

U. SCHMUCKER und U. WIENS

"Vergleichende erdelektrische Beobachtungen in der Umgebung von Göttingen für Sq und Bays"

1. Einleitung

In der Umgebung von Göttingen wurden an fünf Orten vergleichende Beobachtungen der zeitlichen Variationen des tellurischen (= erdelektrischen) und erdmagnetischen Feldes durchgeführt. Sie sollten zeigen, wie kohärent das tellurische Feld unter nicht zu komplizierten geologischen Bedingungen ist, wie einheitlich seine Beziehungen zum Magnetfeld unter Berücksichtigung aller Elemente des Impedanztensors sind, welche lokalen Anomalien des tellurischen Feldes bei längeren Perioden auftreten und welche Beziehungen solche Anomalien zur Geologie besitzen.

Im Folgenden seien E_x und E_y die Komponenten des tangentialen tellurischen Vektors \underline{E} unmittelbar unter der Erdoberfläche, B_x und B_y die entsprechenden Komponenten des tangentialen magnetischen Vektors \underline{B}_{tg} und B_z die magnetische Vertikalkomponente. Die zeitlichen Variationen seien harmonisch mit dem Zeitfaktor $\exp(i\omega t)$.

Zunächst sei angenommen, daß zu dem Untersuchungsgebiet eine nur von der Tiefe abhängige mittlere Widerstandsverteilung $\rho_n(z)$ gehört mit der induktiven Skalenlänge oder Eindringtiefe $C_n(\omega)$. Wir werden für den Sq-Gang $C_n(\omega)$ nach dem Gradientenverfahren aus B_z bestimmen, d.h. ohne Verwendung des tellurischen Feldes (Abschnitt 5). Bei kürzeren Perioden werden wir versuchen $C_n(\omega)$ zumindest näherungsweise aus der magnetotellurischen Impedanz $Z_n = i\omega C_n$ für diejenige Polarisationsrichtung des induzierenden Feldes abzuleiten, die wir für die Richtung der E-Polarisation halten (Abschnitt 4).

Wir bezeichnen das zu $\rho_n(z)$ gehörige tellurische Feld als normalen Anteil \underline{E}_n des beobachteten Feldes. Für ihn gilt die normale Impedanzbeziehung

$$\underline{E}_n = Z_n \underline{B}_{tg} \quad (1)$$

mit

$$Z_n = i\omega C_n \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}.$$

Der Zusammenhang zwischen den Komponenten des beobachteten und des normalen tellurischen Feldes läßt sich näherungsweise durch lineare Übertragungsfunktionen darstellen, für E_x also etwa in der Form

$$E_x = a_{xx} E_{nx} + a_{xy} E_{ny}.$$

Entsprechendes gilt für den Zusammenhang zwischen den Komponenten des beobachteten und des normalen magnetischen Feldes.

Wir fassen diese Übertragungsfunktionen zu Matrizen zusammen und schreiben

$$\underline{E} = \underline{A} \underline{E}_n \quad \underline{B}_{tg} = \underline{A}' \underline{B}_{ntg} \quad (2)$$

mit

$$\underline{A} = \begin{pmatrix} a_{xx} & a_{xy} \\ a_{yx} & a_{yy} \end{pmatrix} \quad \underline{A}' = \begin{pmatrix} 1+h_H & h_D \\ d_H & 1+d_D \end{pmatrix}$$

in den üblichen Bezeichnungen für die Übertragungsfunktionen des anomalen magnetischen Horizontalfeldes $\underline{B}_{atg} = \underline{B}_{tg} - \underline{B}_{ntg}$. Aus (1) und (2) und der üblichen Definition der örtlichen Impedanz \underline{Z} durch $\underline{E} = \underline{Z} \underline{B}_{tg}$ folgt für die tellurische Verzerrungsmatrix

$$\underline{A} = \underline{Z} \underline{A}' \underline{Z}_n^{-1} \quad (3)$$

Ist also C_n und damit \underline{Z}_n nach einem der oben genannten Verfahren bestimmt worden und \underline{A}' durch eine Festlegung des normalen Anteils von \underline{B}_{tg} gleichfalls bekannt, so läßt sich nach dieser Beziehung die lokale Verzerrung des tellurischen Feldes aus der lokalen Impedanz ableiten.

Wir haben mit gewissen Vereinfachungen dieses Verfahren auf tagesperiodische Variationen und auf Bays oder polare Teilstürme angewandt. Uns kam es dabei darauf an zu zeigen, daß die für den Sq-Gang gefundenen Anomalien des tellurischen Feldes fast unverändert auch bei Bays auftreten und so die zu erwartende sehr stetige Frequenzabhängigkeit der Verzerrung bestätigen.

Über die Analyse im Periodenbereich von Pulsationen soll hier nicht im einzelnen berichtet werden. Für Stationen in einfacher geologischer Umgebung wie etwa die Station BWA (s. Abschnitt 2) verschwindet die tellurische Verzerrung mit zunehmender Frequenz bei den Pulsationen. Für Stationen in einer komplizierten geolo-

gischen Lage beobachteten wir jedoch für alle Perioden eine kontinuierliche Verzerrung vom Sq-Gang bis zu den Pulsationen. Dies betrifft insbesondere die Stationen RUE und RBG.

2. Geologische Lage der Stationen

Die Stationen sind so gewählt worden, daß die geologischen Gegebenheiten an den einzelnen Orten möglichst unterschiedlich waren (Abb.1). Die Station ANG (= Angerstein) liegt auf diluvialen Schottern mitten im Leinegraben, der hier 10 km breit ist. Die Sprunghöhe ist mit höchstens 400 m etwa im Vergleich zum Rheingraben klein und an den Grabenrändern sind lediglich triassische Schichten gegeneinander verworfen (Keuper-Mergel gegen Muschelkalk). Die Station GT (= Göttingen) befindet sich unmittelbar an den östlichen Grabenrandstörungen auf Muschelkalk, die Station BWA (= Bramwald) 20 km westlich des Grabens in einem ausgedehnten Buntsandsteingebiet mit fast söliger Schichtlage.

Die Station RBG (= Rotenberge) liegt wieder östlich des Grabens, und zwar auf Buntsandstein unmittelbar südlich der gefalteten paläozoischen Schichten des Harzes, die Station RUE (= Rückenrode) am Kontakt Anhydrit (Zechstein)-Grauwacke (Devon) im Unterwerrasattel, einer Aufwölbung des paläozoischen Grundgebirges südlich des Leinegrabens. Insbesondere an diesen letzten beiden Stationen war in Anbetracht des komplizierten geologischen Aufbaus mit einer starken Verzerrung des tellurischen Feldes zu rechnen, die auch beobachtet wurde.

3. Feldprogramm und Datenanalyse

Um die Kohärenz der tellurischen Variationen von Ort zu Ort prüfen zu können, wurde an jeweils zwei Orten für 4-8 Wochen gleichzeitig das tellurische Feld registriert, ebenso das magnetische Feld. Dabei ist für die Station GT anzumerken, daß infolge künstlicher Störungen das E-Feld nicht am Ort des magnetischen Observatoriums beobachtet werden konnte sondern 5 km entfernt im Göttinger Wald bei Deppoldshausen.

Durch die Berechnung von Übertragungsfunktionen zwischen den Komponenten beider Stationen wurde zunächst die räumliche Kohärenz der Variationsfelder geprüft, und zwar getrennt für E und B. Es wurde also etwa E_x an der Station 1 durch zwei Übertragungsfunktionen mit E_x und E_y an der Station 2 verbunden. Wie man vielleicht bei

dem geringen Stationsabstand von höchstens 50 km erhoffen konnte, erwies sich die multiple Kohärenz als sehr hoch. Wir waren aber erstaunt zu finden, daß die tellurischen Variationen beinahe noch besser von Ort zu Ort korreliert sind als die magnetischen Variationen und führen dies auf die hohe Basisstabilität der verwandten HEMPF-LINGschen Sonden zurück. Dies betrifft insbesondere die von unerwünschten Nebeneffekten offensichtlich befreite Aufzeichnung des Sq-Ganges.

Die Registrierung erfolgte übrigens analog auf Film bei den benutzten magnetischen Instrumenten (ASKANIA Variograph) und mit einem TOAA-Schreiber auf beschichtetes Papier bei den tellurischen Instrumenten.

Zur Analyse von Bays und polaren Teilstürmen wurden diese Registrierungen in ausgewählten Intervallen von 4 bis 42 Stunden Länge digitalisiert. In der statistischen Spektralanalyse dieser Intervalle wurden dann Übertragungsfunktionen berechnet, und zwar mit GT als Referenzstation, in dem die Variationen aller Feldkomponenten auf die Variationen der magnetischen Horizontalkomponenten in GT bezogen wurden.

Zur Anwendung des Gradientenverfahrens beim Sq-Gang wurden zusätzlich die Registrierungen der Observatorien Fürstenfeldbruck und Wingst benutzt. An ausgewählten ruhigen Tagen wurden an diesen Observatorien und an den jeweiligen Feldstationen bei Göttingen stündliche Mittelwerte abgelesen oder den Observatoriumsberichten entnommen. Nach Entfernung des Trends wurden die Werte jeweils eines Tages harmonisch analysiert und die harmonischen Koeffizienten zu einer statistischen Bestimmung der Eindringtiefe C_n für die Perioden von 24, 12 und 8 Stunden benutzt. Einzelheiten dieser Bestimmung werden in Abschnitt 5 beschrieben.

4. Tellurische Vektoren und tellurische Schwingungsellipsen für Bays und polare Teilstürme

Uns kam es darauf an, alle Elemente des Impedanztensors zu berücksichtigen und nach Übereinstimmungen innerhalb der fünf Stationen zu suchen. Wir stellen zu diesem Zwecke die Elemente des Tensors \underline{Z} , hier definiert durch $\underline{E}(\text{Stat}) = \underline{Z} \underline{E}_{\text{tg}}(\text{GT})$ durch "tellurische Vektoren"

$$\begin{aligned} \underline{e}_x &= Z_{xx} \hat{x} + Z_{yx} \hat{y} \\ \underline{e}_y &= Z_{xy} \hat{x} + Z_{yy} \hat{y} \end{aligned} \quad (4)$$

im Kartenbild dar, und zwar durch jeweils einen 0° -Phase Vektor und einen 90° -Phase Vektor für die Real- und Imaginärteile der Tensorelemente; \hat{x} und \hat{y} sind Einheitsvektoren in Richtung der Bezugskoordinaten (x,y) . Im Falle von \underline{e}_x stellen diese Vektoren die auf das Magnetfeld normierten elektrischen Feldvektoren dar, wenn das horizontale Magnetfeld eine in x-Richtung linear-polarisierte Schwingung ist. Entsprechendes gilt für die zu \underline{e}_y gehörigen Vektoren. Zu einer linear-polarisierten Schwingung des Magnetfeldes in einer vorgegebenen Richtung gehört also eine im allgemeinen elliptisch polarisierte Schwingung des tellurischen Feldes. Die Hauptachsen der tellurischen Schwingungselipsen, die zur Darstellung jeweils einer Spalte des Impedanztensors dienen, lassen sich wie folgt bestimmen: Es seien für die Darstellung der ersten Spalte a_x und b_x die Beträge von Z_{xx} und Z_{yx} , α_x und β_x ihre Argumente. Dann sind im Zeitbereich

$$\begin{aligned} X(t) &= \operatorname{Re} \left\{ Z_{xx} e^{i\omega t} \right\} = a_x \cos(\omega t + \alpha_x) \\ Y(t) &= \operatorname{Re} \left\{ Z_{yx} e^{i\omega t} \right\} = b_x \cos(\omega t + \beta_x) \end{aligned} \quad (5)$$

linear-polarisierte Schwingungen in x- und y-Richtung, deren Überlagerung die gesuchte elliptisch polarisierte Schwingung ergibt.

Bei einer Transformation auf Hauptachsen wird ihre Phasendifferenz gerade $\pm 90^\circ$:

$$\begin{aligned} X'(t) &= \cos \psi_x X(t) + \sin \psi_x Y(t) = a'_x \cos(\omega t + \gamma_x) \\ Y'(t) &= -\sin \psi_x X(t) + \cos \psi_x Y(t) = b'_x \sin(\omega t + \gamma_x). \end{aligned} \quad (6)$$

Hieraus ergeben sich Bestimmungsgleichungen für den Achsenwinkel ψ_x und das Achsenverhältnis $b'_x/a'_x = \operatorname{tg} \phi'_x$ der Schwingungselipse. Sie lauten mit $b_x/a_x = \operatorname{tg} \phi_x$ und $\Delta_x = |\beta_y - \alpha_x|$

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} 2\psi_x &= \operatorname{tg} 2\phi_x \cos \Delta_x, \\ \sin 2\phi'_x &= \sin 2\phi_x \sin \Delta_x, \end{aligned} \quad (7)$$

wobei ϕ'_x zwischen den Grenzen $-\pi/4$ und $+\pi/4$ liegen soll ($0 < \phi_x < \pi/2$). Je nach Umlaufsinn ($\Delta_x < \pi$ oder $\Delta_x > \pi$) ist also für $a'_x > 0$ die kleinere Halbachse b'_x positiv oder negativ zu setzen.

Besonderes Interesse soll nun dem Grenzfall $\phi' \rightarrow 0$ gelten, in dem die Schwingungselipsen zu linear-polarisierten Schwingungen entarten. Wie Gl.7 zeigt, kann dies aus zwei Gründen der Fall sein.

Grenzfall I: Die Phasendifferenzen Δ sind Null (oder 180°). Dies

besagt, daß die Tensorelemente einer Reihe gleiche Argumente besitzen ($\pm\pi$), die tellurischen Vektoren der 0° -Phase und 90° -Phase also in gleiche Richtungen weisen. In anderen Worten, das zu den magnetischen Horizontalkomponenten B_x und B_y gehörige tellurische Feld wird in Betrag und Richtung, nicht aber in der Phase durch laterale Inhomogenitäten des Widerstandes verändert. Die Verzerrungsmatrix \underline{A} ist reell.

Es liegt dann gleichsam eine Gleichstrom-Verzerrung des tellurischen Feldes vor wie sie sich bei einer dünnen Deckschicht variabler integrierter Leitfähigkeit über einem Nichtleiter bei genügend langen Perioden einstellt. Wichtig ist dabei, daß die Phasenwinkel γ_x und γ_y dann gleich sein müssen und der Phase des unverzerrten tellurischen Feldes E_n entsprechen, daß in ihnen also das Argument der Eindringtiefe C_n sichtbar wird.

Grenzfall II: Das Amplitudenverhältnis $\text{tg } \phi$ ist Null oder unendlich, d.h. eines der Tensorelemente in einer Spalte von \underline{Z} ist Null. Dieser Grenzfall betrifft eine 2-dimensionale Anomalie in Achsenrichtung, die das tellurische Feld für B_x und B_y in Betrag und Phase, nicht aber in seiner Richtung verändert. Die tellurischen Vektoren sind parallel zu den Koordinatenachsen, die Verzerrungsmatrix \underline{A} eine komplexe Diagonalmatrix.

Wir haben für die fünf Stationen in der Umgebung Göttingens tellurische Vektoren für Baystörungen abgeleitet. Sie zeigen Folgendes: 1. Die Bedingungen für den Grenzfall I sind erstaunlich gut erfüllt, die Richtungsdivergenz zwischen den 0° -Phase und 90° -Phase Vektoren beträgt höchstens einige Grade, und zwar im gesamten untersuchten Periodenbereich von 20 Minuten bis 2 Stunden (Abb.2-4).

2. Die tellurischen Vektoren einer Polarisationsrichtung haben mit Ausnahme der Harzsüdrandstation RBG fast gleiche Richtungen. Für eine Polarisation des Magnetfeldes in Nordrichtung (x) sind sie aus ihrer normalen Richtung nach Westen um etwa 40° im Uhrzeigersinn gedreht, für eine Polarisation des Magnetfeldes in Ostrichtung (y) aus ihrer normalen Richtung nach Norden um etwa 30° gegen den Uhrzeigersinn (Abb.5).

3. Diese einheitliche Richtung der tellurischen Vektoren zeigt, wieder mit Ausnahme der Station RBG, keinen Zusammenhang zu bekannten geologischen Strukturen wie etwa zum Leinegraben. Sie weisen vielmehr in eine Richtung senkrecht zu den Faltenachsen des variszischen Grundgebirges, das in Harz und Rheinischem Schiefergebirge

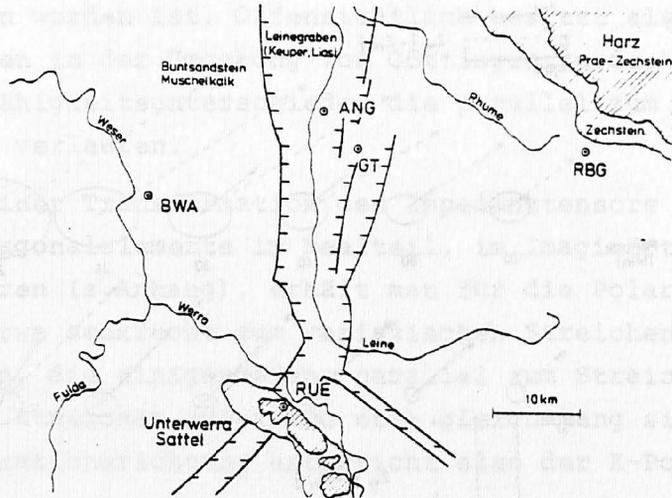


Abb.1 Lage der Stationen und geologisches Kartenbild

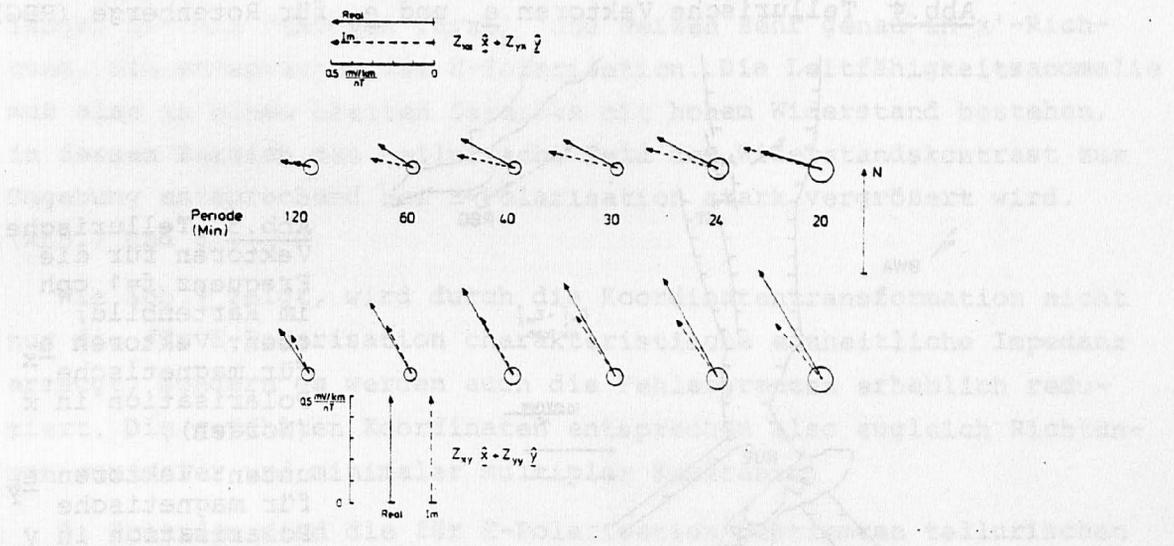


Abb.2 Tellurische Vektoren e_x (obere Reihe) und e_y (untere Reihe) für Göttingen (GT)

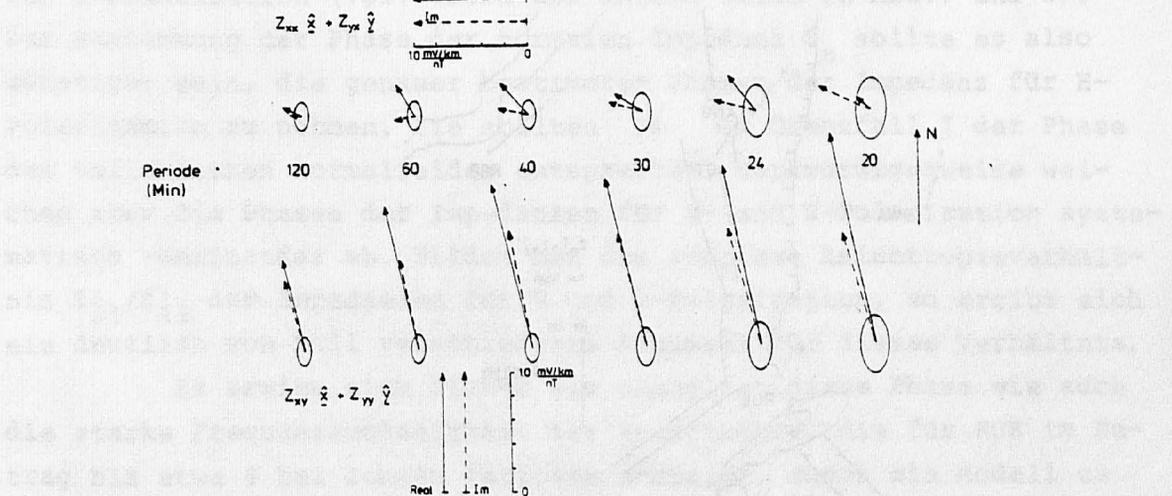


Abb.3 Tellurische Vektoren für Rückerode (RUE)

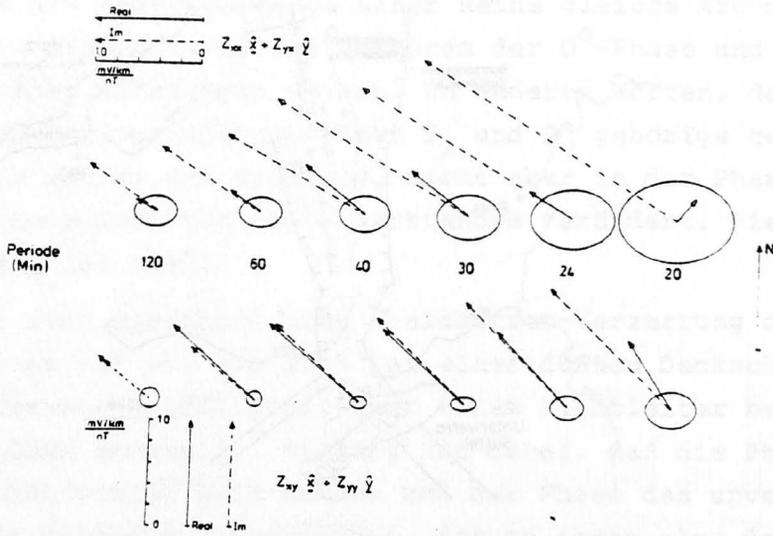


Abb. 4 Tellurische Vektoren \underline{e}_x und \underline{e}_y für Rotenberge (RBG)

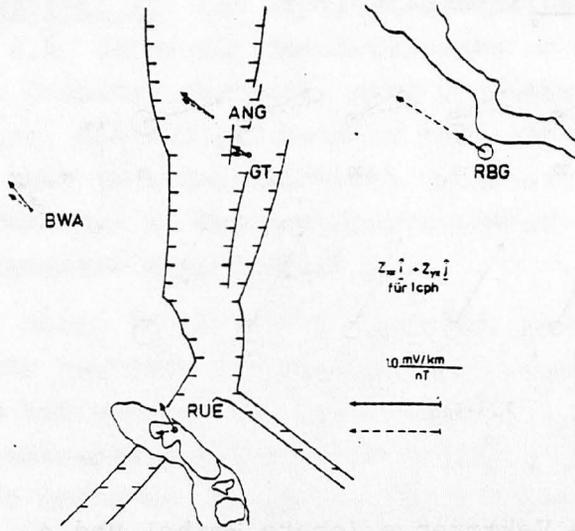
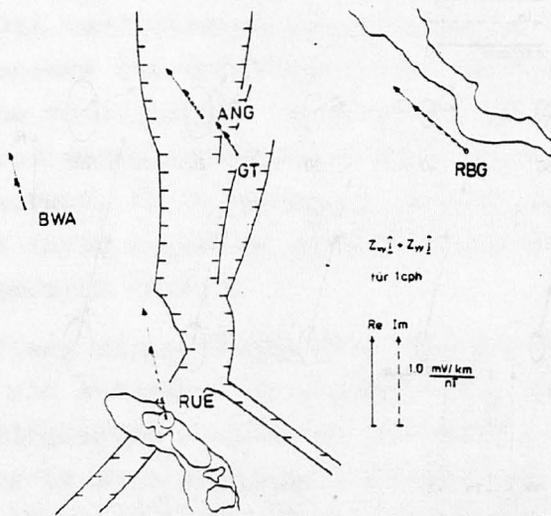


Abb. 5 Tellurische Vektoren für die Frequenz $f=1$ cph im Kartenbild; oben: Vektoren \underline{e}_x für magnetische Polarisation in x (Norden), unten: Vektoren \underline{e}_y für magnetische Polarisation in y (Osten)



herausgehoben worden ist. Offensichtlich besitzt also das durch jüngere Schichten in der Umgebung von Göttingen verdeckte Grundgebirge starke Leitfähigkeitsunterschiede, die parallel zum Streichen dieses Gebirges verlaufen.

4. Nach einer Transformation des Impedanztensors auf Koordinaten, die seine Diagonalelemente im Realteil, im Imaginärteil oder im Betrag minimieren (s. Anhang), erhält man für die Polarisation des Magnetfeldes etwa senkrecht zum variszischen Streichen (x') tellurische Vektoren, die einigermaßen parallel zum Streichen gerichtet und an allen Stationen außer RBG etwa gleich lang sind (Abb. 6). Diese Polarisationsrichtung entspricht also der E-Polarisation.

Die tellurischen Vektoren für die hierzu senkrechte Polarisation des Magnetfeldes (y') sind sehr unterschiedlich lang, aber durchweg länger als die Vektoren für B'_x und weisen sehr genau in x' -Richtung. Sie entsprechen der H-Polarisation. Die Leitfähigkeitsanomalie muß also in einem breiten Streifen mit hohem Widerstand bestehen, in dessen Bereich das tellurische Feld dem Widerstandscontrast zur Umgebung entsprechend bei H-Polarisation stark vergrößert wird. (Abb. 7 und 8).

Wie Abb. 9 zeigt, wird durch die Koordinatentransformation nicht nur die für E-Polarisation charakteristische einheitliche Impedanz erzeugt, sondern es werden auch die Fehlergrenzen erheblich reduziert. Die gewählten Koordinaten entsprechen also zugleich Richtungen maximaler und minimaler multipler Kohärenz.

5. Trotzdem sind die für E-Polarisation bestimmten tellurischen Vektoren mit relativ viel größeren Fehlern behaftet als diejenigen für H-Polarisation (vgl. obere und untere Zeile in Abb. 7 und 8). Zur Bestimmung der Phase der normalen Impedanz Z_n sollte es also günstiger sein, die genauer bestimmten Phasen der Impedanz für H-Polarisation zu nehmen. Sie sollten ja im Grenzfall I der Phase des tellurischen Normalfeldes entsprechen. Merkwürdigerweise weichen aber die Phasen der Impedanzen für H- und E-Polarisation systematisch voneinander ab. Bildet man das komplexe Anisotropieverhältnis Z'_{21}/Z'_{12} der Impedanzen für H und E-Polarisation, so ergibt sich ein deutlich von Null verschiedenes Argument für dieses Verhältnis.

Es erwies sich bisher als unmöglich, diese Phase wie auch die starke Frequenzabhängigkeit der Anisotropie, die für RUE im Betrag bis etwa 8 bei langen Perioden ansteigt, durch ein Modell zu erklären.

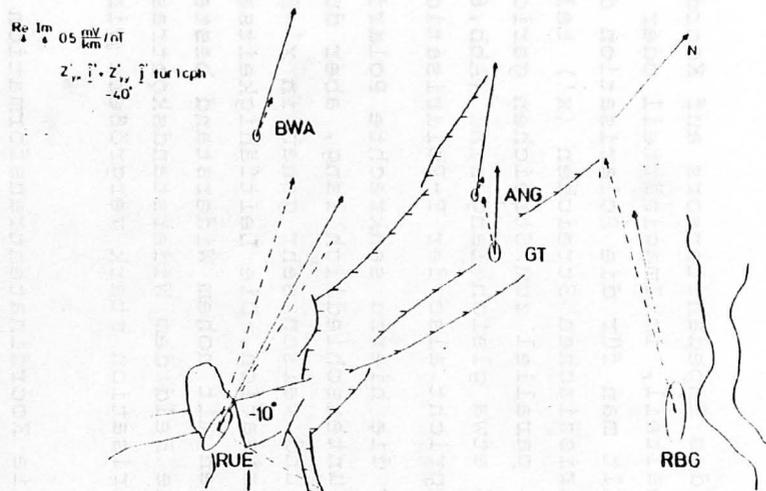
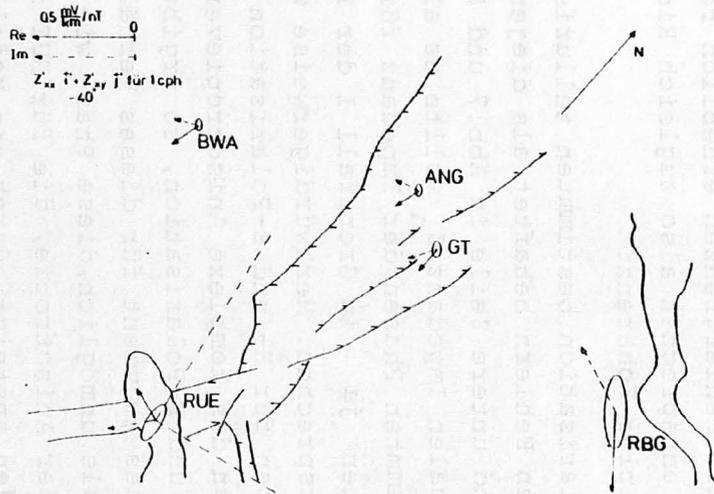


Abb. 6 Tellurische Vektoren für 1 cph in gedrehten Koordinaten; Links: \hat{e}_x , rechts \hat{e}_y .

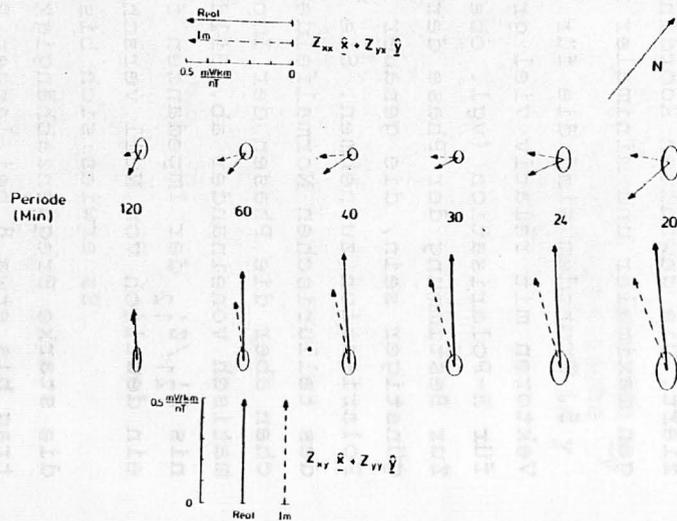


Abb. 7 Tellurische Vektoren für GT in gedrehten Koordinaten

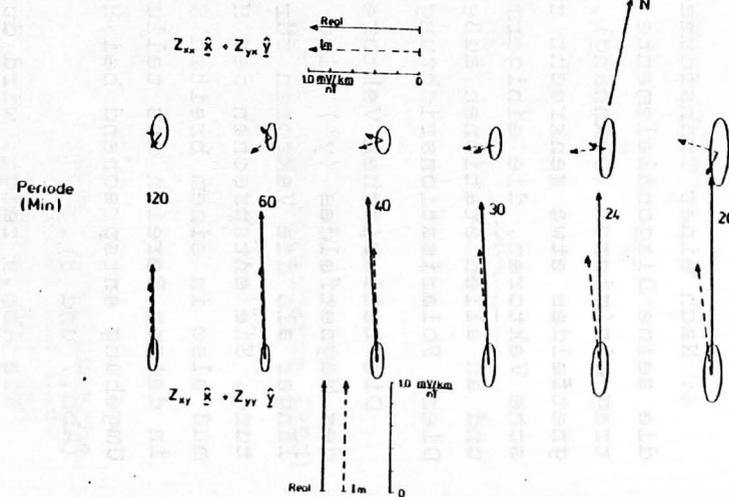


Abb. 8 Tellurische Vektoren für RUE in gedrehten Koordinaten

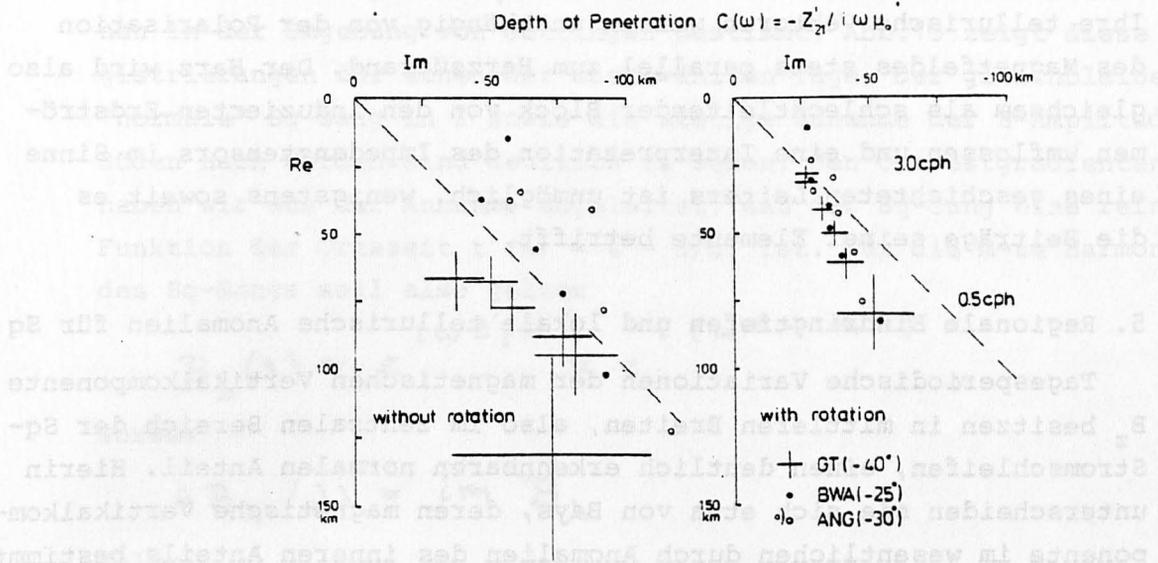


Abb.9 Eindringtiefen $C(\omega)$ von Baystörungen in komplexer Darstellung nach Beobachtungen in der Umgebung Göttingens (GT, ANG, BWA); Frequenzen von 0.5 bis 3.0 cph; Fehler von $C(\omega)$ nur für GT. Links: Eindringtiefen aus der Impedanz für E_{EW} in geographischen Koordinaten. Rechts: Eindringtiefen aus der Impedanz für E'_{EW} in gedrehten Koordinaten; relativ einheitliche Eindringtiefen zeigen, daß gewählte Richtung der E-Polarisation entspricht; Drehwinkel in Grad bezüglich geographisch Nord.

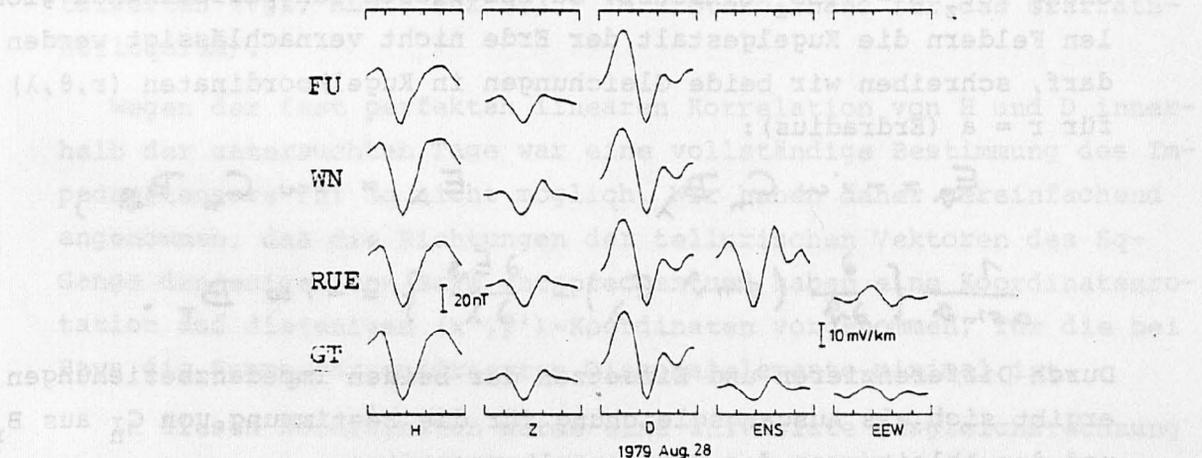


Abb.10 Tagesgang des erdmagnetischen und tellurischen Feldes an einem magnetisch ruhigen Tag im August 1979 nach Beobachtungen in der Umgebung Göttingens (GT, RUE) und nach Daten der magnetischen Observatorien FU und WN, 250 km nördlich und 350 km südlich von GT. Nordsüdgradient des Sq-Gangs in H, etwa gleichbleibende Sq-Amplituden in Z, auffallende Verstärkung des tellurischen Sq-Ganges der Nordkomponente in RUE, dagegen geringere Unterschiede der Ostkomponente zwischen GT und RUE.

Eine Sonderstellung nimmt die Station RBG am Harzsüdrand ein. Ihre tellurische Vektoren weisen unabhängig von der Polarisierung des Magnetfeldes stets parallel zum Harzsüdrand. Der Harz wird also gleichsam als schlechtleitender Block von den induzierten Erdströmen umflossen und eine Interpretation des Impedanztensors im Sinne eines geschichteten Leiters ist unmöglich, wenigstens soweit es die Beiträge seiner Elemente betrifft.

5. Regionale Eindringtiefen und lokale tellurische Anomalien für Sq

Tagesperiodische Variationen der magnetischen Vertikalkomponente B_z besitzen in mittleren Breiten, also im zentralen Bereich der Sq-Stromschleifen, einen deutlich erkennbaren normalen Anteil. Hierin unterscheiden sie sich etwa von Bays, deren magnetische Vertikalkomponente im wesentlichen durch Anomalien des inneren Anteils bestimmt wird. Im Folgenden sei vorausgesetzt, daß die im Untersuchungsgebiet beobachteten magnetischen Sq-Variationen "normal", d.h. ohne anomalen Anteil sind und daß sich aus ihnen die regionale Eindringtiefe $C_n(\omega_m)$ für die Sq-Frequenzen $\omega_m = 2\pi m$ (cpd) ableiten läßt. Wir haben verschiedene Verfahren ausprobiert und mit dem Gradientenverfahren die besten Ergebnisse erhalten.

Bekanntlich erhält man die Grundgleichung dieses Verfahrens, indem man die Impedanzbeziehungen Gl. (1) in die 2. MAXWELLSche Gleichung $\text{rot}_z \underline{E} = -i\omega B_z$ einsetzt. Da bei diesen langperiodischen globalen Feldern die Kugelgestalt der Erde nicht vernachlässigt werden darf, schreiben wir beide Gleichungen in Kugelkoordinaten (r, θ, λ) für $r = a$ (Erdradius):

$$E_\theta = -i\omega C_n B_\lambda, \quad E_\lambda = i\omega C_n B_\theta,$$

$$\frac{1}{a \sin \theta} \left\{ \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta \cdot E_\lambda) - \frac{\partial E_\theta}{\partial \lambda} \right\} = -i\omega B_r.$$

Durch Differenzieren und Einsetzen der beiden Impedanzbeziehungen ergibt sich als Ausgangsgleichung für die Bestimmung von C_n aus B_r und den Ableitungen der Horizontalkomponenten:

$$-B_r = C_n \left\{ \frac{\partial B_\theta}{a \partial \theta} + \cot \theta \frac{B_\theta}{a} + \frac{1}{a \sin \theta} \frac{\partial B_\lambda}{\partial \lambda} \right\}. \quad (8)$$

Dabei ist C_n wie eine ortsunabhängige Konstante behandelt worden.

Wir haben $a^{-1} \partial B_\theta / \partial \theta$, also den Nordsüdgradienten der H-Variationen, aus dem Sq-Gang an den Observatorien Wingst und Fürstenfeld-

bruck (Entfernung 614 km) und dem Mittelwert der beiden Feldstationen in der Umgebung von Göttingen bestimmt. Abb.10 zeigt diese Registrierungen für einen der ausgewählten Tage. Der gleichbleibende, "normale" Sq-Gang in Z sowie die stetige Zunahme der H-Amplitude von Süden nach Norden sind deutlich zu sehen. Den Ostwestgradienten in D haben wir aus der Annahme abgeleitet, daß der Sq-Gang eine reine Funktion der Ortszeit $t'(\lambda) = t + \lambda/\omega_1$ ist. Für die m-te Harmonische des Sq-Gangs soll also gelten

$$B_\lambda(\lambda) \sim e^{i\omega t'(\lambda)} = e^{i(\omega t + m\lambda)}$$

woraus

$$\partial B_\lambda / \partial \lambda = im B_\lambda$$

folgt.

Für jeden Tag und jede Harmonische wurde auf diese Weise ein komplexer Zahlenwert für die rechte Seite von Gl.(8) berechnet und durch eine Ausgleichsrechnung über alle Tage ein Schätzwert von C_n erhalten. Für das Stationspaar GT-RUE sind die in Abb.11 gezeigten Eindringtiefen aus dem Sq-Gang von neun Tagen abgeleitet worden. Sie ergeben scheinbare spez. Widerstände ρ^* von 30-40 Ωm für Tiefen zwischen 300 und 500 km mit einer Tendenz zur Widerstandsabnahme für $m = 1$ und entsprechen sehr gut den für Zentraleuropa bestimmten Mittelwerten (vgl. Abb.6 auf S.339 im Protokollband für das Grafrath-Kolloquium).

Wegen der fast perfekten linearen Korrelation von H und D innerhalb der untersuchten Tage war eine vollständige Bestimmung des Impedanzensors für Sq nicht möglich. Wir haben daher vereinfachend angenommen, daß die Richtungen der tellurischen Vektoren des Sq-Gangs denjenigen von Bays entsprechen und haben eine Koordinatenrotation auf diejenigen (x', y')-Koordinaten vorgenommen, für die bei Bays die Summe der quadrierten Diagonalelemente minimal ist.

In diesen Koordinaten wurde eine univariate Ausgleichsrechnung zur Berechnung der Nebendiagonalelemente aus $E'_x = Z'_{xy} B'_y$ und $E'_y = Z'_{yx} B'_x$ für die ersten drei Sq-Harmonischen vorgenommen. Hierbei sind B'_y und B'_x wieder Mittelwerte für die beiden Stationen bei Göttingen, deren Sq-Gang in H und D sich kaum unterschied. Sodann wurde aus den Impedanzen Z'_{xy} und Z'_{yx} nach Gl.(3) die tellurische Verzerrungsmatrix \underline{A} berechnet. Indem wir die magnetische Verzerrungsmatrix \underline{A}' der Einheitsmatrix gleichsetzen, erhielten wir mit $Z'_{xx} = Z'_{yy} = C$

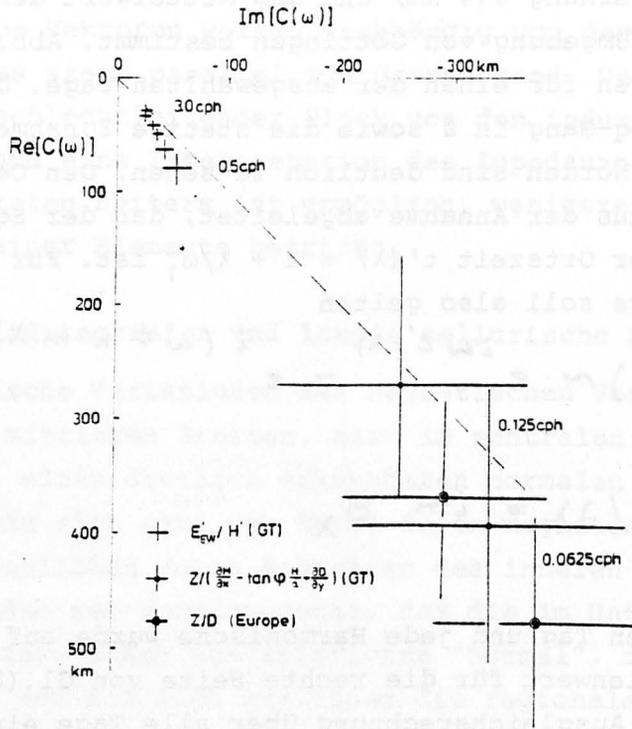


Abb.11 Eindringtiefen $C_n(\omega)$ der zweiten und dritten Harmonischen des S_q -Ganges, berechnet nach dem Gradientenverfahren aus der magnetischen Vertikalkomponente in der Umgebung Göttingens. Zum Vergleich: Mittelwerte für Zentraleuropa und Eindringtiefen von Baystörungen (s.Abb.9).

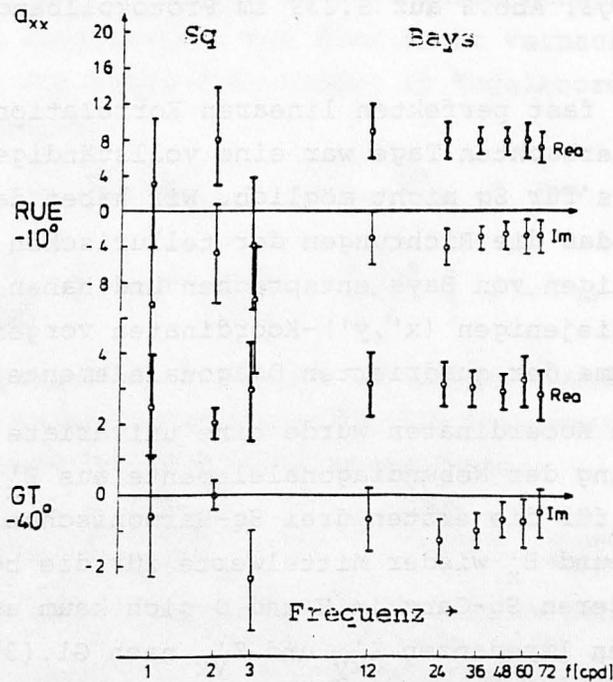


Abb.12 Verzerrungskoeffizient a_{xx} der tellurischen Nordkomponente für S_q und Bays in gedrehten Koordinaten.

$$\underline{A} = \frac{1}{i\omega C_n} \begin{pmatrix} Z'_{xy} & 0 \\ 0 & -Z'_{yx} \end{pmatrix}. \quad (9)$$

Die resultierenden Verzerrungskoeffizienten a_{xx} für die x'-Richtung sind für GT und RUE in Abb.12 gezeigt. Wie bereits dem verstärkten Sq-Gang der tellurischen Nordkomponente in RUE (Abb.10) zu entnehmen war, tritt in dieser Richtung mit $a_{xx} = 8.0$ für 2cpd eine Verachtfachung des normalen tellurischen Feldes ein. In GT ist die Verstärkung mit $a_{xx} = 2.0$ auch noch vorhanden, aber wesentlich schwächer. Dagegen ergaben sich für die y'-Richtung fast keine Verzerrungen ($a_{yy} \approx 1$), so daß sich diese Richtung auch beim Sq-Gang als Richtung der E-Polarisation erweist. Dies wurde bereits durch ähnliche Sq-Gänge der tellurischen Ostkomponenten in RUE und GT angezeigt. (Abb.10).

Die nach Gl.(8) berechneten Verzerrungskoeffizienten für Sq in Abb.12 sind durch die Anisotropiefaktoren Z'_{xy}/Z'_{yx} für Bays (0.5-3cph) ergänzt worden. Unter der Voraussetzung, daß Z'_{yx} für E-Polarisation der normalen Impedanz entspricht, sind diese Faktoren ja mit den Verzerrungskoeffizienten a_{xx} identisch. Tatsächlich passen diese für Sq und Bays auf ganz verschiedenen Wegen abgeleiteten Koeffizienten gut zueinander, so daß durch diese Analyse die Verzerrung des tellurischen Feldes wohl in den Grundzügen richtig bestimmt worden ist. Es fehlt jedoch noch die Interpretation dieser Verzerrung und ihrer beobachteten Frequenzabhängigkeit durch ein Modell.

6. Zusammenfassung

Im Periodenbereich von Bays wurde eine starke, mit der Periode zunehmende Verzerrung des tellurischen Feldes in der Umgebung Göttingens beobachtet. Darstellungen des Impedanztensors durch tellurische Vektoren haben eine bemerkenswert einheitliche Verzerrung ergeben, die jedoch keine einfache Beziehung zu geologischen Strukturen aufweist. Sie deutet eine in nordöstlicher Richtung streichende Zone hohen Widerstandes an, die oberflächennah sein muß, aber nicht in den mesozoischen Deckschichten liegen kann. Wir vermuten sie im Grundgebirge, und sehen eine Beziehung zur Streichrichtung der variszischen Strukturen. Es ist unter diesen Umständen schwierig, für Bays Aussagen über ihr unverzerrtes "normales" tellurisches Feld zu gewinnen, dessen Beziehung zum Magnetfeld

durch den Widerstand als Funktion der Tiefe bestimmt würde. Dies gelingt jedoch für den Sq-Gang, indem man seine magnetische Vertikalkomponente zur Bestimmung der normalen Impedanz und damit des normalen tellurischen Feldes benutzt. Die resultierende Verzerrung gegenüber dem beobachteten tellurischen Sq-Gang paßt gut zu der aus Baystörungen ermittelten Verzerrung.

Anhang

Es seien

$$S_1 = Z_{xx} + Z_{yy}$$

$$D_1 = Z_{xx} - Z_{yy}$$

$$S_2 = Z_{xy} + Z_{yx}$$

$$D_2 = Z_{xy} - Z_{yx}$$

die Summen und Differenzen der Elemente des Impedanztensors \underline{Z} auf der Haupt- und Nebendiagonale. Sie beziehen sich auf ein Koordinatensystem (x, y) . Eine Transformation auf um den Winkel α ($-\pi/4 < \alpha < \pi/4$) gedrehte Koordinaten (x', y') ergibt für die Elemente des Impedanztensors \underline{Z}' in diesen Koordinaten

$$S'_1 = S_1$$

$$D'_1 = c D_1 + s S_2$$

$$S'_2 = c S_2 - s D_1$$

$$D'_2 = D_2$$

mit $c = \cos 2\alpha$ und $s = \sin 2\alpha$.

Der Winkel α soll so bestimmt werden, daß die Elemente von \underline{Z}' in der Hauptdiagonale möglichst klein sind. Da die Summe S'_1 drehinvariant ist, kann nur D'_1 in einer der folgenden Weisen minimiert werden:

1. $\operatorname{Re}(D'_1) = 0 \quad \operatorname{tg} 2\alpha = -\operatorname{Re}(D_1) / \operatorname{Re}(S_2)$
2. $\operatorname{Im}(D'_1) = 0 \quad \operatorname{tg} 2\alpha = -\operatorname{Im}(D_1) / \operatorname{Im}(S_2)$
3. $|Z'_{xx}|^2 + |Z'_{yy}|^2 = \frac{1}{2} \{ |S'_1|^2 + |D'_1|^2 \} := \min$
 $\partial \{ |D'_1|^2 \} / \partial \alpha = 0 \quad \operatorname{tg} 4\alpha = \{ D_1 S_2^* + D_1^* S_2 \} / \{ |D_1|^2 - |S_2|^2 \}$

Ein Minimum liegt vor, wenn

$$\cos 4\alpha (|D_1|^2 - |S_2|^2) + \sin 4\alpha (D_1 S_2^* + D_1^* S_2) < 0.$$

Ist dieser Ausdruck positiv, so ist α durch $\alpha - \operatorname{sgn}(\alpha) \cdot \pi/4$ zu ersetzen.