Rückschlüsse auf die laterale Verteilung des spezifischen Widerstands entlang des Meßprofils ziehen.

Die der MT entsprechende Beziehung lautet für die Horizontalfelder:

$$\begin{pmatrix} B_{ax} \\ B_{ay} \end{pmatrix} = \underline{\underline{W}} \begin{pmatrix} B_{nx} \\ B_{ny} \end{pmatrix}$$

mit $B_a = B - B_n$ als anomalem Magnetfeld und B_n als Magnetfeld an der Referenzstation sowie

$$\underline{\underline{W}} = \begin{pmatrix} h_H & h_D \\ d_H & d_D \end{pmatrix}$$

als Perturbationstensor.

W verschwindet vollständig für eindimensionale Leitfähigkeitsstrukturen, während bei 2-D-Strukturen die Anomalie entweder allein durch h_H oder durch d_D dargestellt werden kann in Abhängigkeit vom benutzten Koordinaten-System, d. h. je nachdem, ob die lateralen Widerstandsänderungen parallel oder senkrecht zum Meßprofil vorhanden sind. Für 3-D-Strukturen ist W voll besetzt.

Eine ähnliche Beziehung gilt für das vertikale Magnetfeld

$$B_z = (z_H \ z_D) \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \end{pmatrix}$$

Aus den magnetischen Übertragungsfunktionen z_H und z_D werden die Induktionspfeile konstruiert.

E- und H- Polarisation

Bei zweidimensionalen Verteilungen des spezifischen Widerstandes hat man es mit zwei verschiedenen Induktionsvorgängen zu tun:

Mit **E-Polarisation** bezeichnet man den Fall, bei dem parallel zur Streichrichtung leitfähiger Strukturen elektrische Ströme von einem Magnetfeld induziert werden, das senkrecht dazu polarisiert ist.

Dementsprechend bezeichnet man mit **H-Polarisation** den Fall, bei dem das Magnetfeld parallel zur Streichrichtung polarisiert ist und senkrecht dazu elektrische Ströme induziert.

4.2 Aussagen zur Qualität der magnetischen Übertragungsfunktionen

Zur Beurteilung der MT-Datenqualität siehe Kapitel 3. Probleme gab es im Bereich von 2 - 20 s, sonst war die Datenqualität durchweg gut bis befriedigend.

Die Qualität der Daten zur Bestimmung der Induktionspfeile ist gut. Fehler der magnetischen Übertragungsfunktionen z_H und z_D sind stets $< 10\%$. Die Richtung und Größen der Induktionspfeile sind sowohl räumlich als auch in Abhängigkeit von der Frequenz äußerst konsistent.

Die magnetischen Übertragungsfunktionen des Perturbationsensors W sind von schlechterer Qualität als z_H und z_D . Auswertbar ist der Bereich 10 sec bis 200 sec.

5. Modellrechnung

5.1 Theoretischer Teil

Ziel der Modellrechnungen ist, aus den gemessenen Daten die Verteilung des elektrischen Widerstandes im Untergrund zu bestimmen. Es handelt sich dabei um ein Umkehrproblem.

Als Neuerung werden seit Mitte 1989 bei GEOMETRA vier Inversionsmethoden neben dem PSI-Algorithmus von Schmucker angewandt. Diese vier neuen Methoden sind Monte Carlo, Marquardt, M-Fitting und Maximum A Posteriori (Martinez 1989).

Das **Monte Carlo - Verfahren** basiert auf der Mutations/Evolutionsstrategie der Natur. Innerhalb von festgelegten Intervallen für jeden Parameter werden mit Hilfe einer Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion rein zufällige Modelle erzeugt. Die Modelle, die die beste Anpassung liefern, werden weiter verwendet, um nachkommende Modelle zu erzeugen. Aus ihnen werden wiederum nur die Modelle zugelassen, die die beste Anpassung liefern. Auf diese Weise entsteht ein selektives Verfahren, das schneller als eine normale Zufallssuche konvergiert.

Das **Marquardt - Verfahren** ist eine Standard Inversionsmethode, bei der eine Stabilisierung des Gradientenverfahrens vorgenommen wird. Das Verfahren zeichnet sich durch seine hohe Geschwindigkeit aus. Aber aus theoretischen Gründen muß das Startmodell bereits gut angepaßt sein, d. h. es muß in der Nähe des globalen Minimums liegen.

Das **M-Fitting** berücksichtigt bei der Schätzung der Widerstände und Mächtigkeiten Ausreißer und andere Störfaktoren in der Rauschverteilung der Daten. Durch die adaptive Berechnung von Gewichten werden konsistente Meßwerte, die kleine Abweichungen vom Modell aufweisen, stärker berücksichtigt. Modelle, die bereits gut angepaßt sind, können durch diese Methode oft noch verbessert werden.

Das Maximieren einer bedingten Wahrscheinlichkeitsfunktion ist die einzige Möglichkeit "a priori" Informationen bei einem Inversionsverfahren einbeziehen zu können.

Das **Maximum A Posteriori** (MAP)Verfahren nutzt diese Möglichkeit, in dem ein erwartetes (a priori) Modell und seine Vertrauensgrenzen (Streubreiten) für die Schätzung benutzt werden. Das Startmodell geht als Vorinformation mit einer Streubreite in die erste Iteration ein. In die weiteren Iterationen wird die aus den vorherigen Iterationen berechnete Kovarianzmatrix (a posteriori) als neue a priori Information weitergeleitet. Durch dieses Verfahren erreicht man eine sehr schnelle Konvergenz, auch bei einem ungünstigen Anfangsmodell.

In einem ersten Auswerteschritt werden bei GEOMETRA diese 5 Inversionsmethoden sequentiell durchlaufen (s. **Abb. 21**), um zusammen mit der geologischen a priori Informationen zu einem optimierten 2D-Startmodell zu gelangen.

D A T E N

PSI- Alg.

Monte Carlo

Marquardt

M A P

M- Fitting

1D Inversion

Abb. 21
Inversionsmethoden im
Einsatz bei GEOMETRA



2D-Modellrechnung

Bei der 1D-Modellrechnung ist für jede Station ein sog. **Umkehrproblem** zu lösen, bei dem die Modellparameter aus den gemessenen Felddaten berechnet werden. Im Gegensatz hierzu handelt es sich bei der 2-D Modellrechnung um ein **Vorwärtsproblem**: zu einem vorgegebenen Modell werden künstliche Daten berechnet, die mit den gemessenen verglichen werden. Die Modellstruktur - laterale Grenzen, Schichtmächtigkeiten und spezifische Widerstände bestimmter Modellbereiche - müssen solange verändert werden, bis eine zufriedenstellende Übereinstimmung zwischen Modell- und Felddaten für alle Stationen des Meßprofils gefunden wird.

Bei dem zugrundeliegenden Rechenalgorithmus wird vorausgesetzt, daß die Struktur des Untergrunds so beschaffen ist, daß sich der spezifische Widerstand bzw. die elektrische Leitfähigkeit nur in vertikaler und einer horizontalen Richtung ändert.

Die Struktur wird in einen normalen und anomalen Anteil aufgespalten:

$$B(y, z) = B_n(z) + B_a(y, z)$$

$$E(y, z) = E_n(z) + E_a(y, z)$$

so daß für das elektrische und magnetische Feld normale und anomale Anteile existieren:

$$\begin{aligned} \nabla^2 E_{ay} &= i\omega\mu_0 (\sigma_a E_{ay} + \sigma E_{ay}) \\ \nabla^2 B_{ay} &= i\omega\mu_0 (\sigma_a B_{ay} + \sigma B_{ay}) \end{aligned}$$

Dies führt zu einer 2D- Induktionsgleichung für den anomalen Anteil in E-Polarisation:

Die numerische Lösung dieser Induktionsgleichung mit der Methode der finiten Differenzen bildet den Kern des Rechenalgorithmus. Hierbei wird die 2D-Struktur durch ein Gitternetz mit konstanter y- und z-Ausdehnung der Zellen über einem geschichteten Halbraum approximiert:

An den horizontalen und vertikalen Zellgrenzen müssen die Stetigkeitsbedingungen der anomalen Feldkomponenten und deren erste Ableitungen berücksichtigt werden. Desweiteren müssen Randbedingungen, wie z. B. das Verschwinden des anomalen Anteils für große Entfernungen von einer Anomalie, beachtet werden.

Als Ergebnis der Modellrechnung ergeben sich die Übertragungsfunktionen der 2D-Struktur: h_H , z_H^a , z_H für die erdmagnetische Tiefensondierung sowie Z_{xy} und Z_{yx} für die Magnetotellurik.

Der Vergleich der sich aus der 2D-Modellrechnung ergebenden Übertragungsfunktionen mit den aus den Felddaten berechneten, kann in zwei unterschiedlichen Darstellungsarten erfolgen:

- * Im Profiling wird für eine vorgegebene Periode der Verlauf der Übertragungsfunktion über dem gesamten Meßprofil dargestellt.
- * Im SOUNDING kann die Periodenabhängigkeit der Übertragungsfunktion an einer vorgegebenen Station untersucht werden.

5.2 1D-Modelle und Darstellung der Induktionspfeile für den AMT-Bereich

Die Spektren wurden vor den 1D-AMT-Inversionsrechnungen um 54 Grad im Uhrzeigersinn rotiert (Richtung des Profils 2). Es wurden 3 bis 4 Schicht-Modelle berechnet. Die analysierten Frequenzen lagen in dem Bereich von 1-800 Hz. Für jede Station wurden Modelle für Ströme in NW-SE und NE-SW Richtung berechnet. Beide Polarisierungen lieferten stark unterschiedliche Ergebnisse (s. Anhang A 1), was auf inhomogene, zwei- oder dreidimensionale Effekte schließen läßt.

5.2.1 Modelle aus AMT-Daten

Abb. 22 (links) zeigt ein AMT-Profil mit Strömen in NW-SE Richtung. Es wird eine Aussagetiefe von etwa 5 km erreicht. Die Profildarstellung der 1D-Inversionsmodelle für dieses Profil läßt nur wenige flächenhafte Strukturen erkennen. Trotzdem zeichnet sich zwischen den Stationen 28 und 25 eine markante Grenzlinie ab. Der morphologische Verlauf der RHOA-Kurven erlaubt die Teilung der Stationen in zwei Gruppen. Diese Tatsache weist auf zwei getrennte Leitfähigkeit-Verteilungen im Untergrund hin.

Abb. 22 (rechts) zeigt ein AMT-Profil mit Strömen in NE-SW Richtung. Es wird eine Aussagetiefe von etwa 4 km erreicht. Hier erkennt man die Grenzlinie zwischen den Stationen 28 und 25 wieder. Der Leitfähigkeitskontrast zwischen den geoelektrischen Strukturen wird bei dieser Polarisation noch deutlicher als bei den Strömen in NW-SE Richtung.

5.2.2 Darstellung der Induktionspfeile im AMT-Bereich exemplarisch für Perioden von 0,03 sec, 1 sec

Für 0,03 sec (Abb. 23 a) fügen sich im östlichen Meßgebiet die neuen Stationen 20 und 21 konsistent in das Bild der Messungen der ersten Meßkampagne. Deutlich ist eine nordöstlich streichende Vorzugsrichtung der Induktionspfeile zu erkennen. Die geoelektrischen Strukturen streichen hier NW-SE. Damit liefern die neuen Stationen weitere Indizien dafür, daß auch östlich der Bohrlokation oberflächennah Störungen mit gleicher Streichrichtung wie die fränkische Linie existieren.

Anders liegen die Verhältnisse westlich der Bohrlokation. Die Stationen 24, 25, 16, 15 und 7 zeigen wiederum eine gutleitende oberflächennahe (zwischen 0,8 bis 1 km) Struktur, die nicht ganz bis an die Bohrlokation reicht.

Die Stationen 26 und 27 lassen aufgrund der weiten Meßpunktabfolge Strukturen nur erahnen.

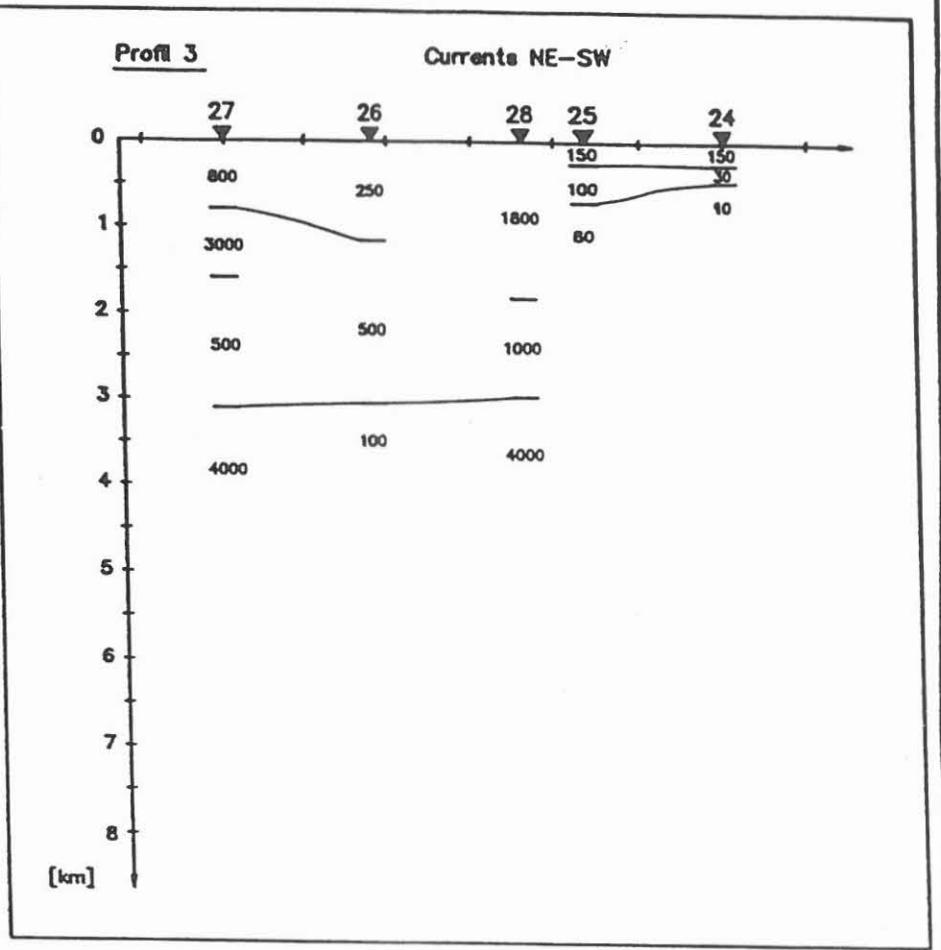
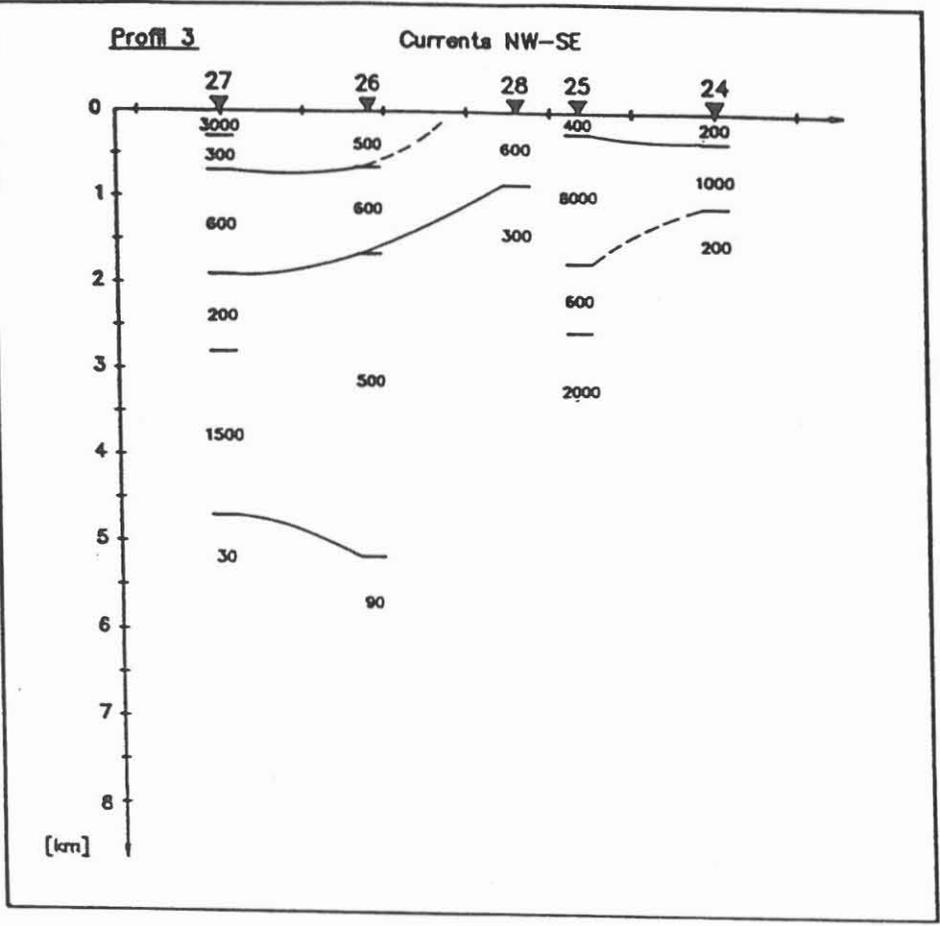
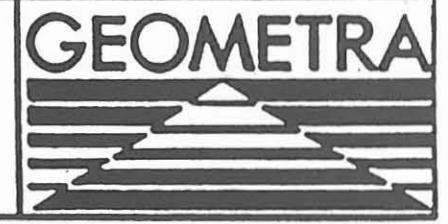


Abb. 22 Profildarstellung der 1-D-MT-Inversionsmodelle für Profil 3. Oberflächennahe Strukturen.



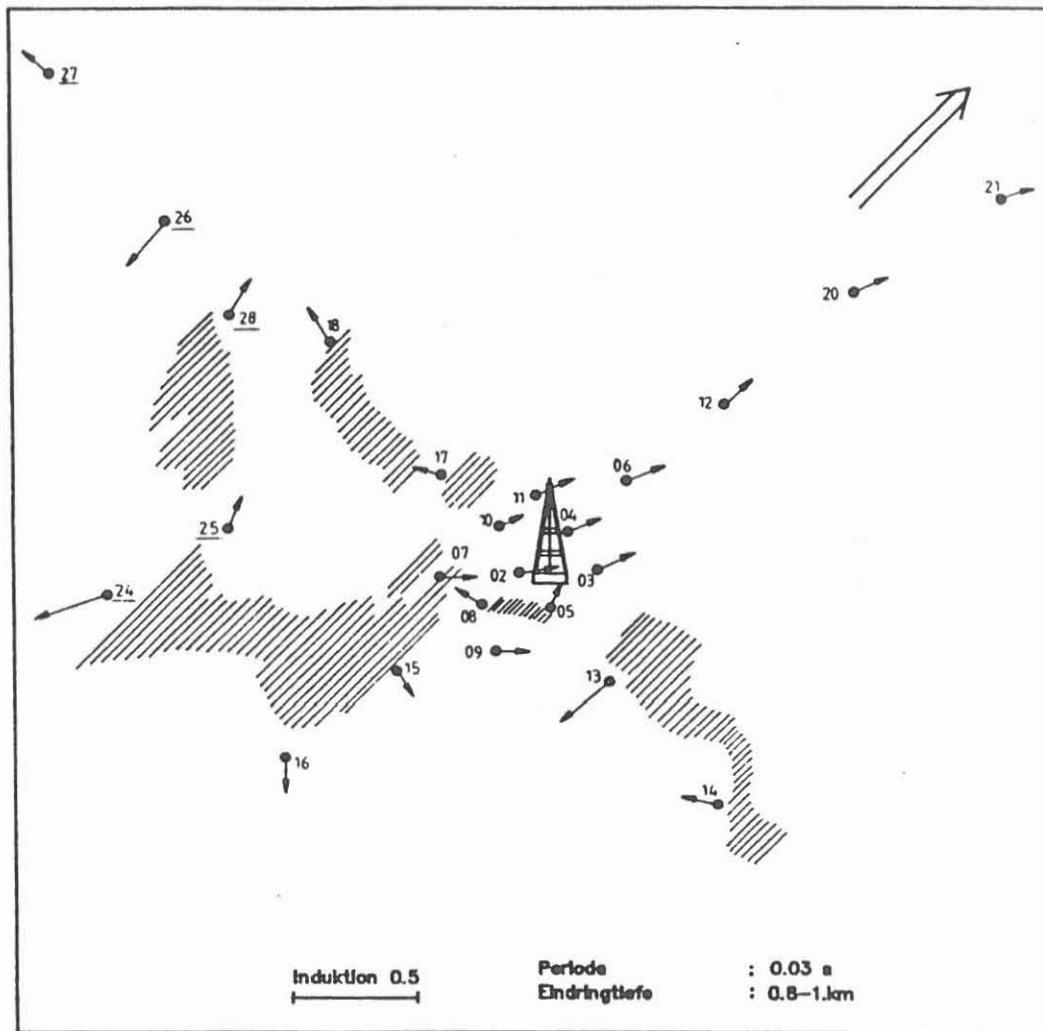


Abb. 23a Induktionspfeile für AMT-Frequenzbereich
Doppelpfeil bezeichnet Vorzugsrichtung



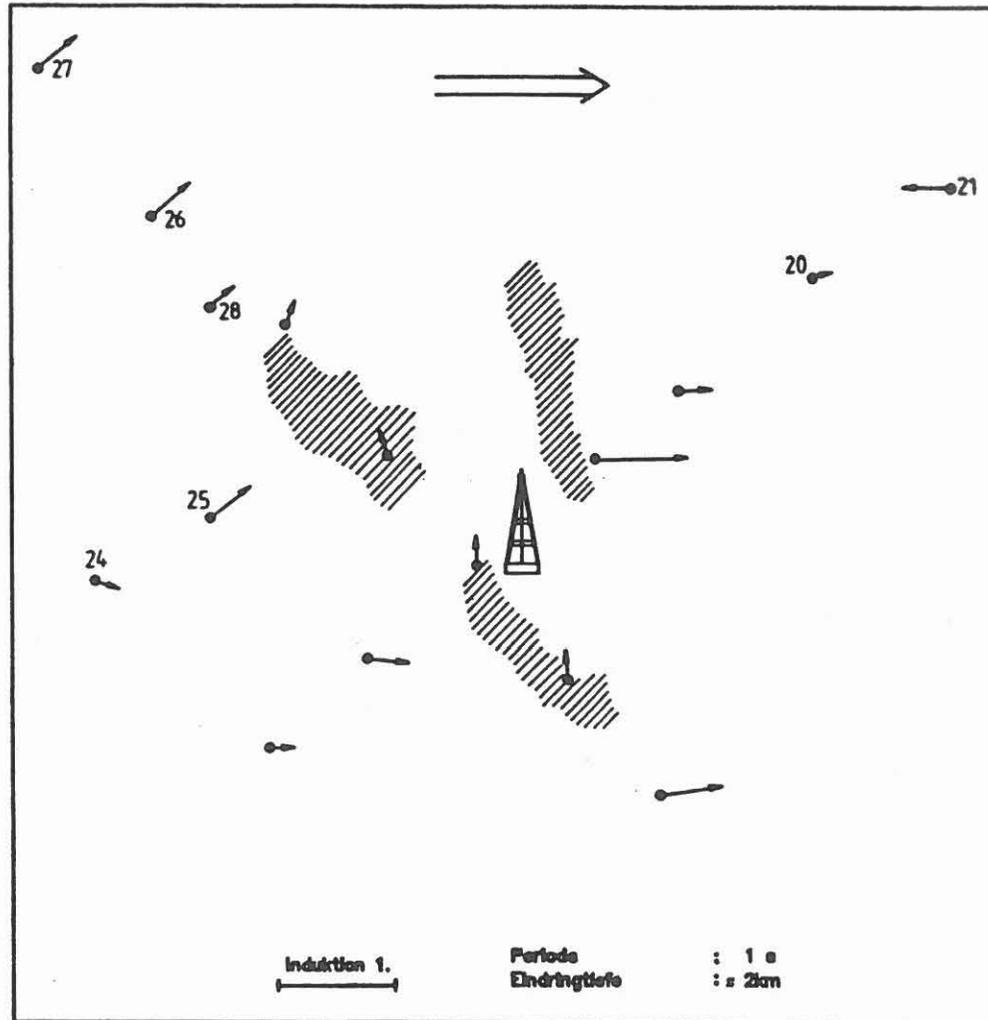
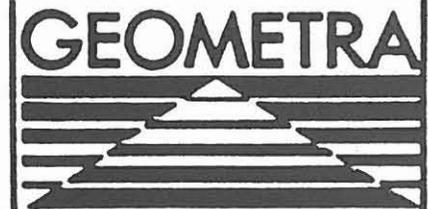


Abb. 23b Induktionspfeile für AMT-Frequenzbereich
Doppelpfeil bezeichnet Vorzugsrichtung



Für 1 sec (Abb. 23 b) führt die flächenhafte Darstellung zu einem wesentlich unheitlicherem Bild.

Zum einen ist dies eine Folge der unterschiedlichen Eindringtiefen bei dieser Periode (z. B. 5 - 7 km je nach Polarisation an den Stationen 26 und 27, 2 - 3,5 km je nach Polarisation an den Stationen 24 und 25), zum anderen von 3D-Strukturen in der Nähe der Bohrlokation (s. Bahr, 1989).

Östlich der Bohrung verhalten sich die Stationen 06, 12 20 und 14 einheitlich. Die Realteile der Induktionspfeile zeigen in östliche Richtung. Ihre Länge nimmt nach Osten hin ab. Abweichend hiervon ist das Verhalten der Station 21, deren Induktionspfeil nicht nur für 1 sec, sondern auch für die Nachbarperioden in eine entgegengesetzte Richtung weist.

Westlich der Bohrlokation ist an den Stationen 24, 25, 16, 15 und 07 die im vorangehenden Abschnitt beschriebene gutleitfähige Struktur sichtlich verschwunden. Bei 1 sec ist diesen Stationen eine Schwerpunktstiefe der induzierten Ströme von 2,3 - 3,5 km zuzuordnen.

Die Stationen 26, 27 und 28 im nordwestlichen Teil des Meßgebiete zeigen bei der Periode von 1 sec ein einheitliches magnetisches Verhalten. Der Realteil des Induktionspfeiles zeigt in nordöstliche Richtung.

5.2.3 Zusammenfassung der 1D-Modelle und Induktionspfeile für den AMT-Bereich:

Aus den Ergebnissen der AMT und der Induktionspfeile für Frequenzen in dem Bereich von 1 - 800 Hz können folgende Aussagen getroffen werden:

* Die Daten der Stationen 24, 25, 16 und 7 weisen auf eine gutleitende Struktur in einer Tiefe von 0,8 - 1 km hin. Bei 2,3 - 3,5 km ist diese Struktur nicht mehr sichtbar.

* Die Stationen 26 und 27 liegen auf einer schlecht leitenden Struktur nordwestlich der Bohrlokation.

* Die Station 20 stützt mit ihren hochohmigen Widerständen die Ergebnisse der Station 12 der 1. Meßkampagne, die als auf Graniten liegend betrachtet wurde.

* Ab Tiefen von 2 - 3 km zeigt die Station 21 ein signifikant unterschiedliches Verhalten des Magnetfeldes.

Die zugehörigen Eindringtiefen bei 1 sec liegen bei 5 - 7 km, also wesentlich tiefer als im übrigen Meßgebiet.

5.3 1D-Modelle und Darstellung der Induktionspfeile für den MT-Bereich:

Die Spektren wurden vor den 1D-MT-Inversionsrechnungen um 54 Grad im Uhrzeigersinn rotiert. Die analysierten Frequenzen liegen im Bereich von 800 Hz bis 256 sec. Für jede Station wurden Modelle für Ströme in NW-SE und NE-SW Richtung berechnet (siehe Anhang A2).

5.3.1 Modelle aus MT-Daten:

Abb. 24 zeigt das MT-Profil 1 mit Strömen in NW-SE (oben) und NE-SW (unten) Richtungen. Die 1D-Modelle (Anhang A2) an den Stationen 26 und 27 zeigen die Fortsetzung der hochohmigen Struktur, für die ersten 5-6 km bei der Polarisation mit Strömen in NW-SE-Richtung und für die ersten 10 km bei der Polarisation mit Strömen in NE-SW Richtung. Bei den Stationen 26 und 27 in den Polarisationen mit Strömen in NW-SE-Richtung erscheint die obere Grenze eines guten Leiters bei 5-6 km. Die obere Grenze dieses guten Leiters wird bei den anderen Stationen in der gleichen Polarisation bei 7-9 km detektiert. Dies kann als ein erstes Indiz genommen werden, daß der gute Leiter nach NW aufsteigt. Die Leitfähigkeitsverteilung des Untergrundes nimmt von Norden nach Süden ab.

Abb. 25 zeigt ein MT-Profil (Profil 2) mit Strömen in NW-SE (oben) und NE-SW (unten) Richtung. Bei der Station 20 zeigt sich im Frequenzbereich von 1-10 sec ein pathologischer Verlauf von Amplitude und Phase. Die Amplitude nimmt übersteil

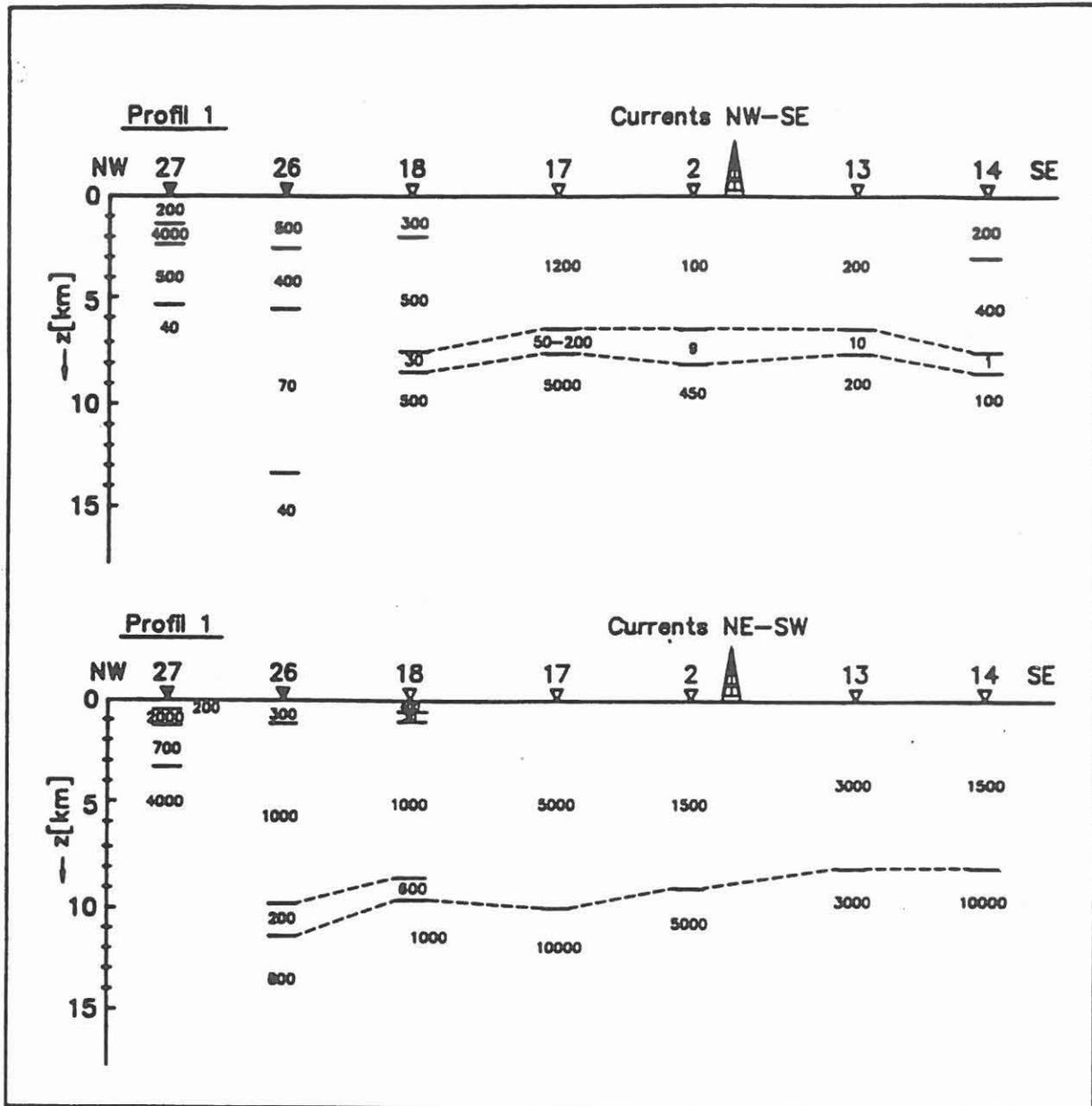
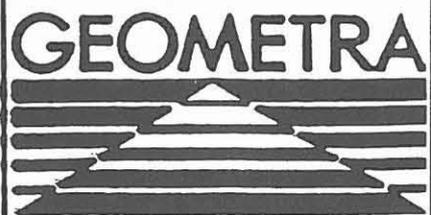


Abb. 24 Profildarstellung der 1-D-MT-Inversionsmodelle für Profil 1.



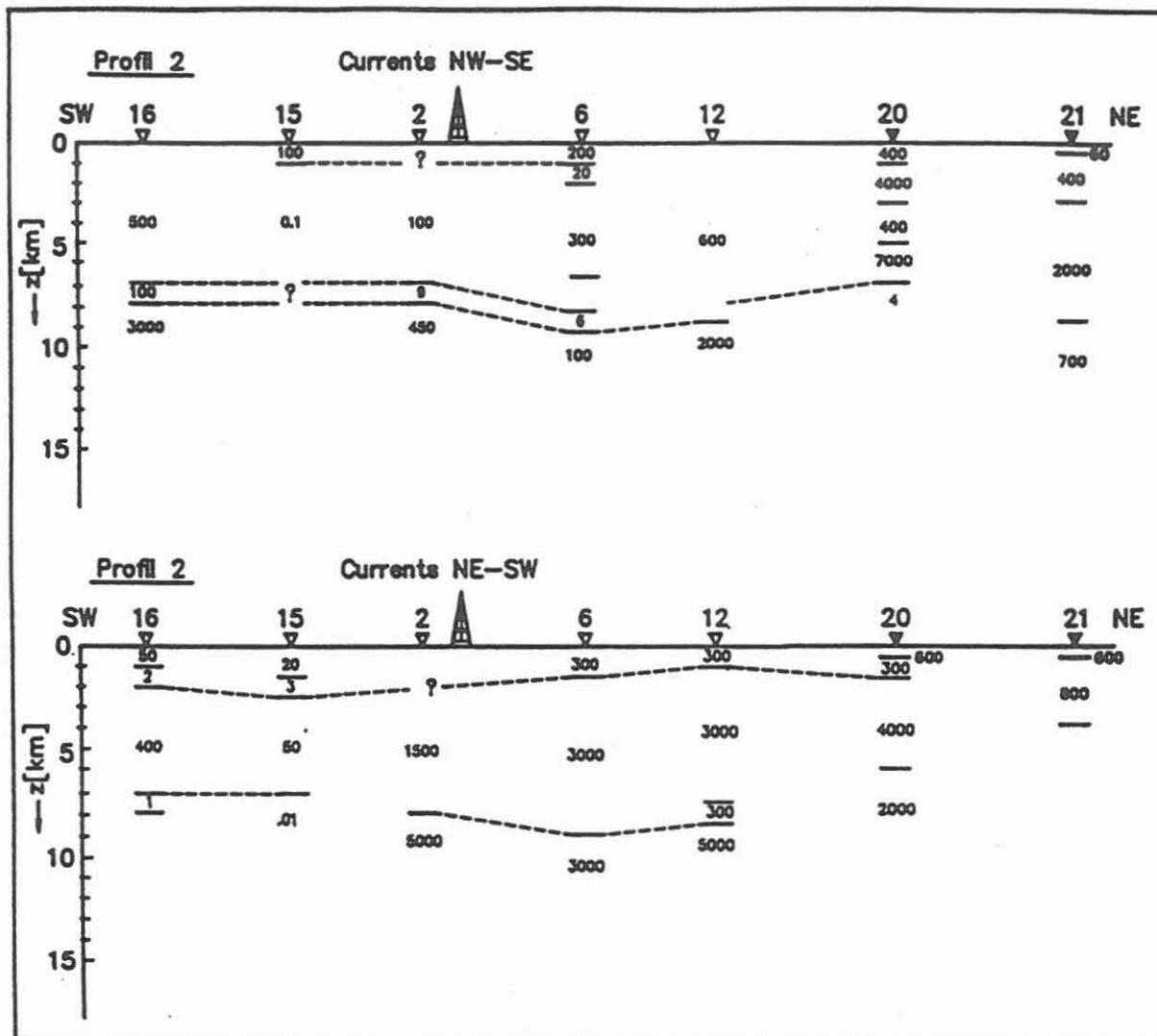
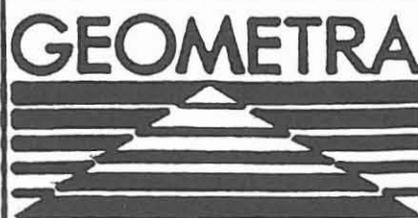


Abb. 25 Profildarstellung der 1-D-MT-Inversionsmodelle für Profil 2.



zu und die Phase bricht in Richtung 0 Grad zusammen. So ein Verlauf war schon in der ersten Messung bei den Stationen 16, 02, 17, 13 und 12 zu beobachten. Bei den hier referierten Messungen beobachtet man dieses Phänomen bei den Stationen 27, 26, 20, 25 und 24. Störeinflüsse und das Anregungsloch in diesem Frequenzbereich führen in Kombination zu einer Erklärung.

Die 1D Modelle (Anhang A2) der Stationen 20 und 21 deuten die Fortsetzung einer hochohmigen Struktur an, die schon bei der Station 12 in der ersten Meßkampagne detektiert wurde. Die 1D Modellierung der Stationen 20 und 21 gibt keine Anzeichen für die konsistente Fortsetzung eines guten Leiters in der mittleren Kruste (7-9 km).

5.3.2. Darstellung der Induktionspfeile im MT-Bereich: 200 sec

Abb. 26 zeigt die Induktionspfeile für 200 sec. Die neuen Meßpunkte liefern eine konsistente Bestätigung der großräumigen Abnahme der Leitfähigkeitsverteilung des Untergrundes von Norden nach Süden. Die Ursachen für diese Anomalie liegen vermutlich in der unteren Kruste. Die Station 21 zeigt ein von allen anderen Stationen abweichendes Verhalten.

5.3.3. Zusammenfassung der 1D Modelle und Induktionspfeile für den MT-Bereich

Aus den Ergebnissen der MT und der Induktionspfeile für Perioden im Bereich 1 - 256 sec können folgende Aussagen getroffen werden:

* In den Profilen 1 und 2 in der Polarisierung mit Strömen in NW-SE-Richtung liegen die durchschnittlichen Widerstandswerte für die oberen 7-8 km bei einigen hundert Ohmm, in der Polarisierung mit Strömen in NE-SW-Richtung bei einigen tausend Ohmm.

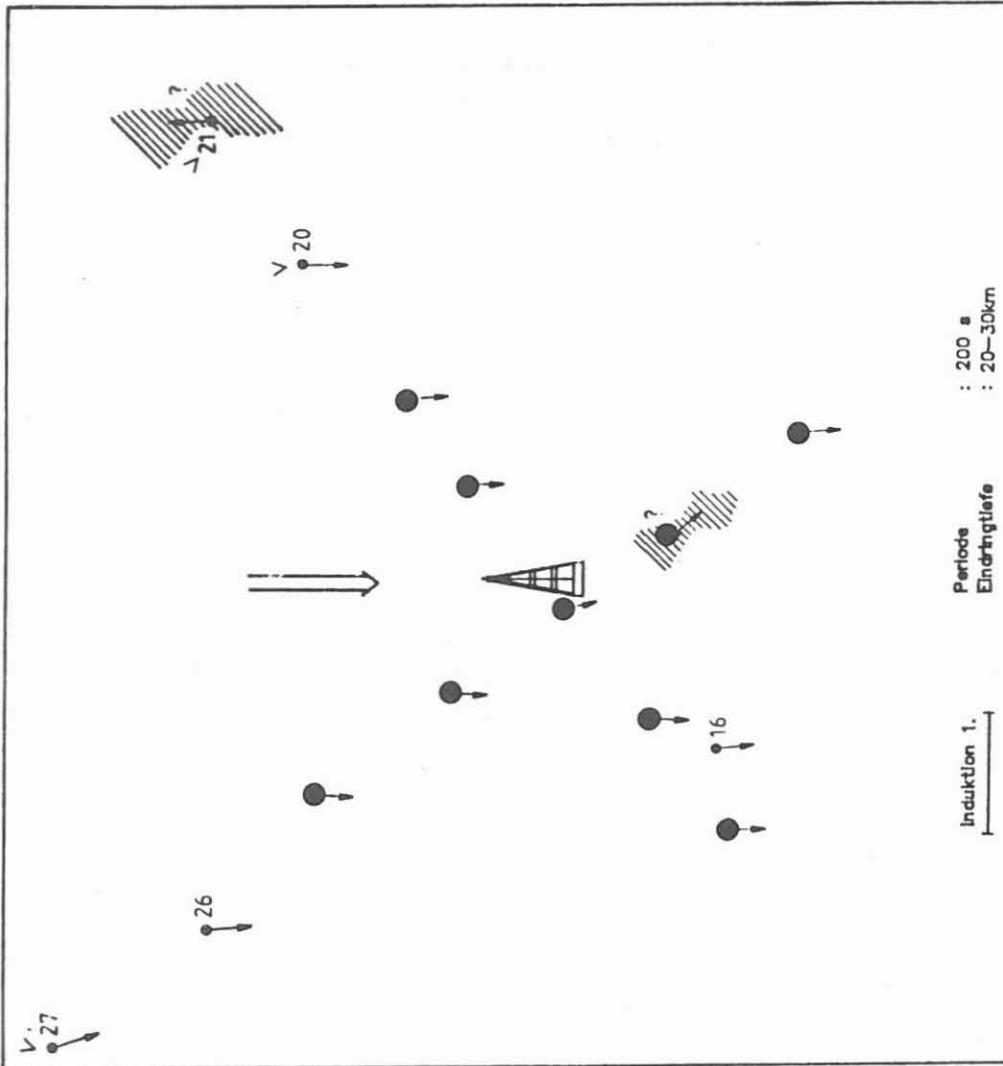


Abb. 26 Induktionspfeile für MT-Periodenbereich 200 s
● Stationen 1987
v Stationen 1989

* Einige Stationen zeigen deutliche Verzerrungen durch lokale Anomalien im oberen Frequenzbereich. Die Kurven beider Polarisierungen laufen ab 1 sec. auseinander und zeigen starke Anisotropie (bis 1 Dekade Unterschied in der Amplitude), oder Zwei- bis Dreidimensionalität der Leitfähigkeitsverteilung des Untergrundes.

* Die Stationen auf dem Profil 1 zeigen einen oberflächennahen W-E-Streifen. Die obere Grenze des guten Leiters liegt bei den Stationen 26 und 27 bei 5-6 km. Dies deutet auf einen Aufstieg dieses guten Leiters nach Nordwest.

* Die Stationen 20 und 21 bestätigen die hochohmigen Werte der Station 12.

* Die Station 21 zeigt ein abweichendes Verhalten über einen weiten Tiefenbereich. Dies läßt lokale 3D-Einflüsse vermuten.

5.4 2-dimensionale Modellierung

5.4.1 Gutleitfähige oberflächennahe Struktur

Ausgehend von den Modellen der 1D-Inversionsrechnung wurde ein neues NS-Profil 3 festgelegt (**Abb. 1**), das die erwartete oberflächennahe Struktur in etwa rechtwinkelig schneidet.

Gesucht wurde ein Modell, das insbesondere in die Tiefen bis 4 km entsprechend den Frequenzen bis 1 Hz die MT-Übertragungsfunktionen gut anpaßt.

Abb. 27 zeigt ein Zwischenmodell, daß diese Bedingung für beide Polarisierungen gut erfüllt. Die obersten 4 km sind relativ komplex aufgebaut. Markant hochohmige Strukturen finden sich oberflächennah bei der Station 27, sowie unter den Stationen 24 bis 26. Unter Station 26 ist in einer Tiefe von 3,5 - 4 km eine gutleitfähige Linse zu erkennen, die für die Anpassung der Stationen 26 und 28 in der XY-Polarisation senkrecht zum Streichen unerläßlich ist (**Abb. 28a und b**).

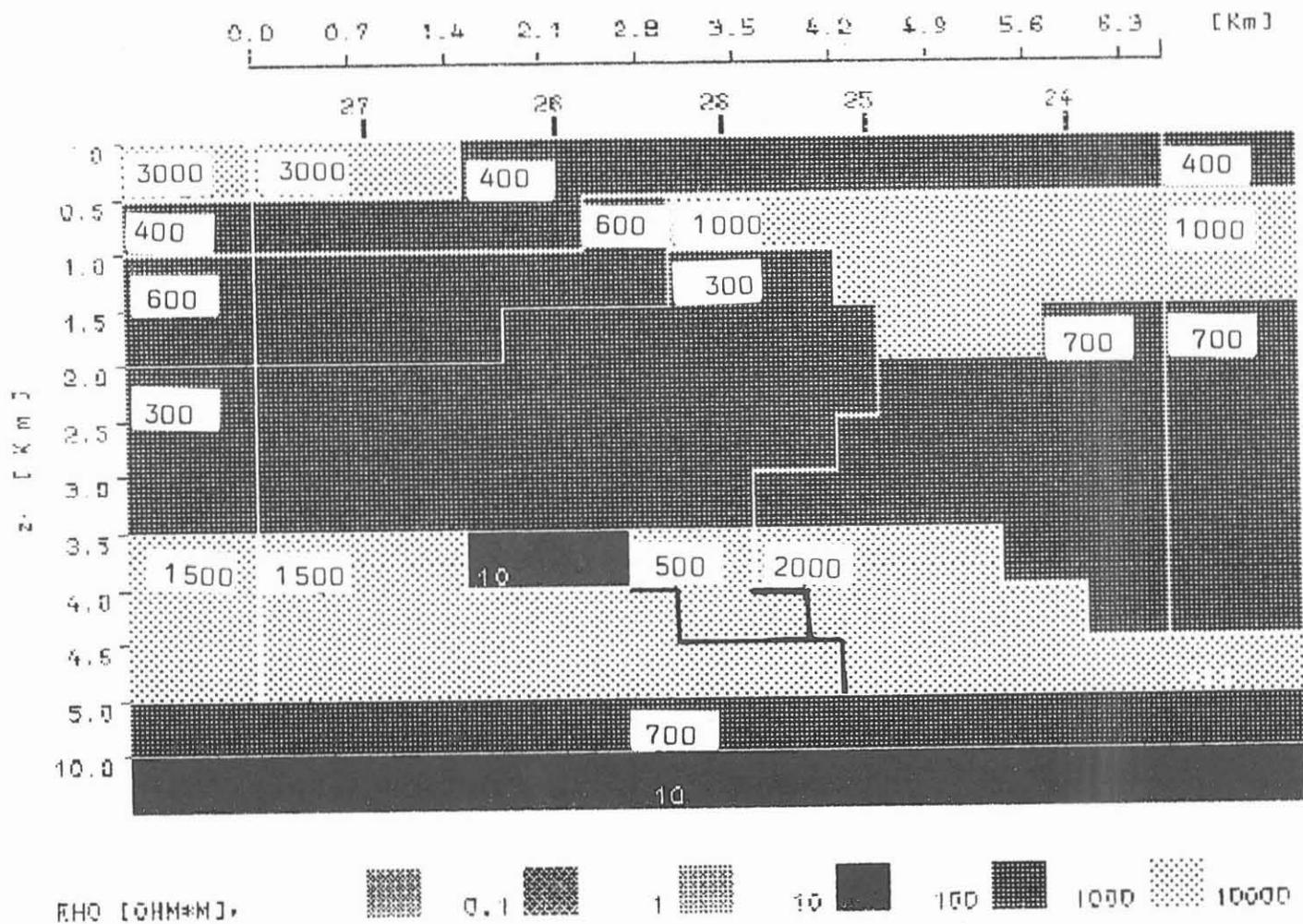


Abb. 27 Zwischenmodell zur Modellierung der gutleitfähigen oberflächennahen Struktur.



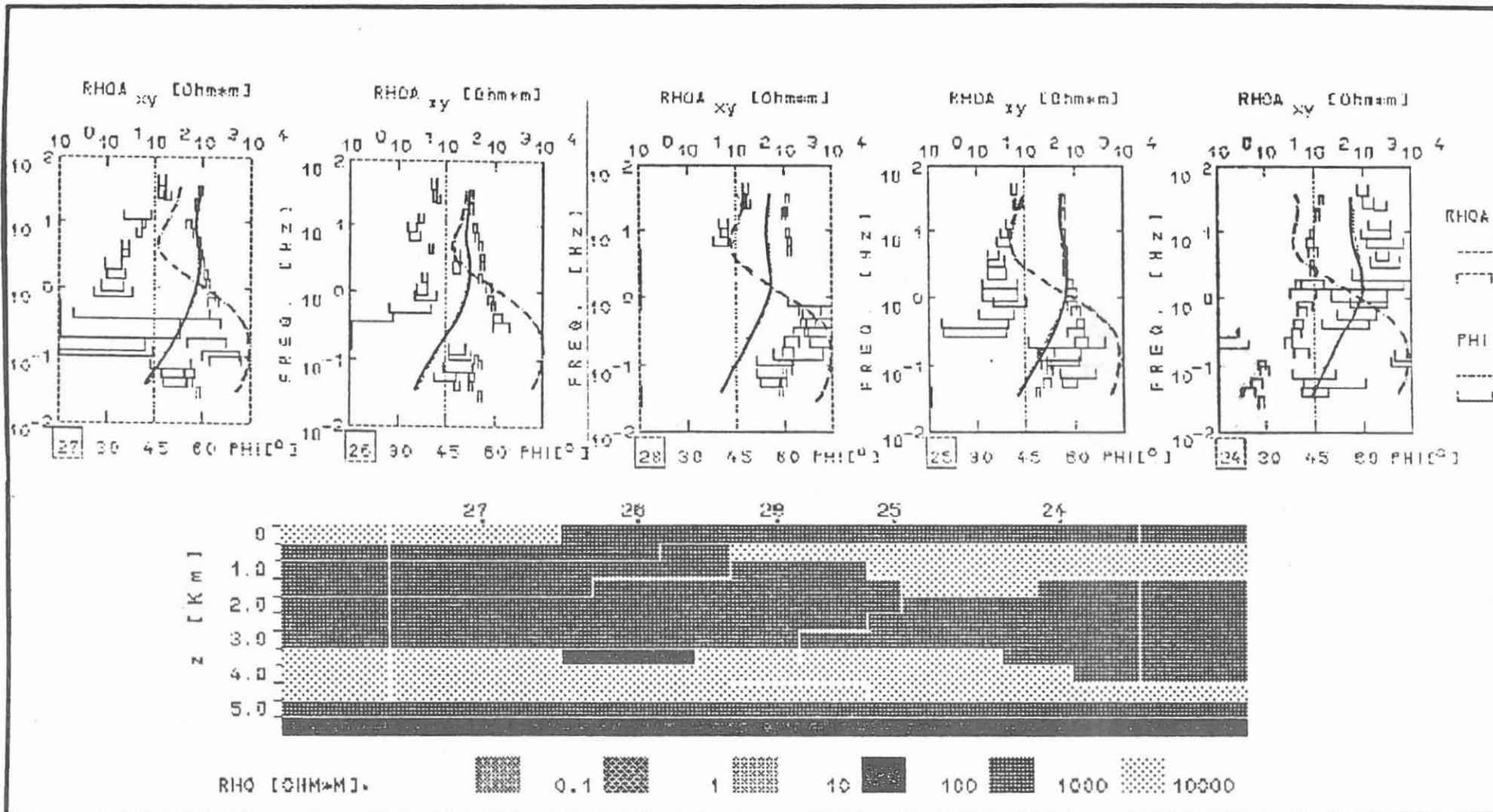


Abb. 28a Anpassungen der MT-Parameter, scheinbarer Widerstand $RHOA$ und Phase PHI (xy senkrecht zum Streichen) für das Zwischenmodell der Abb. 27



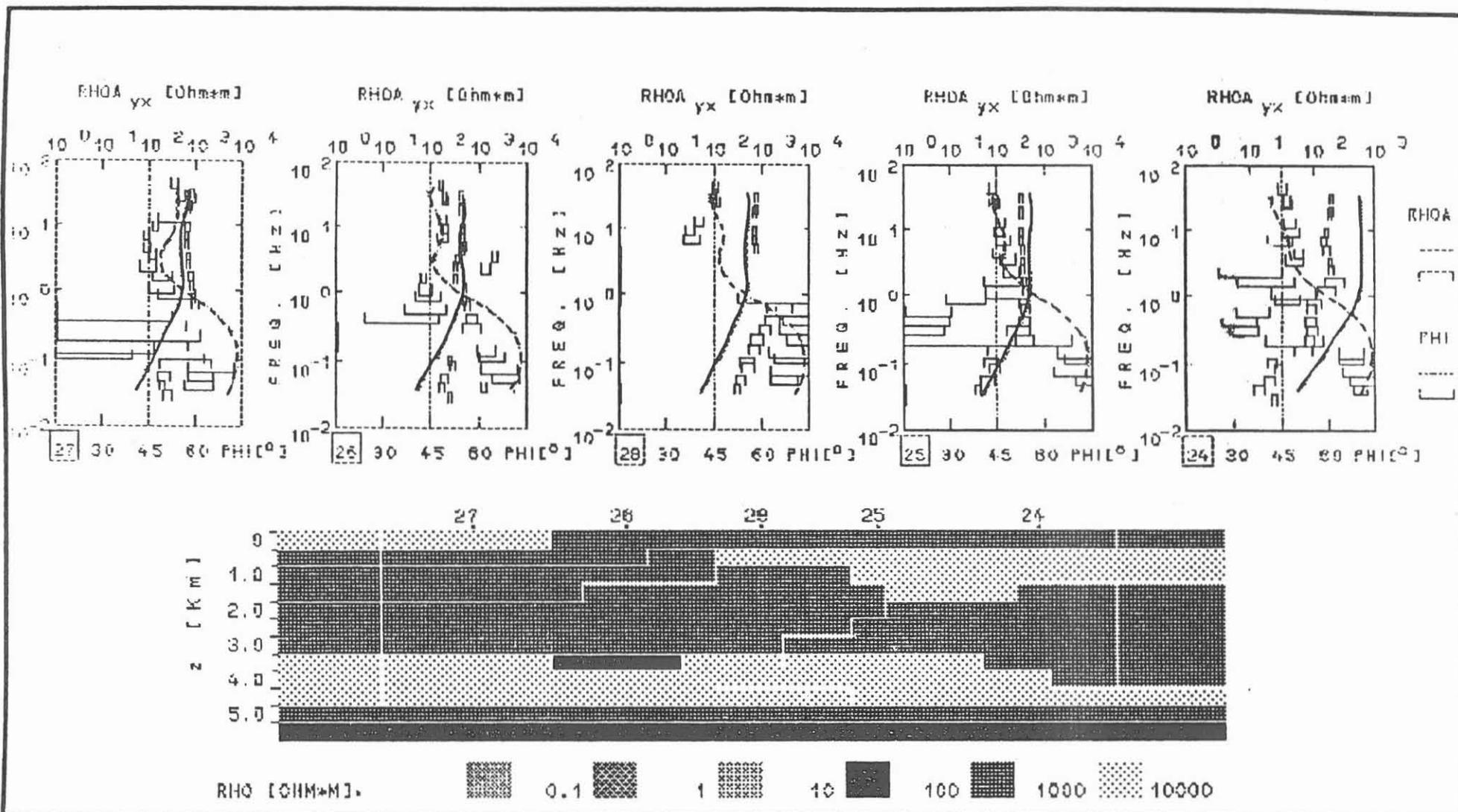


Abb. 28b Anpassungen der MT-Parameter, scheinbarer Widerstand $RHOA$ und Phase PHI (yx parallel zum Streichen) für das Zwischenmodell der Abb. 27



Hier lag es nun nahe, mit dem Einbau einer gutleitfähigen Schicht in den oberen 2 km zu experimentieren. Das Ergebnis ist eine räumlich stark begrenzte Struktur (Abb. 29), nur sichtbar in den Daten der Stationen 24 und 25.

Der Widerstandskontrast zur nächstfolgenden Schicht muß mindestens 1 : 10 betragen. Die deutlich verbesserte Anpassung ist in den Abb. 30a und b dargestellt.

Um die Struktur feiner zu modellieren, wurde in dem nächstfolgenden Modell (Abb. 31) eine vertikale Zellenzahl von 250 m für die ersten 2.5 km gewählt. Die Struktur wird nur noch an den Stationen 24 und 25 betrachtet.

An der Oberfläche ist die Struktur nicht nachzuweisen. Es ergibt sich ein Abtauchen von Norden nach Süden. Die Mächtigkeit beträgt ca. 500 m bei einem Widerstandswert von 80 Ohmm.

Gerade bei Frequenzen um einige Hz sind jedoch auch Anpassungsmängel zu erkennen (Abb. 32). Der Einbau eines zusätzlichen guten Leiters von 50 Ohmm in einer Tiefe von 1.750 m bis 2.500 m führt zu einer weiteren signifikanten Verbesserung der Datenanpassung in beiden Polarisationen (Abb. 33).

Eine weitergehende Untersuchung der Mehrdimensionalität der hier nachgewiesenen Struktur wird in Abschnitt 6 durchgeführt.

5.4.2 Guter Leiter in mittlerer Kruste

Der gute Leiter wurde bei den elektromagnetischen Tiefensondierungen 1987 (s. KTB-Report 88-3) nachgewiesen. Offen blieb die Begrenzung des guten Leiters und die Beantwortung der Frage, ob der gute Leiter horizontal liegt oder ein Ansteigen nach Norden beobachtet werden kann. Aus diesem Grund wurden bei dieser Meßkampagne 1989 die Punkte 26, 27 als Ergänzung des Profils 1 im Nordosten sowie 20, 21 als Ergänzung des Profils 2 im Nordwesten mit langen Perioden gemessen. Der gute Leiter kann somit jeweils über eine Distanz von 8 km verfolgt werden. Die ersten Anzeichen für einen Anstieg des guten Leiters nach Nordwesten, die in der

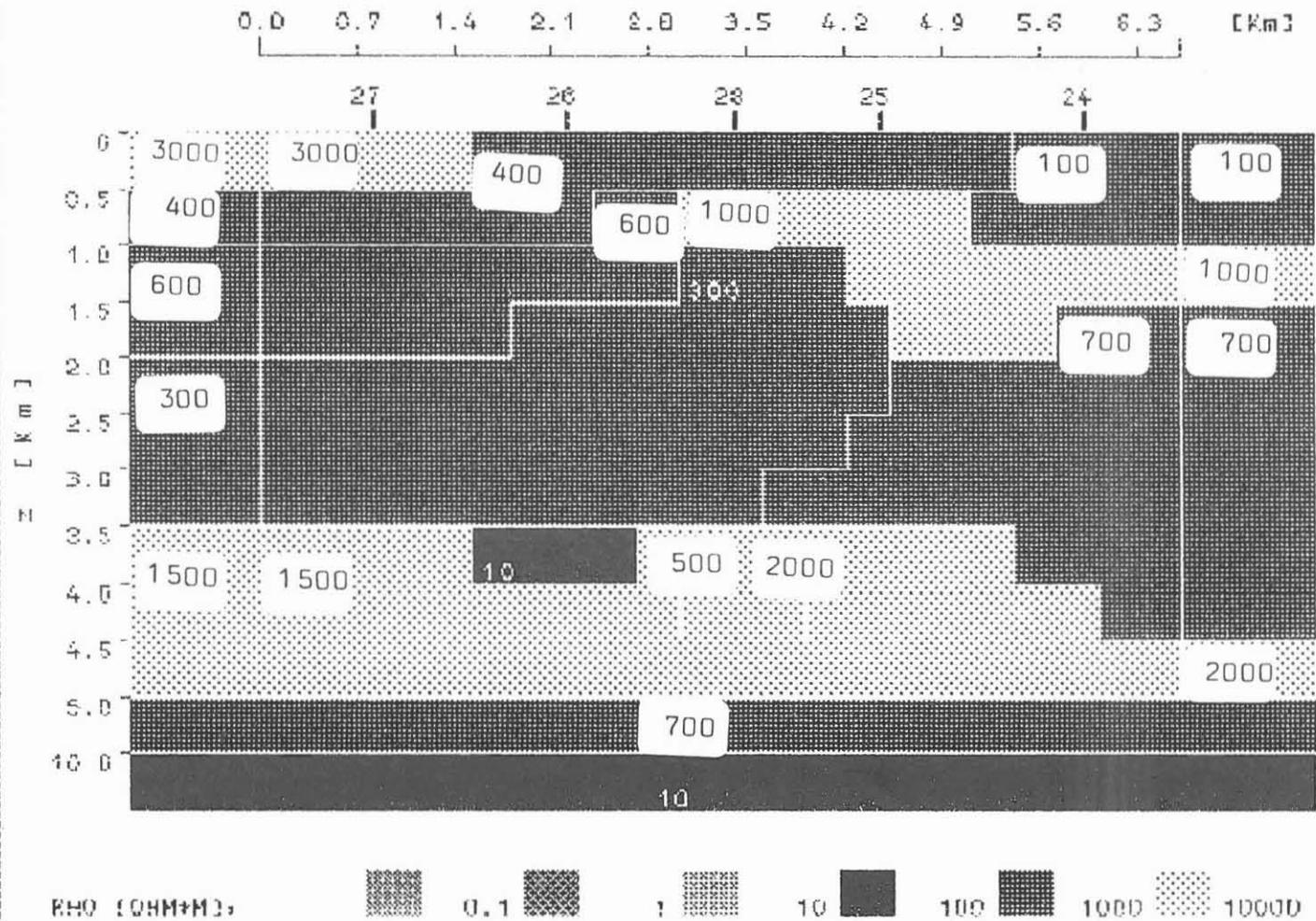
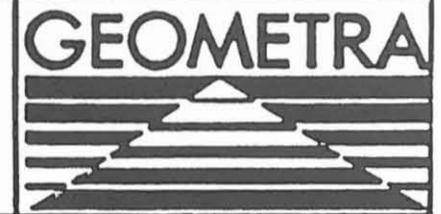


Abb. 29 Zwischenmodell mit eingebauter gutleitfähiger Schicht im oberen Km. Der Widerstandskontrast zur nächstfolgenden Struktur muß mindestens 1 : 10 betragen.



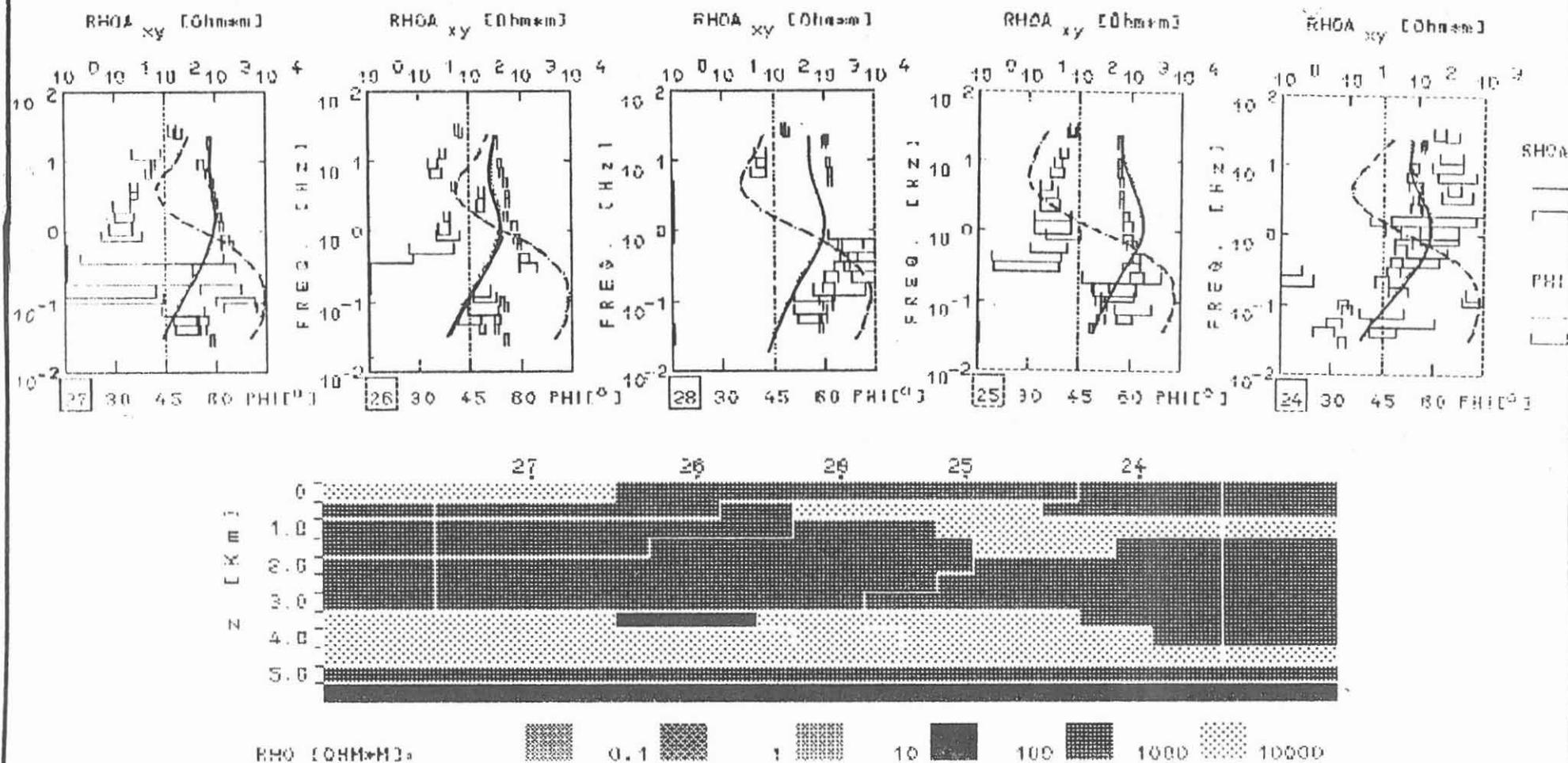


Abb. 30a Anpassungen der MT-Parameter für das Modell der Abb. 29. Besonders an den Station 24 und 25 ist eine signifikante Steigerung gegenüber dem Modell 27 zu erkennen.



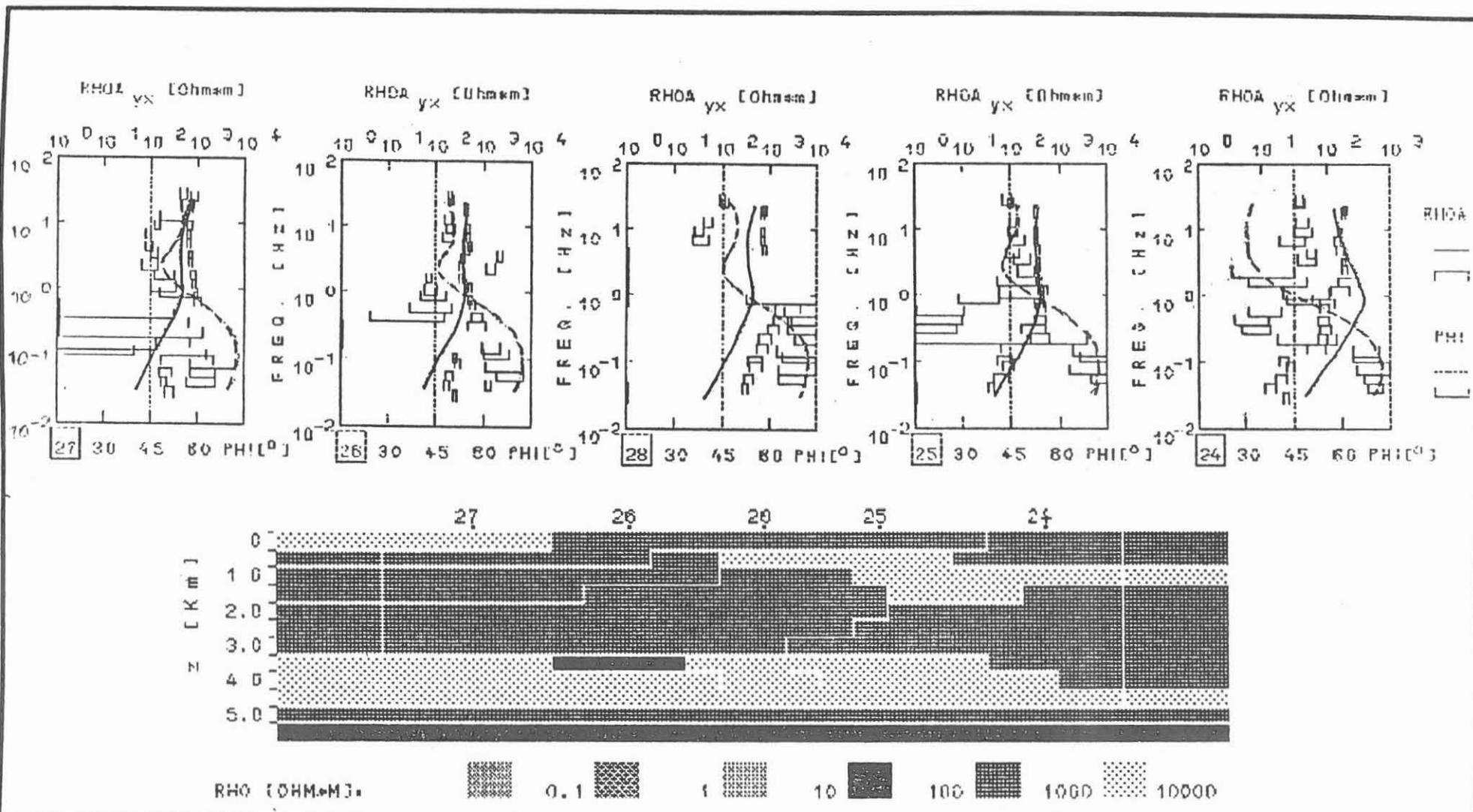


Abb. 30b Anpassungen der MT-Parameter für das Modell der Abb. 29. Besonders an den Station 24 und 25 ist eine signifikante Steigerung gegenüber dem Modell 27 zu erkennen.



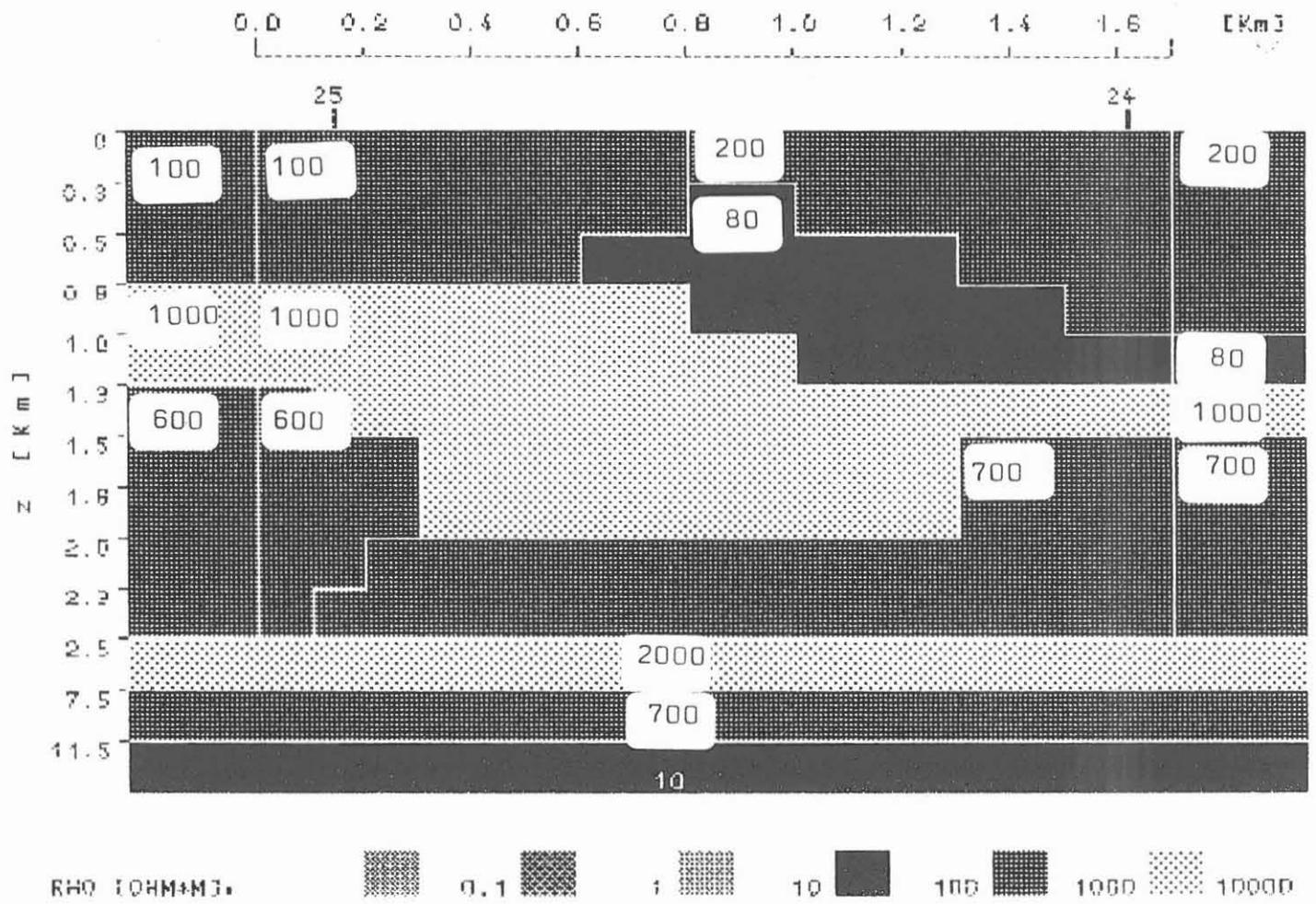
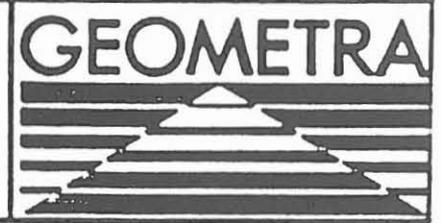


Abb. 31 Feinmodellierung der gutleitfähigen Struktur unterhalb der Stationen 24 und 25.



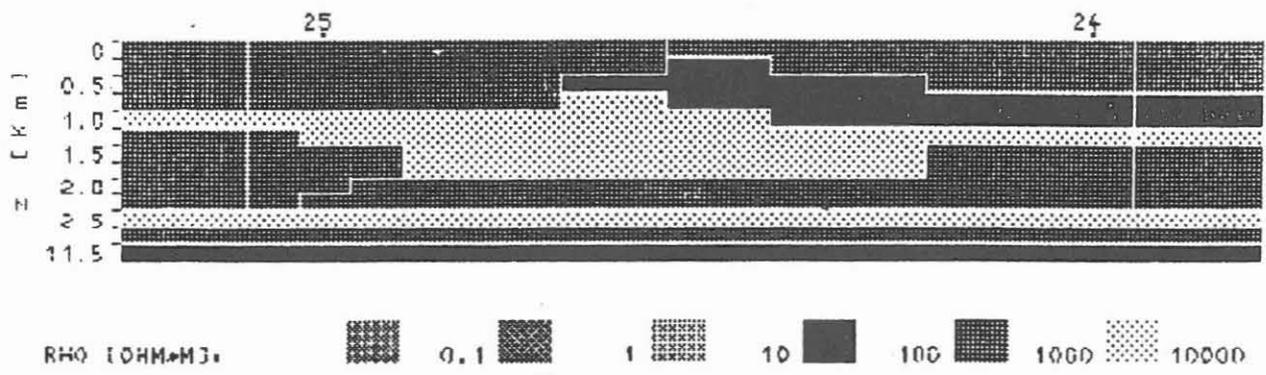
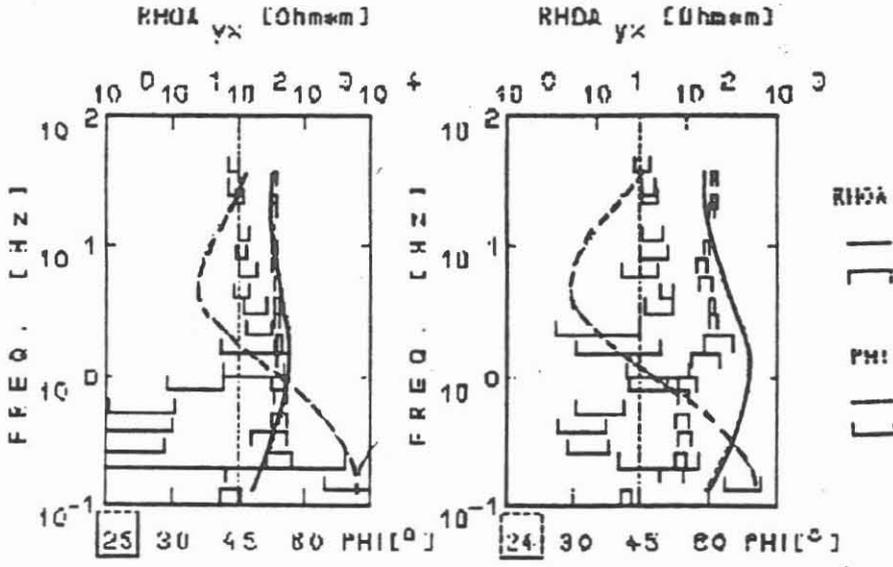
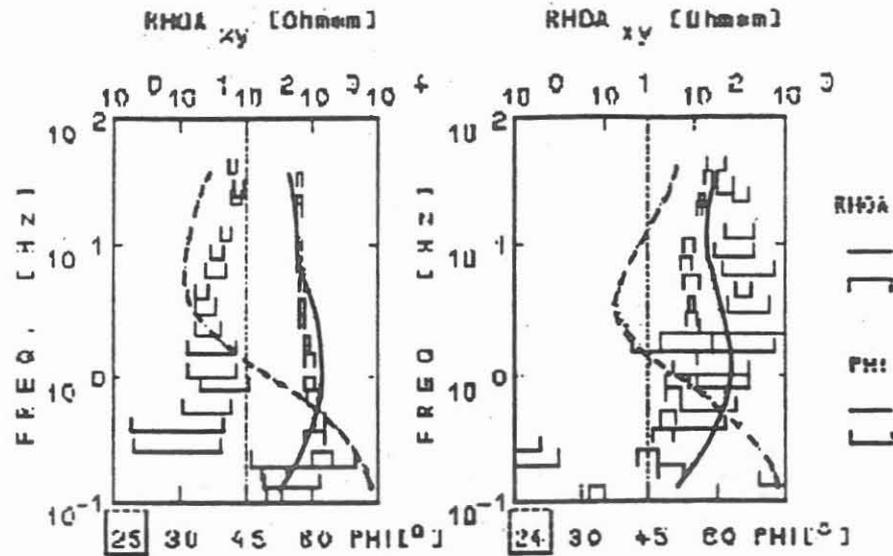
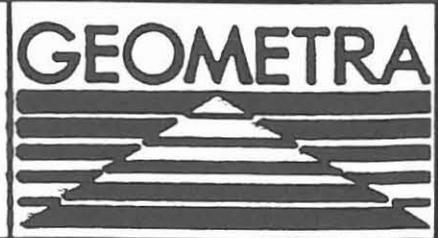


Abb. 32

Anpassung der MT-Parameter für das Modell 31.



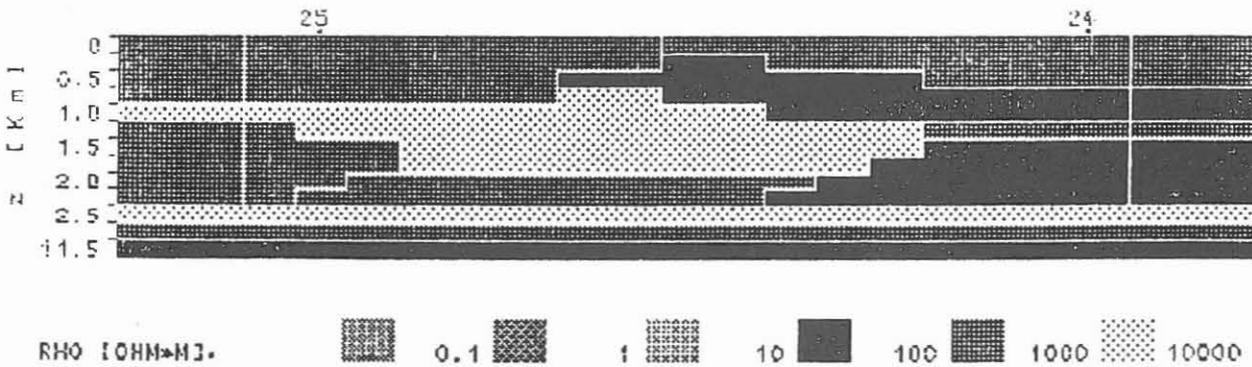
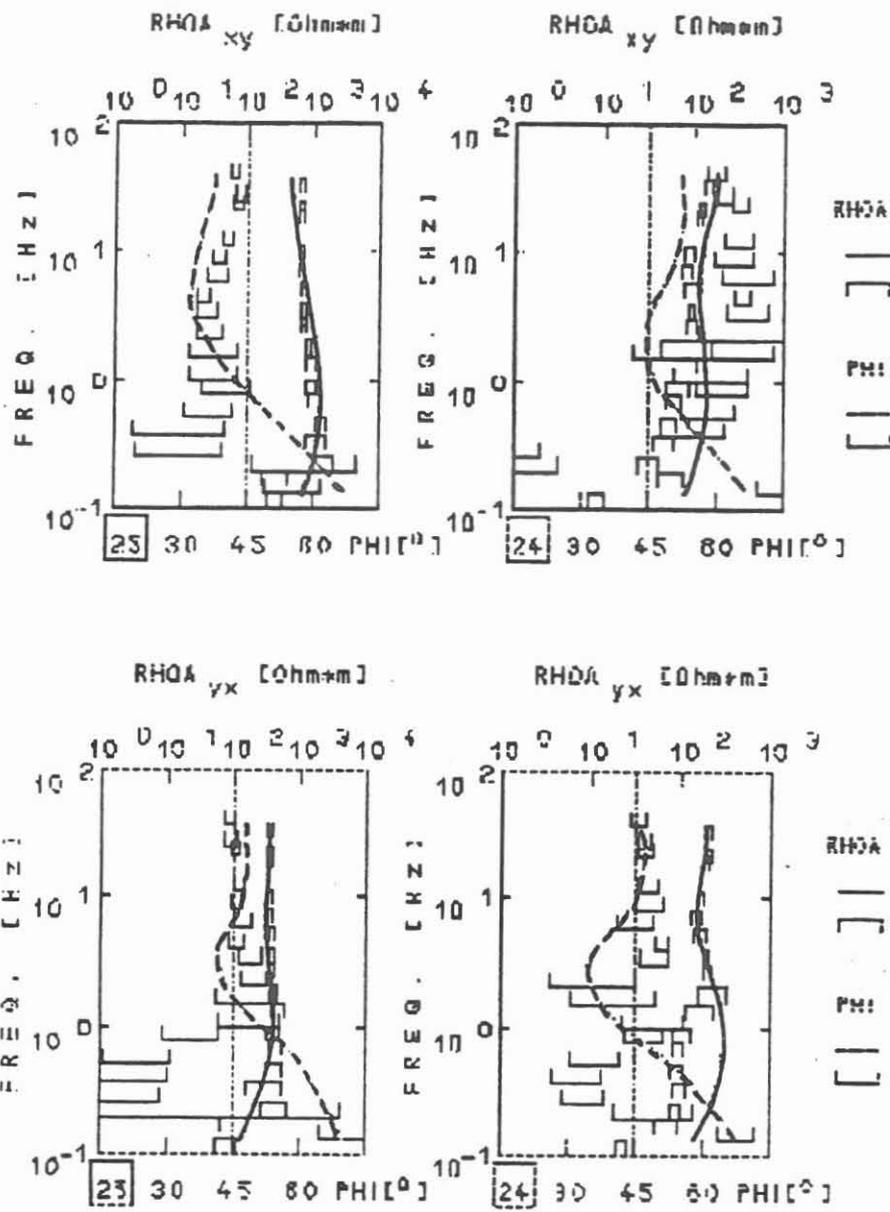
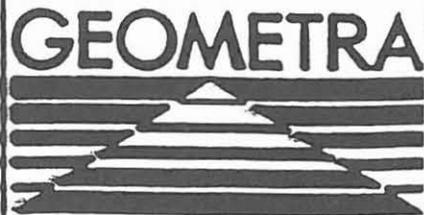


Abb. 33

Endmodell für die oberflächennahe Struktur. Eine gutleitfähige Sandwichstruktur führt zur besten Anpassung.



Profildarstellung der 1D-Inversionen (s. Abschnitt 5.3.1) gefunden wurden, sollen mit der 2D-Modellierung der magnetotellurischen Übertragungsfunktionen unter zur Hilfenahme der magnetischen Übertragungsfunktionen überprüft werden.

Das Modell der Abb. 34 zeigt das Startmodell für den nordwestlichen Teil der Stationen 26, 27 des Profils 1. Randbedingung für die Modellierung war das 2-dimensionale Modell der Tiefensondierungen 1987 (s. KTB-Report 88-3), das für die Stationen 18, 17, 02, 13 und 14 unverändert übernommen wurde.

Der gute Leiter in 8,5 bis 11 km Tiefe wurde unter die Stationen 26 und 27 verlängert. Oberflächennah (bis 3 km) verhalten sich 26 und 27 hochohmig übereinstimmend mit der Station 18b. Die Anpassungen von RHO_{xy} - und Phase (Abb. 35a) und z_H und h_H (Abb. 35b) zeigen insbesondere bei den für den guten Leiter charakteristischen Perioden von 10 - 30 sec deutliche Mängel.

Aus diesem Grunde wurde das Startmodell modifiziert. Der Oberbau an den Stationen 26 und 27 wurde aus dem oberflächennahen Modell für das Profil 3 (Abschnitt 5.4.1) übernommen.

Dieses neue Modell liefert schon eine bessere Anpassung für h_H und RHO_{xy} der H-Polarisation (Abb. 36a und b). Die Kurve der Modelldaten RHO_{yx} zeigt ein den Daten ähnlichen Kurvenverlauf, ist jedoch zu niedrigen Widerstandswerten hin verschoben. z_H kann nicht angepaßt werden.

Bei einem Modell ohne guten Leiter geht die Anpassung verloren (Abb. 37).

In einem Zwischenschritt wurde daraufhin ein Modell mit einem Anstieg des guten Leiters auf 6 km generiert (Abb. 38). Die bereits erzielte Anpassung geht verloren. Insbesondere z_H hat einen anderen Kurvenverlauf als die Daten. Ein Ansteigen des guten Leiters auf 4 km verstärkt diesen Effekt.

Als Folgerung hieraus wurde ein Abtauchen des guten Leiters von 8 auf 12 km modelliert (Abb. 39) mit dem Ergebnis, daß die Anpassung insbesondere von h_H und RHO_{xy} der H-Polarisation signifikant verbessert wird. Ein steileres Abtauchen führt wieder zur Verschlechterung.

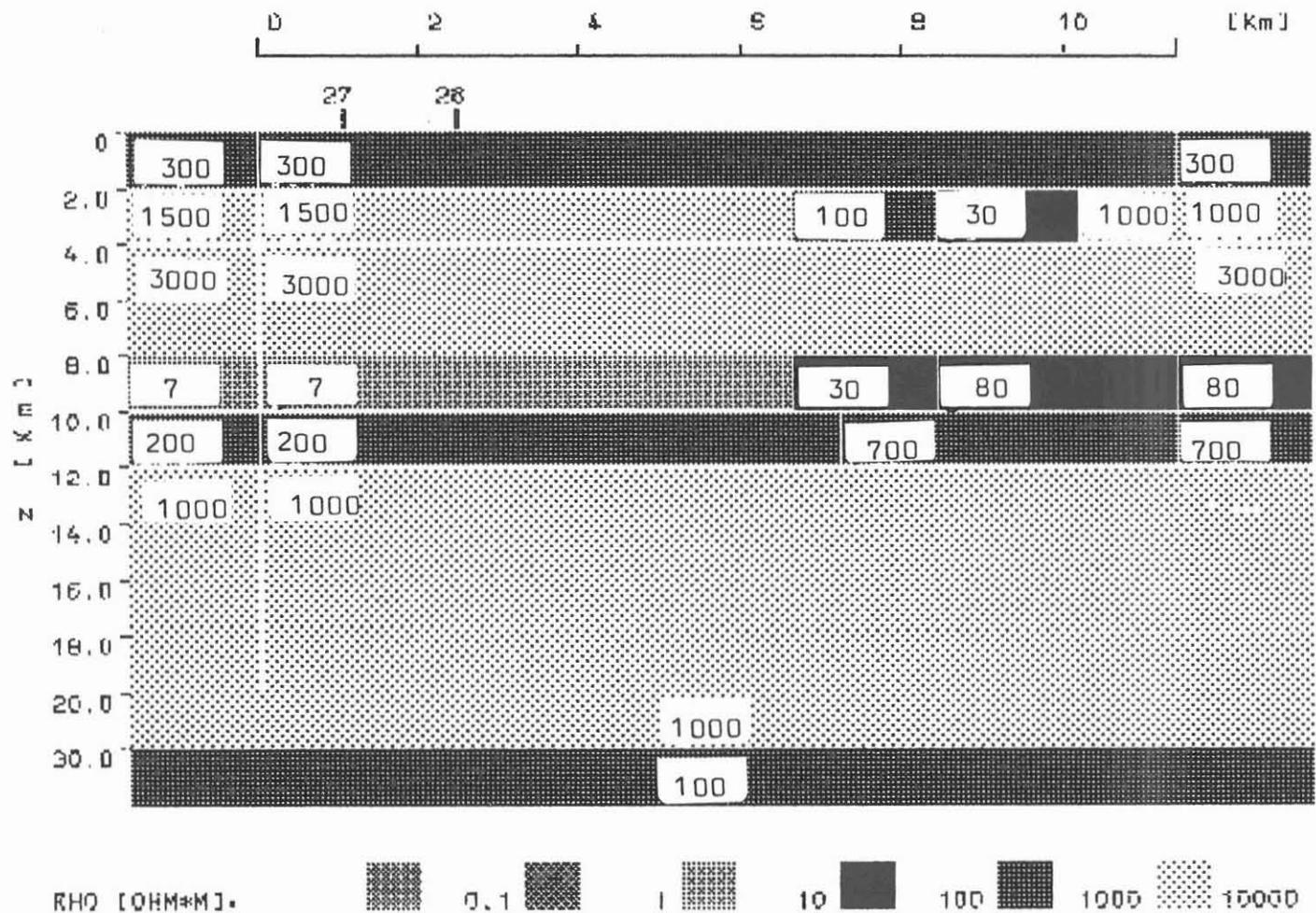


Abb. 34 Startmodell zur Untersuchung der gutleitfähigen Struktur in großer Tiefe im Nordwesten des Meßgebietes. Das Endmodell des Profils 1 aus dem KTB-Bericht 88-3 wurde unter die Stationen 27 und 26 ausgedehnt.



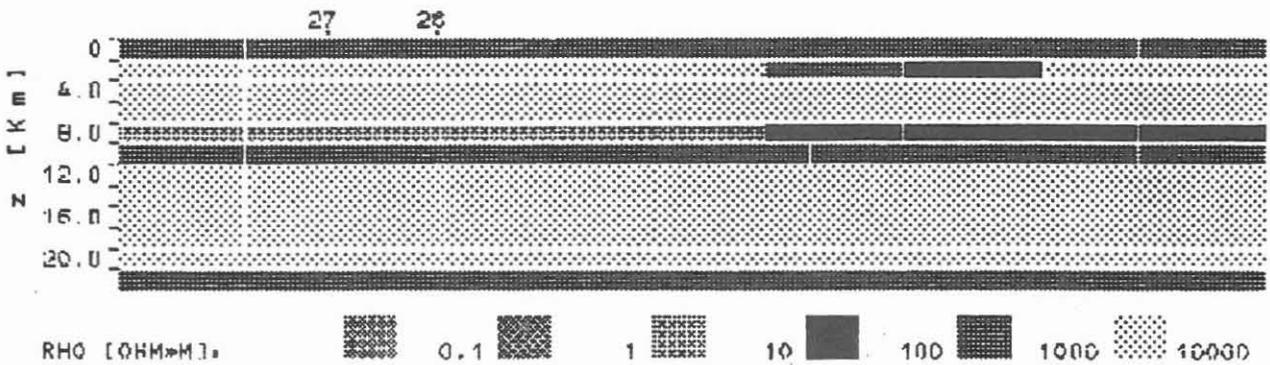
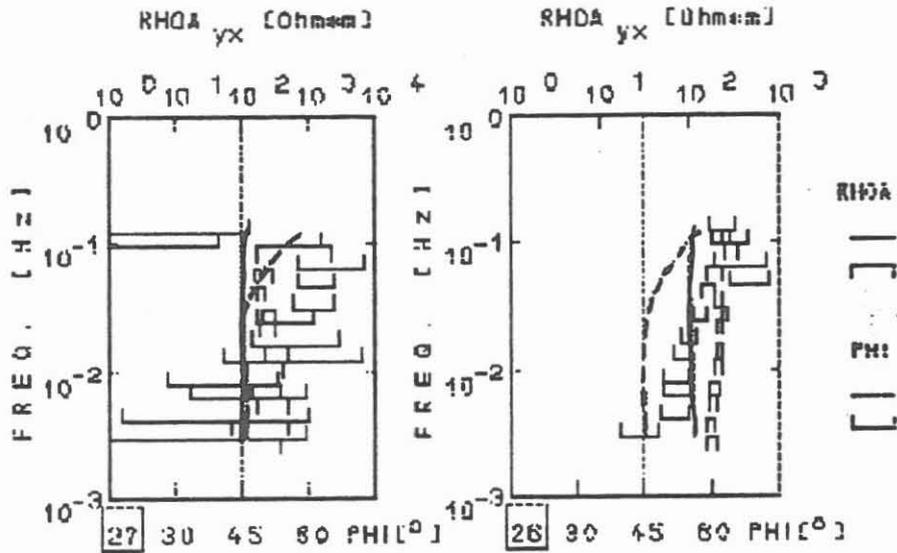
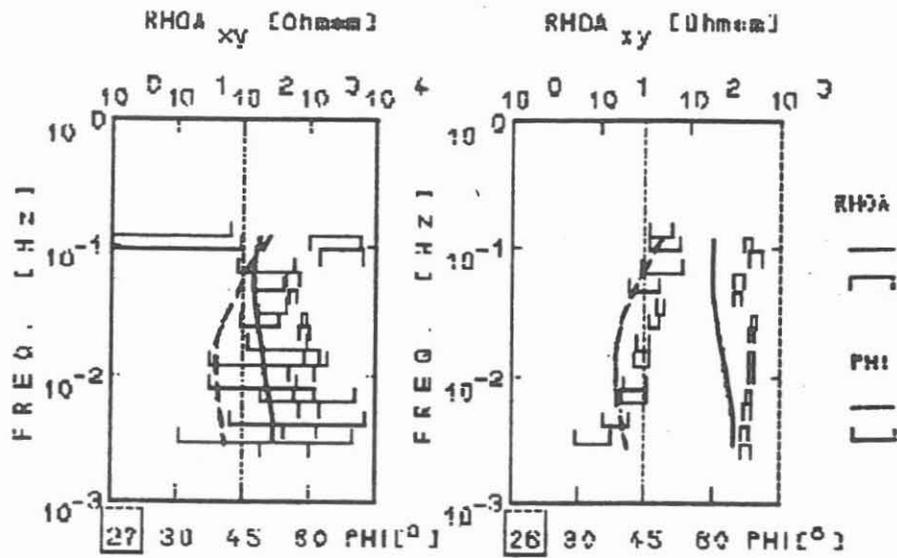


Abb. 35 a

Anpassung von RHOA und Phase
 (xy: H-Polarisation, yx: E-Polarisation)
 für das Startmodell Abb. 34.



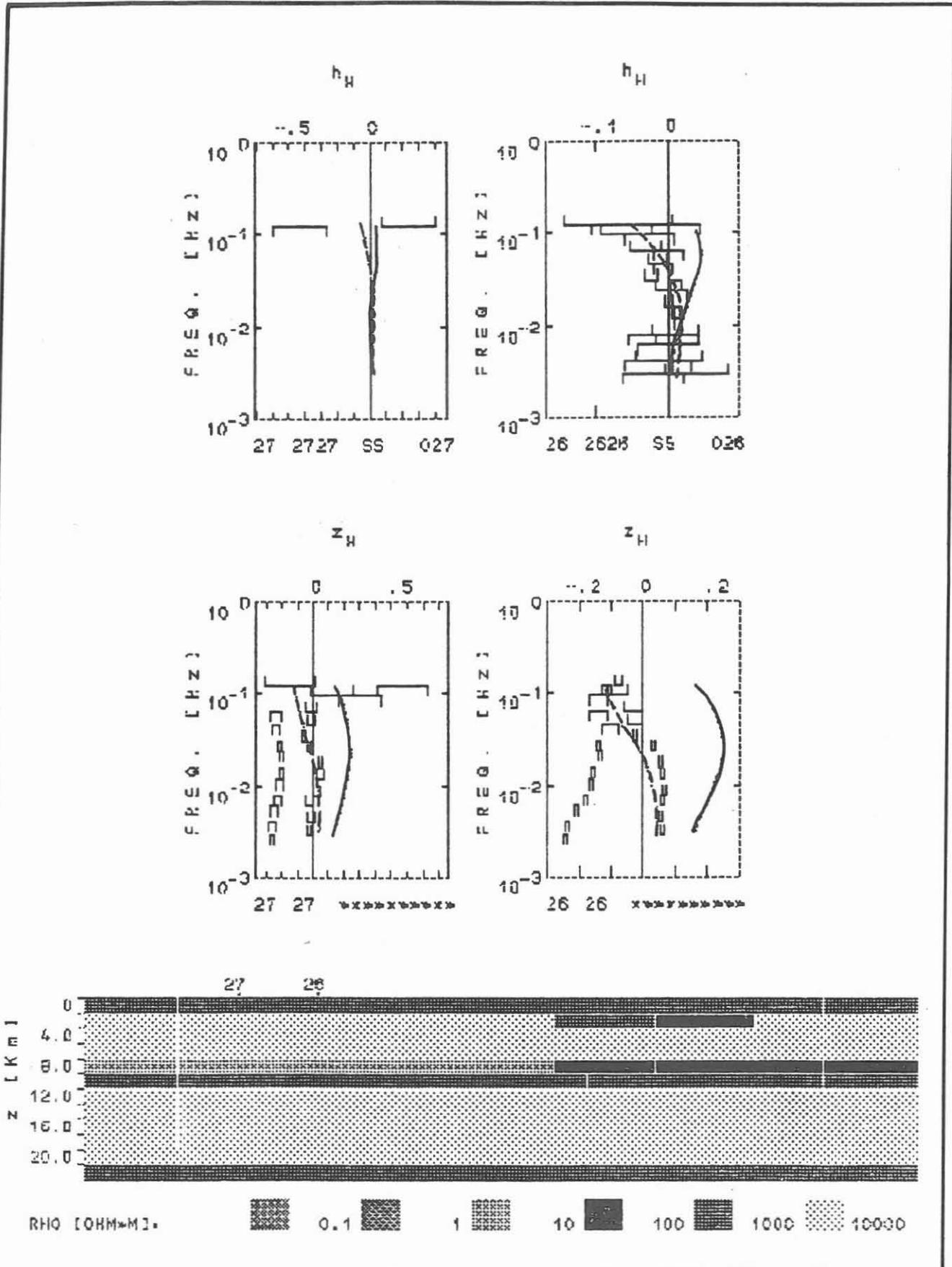


Abb. 35 b

Anpassung der magnetischen Übertragungsfunktionen h_H und z_H für das Startmodell der Abb. 34.



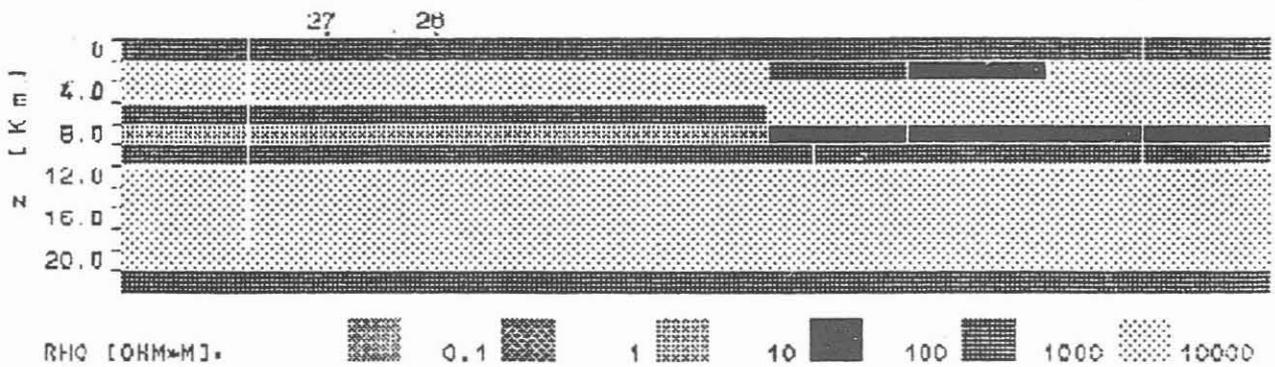
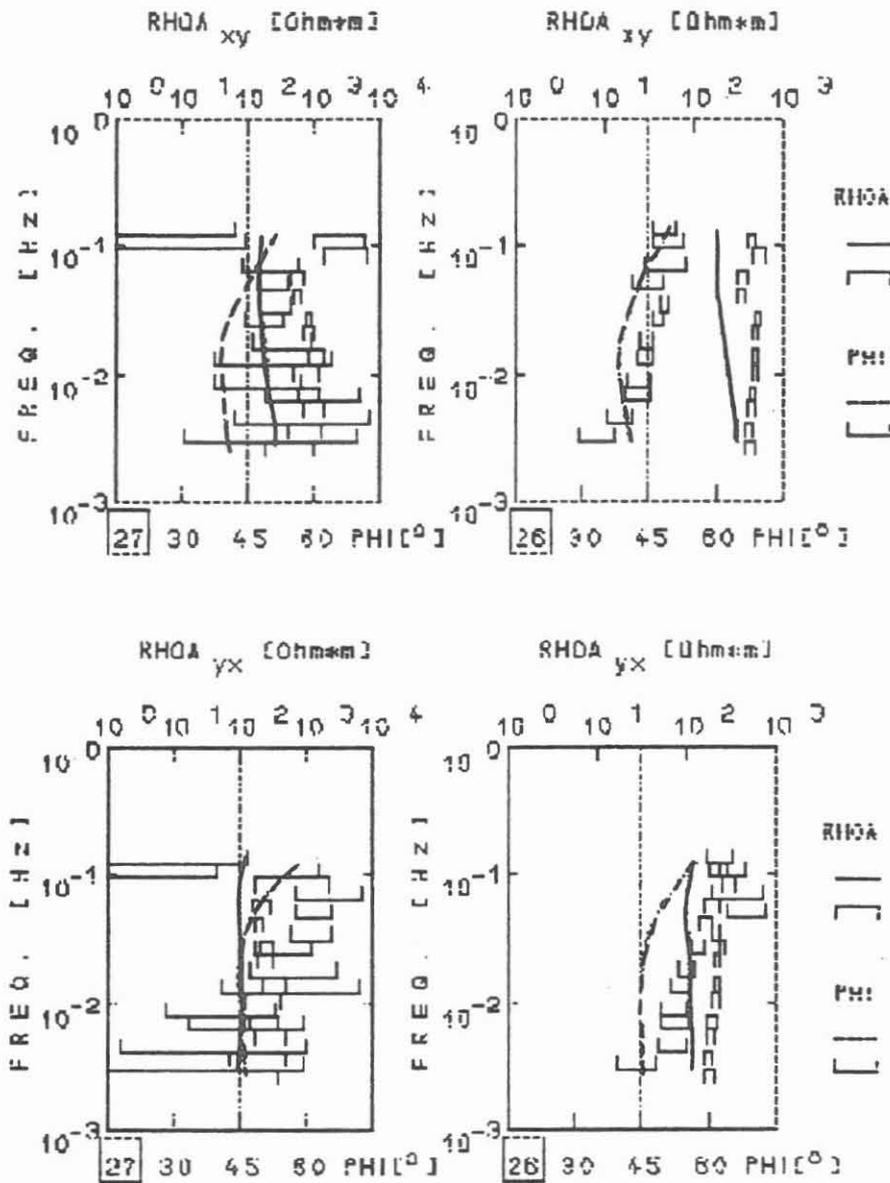


Abb. 36 a

Anpassung der magnetotellurischen Parameter $RHOA_{xy}$ (H-Polarisation) und $RHOA_{yx}$ (E-Polarisation) für das modifizierte Startmodell der Abb. 35.



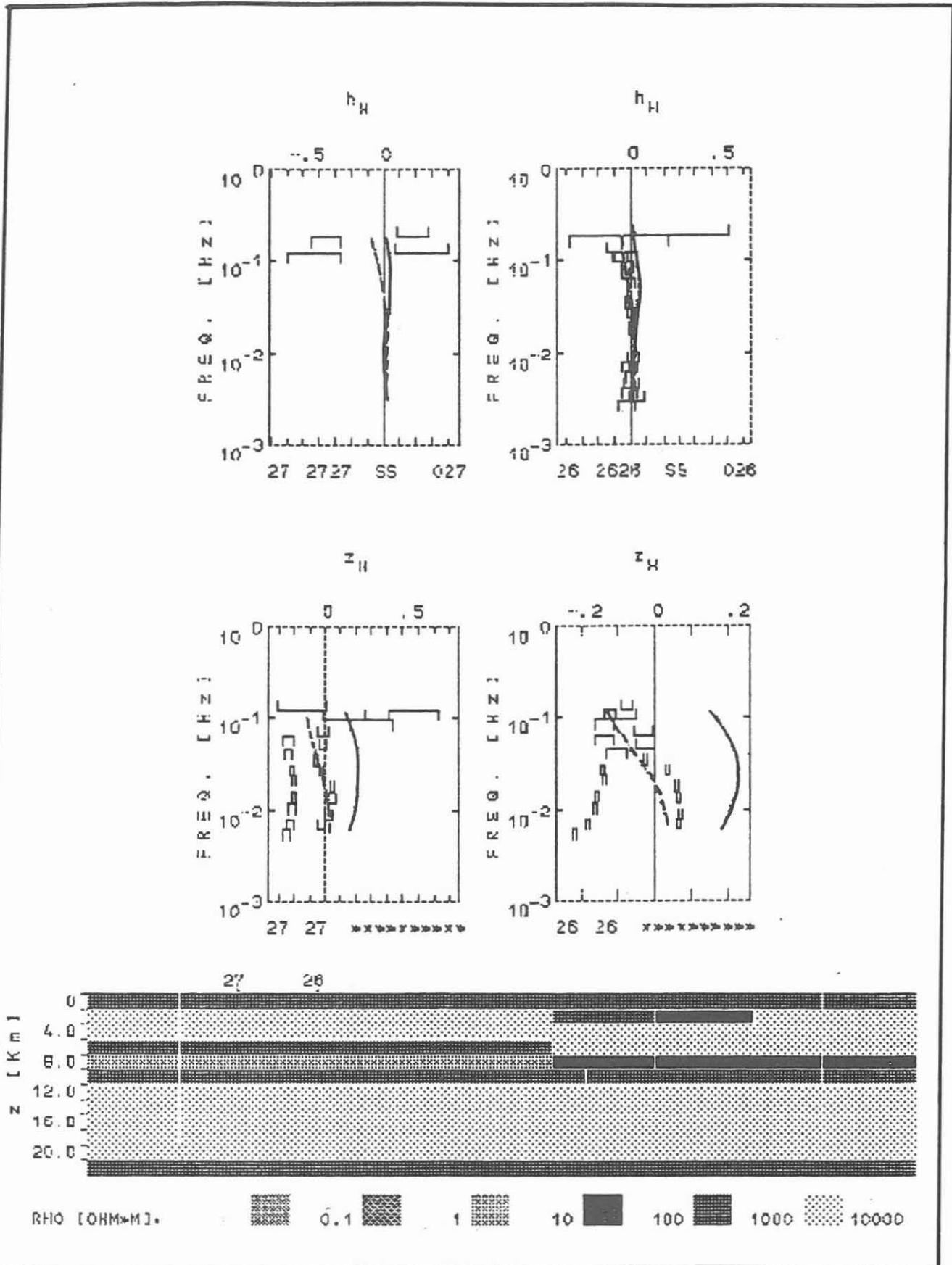


Abb. 36 b

Anpassung der magnetischen Übertragungsfunktionen der Stationen 26 und 27 für das modifizierte Startmodell der Abb. 36.



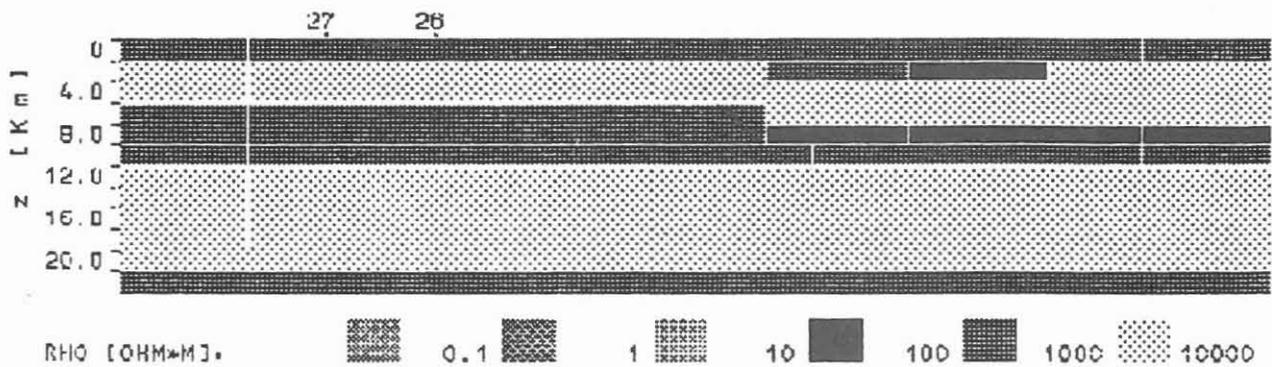
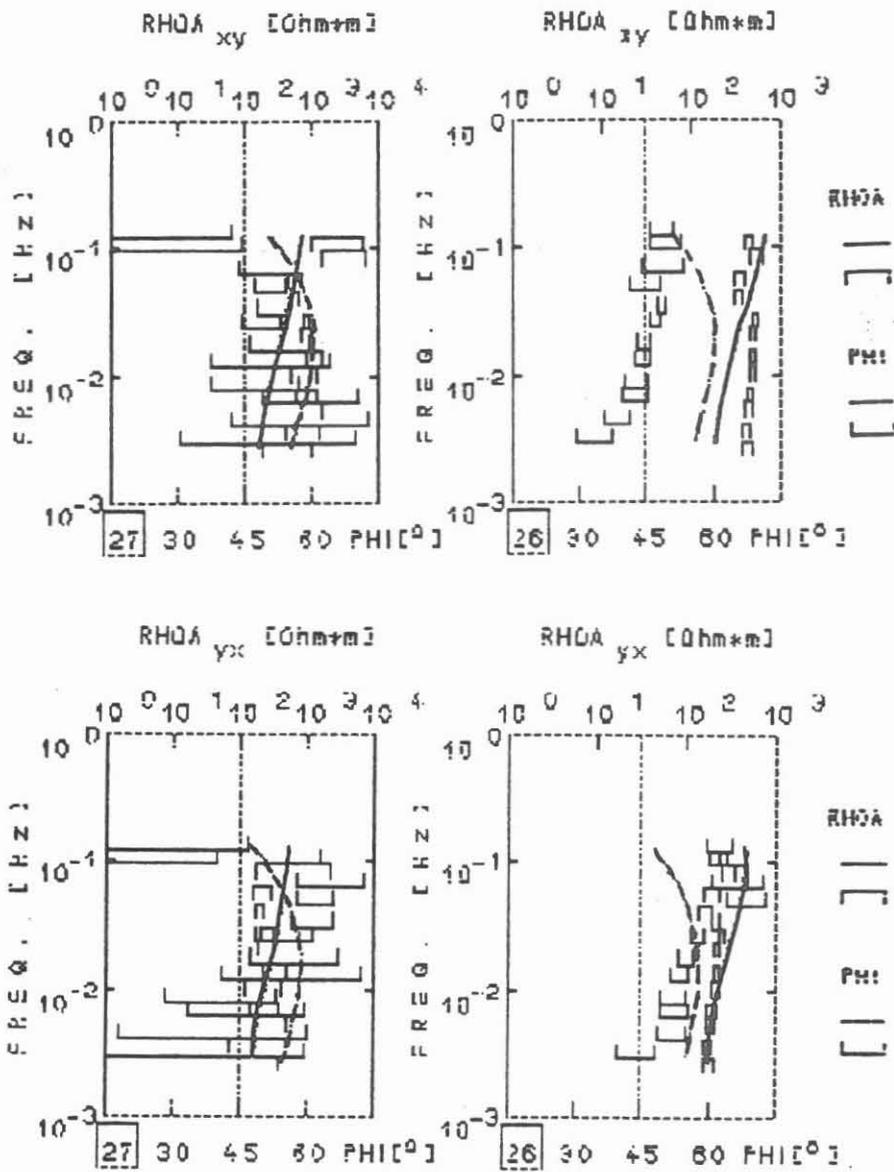
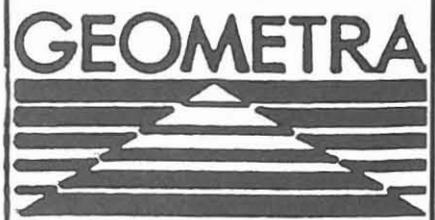


Abb. 37

Anpassung für ein Modell ohne den guten Leiter.



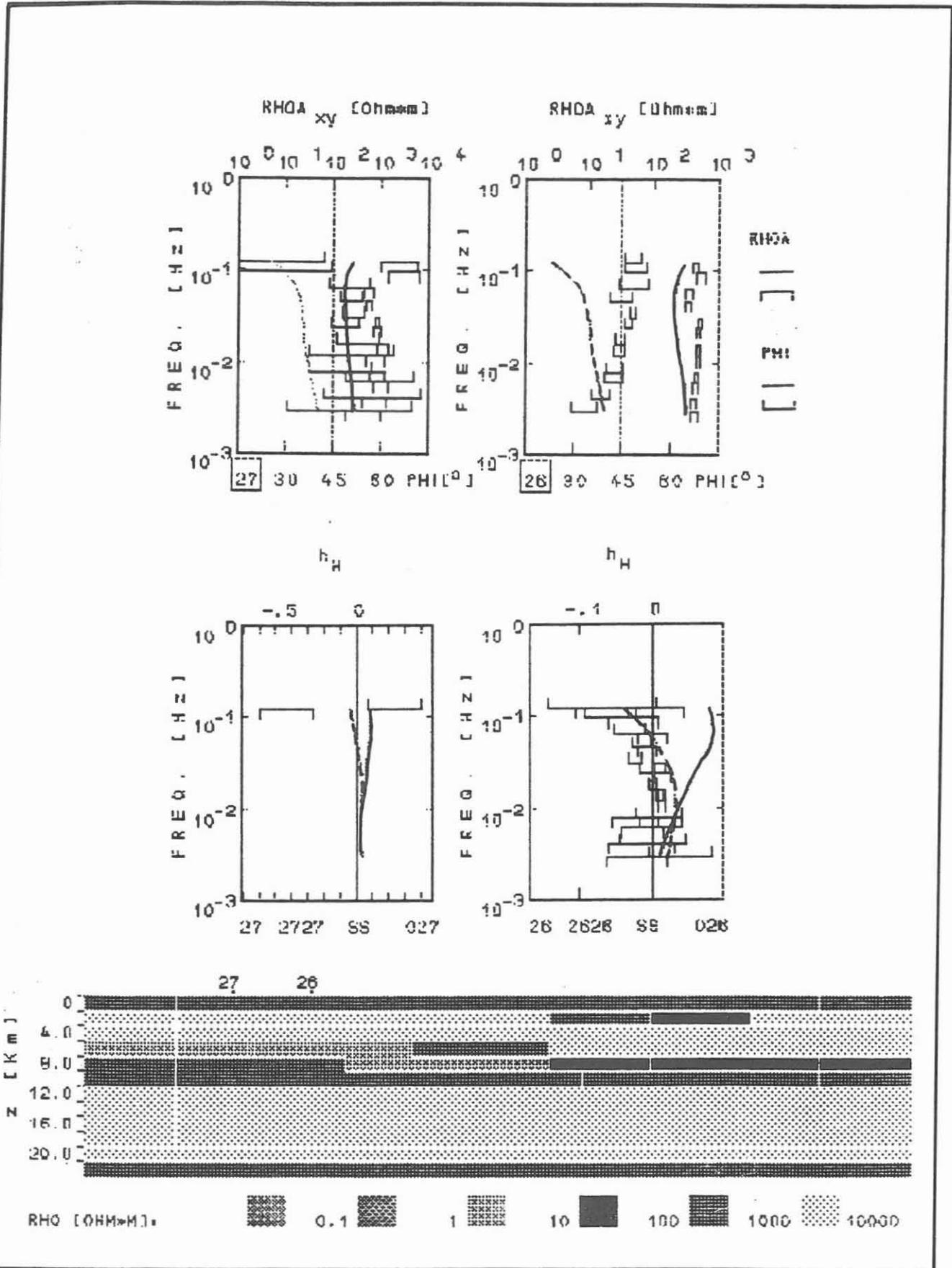
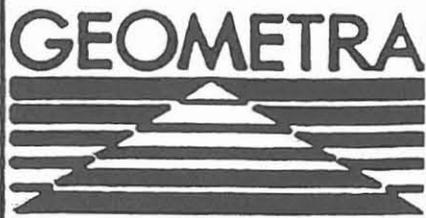


Abb. 38

Geändertes Modell mit Anstieg des guten Leiters auf 6 km. Insbesondere die Anpassung der Phase $\Phi_{H,xy}$ (H-Polarisation), sowie des Realteils von h_H an der Station 26 gehen verloren.



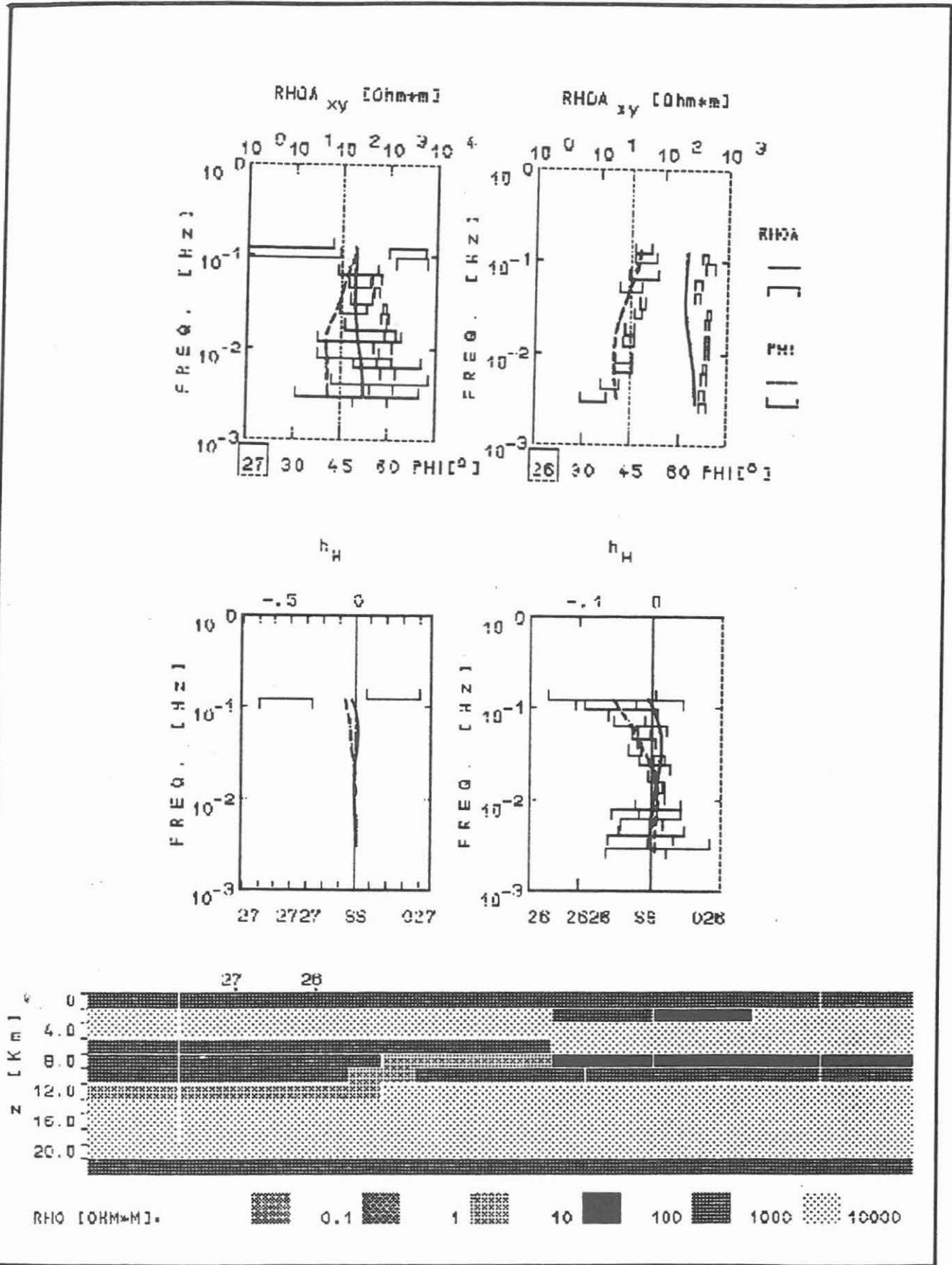


Abb. 39

Bestangepaßtes Modell, die Oberkante des guten Leiters taucht von 8 auf 12 km nach Nordwesten hin ab.

GEOMETRA



Vollständige Anpassung der Daten mit einer 2D-Modellrechnung ist an der Station 26 aufgrund des über einen weiten Periodenbereich dreidimensionalen Perturbationstensors (s. Tab. 1) nicht zu erwarten. Eine Bestätigung und Tiefenauswertung dieser Mehrdimensionalität des geoelektrischen Untergrundes finden sich in Abschnitt 6.2.

Ein zweiter Nachweis des Anstiegs des guten Leiters wurde im nordöstlichen Teil des Profils 2 gesucht. Die 1D-Profildarstellung (Abb. 25) zeigen den guten Leiter nur bruchstückhaft.

Abb. 40 zeigt ein Modell für die Stationen 20, 21, und 1 mit einem guten Leiter bei 10 km. An der Station 1 wurde das Modell der Erdmagnetischen Tiefensondierung 1987 (KTB-Report 88-3) zugrunde gelegt. Für die Station 20 gilt, daß die für dieses Modell erzielte Anpassung von z_H und $RHOA_{xy}$ und der Phase PHI_{xy} (Abb. 41) verloren geht, sobald die Verlängerung des guten Leiters vom linken Bereich bis unter die Stationen 20 und 21 unterbrochen wird.

Modelle mit ansteigendem guten Leiter brachten keine Verbesserung bei der Anpassung von z_H , $RHOA_{xy}$ und PHI_{xy} an der Station 20. Im Gegenteil, die vorher erzielte Anpassung, insbesondere im Periodenbereich um 10 sec, geht verloren (Abb. 42).

Für die Station 21 konnte keine Anpassung gefunden werden. Hier muß nochmals das signifikant abweichende Verhalten der Realteile der Induktionspfeile bei langen Perioden für diese Station in Erinnerung gerufen werden (Abschnitt 5.3). Eine Untersuchung der Dreidimensionalität des geoelektrischen Untergrundes an dieser Station wird im Abschnitt 6.2 durchgeführt.

Zusammenfassend ergeben die 2D-Modellrechnungen folgende Ergebnisse in Bezug auf die beiden wichtigen Fragestellungen dieser Auftragsbearbeitung.

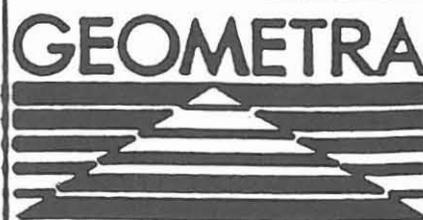
1.

Eine gutleitfähige Sandwich-Struktur zeigt sich räumlich eng begrenzt unter der Station 24.

	Station 26			Station 27				
	Real- teil	Imag.- teil	Fehler	Real- teil	Imag.- teil	Fehler		
	23. FREQUENCY			0.500 Hz				
HH	-0.353	0.403	0.191	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
HD	0.109	-0.029	0.063	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
DH	-0.286	-0.169	0.132	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
DD	-0.793	-0.029	0.043	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
	24. FREQUENCY			0.750 Hz				
HH	-0.396	0.428	0.172	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
HD	0.145	-0.055	0.062	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
DH	-0.263	-0.082	0.117	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
DD	-0.775	-0.017	0.043	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
	25. FREQUENCY			1.000 Hz				
HH	-0.518	0.387	0.163	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
HD	0.180	-0.058	0.061	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
DH	-0.167	-0.043	0.115	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
DD	-0.770	-0.001	0.043	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000
	39. FREQUENCY			123.000 Hz				
HH	-0.093	0.072	0.043	-0.169	-0.100	0.009	-0.169	-0.100
HD	-0.407	0.277	0.038	-0.147	0.094	0.009	-0.147	0.094
DH	0.152	0.062	0.018	-0.160	0.038	0.001	-0.160	0.038
DD	-0.569	0.064	0.016	-0.167	0.006	0.001	-0.167	0.006
	40. FREQUENCY			170.000 Hz				
HH	-0.525	0.690	0.051	-0.166	0.022	0.009	-0.166	0.022
HD	0.004	0.189	0.054	-0.116	0.081	0.010	-0.116	0.081
DH	0.234	0.079	0.016	-0.149	0.055	0.002	-0.149	0.055
DD	-0.637	0.157	0.017	-0.152	-0.022	0.002	-0.152	-0.022
	41. FREQUENCY			240.000 Hz				
HH	-0.482	0.804	0.043	-0.449	0.026	0.026	-0.449	0.026
HD	0.019	0.010	0.050	0.137	0.030	0.049	0.137	0.030
DH	0.249	0.063	0.011	-0.126	0.067	0.004	-0.126	0.067
DD	-0.761	0.188	0.013	-0.173	-0.049	0.007	-0.173	-0.049

Tabelle 1

Darstellung der Werte des Perturbations-
tensors für alle 4 Elemente h_H , h_D , d_H ,
 d_D .



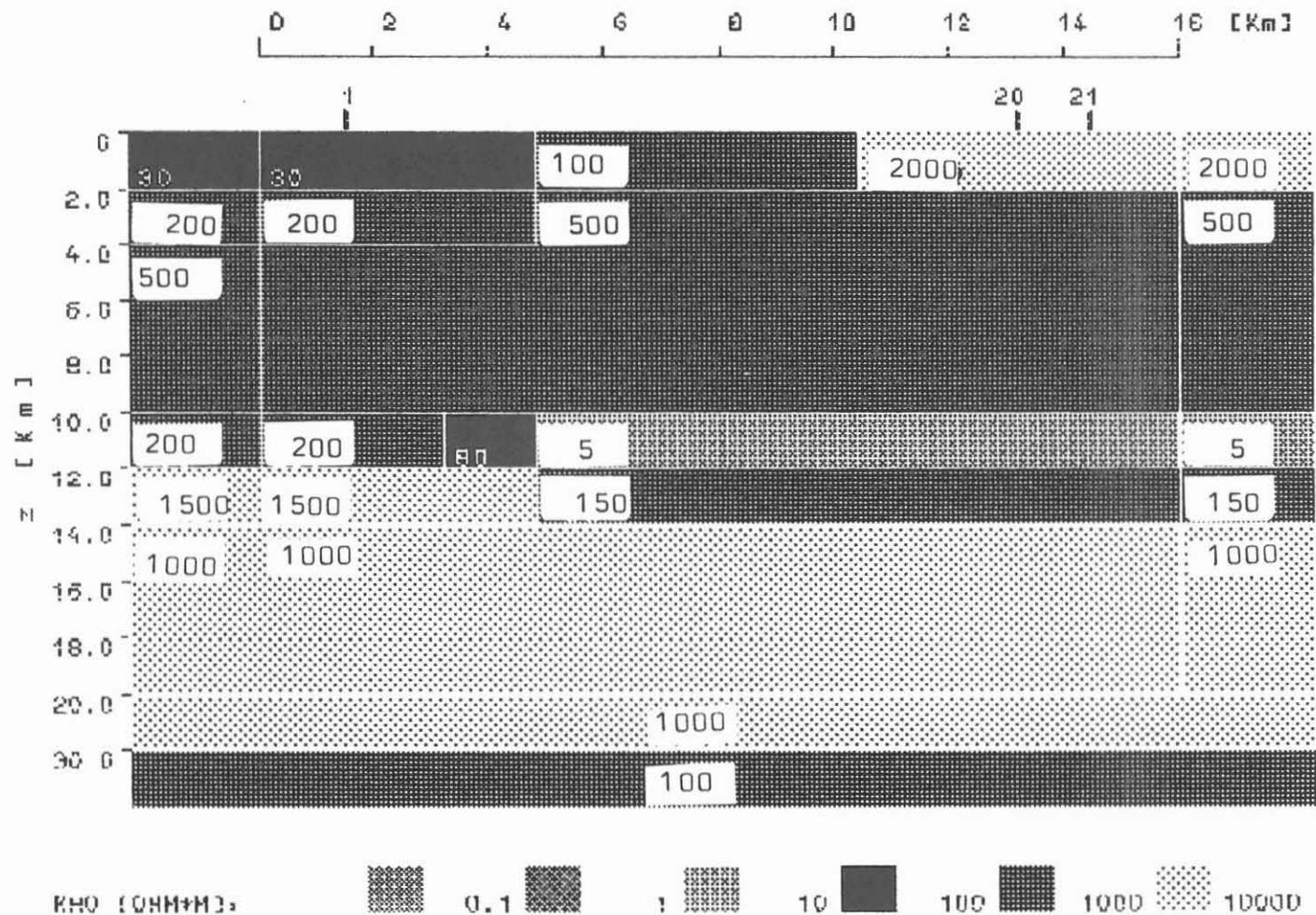
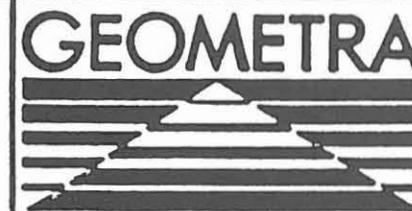


Abb. 40 Endmodell zur Untersuchung des guten Leiters in mittlerer Kruste im Nordosten des Meßgebietes.



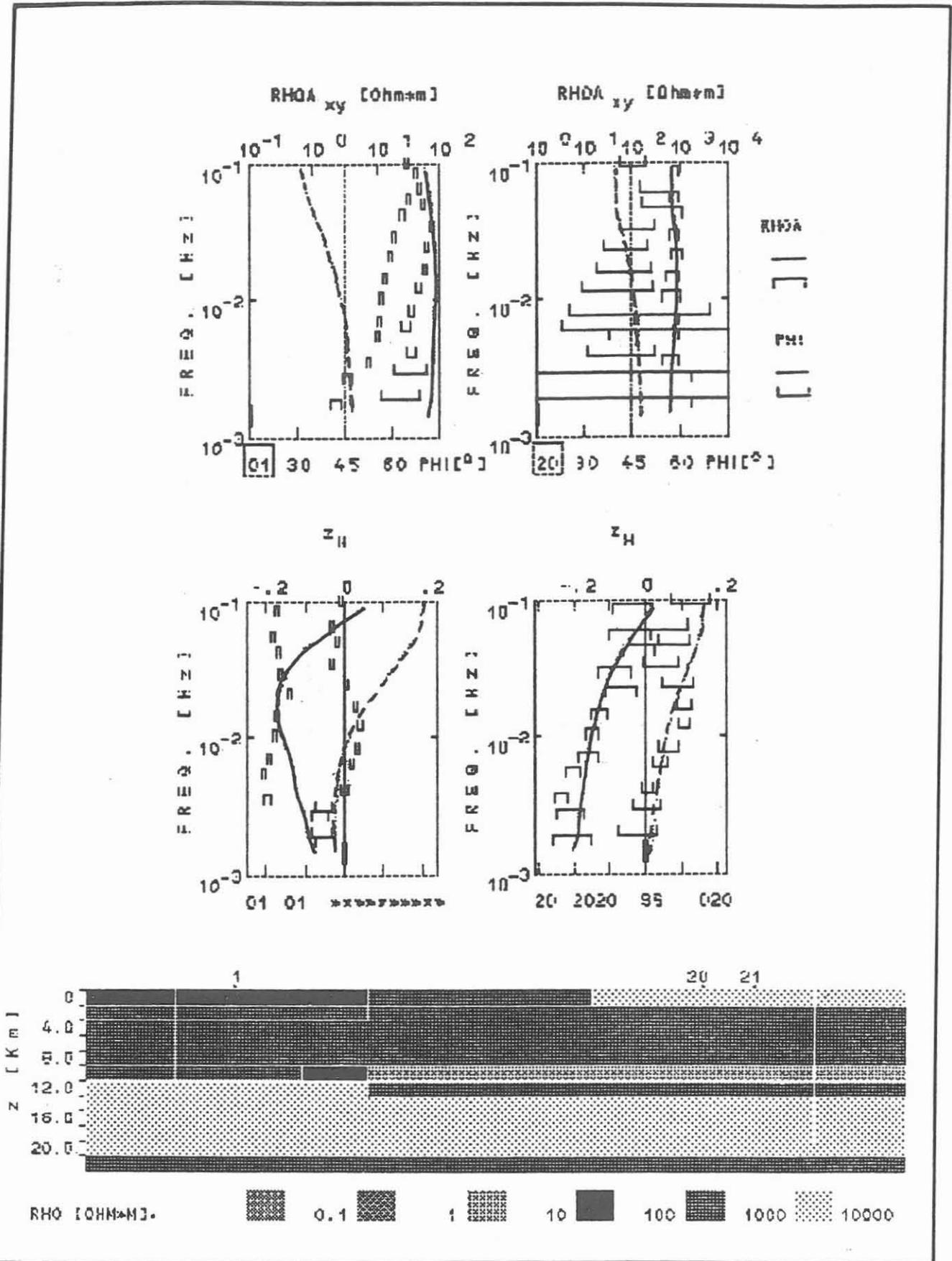
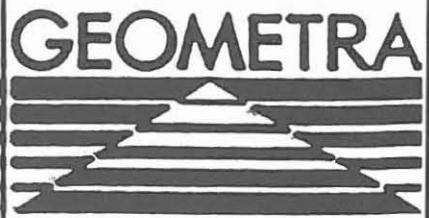


Abb. 41

Anpassung von z_H , des scheinbaren Widerstandes $RHOA_{xy}$ und der Phase PHI_{xy} ($xy = H$ -Polarisation, senkrecht zum elektrischen Streichen) für das in Abb. 40 gezeigte Modell.



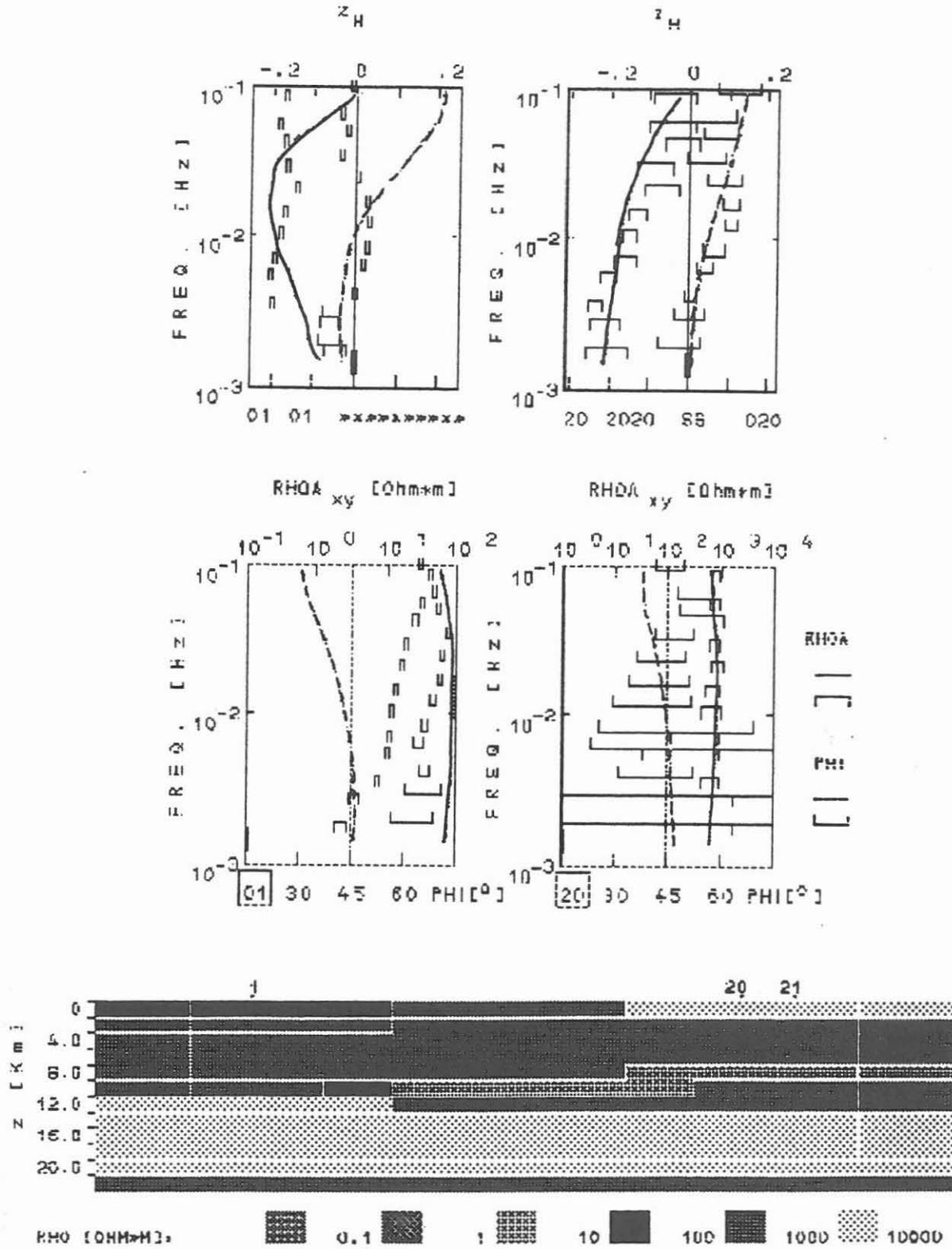


Abb. 42

Anpassung für ein Alternativmodell mit ansteigendem guten Leiter.



2.

Der gute Leiter in der mittleren Kruste zeigt auf dem Profil 1 ein schwaches Abtauchen in nordwestlicher Richtung.

3.

Die Projektion dieses Abtauchens auf eine Nordrichtung bleibt fraglich, da in NE-Richtung auf dem Profil 2 der gute Leiter nur an der Station 20 nachgewiesen werden kann. Station 21 erscheint stark von lokalen dreidimensionalen Strukturen beeinflusst.

6. Die Tensor-Dekomposition

6.1 Theorie

Aus Messungen und Modelrechnungen ist bekannt, daß es unter bestimmten geologischen Bedingungen zu Fehlbestimmungen des Impedanztensors kommen kann. Dieses Problem wird in der Literatur unter den Begriffen Verzerrung und/oder Static Shift des Impedanztensors behandelt.

In dem durch die Streichrichtung einer regionalen zweidimensionalen Anomalie gegebenen Koordinationssystem x', y' hat der Impedanztensor folgende allgemeine Form:

$$\underline{Z} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & Z_{xy} \\ -Z_{yx} & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -a_{12} Z_{xy} & a_{11} Z_{yx} \\ -a_{22} Z_{xy} & a_{21} Z_{yx} \end{pmatrix}$$

Man sieht, daß innerhalb einer Spalte des Impedanztensors nur eine Phase auftritt. Im Konzept der tellurischen Vektoren bedeutet dies, daß Real- und Imaginärvektor von e_x und e_y genau parallel sind. Aus dieser Bedingung kann also durch entsprechende Rotation des Koordinatensystems der Winkel einer regional zweidimensionalen Struktur abgeleitet werden.

Als Maß für die Dreidimensionalität der lokalen (Deckschicht-) Struktur werden die beiden Auslenkwinkel (skew angles) der tellurischen Vektoren gefunden.

$$\tan(\beta_1) = a_{12} / a_{22} \text{ und } \tan(\beta_2) = a_{21} / a_{11}$$

Die Auslenkwinkel geben an, wie stark das induzierte elektrische Feld von seiner dem 2D Fall entsprechenden Normalrichtung (senkrecht zum anregenden Magnetfeld) abweicht.

Den Betrag der statischen Verschiebung erhält man nicht aus dieser Tensorzerlegung. Man kann ihn jedoch miteinberechnen, sollte er aus anderen Modellen bestimmt worden sein.

Man kann diese Phänomene durch die Überlagerung von klein- und großräumigen Leitfähigkeitsstrukturen erklären. Dieses physikalische Konzept läßt sowohl die Richtungsänderung elektrischer Felder (Verzerrung), als auch die Skalierung der magnetotellurischen Impedanz (static shift) zu.

In der konventionellen Auswertung werden nur die Nebendiagonalelemente des Impedanztensors (Z_{xy} , Z_{yx}) interpretiert, die Hauptdiagonalelemente (Z_{xx} , Z_{yy}) finden allenfalls in einer quantitativen Größe, dem Skew Berücksichtigung. Man kann aber die Spalten des Impedanztensors durch komplexe tellurische Vektoren (Schmucker, 1980) darstellen:

$$e-x = Z_{xx} \hat{x} + Z_{yx} \hat{y}$$

$$e-y = Z_{xy} \hat{x} + Z_{yy} \hat{y}$$

\hat{x} und \hat{y} sind Einheitsvektoren in Nord- bzw. Ostrichtung.

$e-x$ ist das von einem in Nord-Süd-Richtung linear polarisierten magnetischen Horizontalfeld H_x induzierte elektrische Feld. Entsprechend wird $e-y$ von H_y induziert.

6.2 Ergebnisse

Die bisherigen elektromagnetischen Untersuchungen - KTB-Report 88-3 und Bahr, 1989 - des Meßgebietes sowie die 2D-Modellrechnungen des vorhergehenden Abschnitts zeigen, daß jeweils nur ein begrenzter Teil der Daten, insbesondere die langperiodischen, durch eine reine 2D-Modellrechnung zu erklären sind. Die Tensordekomposition gibt uns ein Handwerkszeug in die Hand, um diejenigen Periodenbereiche zu erkennen, in denen die Daten elektrisch 2-dimensionale Tiefenbereiche repräsentieren. Für den vorliegenden Bericht wurden exemplarisch zwei Meßstationen (24 und 26) ausgewählt, an denen sowohl kurz- als auch langperiodische Datensätze vorlagen. Hinzu kommt, daß beiden Stationen für die Fragestellung nach den guten Leitern herausragende Bedeutung zukommt.

Durchgeführt wurde die Tensordekomposition mit einem GEOMETRA-Programm, das von Herrn Dr. Bahr entwickelt wurde. Es erlaubt die Einteilung vorliegender Verzerrungen in Klassen, die die Induktionsanomalie beschreiben.

Station 24

Die Ergebnisse der Tensordekomposition sind für die Periode 2.67 sec im unrotierten Koordinatensystem (Abb. 43a) sowie im 10 Grad rotierten Koordinatensystem (Abb. 43b) dargestellt.

Unrotiert sind die Real- und Imaginärteile beider tellurischer Vektoren nicht parallel. Für die regionale Streichrichtung (regional strike) wird ein Winkel von 36 - 39 Grad bestimmt.

Der SKEW-1 Parameter (konventioneller SWIFT-SKEW ohne Dekomposition) in der rechten oberen Hälfte der Abb. 43a ist ein Maß für die Dreidimensionalität. Ein SKEW > 0.3 deutet auf eine 3-D Struktur hin. Eine Drehung um ein Koordinatensystem, das der 2D-Struktur gerecht wird, muß zu einem SKEW-2 Parameter (Bahr-SKEW mit Dekomposition) nahe Null führen. Dieser Wert ist gleichzeitig ein qualitatives Maß für den Erfolg im Aufsuchen der regionalen 2D-Struktur. Die Abb. 43b zeigt die tellurischen Vektoren nach der Rotation. Die Real- und Imaginärteile beider Vektoren liegen nun parallel. Die Tensorphasen im rechten Teil des Bildes sollen bei erfolgreicher Drehung in der Regionalstruktur spaltenweise in den Absolutbeträgen gleich sein.

Ein Vergleich zu den unrotierten Phasen zeigt, daß dies nach der Rotation gut erfüllt ist. Beide Qualitätskriterien - kleiner SKEW - 2 Parameter und spaltenweise gleichgroße Tensor-Phasen - sind also erfüllt. Es ist als gesichert anzusehen, daß die Richtung des neuen Koordinatensystems, die Richtung des regionalen elektrischen Streichens bei Perioden um 2.67 sec gut widerspiegelt.

Für die Bestätigung der darüberliegenden 2D-Struktur mit anderer Streichrichtung oder 3D-Struktur, ist die Anordnung der tellurischen Vektoren aufeinander von größter Bedeutung. Sie stehen nicht senkrecht zueinander. E-y ist um ca. 42° Grad (Angles e-y) aus der Richtung des neuen Koordinatensystems herausgedreht.

Es handelt sich also in diesem Fall um eine "regionale" 2D-Struktur mit lokaler 3D-Verzerrung. Lokal ist hier bezogen auf die "Regionalstrukturen" bei Perioden um 2.67 sec und länger. Die lokale Struktur ist oberflächennaher und ist im Periodenbereich um 10 Hz (\approx 1 km) zu suchen. Dies ist aber gerade der interessante Periodenbereich für den oberflächennahen guten Leiter an der Station 24.

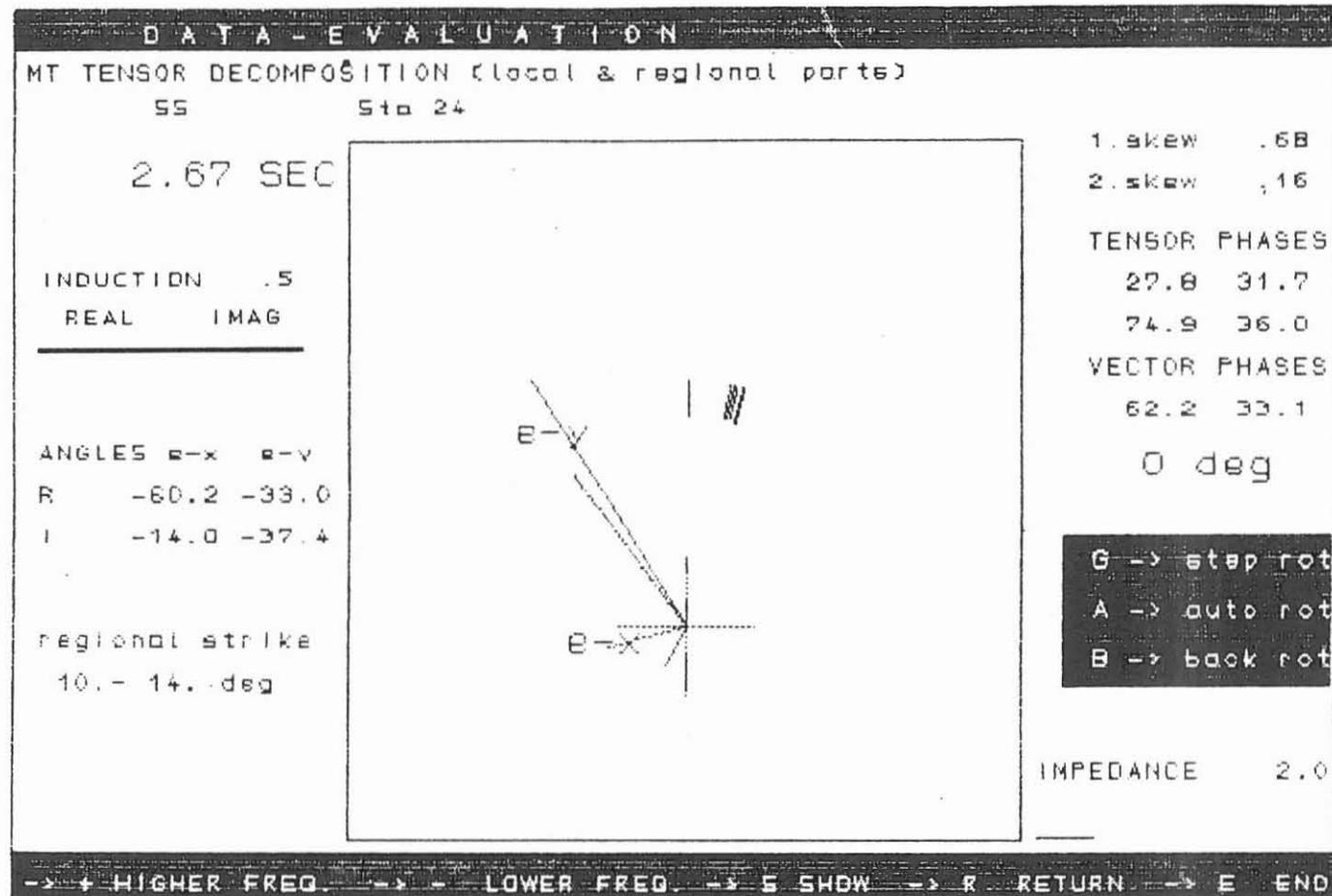


Abb. 43 a Tensordekomposition der Station 24, für die Perioden 2.67 sec, unrotiert.



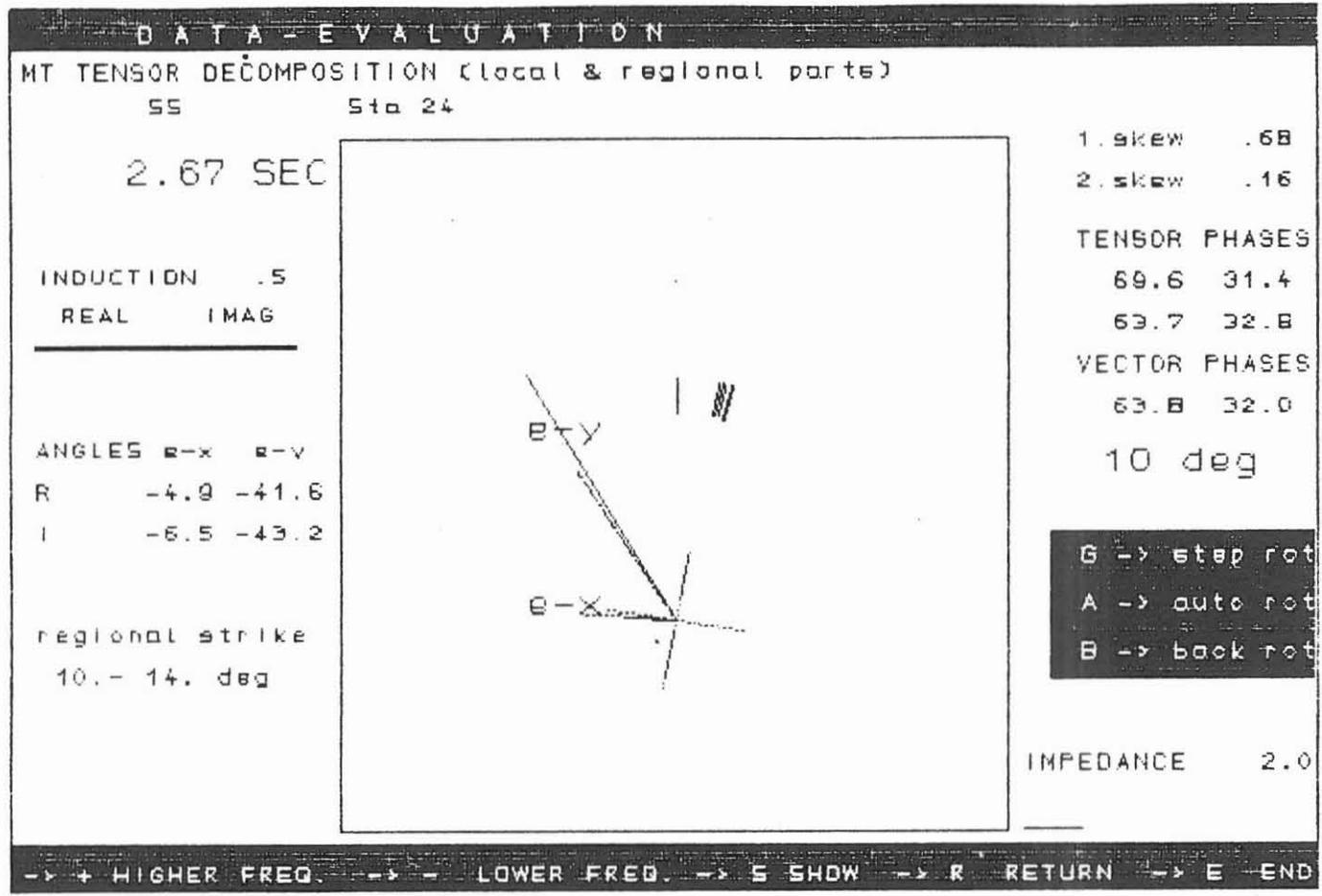
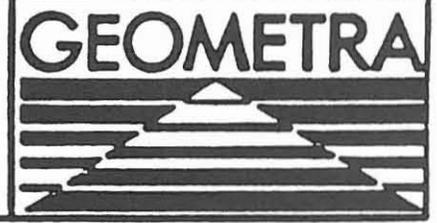


Abb. 43 b Tensordekomposition der Station 24, für die Periode 2.67 sec, um 10° in das Koordinatensystem des elektrischen Streichs bei dieser Periode gedreht.



Station 26

Die Ergebnisse der Tensordekomposition der Station 26 sind für die Periode von 1 Hz in den Abb. 44a und 44b unrotiert und rotiert dargestellt. Unrotiert sind die Real- und Imaginärteile beider tellurischen Vektoren nicht parallel.

Der SKEW-1 Parameter ohne Dekomposition ist deutlich > 0.3 . Für die regionale Streichrichtung (regional strike) wird ein Winkel von 39 - 43 Grad bestimmt. Die Drehung um diesen Winkel ergibt ein Koordinatensystem, daß der 2D Struktur bei 1.00 Hz gerecht wird (Abb. 44b). Der SKEW - 2 Parameter mit einem Wert von 0.1 ist deutlich reduziert.

Die Real- und Imaginärteile beider Vektoren liegen nun parallel. Die Tensorphasen im rechten Teil des Bildes sind spaltenweise in den Absolutbeträgen nahezu gleich.

Auch in diesem zweiten Beispiel einer Tensordekomposition sind beide Qualitätskriterien - kleiner SKEW-2 Parameter und spaltenweise gleichgroße Tensor-Phasen - für eine erfolgreiche Dekomposition erfüllt.

In diesem Fall haben wir es mit einer regionalen 2D-Anomalie mit starker Verzerrung zu tun. Der regional 40° streichenden Struktur bei 1 Hz (Eindringtiefe 6 - 8 km, vorbehaltlich eines reellen Faktors) ist eine "lokale Struktur überlagert. Die tellurischen Vektoren stehen nach der Rotation senkrecht aufeinander. Die überlagernde Struktur ist ebenfalls eine 2D-Struktur jedoch mit anderer Streichrichtung.

Die 2-dimensionale Untersuchung des guten Leiters an der Station 26 bei Perioden von 1 sec - 10 sec (s. Abschnitt 6.2) ist zwar der regionalen Struktur adäquat, wird aber der aus den oberflächennahen Schichten herrührenden Verzerrungen nicht gerecht. Die Datenanpassung konnte also nur näherungsweise erfolgen.

Station 21

Die Untersuchung auf lokale und regionale Anteile des Impedanztensors an der Station 21 ergibt deutliche Hinweise auf die Dreidimensionalität des geoelektrischen Untergrundes an dieser Station. Selbst der SKEW-2 Parameter mit

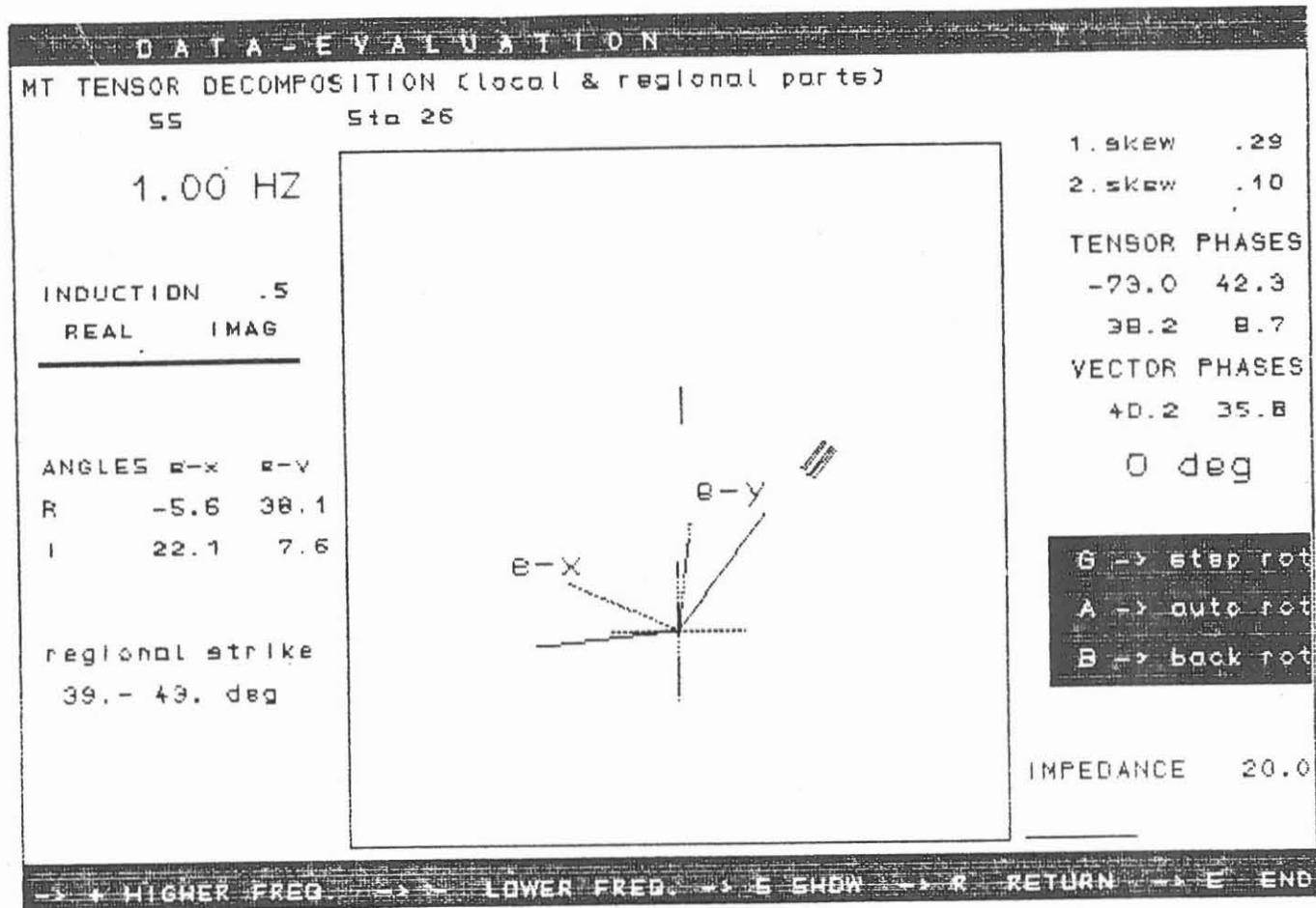


Abb. 44 a Tensordekomposition der Station 26 für die Frequenz 1 Hz, unrotiert.



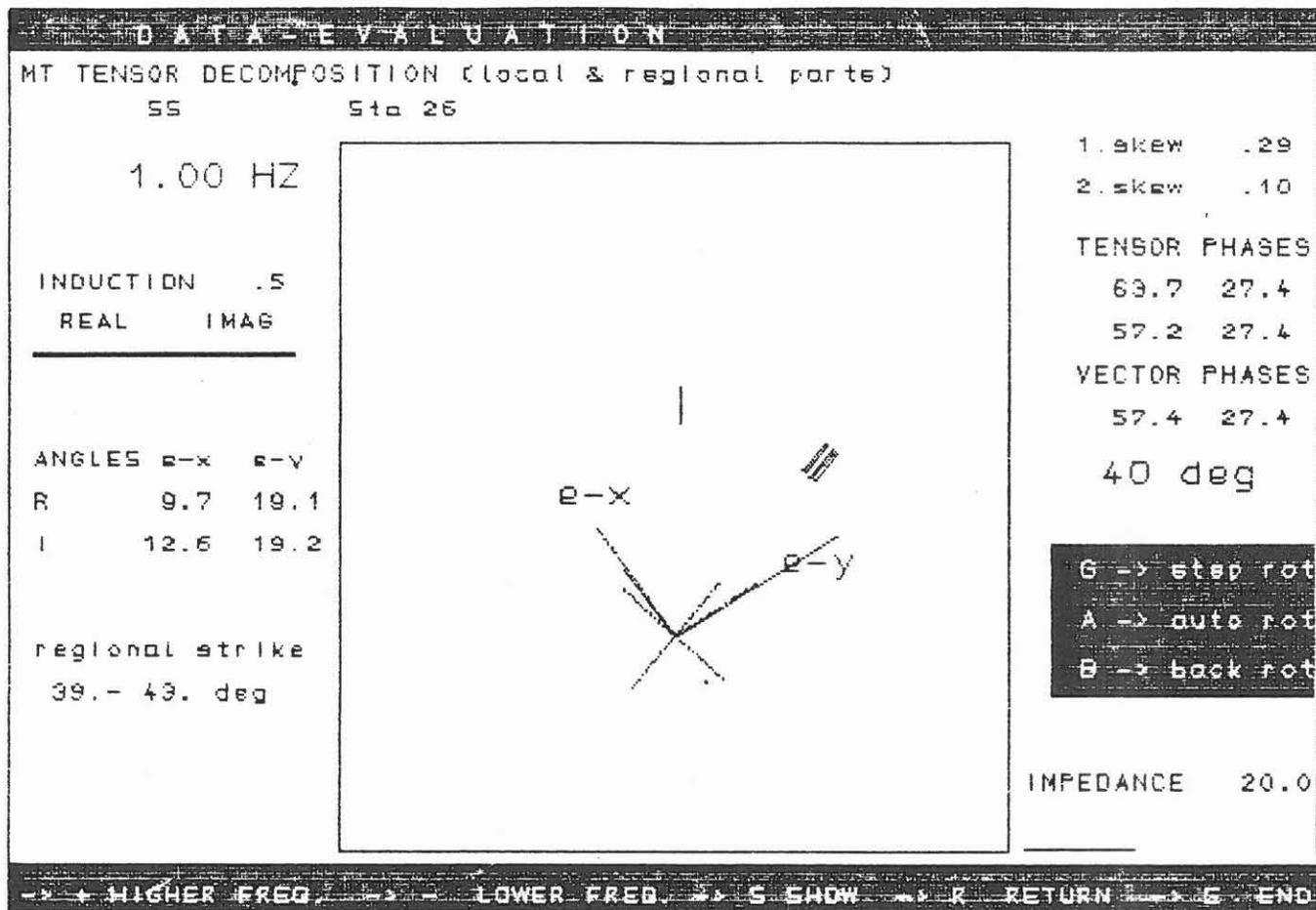


Abb. 44 b Tensordekomposition der Station 26 für die Frequenz 1 Hz, um 40° in das Koordinatensystem des elektrischen Streichens bei dieser Frequenz gedreht.

Dekomposition bleibt über einen weiten Periodenbereich > 0.3 (Tabelle 2). Insbesondere die Winkel der tellurischen Vektoren $e-y$ sind nicht gleich, was auf eine Störung in y -Richtung hinweist.

		SWIFT-ang	-skew-A	021 SS 021	B98524
		Re left	Im left	BAHR-ang	-skew-2delta
				Re right	Im rig Aniso
4096.01	SEC	-5.1	<u>.320</u>	43.2	<u>.405</u> .5094
		-57.1	-49.1	26.7	46.7 1.17
2730.67	SEC	20.5	<u>3.687</u>	15.5	<u>1.163</u> .8804
		-64.2	-33.1	60.0	52.9 1.00
2048.01	SEC	-10.9	<u>.463</u>	-25.2	<u>.082</u> .2066
		8.0	8.7	88.0	88.8 1.89
1365.34	SEC	-7.0	<u>.894</u>	-15.1	<u>.469</u> .5871
		-2.2	8.0	-86.5	81.6 1.09
1024.00	SEC	-15.3	<u>.993</u>	34.2	<u>.459</u> .5214
		-60.9	-54.3	40.6	32.9 .99
682.67	SEC	5.2	<u>1.216</u>	-6.8	<u>.366</u> .5544
		-14.7	-12.1	67.2	76.4 1.28
512.00	SEC	35.7	<u>.438</u>	20.0	<u>.363</u> .2630
		21.0	23.7	53.8	36.9 2.00
341.33	SEC	30.1	<u>.426</u>	12.1	<u>.342</u> .1664
		26.3	29.6	89.0	23.4 3.97
256.00	SEC	33.8	<u>.646</u>	-6.5	<u>.401</u> .2193
		51.3	56.3	-28.4	-5.9 2.10
170.67	SEC	44.6	<u>1.383</u>	-8.4	<u>.665</u> .3853
		75.0	81.5	-12.7	12.2 1.93
128.00	SEC	40.7	<u>.694</u>	-3.1	<u>.459</u> .2442
		57.2	62.9	-33.4	-11.6 1.93
85.33	SEC	22.8	<u>.607</u>	10.4	<u>.265</u> .1457
		25.4	27.7	-70.4	54.0 3.03
64.00	SEC	26.3	<u>.289</u>	16.0	<u>.107</u> .1124
		18.0	18.3	-75.3	3.9 9.94
42.67	SEC	21.0	<u>.046</u>	15.1	<u>.130</u> .0449
		7.4	7.9	-88.9	-40.7 9.04
32.00	SEC	10.0	<u>.115</u>	8.7	<u>.169</u> .0248
		11.4	12.4	-75.2	-22.5 6.91
21.33	SEC	-6.5	<u>.486</u>	-1.0	<u>.126</u> .0373
		-17.7	-18.0	46.4	32.5 6.08
16.00	SEC	-4.0	<u>.633</u>	7.2	<u>.152</u> .0727
		-26.7	-27.1	28.3	4.7 7.29
10.67	SEC	-5.5	<u>.549</u>	37.1	<u>.283</u> .1207
		-62.8	-61.2	47.3	52.4 1.78

Tabelle 2

Tensordekomposition der Station 021.
 Der SKEW-2 Parameter bleibt über einen weiten
 Periodenbereich > 0.3.



7. Abschlußbetrachtung und Empfehlungen

Ein Ziel der Auftragsbearbeitung war die Ergänzung des mit den Elektromagnetischen Tiefensondierungen 1987 gewonnenen Datenmaterials und seine Aufbearbeitung für den schnellen Zugriff durch Forschungseinrichtungen. Mit der im Anhang beschriebenen Bereitstellung eines Datenbandes mit den geglätteten Spektren ist diese Aufgabe erfüllt.

Desweiteren sollten die 1988 veröffentlichten Ergebnisse speziell hinsichtlich der Fragestellungen nach den beiden Leitern, der eine oberflächennah westliche der Bohrung, der andere in einer Tiefe von 9 - 12 km und möglicherweise im ganzen Meßgebiet anzutreffen, vertieft werden.

Entsprechend der Mehrdimensionalität des gesamten Meßgebiete konnte die durchgeführte 1-dimensionale Modellrechnung nur eine Zwischenstation zur 2-dimensionalen Modellierung sein. Sie diene im wesentlichen zur Überprüfung der prinzipiellen Abfolge der elektrischen Leitfähigkeit.

Selbst die im Anschluß hieran durchgeführte 2-dimensionale Modellierung für unterschiedliche Tiefenbereiche konnte den Daten aufgrund wechselnder 2D-Streichrichtungen sowie 3D-Strukturen nur in Teilbereichen gerecht werden.

Nichtsdestoweniger ist die gutleitfähige Struktur im westlichen Teil der Bohrlokation sowohl räumlich eingegrenzt (Station 24), als auch in ihrer Tiefenlage bestimmt worden. Zusätzlich wird ein weiterer guter Leiter in einer Tiefe von 1.75 - 2.5 km postuliert.

Die Existenz der gutleitfähigen Tiefenstruktur konnte für das gesamte 8 km lange NW-SE verlaufende Profil 1 nachgewiesen werden. Die Struktur zeigt einen schwachen Anstieg von Norden nach Süden.

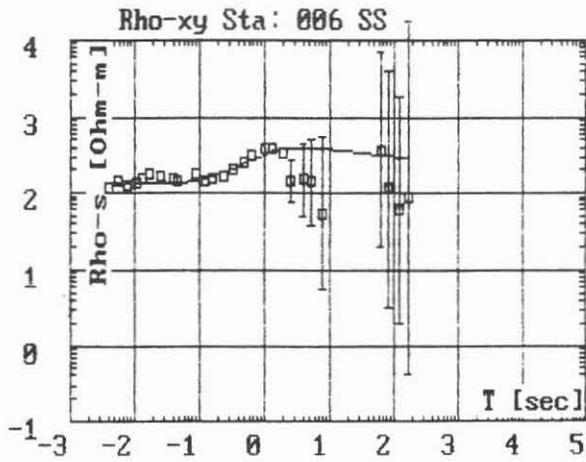
Für das NE-SW verlaufende Profil 2 kann der Nachweis der Existenz des guten Leiters nur bedingt an der Station 20 erbracht werden. Die Struktur erscheint hier horizontal gelagert.

Zusätzlich ins Programm genommen wurde die Dekomposition des Impedanztensors. Mit ihrer Hilfe wurde die Modellierung der räumlich eng begrenzten 3D-Struktur an der Station 24 gestützt. Für die Stationen 26 wurden zwei sich überlagernde 2D-Strukturen mit unterschiedlicher Streichrichtung nachgewiesen. Der Untergrund an der Station 21 erscheint über einen weiten Periodenbereich geoelektrisch dreidimensional.

Faßt man die vielfachen Anzeichen für die Grenzen der hier durchgeführten 2D-Modellierungen zusammen, so ist für alle untersuchten Profile eine weitergehende 3-dimensionale Auswertung zu empfehlen.

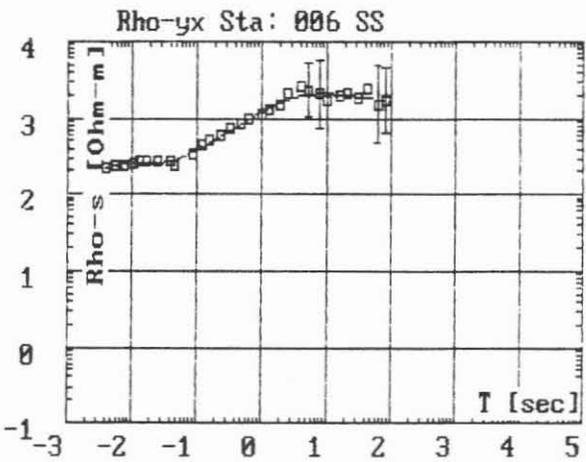
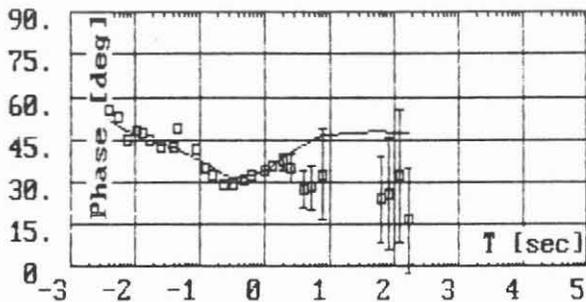
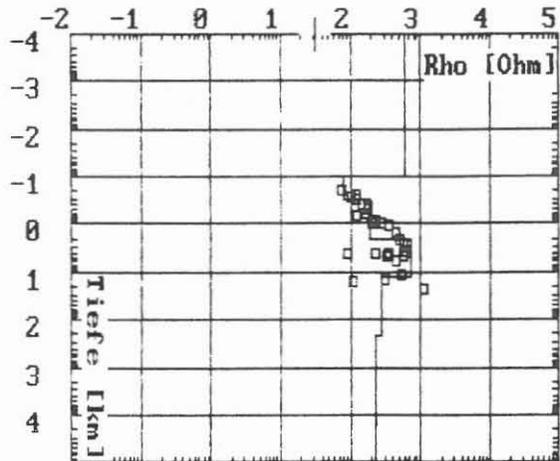
ANHANG

- A1 1D-Inversionsmodelle für den AMT-Bereich
- A2 1D-Inversionsmodelle für den MT-Bereich
- A3 Registrierzeiten und Gauß-Krüger-Koordinaten
der Meßstationen
- A4 Datenweitergabe und Datenformat
- A5 Literaturverzeichnis



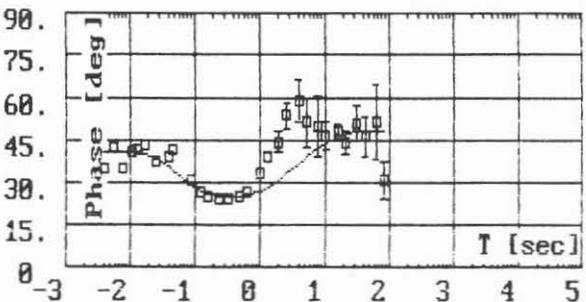
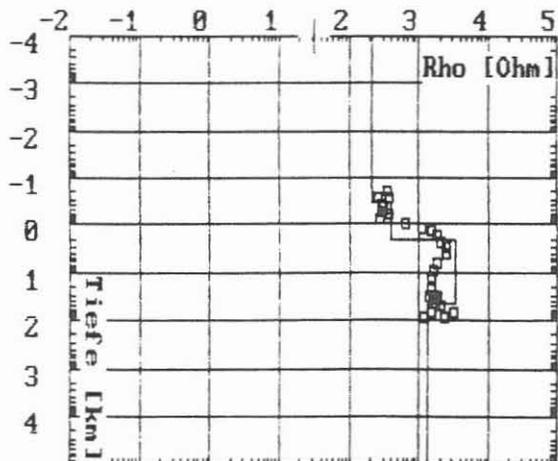
Amplitude und Phase MAP		
Rho	d(km)	t(km)
610.61	0.096	0.096
81.73	0.210	0.306
187.35	1.772	2.078
713.22	10.505	12.583
267.06	213.177	225.760
222.15		

Ea=138.77% Ep= 75.55% E=108.10%

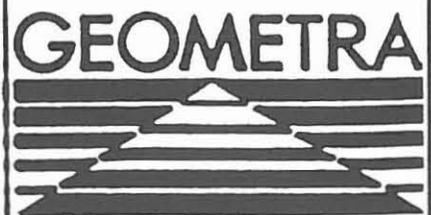


Amplitude und Phase MF		
Rho	d(km)	t(km)
220.15	0.332	0.332
393.00	1.745	2.076
3301.80	44.084	46.161
1334.47		

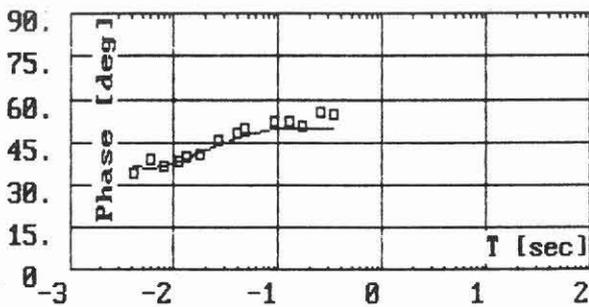
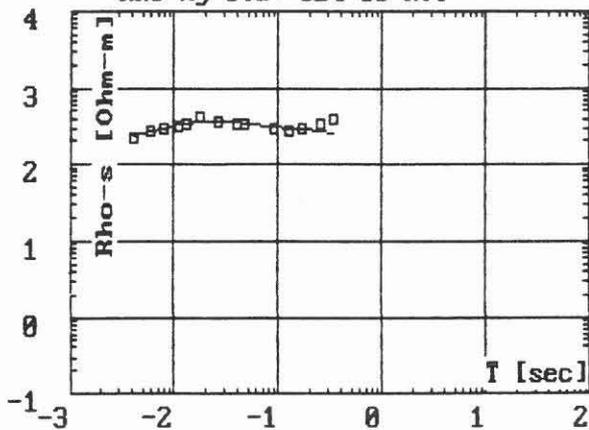
Ea= 13.84% Ep= 44.83% E= 31.98%



A1
1D-Inversionen der Station 06
für den AMT-Bereich



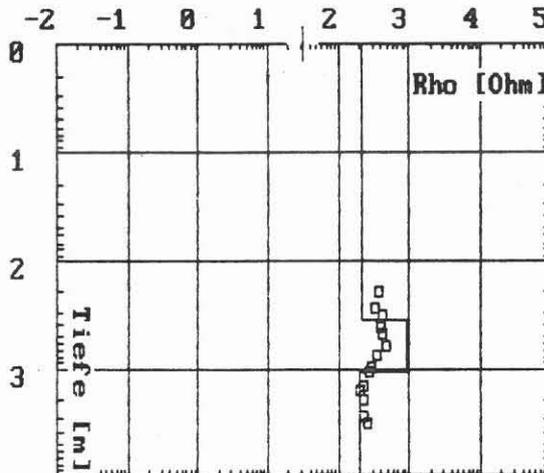
Rho-xy Sta: 024 SS ROT



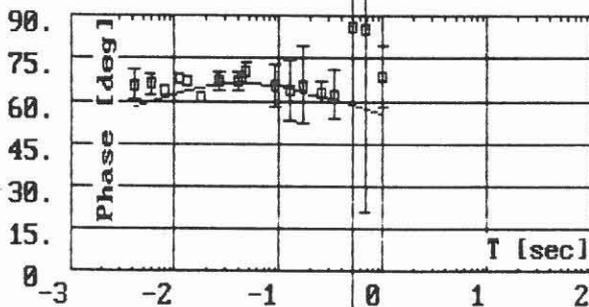
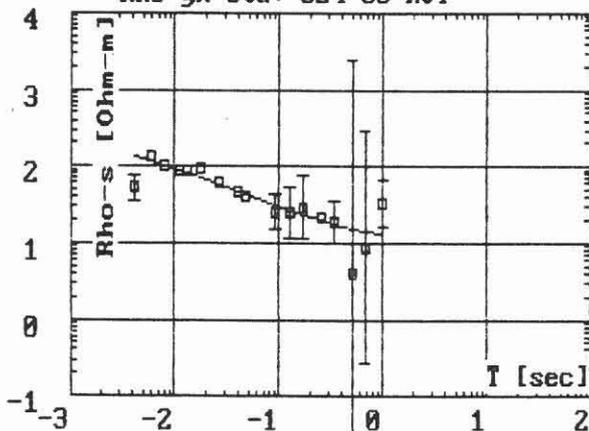
Amplitude und Phase MAP

Rho	d(m)	t(m)
217.25	353.756	353.756
913.05	738.429	1092.184
197.44		

Ea= 18.26% Ep= 14.21% E= 16.34%



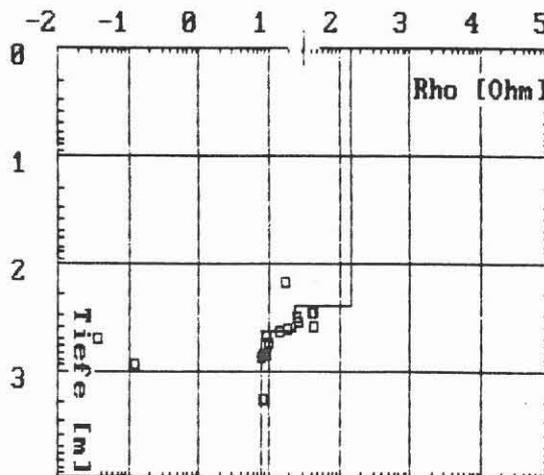
Rho-yx Sta: 024 SS ROT



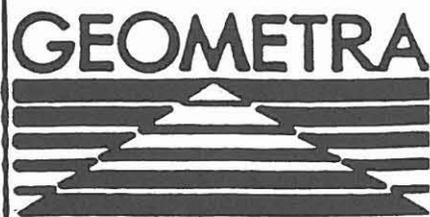
Amplitude und Phase MAP

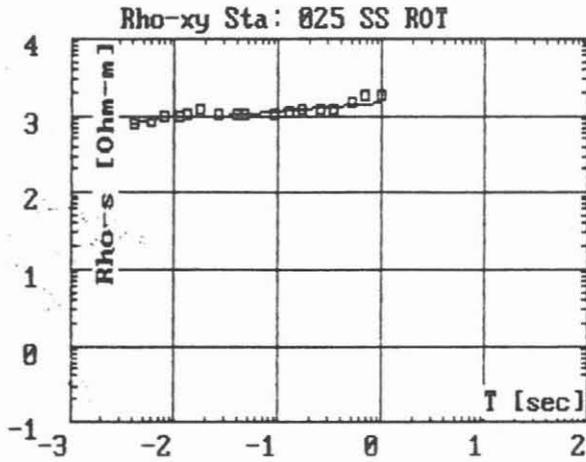
Rho	d(m)	t(m)
145.58	250.439	250.439
23.62	183.726	434.165
7.80		

Ea= 77.04% Ep= 65.10% E= 71.16%



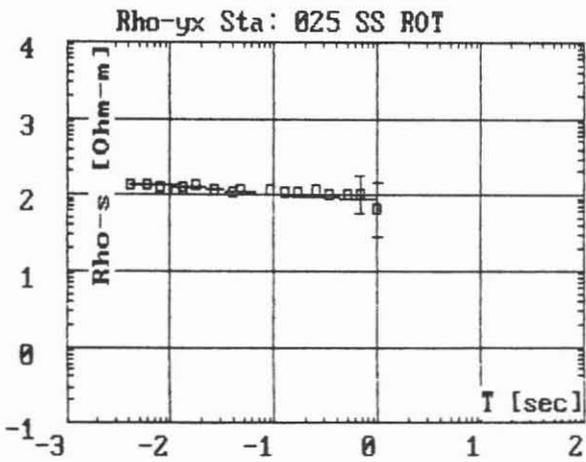
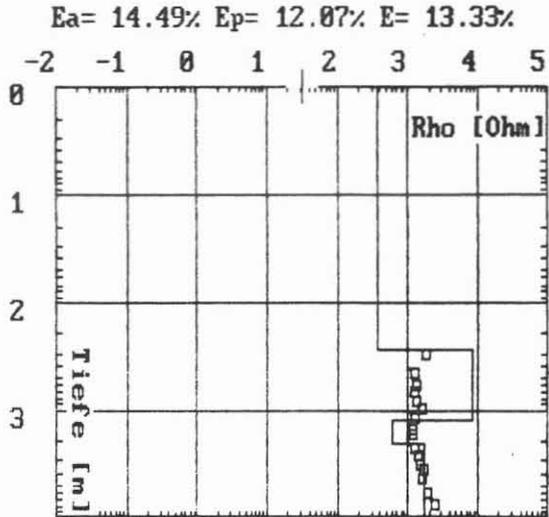
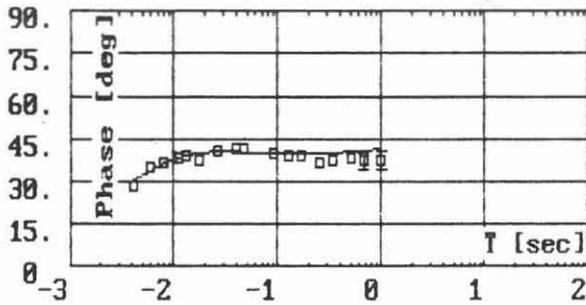
A1
1D-Inversionen der Station 24
für den AMT-Bereich





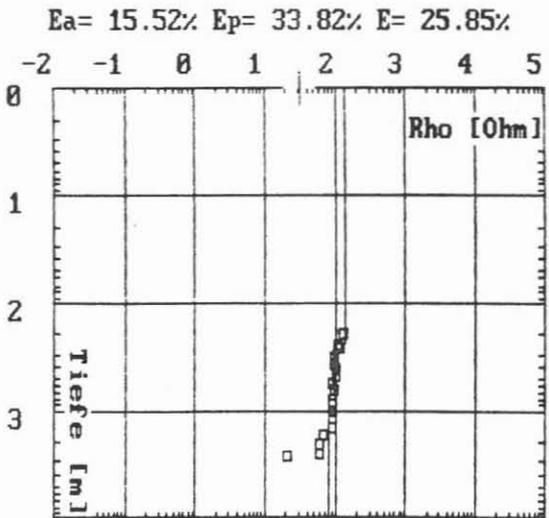
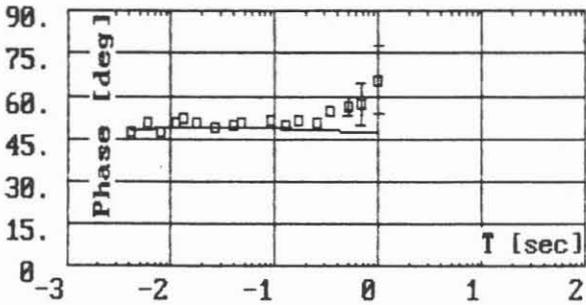
Amplitude und Phase MAP

Rho	d(m)	t(m)
378.89	276.252	276.252
8224.22	980.613	1256.865
591.47	833.242	2090.107
1742.26		

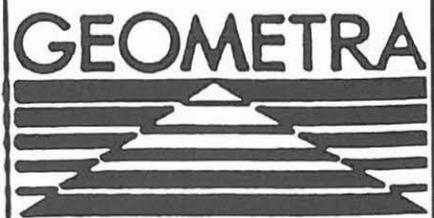


Amplitude und Phase MAP

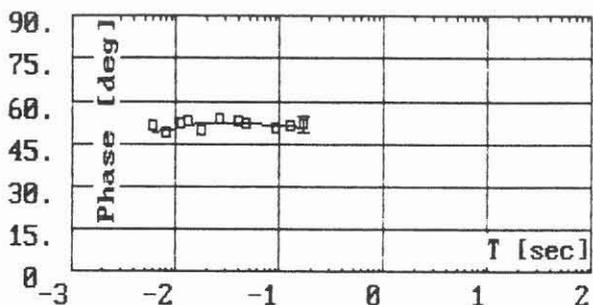
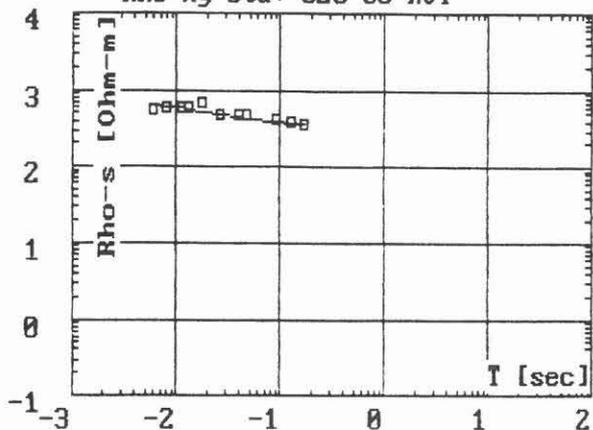
Rho	d(m)	t(m)
143.30	244.769	244.769
95.88	474.317	719.086
80.52		



A1
 1D-Inversionen der Station 25
 für den AMT-Bereich

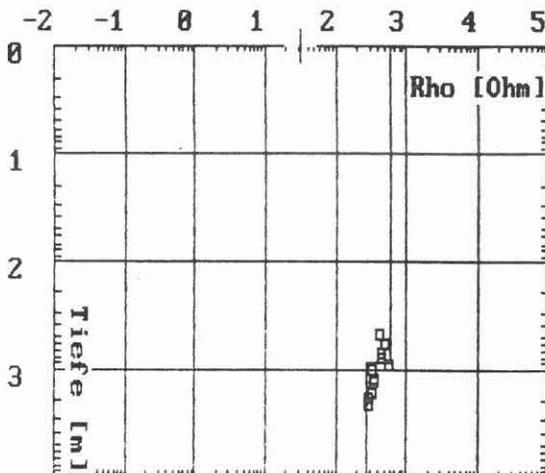


Rho-xy Sta: 028 SS ROT

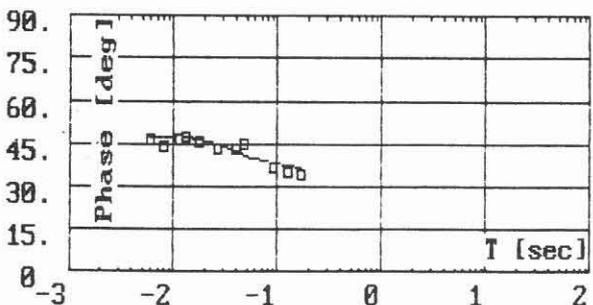
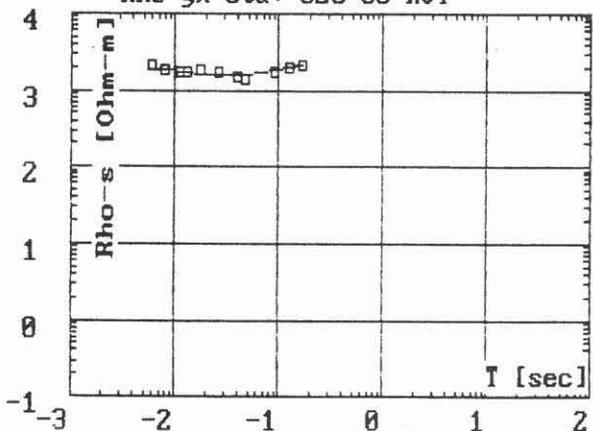


Amplitude und Phase MAP
 Rho d(m) t(m)
 604.70 863.636 863.636
 265.78

Ea= 13.10% Ep= 6.66% E= 10.33%

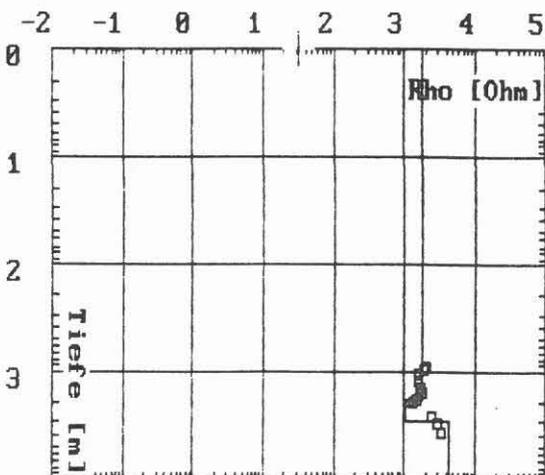


Rho-yx Sta: 028 SS ROT

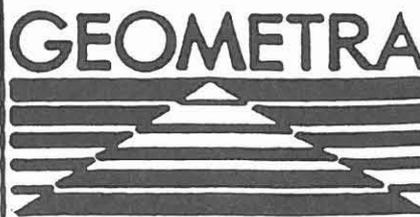


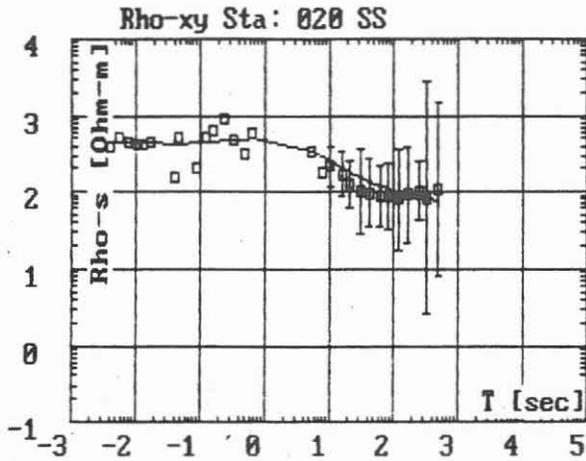
Amplitude und Phase MAP
 Rho d(m) t(m)
 1830.75 1837.013 1837.013
 1039.01 1126.250 2963.263
 4188.16

Ea= 12.00% Ep= 11.89% E= 11.94%



A1
 1D-Inversionen der Station 28
 für den AMT-Bereich

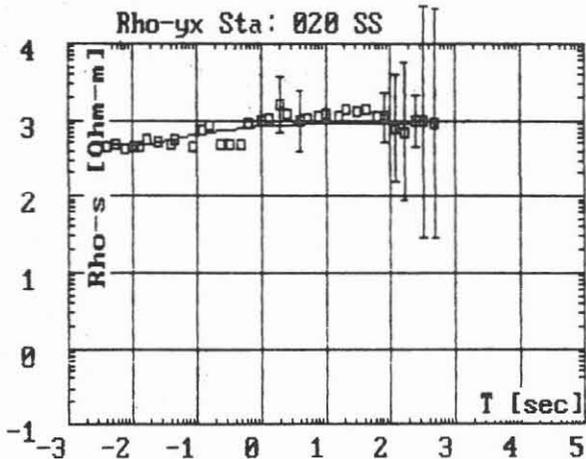
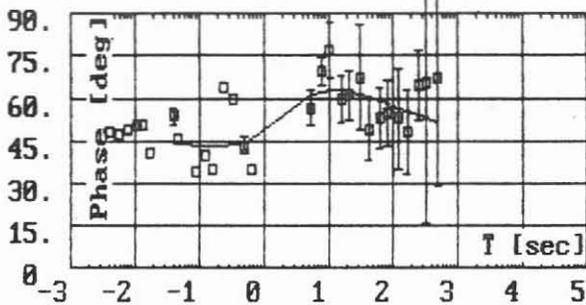
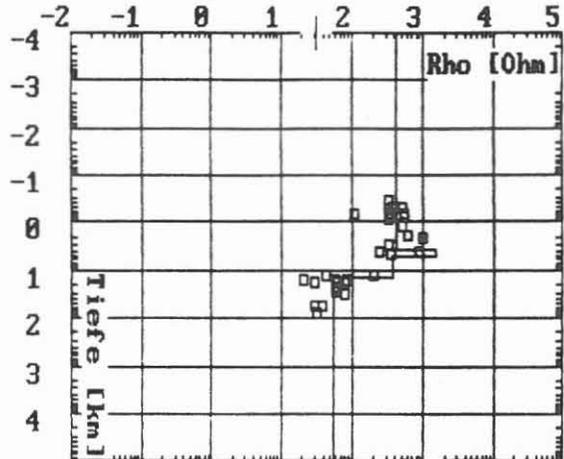




Amplitude und Phase MF

Rho	d(km)	t(km)
430.82	3.602	3.602
1547.42	1.413	5.015
361.99	9.108	14.123
56.59		

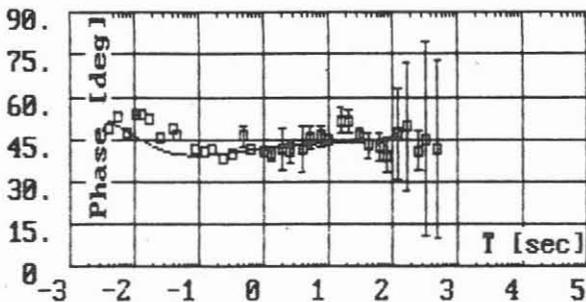
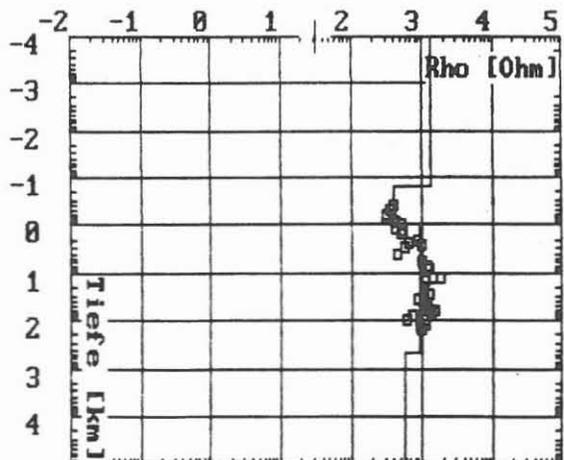
Ea= 49.10% Ep= 49.24% E= 49.17%



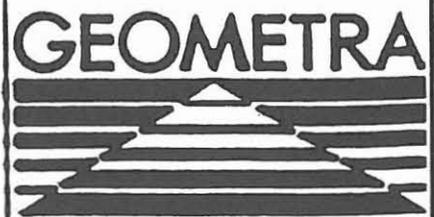
Amplitude und Phase MAP

Rho	d(km)	t(km)
1371.76	0.153	0.153
391.86	0.817	0.970
939.12	484.512	485.482
583.54		

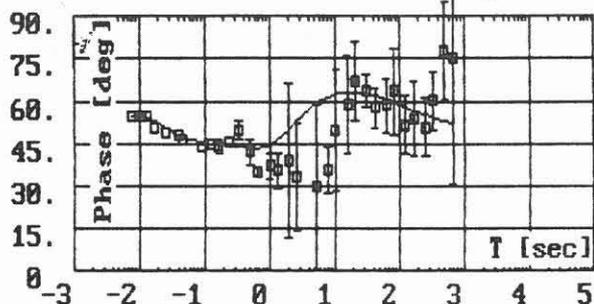
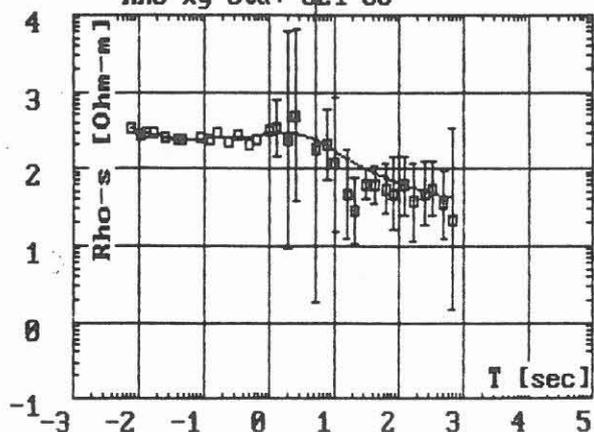
Ea= 32.87% Ep= 21.95% E= 27.77%



A2
1D-Inversionen der Station 20
für den AMT- und MT-Bereich

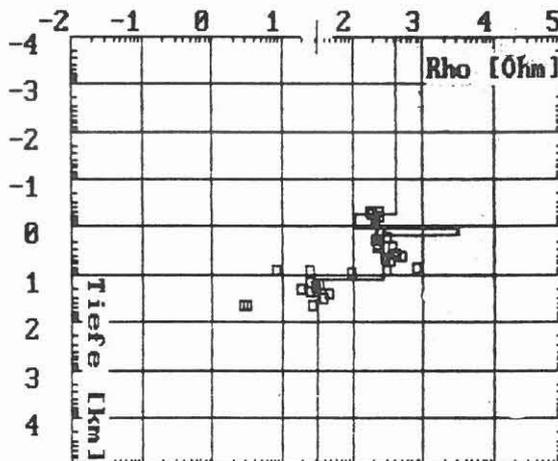


Rho-xy Sta: 021 SS

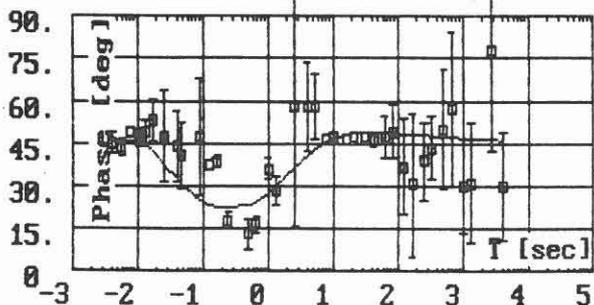
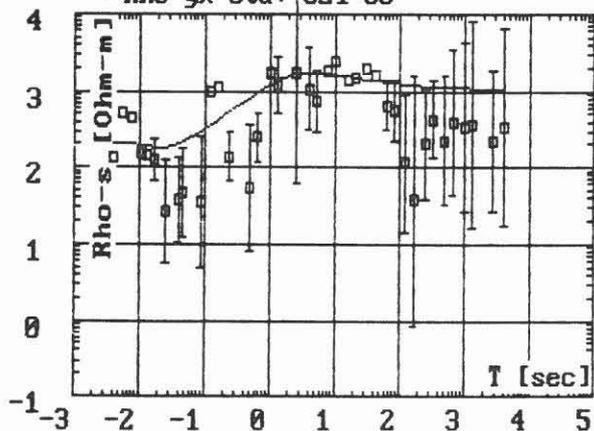


Amplitude und Phase MF		
Rho	d(km)	t(km)
411.47	0.559	0.559
111.72	0.486	1.044
3212.15	0.389	1.433
272.59	10.939	12.372
31.90		

Ea= 60.11% Ep= 66.93% E= 63.56%

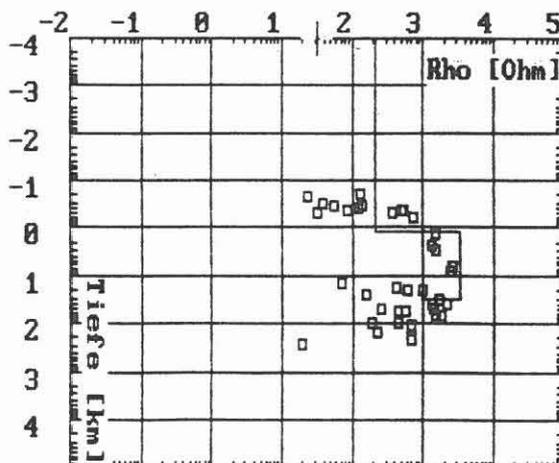


Rho-yx Sta: 021 SS

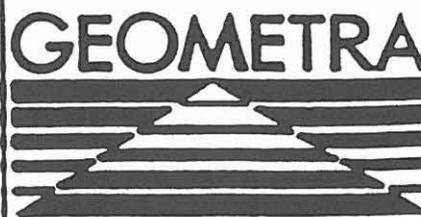


Amplitude und Phase MAP		
Rho	d(km)	t(km)
209.54	1.224	1.224
3300.30	30.717	31.941
1013.89		

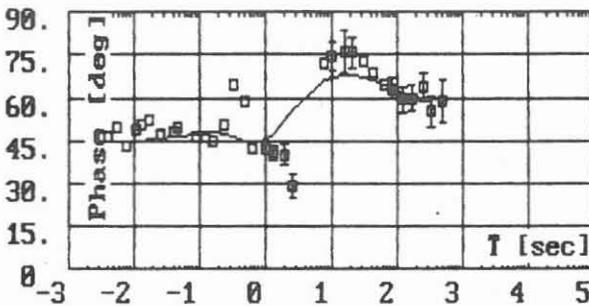
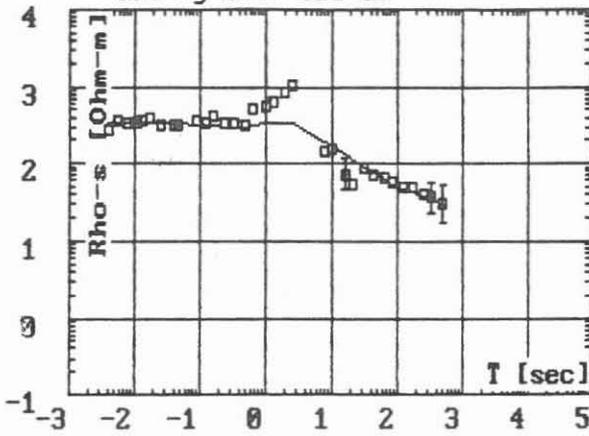
Ea=295.95% Ep= 65.51% E=181.86%



A2
1D-Inversionen der Station 21
für den AMT- und MT-Bereich

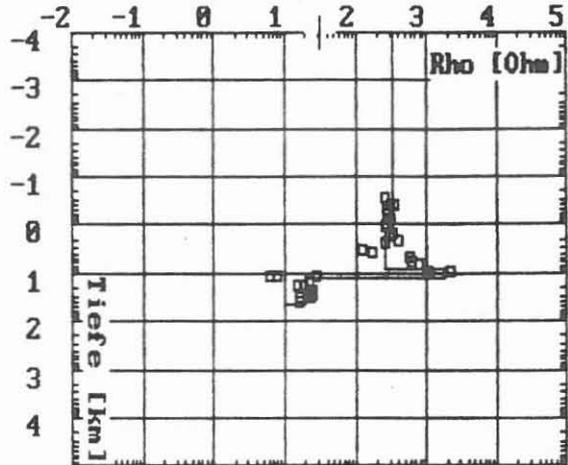


Rho-xy Sta: 026 SS

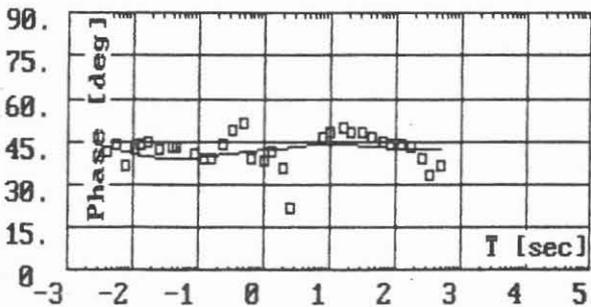
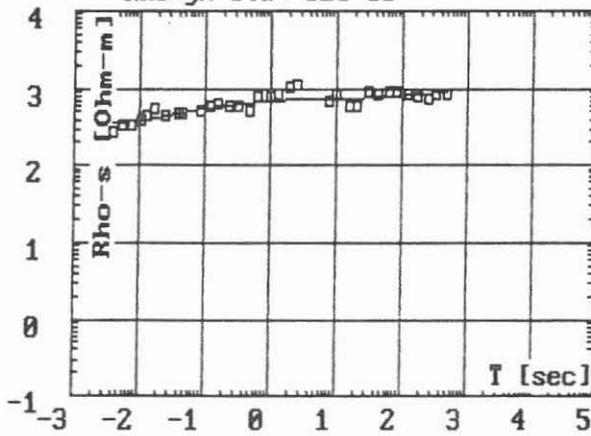


Amplitude und Phase MAP		
Rho	d(km)	t(km)
334.03	1.574	1.574
259.46	6.405	7.979
1796.14	4.518	12.497
19.28	33.349	45.846
10.34		

Ea= 52.95% Ep= 43.09% E= 48.15%

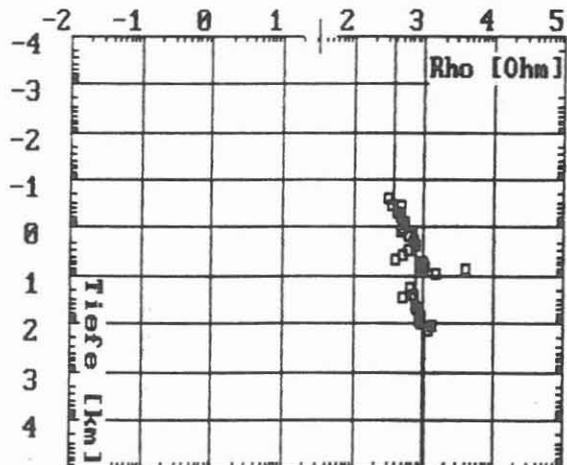


Rho-yx Sta: 026 SS



Amplitude und Phase MAP		
Rho	d(km)	t(km)
364.44	0.490	0.490
533.27	0.620	1.110
760.28	8.978	10.088
795.83	78.587	88.676
1045.48		

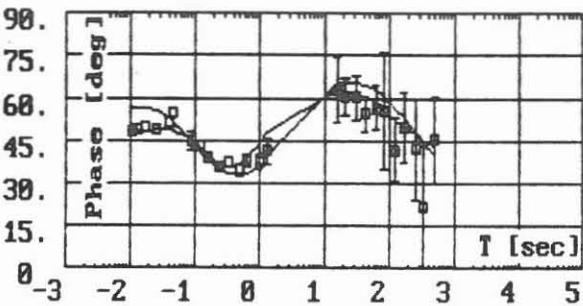
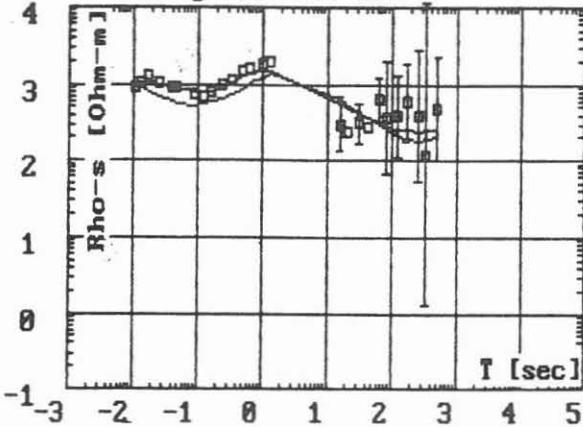
Ea= 21.71% Ep= 30.47% E= 26.34%



A2
1D-Inversionen der Station 26
für den AMT- und MT-Bereich

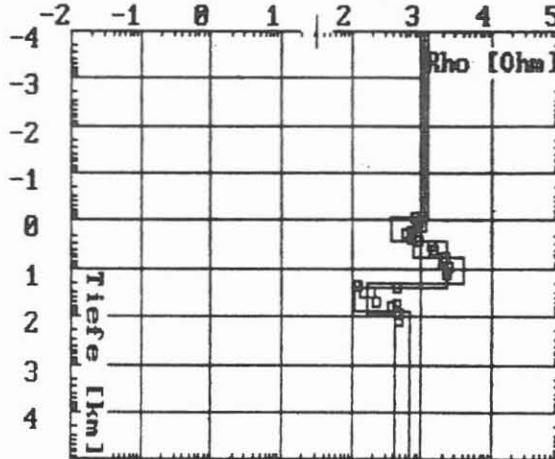


Rho-xy Sta: 027 SS

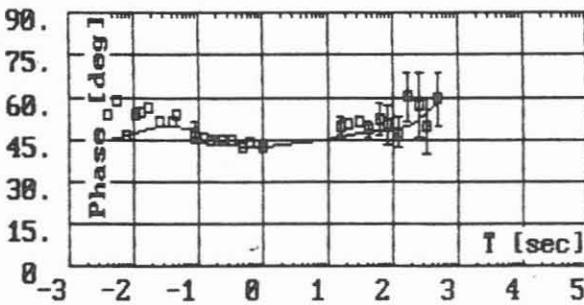
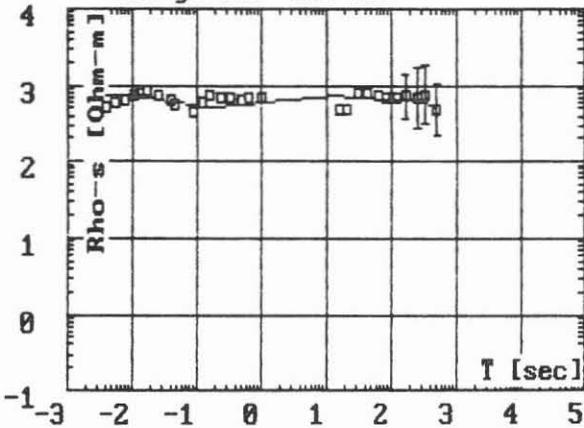


Amplitude und Phase MAP		
Rho	d(km)	t(km)
1117.58	0.886	0.886
778.19	4.596	5.483
4076.11	14.894	20.377
164.24	62.340	82.717
412.95		

Ea= 60.92% Ep= 33.76% E= 48.33%

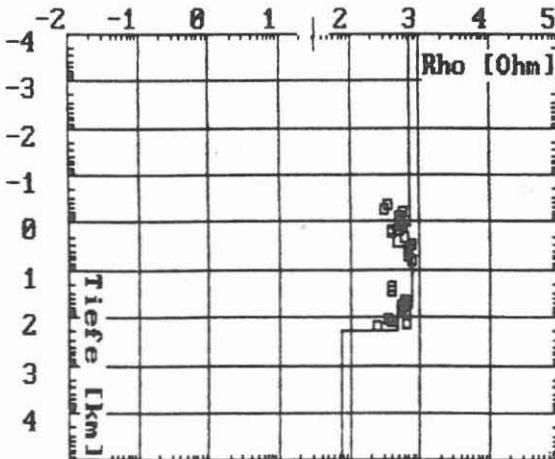


Rho-yx Sta: 027 SS



Amplitude und Phase IT		
Rho	d(km)	t(km)
706.31	1.264	1.264
407.21	2.222	3.486
750.68	43.138	46.624
460.53	155.659	202.284
73.51		

Ea= 27.84% Ep= 26.67% E= 27.26%



A2
1D-Inversionen der Station 27
für den AMT- und MT-Bereich

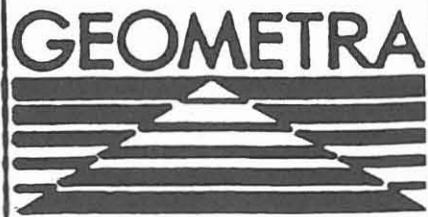


Tabelle 1

Registrierzeiten der Stationen (ohne Logistik)

Stat.No.	Benennung	ECRE-MT (4Hz-512sec.)	ECRE-AMT (20 sec-256Hz)
01	Referenz	19d (12.5-30.5)	27h als Ref.Station (12.5-30.5)
06	Pleisdorf	11.7h (13.5)	1h (14.5)
20	Bernstein	6d (22.5-30.5)	5h (22./23.5)
21	Tannenlohe	3d (24.5-27.5)	31/2h (24.5/25.5)
22	Bach	1d (14.5-15.5)	5h (13.-15.5)
23	Wildenreuth	11.7h (14.5)	2h (15.5)
24	Neuenreuth	1d (15.5-17.5)	51/2h (15.5-17.5)
25	Krummenaab	12.8h (15.5)	2h (16.5)
26	Schweißlohe	7d (17.5-24.5)	7h (17.5-24.5)
27	Boxdorf	4d (17.5-22.5)	5h (17.5-20.5)
28	Stockau	10.5h (16.5)	2h (17.5)

Tabelle 2

Gauß-Krüger-Koordinaten der Meßstationen

Stat.No.	Benennung	Hochwert	Rechtswert
01	Referenz	55 18 50	45 00 48
06	Pleisdorf	55 19 65	45 09 80
20	Bernstein	55 22 58	45 12 10
21	Tannenlohe	55 23 00	45 13 63
22	Bach	55 18 90	45 07 63
23	Wildenreuth	55 18 68	45 05 50
24	Neuenreuth	55 20 10	45 04 95
25	Krummenaab	55 21 18	45 05 93
26	Schweißlohe	55 24 23	45 05 45
27	Boxdorf	55 25 90	45 04 45
28	Stockau	55 23 10	45 05 93

A 4

Datenweitergabe und Format

Die von Geräteeinflüssen korrigierten und gemittelten Spektren sind auf 5,25" oder 3,5" Disketten in ASCII gespeichert. Die Spektren können auch nach Anforderung auf einem Magnetband (Format nach Vereinbarung) in ASCII gespeichert werden. Sie stehen Interessenten zur Verfügung und können über die Projektleitung KTB angefordert werden.

Filebezeichnung, Filestruktur und Formatierung sind im Folgenden beschrieben:

Filebezeichnung:

MT + AMT ?? .mtx, ?? = Stationsnummer (z.B. 06, 20)

AMT ?? .amx, ?? = Stationsnummer

Filestruktur

Der Aufbau eines Datenfiles ist in Abb. 7.1 gezeigt.

Formatierung

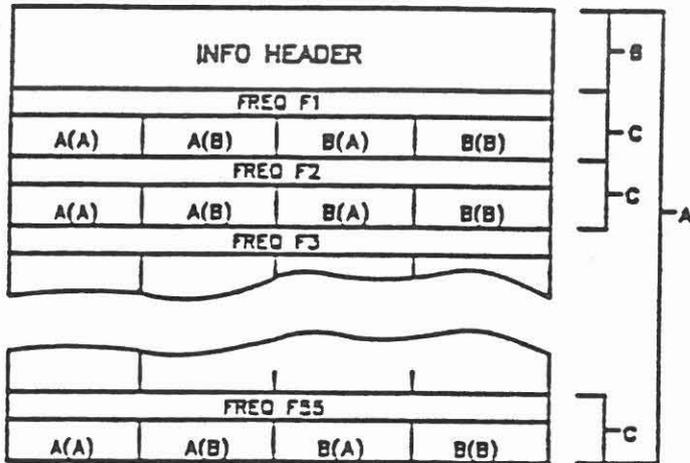
Info-Header :

- * Datum der Messung. (12 Character)
- * 4 zweistellige GEOMETRA-interne Kennungen.
(I2 FORTRAN Format)
- * 2 Leerstellen.
- * Name der Stationsmessung. (14 Character)

Frequenz-Block :

- * besteht aus 24 Zeilen.
- * ist in 4 gleichgroße Stations-Kombinations-Blöcke aufgeteilt.
- * + Single Site A(A) Wanderstation (Wanderstation)
- * + Referenz A(B) Wanderstation (Normalstation)
- * + Referenz B(A) Normalstation (Wanderstation)
- * + Single Site B(B) Normalstation (Normalstation)

Grobe Struktur der MT-Schnittstelle



Struktur Stations-Kombinations-Block (SCB)

FREQ	CODE		MUE
Hx Hx °	Hx Hy °	Hy Hy °	Hx Hx °
Hx Hy °	Hx Hz °	Ex Hx °	Ex Hy °
Ex Ex °	Ey Hx °	Ey Hy °	Ex Ey °
Ey Ey °			

Abb. 7.1: Übersicht des Datenfile-Aufbaues

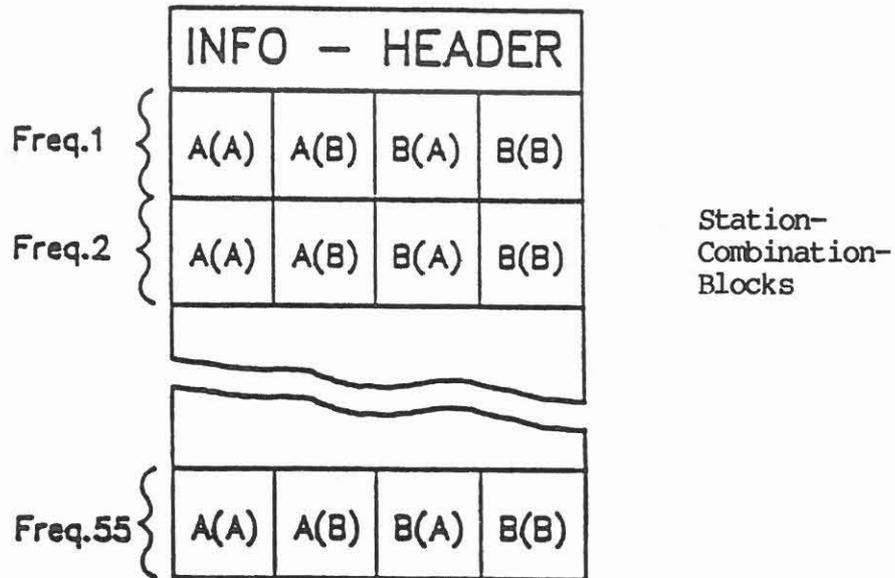


Stations-Kombinations-Block:

- * 1. Zeile
 - + Frequenz (f14.8)
 - + 5 Leerzeichen
 - + Stations-Komb.-Code
(11, 12, 21, 22) (I2)
 - + 5 Leerzeichen
 - + Anzahl der Freiheitsgrade (I6)

- * 2. Zeile
 - + 26 Werte mit Real- und
Imaginärteil der Spektren
(e12.6)

3.2 SMOOTHED SPECTRA interface



INFO-HEADER:

(12A1, 4I2, 2x, 6A1, 2A1, 6A1) Date, IP1, IP2, IP3,
IP4, NAME1, STC, NAME2

Description:

DATE : YYMMDDHHMMSS
IP(1) - IP(4) : identification parameter
NAME1 : name station 1
STC : station - combination
SS : single site
LR : local reference
RR : remote reference
NAME2 : name reference station

STATION = COMBINATION = BLOCK

(a) MT:

(F14.8, 5X, I2, 5X, I6) FREQ, STACO, NUE
(26E 12.6) SPEC(1) - SPEC(13)

Description:

FREQ : frequency

STACO : station - combination - code

11 : single site A
12 : A with reference B
21 : B with reference A
22 : single site B

NUE : number of degrees of freedom

SPEC(1) - SPEC(13) : complex spectra

4 - component - MT:

Hx Hx, Hx Hy, Hy Hy
0 0 0
Ex Hx, Ex Hy, Ex Ex
Ey Hx, Ey Hy, Ex Ey
Ey Ey

normal MT:

Hx Hx, Hx Hy, Hy Hy
Hz Hx, Hz Hy, Hz Hz
Ex Hx, Ex Hy, Ex Ex
Ey Hx, Ey Hy, Ex Ey
Ey Ey

(b) REMOTE REFERENCE

(F14.8, 5X, I2, 5X, I6) FREQ, STACO, NUE
(34E 16.6) SPEC(1) - SPEC(17)

description:

FREQ, STACO, NUE : see MT

SPEC(1) - SPEC(17) : complex spectra

Hx Hxr, Hx Hyr, Hy Hyr
Hz Hxr, Hz Hyr, Hz Hz
Ex Hxr, Ex Hyr, Ex Ex
Ey Hxr, Ey Hyr, Ex Ey
Ey Ey, Hxr Hxr, Hxr Hyr
Hyr Hyr, Hy Hxr

(c) GDS:

(F14.8, 5X, I2, 5X, I6) FREQ, STACO, NUE
(34E 12.6) SPEC(1) - SPEC(17)

description:

FREQ, STACO, NUE : see MT

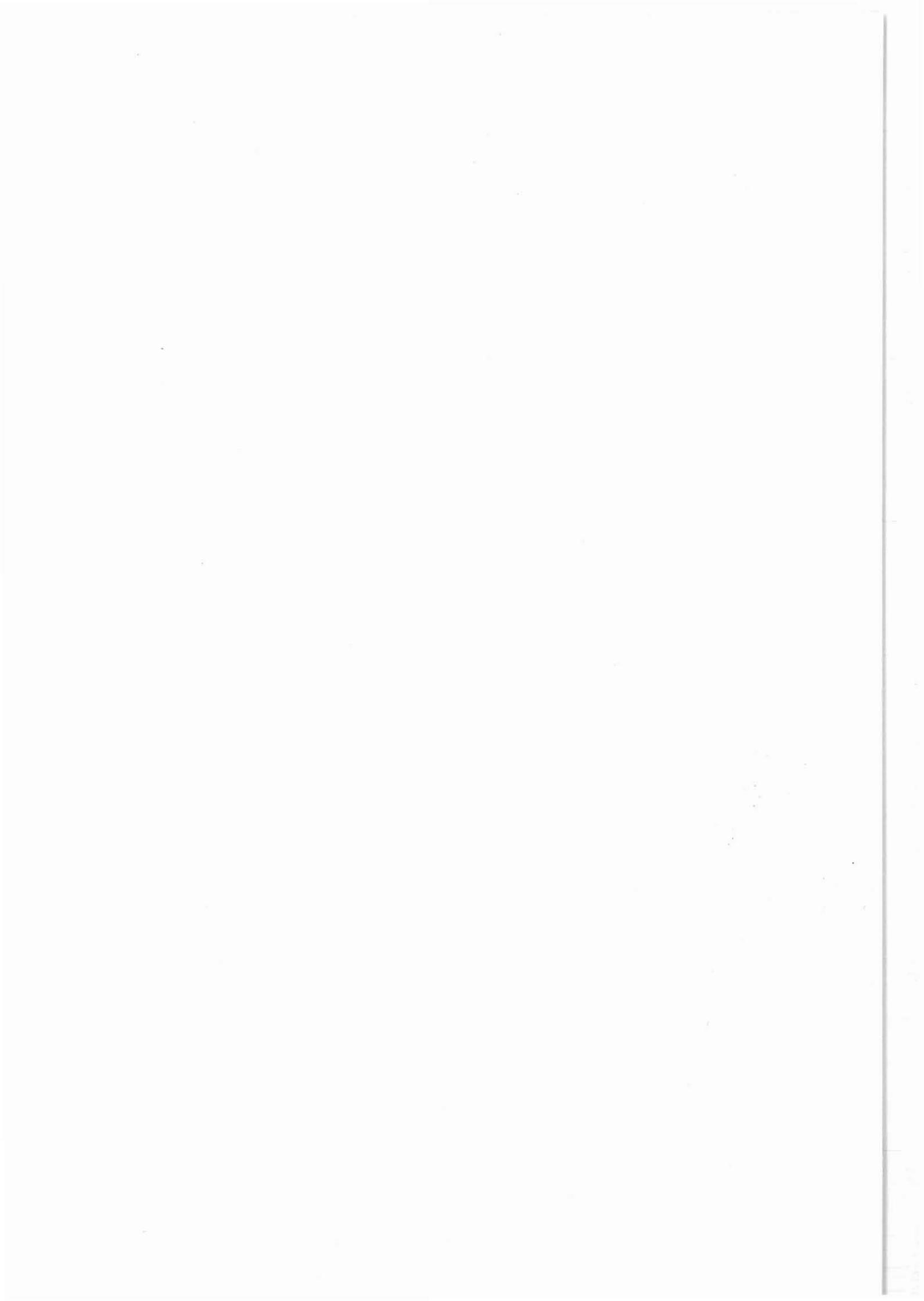
SPEC(1) - SPEC(17) : complex spectra

Hxl Hxr, Hxl Hyr, Hy Hyr
(Hz1-Hz2)*Hxr, (Hz1-Hz2)*Hyr, (Hz1-Hz2)*(Hz1-Hz2)
(Hxl-Hx2)*Hxr, (Hxl-Hx2)*Hyr, (Hxl-Hx2)*(Hxl-Hx2)
(Hyl-Hy2)*Hyr, (Hyl-Hy2)*Hyr, (Hyl-Hy2)*(Hyl-Hy2)
(Hyl-Hy2)*(Hyl-Hy2), Hxr Hxr, Hxr Hyr,
Hyr Hyr, Hy Hxr

A5 Literaturverzeichnis

- Bahr, K., 1989 Zwischenbericht zum Forschungsvorhaben
HA 1210/7 "Zerlegung und Eichung des
Widerstandstensors der Magnetotellurik
für bisher unzulänglich interpretier-
bare Daten". Johann Wolfgang Universität
Frankfurt
- Jensen, U. , Karmann. R. und Scharberth, J., 1988
Elektromagnetische Tiefensondierung KTB,
KTB Report 88-3 "Ergebnisse geowissen-
schaftlicher Umfelduntersuchungen",
herausgegeben von der Projektleitung
Kontinentales Tiefbohrprogramm der
Bundesrepublik Deutschland im Nieder-
sächsischen Landesamt für Bodenforschung,
Herausgeber Dr. K. Bram
- Martinez, M., 1989 Grundlagen neuerer Inversionsmethoden
und ihre Anwendung auf die 1D-Inversion
in der Magnetotellurik, Dissertation Freie
Univesität Berlin
1989
- Schmucker, U. und Wiens
Vergleichende erdelektrische Beobachtungen
in der Umgebung von Göttingen für Sg und
Bays,
Protokoll über das Kolloquium "Elektro-
magnetische Tiefenforschung" Berlin-
Lichtenrade P. 291 - 306, Herausgeber
Prof. Dr. V. Haak und. Prof. Dr.
J. Homilius

Die Dekomposition des magnetotellurischen
Impedanzensors von Stationen im Umfeld
der KTB Lokation



**DIE DEKOMPOSITION DES MAGNETOTELLURISCHEN IMPEDANZTENSORS VON
STATIONEN IM UMFELD DER KTB LOKATION**

K. Bahr

1. Zusammenfassung

Dieser Zwischenbericht behandelt theoretische Konzepte zur "Zerlegung" des magnetotellurischen Impedanztensors sowie ihre praktische Anwendung auf Daten von Meßpunkten in der Umgebung der Kontinentalen Tiefbohrung. Die bisher veröffentlichten Methoden werden im Zusammenhang dargestellt. Von diesen theoretischen Konzepten ausgehend werden dann die in der Praxis auftretenden Verzerrungstypen der magnetotellurischen Impedanz in sieben Klassen eingeteilt, die eine zunehmende Komplexität der Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit widerspiegeln. Nach Anwendung der Dekomposition auf fünf Stationen, alle auf oder in der Nähe der KTB Kernfläche gelegen, ist in der magnetotellurischen Impedanz genau jene großräumige ost-west streichende Induktionsanomalie unter der Oberpfalz erkennbar, die bisher nur aus den Induktionspfeilen erschlossen wurde.

**Anschrift des Autors: Institut für Meteorologie und Geophysik,
Johann Wolfgang Goethe-Universität, Feldbergstr. 47,
6000 Frankfurt 1**

2. Einführung

Die Begriffe "Dekomposition" und "Zerlegung" bezeichnen Methoden der Auswertung der magnetotellurischen Tensor-Impedanz, mit denen alle vier Tensorelemente erklärt werden.

Die während der letzten 10 Jahre veröffentlichten Konzepte können in zwei Gruppen eingeteilt werden: In der ersten werden mit "Physikalischen Modellen" gewisse Annahmen über die Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit gemacht und die Parameter eines verallgemeinerten Modells aus dem Impedanztensor abgeleitet. Als besonders nützlich erwiesen sich hier diejenigen Methoden, die von einer Überlagerung groß- und kleinräumiger Leitfähigkeitskontraste ausgehen. Die Konzepte der zweiten Gruppe seien als "Mathematische Modelle" bezeichnet, die in dem Impedanztensor eine beliebige komplexe Matrix sehen, deren Invarianten ausgewertet werden. Bei einer Zusammenschau aller Methoden wurde deutlich, daß die komplizierteren der physikalischen Modelle für eine große Gruppe von Verzerrungstypen eine korrekte Bestimmung der wichtigsten Modellparameter liefern können. In bestimmten Spezialfällen führt auch die Zerlegung des Impedanztensors nach einem "mathematischen Modell" auf korrekte Modellparameter.

Das stärkste Argument für unsere Bevorzugung des Konzeptes der verallgemeinerten physikalischen Modelle ist, daß dieses Konzept neben den Richtungsänderungen erdelektrischer Felder, die der Anlaß für diesen wie auch für frühere Versuche der Impedanztensorzerlegung gewesen sind, auch eine Skalierung der magnetotellurischen Impedanz um einen - zunächst recht willkürlichen Faktor - zuläßt. Diese Skalierung ist unter dem Begriff "static shift" lange bekannt und sowohl experimentell gemessen als auch mit Modellrechnungen erklärt worden; ein Beispiel wird auch in diesem Bericht gegeben. Unter dem Begriff der "Verzerrung" muß deshalb eine Kombination von Richtungsabweichungen und Skalierungen verstanden werden.

In diesem Bericht wird eine der möglichen Entzerrungsmethoden auf Daten aus der Oberpfalz angewendet. Dieser Anwendung ist eine Einführung in die Theorie der magnetotellurischen Ver- und Entzerrung vorangestellt. Methodische Verbesserungen auf diesem Gebiet werden an anderer Stelle (Bahr, 1990) veröffentlicht.

3. Die Beziehungen zwischen den verschiedenen Verfahren zur Entzerrung des Impedanztensors

3.1. Verfahren zur Darstellung des vollständigen Impedanztensors

In der Magnetotellurik wird angenommen, daß das elektrische Horizontalfeld E und das magnetische Horizontalfeld B über den komplexen Impedanztensor Z verbunden sind:

$$\underline{E} = \underline{Z} \underline{B}, \quad \underline{Z} = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

In den konventionellen Auswertung werden nur die Nebendiagonalelemente Z_{xy} , Z_{yx} durch ein- oder zweidimensionale Modelle interpretiert; die Hauptdiagonalelemente Z_{xx} , Z_{yy} finden allenfalls in einer qualitativen Größe ("skew"), welche nicht in die Modellierung eingeht, Berücksichtigung.

In diesem Abschnitt seien zunächst zwei Verfahren vorgestellt, die alle Elemente des komplexen Impedanztensors bei der Berechnung von interpretierbaren Meßgrößen berücksichtigen.

3.1.1. Tellurische Vektoren (SCHMUCKER und WIENS, 1980)

\hat{x} , \hat{y} seinen Einheitsvektoren in Nord-, bzw. Ostrichtung. Die Spalten des Impedanztensors werden durch komplexe "tellurische Vektoren"

$$\underline{e}_x = Z_{xx}\hat{x} + Z_{yx}\hat{y}, \quad \underline{e}_y = Z_{xy}\hat{x} + Z_{yy}\hat{y} \quad (3.2)$$

dargestellt. Die anschauliche Bedeutung ist: \underline{e}_x ist das von einem in Nord-Süd Richtung linear polarisierten magnetischen Horizontalfeld B_x induzierte elektrische Feld, welches nur im Spezialfall $Z_{xx} = 0$ (zweidimensionale Struktur) linear in Ost-West Richtung polarisiert sein wird. Entsprechend wird \underline{e}_y von B_y

induziert. Graphisch werden sowohl \underline{e}_x wie \underline{e}_y durch je zwei Vektoren dargestellt, von denen der "Realvektor" das mit dem induzierenden Magnetfeld in Phase schwingende elektrische Feld, der "Imaginärvektor" das um 90° phasenverschobene bezeichnet.

Unter Umständen ist es sinnvoll, bei der Interpretation des Impedanztensors anstelle der Phasen von Z_{xy} und Z_{yx} die wie folgt definierten Phasen der tellurischen Vektoren auszuwerten:

$$\begin{aligned}\tan(\phi_{\underline{e}_x}) &= ((\text{Im } Z_{xx})^2 + (\text{Im } Z_{yx})^2) / ((\text{Re } Z_{xx})^2 + (\text{Re } Z_{yx})^2)^{1/2} \\ \tan(\phi_{\underline{e}_y}) &= ((\text{Im } Z_{xy})^2 + (\text{Im } Z_{yy})^2) / ((\text{Re } Z_{xy})^2 + (\text{Re } Z_{yy})^2)^{1/2}\end{aligned}\quad (3.3)$$

Es sei aber darauf hingewiesen, daß diese Größen nicht rotationsinvariant sind, und daß ihre Berechnung nur im Rahmen einer Modellvorstellung und in einem bestimmten Koordinatensystem erfolgen sollte (s. 3.2.2.)

3.1.2. Tellurische Ellipsen (SCHMUCKER, 1984)

Das von einem z.B. in Nord-Südrichtung linear polarisiertem Magnetfeld B_x induzierte Feld ist im allgemeinen (3D) Fall elliptisch polarisiert. Für den Winkel β_1 der Auslenkung der großen Halbachse der Ellipse gegenüber der Ost-West Richtung gilt

$$\text{tg}(2\beta_1) = \text{Re}(Z_{xx} Z_{yx}^*) / (|Z_{xx}|^2 + |Z_{yx}|^2) \quad (3.4)$$

und die Elliptizität $\text{tg } \ell = b/a$ wird mit

$$\text{tg}(2\ell) = \text{Im}(Z_{xx} Z_{yx}^*) / (|Z_{xx}|^2 + |Z_{yx}|^2) \quad (3.5)$$

bestimmt. In ähnlicher Weise wie bei den tellurischen Vektoren wird jeweils eine Spalte des Impedanztensors durch eine Ellipse dargestellt.

3.2. Physikalische Modelle

In diesem Abschnitt werden Methoden vorgestellt, mit denen der Impedanztensor an ein bestimmtes Modell der elektrischen Leitfähigkeit angepaßt werden soll. Dabei werden aus dem Tensor die Parameter des jeweils zugrunde gelegten Modells, bei einigen Methoden auch ein Anpassungsfehler für Abweichungen des tatsächlichen Datensatzes vom idealisierten Modell bestimmt. Die beiden frühesten Modelle stammen von CAGNIARD(1953), der einen geschichteten Halbraum annahm, und SWIFT(1967), der von einer zweidimensionalen Leitfähigkeitsanomalie in der Umgebung des Meßortes ausging. SWIFT benutzte bereits einen Anpassungsfehler ("skew"). Hier sollen nur die jüngeren, "dreidimensionalen" Modelle besprochen werden. Der Schwerpunkt liegt auf den recht engen Zusammenhängen zwischen den einzelnen Methoden.

3.2.1. Lokale 3D Anomalien über einem geschichteten Halbraum (LARSEN, 1977)

Das Modell besteht aus einem geschichtetem Halbraum, der von einer dünnen Schicht mit variabler integrierter Leitfähigkeit bedeckt ist. Der Impedanztensor hat die Form

$$\underline{\underline{Z}} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & Z_n \\ -Z_n & 0 \end{pmatrix}. \quad (3.6)$$

Z_n ist die Impedanz des geschichteten Halbraumes, die a_{ij} sind reelle "Verzerrungskoeffizienten". Die Zerlegung eines gemessenen Impedanztensors soll also 6 Parameter liefern: Es sind dies die 4 Verzerrungskoeffizienten sowie Amplitude und Phase von Z_n . Das Modell ist aber nur sinnvoll, wenn alle Elemente des gemessenen Tensors die gleiche Phase haben. Ein solcher Tensor wird 5 Freiheitsgrade haben: Die Beträge seiner 4 Elemente sowie die allen gemeinsame Phase. Hieran wird deutlich, das jede Tensorzerlegung nur relative Verzerrungen (die Verhältnisse der a_{ij}

untereinander) liefern kann, während der Absolutbetrag von Z_n nur bis auf einen bestimmten Faktor bestimmt wird, für den sich in der englischen Literatur die Bezeichnung "static shift" eingebürgert hat.

LARSENS eigene Formulierung der Impedanztensorzerlegung

$$\underline{Z} = (1/(1-\mu \tau Z_n)) Z_n/D \begin{pmatrix} A+C & B-1 \\ B+1 & A-C \end{pmatrix} \quad (3.7)$$

enthält diesen Faktor sogar explizit: Die 4 Verzerrungsfaktoren sind hier mit A, B, C, D bezeichnet, wovon D nicht bestimmt werden kann. Diese Formulierung wird hier nur aufgenommen, weil sie in der deutschen Literatur häufig zitiert wird. Im folgenden werden die Verzerrungskoeffizienten einheitlich mit a_{ij} bezeichnet. Die beiden Formulierungen können ineinander überführt werden:

$$\begin{aligned} A/D' &= (a_{21} - a_{12})/2, & B/D' &= (a_{11} - a_{22})/2, \\ C/D' &= -(a_{12} + a_{21})/2 & \text{mit } D' &= D (1 - \mu \tau Z_n) \end{aligned} \quad (3.8)$$

Die entscheidende Einschränkung ist, daß die regionale Leitfähigkeitsverteilung nur tiefenabhängig sein darf, laterale Kontraste sind nur in der dünnen Deckschicht vorhanden. Dies bedingt die Forderung, daß ein gemessener Impedanztensor nur eine (die regionale) Phase enthalten darf, damit das Modell Anwendung finden kann. LARSEN (1977) hat langperiodische Daten mit Eindringtiefen über 100 km untersucht, bei denen die o.g. Forderung in guter Näherung erfüllt war. Da aber sein Modell auch auf Datensätze mit geringeren Eindringtiefen angewendet wurde, ist die Frage nach einem Anpassungsfehler sinnvoll: Gesucht ist ein Maß für die "Einphasigkeit" des Impedanztensors. Dafür wird folgender Weg vorgeschlagen:

Zunächst werden die Impedanztensorelemente in die modifizierten Impedanzen

$$S_1 = Z_{xx} + Z_{yy}, S_2 = Z_{xy} + Z_{yx}, D_1 = Z_{xx} - Z_{yy}, D_2 = Z_{xy} - Z_{yx} \quad (3.9)$$

überführt. Phasenunterschiede zwischen zwei beliebigen komplexen Zahlen können durch den Kommutator

$$[X, Y] = \text{Im}(Y X^*) = \text{Re}X \text{Im}Y - \text{Re}Y \text{Im}X \quad (3.10)$$

gemessen werden. Ein rotationsinvariantes Maß für Phasenunterschiede im Impedanztensor ist

$$\Gamma = ([S_1, D_2] / (S_1 D_2))^{1/2} \quad (3.11)$$

Es sei aber darauf hingewiesen, daß dieses Maß nur für dreidimensionale Impedanztensoren sinnvoll ist: Für ein- oder zweidimensionale Fälle, in denen SWIFTs (1967) Schiefe

$$\chi = S_1 / D_2 \quad (3.12)$$

klein ist, wird die Berechnung von Γ instabil.

3.2.2. Lokale 3D Anomalien über einer regionalen 2D Struktur (BAHR, 1985, 1988)

Das Modell besteht aus einer dünnen Schicht variabler integrierter Leitfähigkeit über einer regionalen zweidimensionalen Leitfähigkeitsanomalie von beliebiger Ausdehnung und Tiefenerstreckung. Es wird im folgenden als Superpositionsmodell bezeichnet. In dem durch die Streichrichtung der regionalen Anomalie gegebenen Koordinatensystem x', y' hat der Impedanztensor die allgemeine Form

$$\underline{\underline{Z}} = \begin{pmatrix} a_{11} & a_{12} \\ a_{21} & a_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & Z_{xy} \\ -Z_{yx} & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -a_{12}Z_{xy} & a_{11}Z_{yx} \\ -a_{22}Z_{xy} & a_{21}Z_{yx} \end{pmatrix},$$

oder $\underline{\underline{Z}} = \underline{\underline{A}} \underline{\underline{Z}}_2$ (3.13)

Es treten also zwei regionale Impedanzen Z_{xy} , Z_{yx} (abgekürzt für $Z_{x'y'}$, $Z_{y'x'}$) auf, die die Phasen der beiden Spalten des Impedanztensors bestimmen. Innerhalb jeder Spalte tritt aber nur eine Phase auf. Im Konzept der "tellurischen Vektoren" (3.1.1) bedeutet dies, daß der Real- und Imaginärvektor von \underline{e}_x genau parallel sind, und ebenso der Real- und der Imaginärvektor von \underline{e}_y . Im Konzept der "tellurischen Ellipsen" bedeutet es, daß die Richtung der etwa die linke Spalte des Tensors beschreibenden Ellipse mit Gl. 3.4 zu

$$\text{tg}(2\beta_1) = 2 a_{12} a_{22} / (a_{12}^2 + a_{22}^2)$$

oder $\text{tg } \beta_1 = a_{12}/a_{22}$ (3.14)

wird, dies ist gerade der Winkel, um den der tellurische Vektor \underline{e}_x von der West-Ostrichtung abweicht. Gleichzeitig verschwindet die Elliptizität nach Gl 3.5

$$\text{tg}(2 \ell) = 0. \quad (3.15)$$

In einem beliebigen Koordinatensystem x,y wird anstelle des durch Gl. 3.13 beschriebenen Impedanztensors der rotierte Tensor

$$\underline{\underline{Z}} = \underline{\underline{T}}_\alpha^T \underline{\underline{A}} \underline{\underline{Z}}_2 \underline{\underline{T}}_\alpha \quad (3.16)$$

gefunden. Seine Elemente sind Linearkombinationen von Z_{xy} und Z_{yx} . $\underline{\underline{T}}_\alpha, \underline{\underline{T}}_\alpha^T$ sind Rotationstensoren, die die beiden Koordinatensysteme um einen bestimmten Drehwinkel α in einander überführen. Dieser Winkel kann aus der Bedingung der Gleichphasigkeit in jeder Spalte (z.B. $\text{Im}(Z_{xx}/Z_{yx})=0$) gefunden werden und ergibt sich zu

$$\tan(2\alpha) = ([S_1, S_2] - [D_1, D_2]) / ([S_1, D_1] + [S_2, D_2]) \quad (3.17)$$

mit den Bezeichnungen aus 3.2.1.. Ein Anpassungsfehler, der besagt, inwieweit das Modell einer regional zweidimensionalen zulässig ist, wird mit

$$\eta = ([D_1, S_2] - [S_1, D_2])^{1/2} / D_2 \quad (3.18)$$

gefunden. Formal ergibt er sich aus der Forderung, daß im neuen Koordinatensystem die Bedingung der "Gleichphasigkeit" in beiden Spalten des Impedanztensors gleichzeitig erfüllt sein muß. Die Frage, ob das hier benutzte Modell eine zulässige Interpretation eines gemessenen Impedanztensors darstellt, wird im Allgemeinen auf folgende Weise beantwortet werden: Zunächst wird der Anpassungsfehler η mit SWIFTs Skew $\chi = S_1/D_2$ für ein einfacheres (LF nur 2D) Modell verglichen, falls $\eta < \chi$ ist, kann durch Vergleich von η mit einem Datenfehlermaß getestet werden, ob nicht ein noch komplizierteres Modell (regionale LF ebenfalls 3D) benutzt werden muß.

In ähnlicher Weise wie bei LARSENS Modell können auch für dieses Modell die Parameter der Dekomposition gezählt werden: 4 reelle Verzerrungskoeffizienten, Betrag und Phase zweier regionaler Impedanzen (4), die Streichrichtung der regionalen Anomalie (1) und der Anpassungsfehler η als Maß für die Dreidimensionalität der regionalen Struktur nach Abdeckung der Verzerrungsmatrix (1). 10 Modellparametern stehen 4 komplexe Eingabegrößen gegenüber, so daß jetzt zwei Parameter unbestimmt bleiben. Man sieht leicht, daß dies die Absolutbeträge der regionalen Impedanzen sind. Anschaulich werden bei der Zerlegung die Auslenkwinkel (engl. "skew angles") β_1, β_2 der beiden tellurischen Vektoren mit

$$\tan(\beta_1) = a_{12}/a_{22}, \quad \tan(\beta_2) = a_{21}/a_{11} \quad (3.19)$$

gefunden, die ein Maß für die Dreidimensionalität der lokalen (Deckschicht-) Struktur sind: Sie geben an, wie stark das induzierte elektrische Feld von seiner dem 2D-Fall entsprechenden Normalrichtung (senkrecht zum anregenden Magnetfeld) abweicht. Während die durch die skew angles definierten Verhältnisse zwischen Verzerrungskoeffizienten der Zerlegung zugänglich sind,

sind ihre Absolutbeträge wiederum, wie bei LARSENSs Modell, untrennbar mit den Beträgen der regionalen Impedanzen verbunden, gemessen werden nur die verstärkten regionalen Impedanzen

$$\begin{aligned} Z_{xy} &= (a_{12}^2 + a_{22}^2)^{1/2} z_{xy} = D' z_{xy} \\ Z_{yx} &= (a_{11}^2 + a_{21}^2)^{1/2} z_{yx} = D'' z_{yx} \end{aligned} \quad (3.20)$$

D' und D'' sind also zwei unbekannte statische Verschiebungen, die genau LARSENSs Parameter D entsprechen (s.3.2.1.).

Im Gegensatz zu den Beträgen kommen die Phasen der beiden regionalen Impedanzen unverzerrt heraus; im Idealfall $\eta = 0$ kann in dem durch α gegebenen Koordinatensystem etwa die Phase von Z_{xy} aus jedem der Elemente der linken Spalte des durch Gl. 3.13 beschriebenen Tensors bestimmt werden. Datenfehler oder Abweichungen vom Idealfall machen häufig eine Glättung erforderlich, dann können die im Abschnitt 3.1.1. eingeführten "Phasen der tellurischen Vektoren" benutzt werden.

3.2.3. Lokale 3D Anomalien über einer regionalen 2D Struktur: Stabilisierung durch Ausgleichsrechnung (GROOM, 1988)

GROOMs idealisiertes Modell ist mit dem in Abschnitt 3.2.2. identisch, insbesondere wird der Impedanztensor ebenfalls in einem geeigneten Koordinatensystem in einen reellen Verzerrungstensor sowie einen anti-diagonalisierten, die regionale 2D-Anomalie beschreibenden Impedanztensor zerlegt. Neu ist, daß der Verzerrungstensor selbst noch einmal einer Dekomposition unterworfen wird:

$$\underline{Z} = \underline{T} \underline{\alpha}^T \underline{A} \underline{Z}_2 \underline{T} = g \underline{T} \underline{\alpha}^T \begin{pmatrix} -(1-s) & (e-t) Z_{xy} & (1+s) & (1-te) Z_{yx} \\ -(1-s) & (1+te) Z_{xy} & (1+s) & (e+t) Z_{yx} \end{pmatrix} \underline{T} \underline{\alpha} \quad (3.21)$$

Diese Beschreibung der Verzerrung durch die Parameter g, s, t und e entspricht einer Zerlegung des Verzerrungstensors \underline{A} in einen Gesamtverstärkungsfaktor g und drei reelle Tensoren, die durch

Addition der Einheitsmatrix mit Spin-Matrizen entstehen:

$$\underline{\underline{A}} = g \underline{\underline{W}} \underline{\underline{E}} \underline{\underline{S}} \quad \text{mit} \quad (3.22)$$

$$\underline{\underline{W}} = \begin{pmatrix} 1 & -t \\ t & 1 \end{pmatrix} \quad \underline{\underline{E}} = \begin{pmatrix} 1 & e \\ e & 1 \end{pmatrix} \quad \underline{\underline{S}} = \begin{pmatrix} 1+s & 0 \\ 0 & 1-s \end{pmatrix}$$

(Methodische Anmerkung: GROOMs Notation von Gl.3.22, $\underline{\underline{C}} = g \underline{\underline{T}} \underline{\underline{S}} \underline{\underline{A}}$ konnte hier nicht übernommen werden.)

Der Zusammenhang zwischen den Verzerrungskoeffizienten g, s, t, e und denjenigen der im Abschnitt 3.2.2. beschriebenen Zerlegung ist folgender:

- 1) Die Parameter t und e ("twist" und "shear") definieren wieder zwei Winkel

$$\beta_t = \text{arc tg}(t) \quad \text{und} \quad \beta_e = \text{arc tg}(e), \quad (3.23)$$

deren Summe und Differenz gerade die "skew angles" sind:

$$\beta_e + \beta_t = \beta_2 = \overset{\text{arc}}{\text{tg}}(a_{21}/a_{11}), \quad \beta_e - \beta_t = \beta_1 = \overset{\text{arc}}{\text{tg}}(a_{21}/a_{22}) \quad (3.24)$$

- 2) Die Verstärkungen der beiden regionalen Impedanzen sind

$$\begin{aligned} g(1+s) &= D' = (a_{12} + a_{22})^{1/2}, \\ g(1-s) &= D'' = (a_{11} + a_{21})^{1/2} \end{aligned} \quad (3.25)$$

GROOM (1988, Gl. 6.39) konnte auch nachweisen, das der Zusammenhang zwischen den Parametern seiner Dekomposition und den Eingangsgrößen, den aus dem gemessenen Tensor abgeleiteten modifizierten Impedanzen (Gl. 3.9), sich durch ein einfaches nicht-lineares Gleichungssystem darstellen läßt:

$$\begin{aligned} S_1 &= t \widetilde{S}_2 + e \widetilde{D}_2 \\ D_2 &= \widetilde{S}_2 - et \widetilde{D}_2 \\ S_2 &= (\widetilde{D}_2 - et \widetilde{S}_2) \cos(2\alpha) - (t \widetilde{D}_2 + e \widetilde{S}_2) \sin(2\alpha) \\ D_1 &= (t \widetilde{D}_2 + e \widetilde{S}_2) \cos(2\alpha) - (\widetilde{D}_2 - et \widetilde{S}_2) \sin(2\alpha) \\ \text{mit } \widetilde{S}_2 &= g(1+s) Z_{xy} - g(1-s) Z_{yx} \\ \text{und } \widetilde{D}_2 &= g(1+s) Z_{xy} + g(1-s) Z_{yx} \end{aligned} \quad (3.26)$$

Die Parameter von GROOMs Dekomposition sind: 4 reelle Verzerrungskoeffizienten, von denen 2, g und s , aus den im Abschnitt 3.2.2. geschilderten Gründen prinzipiell unzugänglich sind; Betrag und Phase der beiden regionalen Impedanzen Z_{xy} und Z_{yx} , sowie die Streichrichtung α der regionalen Anomalie. Da auf die Berechnung eines Anpassungsfehlers zunächst verzichtet wird, stellt sich nun die Aufgabe, aus den 4 komplexen Eingangsgrößen 7 reelle Parameter (9 - 2, da anstelle von Z_{xy} und Z_{yx} nur die skalierten regionalen Impedanzen S_2 und D_2 gefunden werden können) abzuleiten. Dieses Problem ist leicht überbestimmt und kann durch Ausgleichsrechnung (Pseudoinversion von Gl. 3.26) gelöst werden.

Der Unterschied zwischen den beiden Dekompositionsmethoden ist also dieser: Während bei der Methode der "tellurischen Vektoren" zunächst ein passendes Koordinatensystem gefunden wird und danach in diesem Koordinatensystem die übrigen Parameter bestimmt werden, liefert die Ausgleichsrechnung in GROOMs Methode alle Parameter gleichzeitig, und ein Anpassungsfehler ϵ (GROOM, 1988, Gl.6.54) wird nachträglich durch Vergleich der gemessenen Impedanzen mit denjenigen, die sich aus den Dekompositionsparametern nach Gl. 3.26 berechnen lassen, bestimmt. Dieses Verfahren führt in einigen Fällen zu einer Stabilisierung der Lösung, aber der sich ergebene Anpassungsfehler hat nicht genau die Bedeutung des durch Gl. 3.18 definierten Anpassungsfehlers η im Sinne einer regionalen Schiefe der Impedanz: In ϵ werden ein Maß für Abweichungen der regionalen Leitfähigkeit vom 2D-Fall und ein Maß für Datenfehler gemischt. Der Anpassungsfehler η bietet dagegen die Möglichkeit, vor Anwendung der Dekomposition zu testen, ob dies für einen gegebenen Datensatz sinnvoll ist.

3.2.4. Lokale 2D Struktur über regionaler 2D Struktur (ZHANG et al, 1987)

Das Modell von ZHANG et al (1987) kann als Spezialfall des in

den beiden letzten Abschnitten besprochenen Superpositionsmodells aufgefaßt werden, indem die Anomalie in der Deckschicht als rein zweidimensional (mit einer vom regionalen Streichen abweichenden Richtung) aufgefaßt wird. Der Verzerrungstensor hat dann die Form

$$\underline{A} = \underline{I} + \underline{T} \gamma \begin{pmatrix} a_{xx} & 0 \\ 0 & a_{yy} \end{pmatrix} \underline{T}^T \gamma \quad 3.27$$

wobei γ die Abweichung der lokalen Streichrichtung von derjenigen der regionalen 2D Anomalie bezeichnen soll. Dieser Verzerrungstensor hat nur drei freie Parameter anstelle von 4. Wenn darüberhinaus, wie in GROOMs Methode, die regionale Schiefe kein eigenständiger Dekompositionsparameter sein soll, wird die Zahl der zu bestimmenden Parameter von 10 auf 8 reduziert.

3.2.5. Die assoziierten und konjugierten Richtungen (COUNIL et al, 1985)

Diese Methode setzt weder ein physikalisches Modell im strengen Sinne voraus, noch kann sie als rein mathematische Analyse des Impedanztensors verstanden werden.

COUNIL et al (1985) bestimmen zunächst die Beträge zweier sogenannter "electric sheet impedances" und die diesen Impedanzen zugeordneten Richtungen minimalen und maximalen Stromes. Dann werden die Beträge zweier sog. "magnetic sheet impedances"

$$\begin{aligned} Z_{M1} &= (Z_{xx}^2 + Z_{yx}^2)^{1/2} \\ Z_{M2} &= (Z_{xy}^2 + Z_{yy}^2)^{1/2} \end{aligned} \quad (3.28)$$

und die diesen Impedanzen zugeordneten Richtungen minimaler und maximaler Induktion

$$\operatorname{tg}(2 \varphi) = \frac{2 \operatorname{Re}(Z_{xx}Z_{xy}^* + Z_{yx}Z_{yy}^*)}{(|Z_{xx}|^2 - |Z_{xy}|^2 + |Z_{yx}|^2 - |Z_{yy}|^2)} \quad (3.29)$$

bestimmt. Im Fall der in Abschnitt 3.2.2. beschriebenen regionalen 2D-Anomalie sind mit (3.28) gerade die Beträge der skalierten regionalen Impedanzen (3.20) gefunden, wenn der Impedanztensor bereits in der Streichrichtung dieser Anomalie betrachtet wird. Zwischen der durch (3.29) definierten Richtung und dem Konzept der Superposition besteht aber kein Zusammenhang.

Es sei noch erwähnt, daß auch COUNIL et al (1985, S. 118) einen Anpassungsfehler einführen, indem sie den Unterschied zwischen der Richtung maximalen Stromes und der Richtung maximaler Induktion als Maß für die Dreidimensionalität der Leitfähigkeitsverteilung interpretieren.

3.3. Mathematische Modelle

In diesem Abschnitt werden Methoden vorgestellt, die überhaupt keine physikalischen Annahmen über den Impedanztensor machen, sondern ihn als komplexen 2×2 Tensor behandeln, dessen mathematische Eigenschaften (Eigenwerte, Spur, Determinante, etc) untersucht und danach als physikalische Parameter behandelt werden. Ich bin allerdings mit ZHANG (pers. Mitteilung, 1987) und GROOM (pers. Mitteilung, 1988) einig, daß solche Verfahren nur in Ausnahmefällen sinnvoll angewendet werden können. Sie werden deshalb im folgenden unter diesem Gesichtspunkt behandelt: Welche Ergebnisse liefern diese Verfahren, wenn die Leitfähigkeitsverteilung exakt oder näherungsweise diejenige des kompliziertesten physikalischen Modells ist?

3.3.1. Eigenwertzerlegung des Impedanztensors (EGGERS, 1982)

EGGERS bestimmt mit den Eigenwerten des Impedanztensors zwei komplexe "prinzipielle" Impedanzen

$$\begin{aligned}\lambda_{1,2} &= (z_{xy} - z_{yx})/2 \pm (1/4 (z_{xy} + z_{yx})^2 - z_{xx} z_{yy})^{1/2} \\ &= D_2/2 \pm (D_2^2/4 - \det(\underline{Z}))^{1/2}.\end{aligned}\quad (3.30)$$

($\det(\underline{Z})$ ist die Determinante des Impedanztensors). Diese Eigenwerte sind rotationsinvariant, sie erlauben also auch für eine beliebige 3D-Verzerrung die Ableitung von zwei Phasen ohne Annahmen über irgendeine Streichrichtung. Aber was bedeuten zwei Phasen im Fall einer 3D Verzerrung? Wenn die tatsächliche Leitfähigkeitsverteilung dem Superpositionsmodell (3.2.1.) entspricht, ergeben sich die prinzipiellen Impedanzen zu

$$\begin{aligned}\lambda^*_{1,2} &= 1/2(a_{11}z_{yx} - a_{22}z_{xy}) \\ &\pm 1/2((a_{11}z_{xy} + a_{22}z_{yx})^2 - 4 a_{12}a_{21}z_{xy}z_{yx})^{1/2}\end{aligned}\quad (3.31)$$

Im Fall einer rein zweidimensionalen Leitfähigkeitsanomalie ($a_{11} = 0, a_{21} = 0$) bilden EGGERS prinzipielle Impedanzen also die regionalen Impedanzen richtig ab:

$$\lambda_1 = a_{11} z_{xy} , \lambda_2 = a_{22} z_{yx} \quad (3.32)$$

Dies gilt auch dann noch, wenn einer der beiden skew angles verschwindet oder beide klein sind und deshalb

$$a_{12} a_{21} = 0 \quad (3.33)$$

ist. Es gibt also eine ganze Klasse von Verzerrungstypen, für die EGGERS prinzipielle Impedanzen denjenigen der konventionellen 2D- Auswertung überlegen sind, insbesondere werden bei nicht zu starker Verzerrung die regionalen Phasen richtig gefunden. Bei starker Verzerrung,

$$a_{12}a_{21} / a_{11}a_{22} > 0.2 \quad (3.34)$$

werden mit dieser Methode aber nicht mehr die Phasen der beiden Impedanzen einer regionalen 2D Anomalie gefunden.

3.3.2. Singular value decomposition (LaTORRACA et al, 1986, CEVALLOS, 1986)

LaTORRACA et al und CEVALLOS haben als erste vorgeschlagen, anstelle der komplexen Eigenwerte von \underline{z} selbst die reellen Eigenwerte eines hermiteschen Tensors auszuwerten, der durch Multiplikation des Impedanztensors \underline{z} mit seiner komplex konjugiert transponierten \underline{z}^T entsteht. Die Eigenwerte r_1, r_2 werden mit

$$\det(\underline{z}^T \underline{z}) = r_1^2 r_2^2, \text{ spur}(\underline{z}^T \underline{z}) = r_1^2 + r_2^2 \quad (3.35)$$

gefunden (LaTORRACA et al, 1986, S. 1821). Die r_j können als Skalierungswerte einer Abbildung, mit der je ein komplexer "magnetischer" Vektor h_j auf einen komplexen "elektrischen" Vektor e_j abgebildet wird, aufgefaßt werden: $\underline{z} h_j = r_j e_j$. h_1, h_2 und e_1, e_2 bilden je ein Paar orthogonaler, komplexer Vektoren. Explizit ausgeschrieben lautet diese modifizierte "Singular value

decomposition" (SVD)

$$\underline{Z} = \underline{U}_E \underline{R} \underline{U}_H^T, \quad (3.36)$$

worin \underline{R} eine Diagonalmatrix mit den Elementen r_1 und r_2 ist, während \underline{U}_E bzw. \underline{U}_H unitäre 2×2 Matrizen sind, die die normierten Vektoren $\underline{e}_1, \underline{e}_2$ bzw. $\underline{h}_1, \underline{h}_2$ in ihren beiden Spalten enthalten. In dieser Darstellung (3.36) treten zwei miteinander verknüpfte Probleme auf: 1) Die rechte Seite von Gl. (3.36) enthält 10 Parameter, nämlich die komplexen 2er Vektoren $\underline{e}_1, \underline{h}_1$ ($\underline{e}_2, \underline{h}_2$ entfallen wegen der Orthogonalität) sowie r_1 und r_2 , dagegen enthält \underline{Z} nur 8 Parameter, das Problem ist unterbestimmt. 2) Beliebige komplexe Vektoren können nicht als physikalische Richtungen aufgefaßt werden.

Das Problem der Unterbestimmtheit tritt also genau wie bei den Physikalischen Modellen (z.B.. 3.2.2.) auf, es war dort als "static shift" interpretiert worden, deren Bestimmung aus der Dekomposition des Impedanzensors ausgeklammert werden muß. LaTORRACA et al behelfen sich an dieser Stelle mit der Forderung und Einschränkung, daß die Vektoren $\underline{h}_i, \underline{e}_i$ reelle, positive Längen haben müssen. Dies führt auf die neue SVD

$$\underline{Z} = \underline{U}_E^* \underline{S} \underline{U}_H^{T*}, \quad (3.37)$$

in der \underline{U}_E^* bzw. \underline{U}_H^* in den Spalten die der o.g. Forderung entsprechend modifizierten Vektoren \underline{e}_i^* bzw. \underline{h}_i^* enthalten und \underline{S} eine jetzt komplexe Diagonalmatrix mit den Elementen $r_j e^{i\phi_j}$ ist (in dieser Form gleicht die SVD der von LANCZOS (1961) angegebenen). ϕ_1 und ϕ_2 sind die Phasen, die LaTORRACA neben den Beträgen r_1, r_2 ihren prinzipiellen Impedanzen zuordnen.

In ähnlicher Weise wie für EGGERS (1982) Eigenwertmethode soll nun getestet werden, welche Eigenwerte r_1, r_2 sich ergeben, wenn die tatsächliche Leitfähigkeitsverteilung dem Superpositionsmodell (3.2.1.) entspricht. Gl. (3.35) führt auf

$$r_{1,2}^2 = \text{spur}(\underline{Z}^T \underline{Z}) / 2 \pm ((\text{spur}(\underline{Z}^T \underline{Z})^2 / 4 - \det(\underline{Z}^T \underline{Z}))^{1/2}) \quad (3.38)$$

In dieser Form werden die Eigenwerte aber nur bei YEE und PAULSON (1987, S. 182) angegeben, bei der Umrechnung muß noch beachtet werden, daß

$$\det(\underline{Z}^T \underline{Z}) = (\det \underline{Z})^2 \quad (3.39)$$

ist. Das Superpositionsmodell führt auf die Eigenwerte

$$r_{1,2}^2 = (D'^2 z_{xy}^2 + D''^2 z_{yx}^2) / 2 \pm ((D'^2 z_{xy}^2 + D''^2 z_{yx}^2)^2 / 4 + (a_{21}a_{22} + a_{12}a_{11}) z_{yx}^2 z_{xy}^2)^{1/2} \quad (3.40)$$

mit $D' = (a_{12}^2 + a_{22}^2)^{1/2}$ und $D'' = (a_{11}^2 + a_{21}^2)^{1/2}$. r_1 und r_2 sind dann und nur dann die skalierten regionalen Impedanzen (3.20, 3.26), wenn die durch (3.19) definierten "skew angles" gleich sind und deshalb

$$a_{12}/a_{22} = -a_{21}/a_{11} \quad (3.41)$$

ist. Anschaulich ist dies der Fall einer Verdrehung etwa beider Auslagen zur Messung des elektrischen Feldes gegen die Richtung des Magnetometers um den Winkel $\beta_1 = \beta_2$ (vgl. BAHR (1988), Gl. 21). Hierhin gehört auch der Spezialfall $\beta_1 = \beta_2 = 0$, d.h. in einer zweidimensionalen Leitfähigkeitsstruktur werden die regionalen Impedanzen richtig bestimmt.

3.3.4. Cayley-Faktorisierung des Impedanztensors (SPITZ, 1985)

Die CAYLEY-Faktorisierung einer beliebigen komplexen Matrix \underline{X} ,

$$\underline{\underline{X}} = \underline{\underline{U}} \underline{\underline{P}} \quad (\text{oder } \underline{\underline{X}} = \underline{\underline{Q}} \underline{\underline{V}}) \quad (3.42)$$

in eine unitäre Matrix $\underline{\underline{U}}$ (oder $\underline{\underline{V}}$) und eine positiv definite hermitische Matrix $\underline{\underline{P}}$ (oder $\underline{\underline{Q}}$) entspricht etwa der Zerlegung einer komplexen Zahl in Phase und Amplitude (SPITZ, 1985, S. 1614). SPITZ hat dieses Verfahren auf den Impedanztensor angewendet und

danach aus einer konventionellen Analyse der Zerlegungsprodukte $\underline{\underline{U}}$, $\underline{\underline{P}}$ zwei Koordinatensysteme erhalten. Die Ambiguität ist m.E. Ausdruck der Unterbestimmtheit des Zerlegungsproblems. YEE und PAULSON (1987, S. 188) haben gezeigt, daß die Singular value decomposition (3.37) von LaTORRACA et al (1986) durch Umarrangieren,

$$\underline{\underline{Z}} = \underline{\underline{U}}_E \underline{\underline{S}} \underline{\underline{U}}_H^T = (\underline{\underline{U}}_E \underline{\underline{S}} \underline{\underline{U}}_E^T) (\underline{\underline{U}}_E \underline{\underline{U}}_H^T)$$

oder

$$\underline{\underline{Z}} = (\underline{\underline{U}}_E \underline{\underline{U}}_H^T) (\underline{\underline{U}}_H \underline{\underline{S}} \underline{\underline{U}}_H^T) \quad (3.43)$$

als Cayley-Faktorisierung lesen läßt. Schließlich ergab ein Test mit künstlichen Daten, daß die Matrix $\underline{\underline{Q}}$ immer reell ist, solange $\underline{\underline{Z}}$ genau dem Superpositionsmodell entspricht, im allgemeinen (dreidimensionalen) Fall dagegen komplex.

3.3.5. Die "kanonische Dekomposition" (YEE und PAULSON, 1987)

Sie ist eine Neuformulierung der Eigenwerte von LaTORRACA et al (1986) und der Richtungen von COUNIL et al (1985). Außerdem werden die engen Verbindungen der mathematischen Modelle untereinander diskutiert.

4. Die sieben Klassen der Verzerrung

Dieses Kapitel ist als "Kochbuch" für die Auswertung gemessener Impedanztensoren angelegt, auf die bestimmte Tests angewendet werden, die sich aus den theoretischen Konzepten des Abschnitts 3 ableiten. Dabei beschränke ich mich zunächst auf die Betrachtung einer einzelnen Frequenz, obwohl die zu berechnenden Testparameter, Anpassungsfehler etc. sehr wohl frequenzabhängig sein können: Der Untergrund unter einer bestimmten Station erscheint zunächst, d.h. für hohe Frequenzen und geringe Eindringtiefen, als "eindimensionaler" geschichteter Halbraum; mit zunehmender Eindringtiefe tritt eine Induktionsanomalie auf, die durch einen tiefer liegenden Störkörper verursacht wird; bei sehr langen Perioden verursacht dieser Störkörper dann nur noch eine Gleichstromverzerrung (vgl z.B. HAAK, 1978). In Abschnitt 5 werden wir diese Frequenzabhängigkeit mit praktischen Beispielen belegen.

Der Impedanztensor (3.1) wird zunächst in die modifizierten Impedanzen (3.9) umgerechnet, von denen zwei, S_1 und D_2 , rotationsinvariant sind. Wenn die Schiefe (3.12) klein wird ($\chi < .1$), ist die Impedanz entweder unverzerrt (CAGNIARD's Modell des geschichteten Halbraums wäre angemessen), oder sie fällt in

Klasse 1: Die 2D-Anomalie

Dies wird am einfachsten mit dem rotationsinvarianten Maß

$$\Sigma = (D_1^2 + S_2^2) / D_2^2 \quad (4.1)$$

getestet. Für $\Sigma > 0.1$ muß die Struktur als zweidimensional behandelt werden. SWIFT's (1967) Methode zur Bestimmung der Streichrichtung darf angewendet werden, nach Durchführung der Rotation,

$$\begin{aligned} D_1' &= D_1 \cos(2\alpha) + S_2 \sin(2\alpha) \\ S_2' &= S_2 \cos(2\alpha) - D_1 \sin(2\alpha) \end{aligned} \quad (4.2)$$

hat der Impedanztensor die Form

$$\underline{Z} = \begin{pmatrix} 0 & Z_{x'y'} \\ Z_{y'x'} & 0 \end{pmatrix} \quad (4.3)$$

Die Parameter der zweidimensionalen Anomalie sind die Anisotropie

$$A = \operatorname{Re} (Z_{x'y'} / Z_{y'x'}) \quad (4.4)$$

und der Phasenunterschied

$$\delta\phi = \operatorname{Im} (Z_{x'y'} / Z_{y'x'}) \quad (4.5)$$

Er macht eine Aussage über die Ausdehnung der 2D-Anomalie: Wenn

$$\delta\phi \ll A \quad (4.6)$$

ist, kann sie als "lokal" betrachtet werden. Dann ist Vorsicht geboten: Die 2D-Anomalie bewirkt eine Gleichstromverzerrung.

Alle "höheren" Klassen betreffen den Fall, daß SWIFT's Schiefe (3.12) nicht verschwindet. Anwendung des Tests auf "Einphasigkeit" (3.11) ergibt mit Γ ein Maß dafür, ob die Impedanz in

Klasse 2: Die nur lokale 3D-Anomalie

fällt. Praktisch wird man Γ mit einem rotationsinvarianten Fehlermaß vergleichen: Für

$$\Gamma < \Delta D_2 / D_2 \quad (4.7)$$

gilt dieses Modell im Rahmen der vorhandenen Datengenauigkeit. Dann kann eine Phase

$$\phi = \arg(S_2 - D_1)$$

abgeleitet werden. Zur Bestimmung des Absolutbetrages der Impedanz sind zusätzliche Annahmen oder Daten notwendig.

Alle noch höheren Klassen betreffen den Fall, daß sowohl SWIFT's Schiefe (3.12) wie das Maß Γ (3.11) nicht verschwinden. Anwendung des Tests (3.18) liefert mit η ein Maß dafür, ob eine der Klassen 3 - 6, die Überlagerung einer lokalen Anomalie mit einer regionalen 2D-Anomalie, adäquat ist. Wieder wird man in (4.7) entsprechender Weise η mit einem rotationsinvarianten Fehlermaß vergleichen. Die Unterschiede zwischen den Klassen 3,4,5 und 6 betreffen nur das Ausmaß der lokalen Verzerrung. Mit (3.15) wird zunächst das Streichen der regionalen Anomalie bis auf $+ 90^\circ$ gefunden. In diesem Koordinatensystem werden zunächst die skew angles β_1, β_2 (3.19), oder alternativ twist und shear (3.23) bestimmt.

Klasse 3: Regionale 2D-Anomalie mit schwacher lokaler Verzerrung

In diese Klasse gehören Fälle, in denen

$$\beta_1 < 5^\circ \quad \text{und} \quad \beta_2 < 45^\circ \quad (\text{oder umgekehrt}) \quad (4.9)$$

ist. Wegen (3.31) können die Eigenwerte (3.30) nach EGGERS (1982) als skalierte regionale Impedanzen ausgewertet werden. Ihre Bestimmung ist, insbesondere wenn die Daten größere Vertrauensbereiche haben, stabiler als eine Dekomposition.

Klasse 4: Regionale 2D-Anomalie, in verdrehten Koordinaten gemessen

In diese Klasse gehören Fälle, in den die skew angles gleich sind:

$$\beta_1 = \beta_2 = \beta \quad (4.10)$$

Dies bedeutet, das GROOM's twist parameter

$$t = 0 \quad (4.11)$$

wird und ist gleichbedeutend mit

$$\operatorname{Re} S_1 / \operatorname{Re} D_2 = \operatorname{Im} S_1 / \operatorname{Im} D_2 = \tan(\beta) \quad (4.12)$$

In diesem Fall ist es ausreichend, die Verdrehung β durch Rotation (keine Koordinatentransformation!) des Impedanztensors,

$$\underline{Z}_\beta = \underline{T}_\beta^T \underline{Z} \quad (4.13)$$

rückgängig zu machen. \underline{Z}_β gehört dann in Klasse 1, so daß keine Dekomposition angewendet werden muß. Mit (4.12) kann auch ohne Dekomposition getestet werden, ob ein Datensatz in Klasse 4 fällt.

Klasse 5: Regionale 2D-Anomalie mit starker Verzerrung

In diese Klasse gehört ein Impedanztensor für alle anderen Werte von β_1 und β_2 , mit Ausnahme des Spezialfalls in Klasse 6. Mit den in Abschnitt 3.2.2. und 3.2.3. angegebenen Methoden können alle Parameter der Dekomposition, auch die regionale Streichrichtung, bestimmt werden.

Klasse 6: Regionale 2D-Anomalie und lokale Kanalisierung

In diese Klasse gehört der Spezialfall

$$\beta_1 + \beta_2 \approx 90^\circ \quad (4.14)$$

was bedeutet, das GROOM's shear parameter

$$e \approx 1 \quad (4.15)$$

ist. Anschaulich bedeutet es, daß die Richtung des elektrischen

Feldes überhaupt nicht mehr von der Richtung des anregenden Magnetfeldes abhängt (von Vorzeichenumkehr abgesehen). Die Dekomposition in regionale Impedanzen ist weiterhin möglich. GROOM (1988, S. 208) hat aber erkannt, daß die Bestimmung einer regionalen Streichrichtung jetzt instabil wird, weil in allen Koordinatensystemen die selben regionalen Phasen bestimmt werden. Ein Beispiel für diesen Verzerrungstyp wird in Abschnitt 5.3. gegeben.

Klasse 7 Regionale 3D-Anomalie

In diese Klasse gehört ein Datensatz, wenn der durch (3.18) bestimmte Anpassungsfehler

$$\eta > 0.3$$

ist. Die Ableitung von zwei regionalen Impedanzen oder ihrer Phasen ist jetzt nicht mehr sinnvoll.

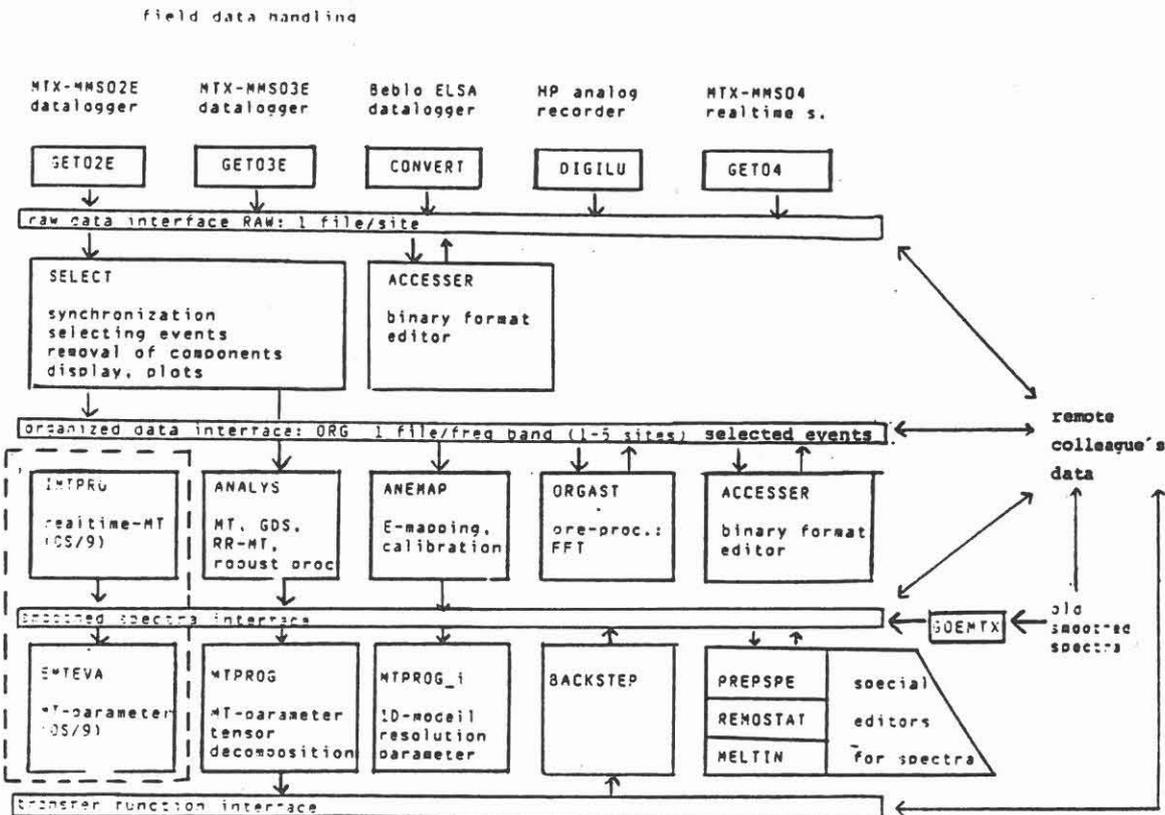


Abb. 1: Programm-System zur Aufbereitung magnetotellurischer Felddaten

5. Anwendung der Zerlegung auf gemessene Impedanztensoren

Dieses Kapitel behandelt die Verarbeitung von Felddaten, sowohl solche, die von unserer Arbeitsgruppe gemessen wurden, als auch von anderen Arbeitsgruppen zur Verfügung gestellte. Sie erreichen uns in verschiedenen Stadien der Auswertung und müssen vor der eigentlichen Zerlegung u.U. noch analysiert und in ein einheitliches Format gebracht werden. Die dazu zur Verfügung stehende Infrastruktur zeigt Abb. 1. Die Programmstruktur besteht aus vier horizontalen Ebenen, von denen die erste die Daten aus verschiedenen Aufzeichnungsgeräten ausliest und die zweite der Datenverarbeitung im Zeitbereich dient. Die dritte Ebene enthält Analyseprogramme, die MT-Zeitreihen auswerten und gestapelte und geglättete Spektren berechnen. Die Programme der vierten Ebene greifen auf diese Spektren zu und bestimmen alle magnetotellurischen Größen, darunter auch die Parameter der Dekomposition.

Metronix-Geometra führte 1986 im Auftrag der KTB-Projektleitung magnetotellurische Messungen auf der KTB-Kernfläche durch (JENSEN et al, 1988). Die Lage der Meßpunkte kann Abb. 2 entnommen werden. Hier soll zunächst Station 002, unmittelbar am Ort der Bohrung, untersucht werden. In Abb. 3 ist oben der Frequenzgang der Anpassungsfehler χ nach Gl. (3.12) und η nach Gl. (3.18) aufgetragen. Darunter sind für sechs ausgewählte Perioden der Realteil des Induktionspfeiles, die regionale Streichrichtung nach Gl. (3.17) sowie die Vorzugsrichtung des elektrischen Feldes aufgetragen. Die Längenangaben bezeichnen den Realteil von SCHMUCKER's induktiver Skalenlänge $C = Z/i\omega$.

Bei den höchsten Frequenzen (300 Hz) ist die Leitfähigkeitsverteilung zweidimensional mit ostwärts gerichteten Induktionspfeilen; für Frequenzen um 30 Hz ist $\eta \approx 0.25$ und $\chi \approx 0.5$, die Leitfähigkeitsverteilung ist also "regional" (d.h. hier: im Umkreis von 2 km) zweidimensional mit noch kleineren Einlagerungen.

Im Frequenzbereich 3 Hz bis 0.3 Hz mit Eindringtiefen von 6 km

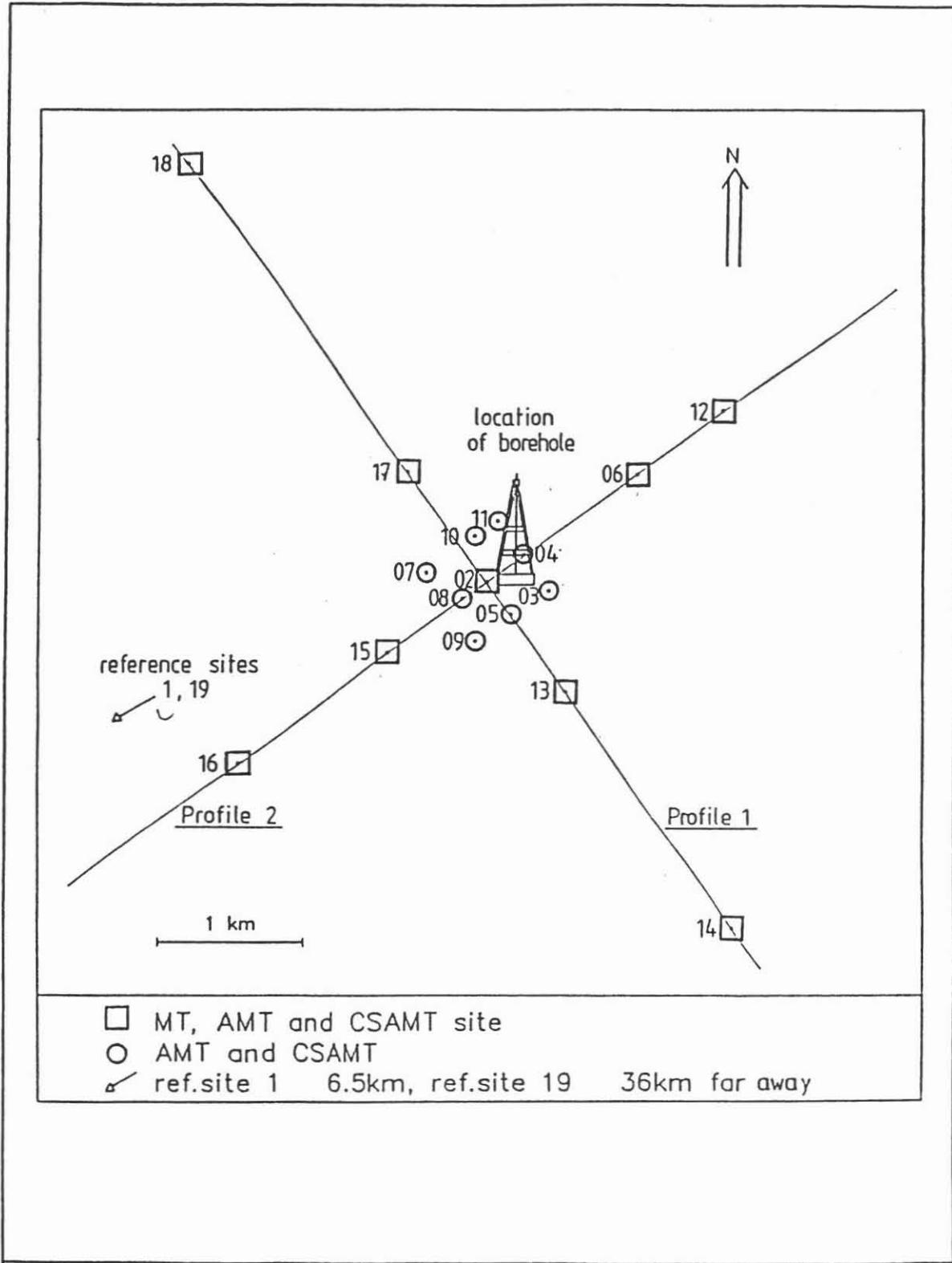


Abb. 2: MT Stationen im KTB Kerngebiet
(+2,3,4,5,7,8,9,10,11) und in größerem
Abstand vom Bohrloch (aus: JENSEN et al, 1988)

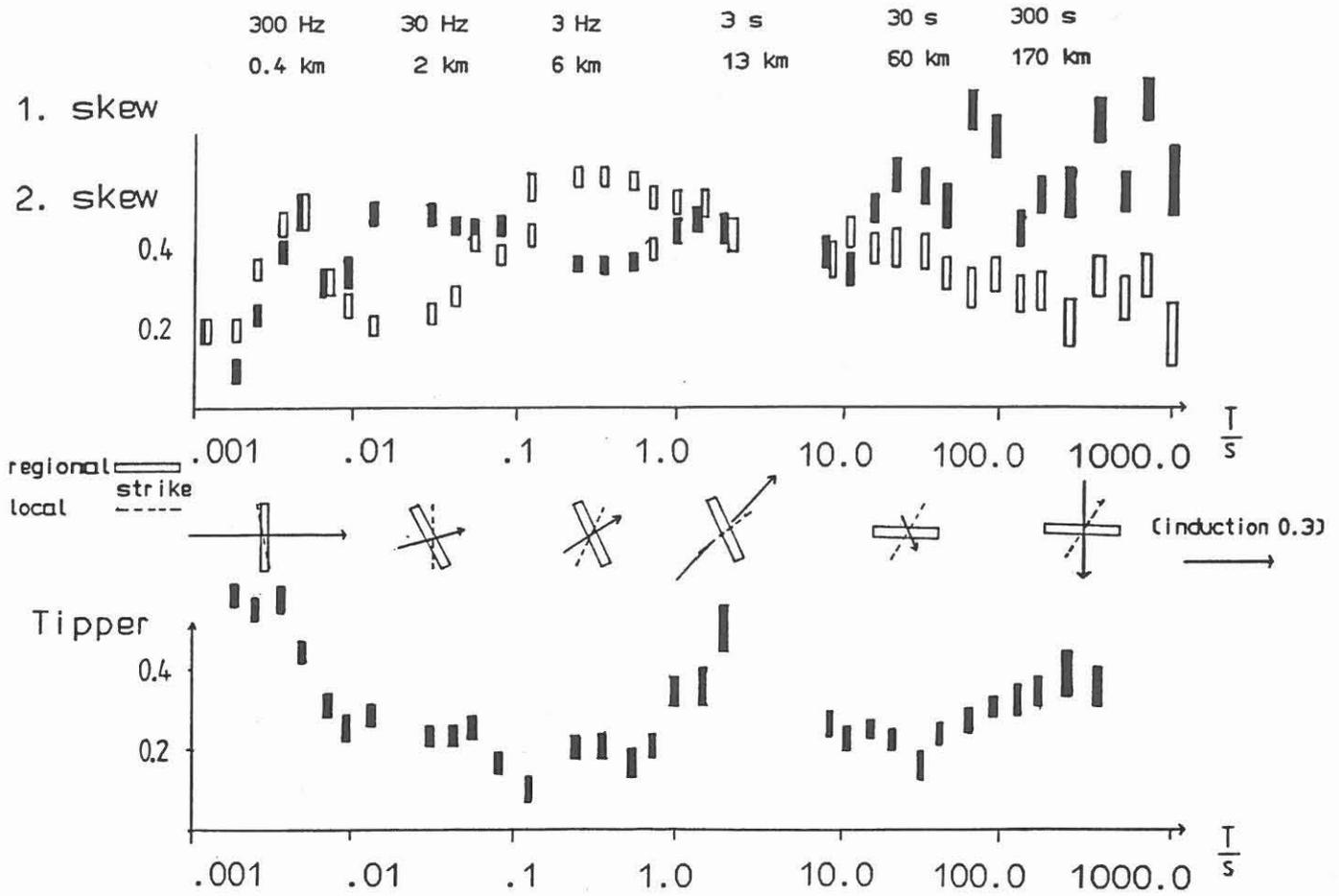


Abb. 3: Frequenzgang der Anpassungsfehler α (1. skew) und η (2. skew) und der Länge des Induktionspfeiles (Tipper). Weitere Erklärung im Text.

Φ_{xy}	Φ_{yx}	site
•	◦	2
■	◻	6
▲	△	13
◆	◇	15
▼	▽	17

KTB conventional analys phases

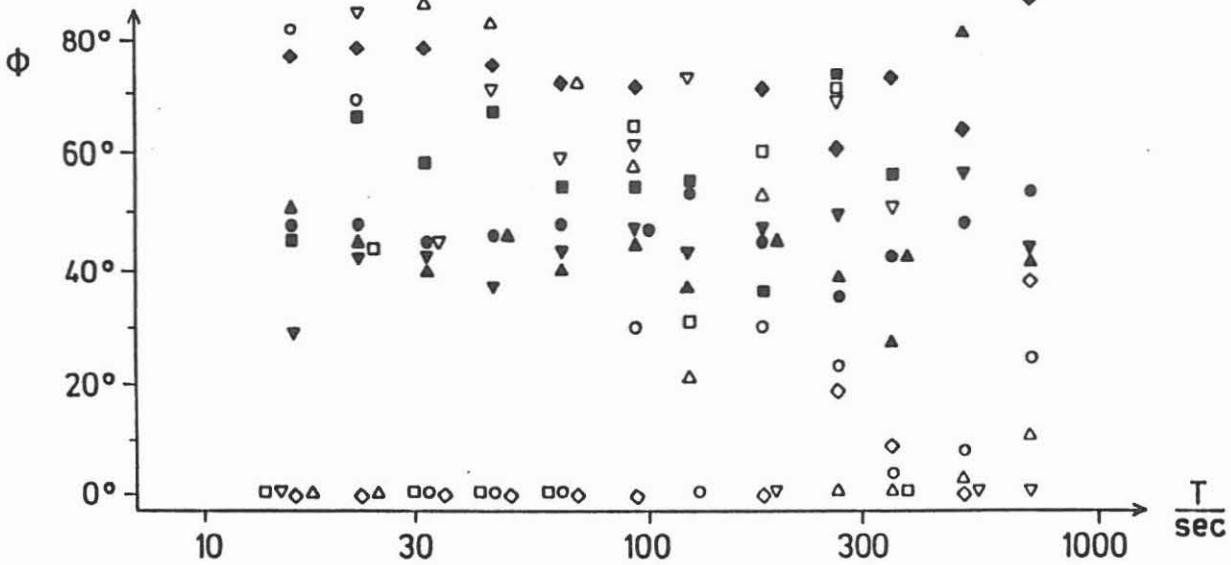


Abb. 4: Frequenzgang der Phasen der Impedanzen Z_{xy} und Z_{yx} von 5 Stationen

Φ_{ey}	Φ_{ex}	site
•	◦	2
■	◻	6
▲	△	13
◆	◇	15
▼	▽	17

KTB telluric vector phases

$$\tan \Phi_{ej} = \sqrt{\frac{(\text{Im } Z_{xj})^2 + (\text{Im } Z_{yj})^2}{(\text{Re } Z_{xj})^2 + (\text{Re } Z_{yj})^2}}$$

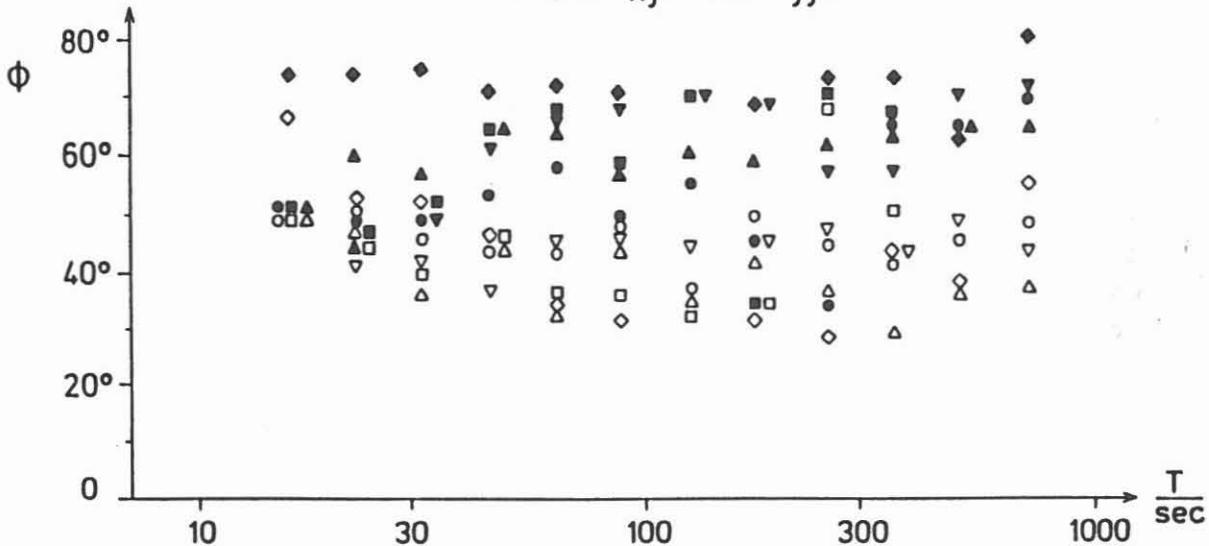


Abb.5: Frequenzgang der Phasen der "tellurischen Vektoren (3.3) von 5 Stationen

bis 13 km gehört die Station 2 in die Verzerrungsklasse 7: $\eta = 0.4$, eine Zerlegung ist nicht sinnvoll. Die regionale LF ist jetzt dreidimensional. Die SW-NE Richtung der Induktionspfeile sowie die aus den o.g. abschätzbare Ausdehnung der regionalen 3D Struktur deuten an, daß sie die Zone Erbdorf-Vohenstraus ist.

Bei den längsten Perioden weisen sowohl die Südrichtung des Induktionspfeiles wie der Zerlegungsparameter "regionale Streichrichtung" auf eine großräumige, West-Ost streichende Leitfähigkeitsanomalie hin, während das lokale Streichen des elektrischen Feldes in SW-NE Richtung gleichsam an die Streichrichtung der induktiven Anomalie bei der Frequenz 3 Hz "erinnert".

Die Verzerrung des elektrischen Feldes bei langen Perioden um 300 s entsteht also durch eine Struktur, die nur relativ zur Eindringtiefe als "oberflächennah" oder Lokal bezeichnet werden kann. Bei Frequenzen um 3 Hz ist dieselbe Struktur eine regionale (in dem Sinn, daß sie eine Phasenaufspaltung im Impedanztensor bewirkt), und von elektrischen Feldern mit Frequenzen unter 3Hz wird diese Struktur überhaupt nicht erreicht. Dies bedeutet aber, daß alle schnellen Frequenzverfahren wie VLF, VLFR sowie die mit vergleichbaren Eindringtiefen arbeitenden Gleichstromkartierungen diese Struktur nicht abtasten können. Allenfalls würde mit einer solchen Kartierung die Ursache der großen Schiefe χ bei Frequenzen um 30 Hz finden: Wegen $\eta < \chi$ liegt diese Ursache vermutlich in noch geringerer Tiefe als 2 km, der Eindringtiefe bei 30 Hz.

Überspitzt formuliert lautet diese Erfahrung: Das einzige über den gesamten Frequenzbereich wirksame Verfahren zur Entzerrung der magnetotellurischen Impedanz ist die Magnetotellurik selbst.

Ich möchte mich zunächst wieder den langen Perioden um 300 s zuwenden: Wenn die Modellvorstellung einer Superposition von regionaler West-Ost streichender Leitfähigkeitsstruktur mit kleineren Deck- oder "Zwischenschicht"-Anomalien zutrifft, sollten einige Parameter der Zerlegung, nämlich der Anpassungsfehler, die regionale Streichrichtung und die Phasen der regionalen

Impedanzen (3.3) auch regional vergleichbare Werte haben. Das dies für die Phasen zumindest näherungsweise zutrifft, ist in Abb. 4 und Abb. 5 demonstriert. In Abb. 4 sind zunächst die Phasen ϕ_{xy} und ϕ_{yx} der Stationen 2,6,13,15 und 17 (s. Abb. 5) in dem sich nach SWIFTs Kriterium ergebenden Koordinatensystem aufgetragen. Sie streuen stark von Station zu Station, und ϕ_{yx} nimmt nicht interpretierbare Werte um 0° an. Die Phasen der tellurischen Vektoren nach (3.3) in Abb. 4 ergeben dagegen sehr wohl ein recht einheitliches Bild, welches insbesondere die Aufspaltung der Phasen bei langen Perioden infolge der regionalen 2D-Anomalie erkennen läßt.

Dagegen läßt sich die regionale Streichrichtung nicht an allen Stationen stabil bestimmen, sie schwankt mit größeren Abweichungen um 0° . Den Grund für die Instabilitäten entnimmt man der Abb. 6, in der die Dekomposition des Impedanztensors der Station 2 dargestellt ist: Die Summe der skew angles, Gl. (3.19), ist nahe bei 90° , so daß dieser Impedanztensor schon fast in die Verzerrungsklasse 6 gehört (s. Abschnitt 4.6). Bei den anderen vier in Abb. 4,5 dargestellten Datensätzen ist die Verzerrung genauso stark. Bei den anderen Stationen auf der KTB Kernfläche (s. Abb.5) wurden keine langperiodischen Messungen durchgeführt.

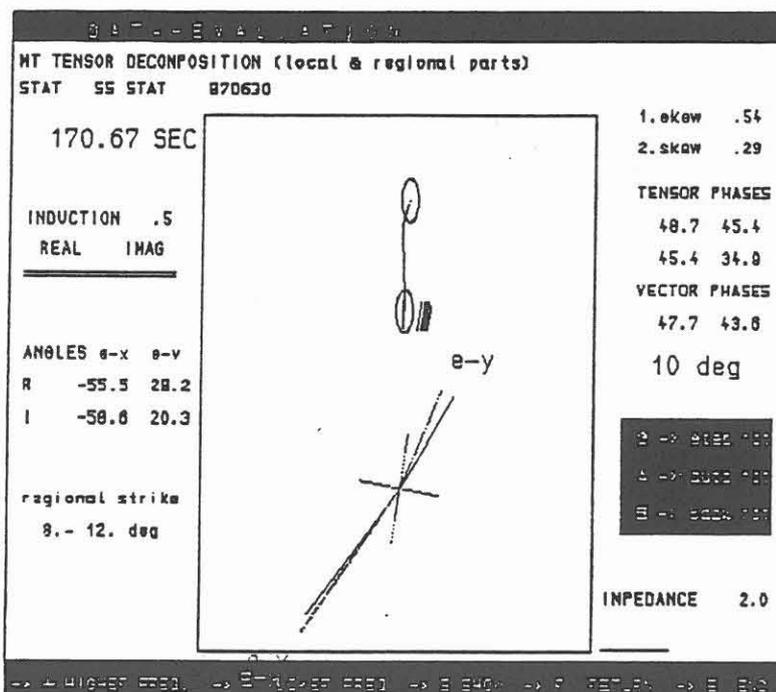


Abb. 6: Dekomposition des Impedanztensors der Station 02 (s. Abb. 5), am Ort der Bohrung

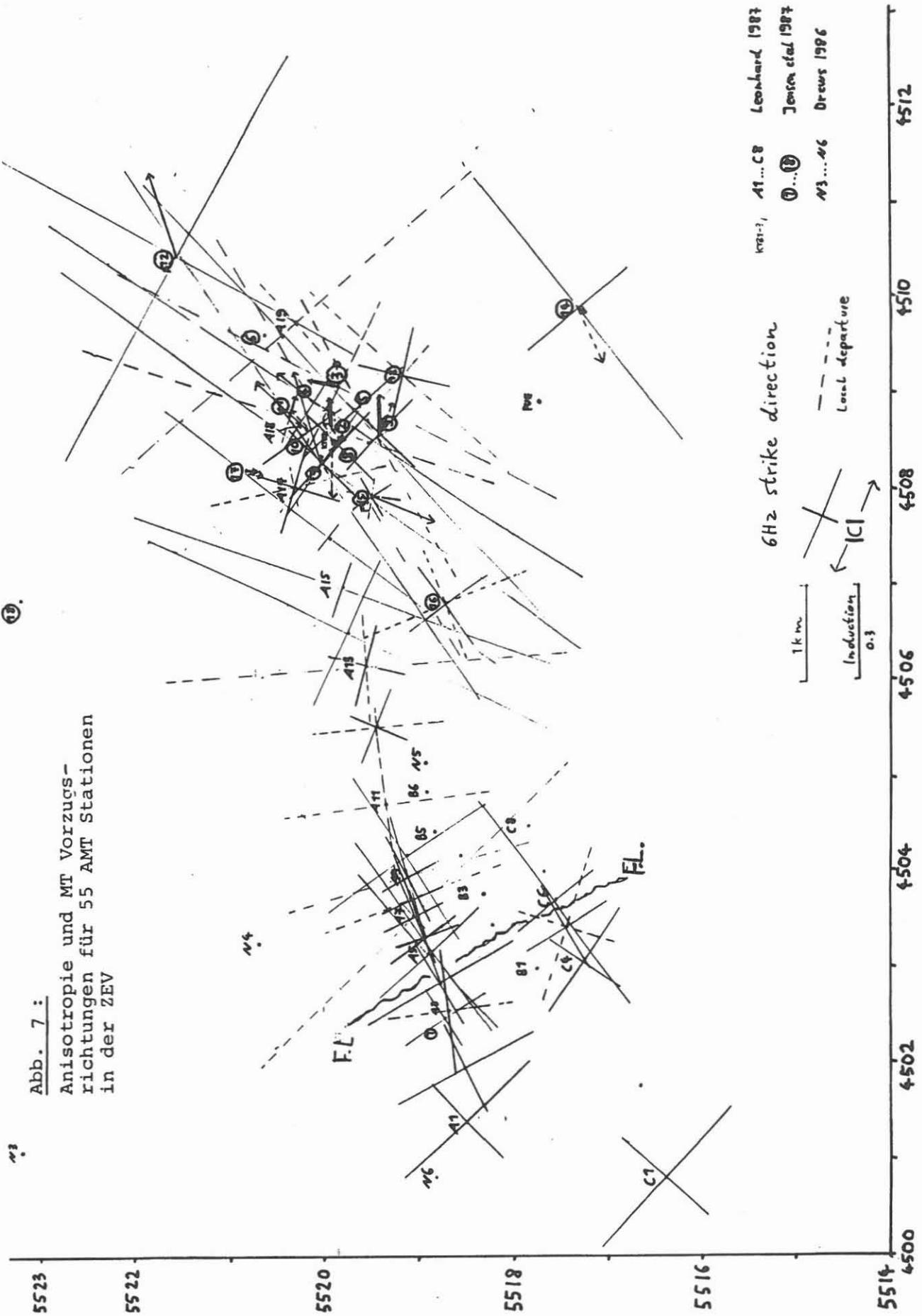
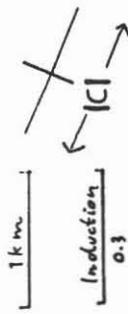


Abb. 7 :
Anisotropie und MT Vorzugs-
richtungen für 55 AMT Stationen
in der ZEV

13.

K81-3, A1...C8 Leonhard 1987
 ①...⑩ Jensen et al 1987
 N3...N6 Drews 1986

6 Hz strike direction
 Local departure
 Induction 0.3



Die ZEV: Modellierung der Deckschichtanomalie

In der Zone Erbdorf - Vohenstrauß (ZEV), im Umfeld der KTB, wurden audiomagnetotellurische Messungen von mehreren Gruppen durchgeführt. Von Herrn Brasse (TU Berlin) wurde uns ein Datensatz mit 36 Stationen aus der Diplomarbeit von LEONHARD (1987) überlassen. Die Vorzugsrichtungen des elektrischen Feldes dieser Meßpunkte sowie der 19 AMT-Meßpunkte von Metronix-Geometra sind in Abb. 7 gemeinsam im Kartenbild dargestellt. Mit "F.L." ist die Fränkische Linie bezeichnet, die Konzentration von 9 Stationen im rechten Teil der Abbildung liegt auf der KTB Kernfläche. Die genaue Interpretation dieses Datensatzes wie auch der langperiodischen Messungen aus diesem Gebiet wird Gegenstand eines eigenständigen Projektes sein, hier soll ein mögliches Prinzip der Interpretation aufgezeigt werden.

Von den insgesamt 55 AMT-Meßpunkten gehören im Frequenzbereich 6 - 30 Hz 18 Meßpunkte in die Verzerrungsklasse 5, wobei der Verzerrungsmechanismus am Beispiel von Station "2" im letzten Abschnitt besprochen wurde: Da die Wellenlängen der verzerrenden Strukturen um eine Größenordnung kleiner sein müssen als die Eindringtiefe bei 6 - 30 Hz (Station 2: 2 km), sind für diese Verzerrung VLFR-Messungen zur Ortung der lokalen Strukturen sinnvoll. Abb. 8 zeigt in logarithmischer Darstellung Isolinien des mit dem VLFR-Verfahren bestimmten modifizierten scheinbaren spezifischen Widerstandes . in einem 6 km² großen, die KTB Kernfläche einschließenden Gebiet (STOLL, 1988). Dieser Datensatz ist als Eingabe für eine Modellierung der Deckschichtanomalie mit WEIDELT's Programm SHEET (VASSEUR und WEIDELT, 1977) benutzt worden. Dazu wurde das in Abb. 8 dargestellt Gebiet in 625 quadratische Zellen mit 100 m Kantenlänge zerlegt und jedem Quadrat eine integrierte Leitfähigkeit $\tau = 100 \text{ m}/\rho$ (ρ aus den STOLL'schen Daten) zugeordnet. Unter der Deckschicht wurde ein homogener Halbraum mit dem Widerstand $300 \Omega \text{m}$ angenommen.

Mit WEIDELT's Algorithmus wurde für jede Zelle ein vollständiger Impedanztensor für die Frequenz 9 Hz berechnet. Weil hier nur Betrag und Richtung des elektrischen Feldes, nicht aber die

Phase der Impedanz von Interesse sind, werden aber nur die Realteile der Impedanzsensorkoeffizienten ausgewertet. Sie sind in Abb. 9 in einer den tellurischen Vektoren analogen Weise als "Verzerrungsvektoren" dargestellt. Anschaulich ist ein Verzerrungsvektor die linke bzw. rechte Spalte des Verzerrungstensors \underline{A} in Gl (3.13). Zusätzlich sind in Abb. 9 die gemessenen tellurischen Vektoren von 13 AMT-Stationen (s. Abb. 2) bei derselben Frequenz eingetragen. Die Ortsabhängigkeit ihrer Richtung und Länge wird mit diesem Startmodell bereits zu einem großen Teil erklärt.

KTB/Opf.

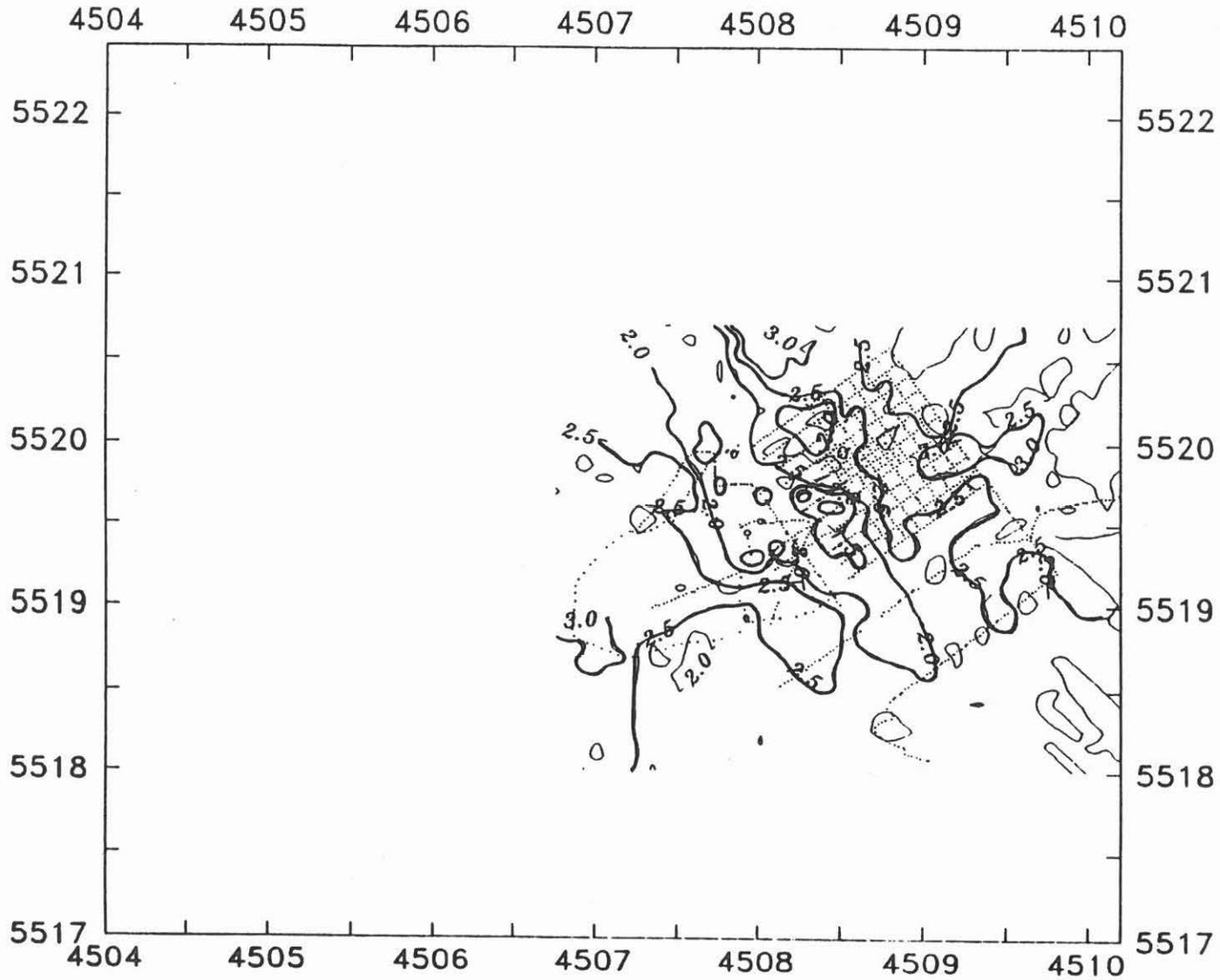


ABb. 8 :

Isolinien des
modifizierten schein-
baren Widerstandes
g in der Umgebung
der KTB Kernfläche.
Aus: STOLL (1988)

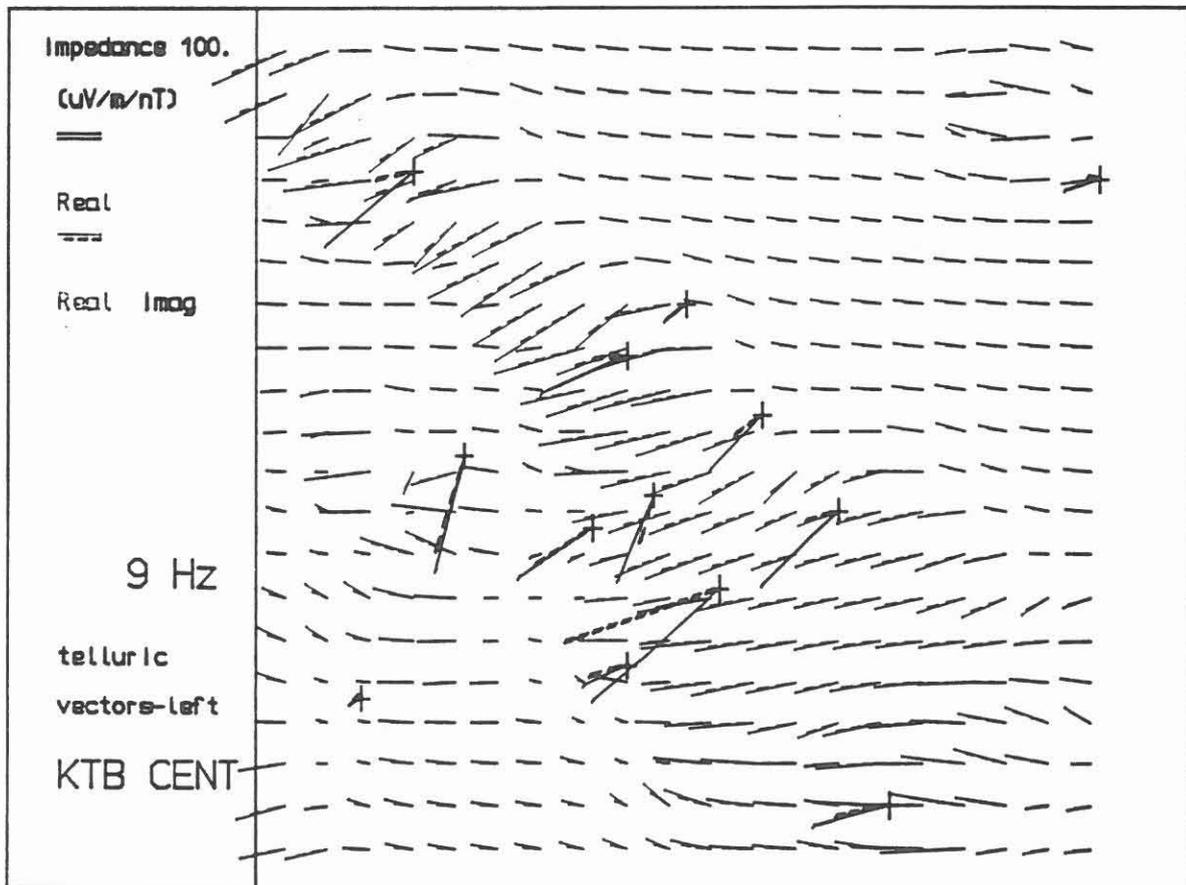
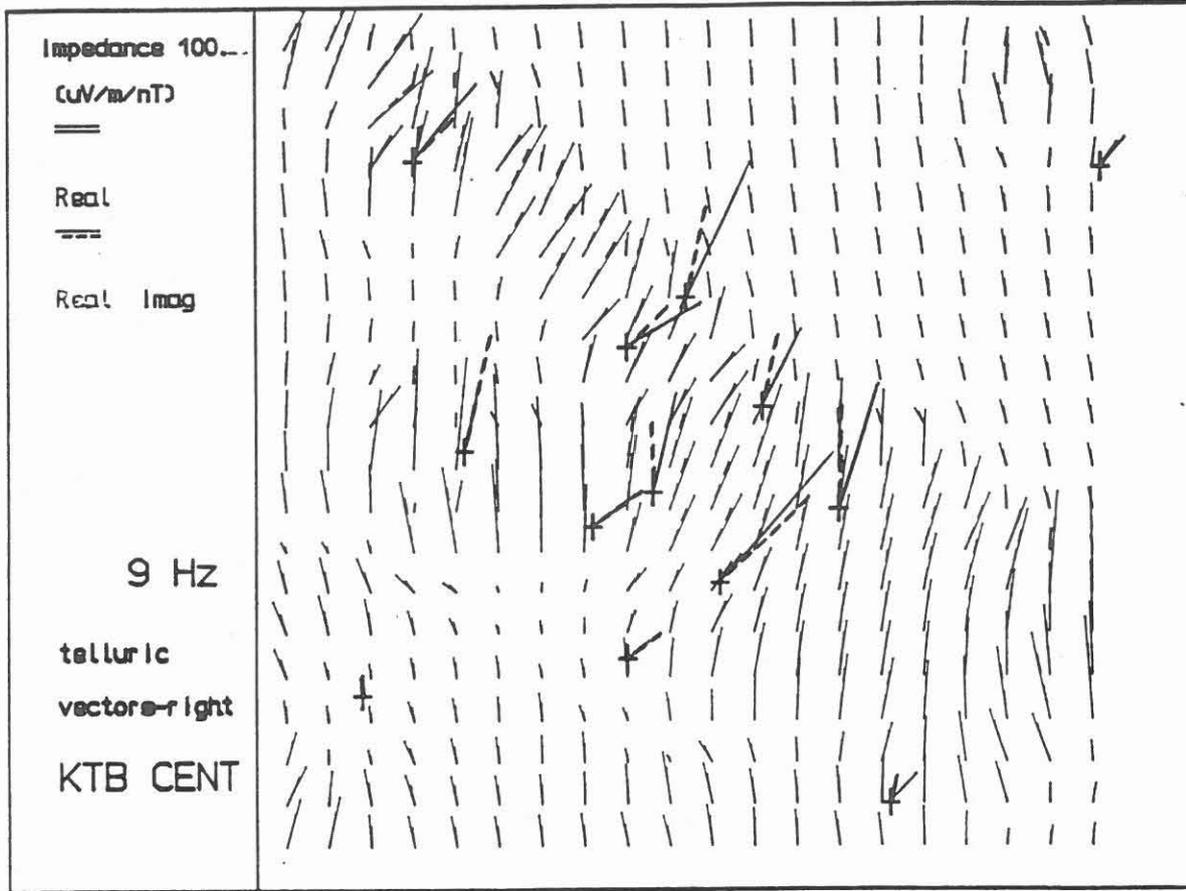


Abb. 9 : synthetische und gemessene tellurische Vektoren nach (3.11) in der Umgebung der KTB Kernfläche für mag. Anregung in Ost- (oben) oder Nordrichtung (unten)

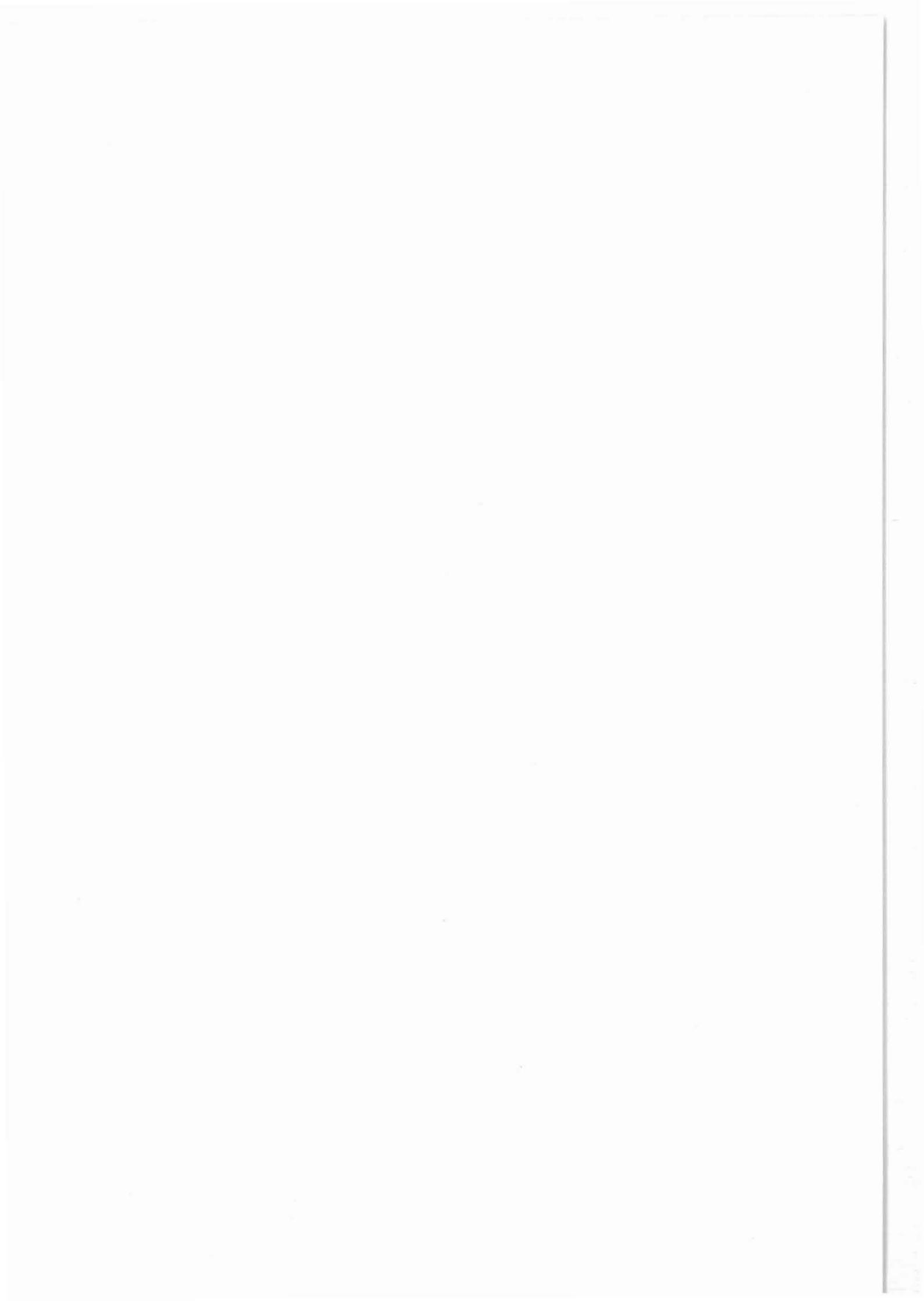
Literaturverzeichnis

- Bahr, K.: Magnetotellurische Bestimmung des elektrischen Widerstandes der Erdkruste und des oberen Mantels in Gebieten mit lokalen und regionalen Leitfähigkeitsanomalien. Diss. math.-nat. Fachber. Göttingen, 1985
- Bahr, K.: Interpretation of the magnetotelluric impedance tensor: regional induction and local telluric distortion. J. Geophys., 62, 119-127, 1988
- Bahr, K.: Geological noise in magnetotelluric data: a classification of distortion types. submitted to P.E.P.I., 1990
- Cevallos, C.: Magnetotelluric interpretation - another approach. Ph.D. thesis, Macquarie University, Sidney 1986
- Counil, J.L., Le Mouél, J.L., Menvielle, M.: Associate and conjugate concepts in magnetotellurics. Ann, Géophys., 4, B2, 115-130, 1986
- Eggers, D.W.: An eigenstate formulation of the magnetotelluric impedance tensor. Geophysics, 47, 1204-1214, 1982
- Groom, R.W.: The effects of inhomogeneities on magnetotellurics. Ph.D. thesis, Toronto 1988
- Groom, R.W. and R.C. Bailey: Decomposition of the magnetotelluric impedance tensor in the presence of local three-dimensional galvanic distortion. J. Geophys. Res., 94 (B2), 1913-1925, 1989
- Gundelach, V: Erdmagnetische Tiefensondierung und Magnetotellurik in der Oberpfalz. Diplomarbeit, Institut für Geophysik der Universität Göttingen, 1989
- Haak, V.: Interpretations-Verfahren für die Magnetotellurik unter besonderer Berücksichtigung lateral variierender elektrischer Leitfähigkeit im Erdinneren und eines räumlich inhomogenen Magnetfelds. Bayer. Aad. Wiss. Math.-Nat. Klasse, München, 158, 1978
- Jensen, U, R. Karmann und J Scharberth: Elektromagnetische Tiefensondierung KTB. KTB-Report 88-3, ed. K. Bram, NLfB, Hannover 1988
- Larsen, J.C.: Removal of local surface conductivity effects from low frequency mantle response curves. Acta Geodaet., Geophys. et Montanist. Acad Sci. Hung. 12, 183-186, 1977
- LaToracca, G.A., Madden, T.R., and Korrington, J.: An analysis of the magnetotelluric impedance tensor for three-dimensional structures. Geophysics, 51, 1819-1829, 1986

- Schmucker, U. und U. Wiens: Vergleichende erdelektrische Beobachtungen in der Umgebung von Göttingen für Sq und Bays. In: Protokoll Erdmagnetische Tiefenforschung, ed. V. Haak u. J. Homilius, Berlin-Lichtenrade, 291-306, 1980
- Schmucker, U.: Tellurische Vektoren im Schwarzwald. In: Protokoll Erdmagnetische Tiefenforschung, ed. V. Haak u. J. Homilius, Grafrath/Oberbayern 1984
- Spitz, S.: The magnetotelluric impedance tensor properties with respect to rotations. Geophysics, 50, 1610-1617, 1985
- Stoll, J.: Eigenpotential- und VLFR-Messungen im Umfeld der Kontinentalen Tiefbohrung, Oberpfalz. KTB-Report 88-12, ed. K. Bram, NLFb, Hannover 1988
- Vasseur, G. und P. Weidelt: Bimodal electromagnetic induction in non-uniform thin sheets with an application to the northern Pyrenean induction anomaly. Geophys. J.R.astr.Soc. 51, 669-690, 1977
- Yee, E., and Paulson, K.V.: The canonical decomposition and its relationship to other forms of magnetotelluric impedance tensor analysis. J. Geophys., 61, 173-189, 1987
- Zhang, P., Roberts, R.G., and Pedersen, L.B.: Magnetotelluric strike rules. Geophysics, 51, 267-278, 1987

Magnetotellurik und Tiefensondierung
in der Oberpfalz

V. Gundelach



MAGNETOTELLURIK UND TIEFENSONDIERUNG IN DER OBERPFALZ

V. Gundelach

Zusammenfassung

Die Magnetotellurik bestätigt die aus der Geologie ableitbaren Leitfähigkeitsverhältnisse durch geringe Eindringtiefen der Felder im Westen (9 km bei 12 s) und großen Beträgen der Impedanz (20 km/s bei 12 s) im Osten. Nahe der Fränkischen Linie müssen die Stationen dreidimensional interpretiert werden. Die elektrischen Felder sind stark verzerrt durch komplizierte geologische Strukturen. Dagegen ist für die Kristallinstation eine 2-D und für die Sedimentstation annähernd eine 1-D Interpretation möglich.

Die scheinbaren spezifischen Widerstände der Sedimentstation sind etwa $30 \Omega m$, mit leicht abnehmender Tendenz auf $20 \Omega m$ zu längeren Perioden. Auffällig sind in E-Polarisation im Bereich der Variationen um zwei Dekaden höhere scheinbare spezifische Widerstände der Kristallinstation gegenüber der Sedimentstation. Da der Phasengang der Impedanz an beiden Stationen übereinstimmt, kann dies durch eine Gleichstromverzerrung um den Faktor 4 erklärt werden.

In der Tiefensondierung fordert eine Betrachtung der rotationsunabhängigen Induktionspfeile eine nahezu senkrecht zur Fränkischen Linie verlaufende Struktur. Dieses SW-NO Streichen kann mit dem Übergang vom Saxothuringikum zum höhermetamorphen Moldanubikum in Einklang gebracht werden. In den langen Perioden wird eine überregional beobachtete N-S Struktur sichtbar mit dem besseren Leiter im Norden. Ein Meßprofil senkrecht zu dieser Struktur könnte weitere Erkenntnisse liefern.

Eine Betrachtung des anomalen horizontalen Magnetfeldes bestätigt durch den Perturbationstensor das durch die Induktionspfeile sichtbare SW-NO Streichen im Bereich der Pulsationen. Da die gewählte, nahezu störungsfreie Normalstation BIR durch

die Nähe zur Fränkischen Linie weniger die Voraussetzung einer Normalstation erfüllt als die im elektrischen Feld gestörte Sedimentstation ESB, ist noch eine Verbesserung in der Bestimmung anomaler Feldanteile ESB als Normalstation zu erwarten.

Die durchgeführten eindimensionalen Modellrechnungen lassen es sinnvoll erscheinen, die Daten der Pulsationen und Variationen getrennt zu behandeln. Für lange Perioden gelingt durch ein Dreischichtmodell bereits eine recht gute Phasenanpassung im Rahmen der Fehler für die Sediment- und Kristallinstation. Ein hier nicht näher ausgeführtes zweidimensionales Modell liefert keine zufriedenstellende Erklärung der Meßdaten und kann lediglich als Startmodell für weitere Modifikationen dienen.

Eine bessere Interpretation der Übertragungsfunktionen der Profilstationen wird durch eine Entzerrung möglich. Zu diesem Zweck wurden im Sommer/Herbst 1989 weitere Variationsdaten an 2 Profilstationen und 2 außerhalb der diskutierten Geologie gelegenen Stationen registriert. Die Auswertung dieser Daten ist noch nicht abgeschlossen.

Anschrift des Autors: Institut für Geophysik der Universität
Göttingen, Herzberger Landstr. 180, 3400 Göttingen

1. Einleitung:

Im Umfeld der Kontinentalen Tiefbohrung wurden erdmagnetische und erdelektrische Feldschwankungen im Periodenbereich von einigen Sekunden bis Tagen registriert. Da diesen Perioden Eindringtiefen von einigen 10 bis 100 Kilometern zuzuordnen sind, können der Bohrung zugängliche Tiefenbereiche nicht unmittelbar interpretiert werden. Ziel der Arbeit war es, im weiteren Umfeld der Kontinentalen Tiefbohrung die elektrische Leitfähigkeitsverteilung von Erdkruste und oberem Mantel zu bestimmen. Für Modellrechnungen, die andere MT-Gruppen zur Interpretation hochfrequenterer Messungen ausführen, wird die Leitfähigkeit in größeren Tiefen und auch eine Aussage über die regionale Leitfähigkeitsverteilung benötigt.

2. Feldmessungen:

Die geologisch dominante Struktur in diesem Gebiet ist die Fränkische Linie (FL). Westlich dieser NW-SO verlaufenden Linie bilden gutleitende Sedimente aus dem Jura einen Kontrast zum hochohmigen Granit des Grundgebirges im Osten. Dazwischen bilden Gneise mit eingelagerten Amphiboliten der Zone Erbdorf-Vohenstrauß (ZEV) den Übergang. Mit vier Stationen wurde ein West-Ost Profil über die Fränkische Linie gelegt (Abb. 1). Die Lage der Stationen wurde so gewählt, daß das unmittelbare Umfeld der Tiefbohrung sowie die sedimentären Deckschichten im Westen und das Kristallin im Osten erfaßt wurden.

Bestückt waren die Stationen mit Induktionsspulen-Magnetometern zur Messung der Raumkomponenten des erdmagnetischen Feldes und 2 Telluriksonden-Paaren zur Registrierung des horizontalen erdelektrischen Feldes. Zur Messung langperiodischer Feldschwankungen wurden die Induktionsspulen-Magnetometer durch Fluxgate-Magnetometer ersetzt. Zunächst wurden im Dezember 1987 Pulsationen im Periodenbereich von 10 bis 500 Sekunden aufgezeichnet. In der Zeit vom 25.5. bis zum 19.10.1988 wurden Variationsdaten aufgezeichnet, wobei 3 Kanäle für die Magnetfeld-, 2 Kanäle für die Tellurik-Komponenten und 3 Kanäle für die Temperaturmessung benötigt wurden. Diese 3. Meßphase war gekennzeichnet durch etliche Ausfälle. Eingerichtet waren die Sedimentstation ESB und die Granitstation HAM je mit Fluxgatemagnetometer und Tellurikstrecken. Da im langperiodischen Bereich künstliche Magnetfeldstörungen in geringerem Maße auftreten, wurde während des Abteufens der Vorbohrung an der Station auf dem Bohrplatz ebenfalls ein Fluxgatemagnetometer installiert.

Eine Analyse des Datenmaterials lieferte Ergebnisse im Bereich von 12 bis 9000 Sekunden. Eine Stundenmittelwertanalyse von Perioden bis in den Bereich des Tagesganges ($T > 6$ Std.), ergab keine signifikanten Aussagen. Eine Verbesserung der Signifikanz ist noch durch Hinzunahme weiterer Daten möglich.

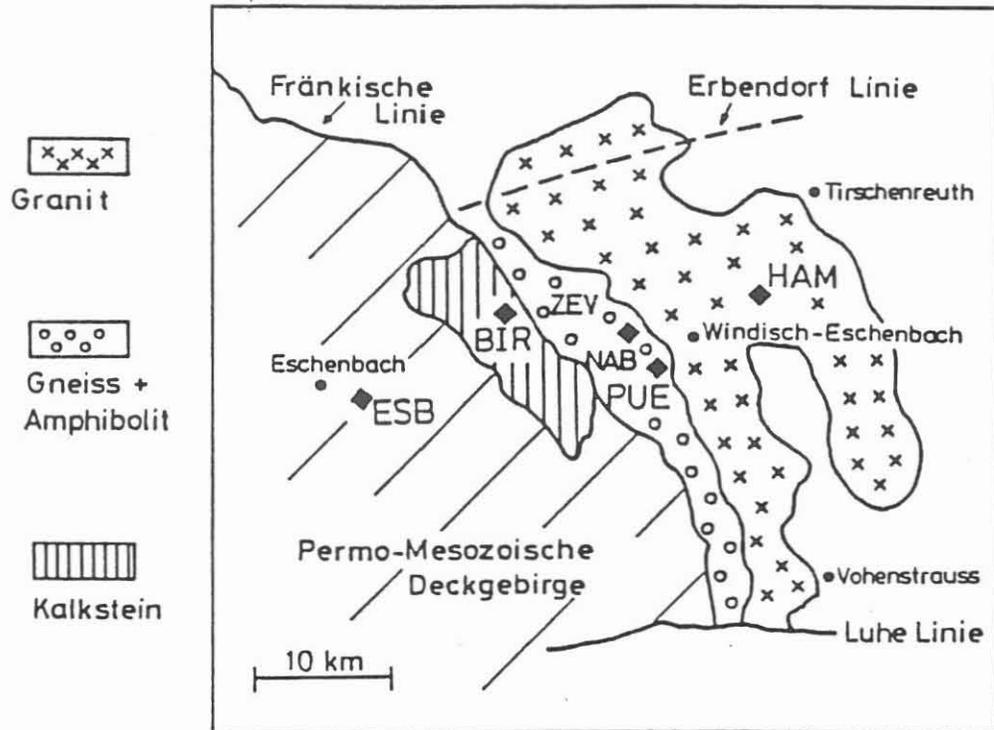


Abb. 1:

In dieser Abbildung ist das Meßgebiet skizziert. Die Zuordnung der Stationen zu unterschiedlichen geologischen Oberflächenstrukturen ist angedeutet.

3. Registrierbeispiele:

Aus gleichzeitigen, über das Stationsprofil aufgetragenen Zeitreihen der registrierten Kanäle lassen sich bereits erste Aussagen zu den Leitfähigkeitsverhältnissen des Meßgebietes treffen. In den Abbildungen 2 und 3 sind zwei Effekte wiedergegeben, einmal für Pulsationen aus der 2. Meßphase (1987), und dann tagesperiodische Variationen der 3. Meßphase (1988). In den Kanälen H (Nordkomponente), D (Ostkomponente), Z (Vertikalkomponente) wurde das Magnetfeld registriert, EO (Ost-West Komponente), EN (Nord-Süd Komponente) stellen das horizontale elektrische Feld dar. Die Reihenfolge der Stationen ist von West nach Ost mit ESB als westlichste Station des Profils geordnet.

Ein starkes Abklingen der Amplitude des elektrischen Feldes von der östlichen Station HAM zur westlichen Station ESB, zu beobachten in beiden Beispielen, bedeutet ein Ansteigen der Leitfähigkeit nach Westen. Im elektrischen Feld wird der große Leitfähigkeitskontrast an den Stationen HAM und ESB deutlich. Die Feldamplituden der Kristallinstation HAM sind etwa eine Dekade größer als die der Sedimentstation ESB.

Die Magnetfeldkomponenten der Stationen verlaufen sehr einheitlich. In Z (Abb. 2) sind kurzperiodische Anomalien zu erkennen, die mit D korreliert sind. Dies könnte einen Leitfähigkeitskontrast über die Fränkische Linie hinweg andeuten.

Abbildung 3 zeigt tagesperiodische Variationen über einen Zeitraum von 6 Tagen. Neben dem Magnetfeld und dem elektrischen Feld wurde die für langperiodische Messungen wichtige Temperatur aufgezeichnet. Von drei registrierten Temperaturkanälen wurde hier die Temperatureaufzeichnung der Meßbox (Tb) herausgegriffen. Gemessen wurde an den Stationen ESB, HAM und der Bohrlochstation NAB. Wegen zu erwartender Störungen wurde bei NAB auf eine Messung des elektrischen Feldes verzichtet.

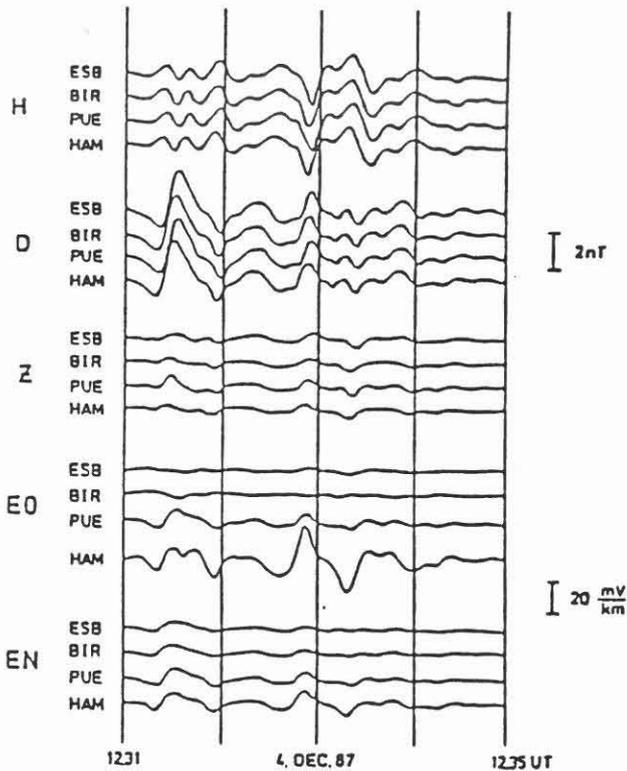


Abb. 2:
Effekt aus der 2. Meßphase

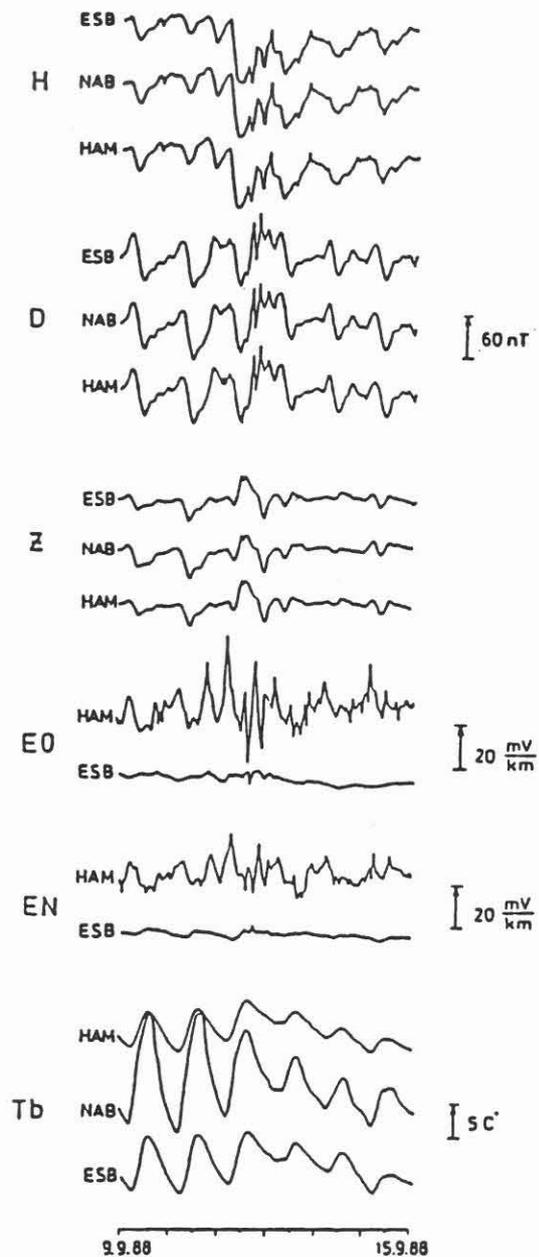


Abb. 3:
Effekt aus der 3. Meßphase

Deutlich hervor tritt der Tagesgang der Komponenten H und D. Zu ermitteln bleibt der Einfluß des Tagesganges der Temperatur auf diese Komponenten. So spiegelt die große Amplitude der Station NAB ihre exponierte Lage auf dem Bohrplatz wider. Die Stationen HAM und ESB waren vor direkter Sonneneinstrahlung geschützt im Wald untergebracht. Die Vertikalkomponente Z ist sehr groß, $Z : H \approx 0.5$.

4. Rotationswinkel, Anisotropie und Skewness:

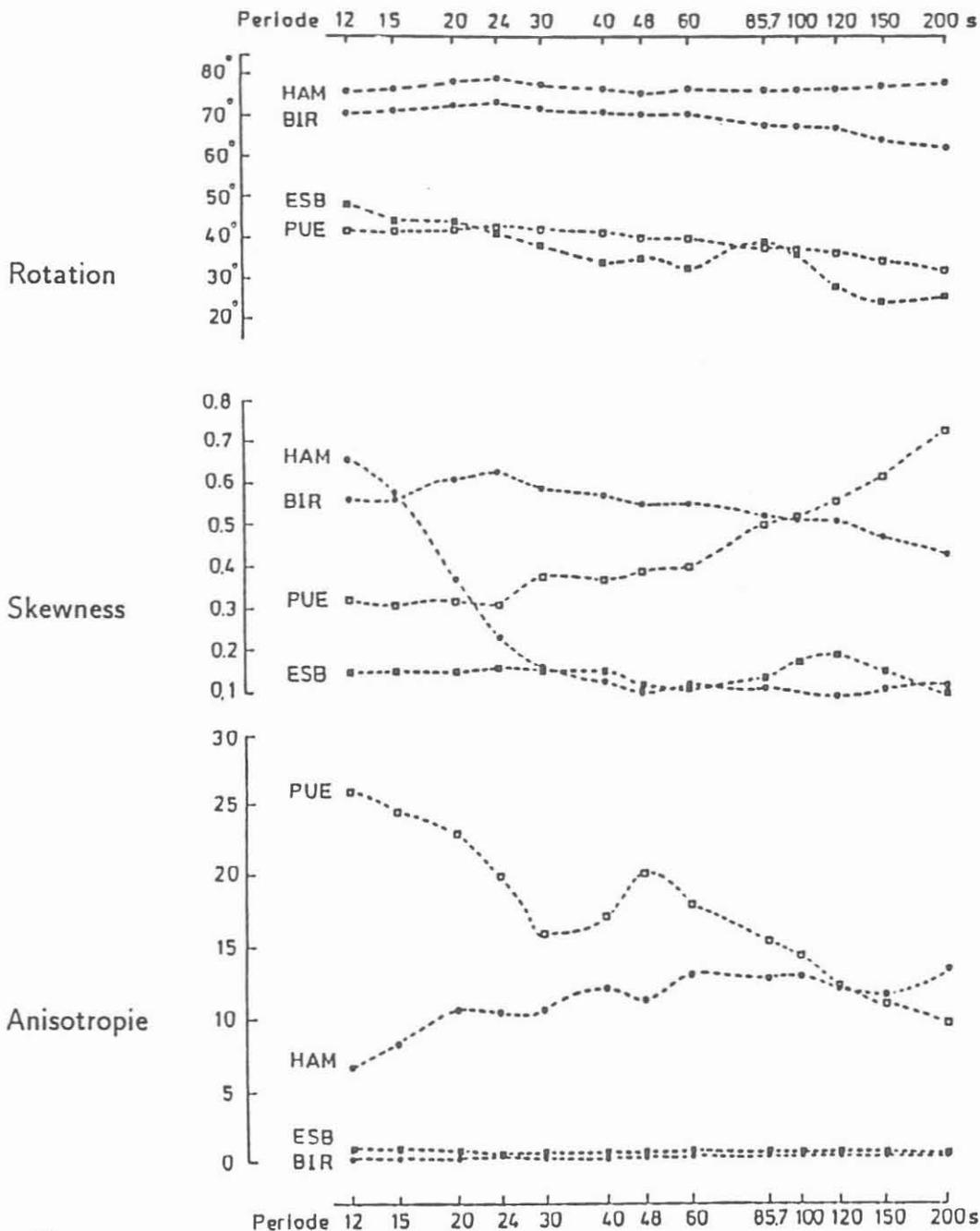


Abb. 4:

Rotationswinkel, Skew und Anisotropie der Stationen Eschenbach, Birkenreuth, Püllersreuth und Hanfmühl für die Perioden 12 bis 200 s

Die Abbildung 4 zeigt im Skewness Parameter, daß nur ESB, und zu längeren Perioden auch HAM, zweidimensional interpretiert werden dürfen. Bei den Stationen PUE und BIR ist die Skew zu groß. Hier liegen offensichtlich im betrachteten Periodenbereich der Pulsationen dreidimensionale Verhältnisse vor.

Die nach Swift errechneten Rotationswinkel zeigen über den Periodenbereich einen homogenen Verlauf. Lediglich für ESB schwankt der Drehwinkel um etwa 20° . Obwohl aufgrund der Skewbetrachtung für BIR und PUE keine ausgeprägte Streichrichtung zu erwarten war, konnte dort ein deutlicher Winkel bestimmt werden. Die Anisotropie wurde nach Rotation um den jeweiligen mittleren Winkel jeder Station errechnet. Die mittleren Rotationswinkel betragen für HAM 77° , BIR 69° , PUE 39° und ESB 36° . Die Anisotropie zeigt, daß ESB sogar annähernd als eindimensional angesehen werden darf. Die Anisotropie A ist für ESB etwa 1, während für die anderen Stationen A deutlich von 1 verschieden ist (BIR ≈ 0.2).

Eine weitere, von Verzerrungen des elektrischen Feldes unabhängige Möglichkeit, einen Rotationswinkel zu bestimmen ist, das anomale horizontale Magnetfeld zu betrachten und die Nebendiagonalelemente des Perturbationstensors zu minimieren.

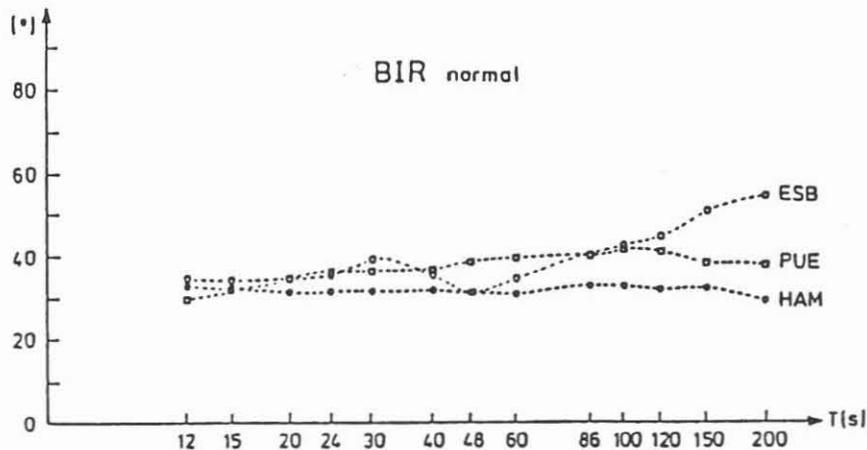


Abb. 5:

Drehwinkel bestimmt aus dem Nebendiagonal-Minimum des Perturbationstensors

In der Abbildung 5 sind für die Stationen ESB, PUE und HAM aus dem Perturbationstensor errechnete Drehwinkel aufgetragen. BIR wurde als Normalstation benutzt. Über die Perioden von 12 bis 200 s zeigen alle Stationen einen relativ homogenen Verlauf des Rotationswinkels von 30° bis 40° . Diese Winkel stimmen sehr gut mit den mittleren Swift-Winkeln der Stationen ESB und PUE überein. Obwohl eine Koordinatendrehung um einen Winkelbereich von 30° bis 40° nicht unmittelbar mit geologischen Streichrichtungen in Verbindung gebracht werden kann, wurde für weitere Betrachtungen ein einheitlicher Rotationswinkel von 30° gewählt.

Eine Koordinatendrehung um diesen Winkel dreht die x-Achse und damit die neue "Nordrichtung" x' parallel zum ungefähren Verlauf der Grenze vom Saxothuringikum im Nordwesten zum Moldanubikum im Südosten. Geht man von dieser Streichrichtung aus, ist fortan die yx -Komponente des Impedanztensors mit der E-Polarisation zu identifizieren.

5. Perturbations- und Impedanztensoren:

Nach einer Koordinatendrehung um 30° werden die Übertragungsfunktionen der Stationen ESB und HAM im Periodenbereich von 12 bis 9000 s betrachtet.

Zunächst sind in Abbildung 6 die Übertragungsfunktionen des vertikalen Magnetfeldes der beiden Stationen dargestellt. Die Analyse erfolgte lokal, d.h. das gesamte vertikale Magnetfeld der jeweiligen Station wurde bivariat mit dem Horizontalfeld derselben Station in Beziehung gebracht. Der Realteil von z_{aH} ist bei beiden Stationen negativ, abgesehen von einigen positiven Werten in den kurzen Perioden bei ESB. z_{aD} ist durchgehend positiv bei beiden Stationen. In ESB gehen die längsten analysierten Perioden der Pulsationen nicht so glatt in die kürzesten Perioden der Variationen über (200 auf 450 s) wie in HAM.

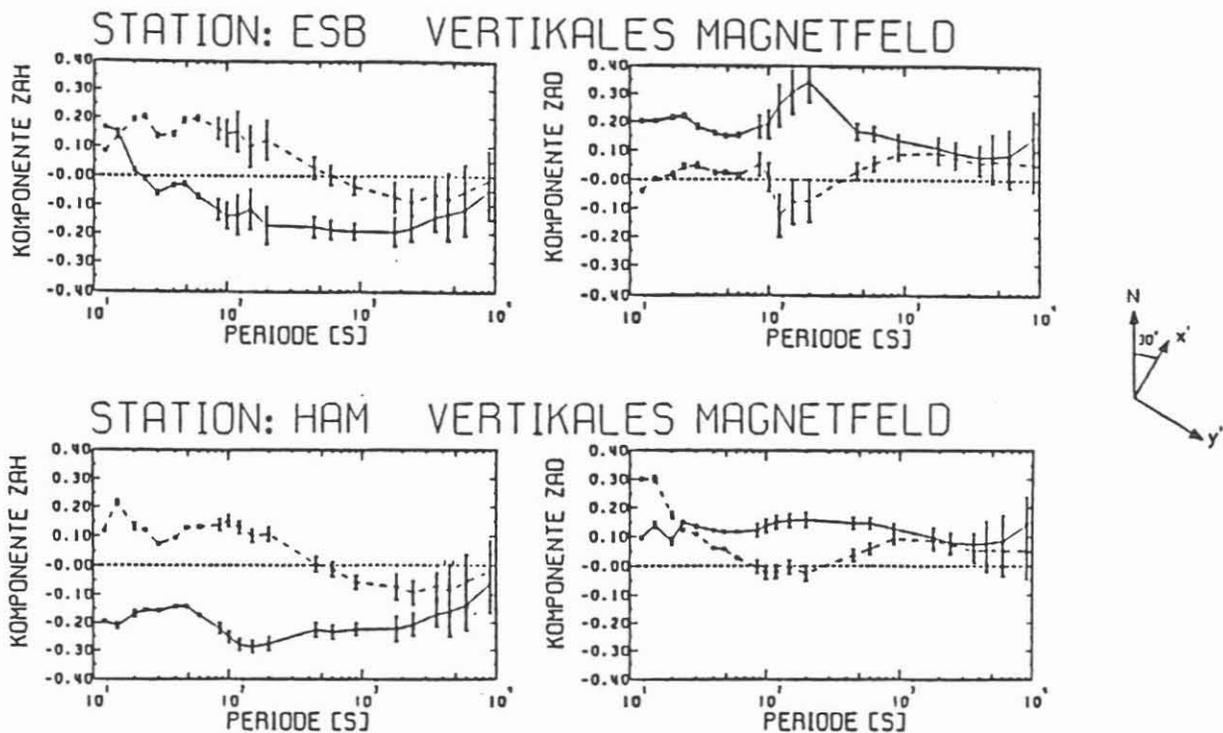


Abb. 6:

Übertragungsfunktionen des vertikalen Magnetfeldes
Realteil durchgezogene, Imaginärteil gestrichelte Linie

In Abb. 7 sind die um 30° rotierten Impedanztensoren von ESB und HAM als Funktion der Periode dargestellt. In HAM bleiben trotz Rotation alle Impedanzelemente deutlich von Null verschieden, d.h. diese Station kann nicht als zweidimensional angesehen werden. Der Amplitudenabfall zu längeren Perioden ist durch die $\frac{1}{\sqrt{T}}$ Abhängigkeit der Impedanz mit der Periode T zu erklären. Auffallend bei HAM sind die hohen Impedanzen. Sie bestätigen die geringe Leitfähigkeit des Untergrundes dieser Station. Zu kurzen Perioden wird der Realteil deutlich kleiner als der Imaginärteil, d.h. die Phase sinkt stark unter 45° und deutet auf einen oberflächennahen guten Leiter hin.

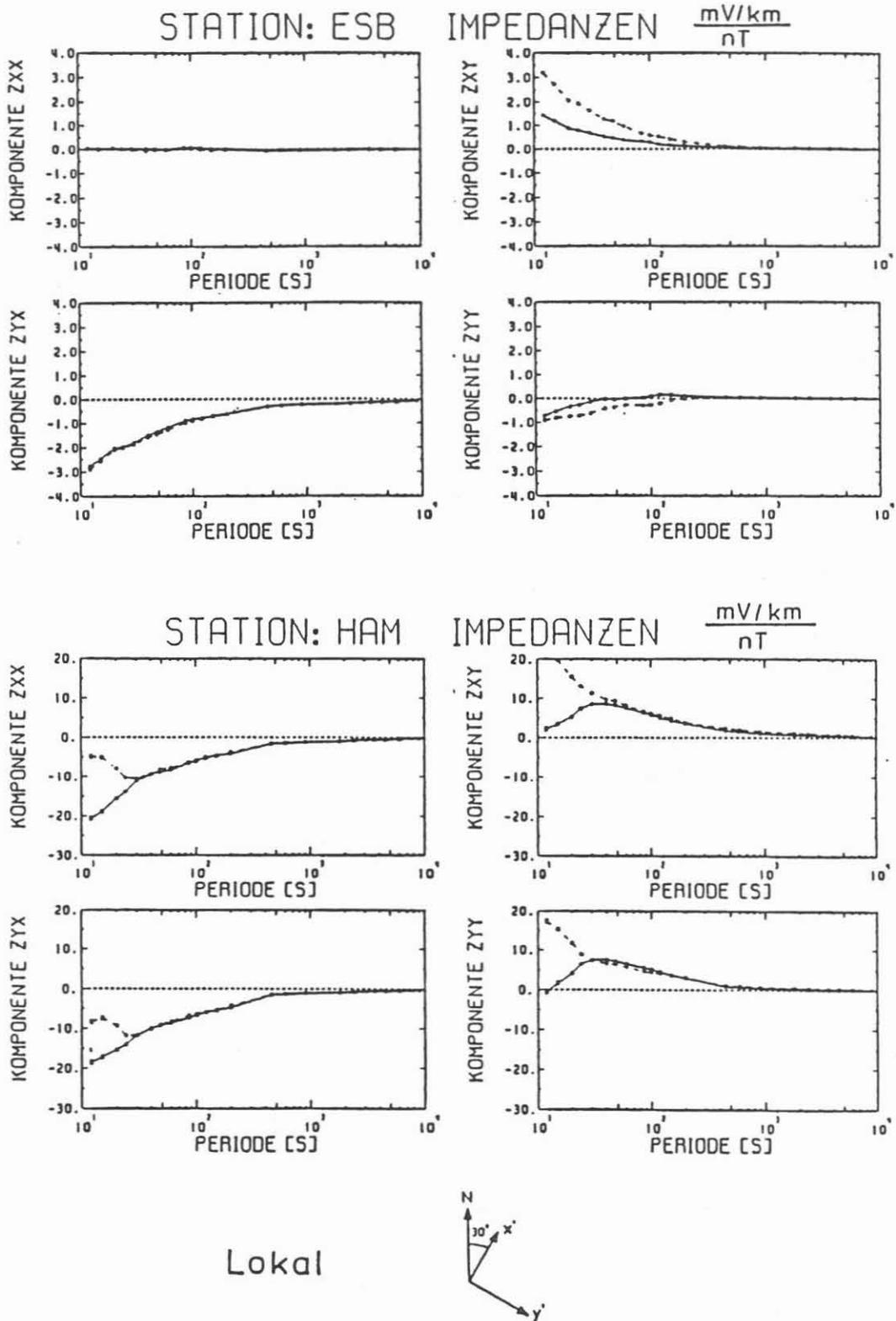


Abb. 7:
Rotierte Impedanztensoren von HAM und ESB
Realteil durchgezogene, Imaginärteil gestrichelte Linie

Der Impedanztensor von ESB ist annähernd zweidimensional. Die Hauptdiagonalelemente sind bis auf die kurzen Perioden in Z_{yy} verschwunden. In der Nebendiagonalen überwiegt leicht die Z_{yx} Komponente im Betrag und hat, wie durch die Theorie des 1-D Falles gefordert, ein negatives Vorzeichen in Real- und Imaginärteil.

6. Scheinbare Widerstände und Phasen:

Die Darstellung des scheinbaren spezifischen Widerstandes ρ_a und der Phase Φ setzt den eindimensionalen Fall voraus. Eine der Nebendiagonalelemente des Impedanztensors wird gewählt und gemäß der Cagniard-Transformation in einen scheinbaren spezifischen Widerstand mit zugehöriger Phase umgerechnet. Zunächst werden für die xy- und yx-Komponente aus unrotierten Impedanzen aller Stationen für Pulsationen im Bereich von 12 bis 200 s berechnete Widerstände und Phase gezeigt (Abb. 8).

Darauf folgt die entsprechende Darstellung nach der Rotation der Impedanztensoren (Abb. 9). Der Drehwinkel entspricht jeweils dem mittleren Swift-Winkel jeder Station. Die Abbildung 8 zeigt für die xy-Komponente ein einheitliches Bild für alle Stationen. ρ_a liegt oberflächennah bei $100 \Omega m$ und sinkt zu längeren Perioden ab. Passend dazu sind die Phasen größer als 45° . Von der westlichsten Station ESB zur östlichsten Station HAM nimmt der scheinbare spezifische Widerstand entsprechend der Stationsfolge zu. Die orthogonale yx-Komponente zeigt von Station zu Station große Unterschiede in ρ_a . PUE konnte in yx wegen starker Verzerrungen nicht durch eine Cagniard-Transformation dargestellt werden. Die Station BIR zeigt in ρ_a und Φ ebenfalls einen durch Verzerrungen geprägten Kurvenverlauf. Da beide Stationen im Profil nahe dem Übergang vom guten zum schlechten Leiter liegen, an dem das E-Feld in der B-Polarisation einen Sprung aufweist, ist es naheliegend, die yx-Komponente in dem ungedrehten Koordinatensystem als B-Polarisation zu betrachten.

Nach einer Drehung der Koordinatensysteme der Stationen um nach dem Swift-Kriterium bestimmte Winkel (Abb. 9), ist der yx-Komponente die E-Polarisation zuzuordnen. In der xy-Komponente sind nun die großen Differenzen in der Leitfähigkeit zwischen den Stationen zu sehen. Die Phasen sind für alle Stationen in beiden Polarisationsrichtungen größer als 45° , was eine Deutung durch ein h-Modell nahelegt.

Da die yx-Komponente im 30° rotierten Koordinatensystem mit der E-Polarisation zu identifizieren ist, wird für die Berechnung von scheinbarem Widerstand ρ_a und Phase Φ an den Stationen ESB und HAM die rotierte Impedanz Z_{yx} ausgewählt.

Die Abbildung 10 verdeutlicht, daß die Kurven der scheinbaren spezifischen Widerstände für die Analysebereiche von Pulsationen und Variationen nicht unmittelbar aneinander anschließen. Im Übergang springt ρ_a bei ESB von 40 auf $30 \Omega m$ und bei HAM von 2000 auf $500 \Omega m$.

In der Phase ist ein solcher Sprung nicht zu sehen. Die Phase für ESB ist über den gesamten Periodenbereich etwa 45° , d.h. sie entspricht der eines homogenen Halbraumes. Bei HAM ist ein bereits diskutiertes Absinken der Phase bei kurzen Perioden zu sehen, ein Anzeichen für einen oberflächennahen guten Leiter.

In den langen Perioden ist HAM phasengleich mit ESB. Dies läßt die Möglichkeit einer Gleichstromverzerrung von HAM in Bezug auf ESB zu.

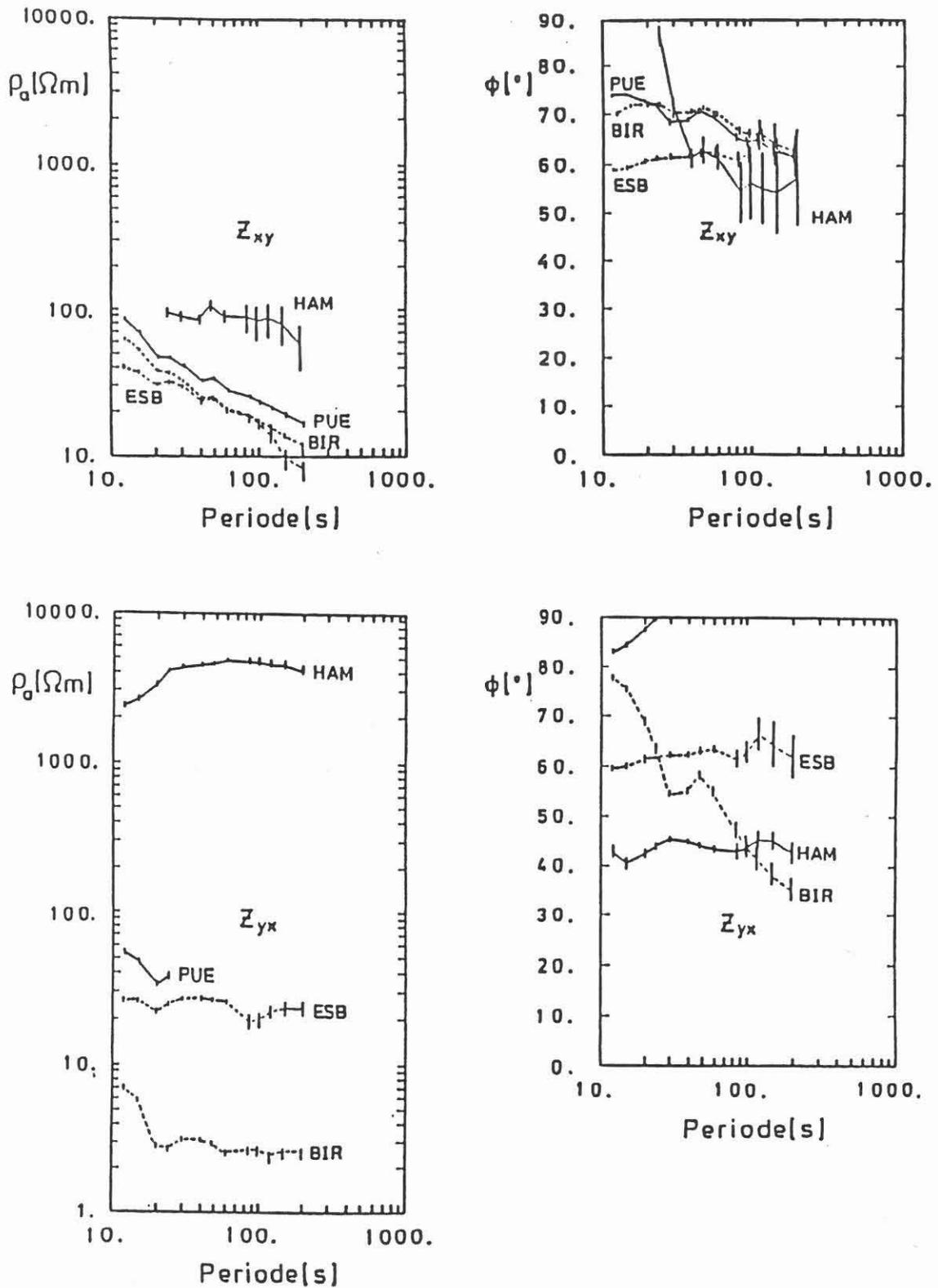


Abb. 8:

Scheinbarer Widerstand ρ_a und Phase Φ für Z_{xy} und Z_{yx} an den Stationen HAM, PUE, BIR und ESB im unrotierten Koordinatensystem

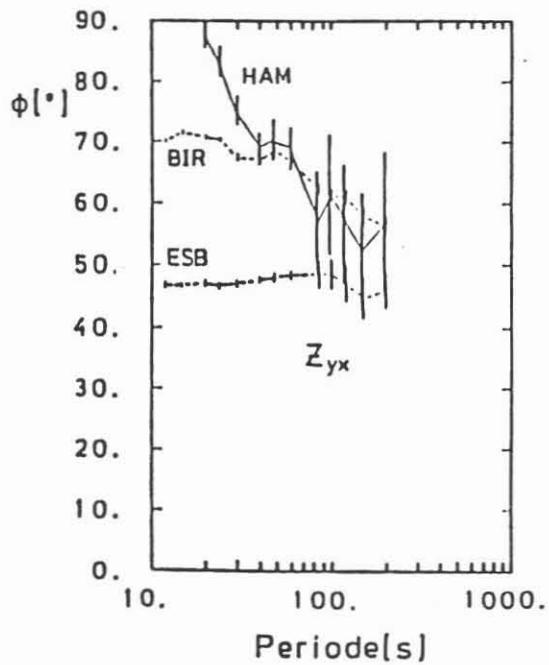
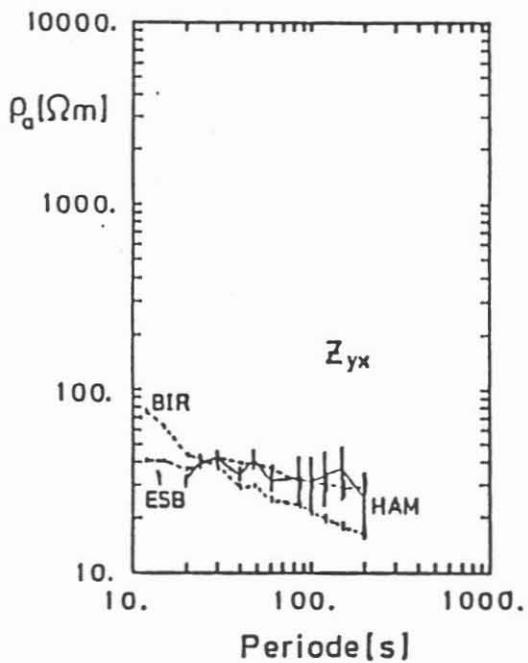
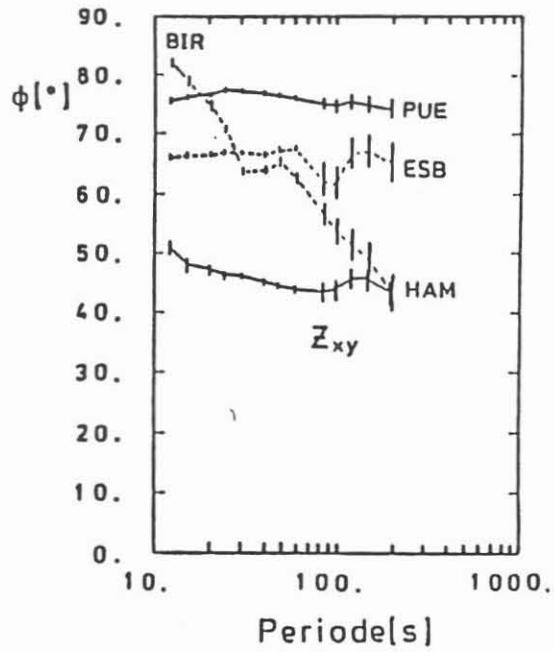
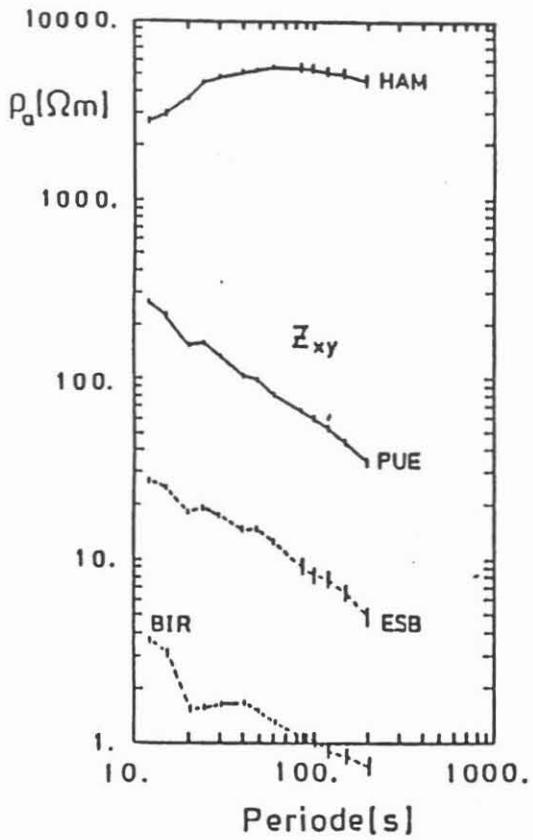


Abb. 9:

Scheinbarer Widerstand ρ_a und Phase Φ für Z_{xy} und Z_{yx} in rotierten Koordinatensystemen.

ESB 36° rotiert, BIR 69° , PUE 39° , HAM 77° .

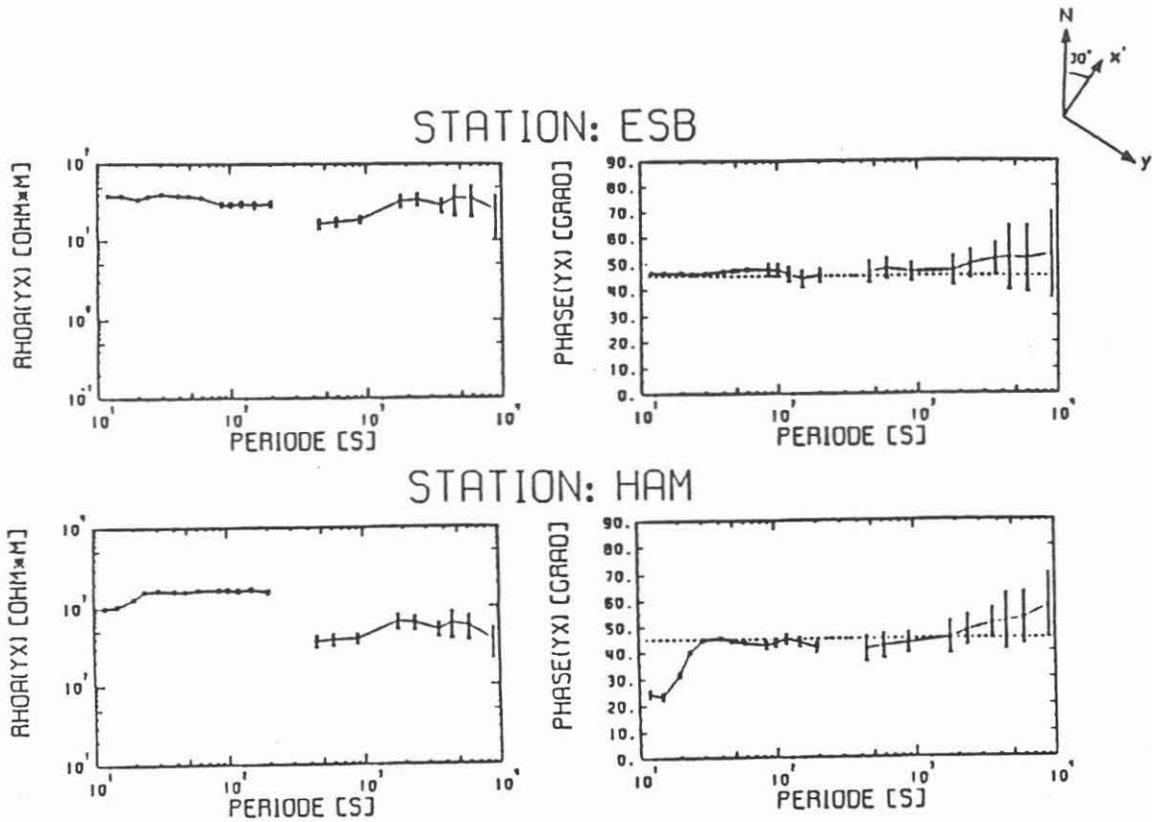


Abb. 10:

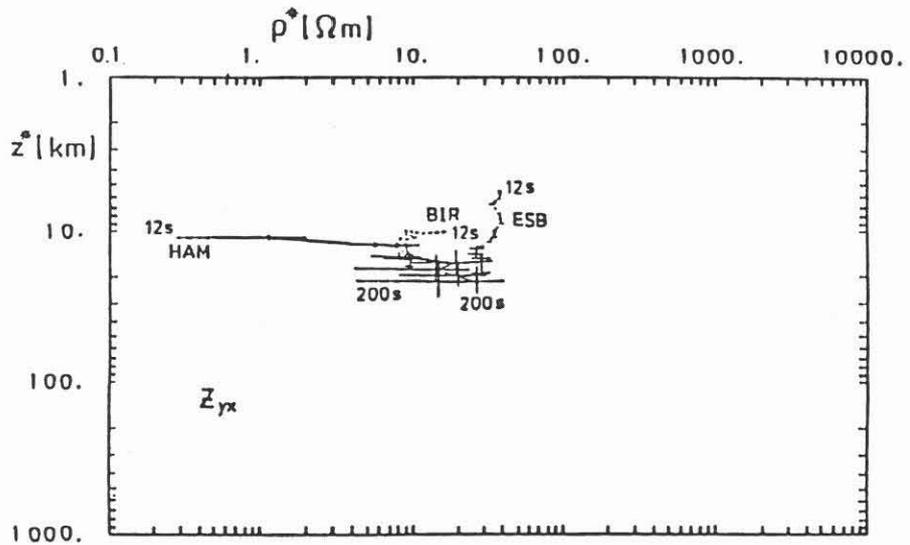
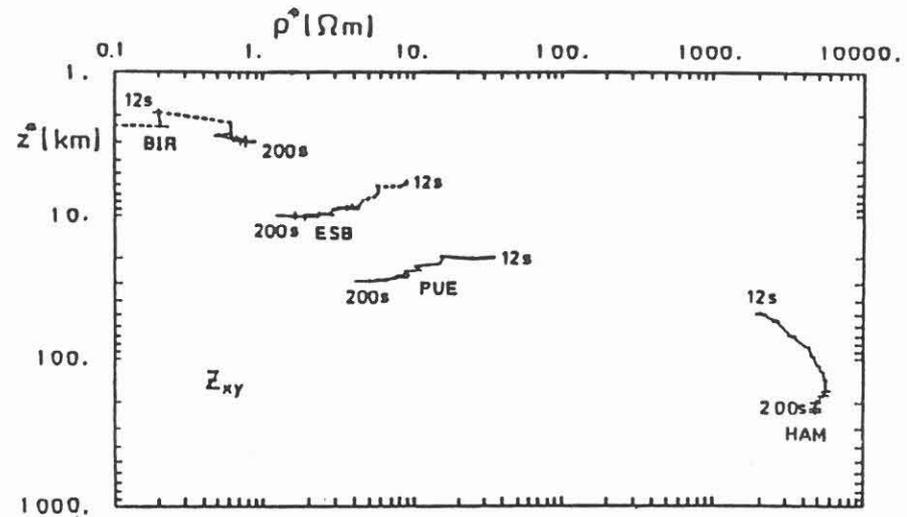
Scheinbarer Widerstand ρ_a und Phase Φ berechnet aus Z_{yx} nach Rotation um 30° für den gesamten Periodenbereich

Die Abbildung 11 zeigt die $\rho^*(z^*)$ transformierten Impedanzen aller im Periodenbereich der Pulsationen gemessenen Stationen nach der Rotation des Koordinatensystems um den jeweiligen errechneten Swift-Winkel.

Zwar ist die Darstellung der yx -Komponente mit großen Fehlern behaftet, und HAM zeigt unrealistisch kleine spezifische Widerstände, doch ist zu bemerken, daß die Kurven in einen einheitlichen Leitfähigkeits-Tiefenbereich münden. Die $\rho^*(z^*)$ Kurven der xy -Komponente differieren stark von Station zu Station. BIR zeigt extrem niedrige spezifische Widerstandswerte, ein Effekt der Verzerrung des elektrischen Feldes dieser Station. Die weiteren Stationen, von ESB über PUE zu HAM, geben die von West nach Ost abnehmende Leitfähigkeit längs des Profils wieder. Die $\rho^*(z^*)$ Kurven von ESB und PUE fordern oberflächennah einen schlechten Leiter, für HAM wird in den kurzen Perioden ein relativ guter Leiter gesehen.

Abb. 11:

$\rho^*(z^*)$ in E- und B-Polarisation für Pulsationen der Stationen HAM, BIR, PUE, ESB in gedrehten Koordinaten.
 ESB 36°, BIR 69°, PUE 39°, HAM 77°



Die Abbildung 12 zeigt eine $\rho^*(z^*)$ -Darstellung der E-Polarisation von 12 bis 9000 s für ESB und HAM in 30° rotierten Koordinaten. Bei Betrachtung der $\rho^*(z^*)$ Kurve fällt sofort auf, daß bei beiden Stationen drei Punkte (450 bis 900 s) aus dem sonst glatten Kurvenverlauf herausfallen. Die Überprüfung der Analyse dieses Periodenbereichs anhand verschiedener Effekte liefert vergleichbare Ergebnisse. Da es sich um die kürzesten analysierten Variationen der Fluxgate Registrierungen handelt, könnte eine unzureichende Darstellung der instrumentellen Resonanzkurve in diesem Periodenbereich die Ursache sein. Die weiteren Punkte der Variationen verlaufen für beide Stationen, abgesehen von einer Verschiebung, identisch. Wie noch gezeigt wird, läßt sich die Impedanzkurve von HAM in den Variationen durch Division mit einer reellen, frequenzunabhängigen Konstanten in die Kurve von ESB überführen. Charakteristisch ist die Abnahme des scheinbaren spezifischen Widerstandes zu langperiodischen Variationen. Hier wird der gutleitende Erdmantel sichtbar. Der Kurvenverlauf guter- schlechterguter Leiter in den Variationen läßt eine gute Anpassung durch ein 3-Schichtmodell erwarten.

In den Pulsationen (12 bis 200 s) können bei ESB zwei gutleitende Schichten in 6 und

13 km Tiefe ausgemacht werden. In einer geglätteten 1-D Modellrechnung werden sie jedoch nicht aufgelöst. In der Kurve von HAM sinkt der scheinbare spezifische Widerstand von $3000 \Omega m$ in 15 km Tiefe, auf $1500 \Omega m$ in 70 km. Bei um $1500 \Omega m$ schwankenden spezifischen Widerstandswerten wird in 110 km Tiefe noch ein guter Leiter angedeutet.

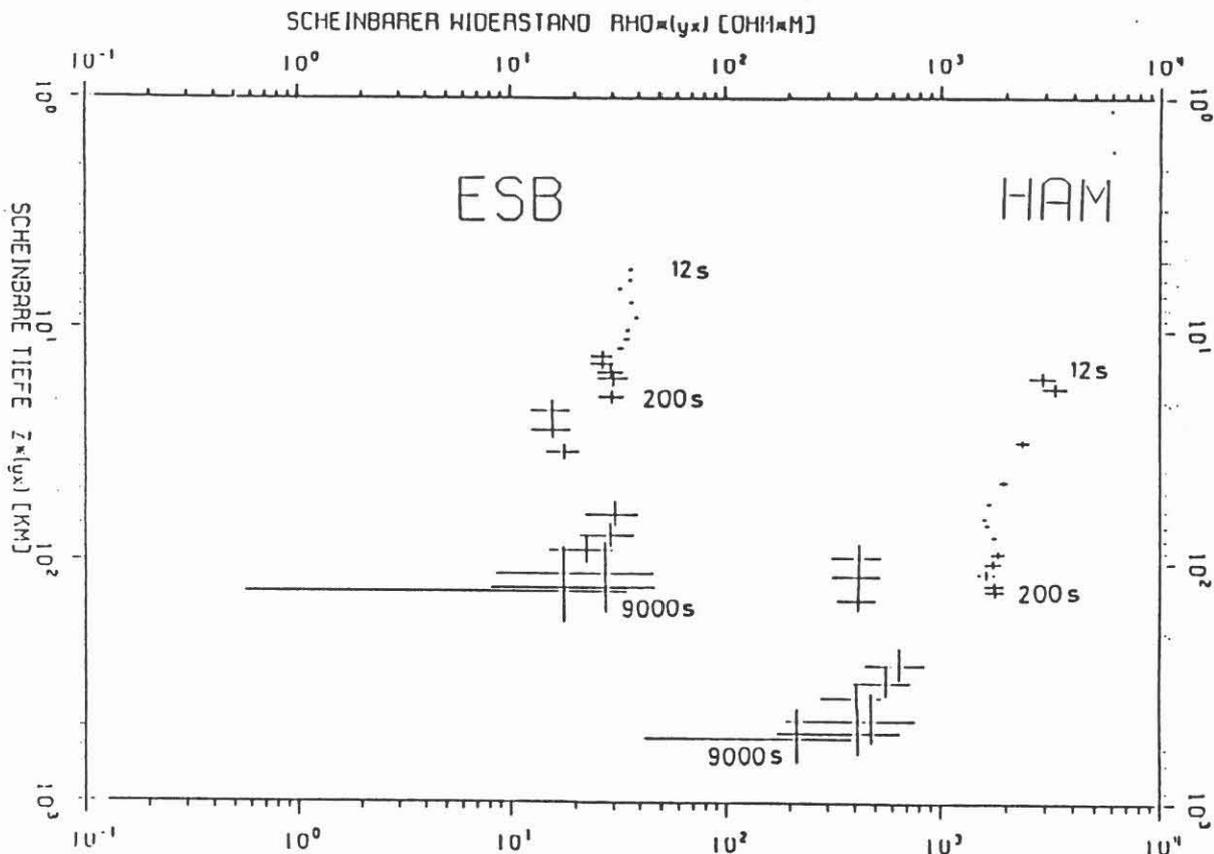


Abb. 12:
 $\rho^*(z^*)$ in E-Polarisation in ESB und HAM (30° rotiert)

7. Tellurische Vektoren:

In den Abbildungen 13 (a,b,c,d) werden die tellurischen Vektoren in gedrehten Koordinatensystemen für die Perioden 12 bis 200 s gezeigt. Drehwinkel ist der jeweilige mittlere Swift-Winkel der Station. Dargestellt sind die vier Stationen der zweiten Meßphase ESB, BIR, PUE und HAM. Um die Vektoren optisch besser darstellen zu können, wurde die $\frac{1}{\sqrt{T}}$ Abhängigkeit der Impedanzensorelemente eliminiert, indem die Maßstabsgrößen für jede Periode T mit einem Faktor proportional zu \sqrt{T} multipliziert wurden.

Die Station ESB in Abbildung 13a zeigt über einen weiten Bereich der betrachteten Perioden zweidimensionales Verhalten. Der Vektor e_x zeigt konstant Richtung Westen, während e_y leicht von Nordwest nach Nordost mit der Periode dreht.

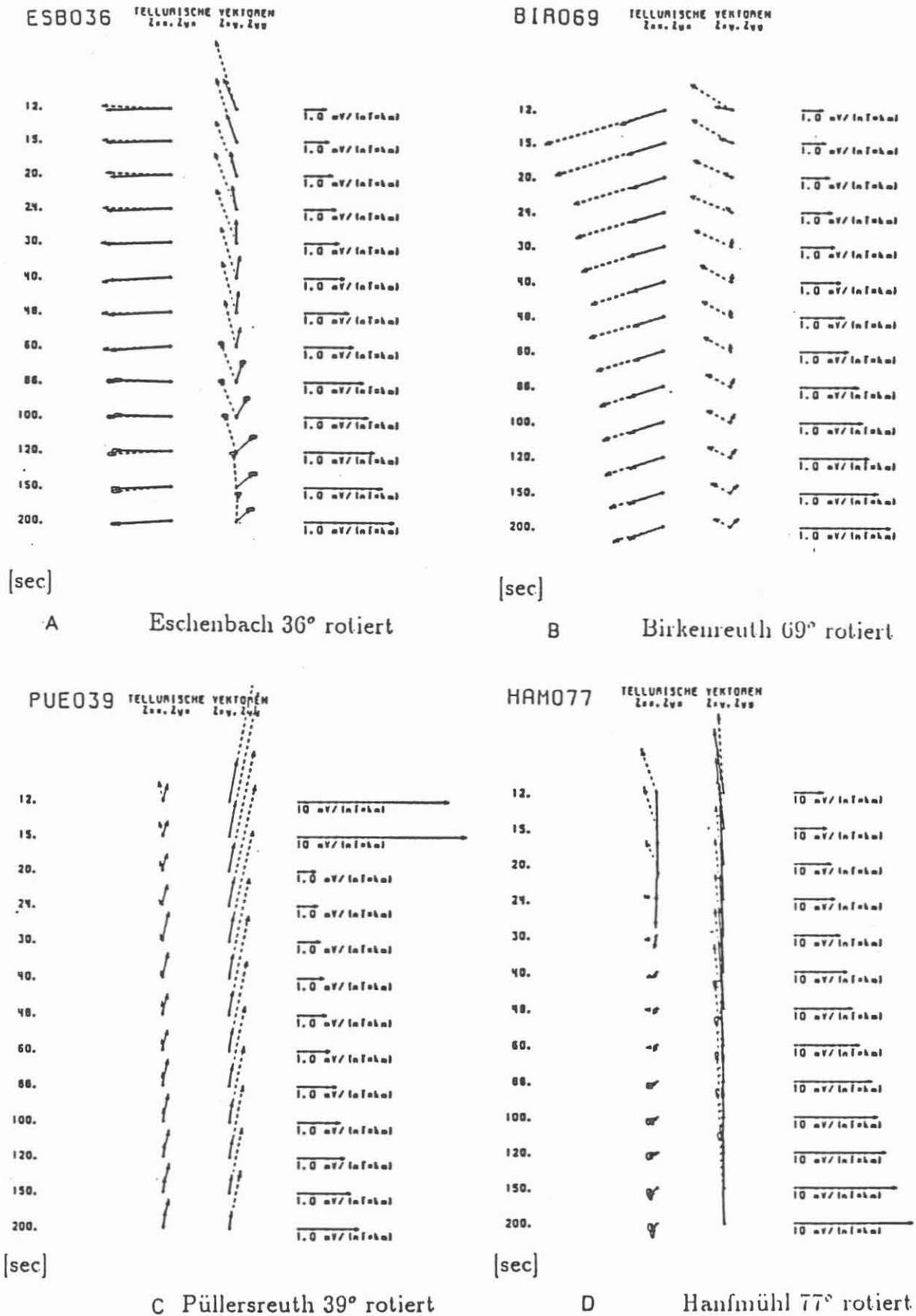


Abb. 13:
 Tellurische Vektoren in rotierten Koordinaten
 real: durchgezogene Pfeile, imaginär: gestrichelte Pfeile

In Abbildung 13b ist Zweidimensionalität nur noch angedeutet zu sehen. e_x zeigt in südwestliche Richtung, und der Realteil von e_y dreht von West über Nord nach Nordost. Die Impedanzen bei BIR sind voraussichtlich verzerrt.

Bei der Station PUE in Abbildung 13c sind dreidimensionale Verhältnisse anzusetzen. Beide Vektoren zeigen über den Periodenbereich konstant in nordöstliche Richtung. Auffallend auch hier, wie bei den anderen Stationen, die Parallelität von Real- und Imaginärteil.

Bei HAM in Abbildung 13d ist zunächst zu beachten, daß der Maßstab im Vergleich zu den anderen Stationen 10-fach überhöht ist. Die Impedanzen an dieser Kristallstation sind wesentlich größer als die der Sedimentstationen ESB und BIR. Der Vektor e_y zeigt nach Norden und e_x dreht mit der Periode. Oberflächennah scheint die Impedanz stark verzerrt zu sein, in längeren Perioden deutet sich eine zweidimensionale Struktur an.

An denjenigen Stationen, an denen die Imaginärteile größer sind als der Realteil, kann davon ausgegangen werden, daß ein guter Leiter unter einer schlechtleitenden Deckschicht liegt.

8. Gleichstromverzerrung:

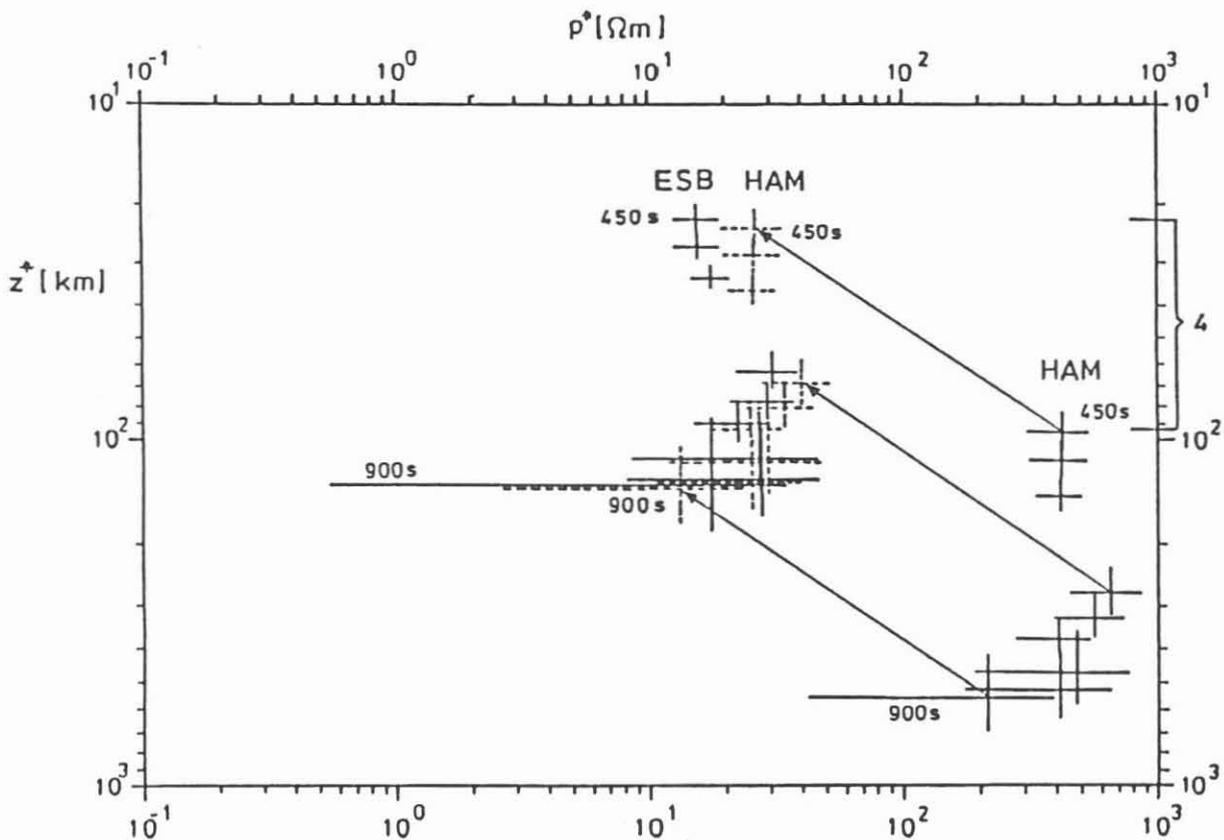


Abb. 14:

Gleichstromverzerrung in der $\rho^*(z^*)$ Kurve der Station HAM für Variationen

Um das Maß der Verzerrung zu erhalten, ist die Kenntnis der wahren Impedanzen

erforderlich, welche aus Verhältnissen der magnetischen Vertikal- und Horizontalkomponenten für Perioden des Sq-Ganges (24, 12, 8, 6 Std.) bestimmt werden können.

Aus einem Vergleich dieser Impedanz mit einem aus der Magnetotellurik für dieselben Perioden analysierten Tensor läßt sich die Verzerrungsmatrix ableiten. Eine solche absolute Entzerrung wurde hier jedoch nicht vorgenommen. Da sich bei Betrachtung der Impedanzen von ESB die Werte für Variationen und Pulsationen in E- und B-Polarisation nicht wesentlich unterscheiden, wird die Station ESB als weitgehend verzerrungsfrei angenommen und die Station HAM relativ zu dieser entzerrt.

Die Entzerrung erfolgt in E-Polarisation für Variationen. Wie bereits gezeigt, ist in diesen Perioden die Phase beider Stationen gleich. Die $\rho^*(z^*)$ Kurven für die B-Polarisation sind nicht in dieser Weise interpretierbar. Die Pulsationen werden von der Entzerrung mit einem reellen Faktor ausgeklammert, da die Phase in diesem Periodenbereich stark variiert. Hier ist eine komplexe frequenzabhängige Verzerrungsmatrix anzusetzen. Aus der Verschiebung der Kurve von HAM in die Kurve von ESB läßt sich der reelle Verzerrungsfaktor für die E-Polarisation entnehmen. Das Inverse der Differenz des Tiefenbereichs z^* vor und nach der Verschiebung ergibt den Verzerrungsfaktor $a = \frac{1}{4}$.

9. Induktions- und Perturbationspfeile:

In diesem Kapitel wird das vertikale Magnetfeld in Form von Induktionspfeilen und das anomale horizontale Magnetfeld anhand von Perturbationspfeilen betrachtet. Doch zunächst wird eine nur für sehr kurze Perioden beobachtbare z_D Anomalie gezeigt.

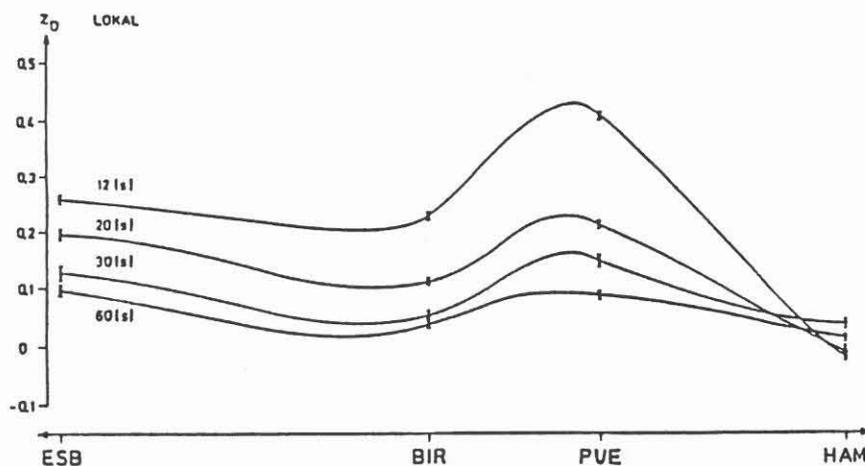


Abb. 15:

z_D (lokal, unrotiert) längs des Profils

Die Abbildung 15 zeigt in unrotierten Koordinaten das lokal analysierte, mit D korrelierte Z über dem Stationsprofil für die Perioden 12 bis 60 s. In längeren Perioden ist diese Anomalie bereits abgeklungen. Die Tiefenerstreckung des Leitfähigkeitskontrastes läßt sich auf etwa 20 km schätzen. Das Maximum des Gradienten der Kurve liegt zwischen BIR und PUE. Dort ist der Übergang vom guten zum schlechten Leiter zu erwarten.

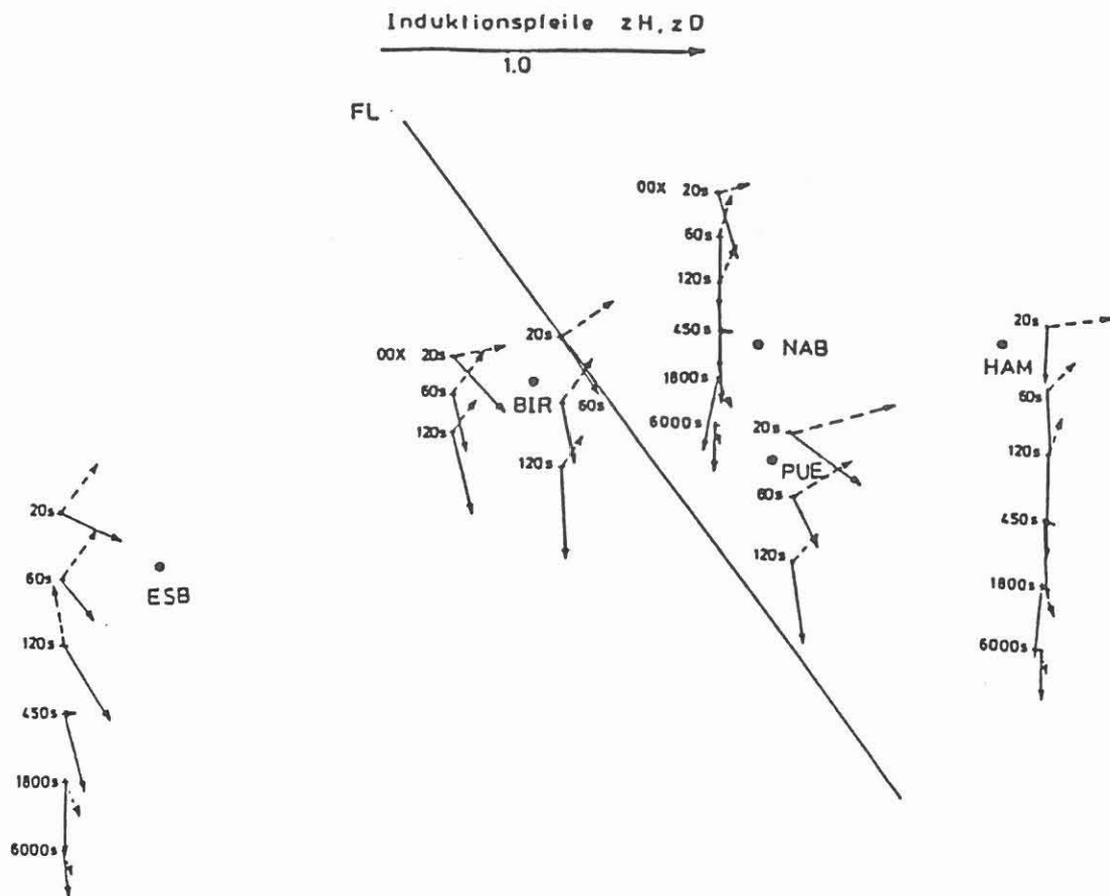


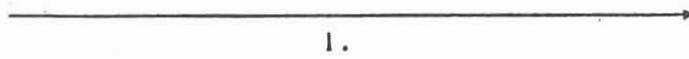
Abb. 16:
Induktionspfeile in Zuordnung zu den Meßstationen
(Re durchgezogene Linie, Im gestrichelt)

In der Abbildung 16 sind für alle Stationen im gemessenen Periodenbereich Induktionspfeile aufgetragen, Realteil durchgezogen, Imaginärteil gestrichelt.

Die Pfeile wurden den Stationen geographisch zugeordnet. Der Zusatz 00X besagt, daß diese Pfeile aus der ersten Meßphase bestimmt wurden. Wie ein Vergleich an der Station BIR zeigt, wurden die Ergebnisse bei den weiteren Messungen bestätigt. Die Fränkische Linie (FL) ist in den Induktionspfeilen nicht zu erkennen. Da im Westen gutleitende Sedimente zu finden sind und im Osten hochohmiges Kristallin anliegt, wäre gemäß der Konstruktion der Induktionspfeile für kurze Perioden eine deutliche Tendenz nach Osten zu erwarten. Im Pulsationsbereich ist bei allen Stationen (außer HAM) eine S-O Richtung vorherrschend, die eine im entsprechenden Tiefenbereich SW-NO streichende Struktur anzeigt.

Bei HAM sind die Eindringtiefen der Felder bei kurzen Perioden bereits so groß, daß offensichtlich eine überregionale O-W streichende Struktur angezeigt wird. Zu längeren Perioden drehen alle Pfeile auf die Südrichtung. Dies stimmt mit zahlreichen Beobachtungen anderer magnetotellurischer Messungen überein und ist von Berkthold (mündliche Mitteilung) durch überregionale geologische Formationen erklärt worden.

PERTURBATIONSPFEILE

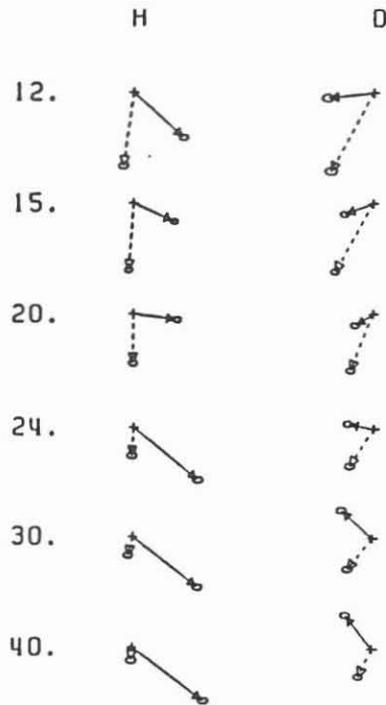
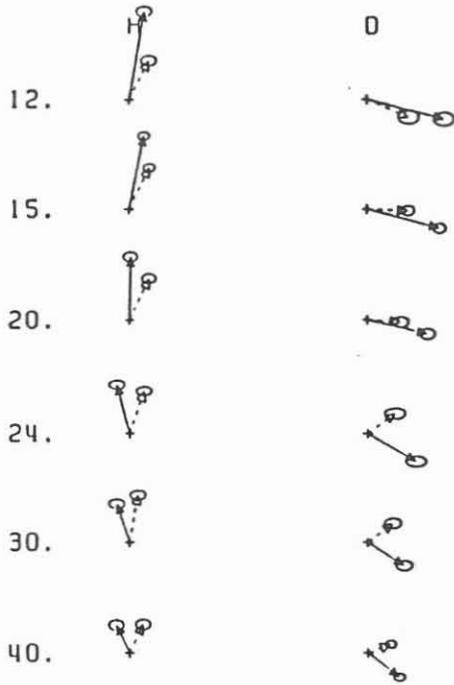


STATION: ESB

STATION: HAM

PERIODE [S]

PERIODE [S]



STATION: PUE

PERIODE [S]

1.

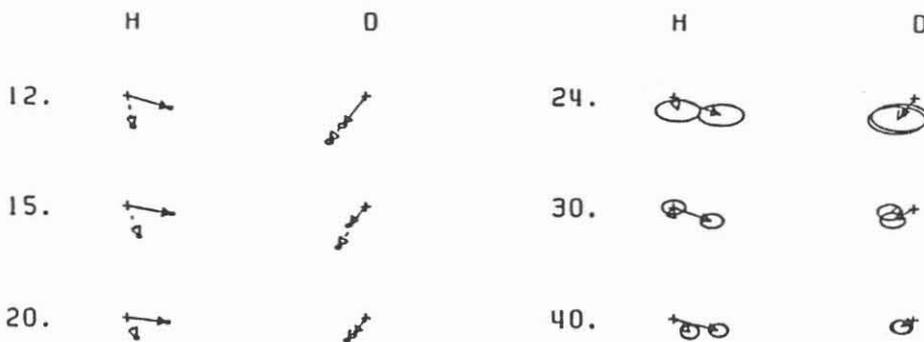


Abb. 17:

Pertubationspfeile im 30° rotierten Koordinatensystem,
mit BIR als Normalstation
(h_H, h_D sind nach oben, d_H, d_D nach rechts aufgetragen)

Die Imaginärpfeile sind bei 20 s noch annähernd senkrecht zu den Realpfeilen, bei langen Perioden aber parallel dazu. Bei 2-D Strukturen wird von der Theorie jedoch antiparalleler Verlauf gefordert.

Nun wird das anomale horizontale Magnetfeld betrachtet. Das anomale Feld resultiert aus der Differenz zwischen dem Magnetfeld an einer Station und jenem an einer Normalstation. In diesem Fall wurde BIR als Normalstation gewählt.

In der ersten Meßphase, in der lediglich BIR und die Bohrlochstation NAB besetzt wurden, war dies eine zweckmäßige Entscheidung. In der zweiten Meßphase wurde an dieser Normalstation festgehalten. Wie die Analyseergebnisse zeigen, wäre jedoch die Station ESB besser als Normalstation geeignet. Weiterführende Analysen werden diese Tatsache berücksichtigen.

Der Perturbationspfeil H bzw. D (Abb. 17) beschreibt das durch das Normalfeld H_n bzw. D_n induzierte anomale Horizontalfeld. Falls eine zweidimensionale Struktur vorliegt und das Koordinatensystem in die Streichrichtung der Struktur gedreht wurde, wird das anomale Feld entweder durch H oder D beschrieben.

Wie bereits ausgeführt wurde, beträgt der mittlere Drehwinkel, bestimmt aus dem Nebendiagonalminimum des Perturbationstensors, etwa 30° . Mit diesem Drehwinkel wird die y -Komponente des Koordinatensystems in die Richtung der Fränkischen Linie gedreht. Sollte dort in dem betrachteten Periodenbereich eine 2-D Struktur vorhanden sein, würde sie allein durch h_H dargestellt. In Abbildung 17 sind Perturbationspfeile der Stationen ESB, HAM und PUE für die Perioden 12 bis 40 s abgebildet, mit BIR als Normalstation. Zu längeren Perioden werden die Fehlerkreise zu groß, um noch signifikante Aussagen zuzulassen.

Bei ESB dominieren die Koeffizienten h_H und d_D , wodurch zwar die Nebendiagonalelemente des Perturbationstensors in den Hintergrund treten, sich aber dennoch keine explizite 2-D Struktur ausmachen läßt, da beide Hauptdiagonalelemente etwa gleich groß sind. Der Pfeil D weist in Richtung Osten. Daraus ist zu entnehmen, daß ESB auf besser leitendem Untergrund als die Normalstation gelegen ist.

Bei der Station HAM dagegen dominieren die Nebendiagonalelemente des Perturbationstensors. Die H Pfeile zeigen süd-ostwärts und die D Pfeile in Richtung Westen. Die Hauptdiagonalelemente sind wieder etwa gleich groß.

Ein ähnliches Verhalten der Perturbationspfeile wie bei HAM ist bei PUE zu beobachten. Die Richtung von D läßt darauf schließen, daß die Normalstation in Bezug auf HAM und PUE auf einem besser leitendem Untergrund liegt.

Die Perturbationspfeile liefern letztlich keinen eindeutigen Hinweis auf eine zweidimensionale Struktur im Bereich der Pulsationen. Erschwerend für die Interpretation kommt hinzu, daß das Normalfeld von BIR bereits anomale Leitfähigkeitseinflüsse enthält.

Um ergänzend zu den Perturbationspfeilen das anomale horizontale Magnetfeld bis 200 s Periode darzustellen, werden in der Abbildung 18 die Perturbationstensoren der Stationen ESB und HAM gezeigt.

Bis zu einer Periode von 60 s ist die Darstellung interpretierbar. Der Tensor ist für HAM voll besetzt, bei ESB dagegen sind nur die Hauptdiagonalelemente signifikant.

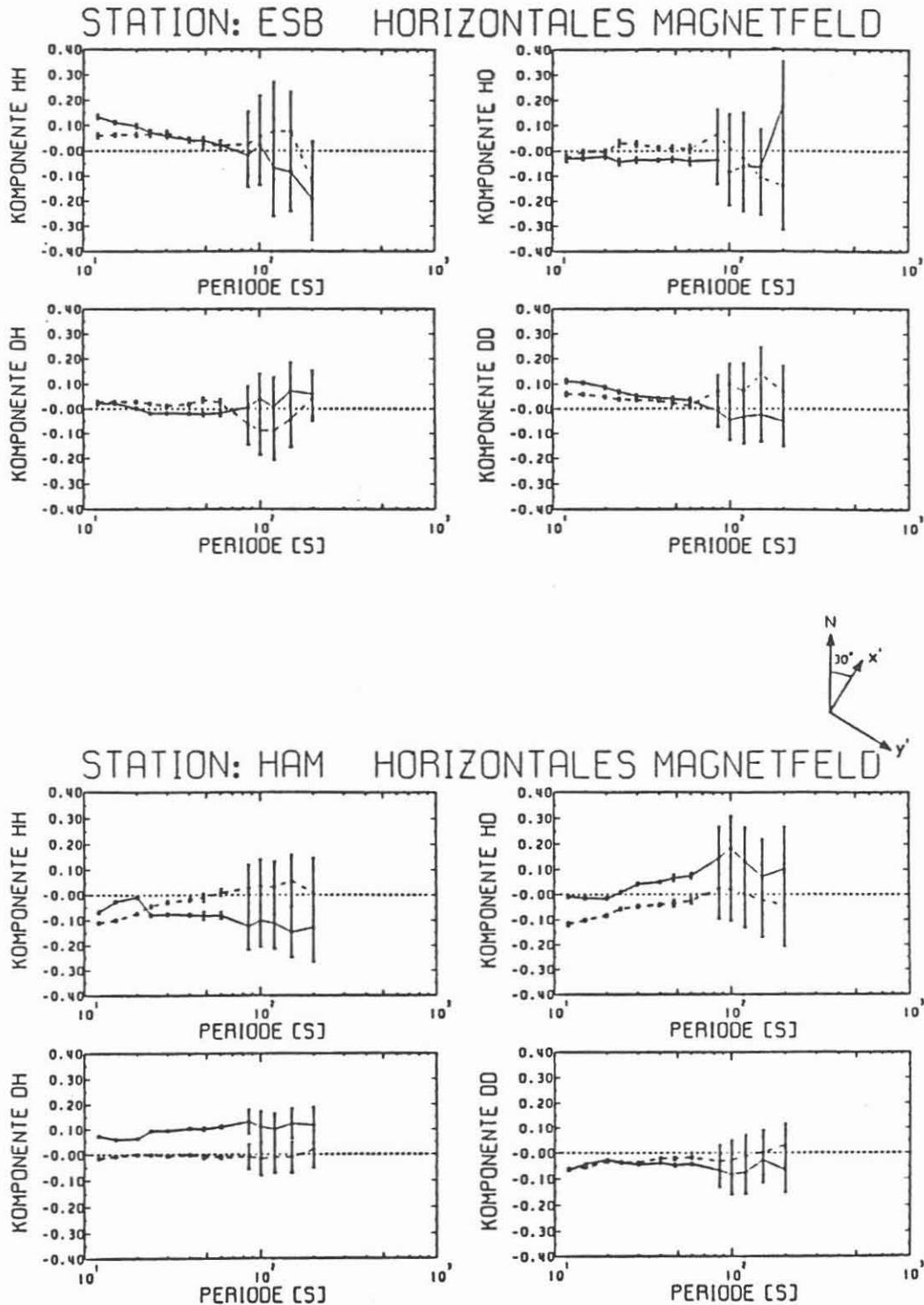


Abb. 18:
Der Perturbationstensor für HAM und ESB
im 30° rotierten Koordinatensystem, mit BIR als Normalstation

Die negativen Hauptdiagonalelemente für HAM und positiven h_H , d_D für ESB zeigen, daß, relativ zur Normalstation BIR in dem betrachteten Periodenbereich, HAM auf einem schlechten und ESB auf einem guten Leiter liegt.

10. Widerstandsmodelle

Es wurde schließlich ein an 9 Perioden (450 bis 9000 s) bestangepaßtes 3-Schichtmodell für ESB und HAM in yx -Polarisation gerechnet. In Abbildung 19 ist das Ergebnis dieser Modellrechnung dargestellt. Die beobachtete Gleichstromverzerrung in HAM ist in diesem Modell noch enthalten, andernfalls wären beide Modelle nahezu identisch. Durch die gestrichelten Linien sind die Modellfehler wiedergegeben.

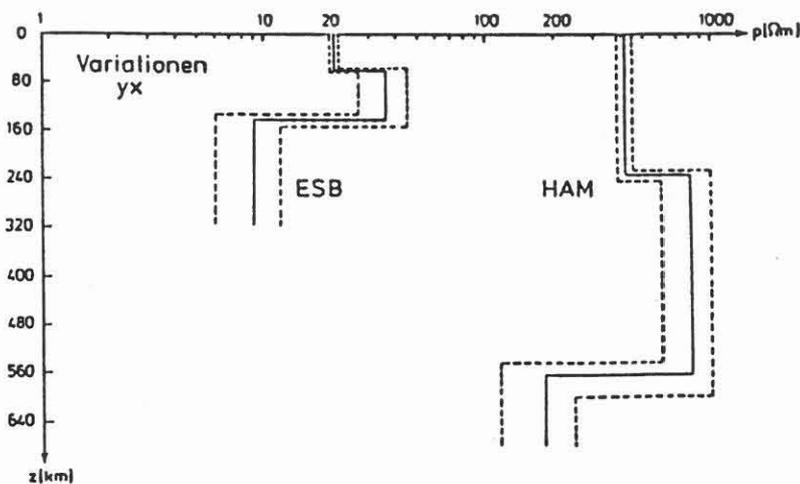


Abb. 19

Pulsationen

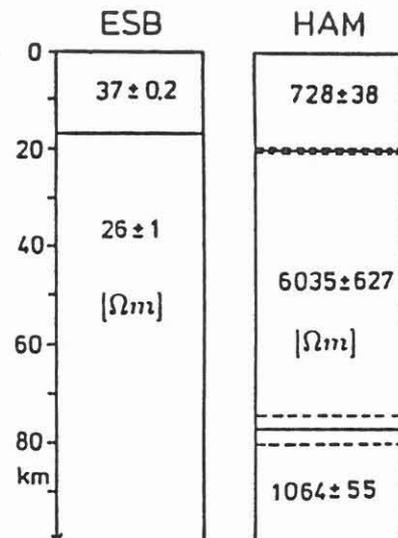


Abb. 20

1-D Dreischichtmodelle der Stationen HAM und ESB für Variations- und Pulsationsdaten in yx -Polarisation (30° rotiert).

In einer anderen Form der Darstellung sind in gleicher Weise wie für Variationen, 1-D Modelle für Pulsationen (Abb. 20) bestimmt worden. Die Modelle wurden an 7 Perioden von 12 bis 200 s angepasst. Da die Stationen BIR und PUE für Pulsationen dreidimensionalen Charakter haben, wurden an diese Stationen keine 1-D Modelle angepasst. Für ESB und HAM dagegen ist in E-Polarisation eine Anpassung möglich. Die Modelle sind lediglich als Ergänzung zu den Variationsmodellen (Abb. 19) gedacht. Die mittleren Datenfehler sind mit 2% in ESB und 3% für HAM gering. Als Glättungsparameter wurde daher $\alpha = 0.1$ gewählt. Der Skalierungswiderstand R_o beträgt bei HAM $1445 \Omega m$, ESB $35 \Omega m$. Der optimale Schichtparameter d_o ist für HAM 28 km, ESB 16 km. Mit diesen Parametern ergaben sich Anpassungsfehler des Modells von 14% für HAM, 6% für ESB. Das Modell für ESB besteht aus 2 Schichten und ist nahezu ein homogener Halbraum. Das Modell für HAM hat 3 Schichten mit unrealistisch hohen Widerständen. Hier sind Verzerrungen mitinterpretiert worden.

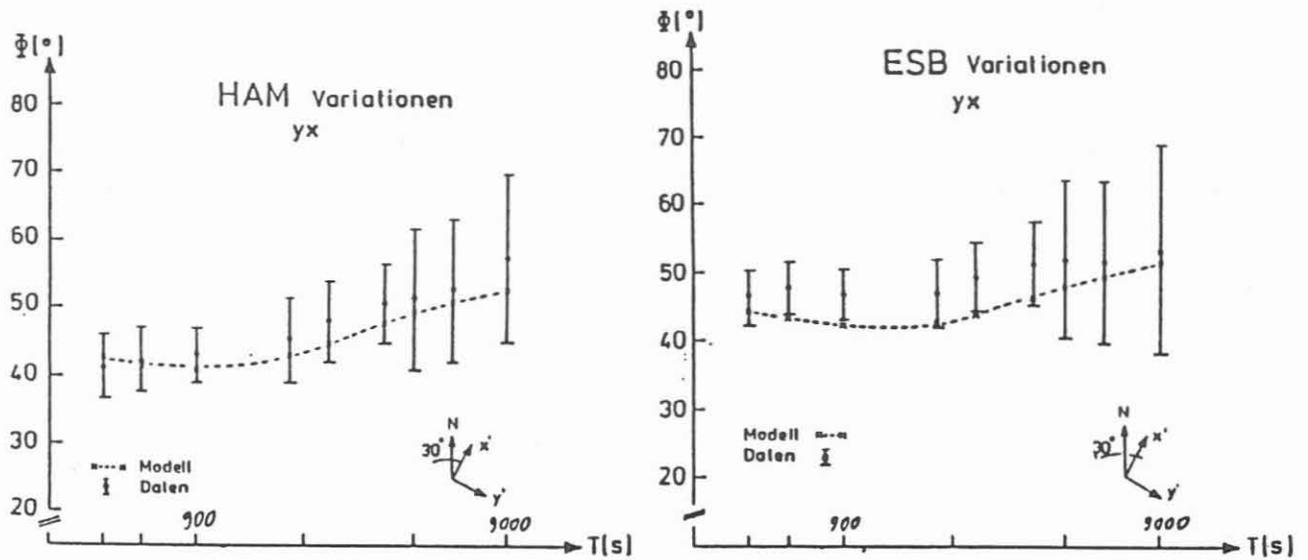


Abb. 21

Phasenanpassung der 1-D Modelle an Variationsdaten in yx-Polarisation (30° rotiert).

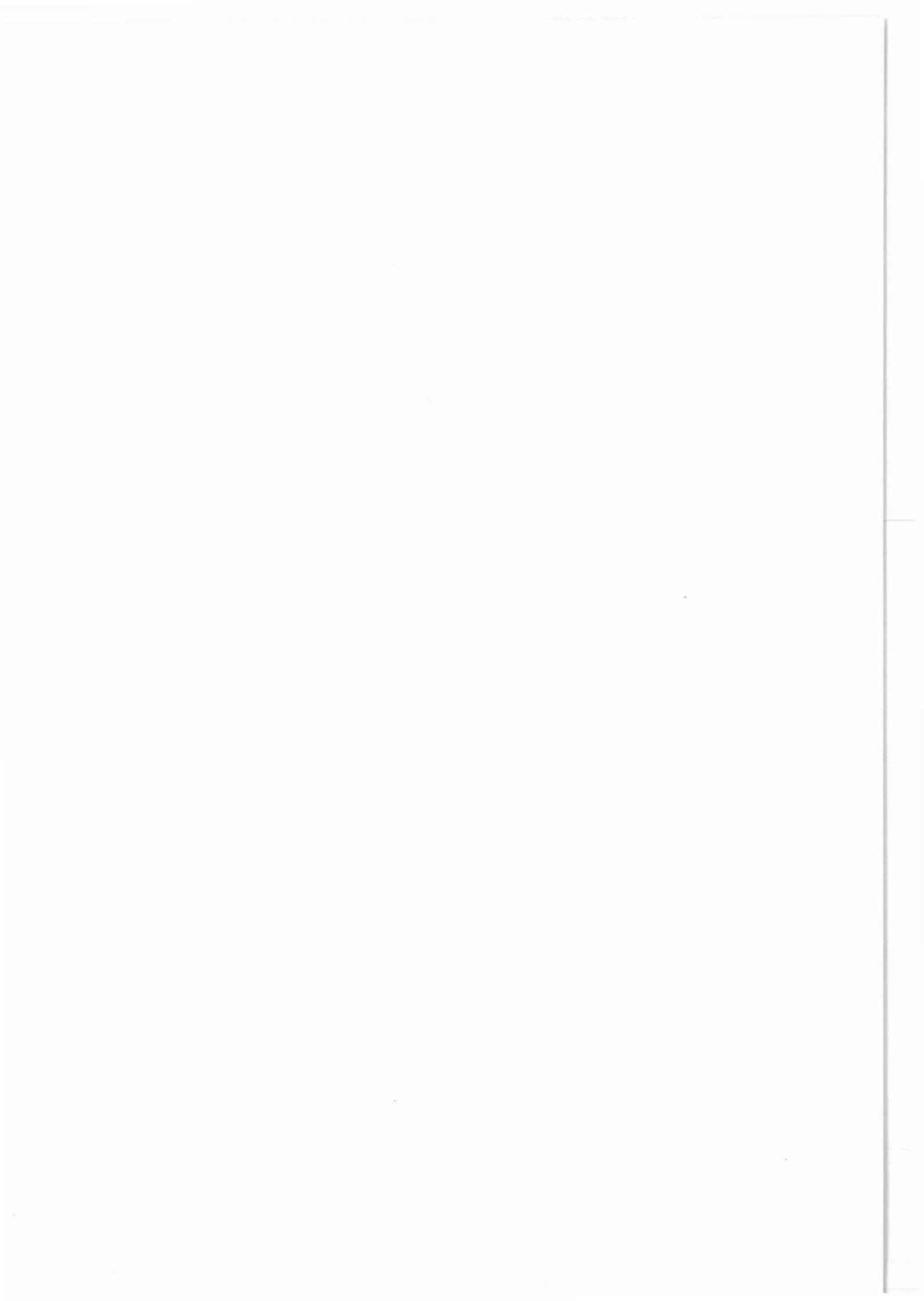
Zu den Modellen von ESB und HAM aus Abb. 19 wird in Abb. 21 die Datenanpassung in der Phase gezeigt. Die 3-Schichtmodelle dieser Stationen passen die Phasen der Daten im Rahmen ihrer Fehler gut an. Im Bereich der Eindringtiefen der Felder dieser langen Perioden (für ESB etwa 90 km bei 1000 s) ist eine 1-D Modellvorstellung bereits eine gute Näherung.

11. Danksagung

Mein Dank gilt der DFG durch deren finanzielle Förderung das Projekt (Ha 1210/2-5) möglich geworden ist.

Messung der Eigenpotentialanomalie im
KTB-Umfeld und deren Interpretation

J. Stoll



**MESSUNG DER EIGENPOTENTIALANOMALIE IM KTB-UMFELD UND DEREN
INTERPRETATION**

J. Stoll

Zusammenfassung

In der Umgebung der Kontinentalen Tiefbohrung (KTB) konnte mit der Eigenpotentialmethode ein großes, anomales elektrisches Feld mit einem Minimum von etwa -600 mV festgestellt werden. Dieses streicht entlang einer in NW-SE-Richtung verlaufenden Kataklastizone, die eine starke Graphitisierung aufweist. Die Modellierung dieser Anomalie durch elektrische Dipole an einem ausgewählten Profil ergab eine Tiefenlage der Modellkörper um 200 Meter.

Die Frage nach der Entstehung von Eigenpotentialanomalien über Graphiten wird durch die Theorie von Sato und Mooney beantwortet. Die Autoren schlagen einen elektrochemischen Mechanismus vor, der einen elektrischen Strom erzeugt, dessen Potentialfeld an der Erdoberfläche gemessen werden kann. Durch die Deckungsgleichheit der ebenfalls in der KTB-Umgebung gemessenen Leitfähigkeitsanomalie und einer Anomalie des statischen Magnetfeldes können einige Voraussetzungen dieser Theorie bestätigt werden.

Anschrift des Autors: Institut für Meteorologie und Geophysik,
Johann Wolfgang Goethe-Universität, Feldbergstr. 47,
6000 Frankfurt 1

1. Einleitung

Die Eigenpotentialmessungen im Umfeld der Kontinentalen Tiefbohrung ergaben ein ca. 15 qkm großes, anomales elektrisches Potentialfeld. Durch die günstige Lage des Vorbohrpunktes in der Nähe des Hauptminimums (etwa -600 mV) besteht die Möglichkeit, dort näheren Aufschluß über die Ursache des Eigenpotentialfeldes zu erhalten. Dies geschieht in mehreren Schritten: Nach der Vorstellung der Meßergebnisse wird für ein ausgewähltes Profil in der Nähe des KTB-Vorbohrpunktes für elektrische Dipole ein Modell gerechnet und die Modellparameter an die gemessene Potentialkurve angepaßt. Solche elektrischen Dipole können allerdings nur eine erste Näherung im Sinne einer umfassenden Interpretation darstellen. Deshalb wird anschließend die Frage untersucht, wie solche Eigenpotentialanomalien entstehen können. Dazu wird ein elektrochemischer Mechanismus nach Sato und Mooney vorgestellt. Unter Verwendung anderer geophysikalischer Umfeldmessungen wird abschließend eine Interpretation dieser Beobachtungen versucht.

2. Messung des Eigenpotentials in der KTB-Umgebung

Das Meßgebiet liegt zwischen Erbdorf und Windischeschenbach (Abb. 1). Dort wurde im Zeitraum zwischen Frühjahr 1987 und Herbst 1988 an etwa 1800 Meßpunkten das elektrische Potentialfeld bezüglich eines Basispunktes gemessen. Die zur Messung verwendete

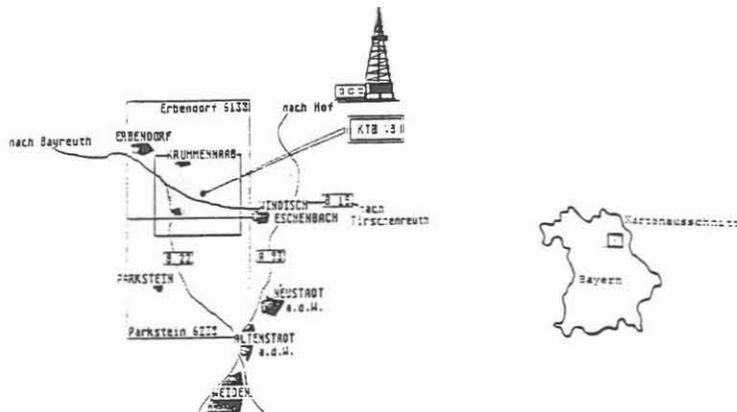


Abb. 1

Ausrüstung bestand im wesentlichen aus einem Voltmeter mit einem hohen Eingangswiderstand von 10 m, einem felddauglichen Kabel und zwei unpolarisierbaren Kupfer-Kupfersulfatelektroden. In Abb. 2 ist das Ergebnis der Eigenpotentialmessungen dargestellt. Die

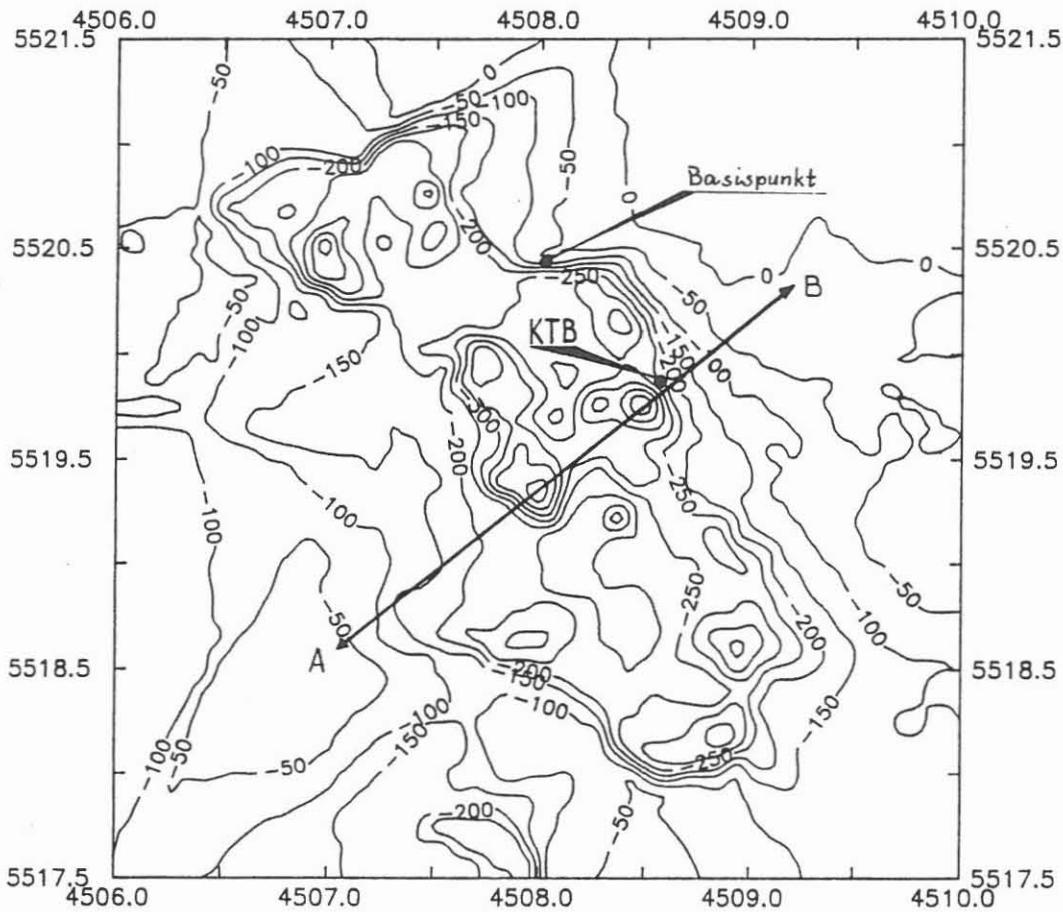


Abb. 2 Isolinienkarte der Eigenpotentialanomalie

Isolinienkarte zeigt ein langgestrecktes, in NW-SO-Richtung streichendes, aus mehreren kleineren Anomalien zusammengesetztes Eigenpotentialfeld. Das Hauptminimum mit etwa -600 mV liegt nur einige 100 Meter vom KTB-Vorbohrpunkt entfernt. Zu Profil AB in Abb. 2 wird im nächsten Abschnitt für einen elektrischen Dipol ein Modell vorgestellt.

3. Modellierung des Eigenpotentialfeldes

In diesem Abschnitt wird eine quantitative Interpretation dieser Eigenpotentialanomalie, wie es in der Eigenpotentialmethode üblich

ist (z.B. Roy und Chowdhury, 1959), durch einen geeigneten Modellkörper versucht. Dazu wird im homogenen Halbraum eine elektrisch polarisierte Platte mit einem Dipolmoment P (in mV m) angenommen (Abb. 3). Diese befindet sich in der Tiefe H (in m). Die Richtung

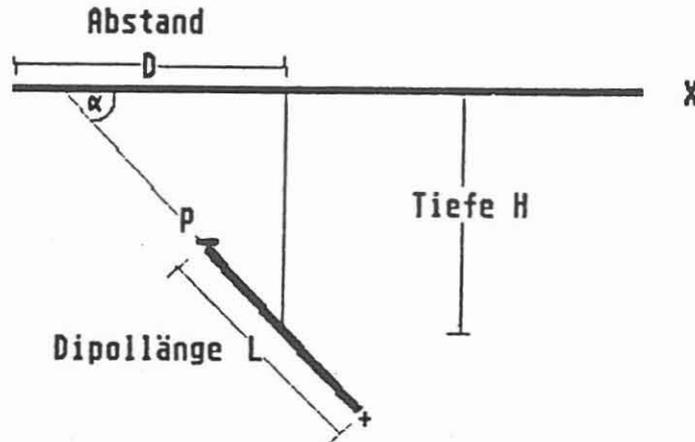


Abb. 3 Plattenmodell

der Dipolachsen schließt mit der Erdoberfläche den Winkel α ein. Das Zentrum des Modellkörpers befindet sich in seiner Projektion an der Erdoberfläche im Abstand D (in m) vom Anfangspunkt des Profils. Die beiden entgegengesetzten Ladungen des Dipols sind im Abstand L (in m) voneinander entfernt. Mit dem Inversionsverfahren nach Marquardt (1963) wird eine theoretische Potentialkurve berechnet, indem die Modellparameter solange variiert werden, bis die berechnete Potentialkurve die Daten hinreichend erklärt. Das Potential wird nach folgender Gleichung berechnet:

$$V_{\text{PLATTE}}(x) = P \ln \frac{(x-D+L \cos \alpha)^2 + (H-L \sin \alpha)^2}{(x-D-L \cos \alpha)^2 + (H+L \sin \alpha)^2}$$

$$P = \frac{I \cdot \rho}{2 \pi} : \text{Dipolmoment}$$

Zwischen dem Datenvektor \bar{d} und dem Parametervektor \bar{p} läßt sich ein Zusammenhang durch eine meist nichtlineare Funktion $f(\bar{p})$ herstellen. Die Parameter \bar{p} beschreiben die geometrischen und physikalischen Eigenschaften des Modelles.

$$\bar{d} = f(\bar{p})$$

Durch eine Taylor-Entwicklung läßt sich dieser Zusammenhang linearisieren, indem nach dem linearen Glied abgebrochen wird.

$$d_i = f_i^0(p_j) + \sum_j \frac{\partial f}{\partial p_j} (p_j - p_j^0)$$

Dadurch erhält man folgendes lineare Gleichungssystem:

$$\Delta \bar{d} = \bar{d} - f^0 = \underline{G} \Delta \bar{p} + \bar{\epsilon}$$

$\Delta \bar{d}$: Datendifferenzvektor zwischen Meßdaten \bar{d} und Startmodelldaten f^0

$\underline{G}_{ij} = \sum_j \frac{\partial f}{\partial p_j}$: Jacobi-Matrix der partiellen Ableitungen

$\Delta \bar{p} = \bar{p} - \bar{p}^0$: Differenzvektor zwischen den zu berechnenden Parametern \bar{p} und den Startmodellparametern \bar{p}^0

$\bar{\epsilon}$: Fehlervektor in den Daten

Die Lösung des Inversionsproblems ist dann erreicht, wenn die Summe der Fehlerquadrate minimal wird.

$$\epsilon_i^2 = \sum_j (\Delta d_i - \sum_j G_{ij} \Delta p_j)^2 \text{ --- Min}$$

Unter Berücksichtigung dieser Prämisse soll nun aus dem bekannten Datendifferenzvektor und den partiellen Ableitungen des Startmodells der unbekannte Modelldifferenzvektor berechnet werden. Dazu wird der Lösungsweg nach Marquardt verwendet, der der Methode der kleinsten Quadrate ähnlich ist. Die Marquardt-Methode liefert allerdings auch in den Fällen eine Lösung, wenn die inverse Matrix singulär oder sehr instabil wird. Durch die sogenannte Marquardt-Konstante wird stets ein Konvergieren der Lösung an ein Fehlerminimum erreicht. Die Lösung lautet:

$$\Delta \bar{p} = (\underline{G}^T \underline{G} + \lambda \underline{I})^{-1} \underline{G}^T \Delta \bar{d}$$

λ : Marquardt-Konstante

\underline{I} : Identitätsmatrix

Da die Potentialkurve des Profils AB zwei Minima enthält, wurde

ein Modell für zwei elektrische Plattendipole berechnet. Das Gesamtpotential setzt sich also aus der Überlagerung der beiden Dipole zusammen.

$$V_{\text{GESAMT}}(x) = V_{\text{PLATTE1}}(x) + V_{\text{PLATTE2}}(x)$$

Das Ergebnis der Anpassung der Modellkurve an die Datenkurve nach dem Marquardt-Verfahren wird in Abb. 4 gezeigt. Die Polstärken be-

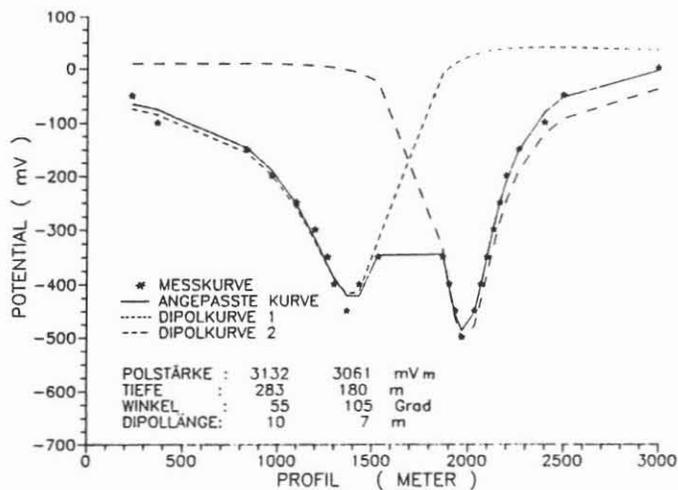


Abb. 4 Ergebnis der Modellrechnung

tragen jeweils 3132 bzw. 3081 mV m. Die Modellkörper liegen 283 bzw. 180 Meter tief. Die Winkel der Richtung der Dipolmomente zur Erdoberfläche betragen 55 und 105 Grad und die Ladungen der Dipole sind 10 bzw 7 Meter voneinander entfernt. Die gestrichelten Linien in Abb. 4 stellen den Potentialverlauf der einzelnen Dipole dar, deren Superposition den Gesamtverlauf des Potentials beschreibt (durchgezogene Linie).

4. Elektrochemische Erklärung der Ursache von Eigenpotentialen nach Sato und Mooney

4.1 Entstehung von Redoxspannungen

Die Modellrechnung in Abschnitt 3 ermöglichte zwar unter Annahme eines elektrischen Dipols eine Bestimmung wichtiger Parameter, läßt aber die Frage nach der Entstehung der Eigenpotentialanomalie offen. Allgemein ist heute die Annahme anerkannt, daß große Eigen-

potentialanomalien über Erz- bzw Graphitkörpern das Resultat dort stattfindender, gegensätzlicher elektrochemischer Redoxreaktionen sind, die gleichzeitig, aber an verschiedenen Orten stattfinden. Werden beide Orte außerdem durch einen guten Elektronenleiter verbunden, so können zwischen beiden Ladungen ausgetauscht werden. Einen grundsätzlichen Ansatz für ein solches Modell liefert die Funktionsweise einer galvanischen Zelle. Taucht ein Metall in die Lösung eines seiner Salze, z.B. Kupfer in eine Kupfersulfatlösung, so bildet sich an der Grenzfläche Metall/Elektrolyt eine elektrolytische Doppelschicht (Abb. 5). Diese kommt dadurch zustande, weil

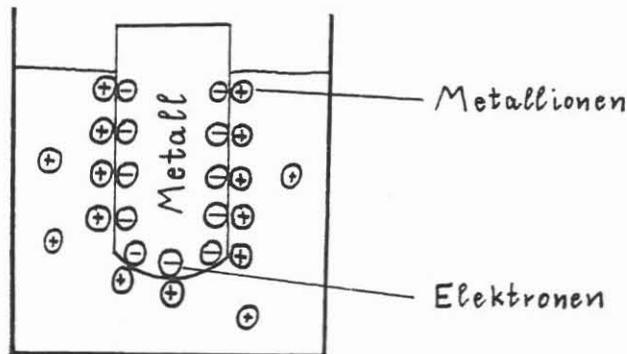


Abb. 5 Entstehung einer elektrolytischen Doppelschicht

die Metallionen in die Lösung wandern, wobei sie einen bestimmten Teil ihrer Elektronen im Metall zurücklassen. Die elektrische Anziehung der Elektronen im Metall verhindert ein Entfernen der Metallionen aus der Nachbarschaft der Grenzfläche. Die Abgabe von Elektronen wird in diesem Zusammenhang Oxidationsreaktion genannt. Die elektrische Anziehungskraft heißt Redoxspannung und wird durch die Nernstsche Gleichung beschrieben.

$$E_h = E_0 - \frac{RT}{nF} \cdot \text{pH} + \frac{RT}{nF} \cdot \ln \left(\frac{a_{\text{Ox}}}{b_{\text{red}}} \right)$$

Darin bedeutet E_0 das Standardpotential, das unter Standardbedingungen (25⁰ C, 1 atm) gegenüber einer Normalwasserstoffelektrode gemessen wird und das der elektrochemischen Spannungsreihe entnommen werden kann. In wässrigen Lösungen besitzt diese Redoxspannung eine Abhängigkeit von der Konzentration der Wasserstoffionen in der Lösung, die auch pH-Wert genannt wird. Der dritte Term

berücksichtigt das Konzentrationsverhältnis zwischen den oxidierten Ionen (Metallionen) und den reduziert vorliegenden Reaktionspartnern (Metallstab). Jedes Metall besitzt seine charakteristische Redoxspannung. Für gleiche Metalle kann aber unter verschiedenen Bedingungen ein unterschiedlicher Eh-Wert existieren. Je nach Redoxspannung herrscht dann im Metall ein höherer oder niedrigerer Elektronendruck. Werden zwei Metalle, die in ihre Salzlösungen tauchen und verschiedene Elektronendrucke besitzen, durch einen guten Elektronenleiter verbunden, dann kann infolge der Potentialdifferenz zwischen den verschiedenen Eh-Werten ein elektrischer Strom fließen (Abb. 6). In diesem gekoppelten System,

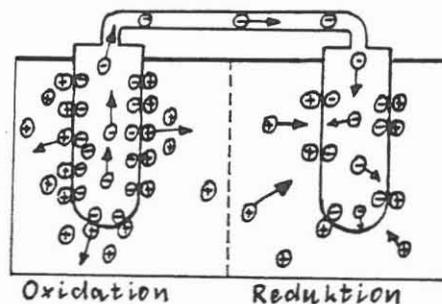


Abb. 6 Schema einer galvanischen Zelle

bestehend aus zwei Halbzellen, finden nun zwei gegensätzliche chemische Reaktionen statt. In der linken Halbzelle in Abb. 6 wird das Metall oxidiert. Die Metallionen wandern in die Lösung unter Abgabe von Elektronen an das Metall. Wegen des höheren Elektronendruckes werden die Elektronen durch den äußeren Stromkreis zur rechten Halbzelle verschoben. Hier findet an der Grenzfläche Metall/Lösung eine Reduktionsreaktion statt, indem die Metallionen in der Lösung die im Metallstab ankommenden Elektronen wieder aufnehmen. Die Spannung zwischen beiden Halbzellen entspricht der Differenz zwischen den jeweiligen Eh-Werten.

4.2 Elektrochemischer Mechanismus nach Sato und Mooney

Sato und Mooney (1960) wenden den oben beschriebenen Mechanismus einer galvanischen Zelle auf steilstehende Erz- und Graphitkörper an, über denen starke Eigenpotentiale beobachtet werden können.

Ganz allgemein liegt in den oberflächennahen Teilen der Erdkruste eine Zonierung durch die Einwirkung des Luftsauerstoffes vor. Mit dem Regenwasser dringen Sauerstoff und Kohlenstoff in den Boden ein. Dieses Wasser besitzt eine hohe Lösungsfähigkeit, so daß im wesentlichen Oxidationsreaktionen vorherrschen. Dieser Einfluß beschränkt sich hauptsächlich auf den Bereich oberhalb des Grundwasserspiegels. Darunter liegen die sauerstoffarmen Grundwässer, die wegen ihres hohen Gehaltes an gelösten Mineralen eine geringe Lösungsfähigkeit besitzen, so daß hier die Substanzen vorwiegend im reduzierten Zustand vorliegen. Dies führt zu einer Einteilung in eine Oxidationszone oberhalb des Grundwasserspiegels und eine Reduktionszone darunter. Durchstößt nun ein steilstehender Graphitkörper den Grundwasserspiegel und verbindet auf diese Weise beide Zonen miteinander, so kann sich eine galvanische Zelle ausbilden (Abb. 7). In der Reduktionszone werden die reduziert vorliegenden

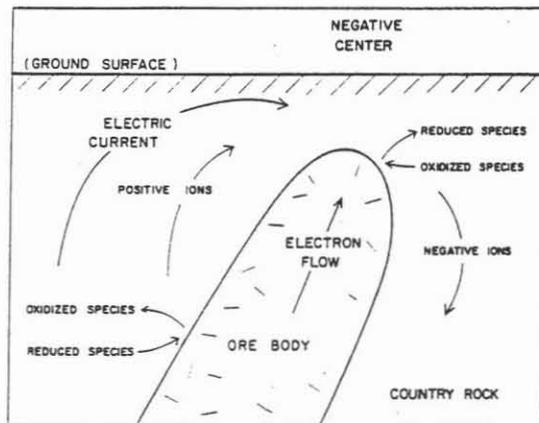


Abb. 7 Darstellung des elektrochemischen Mechanismus nach Sato und Mooney

Substanzen am Graphitkörper unter Abgabe von Elektronen oxidiert. Die Elektronen wandern durch den gut elektronenleitenden Graphit nach oben und reduzieren in der Oxidationszone die Substanzen. Die dazu notwendige Spannung wird durch die Differenz der Eh-Werte der Redoxreaktionen bestimmt. Der obere Teil des Graphitkörpers ist daher im Vergleich zum unteren Teil negativer. Die negativ geladenen Ionen wandern deswegen zum unteren Teil, die positiv geladenen Ionen zum oberen Teil; dadurch wird der Stromkreis geschlossen.

Der Graphitkörper ähnelt einem langgestreckten Dipol entlang dessen Potentialfeldes der Ionenstrom fließt. Da aber nur die Potentiallinien des oberen Poles die Erdoberfläche schneiden, kann immer nur die halbe Differenzspannung der beiden Eh-Werte gemessen werden.

Eine grundsätzliche Bedingung für das Funktionieren dieses Mechanismus' ist die chemische Unangreifbarkeit des guten Elektronenleiters. Da Graphit schwer oxidiert, ist diese Bedingung erfüllt. Ansonsten würde durch die Oxidation der Mechanismus nach einer gewissen Zeit zum Erliegen kommen. Was nun die Frage der möglichen Amplituden von Eigenpotentialanomalien betrifft, so werden diese durch die in der Erdkruste möglichen Redoxpotentiale eingeschränkt. Sato und Mooney (1960) haben Eh-pH-Messungen in Bergwerken durchgeführt, welche die in Abb. 8 dargestellte

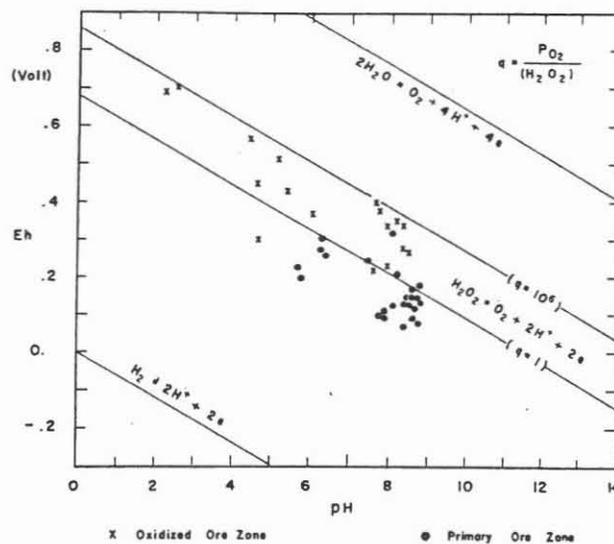


Abb. 8 Eh-pH-Diagramm

Wertevertelung der Redoxpotentiale für die Oxidationszone und Reduktionszone ergab. Die Kreuze repräsentieren die Eh-pH-Werte in der Oxidationszone, die Punkte stellen die Werte in der Reduktionszone dar. Man erkennt eine Beschränkung der Redoxpotentiale auf den elektrochemischen Stabilitätsbereich des Wassers, die auf die hohe Zersetzungsspannung des Wassers von 1.23 V zurückzuführen ist. Anhand dieser Beobachtungen leiten Sato und Mooney für verschiedene Erze und für Graphit die maximalen Potentialdifferenzen zwischen den beiden Zonen ab (Abb. 9). Danach kann mit Graphit als

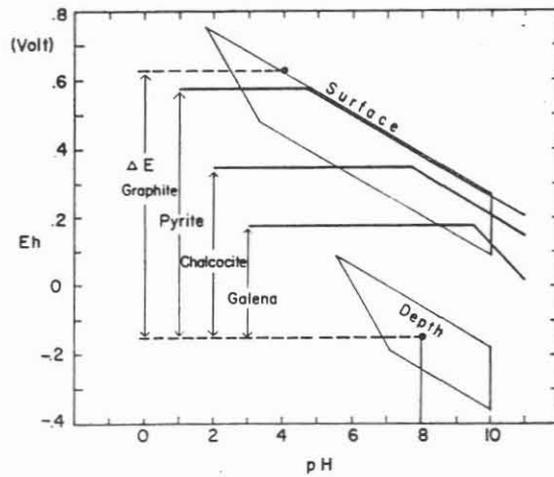


Abb. 9 Maximale Potentialspannungen zwischen Oxidationszone und Reduktionszone nach Sato und Mooney

Elektronenleiter eine Spannung von 780 mV erreicht werden. Bei den gutleitenden Erzen (siehe Tabelle in Abb. 9) hingegen sind wegen ihrer leichten Oxidierbarkeit nur kleinere Spannungen möglich. Wie bereits erwähnt, kann an der Erdoberfläche über einem Graphitkörper nur die halbe Spannungsdifferenz zwischen den beiden Eh-Werten der Oxidations- und Reduktionszone, nämlich etwa -400 mV gemessen werden. Dieses Ergebnis bedeutet aber auch eine Einschränkung der Aussagefähigkeit dieser Theorie, da Eigenpotentialanomalien mit weitaus größeren Amplituden beobachtet wurden.

5. Interpretation der Eigenpotentialanomalie in der Umgebung des KTB

In diesem Abschnitt werden aus einer Reihe verschiedener geowissenschaftlicher Untersuchungen in der Umgebung des KTB Anhaltspunkte vorgestellt, die zumindest ansatzweise die Theorie von Sato und Mooney zur Erzeugung von Eigenpotentialen unterstützen. Die Modellrechnung zu Profil AB (Abb. 4) wird mit den Befunden aus den KTB-Umfeldmessungen verglichen.

Neben den Eigenpotentialmessungen (Abb. 2) liegen Messungen des spezifischen Widerstandes mit zwei verschiedenen Methoden (Very Long Frequency Resistivity, Abk. VLFR und Audiomagnetotellurik, Abk. AMT), des statischen Magnetfeldes und Suszeptibilitätsmessungen im Bohrloch vor. Jede dieser Messungen kann einen Beitrag leisten, die in ihrer Summe die Erfüllung bestimmter Voraussetzungen für die Präsenz der Eigenpotentialanomalie in der Umgebung des KTB erkennen lassen.

Im folgenden werden die Ergebnisse dieser Messungen beschrieben:

5.1 Die Leitfähigkeitsanomalie

Die VLFR-Methode benützt das von einem künstlichen Sender abgestrahlte elektromagnetische Feld. Bei den Messungen in der Umgebung des KTB wurde der Sender FVO bei Bordeaux, der mit einer Frequenz von 15.1 kHz austrahlt, empfangen. Diese Messungen fanden gleichzeitig zu den Eigenpotentialmessungen auf den gleichen Profilen statt und wurden mit einem Geonics EM-16-Gerät durchgeführt. Mit dem ρ^* - z^* -Verfahren nach Schmucker (1987) wurde aus dem gemessenen scheinbaren Widerstand ρ_s für einen Zweischichtenfall der spezifische Widerstand ρ^* berechnet. z^* gibt die Tiefe an, in der der Schwerpunkt des Stromes fließt. Die ρ^* -Werte wurden entlang der Profile in eine topographische Karte eingetragen und ein Isolinienplan des spezifischen Widerstandes * erstellt (Abb.10).

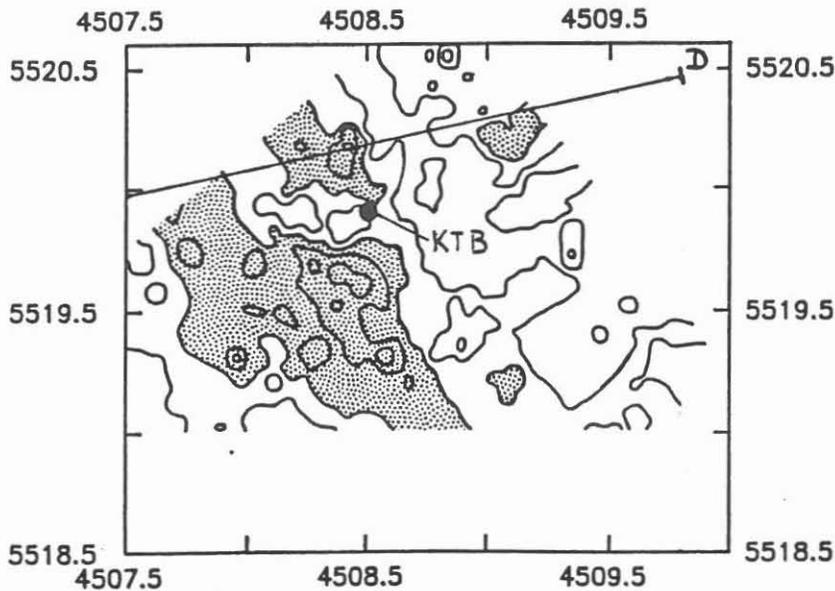


Abb. 10 Leitfähigkeitsanomalie (VLFR), schraffierte Fläche bedeutet Werte kleiner 100 m

In den Jahren 1986/87 wurden audiomagnetotellurische Untersuchungen auf Profilen über die Fränkische Linie und die ZEV durchgeführt. Die AMT-Apparatur verwendet dabei elektromagnetische Felder im Frequenzbereich zwischen 4-1000 Hz, die von der Ionosphäre abgestrahlt werden. Die Sondierungen erlauben Aussagen über die Leitfähigkeitsverteilung bis in eine Tiefe von ca 2000 m. Diese eignen sich dazu, die durch die VLFR-Messungen nur oberflächennah (ca 50 m Tiefe) erfaßte Leitfähigkeitsverteilung in die Tiefe weiterzuverfolgen. In Abbildung 11 sind die Ergebnisse der Tiefensondierungen in Form von Pseudo-Tiefenprofilen entlang des Profils C-D dargestellt (Leonhardt, 1986). Es wurde der gemessene scheinbare spezifische Widerstand in Abhängigkeit der Frequenz aufgetragen. Die Ergebnisse der beiden Messungen weisen auf eine Zone mit stark erniedrigten Werten des spezifischen Widerstandes hin (kleiner 100 m). Innerhalb dieser Zone wurden auch Werte um 10 m gemessen. Diese Zone streicht in NW-SO-Richtung über das Bohrgelände. Die audiomagnetotellurischen Messungen des Profils C-D zeigen, daß diese Zone erhöhter Leitfähigkeit (=Kehrwert des spezifischen Widerstandes, Einheit in Siemens) sich in die Tiefe fortsetzen läßt. Diese Zone erhöhter Leitfähigkeit koinzidiert bezüglich ihrer Lage und ihres Streichens mit einer tektonisch stark beanspruchten Störungszone Abb. 12 (Stettner, 1989). Aus den geologischen Umfeldkartierungen und den Bohrkernuntersuchungen ist bekannt, daß diese Störungen in größere

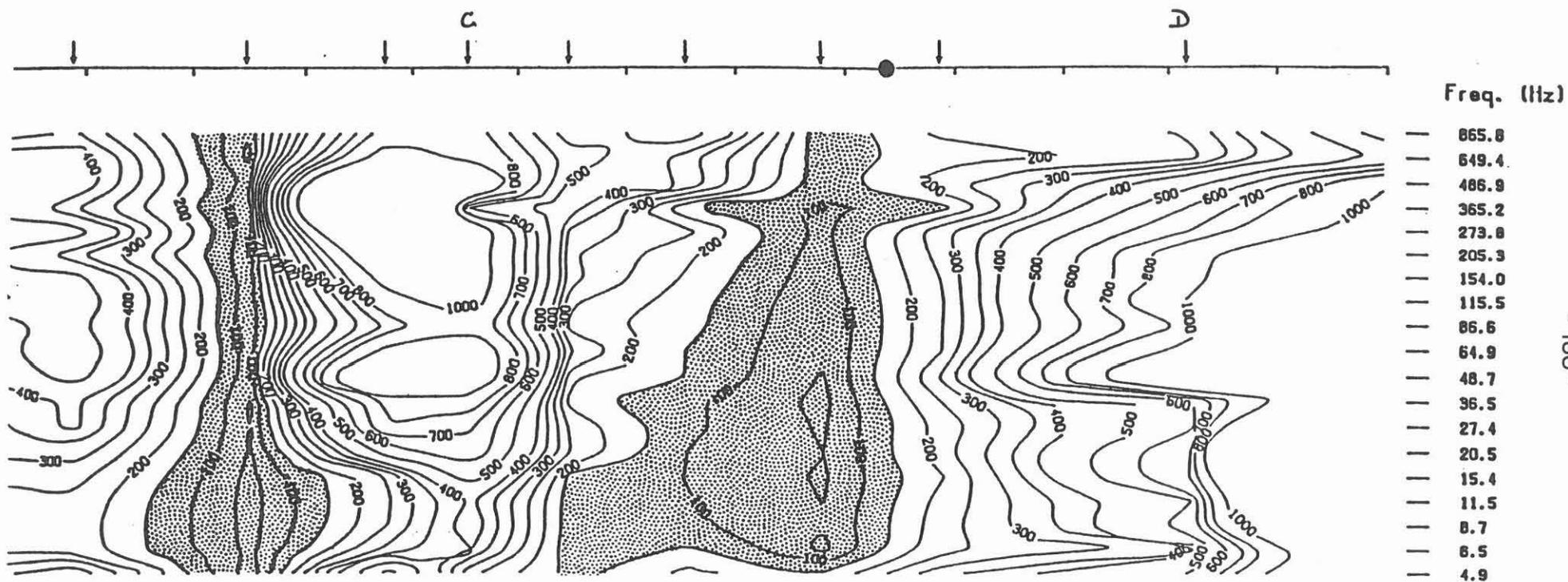
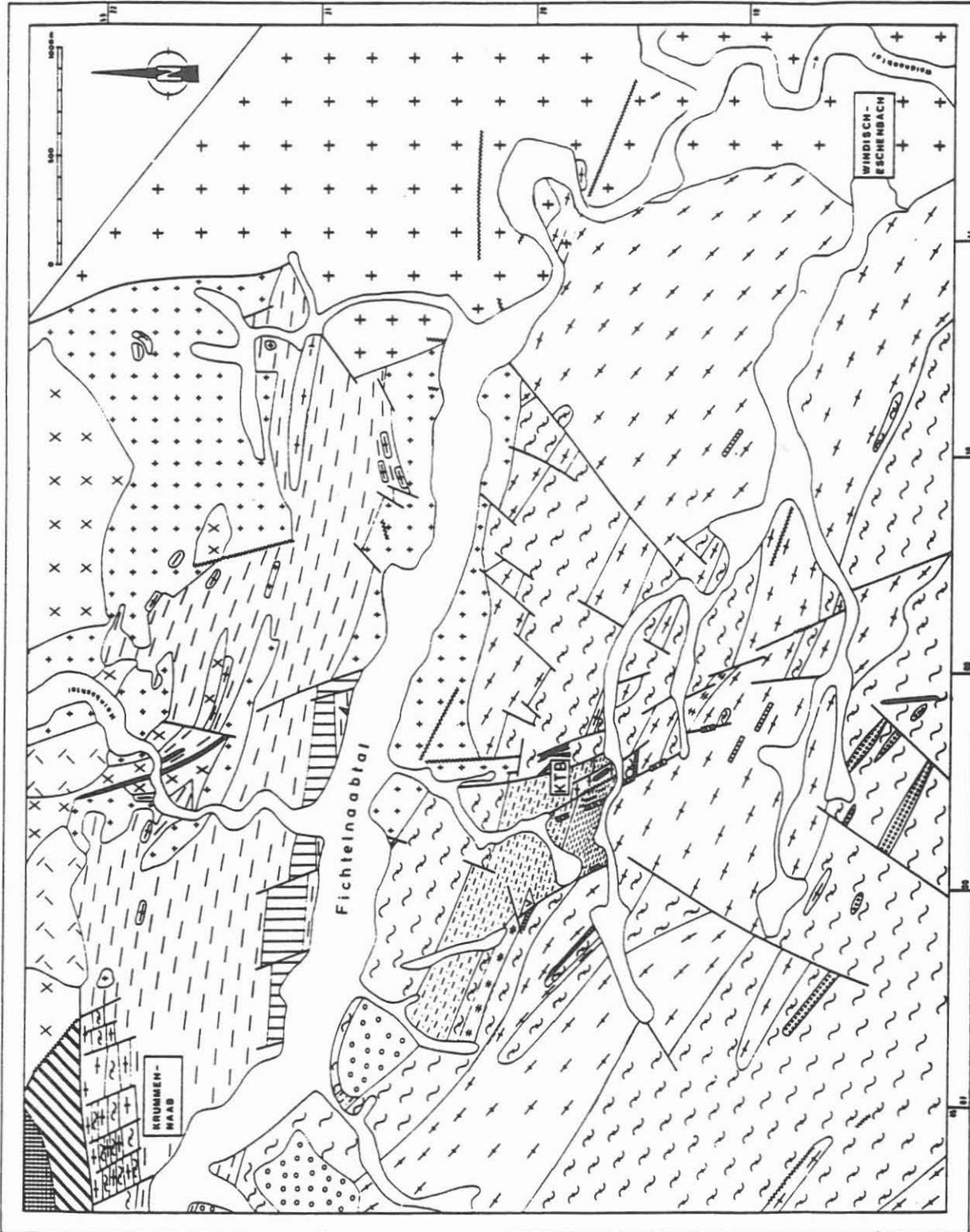


Abb. 11 Pseudo-Tiefensektion der AMT-Messungen (Leonhardt (19887) in Ohmmeter
 Profil C-D



ROHRMÜLLER J., GÜNZEL F., HOLL R. & STETTNER G. 1989

Abb. 12 Geologische Karte der KTB-Umgebung

Tiefen reichen und starke Graphitisierungen aufweisen, die mancherorts an der Erdoberfläche ausbeissen. Daher liegt die Vermutung nahe, daß der Graphit, der als guter elektrischer Leiter gilt, die Ursache dieser Leitfähigkeitsanomalie darstellt.

5.2 Die Magnetfeldanomalie

Im Jahre 1983 wurden im Bereich des KTB mit Protonenpräzisionsmagnetometern magnetische Totalfeldmessungen durchgeführt (Philipp et al., 1985). Die Isoanomalenkarte des Magnetfeldes (Abb.13) zeigt eine in NW-SO-Richtung streichende Anomalie, die sich räumlich und im Streichen mit der Eigenpotential- und der Leitfähigkeitsanomalie deckt. Nördlich des KTB-Vorbohrpunktes liegt das Maximum mit ca. 800 nT, südlich davon das Minimum mit ca. -300 nT.

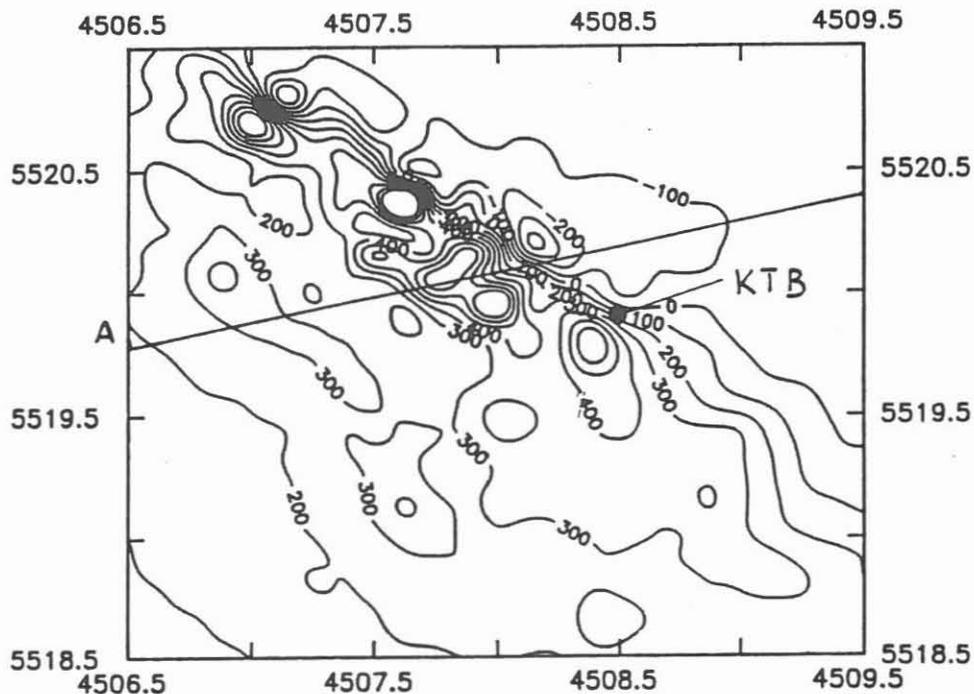


Abb. 13 Magnetfeldanomalie

Messungen der Suszeptibilität im Bohrloch geben in diesem Fall Aufschluß über die Ursachen dieser Anomalie des erdmagnetischen Feldes. Das Suszeptibilitätslog der KTB-Vorbohrung (Krammer et al., 1989) in Abbildung 14 liefert die Angaben über die induzierte Magnetisierung der Gesteine bis ca. 2770 Meter Teufe.

Die niedrigen Suszeptibilitätswerte bis 60 m deuten nach Krammer (1989) auf den graphithaltigen Kataklasit hin. Darunter verursachen Magnetitvererzungen im anstehenden Amphibolit bis in eine

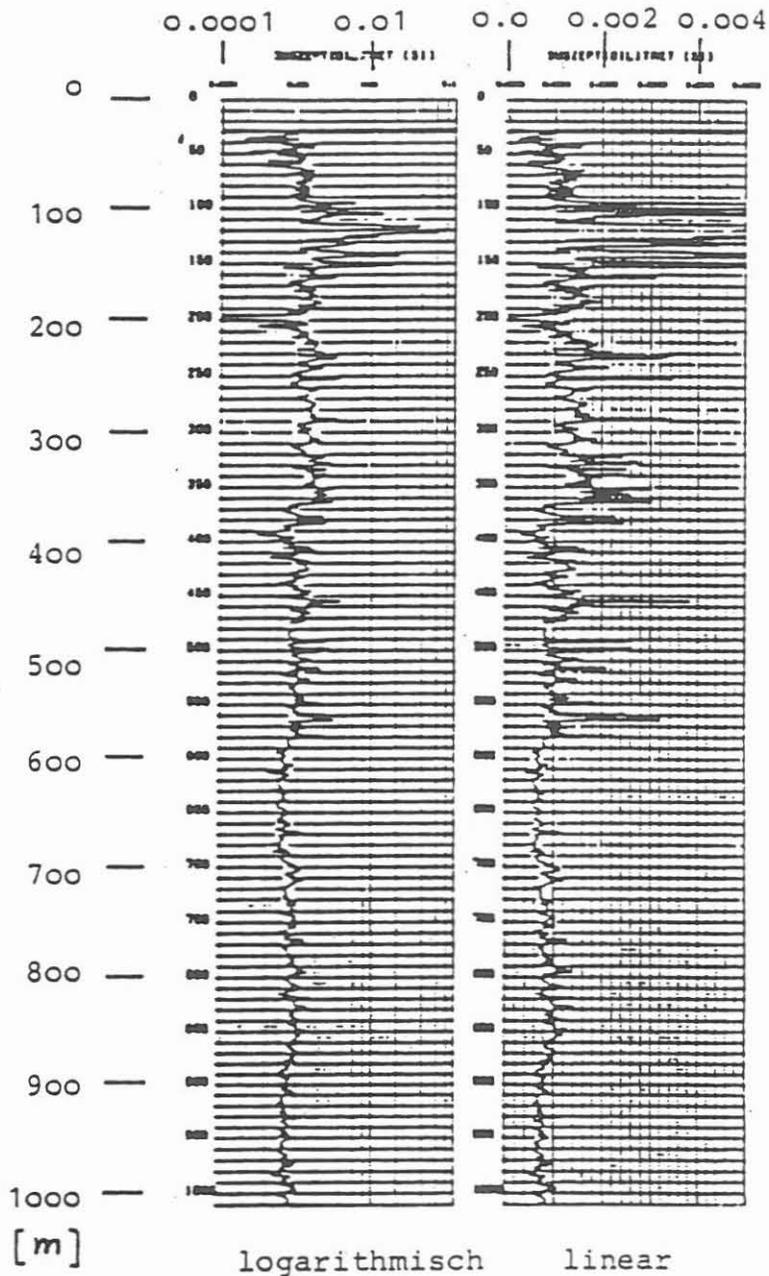


Abb. 14 Messung der Suszeptibilität im Bohrloch (Krammer, 1989)

Tiefe von ca. 150 m hohe magnetische Suszeptibilitäten. Ab 320 m weisen die kurzwelligen starken Schwankungen auf Vererzungen durch Magnetkies hin, die bis 580 m anhalten.

Magnetit (Fe_3O_4) und Magnetkies (FeS) zeichnen sich durch starke magnetische Eigenschaften aus und gelten als gute elektrische Leiter (Betechtin, 1968). Nach Bosum et al. (1989) verursacht der Magnetkies in einer Teufe zwischen 335 und 503 m die an der Erdoberfläche gemessene Magnetfeldanomalie.

5.3 Bewertung der Ergebnisse

Diese Umfeldmessungen geben Aufschluß über wesentliche Voraussetzungen zur Erzeugung von Eigenpotentialen nach Sato und Mooney. Es ergibt sich folgendes Bild:

Innerhalb der ersten 33 Meter der KTB-Vorbohrung weist die Gegenwart von Limonit (FeOOH) auf einen Bereich mit oxidiertem Gesteinsmaterial hin (KTB-Report 88/1, S B41).

Da Magnetit nur unter reduzierenden Bedingungen chemisch stabil ist, weist seine Existenz ab 90 Meter Teufe auf ein reduzierendes Milieu hin.

Die steil einfallenden, graphitisierten Störungszonen stellen die elektrisch leitende Verbindung zwischen dem Oxidations- und dem Reduktionsbereich her. Über diese Verbindung kann der Ladungsaustausch zwischen den beiden gegensätzlichen Halbzellenreaktionen im Oxidations- und Reduktionsbereich stattfinden. Der Stromkreis wird durch das umgebende Gestein geschlossen, indem alle möglichen Ionen auch über kurze Distanzen an der Ionenleitung teilnehmen. Ungeklärt bleibt dennoch die Frage nach der Größe der Amplitude des Eigenpotentials. Nach der Theorie von Sato und Mooney kann ein Eigenpotential bis maximal -400 mV erklärt werden. Die Eigenpotentialanomalie in der KTB-Umgebung beträgt aber -600 mV.

Diese Befunde, die eine mögliche Erklärung der Ursachen der Eigenpotentialanomalie in der KTB-Umgebung darstellen, werden zum Schluß mit der Modellrechnung zu Profil AB verglichen. Hier noch einmal das Ergebnis der Modellrechnung. Die Dipole wurden in den geologischen Tiefenschnitt der KTB Vorbohrung (Stettner, 1989) eingezeichnet (Abb. 15).

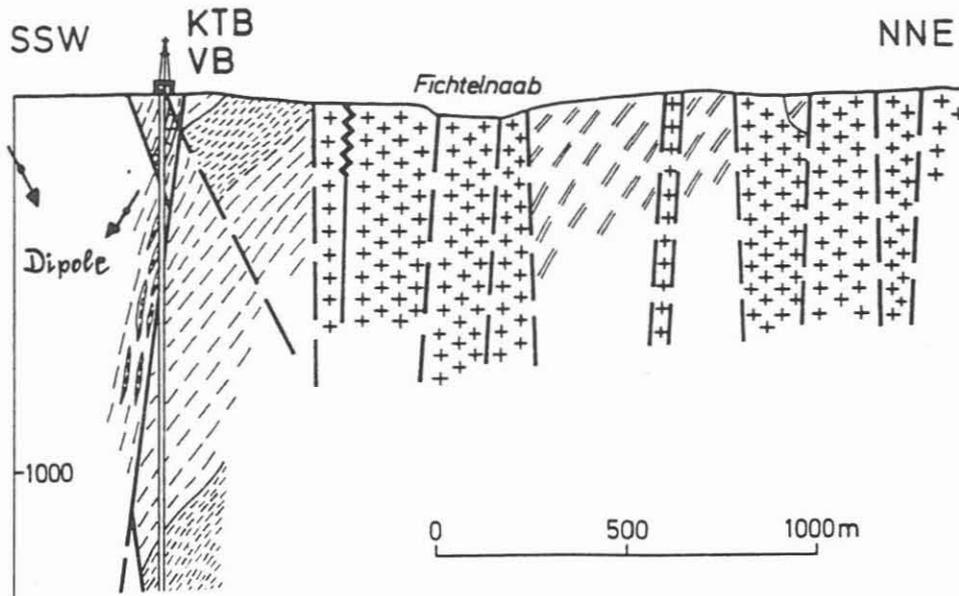


Abb. 15 Geologischer Tiefenschnitt der KTB-VB

	Dipol 1	Dipol 2
Polstärke (mV m) :	3132	3061
Tiefe (m) :	283	180
Winkel (°) :	56	105
Dipollänge (m) :	10	7

Die Modellkörper weisen ein steiles Einfallen nach NO bis SW auf. Dies stimmt mit der Untersuchung des Einfallens der graphitisierten Kataklastizone im Bereich des KTB in NO- bis SW-Richtung überein (Zulauf, 1989). Die berechneten Tiefen der Modellkörper liegen wesentlich tiefer als die oben angegebene Grenze zwischen oxidierendem und reduzierendem Bereich (33-90 m). Vielmehr liegen die Tiefen der Modelldipole in der Nähe des Übergangs der Gesteinsserien von Gneis zu Amphibolit. Inwieweit dies vielleicht eine Bedeutung für das Eigenpotential haben könnte, muß noch untersucht werden.

Die verwendete Modellrechnung wertet die Eigenpotentialkurven rein nach potentialtheoretischen Gesichtspunkten aus, in denen die geochemischen Ursachen des Eigenpotentials keine Berücksichtigung finden. Aus diesem Grund können die Angaben über die Tiefenlage und das Einfallen nur erste Anhaltspunkte darstellen.

Um größere Eigenpotentiale als -400 mV erklären zu können, müssen Redoxspannungen zugelassen werden, die außerhalb des Stabilitätsbereiches des Wassers liegen. Bei Sato und Mooney werden aber nur Redoxspannungen innerhalb dieses Bereiches berücksichtigt. Das

Auftreten von freiem Wasserstoff in der KTB-Vorbohrung (Erzinger, 1989) könnte aber einen Hinweis für eine Erweiterung dieses Bereiches geben. Da Eigenpotentiale auch Ausdruck bestimmter Redoxzustände sind, in denen sich die Mineralien befinden, könnte daher eine Messung der Eh-pH-Werte-Verteilung im Bohrloch in diesem Zusammenhang mehr Klarheit bringen.

6. Literatur

- Betehtin, A.G., 1986. Lehrbuch der speziellen Mineralogie, VEB Deutscher Verlag für Grundstoffindustrie, Leipzig
- Erzinger, J., Heinschild, H.-J., Figgemeier, Ch., Samel, M., 1989. KTB-Report 89-3, Beiträge zum 2. KTB-Kolloquium in Gießen vom 15.-17.03.1989, S. 42
- Krammer, K., Pohl, J., 1989. Das Suszeptibilitäts-Log der KTB-Vorbohrung bis 2772 m, KTB-Report 89-3, Beiträge zum 2. KTB-Kolloquium in Gießen vom 15.-17.03.1989, S. 394
- Leonhardt, F., 1987. Audiomagnetotellurische Untersuchungen in der Oberpfalz, Diplomarbeit TU Berlin, Inst. Angew. Geophysik, Petrologie und Lagerstättenkunde
- Marquardt, D.W., 1963. An algorithm for least-squares estimation of non linear parameters, Jour. Soc. Indust. Appl. Math., 11, No. 2, pp. 431-441
- Philipp, J., Uhlmann, T. und Haak, V., 1985. Detail-Magnetik in der Oberpfalz (Erbendorfer Linie und ZEV). DFG-Abschlußbericht Ha 1210/4-1
- Roy, A. and Chowdhury, D.K., 1959. Interpretation of self-potential data for tabular bodies, Journal of Science and Engineering Research, 3, Part 1
- Sato, M., Mooney, H.M., 1960. The electrochemical mechanism of sulfide self-potentials, Geophysics, 25, No.1, pp. 226-249
- Schmucker, U., 1987. Substitute Conductors for Electromagnetic Response Estimates, Pure and Applied Geophysics, 125
- Stettner, G., 1989. Geologische Kartierungen im engeren und weiteren Umfeld der Tiefbohrung, Beispiele von der Auswertung in Beziehung zum Profil der Vorbohrung und das Vorhaben einer geologischen KTB-Umfeldkarte 1:10000, KTB-Report 89-3, Beiträge zum 2. KTB-Kolloquium in Gießen vom 15.-17.03.1989
- Zulauf, G., Kleinschmidt, G., Oncken, O., 1989. Faults and Cataclasis in the close Neighborhood of the KTB-Drillhole, KTB-Report 89-3 Beiträge zum 2. KTB-Koll. in Gießen vom 15.-17.03.1989, S. 417