

# Magnetotellurische Übertragungsfunktionen für den Tagesgang und das langperiodische Kontinuum an zwei Stationen in der Umgebung von Göttingen

Ulrich Schmucker

Geophysikalisches Institut der Universität Göttingen

## 1. Einleitung

Julius Bartels hatte für Erdströme und damit auch für die beginnende Magnetotellurik insgesamt nicht viel übrig. Diese negative Einschätzung könnte durch die bis heute bestehende Schwierigkeit geprägt worden sein, langperiodische erdelektrische Variationen als induzierte Felder vollständig zu verstehen, sie also aus dem induzierenden Teil erdmagnetischer Variationen widerspruchsfrei herzuleiten. Dabei ist mit dem Begriff "langperiodisch" der Periodenbereich des Tagesganges gemeint, der bei  $T = 3$  h beginnt und bei  $T = 24$  h endet; "vollständig" bedeutet in diesem Zusammenhang eine Vorhersage des erdelektrischen Feldes nach Richtung, Stärke und Phase aus langperiodischen erdmagnetischen Variationen, wobei sich die hierzu benutzte Impedanz-Matrix aus Beziehungen zwischen den vertikalen und horizontalen Magnetfeldkomponenten ergeben sollte. Es wird sich zeigen, daß eine solche Vorhersage an Voraussetzungen bezüglich der inneren Leitfähigkeitsverteilung gebunden ist, die nicht erfüllt zu sein brauchen.

Magnetotellurische Forschungen konzentrierten sich anfänglich auf langperiodische Variationen. Für Jahrzehnte gehörte es nämlich zu den Routineaufgaben an vielen Observatorien, neben den erdmagnetischen auch die erdelektrischen Felder in zwei horizontalen Richtungen als "Erdströme" aufzuzeichnen, für sie Stundenmittelwerte zu bestimmen und diese gemeinsam mit den Stundenmittelwerten der drei magnetischen Feldkomponenten in Jahrbüchern Tag für Tag zu tabellieren. Es hat in dieser Urphase nicht an Versuchen gefehlt, Induktionstheorie und Beobachtung beim Tagesgang miteinander in Einklang zu bringen. Doch die Diskrepanzen waren so schwerwiegend, daß auch ganz andere Erklärungsmöglichkeiten für Erdströme ernsthaft erwogen wurden. Näheres hierzu kann man bei Chapman & Bartels (1940) nachlesen. In Kapitel 13 über "Earth currents" findet sich das folgende Resumé: "But a complete quantitative explanation (of Earth currents) cannot yet be given", eine Feststellung, die auch heute noch zutrifft, sofern man an einer vollständigen Erklärung im obigen Sinne interessiert ist.

Die damals verwendete und in Kapitel 22 über "Electromagnetic induction within the Earth" bei Chapman & Bartels abgehandelte Induktionstheorie bezog sich auf sphärische Erdmodelle radialer Symmetrie in der Leitfähigkeit und auf induzierende äussere Quellenfelder, die nach Kugelfunktionen entwickelt worden waren. Die resultierenden Impedanzbeziehungen für das elektromagnetische Oberflächenfeld waren entsprechend kompliziert. Erst durch Grenzübergänge zu ebenen Modellen und zu quasi-homogenen tangentialen Oberflächenfeldern gelangt man zu den einfachen Beziehungen der späteren Theorien von Tikhonov und Cagniard, welche die weitgehende Unabhängigkeit der Impedanzen von der Quellenfeldstruktur nutzen. Diese ist gegeben, sofern nur gewisse und in der Regel erfüllte Voraussetzungen zutreffen.

Damit war der Weg zur Magnetotellurik im heutigen Sinne eröffnet, auch kurzperiodische Variationen konnten jetzt einbezogen werden, deren Quellenfelder eine häufig kaum faßbare räumlich-zeitliche Struktur aufweisen. Bleibt anzumerken, daß Tikhonov (1950) seine neue Theorie ausgerechnet an den Harmonischen des erdelektrischen Tagesganges am Observato-

rium Tuscon/Arizona ausprobierte, zwar auch gewisse Unstimmigkeiten feststellte, sich aber durch diese nicht irritieren ließ.

Die nachfolgenden Jahre brachten eine zumindest teilweise Aufhellung der Beziehungen, die erdelektrische und erdmagnetische tagesperiodische Variationen verbinden. In einem der ersten Protokollbände ist dargestellt, wie sich für drei Harmonische des erdelektrischen Tagesganges ganz systematische Zusammenhänge zwischen beobachteten und theoretischen Fourieramplituden ergeben, wobei zur Berechnung der letzteren ausschließlich die magnetische Vertikalkomponente verwendet wurde (Schmucker, 1969; S. 186 und 190). Die genannten Zusammenhänge beziehen sich auf mittlere Tagesgänge während der Äquinoktialmonate des IGY 1957/56 nach Beobachtungen am Observatorium Niemegek und an der nahegelegenen 100 km-Erdstromauslage Wiesenburg.

Zwar liegen die im Zeigerdiagramm wiedergegebenen beobachteten und aus  $B_z$  berechneten Fourieramplituden weit auseinander, so wie es Chapman & Whitehead (1922; § 13) für ältere Beobachtungen gefunden hatten. Doch ergeben sich zwischen ihnen für alle drei Harmonischen gleichbleibende Phasendifferenzen und Amplitudenverhältnisse. Dieses ist in der Weise interpretiert worden, daß die global induzierten Erdströme durch örtliche Leitfähigkeitsanomalien abgelenkt und in ihrer Stärke verändert werden, daß aber ihre Phase gegenüber dem induzierenden Magnetfeld, hier repräsentiert durch die Phase von  $B_z$ , erhalten bleibt.

Damit war für die betreffende Region südwestlich von Berlin gezeigt, daß tagesperiodische Erdströme einer Art lokal-bedingten Gleichstromverzerrung unterliegen, deren Ursache dann getrennt nachgegangen werden kann. Unter solchen Umständen lassen sich also erdelektrische Tagesgänge wohl in ihrer Phase, nicht aber in ihrer Richtung und Amplitude aus Magnetfeldbeobachtungen nach dem Induktionsgesetz herleiten, was ihre Zugehörigkeit zu einem global induzierten Stromsystem zweifelsfrei nachweist. Diese Einsicht ist durch nachfolgende Untersuchungen in der weiteren und näheren Umgebung von Göttingen immer wieder bestätigt worden. Sie begannen mit den Arbeiten von Hempfling (1977) und enden (vorläufig) mit den nunmehr zu beschreibenden Analysen von Erdstrombeobachtungen an zwei östlich und nördlich von Göttingen gelegenen Stationen.

## **2. Das Meßprogramm und die Aufbereitung der Meßdaten**

In der Magnetotellurik ist es üblich, hochpaß-gefilterte E-Felder aufzuzeichnen, um störende Driften zu unterdrücken. Mit Abschneideperioden von höchstens einigen Stunden werden so auch die langperiodischen erdelektrischen Variationen eliminiert. Dies betrifft insbesondere die Tagesgänge in ihrer einzigartigen Bedeutung zur Aufdeckung von Verzerrungen des örtlichen Feldes. Sollen sie mitregistriert werden, dürfen keine Hochpässe verwendet werden.

Bei Meßstrecken von vielen Kilometern Länge, wie sie an den Observatorien die Regel waren, können Hochpässe problemlos weggelassen werden. Die induktionsbedingten Variationen der gemessenen erdelektrischen Potentialdifferenzen werden dann viel grösser sein als solche, die mit den verwendeten Elektroden oder natürlichen Bodenpotentialen zusammenhängen. Anders bei kurzen Meßstrecken von 1 - 200 m Länge. Bei ihnen kann eine hochpaß-freie Aufzeichnung nur dann gelingen, wenn Elektroden mit sehr kleinen und äusserst stabilen Eigenpotentialen eingesetzt werden. Die von Hempfling (1977) zu diesem Zweck entwickelten Sonden erfüllten diese Anforderungen in so hervorragender Weise, daß an magnetisch ruhigen Tagen in seinem Elektrogrammen die vergleichsweise schwachen Tagesgänge sichtbar wurden. Diese Entwicklung bildete die Grundlage für nachfolgende Untersuchungen. Aber selbst die stabilsten Sonden können nicht verhindern, wie sich zeigen wird, daß nicht-induktive Effekte in

den Elektrogrammen dominieren, wenn die örtlichen Bodenpotentiale im Verlauf von Wochen oder Monaten nicht genügend stabil sind.

Die vergleichsweise unproblematische Registrierung langperiodischer erdmagnetischer Variationen erfolgte in der Anfangsphase mit Askania-Variographen und später mit EDA-fluxgate Magnetometern. Hier ist eine genaue Kenntnis der Temperaturkoeffizienten ausschlaggebend sowie die zweifache Mitregistrierung der Temperaturschwankungen im Sensor selbst und im Aufzeichnungsgerät.

Die neuen langperiodischen Beobachtungen, über die hier berichtet werden soll, schlossen sich an zwei größere Feldprogramme an, die von Cyplik (1996) und Konneh (1997) mit anderen Zielsetzungen durchgeführt worden waren. Nach Beendigung ihrer eigenen Programme wurden die Sonden an denjenigen Feldstationen im Boden belassen, bei der sich die Bodenpotentiale als am stabilsten erwiesen hatten. Diese Stationen wurden mit fluxgate Magnetometern neu besetzt und die Registrierung erdelektrischer und erdmagnetischer Variationen für drei bis vier Monate mit einer Taktrate von 30 Sekunden fortgesetzt. Ausgewählt wurden hierzu die Stationen Kraja (KRAJ) von Cyplik und Gittelde (GITT) von Konneh.

Die Betreuung und Datensicherung beider Stationen wurde im wesentlichen von Sven Cyplik übernommen, wofür ihm an dieser Stelle noch einmal ganz herzlich gedankt sein soll. Die Station KRAJ liegt 34 km östlich von Göttingen im Eichsfeld, in der Nähe von Bleicherode, die Station GITT 31 km nördlich von Göttingen am westlichen Harzrand (s. Abb. 7). Beide Stationen standen auf ungefalteten, fast sölilig gelagerten mesozoischen Deckschichten. Die geschätzte Tiefe zum paläozoischen, variszisch gefalteten Grundgebirge beträgt 1200 m.

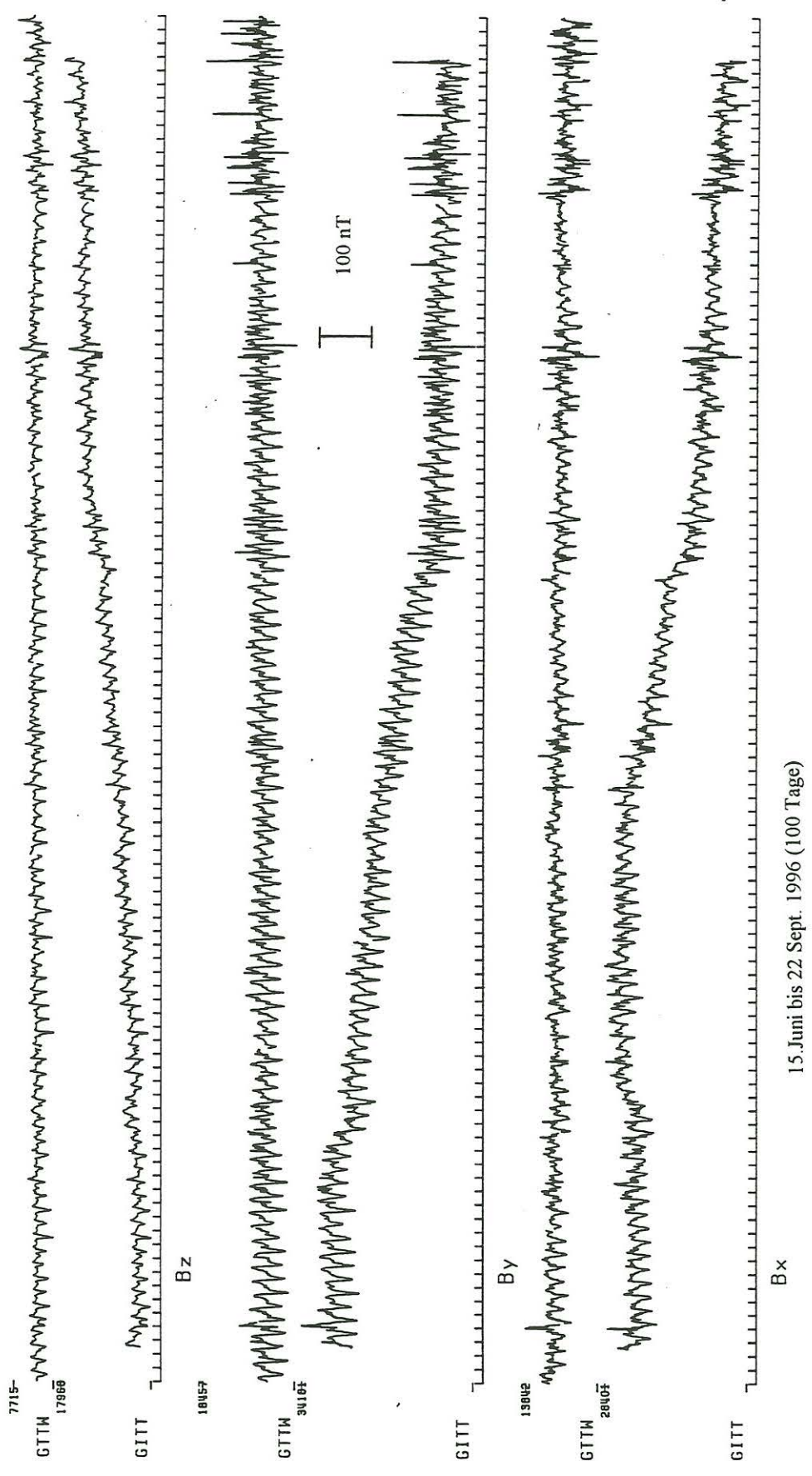
Die magnetischen Registrierungen in GITT sind praktisch lückenlos, zeigen aber in allen drei Komponenten starke Driften infolge einer langsam eintretenden Neigung des Sensorentripels. Trotz aller Bemühungen war es nicht gelungen, die Horizontierung des Magnetometers zu stabilisieren. In KRAJ kam es in den ersten 40 Tagen zu zwei längeren Ausfällen, sonst sind auch hier die magnetischen Daten vollständig und die Driften vergleichsweise geringfügig. Die erdelektrischen Registrierungen sind ohne längere Ausfälle, abgesehen von einer 2-tägigen Lücke bei KRAJ kurz nach dem Beginn der Registrierung und insgesamt sechs weiteren Lücken von mehreren Stunden.

Starke Driften machten es notwendig, die Kompensationen mehrfach neu einzustellen. Die dadurch bedingten Versätze sind ausgeglichen worden bevor mit der eigentlichen Datenaufbereitung begonnen wurde. Alle in diesem Zusammenhang genannten numerischen Filter sind Trapezfilter, deren Abschneidefrequenz  $f_0$  als Mittenfrequenz zwischen den beiden Knickfrequenzen definiert ist. Die Steilheit des Filters wird durch die Wahl eines Filterparameters

$$p = \frac{\tau / \Delta t}{f_{Ny} / f_0} = 2f_0 \tau \quad \text{mit} \quad p = 1, 2, \dots \quad (1)$$

optimal festgelegt ( $\tau$  = Filterlänge,  $\Delta t$  = Taktrate,  $f_{Ny} = 1 / 2\Delta t$ ). Je größer  $p$  gewählt wird, umso kleiner der Abstand der Knickfrequenzen.

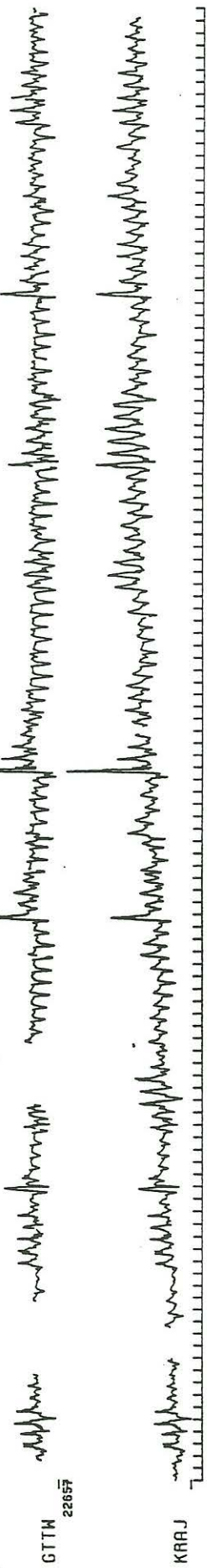
Die Aufbereitung beginnt mit einer Tiefpaßfilterung aller Daten ( $f_0 = 24$  cpd,  $\tau = 60$  min,  $p = 2$ ), verbunden mit einer 20-fachen Dezimierung auf 10-Minutenwerte. Diese sind fortlaufend in Abb 1 und 2 für das Magnetfeld dargestellt und in Abb. 3 für das erdelektrische Feld wiedergegeben. Zur Ergänzung und zum Vergleich sind die magnetischen Registrierungen des Observatoriums im Göttinger Wald (GTTW) hinzugefügt, die aber nicht in die nachfolgende Analyse eingehen werden.



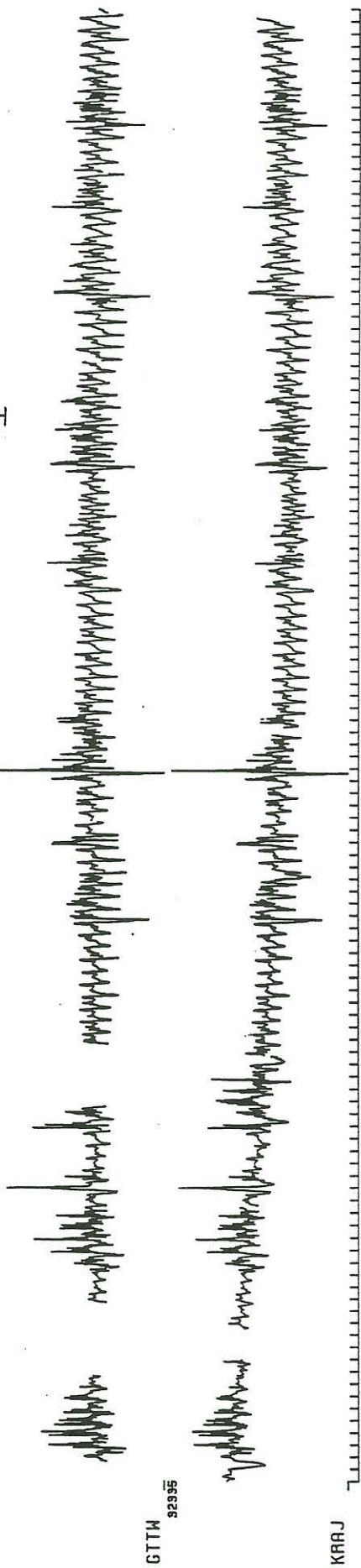
15. Juni bis 22. Sept. 1996 (100 Tage)

Abb. 1: Tiefpass-gefilterte 10-Minutenwerte der magnetischen Feldkomponenten in Gittelde und in Göttinger Wald

19307



GTW 32395



GTW 23419

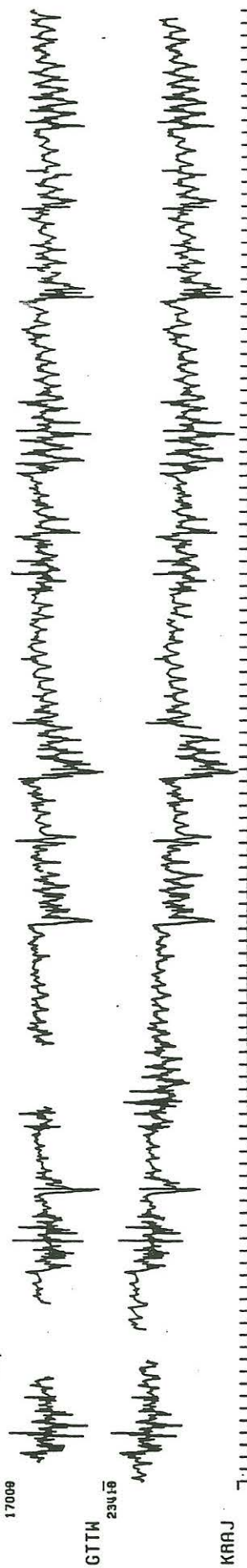


Abb.2: Tiefpass-gefilterte 10-Minutenwerte der magnetischen Feldkomponenten in Kraja und im Göttinger Wald

9. Februar bis 7. Juni 1995 ( 120 Tage)

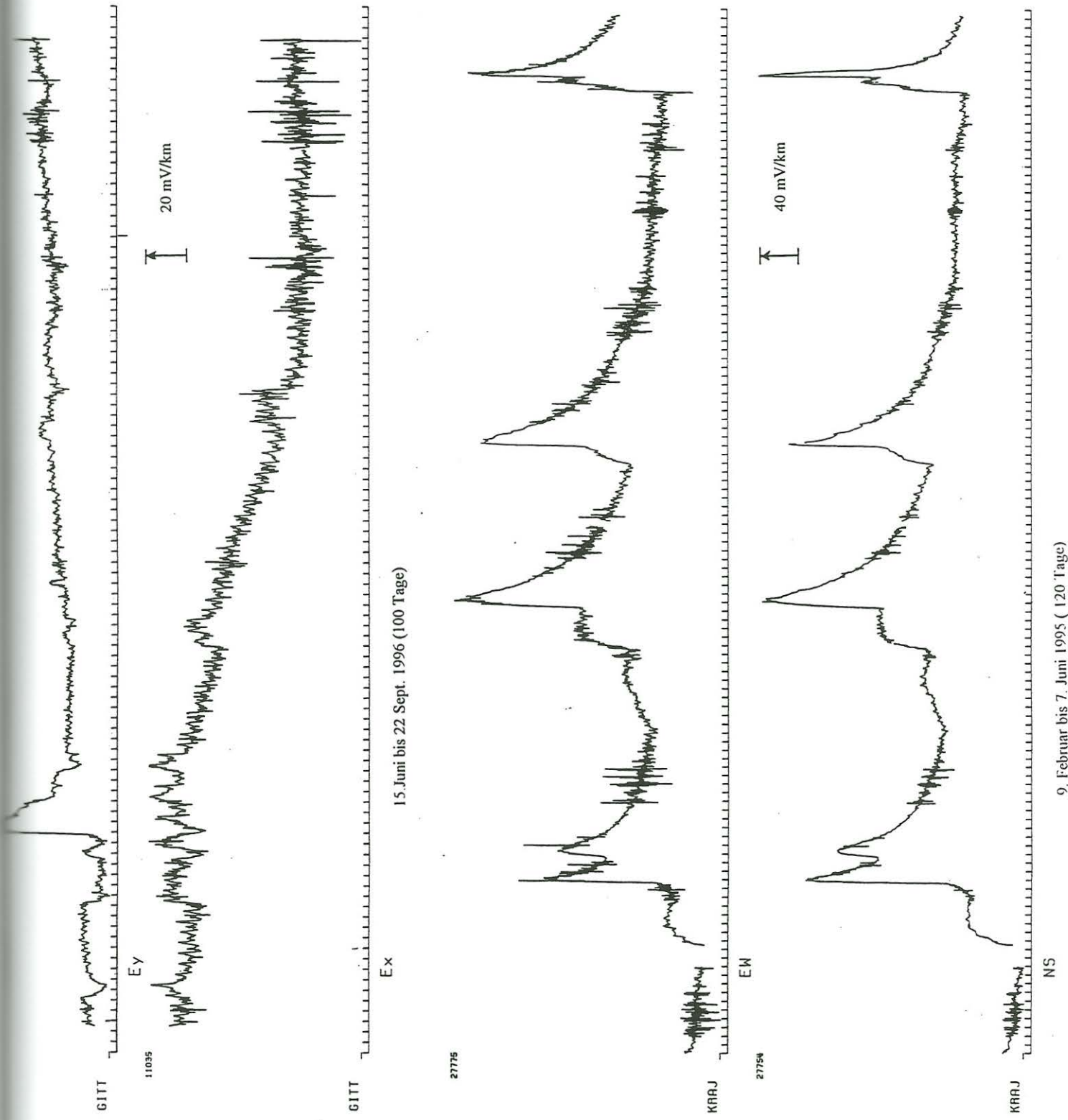


Abb.3: Tiefpass-gefilterte 10-Minutenwerte der erdelektrischen Feldkomponenten in Gittelde und Kraja

Man erkennt die erwartete gute Korrelation der Magnetogramme an den Feldstationen mit denjenigen im Göttinger Wald. Die Betriebszeit von KRAJ fällt 1995 in eine Phase anhaltender magnetischer Unruhe, mit zahlreichen Stürmen und ausgeprägten Dst-Nachphasen in  $B_x$ , während die Magnetogramme von GITT im Jahre 1996 durch anhaltende magnetische Ruhe geprägt sind, wenn man von den letzten beiden Wochen absieht. Der magnetische Tagesgang ist an allen Stationen und in allen Komponenten deutlich zu sehen, mit einer ausgeprägten jahreszeitlichen Modulation und größten Amplituden, wie zu erwarten, im Sommer.

Wesentlich anders ist das Erscheinungsbild der Elektrogramme in Abb. 3. Zwar treten auch in ihnen die magnetischen Sturmphasen durch starke und schnelle Oszillationen deutlich hervor, auch die Tagesgänge sind zu magnetisch ruhigeren Zeiten klar zu erkennen, insbesondere in der Nordkomponente  $B_x$  von GITT, aber beherrschend sind nicht-induktive Effekte. In KRAJ treten sie viermal in beiden Komponenten auf, in GITT einmal in  $E_y$  und mindestens sechsmal in  $E_x$ , sind hier aber weniger auffallend und von kürzerer Dauer.

Es sind eine Reihe von Versuchen unternommen worden, solche störenden Auslenkungen vor der weiteren Bearbeitung zu eliminieren. Das Ergebnis ist in Abb. 5 dargestellt, aber nur für die am meisten betroffene Station KRAJ. Zunächst ist es sehr bemerkenswert, daß alle größeren Auslenkungen im zeitlichen Verlauf ähnlich sind. Innerhalb von wenigen Stunden erfolgt ein steiler Anstieg der Bodenpotentiale, der das gemessene erdelektrische Feld um bis zu 100 mV über das ungestörte Niveau anhebt. Dieser Vorgang wiederholt sich u.U. nach einigen Tagen. Schließlich setzt dann ein exponentiell verlaufender Abstieg zu dem Ausgangsniveau ein, welches aber nicht unbedingt wieder erreicht wird. Die Halbwertszeit dieser Abstiege liegt bei 2 - 3 Tagen.

Es liegt nahe, diese systematisch sich wiederholenden zeitlichen Verläufe der Bodenpotentiale durch einfache analytische Ausdrücke zu approximieren und von den Zeitreihen als Korrektur abzuziehen. Bevor diese im einzelnen beschrieben werden sei vermerkt, daß die Ursache für die intermittierend auftretenden Instabilitäten des Bodenpotentials ungeklärt ist. Gelegentlich koinzidieren sie mit starken Regenfällen. Doch es gibt auch starke Auslenkungen in Schönwetterperioden und langanhaltende Regenperioden ohne sichtbare Wirkung auf die Bodenpotentiale.

Zur Korrektur sind zwei Zeitfunktionen gewählt worden, deren freie Parameter so festzulegen sind, daß sich eine möglichst gute Anpassung an den geglätteten Verlauf der elektrischen 10-Minutenwerte ergibt. Sie lauten mit  $x = (t - t_0) / T_0$  und für  $x \geq 0$

$$f_1(x) = a \cdot x \cdot \arctan(x) \quad (2)$$

mit drei Parametern zum Ausgleich von Versätzen ohne Rückkehrphase und

$$f_2(x) = b \cdot x^n e^{-nx} \quad (3)$$

mit vier Parametern zum Ausgleich von Versätzen mit Rückkehrphasen. Für  $x < 0$  sollen beide Funktionen Null sein. Abb. 4 zeigt als Beispiel die Anpassung der Korrekturfunktion  $f_2$  an den großen Versatz, der in GITT nach etwa drei Wochen in  $E_y$  auftritt.

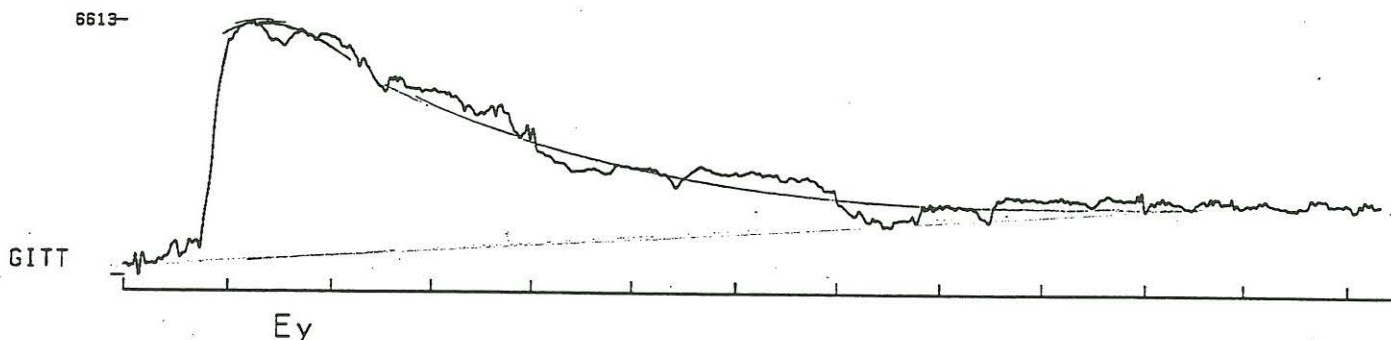


Abb.4: Korrektur für Versatz in  $E_y$  Anfang März 1995 in Gittelde

Wie an den korrigierten Aufzeichnungen in Abb. 5 unten zu erkennen ist, lassen sich die Versätze auf diese Weise tatsächlich weitgehend zum Verschwinden bringen. Doch es verbleiben in den Abklingphasen Abweichungen zwischen den wirklichen und analytischen Verläufen, welche langperiodische Oszillationen vortäuschen.

Es ist daher in einem zweiten Versuch ausprobiert worden, ob nicht eine einfache Hochpaßfilterung ausreicht. Die Filterparameter sind  $f_0 = 0.75$  cpd,  $\tau = 32$  h und somit nach Gl. (1) wieder  $p = 2$ . Das Ergebnis ist in der Mitte von Abb. 5 dargestellt. Die langsamen Abklingphasen sind erwartungsgemäß verschwunden, doch erscheinen jetzt während der steilen Anstiegsphase fiktive schnelle Oszillationen. In einem dritten Versuch werden die korrigierten Elektrogramme anschließend gefiltert, was zu dem besten Ergebnis führt (Abb. 5, oben). Doch ist bei der Anwendung des Hochpaßfilters zu bedenken, daß der kleinste Datenausfall eine Lücke von  $2 \cdot 32$  Stunden oder fast drei Tagen bewirkt, abgesehen von dem unvermeidbaren Verlusten von 32 Stunden zu Beginn und am Ende.

Mit den drei in Abb. 5 gezeigten Zeitreihen sind getrennte bivariate Analysen bezüglich der magnetotellurischen Impedanzen durchgeführt worden. Es ergeben sich die folgenden Fehler für das im Betrag kleinere Nebendiagonalelement  $Z_{y'x'}$ , umgerechnet in Fehler des scheinbaren Widerstandes. Die Angaben beziehen sich auf die dritte Harmonische der Einzeltaganalyse der Station KRAJ;  $N^*$  ist die Zahl der effektiv benutzten Tage.

	$\Delta\rho_a$	$N^*$
Keine Korrektur und kein HP-Filter	5.43 $\Omega m$	87
Korrektur	4.91	83
HP-Filter	5.94	65
Korrektur und HP-Filter	6.22	59

Offensichtlich führt die Korrektur ohne Filterung zu dem besten Ergebnis. Doch ist zu bedenken, daß das Anwachsen der Fehler bei der Verwendung von Hochpässen im wesentlichen durch die kleinere Zahl von verfügbaren Tagen zu erklären ist infolge der Ausweitung von Datenlücken.



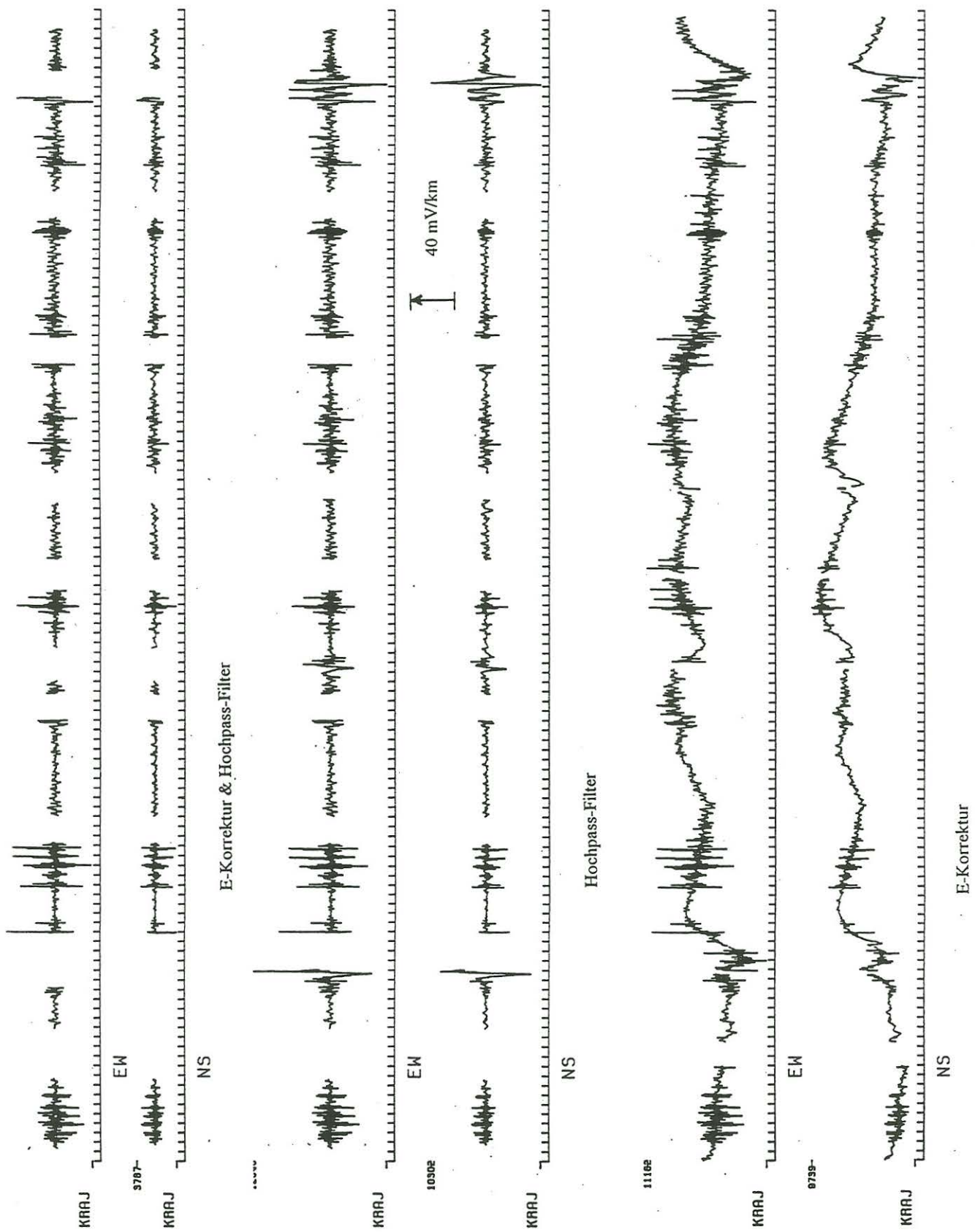


Abb.5: Korrigierte und hochpass-gefilterte 10-Minutenwerte der erdelektrischen Feldkomponenten in Kraja

Nach diesen Vorversuchen ist die folgende Form der Datenaufbereitung gewählt worden: Das mühevoll Anpassen von analytischen Korrekturfunktionen lohnt sich im Grunde genommen nicht und daher wird auf das Anbringen von irgendwelchen Korrekturen verzichtet. Stattdessen werden vor der Hochpaßfilterung in einem ersten Durchgang alle Datenlücken durch lineare Interpolation geschlossen. Nur die erste Lücke in den Elektrogrammen von KRAJ bleibt bestehen, da an den betroffenen Tagen auch die magnetische Registrierung ausgefallen ist. Nach der Bestimmung der magnetotellurischen Übertragungsfunktionen durch eine bivariate Analyse von Einzeltagen, werden für alle Tage, an denen elektrische Daten fehlen, deren Harmonische aus denjenigen des Magnetfeldes gemäß Gl. (4) berechnet und Stunde für Stunde zu einem Tagesgang synthetisiert. Mit diesem synthetischen Tagesgang wird die betreffende Lücke geschlossen, wobei gegebenenfalls Versätze am Anfang und Ende linear ausgeglichen werden. Mit den so vervollständigten Elektrogrammen ist die endgültige Zeitreihenanalyse durchgeführt worden.

Die Datenaufbereitung ist damit abgeschlossen. Wenn man von den scharf hervortretenden Spitzen für den Tagesgang absieht, besitzen die resultierenden Spektren im verbleibenden Kontinuum mehr oder weniger gleichbleibende Amplituden, zumindest für den in Abb.6 gezeigten Frequenzbereich bis 12 cpd, so daß sich eine weitere Vorbehandlung der Zeitreihen im Sinne eines "prewhitening" erübrigt.

### 3. Die Zeitreihenanalyse

#### 3.1 Vorbemerkungen

In einer Voruntersuchung werden die erdelektrischen Zeitreihen in Folgen von 6-Tagessegmenten zerlegt ( $N_{SEG} = 16$  für KRAJ,  $N_{SEG} = 15$  für GITT) und jedes Segment harmonisch bis zur 72. Harmonischen bei 12 cpd analysiert. Die quadrierten Fourierkoeffizienten werden dann über alle  $N_{SEG}$  Segmente aufsummiert und aus dieser Summe nach Teilen durch  $N_{SEG}$  die Wurzel gezogen. Die resultierenden mittleren Amplitudenspektren sind in Abb. 6 zu sehen. Wie schon bemerkt erhält man ein im wesentlichen weißes Kontinuum bis 12 cpd, aus dem die Einzellinien des Tagesganges bis 3 cpd mehr oder weniger deutlich herausragen.

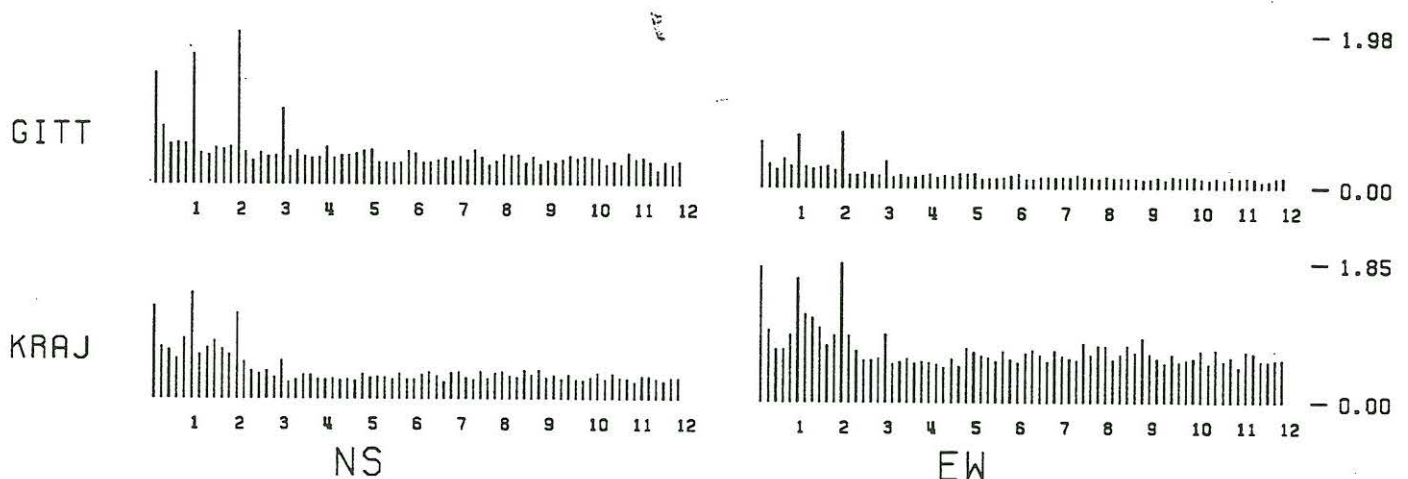


Abb.6: Amplituden - Spektren des erdelektrischen Feldes

Während das Linienspektrum zweifelsfrei dem globalen  $S_q$ - und  $S_D$ -System zugeordnet werden kann, ist die Herkunft des Kontinuums komplizierter. Bis etwa 2 cpd ist es der Dst-

Nachphase magnetischer Stürme zuzuordnen (Schmucker, 1997; §4.3), doch für höhere Frequenz sollte es ganz allgemein mit Baystörungen und ähnlichen irregulären Variationen zusammenhängen. Für magnetotellurische Analysen sind solche Quellenfeldbetrachtungen von untergeordnetem Interesse. Wenn es aber darum geht, die resultierenden MT Impedanzen mit den C-Werten globaler Analysen der Magnetfeldvariationen zu vergleichen, muß bei der Verwendung sphärischer Erdmodelle der Grad der involvierten Kugelfunktionen angegeben werden.

Um zwischen den unterschiedlichen Quellenfelder auch in der nachfolgenden Analyse zu unterscheiden und dabei zugleich den Informationsgehalt der erdelektrischen Daten möglichst effektiv zu nutzen, werden das Linienspektrum und das Kontinuum getrennt behandelt. Der zugrunde liegende lineare Ansatz hat in jedem Falle die bi-variate Form

$$\begin{aligned} E_x &= Z_{xx}B_x + Z_{xy}B_y, \\ E_y &= Z_{yx}B_x + Z_{yy}B_y \end{aligned} \quad (4)$$

mit x nach magnetisch Nord und y nach magnetisch Ost. Die Schätzung der so definierten magnetotellurischen Übertragungsfunktionen  $Z_{ij}$  erfolgt durch eine iterative Folge von Ausgleichsrechnungen im Sinne robuster Verfahren, über die in den nachfolgenden Unterabschnitten berichtet wird.

### 3.2 Analyse der tagesperiodischen Variationen

Jeder verfügbare Tag wird von Mitternacht bis Mitternacht in Weltzeit bis zur sechsten Oberschwingung bei 6 cpd harmonisch analysiert und die benötigten Fourierprodukte gebildet. Vorversuche haben gezeigt, daß eine Tagesauswahl nach der magnetischen Aktivität das Ergebnis kaum beeinflusst. Es werden daher alle Tage verwendet:  $N_{\text{DAY}} = 93$  Tage für GITT und  $N_{\text{DAY}} = 111$  Tage in KRAJ.

In einem ersten Durchgang erhalten die Fourierprodukte aller Tage, für eine feste Frequenz  $f_m$ , bei der Aufsummierung über die  $N_{\text{DAY}}$  Tage das Gewicht  $q_{nm} = 1$ . Die resultierenden Übertragungsfunktionen ergeben dann für jeden Tag ein gewisses komplexes Residuum, dessen Real- und Imaginärteil normalverteilt sein sollten. In der Regel erhält man aber davon abweichende Verteilungen.

In einem zweiten Durchgang erhalten daher die Fourierprodukte Gewichte  $q_{nm} \leq 1$ , die die Häufigkeitsverteilung der neu bestimmten Residuen näher an eine Normalverteilung heran bringen sollen. Einzelheiten über die gewählte Form der Bewichtung sind beschrieben in Schmucker (1997; § 3.3) und im Anhang A zu Teil II von Schmucker (1998). Nach einer weiteren Iteration waren in der Regel gleichbleibende Gewichte gefunden und alle nachfolgend zitierten Resultate beziehen sich auf Übertragungsfunktionen nach dem vierten Durchgang, sicherheitshalber. Die dann erreichte Summe der Gewichte wird mit  $N_{\text{DAY}}^*$  bezeichnet. Sie zeigt an, wieviel Tage effektiv benutzt werden, und in  $N_{\text{DAY}} - N_{\text{DAY}}^*$ , wieviele "outlier" ausgeschlossen werden.

Abschließend sei vermerkt, daß bisher MT Analysen der Harmonischen des Tagesganges als wenig sinnvoll galten. Man ging davon aus, daß  $B_x$  und  $B_y$  wegen der gleichbleibenden Quellenfeldstruktur des Sq Ganges hochgradig korreliert sind, was eine sinnvolle bi-variate Analyse nicht zulassen würde. Tatsächlich überschreitet die univariate quadratische Kohärenz

zwischen  $B_x$  und  $B_y$  jedoch in keinem Fall 0.5 und liegt in der Regel unterhalb von 0.2, so daß eine bi-variate Analyse problemlos möglich ist. Es wird sich zeigen, daß die Tagesgang-Analyse zu den besseren Ergebnissen führt. Die genannten geringen Kohärenzen sind dadurch zu erklären, daß im Verlauf von drei Monaten die starke jahreszeitliche Modulation von  $S_q$  wirksam wird. Außerdem ereignen sich gewisse Änderungen der Quellenfeldstruktur von Tag zu Tag, insbesondere wenn gestörte Tage mit hohen  $S_D$  Anteilen einbezogen werden.

### 3.3 Kontinuumsanalyse

Es ist günstiger, die Zeitreihen in Folgen von 6-Tagessegmente zu analysieren statt in den sonst üblichen 10-Tagessegmenten. Man erhält dadurch eine größere Flexibilität bei der Wahl der Zeitsegmente, wenn wie im Falle von KRAJ größere Lücken zu vermeiden sind. Insgesamt erhält man so  $N_{SEG} = 16$  Zeitsegmente für KRAJ und  $N_{SEG} = 15$  für GITT.

Jedes Segment wird wie bereits angegeben harmonisch analysiert. Der Frequenzbereich bis 8 cpd wird sodann in acht Bände der Breite 1 cpd unterteilt, und für deren Mittenfrequenzen bei 0.5, 1.5, ..., 7.5 cpd fortlaufend geglättete Spektralwerte gebildet. Vor ihrer Aufsummierung über alle Segmente erhalten sie in einem iterativen Prozess ähnlich wie bei der Einzeltag-Analyse Gewichte. Näheres hierzu in dem schon zitierten DFG Bericht Schmucker (1997; § 4.2). Der Summe der Gewichte  $N_{SEG}^*$  im abschließenden vierten Durchgang entnimmt man, wieviele Zeitsegmente für die endgültige Analyse effektiv verfügbar waren. Für das erste Frequenzband war infolge der Hochpassfilterung  $N_{SEG}^*$  in der Regel so dicht bei Null, daß keine sinnvollen Übertragungswerte bestimmt werden konnten.

Zur Glättung wurden zwei alternative Verfahren ausprobiert, die jedoch zu fast identischen Ergebnissen führten. Zum einen wurden die Fourierprodukte für die jeweils fünf Harmonischen zwischen den Harmonischen des Tagesganges mit konstanten Gewichten 0.2 aufsummiert, also unter Ausschluß dieser Harmonischen selbst. Zum anderen wurde eine variabel bewichtete Summierung vorgenommen. Als Spektralfilter diente ein Parzen-Filter der Breite  $b = 0.93$  cpd mit der Länge  $\tau_{max} = 2$  Tage im lag-Bereich. Die Filterung erstreckte sich so bis zu den Mittenfrequenzen der anschließenden Bänder, allerdings mit stark abfallenden Gewichten, wobei die tagesperiodischen Linien wieder ausgeschlossen wurden. Alle nachfolgenden Ergebnisse sind mit Parzen-gefilterten Spektralwerten erzielt worden. Die geringfügige Überlappung der Filterbereiche wurde toleriert, um das Kontinuum zwischen den Linien möglichst effektiv zu nutzen.

Cyplik (1996) hatte bereits in ähnlicher Weise eine bi-variate Analyse des Kontinuums durchgeführt, und zwar mit Folgen von 10-Tagessegmenten. Auch er bestimmte die Übertragungswerte in einem iterativen Bewichtungsprozeß, benutzte aber hierzu das 3-Schrittverfahren von Junge (1992). Die Daten hatte er in seinem eigenen Feldprogramm von Mitte September 1994 bis Anfang Januar 1995 gewonnen. Außer den genannten 10-Tagessegmenten hat er auch kürzere Segmente von rund 3 1/2 Tagen Länge analysiert und zusätzliche Übertragungswerte für 0.17 cph ( $\approx 4$  cpd), 0.25 cph (= 6 cpd) und weitere Frequenzen bis 0.78 cph tabelliert. In der nachfolgenden Aufstellung werden seine Ergebnisse mit denjenigen der hier durchgeführten Analysen verglichen, und zwar für 2.5 cpd im Kontinuum und für 4 cpd im Tagesgang. Alle Angaben sind in  $(m/s) = (\mu V/km)/nT$ , die jeweiligen Fehler stehen in Klammern dahinter und die bi-varianten Kohärenzen befinden sich in der Spalte:

2.5 cpd	Cyplik	$Z_{xx} = 28 + 48 i (11)$	$Z_{xy} = 35 + 63 i (8)$	$\text{coh}^2 = 0.78$
	Kontinuum	$55 + 44 i (18)$	$39 + 59 i (16)$	0.52
	Cyplik	$Z_{yx} = -96 - 152 i (23)$	$Z_{yy} = -60 - 105 i (16)$	$\text{coh}^2 = 0.80$
	Kontinuum	$-31 - 138 i ( )$	$-66 - 104 i (28)$	0.61
4 cpd	Cyplik	$Z_{xx} = 33 + 59 i (6)$	$Z_{xy} = 60 + 97 i (6)$	$\text{coh}^2 = 0.77$
	Tagesgang	$36 + 41 i (17)$	$49 + 73 i (17)$	0.48
	Cyplik	$Z_{yx} = -101 - 199 i (11)$	$-111 - 166 i (12)$	0.83
	Tagesgang	$-124 - 196 i (26)$	$-107 - 149 i (26)$	0.75

Die innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmenden Schätzwerte bezeugen die Reproduzierbarkeit der erzielten Ergebnisse mit anderen Daten und anderen Auswerteverfahren. Es ist jedoch auffallend, daß Cyplik durchweg höhere Kohärenzen erhielt.

#### 4. Ergebnisse

Zunächst wurden für alle Frequenzen aus den magnetotellurischen Übertragungsfunktionen Swift-Winkel  $\alpha$  bestimmt, um gegebenenfalls zu besser geeigneten Koordinaten überzugehen. Es ergaben sich an beiden Stationen für alle Frequenzen gleichbleibende, wenn auch jeweils unterschiedliche Winkel, die um kaum mehr als einige Grade streuten. Im gerundeten Mittel ergaben sich  $\alpha = -60^\circ$  für KRAJ und  $\alpha = -10^\circ$  für GITT. Dabei ist derjenige Swift-Winkel gewählt worden, für den  $Z_{x'y'}$  das im Betrag *größere* Nebendiagonalelement ist.

Die Fourierprodukte der Einzeltage und die Spektralwerte der 6-Tagessegmente wurden dann auf die um  $\alpha$  gedrehte Koordinaten ( $x'$ ,  $y'$ ) transformiert und neue Übertragungsfunktionen mit ihren Fehlern und Kohärenzen berechnet. Sie sind im Anhang vollständig tabelliert. Beim Durchsehen dieser Tabellen fällt dreierlei auf: Zum einen werden für die Harmonischen des Tagesganges deutlich bessere Ergebnisse erzielt als für das Kontinuum, hinsichtlich der Fehler und Kohärenzen. Dann ist zu bemerken, daß für GITT die Ergebnisse für den Tagesgang und das Kontinuum gut zusammenpassen, während sich für KRAJ im Kontinuum systematisch im Betrag kleinere Impedanzen ergeben. Diese Diskrepanz hängt möglicherweise mit der stärkeren magnetischen Aktivität während der Registrierzeit von KRAJ zusammen, welche größere Rauschanteile im magnetischen Kontinuum bewirken könnte.

Schließlich ist bemerkenswert, daß sich trotz der Minimierung von  $|Z_{x'x'} - Z_{y'y'}|$  relativ große Diagonalelemente ergeben, die in der Regel betragsweise das kleinere Nebendiagonalelement  $Z_{y'x'}$  übertreffen. Der Skew übersteigt zwar nur in Ausnahmefällen 0.3, doch dies ist eine einfache Folge der dominierenden Größe von  $Z_{x'y'}$ . Das Anisotropieverhältnis  $A = |Z_{x'y'}| / |Z_{y'x'}|$  liegt für KRAJ im Mittel bei  $A = 9.4$  und für GITT im Mittel bei  $A = 11.3$ , wobei im Falle von KRAJ die exzessiven Werte für die drei letzten Kontinuumsfrequenzen weggelassen worden sind. Infolge dieser stark ausgeprägten, bei allen Frequenzen gleichbleibenden Impedanz-Anisotropie ist es kaum möglich, das im Betrag kleinere Nebendiagonalelement  $Z_{y'x'}$  mit ausreichender Genauigkeit zu bestimmen. Die angegebenen Fehler können sogar den Modulus dieses Elementes übersteigen.

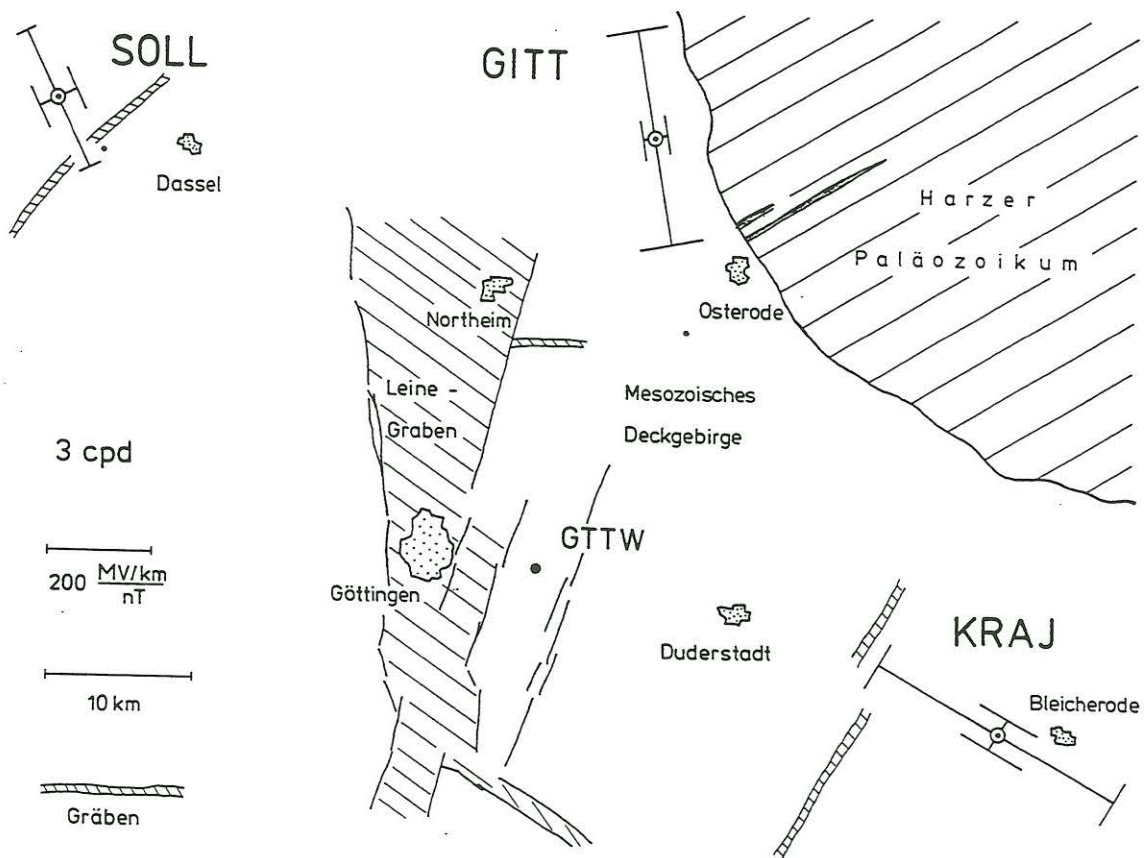


Abb.7: Impedanzen für die dritte Harmonische des Tagesganges

Um die vollständige Impedanzmatrix im Kartenbild zu veranschaulichen, zeigt sie Abb. 7 für die dritte Harmonische des Tagesganges in der Siemonschen Darstellungsweise. Das Balkenkreuz repräsentiert dabei die Beträge der Nebendiagonalelemente und die Querbalken die Beträge der Diagonalelemente. Für die Orientierung der Balkenkreuze sind die genannten Swift-Winkel benutzt worden; die Darstellung ist naturgemäß nicht drehinvariant. Man erkennt deutlich die relative Größe der Diagonalelemente im Vergleich zum kleineren Nebendiagonalelement. Zur Ergänzung sind auch die Ergebnisse für eine Station im Solling (SOLL) gezeigt, an der 1982 - 83 ähnliche Langzeitregistrierungen durchgeführt worden sind (Schmucker, 1997). Außerdem enthält die Karte Informationen zur Geologie, insbesondere über den Verlauf von tektonischen Gräben im Deckgebirge sowie die Umrandung des Harzes. Die gezeigte Begrenzungslinie bezieht sich auf das Ausstreichen präpermischer paläozoischer Schichten, denn am südwestlichen Harzrand tritt das Harzer Paläozoikum ohne Verwerfung unter dem jüngeren Deckgebirge hervor. Das variszische Streichen in diesem Grundgebirge ist an dem schwarz eingezeichneten Oberharzer Diabaszug kenntlich, welcher sich von Osterode aus in nordöstlicher Richtung in den Harz hinein erstreckt.

Vergleicht man die Orientierung der Balkenkreuze mit den genannten geologischen Strukturlinien, so beobachtet man im Falle von KRAJ einen deutlichen Bezug zum Verlauf eines schmalen Grabens, der das Eichsfeld durchschneidet und etwa senkrecht zum südlichen Harz-

rand verläuft. Auch für GITT sind die Richtungen größter und kleinster Impedanz in auffallender Weise parallel und senkrecht zum westlichen Harzrand orientiert, so daß man meinen könnte, das ganze Abweichen der Impedanzen vom 1-dimensionalen Fall würde durch ein Umfließen des hochohmigen Harzgebirges im Sinne einer Quasi-Gleichstromverzerrung der oberflächlichen Erdströme bewirkt. Daß diese Erklärung zumindest nur teilweise richtig sein kann, sieht man an den in gleicher Weise anomalen Impedanzen von SOLL. Mit zunehmender Entfernung vom Harz sollte ja die genannte Verzerrung allmählich abklingen, was definitiv nicht zutrifft. Bis ins Rheinische Schiefergebirge westlich des Rheins werden ähnliche Impedanz-Anisotropien angetroffen wie in SOLL. Es ist hier also eher ein Zusammenhang mit dem variszischen Streichen der Sättel und Mulden im paläozoischen Grundgebirge zu sehen, zu dem die Richtungen größter und kleinster Impedanz senkrecht und parallel sind.

Wenn also für das anomale Erscheinungsbild der magnetotellurischen Impedanzen nicht viel mehr als einige qualitative Hinweise gegeben werden können, so soll jetzt in quantitativer Form ein Anschluß an die global induzierten Stromsysteme versucht werden. Abb. 8 und 9 stellen zu diesem Zweck die scheinbaren Widerstände  $\rho_a$  und die Phasen der Impedanzen  $\varphi$  als Funktionen der Frequenz  $f$  graphisch dar, und zwar vollständig nur für das größere Nebendiagonalelement  $Z_{x'y'}$ . Das schlecht bestimmte kleinere Nebendiagonalelement  $Z_{y'x'}$  ist im Falle von  $\rho_a$  nur lückenhaft wiedergegeben und im Falle von  $\varphi$  ganz weggelassen. Die Frequenzen sind ansteigend von rechts nach links aufgetragen, und zwar linear, um die Unterscheidung von Harmonischen des Tagesganges und Kontinuumsfrequenzen zu erleichtern. Die Perioden nehmen entsprechend von 3 h links (8 cpd) auf 24 h rechts (1 cpd) zu.

Diese Darstellungen verifizieren die schon getroffenen allgemeinen Feststellungen, daß nämlich die  $\rho_a$ -Werte und Phasen im Linienspektrum sehr viel genauer bestimmt werden konnten als im Kontinuum, daß sie bei GITT für beide Spektren zusammenpassen, nicht aber bei KRAJ. Hier liegen die  $\rho_a$ -Werte des Kontinuums deutlich unter denjenigen der Tagesgang-Harmonischen, was auf eine bias-bedingte Unterschätzung von  $\rho_a$  im obigen Sinne hinweist. Für diese Deutung spricht auch das Fehlen eines solchen Versatzes bei den Phasen. Zwar ist die Auswirkung von Rauschteilen im Magnetfeld bei bi-varianten Analysen komplizierter, doch die Impedanz-Anisotropie ist so groß, daß in gedrehten Koordinaten problemlos auch eine univariate Rechnung durchgeführt hätte werden können.

Das Bemerkenswerteste in diesen Darstellungen ist jedoch der weite Abstand der  $\rho_a$ -Werte und das Zusammenfallen der Phasen für die beiden Richtungen extremaler Impedanz. Soweit dies bei den schlecht bestimmbar minimalen  $\rho_a$ -Werten möglich ist, scheint die Aufspaltung der  $\rho_a$ -Kurven ohne sichtbaren Frequenzgang zu erfolgen. Aus den Arbeiten von Cyplik (1996) und Konneh (1997) ist bekannt, daß sich die Aufspaltung mit nur leicht abnehmender Tendenz bis zu den Pulsationsperioden fortsetzt.

Zum Anschluß an globale Induktionen sollen nunmehr neuere Ergebnisse benutzt werden, die mit der klassischen Potentialmethode aus weltweiten Beobachtungen des erdmagnetischen Tagesganges gewonnen worden sind (Schmucker, 1998). Sie ergab die in der nachfolgenden Tabelle links stehenden  $\rho_a$ -Werte und Phasen, mit den jeweiligen Fehlern in Klammern. Rechts stehen die entsprechenden Werte für ein einfaches 3-schaliges sphärisches Erdmodell mit den folgenden Parametern:

0 - 500 km und 70  $\Omega\text{m}$ ,  
 500 - 750 km und 16  $\Omega\text{m}$ ,  
 >750 km und 0.42  $\Omega\text{m}$ .

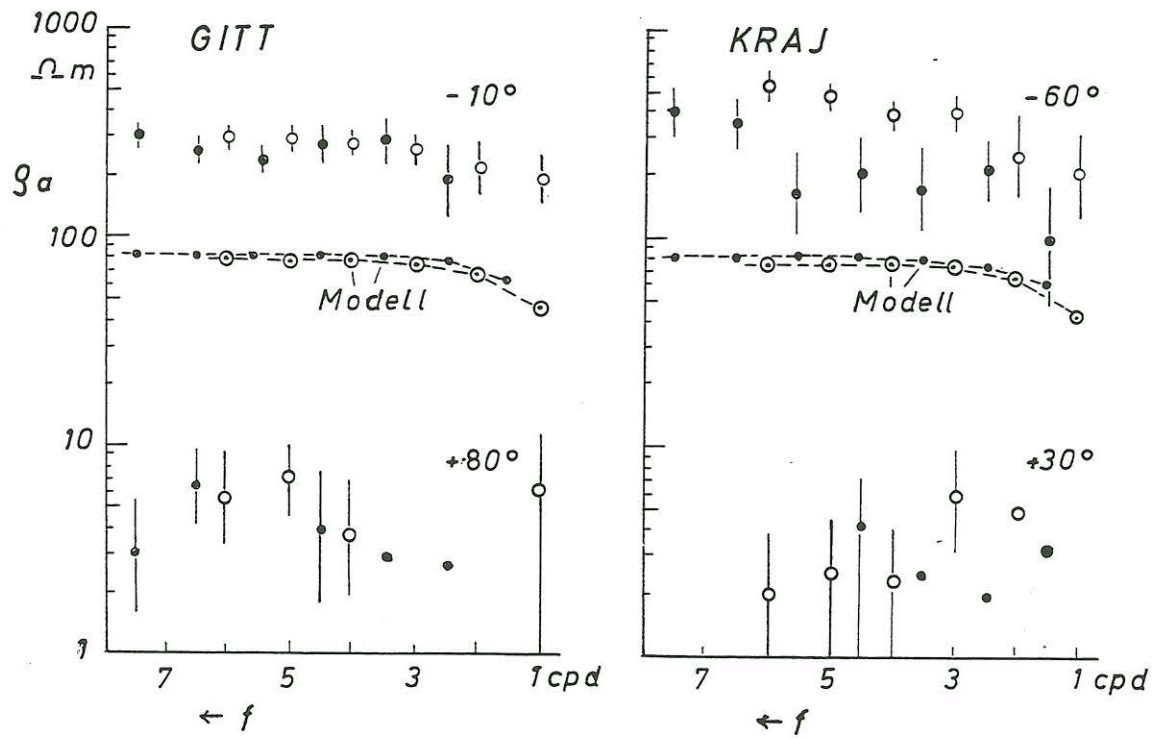


Abb.8: Scheinbare Widerstände für den Tagesgang und das Kontinuum in rotierten Koordinaten

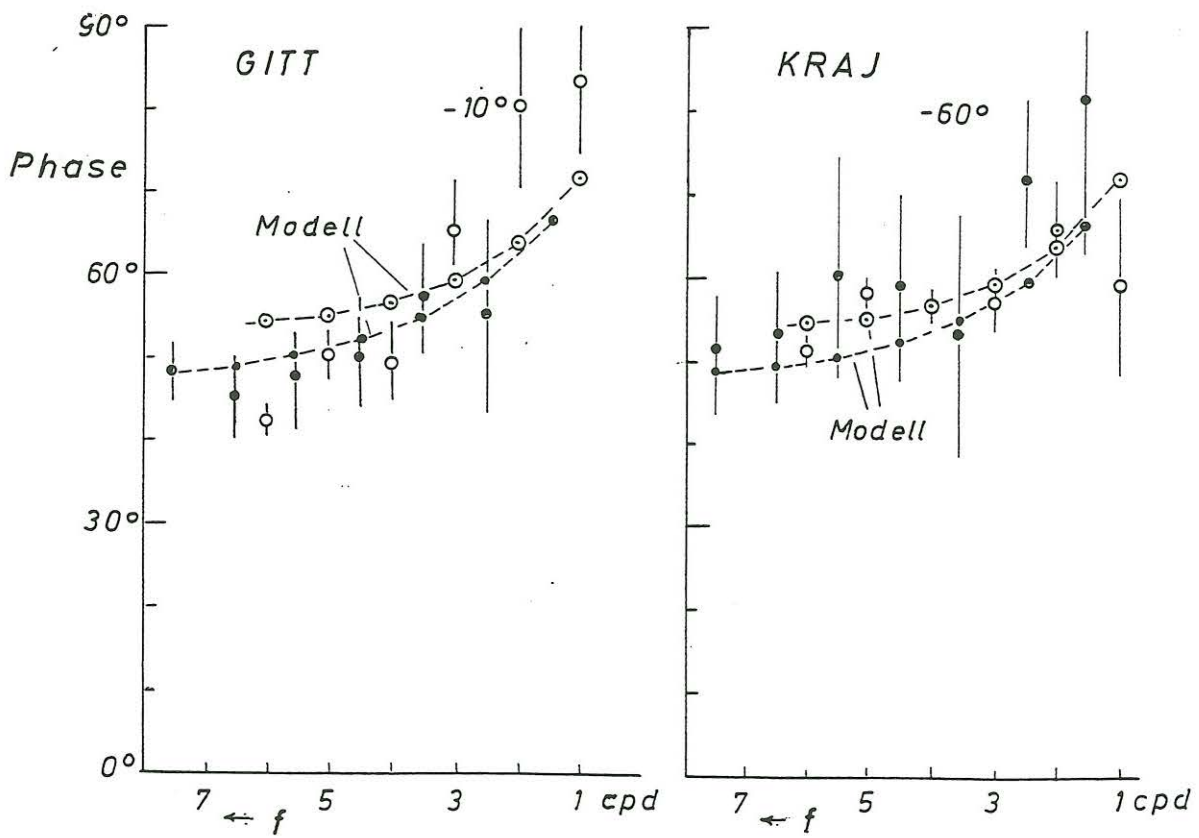


Abb.9: Phasen der Impedanz für den Tagesgang und das Kontinuum in rotierten Koordinaten



Dieses Modell reproduziert die empirischen Werte von der zweiten bis zur vierten Harmonischen innerhalb der Fehlergrenzen. Für die erste Harmonische existiert eine ungeklärte Diskrepanz in der Phase. Das Modell erklärt außerdem den inneren Anteil der Dst-Nachphase von magnetischen Stürmen im Periodenbereich von 48 Stunden bis 25 Tagen.

Bezüglich der Quellenfeldstruktur beziehen sich die Modellwerte auf Kugelfunktionen vom Grade  $n = m + 1$  für die  $m$ -te Harmonische. Um für das Kontinuum eine Vergleichsmöglichkeit zu schaffen, sind Modellwerte auch für die Frequenzen des Kontinuums berechnet worden, und zwar mit  $n = 1$  für ein homogenes Ringstromfeld. Sie stehen in der Tabelle zwischen denjenigen der Harmonischen des Tagesganges.

1 cpd	$\rho_a = 43.3 (1.4)$	$\varphi = 77.8 (0.9)$	$\rho_{a,mod} = 44.2$	$\varphi_{mod} = 71.6$
			58.6	66.1
2 cpd:	60.7 (2.1)	62.7 (1.0)	63.5	63.6
			72.0	58.9
3 cpd:	68.2 (3.3)	60.5 (1.4)	70.5	58.9
			76.6	54.5
4 cpd:	79.5 (6.1)	56.1 (2.2)	72.5	56.3
			77.7	51.8
5 cpd:	95.3 (17.5)	51.4 (5.3)	72.9	54.9
			77.8	50.0
6 cpd:	84.7 (16.8)	63.9 (5.7)	72.7	54.2
			77.5	48.8
7.5 cpd			77.1	48.0

Die Modellwerte sind in Abb. 8 und 9 miteingezeichnet. Für  $\rho_a$  liegen sie in der gewählten logarithmischen Darstellung etwa in der Mitte zwischen den empirischen Extremalwerten, so daß das örtliche erdelektrische Feld in der einen Komponente gegenüber seinem globalen Erwartungswert verstärkt und in der anderen Komponente geschwächt wird. Besondere Aufmerksamkeit verdient dabei die Beobachtung, daß die Frequenzgänge übereinstimmen, zumindest für die besser bestimmten maximalen  $\rho_a$ -Werte. Dies läßt eine Übereinstimmung bei den Phasen erwarten. Tatsächlich wird in Abb. 9 der charakteristische Phasenabstieg bei den Tagesgang-Harmonischen mit zunehmender Frequenz im wesentlichen richtig von den empirischen Phasen wiedergegeben. Es scheinen kleinere systematische Abweichungen zu existieren, deren Ursache nachgegangen werden sollte. So liegen bei den drei höchsten Kontinuumsfrequenzen die Phasen von KRAJ zwischen  $51^\circ$  und  $60^\circ$ , während die Modellphasen bereits auf  $48^\circ$  bis  $50^\circ$  abgesunken sind. Es ist aber bemerkenswert, daß die besser bestimmten Kontinuumsphasen von GITT diesem Ringstromansatz sehr genau entsprechen, also den Versatz um etwa  $5^\circ$  gegenüber den Tagesgangphasen richtig wiedergeben.

Um etwas über die Ablenkung der Erdströme aus ihren theoretisch zu erwartenden Richtungen zu erfahren, müssen auch die Phasen der Diagonalelemente einbezogen werden. Aus den Tabellen im Anhang ist ersichtlich, daß auch deren Phasen gut zu dem theoretisch zu erwartenden Phasengang passen, zumindest für das im Betrag größere und damit besser bestimmte Diagonalelement. Daraus folgt, daß bei der Ablenkung die durch den globalen Induktionsprozess aufgeprägten Phasen erhalten bleiben. Der Ablenkungswinkel der Ströme in  $x'$ -Richtung ( $-60^\circ$ ) ist gegeben durch  $\tan^{-1}(\text{Re}\{Z_{y'y'} / Z_{x'y'}\})$  und daher relativ gering, wobei der Imaginärteil des involvierten Impedanzverhältnisses nahe Null sein sollte. Ströme in  $y'$ -Richtung ( $+30^\circ$ ) dagegen werden mit  $\tan^{-1}(\text{Re}\{Z_{x'x'} / Z_{y'x'}\})$  stark aus ihrer Normalrichtung abgelenkt.

Insgesamt läßt sich also die Matrix der empirischen Impedanzen  $\underline{Z}$  mittels einer  $2 \times 2$  Verzerrungsmatrix  $\underline{A}$  auf die skalare Impedanz  $Z_{\text{mod}}$  eines globalen Erdmodells in der Form

$$\underline{Z} = \underline{A} Z_{\text{mod}} \quad (5)$$

zurückführen, wobei die Elemente von  $\underline{A}$  im wesentlichen reel und im untersuchten Bereich frequenzunabhängig sind. Damit werden, wie einleitend beschrieben, frühere Erkenntnisse bezüglich langperiodischer erdelektrischer Variationen nur noch einmal bestätigt, doch geschieht dies in einer bisher noch nicht erreichten Vollständigkeit.

## 5. Modellansätze

Erfahrungsgemäß können konventionelle 2- und 3-dimensionale Modelle die beobachtete einheitliche Aufspaltung der  $\rho_a$ -Kurven in einem größeren Gebiet nicht erklären. So ist etwa im vorangehenden Abschnitt argumentiert worden, daß eine durch die bekannte Geologie bedingte Verzerrung des langperiodisch induzierten erdelektrischen Feldes als alleinige Ursache wenig wahrscheinlich ist. Es werden nunmehr vier Modelltypen genannt, die eine den Beobachtungen entsprechende, regional einheitliche Aufspaltung erzeugen könnten, doch ist der erste Modellansatz widerlegbar und in zwei weiteren an bisher noch nicht verifizierte Voraussetzungen gebunden. Abb. 10 zeigt die vier Modellansätze in einer schematischen Darstellung.

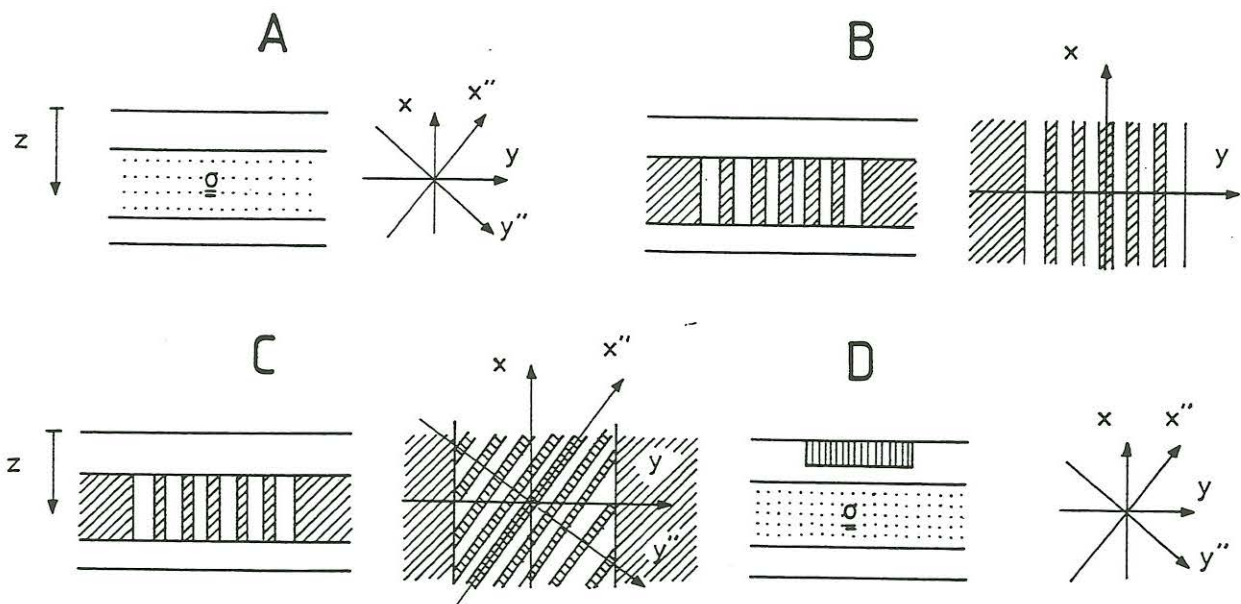


Abb.10: Schematische Darstellung der vier Modellansätze

### Modell A

Es sei angenommen, daß die Aufspaltung der  $\rho_a$ -Kurven auf einer horizontalen Anisotropie in einem gewissen, in Abb. 10 punktierten Tiefenbereich beruht, mit richtungskonstanten Hauptachsen  $(x'', y'', z'' = z)$  des Leitfähigkeitstensors. Da der Tagesgang von der Aufspaltung

betroffen ist, müßte diese Schichtanisotropie bis tief in den Erdmantel hinabreichen. Diese Möglichkeit läßt sich mit magnetischer Beobachtung überprüfen, da in diesem 1-dimensionalen Fall das induzierte Feld in der tangential-elektrischen Mode ist und damit auf das magnetische Oberflächenfeld bezogen werden kann.

Zunächst werden die Impedanzen in Gl. (4) durch entsprechende C-Responsen ersetzt, wobei das Vorzeichen von  $E_y$  umgedreht wird. Man erhält als neuen linearen Ansatz

$$\begin{aligned} E_x / i\omega &= C_{xx} \cdot B_x + C_{xy} \cdot B_y & / \partial / \partial y, \\ -E_y / i\omega &= C_{yx} \cdot B_x + C_{yy} \cdot B_y & / \partial / \partial x. \end{aligned} \quad (6)$$

Nach partieller Differentiation in der angegebenen Form werden die Gleichungen addiert. Nach dem Induktionsgesetz steht dann links die erdmagnetische Vertikalkomponente  $B_z = \text{rot}_z \underline{E} / -i\omega$ . Unter Beachtung der Gleichheit von  $\partial B_x / \partial y$  und  $\partial B_y / \partial x$ , wegen der Rotationsfreiheit von  $\underline{B}$  im Luftraum (in quasi-stationärer Näherung für langsame Schwingungen), ergibt sich insgesamt

$$\begin{aligned} B_z &= C_{yx} \cdot \frac{\partial B_x}{\partial x} + C_{xy} \cdot \frac{\partial B_y}{\partial y} + (C_{xx} + C_{yy}) \cdot \frac{\partial B_x}{\partial y} \\ &+ \left( \frac{\partial C_{yx}}{\partial x} + \frac{\partial C_{xx}}{\partial y} \right) \cdot B_x + \left( \frac{\partial C_{xy}}{\partial y} + \frac{\partial C_{yy}}{\partial x} \right) \cdot B_y. \end{aligned} \quad (7)$$

Die Summe der ersten drei Terme rechts stellt gewissermaßen den *Normalanteil* von  $B_z$  dar, welcher in einer lateral-homogenen Erde durch die laterale Inhomogenität des induzierenden Quellenfeldes bewirkt wird, während durch die Summe der beiden letzten Terme der *anomale Anteil* von  $B_z$  ausgedrückt wird, welcher auf inneren Leitfähigkeitsanomalien beruht.

In der Anwendung auf beobachtete erdmagnetische Feldkomponenten und ihre räumlichen Ableitungen ist Gl. (7) als ein multi-variates lineares Problem zu betrachten, dessen (hypothetische) Lösung nach der Methode der kleinsten Quadrate Schätzwerte für fünf Übertragungsfunktionen ergeben würde. Man erhielte so aus rein magnetischen Beobachtungen die vollständige magnetotellurische Impedanz-Matrix, allerdings unter der Voraussetzung, daß es sich um ein elektrisches Feld in der TE-Mode handelt, und mit der Einschränkung, daß nur die Summe  $(C_{xx} + C_{yy})$  bestimmbar ist. Übertragen auf Impedanzen bedeutet letzteres, daß die Summe  $(Z_{xx} + Z_{yy})$  der Diagonalelemente nicht aus Magnetfeldmessungen abgeleitet werden kann.

Für ein geschichtetes Modell mit isotropen Leitfähigkeiten entfallen die vier letzten Terme und mit  $C = C_{xy} = C_{yx}$  als skalarer C-Response reduziert sich Gl. (7) auf die Grundgleichung

$$B_z = C \cdot \left( \frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} \right) \quad (8)$$

des Gradientenverfahrens zur Bestimmung von C. Für ein geschichtetes Erdmodell mit anisotropen Leitfähigkeiten, wie im Modellansatz A, entfallen nur die beiden letzten Terme und man erhält ein tri-variates lineares Problem.

Es ist mit Daten von 26 europäischen Observatorien für den Tagesgang in der Form

$$B_z = \frac{C_{yx} + C_{xy}}{2} \cdot \left( \frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} \right) + \frac{C_{yx} - C_{xy}}{2} \cdot \left( \frac{\partial B_x}{\partial x} - \frac{\partial B_y}{\partial y} \right) + (C_{xx} + C_{yy}) \cdot \frac{\partial B_x}{\partial y} + \delta B_z \quad (9)$$

gelöst worden, und zwar in geographischen Koordinaten, worüber während der IAGA Tagung 1997 in Uppsala berichtet worden ist. Dabei ergaben sich nach einer Transformation auf die rotierten Koordinaten ( $x'$ ,  $y'$ ) der beiden Stationen weder signifikante Differenzen der Nebendiagonalelemente noch signifikante Summen der Diagonalelemente, was den magnetotellurischen Ergebnissen für den Tagesgang an den Stationen klar widerspricht. Eine Impedanz-Anisotropie in der Größenordnung von  $A = 10$  hätte sich auf die Beziehungen von  $B_z$  zu den Ableitungen von  $B_x$  und  $B_y$  sichtbar auswirken müssen. Der Modellansatz A ist daher zunächst auszuschließen.

Offensichtlich ist die Aufspaltung der  $\rho_a$ -Kurven auf einen tangential-magnetischen TM-Anteil im anomalen erdelektrischen Feld zurückzuführen, also auf die Wirkung mehrdimensionaler Strukturen, was zugleich die fehlende Frequenzabhängigkeit bei langen Perioden erklären würde. Beachtet man, daß für elektrische Felder in der TM-Mode

$$\frac{\partial E_x^{TM}}{\partial y} - \frac{\partial E_y^{TM}}{\partial x} = 0 \quad (10)$$

zu gelten hat, so sieht man, daß sich diese Mode nicht unmittelbar im erdmagnetischen Oberflächenfeld zu erkennen gibt, sondern nur mittelbar über ihre induktive Kopplung mit der TE-Mode im Innern der Erde. Um nun mit mehrdimensionalen Modellen die gewünschte regional einheitliche Aufspaltung über einen weiten Frequenzbereich zu erhalten, sind besondere Modellformen mit einer räumlich begrenzten Anisotropie oder Quasi-Anisotropie notwendig (Schmucker, 1985). Hierzu die Modellansätze B und C.

### Modell B

Eine gutleitende, in Abb. 10 schraffierte Schicht wird durch eine Folge von 2-dimensionalen vertikalen "dykes" vergleichbarer Leitfähigkeit unterbrochen, die von extrem schlechtleitender Materie umgeben sind: Im Profilabschnitt über diesen "dykes" kann man tatsächlich eine Aufspaltung der  $\rho_a$ -Kurven in der beobachteten Größe erreichen, und solche Modelle sind in der Folgezeit auch wiederholt mit guten Ergebnissen benutzt worden, insbesondere für MT Sondierungen im Schwarzwald (Teufel, 1986; Tezkan, 1988) und im rheinischen Schiefergebirge (Volbers, 1991). Das Modell ist so konzipiert, daß die anomale TE-Mode weitgehend unterdrückt wird. Damit fehlen anomale magnetische Variationen, was ebenfalls den Beobachtungen entspricht.

Trotzdem ist zu fragen, ob dieser Modellansatz realistisch ist. Es ist nämlich zu fordern, daß der anisotrope oder quasi-anisotrope Bereich seitlich von isotropen gutleitenden Halbplatten begrenzt wird. Ersetzt man sie durch schlechtleitende isotrope Halbplatten, so ist die Aufspaltung verschwunden. Läßt man sie ganz weg, so kehrt man zurück zu Modell A. Eine Realitätsnähe von Modell B ist also nur dann gegeben, wenn *außerhalb* des Bereichs mit weit getrennten  $\rho_a$ -Kurven ausgedehnte Gebiete existieren, in denen eine solche Aufspaltung fehlt.

Dabei ist es nicht notwendig, daß es sich um eine isotrop gutleitende Schicht im eigentlichen Sinne handelt. Im ursprünglichen Modellvorschlag war sie zwar mit der fast überall präsenten gutleitenden Schicht in der tieferen Kruste identifiziert worden. Doch diese Schicht könnte auch durch ein moderat schlechtleitendes kristallines Grundgebirge in der oberen Kruste repräsentiert werden, welches dann innerhalb eines begrenzten Bereiches in einer Richtung extrem schlechtleitend sein müßte. Um eine vorgegebene Aufspaltung der  $\rho_a$ -Kurven zu erzielen, kommt es nur auf ein genügend großes Leitfähigkeitsverhältnis an, welches erfahrungsgemäß in der Größenordnung von 100 oder 1000 liegen sollte.

### Modell C

In Modell B können die beiden anomalen Moden getrennt werden, indem man Quellenfelder in E- oder B-Polarisation bezüglich der seitlichen Begrenzungen wählt. Läßt man nun die dykes schräg zu diesen Begrenzungen verlaufen, was gleichbedeutend ist mit einer Schrägstellung der Hauptachsen im Falle einer wirklichen Anisotropie, so bleibt zwar das anomale Feld 2-dimensional, doch seine TE- und TM-Anteile sind nicht mehr trennbar. Durch diese Variante der dyke Modelle kann man den Richtungen extremaler  $\rho_a$ -Werte eine beliebige Orientierung bezüglich der Begrenzungen geben und zugleich voll besetzte Impedanz-Matrizen mit einem großen skew erzeugen.

Durch das Anbringen von oberen und unteren Begrenzungen läßt sich das Modell zur vollen 3-Dimensionalität erweitern, womit man sich zugleich die Möglichkeit schafft, den dykes in ihrem Verlauf eine variierende Orientierung zu geben. Es verbleibt aber in jedem Fall die problematische Notwendigkeit, für das Modell eine isotrope gutleitende Umrandung zu wählen.

Dabei läßt sich über Entfernungen bis zu den seitlichen oder allseitigen Grenzen der Umrandung nichts sagen. Sie könnten sehr groß sein und die zu fordernde isotrope Einbettung könnte mit weit entfernten Sedimentbecken oder auch mit den Weltmeeren zusammenhängen. Doch dies sind zur Zeit nur vage Vermutungen. Es darf auch nicht übersehen werden, daß langperiodische magnetotellurische Sondierungen fast ausnahmslos und überall durch eine zumindest beginnende Aufspaltung der  $\rho_a$ -Kurven gekennzeichnet sind, selbst im Bereich des norddeutschen Sedimentbeckens, wenn man sich den Perioden des Tagesganges nähert. . Insgesamt bleibt daher die Frage nach der Anwendbarkeit der Modellansätze B und C unbeantwortet.

### Modell D

Wie Modell A besteht es aus einem geschichteten Halbraum mit einem anisotropen Tiefenbereich. Hinzu kommt jetzt eine Leitfähigkeitsanomalie, wobei die Leitfähigkeiten innerhalb der Anomalie und in dem Tiefenbereich, der sie enthält, isotrop sein sollen. Die Aufspaltung der  $\rho_a$ -Kurven kommt durch die induktive Kopplung der isotropen Anomalie mit der anisotropen Schicht zustande. Alle wesentlichen Merkmale dieses Modellansatzes lassen sich wieder an 2-dimensionalen Anomalien erkennen, wobei von einer beliebigen Orientierung der Hauptachsen in der anisotropen Schicht bezüglich der Streichrichtung ausgegangen werden soll. Wie beim Modell C enthält dann das anomale Feld für jede gewählte Polarisation des Quellenfeldes beide Moden.

Im Protokollband "Höchst" (Schmucker, 1994) ist ein solches Modell für den Fall behandelt worden, daß sich die Anomalie auf eine dünne Oberflächenschicht beschränkt. Die Modell-

parameter waren dabei so gewählt worden, daß sie den geologischen Gegebenheiten im Rheingraben, der eine gutleitenden Sedimentfüllung besitzt, und im angrenzenden hochohmigen Schwarzwaldkristallin entsprechen. Durch eine Schrägstellung der Hauptachsen gegen den Verlauf des Rheingrabens konnte nicht nur erreicht werden, daß wie im Schwarzwald beobachtet die  $\rho_a$ -Kurven regional einheitlich aufspalten, sondern es wurden auch die Richtungen reproduziert, in denen die  $\rho_a$ -Werte extremal sind und welche deutlich vom Verlauf des Rheingrabens abweichen. Das Modell konnte außerdem im Bereich des Grabens den skew und die Diagonalelemente der Impedanz-Matrix den Beobachtungen entsprechend wiedergeben.

Der Modellansatz D scheint daher in solchen Sonderfällen die größte Wirklichkeitsnähe zu besitzen. Insbesondere werden keine fiktiven isotropen Umrandungen verlangt. Doch seine Anwendbarkeit ist an das Vorhandensein von Leitfähigkeitsanomalien gebunden, und die Aufspaltung der  $\rho_a$ -Kurven verschwindet naturgemäß in grösserer Entfernung. Mit einigem Erfolg ist dieser Modellansatz bereits zur Interpretation von langperiodischen magnetotellurischen Ergebnissen im Umkreis der Göttinger D-Anomalie und im Bereich der Norddeutschen Anomalie verwendet worden.

#### Literaturhinweise

- Chapman, S. & Bartels, J., 1940 Geomagnetism, Oxford at the Clarendon Press, 1049 pp.
- Chapman, S. & Whitehead, T.T., 1923. The influence of electrically conducting material within the earth on various phenomena of terrestrial magnetism, Trans. Phil. Soc 22, 463 - 82.
- Cyplik, Sven, 1996. Magnetotellurik und erdmagnetische Tiefensondierung an drei Stationen in Nordthüringen, Diplomarbeit Geophys. Institut Univ. Göttingen.
- Hempfling, R., 1977. Beobachtung und Auswertung langperiodischer Variationen des erdelektrischen Feldes in der Umgebung von Göttingen, Dissertation Univ. Göttingen
- Junge, A., 1992. Erweiterte Auswerteverfahren in Göttingen, Protokoll Kolloquium Elektromagnetische Tiefenforschung "Borkheide", S.149 - 158.
- Konneh, P., 1997. Erdmagnetische und magnetotellurische Beobachtungen zwischen Göttingen und den westlichen Randzonen des Harzes. Diplomarbeit Geophys. Institut Univ. Göttingen.
- Schmucker, U., 1969. Regionale Unterschiede im inneren Anteil des Sq-Ganges, Protokoll Kolloquium Erdmagnetische Tiefensondierung "Reinhausen", S. 181 - 191.
- Schmucker, U., 1986. A regional quasi-anisotropy in West Germany. 8th Workshop on Electromagnetic Induction in the Earth and Moon, Neuchatel, Abstrakt 1 - 3.
- Schmucker, U., 1994. 2D Modellrechnungen zur Induktion in inhomogenen dünnen Deckschichten über anisotropen geschichteten Halbräumen. Protokoll Kolloquium Elektromagnetische Tiefenforschung "Höchst", S. 3 - 26.
- Schmucker, U., 1997. Vergleichende Langzeitregistrierungen erdmagnetischer und erdelektrischer Variationen im Rheinischen Schiefergebirge ...., DFG Bericht Teil II.

- Schmucker, U., 1998. A spherical harmonic analysis of daily variations in the years 1964-5: response estimates and source fields for global induction - Part I and II, Geophys. Journal Int., im Druck.
- Teufel, U., 1986 Die Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit in der Erdkruste unter dem Schwarzwald, ..., Dissertation Univ. München.
- Tezkan, B., 1988. Erdmagnetische und tellurische Untersuchungen auf den hochohmigen Kristallinstrukturen des Hochschwarzwaldes ..., Dissertation Univ. Göttingen.
- Tikhonov, A.N., 1950. (On the investigation of electrical characteristics of deep strata of the Earth's crust), Dokl. Akad. Nauk SSSR 73, 295 - 297.
- Volbers, R., 1991. Magnetotellurische und erdmagnetische Tiefensondierung entlang ges reflexionsseismischen Profils DEKORP 2-Nord, Dissertation Univ. Münster.

### Tabellenanhang

Schätzwerte der magnetotellurischen Übertragungsfunktionen für den Tagesgang und das zugehörige Kontinuum. Fehler stehen in Klammern darunter, die bi-variaten quadratischen Kohärenzen ganz rechts, die Zahl der effektiv verwendeten Tage oder 6-Tagesemente ganz links. Alle Tabellenwerte sind in  $(m/s) = (\mu V/Km)/nT$  und beziehen sich auf rotierte Koordinaten,  $\alpha = -10^\circ$  für GITT und  $\alpha = -60^\circ$  für KRAJ.

#### |Tagesgang GITT|

	Zx'x'	Zx'y'	Zy'x'	Zy'y'	coh(Ex')	coh(Ey')
1.0 CPD N*= 28	-031 -012i (17)	013 101i (14)	014 -013i (08)	005 -022i (07)	0.89	0.72
2.0 CPD N*= 35	-073 -079i (37)	026 151i (26)	003 006i (14)	-003 -027i (10)	0.91	0.65
3.0 CPD N*= 70	-035 -051i (25)	089 189i (24)	-001 -010i (10)	-007 -037i (09)	0.87	0.45
4.0 CPD N*= 87	-030 -026i (22)	162 187i (24)	-011 -026i (09)	-024 -038i (10)	0.79	0.44
5.0 CPD N*= 91	-030 -024i (24)	185 222i (23)	-007 -044i (10)	-032 -042i (09)	0.83	0.58
6.0 CPD N*= 91	-006 -041i (24)	232 210i (23)	-018 -039i (11)	-038 -050i (10)	0.85	0.57

#### |Tagesgang KRAJ|

	Zx'x'	Zx'y'	Zy'x'	Zy'y'	coh(Ex')	coh(Ey')
1.0 CPD N*= 45	029 -006i (30)	055 092i (26)	005 -039i (24)	031 -029i (21)	0.79	0.55

2.0 CPD N*= 62	-028 -078i (33)	070 153i (43)	-004 -023i (13)	002 -032i (17)	0.82	0.29
3.0 CPD N*= 89	-013 -061i (19)	144 218i (27)	-009 -030i (9)	-027 -041i (12)	0.83	0.40
4.0 CPD N*= 92	-045 -052i (25)	168 246i (29)	-004 -022i (10)	-028 -049i (12)	0.76	0.46
5.0 CPD N*= 97	-088 -107i (30)	201 318i (25)	-007 -026i (12)	-026 -053i (10)	0.88	0.49
6.0 CPD N*=103	-103 -113i (34)	270 332i (29)	-012 -023i (12)	-041 -052i (10)	0.88	0.52

-----  
Tagesgang GITT

	Zx'x'	Zx'y'	Zy'x'	Zy'y'	coh(Ex')	coh(Ey')
1.0 CPD N*= 28	-031 -012i (17)	013 101i (14)	014 -013i (08)	005 -022i (07)	0.89	0.72
2.0 CPD N*= 35	-073 -079i (37)	026 151i (26)	003 006i (14)	-003 -027i (10)	0.91	0.65
3.0 CPD N*= 70	-035 -051i (25)	089 189i (24)	-001 -010i (10)	-007 -037i (09)	0.87	0.45
4.0 CPD N*= 87	-030 -026i (22)	162 187i (24)	-011 -026i (09)	-024 -038i (10)	0.79	0.44
5.0 CPD N*= 91	-030 -024i (24)	185 222i (23)	-007 -044i (10)	-032 -042i (09)	0.83	0.58
6.0 CPD N*= 91	-006 -041i (24)	232 210i (23)	-018 -039i (11)	-038 -050i (10)	0.85	0.57

-----  
Tagesgang KRAJ

	Zx'x'	Zx'y'	Zy'x'	Zy'y'	coh(Ex')	coh(Ey')
1.0 CPD N*= 45	029 -006i (30)	055 092i (26)	005 -039i (24)	031 -029i (21)	0.79	0.55
2.0 CPD N*= 62	-028 -078i (33)	070 153i (43)	-004 -023i (13)	002 -032i (17)	0.82	0.29
3.0 CPD N*= 89	-013 -061i (19)	144 218i (27)	-009 -030i (9)	-027 -041i (12)	0.83	0.40
4.0 CPD N*= 92	-045 -052i (25)	168 246i (29)	-004 -022i (10)	-028 -049i (12)	0.76	0.46
5.0 CPD N*= 97	-088 -107i (30)	201 318i (25)	-007 -026i (12)	-026 -053i (10)	0.88	0.49
6.0 CPD N*=103	-103 -113i (34)	270 332i (29)	-012 -023i (12)	-041 -052i (10)	0.88	0.52