

Ulrich Schmucker

Geophysikalisches Institut der Universität Göttingen

1. Vorbemerkungen

Nach wie vor gibt es nur wenige durchgehende Sondierungen der Magnetotellurik, die von Pulsationsperioden bis zu den tagesperiodischen Variationen reichen und so Eindringtiefen von wenigen Kilometern bis zu einigen Hundert Kilometern umfassen. Die Beiträge von M. Bantín und S. Cyplik enthalten hierzu Beispiele. Sie zeigen aber auch, mit welchen Unsicherheiten die bei langen Perioden erzielten Ergebnisse behaftet sind, wenn sie mit kleinen Elektrodenauslagen und Standzeiten von nur wenigen Wochen gewonnen wurden. Hinzu kommen prinzipielle Schwierigkeiten der Interpretation:

In vielen Fällen beobachtet man auch nach Anbringen von Korrekturen für örtliche Effekte eine mit wachsender Periode immer ausgeprägtere Aufspaltung der Sondierungskurven je nach Polarisationsrichtung des magnetischen Horizontalfeldes. Bestenfalls hat man es dann mit zwei Sätzen von C-Werten zu tun, die sich zunächst nur formal durch eine 1-dimensionale horizontal-anisotrope Schichtfolge interpretieren lassen. Mehrdimensionale Modelle, mit der Ausnahme von "dyke-Modellen", können die Aufspaltung nicht erklären, wenn bei flächenhaft durchgeführten Sondierungen Impedanz-Anisotropien in gleicher Form und in gleichbleibenden Richtungen auftreten.

Welche Möglichkeiten bieten nun rein magnetische Zeitreihen, um die Magnetotellurik zu grösseren Tiefen hin fortzusetzen, örtliche Korrekturen für die magnetotellurische Impedanz auf einem ganz anderem Wege abzuschätzen und insbesondere zur Klärung der Frage beizutragen, wie die genannte Impedanz-Anisotropie zustande kommt. Die angesprochene Form einer 1-dimensionalen erdmagnetischen Tiefensondierung setzt zunächst voraus, dass die zu verwendende magnetische Vertikalkomponente Z allein auf der räumlichen Inhomogenität des Quellenfeldes beruht. Massgebend ist dabei die Eindringtiefe eines quasi-homogenen Feldes bei der betrachteten Periode im Verhältnis zu einer Länge, welche die Abmessungen des Quellenfeldes an der Erdoberfläche charakterisiert, also zum Beispiel eine Halbwertsbreite oder eine reziproke Wellenzahl. Um eine auswertbare und zugleich auch für Sondierungen aussagefähige Beziehung zwischen Z und den Horizontal-komponenten H und D zu erhalten, darf das genannte Verhältnis weder zu klein noch zu gross sein.

In unseren Breiten bietet der Periodenbereich von einigen Stunden bis zu einigen Hundert Tagen die günstigsten Vorbedingungen. Ihm entsprechen Eindringtiefen von 100 km bis 1000 km. Bei langen Perioden besteht zudem die Aussicht, dass die beobachteten Variationen, von Ausnahmesituationen wie in Norddeutschland abgesehen, durch Leitfähigkeitsanomalien nicht beeinflusst werden. Dies würde vor allem für jene örtlich bedingten Anomalien gelten, welche als Ursache von Gleichstromverzerrungen des erdelektrischen Feldes angesehen werden. Es schliesst aber auch Küsteneffekte ein, sofern die Grenzen zum tiefen Ozean nur genügend weit weg sind im Verhältnis zur Eindringtiefe, eine bei langen Perioden nur auf grossen Kontinenten erfüllbare Vorbedingung.

Bleibt zu fragen, wie sich eine horizontale Anisotropie der tiefen Leitfähigkeitsstruktur auf die 1-dimensionale erdmagnetische Tiefensondierung auswirken könnte. Hätte man bei den genannten Perioden in C_x und C_y unterschiedliche C-Werte für passend gewählte horizontale Richtungen, die zugleich Hauptachsenrichtungen einer horizontal-anisotropen Leitfähigkeit im Bereich der Eindringtiefe sind (und sich nicht mit der Tiefe ändern), so würde man an der Erdoberfläche auch unterschiedliche $Z:B_x$ und $Z:B_y$ Beziehungen erhalten, die sich aber nicht aus der Quellenfeldgeometrie erklären lassen dürfen. Tatsächlich beobachtet man auch beim erdmagnetischen Tagesgang solche Unterschiede bei Anwendungen des $Z:H$ und des $Z:D$ Verfahrens, doch ist deren Ursache eher in einer unzureichenden Berücksichtigung der Quellenfeldgeometrie zu suchen.

Für Bestimmungen von C nach dem Gradientenverfahren gilt Entsprechendes. Differenziert man die entkoppelten Impedanzbeziehungen der TE-Mode

$$E_x = i\omega C_x B_y \quad \text{und} \quad E_y = -i\omega C_y B_x$$

partiell nach x und y , wobei C_x und C_y als Konstante behandelt werden, so folgt durch Einsetzen der Ableitungen in $\text{rot}_z \underline{B} = -i\omega \underline{B}_z$

$$B_z = \frac{1}{i\omega} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) = C_x \frac{\partial B_x}{\partial x} + C_y \frac{\partial B_y}{\partial y} \quad (1)$$

Man müsste also, um eine Impedanz-Anisotropie magnetische nachweisen zu können, beim Gradientenverfahren von einem bivariaten Ansatz ausgehen, was noch nie versucht worden ist. Auch hier verbleibt - anders als in der Magnetotellurik, die von der Quellenfeldgeometrie weitgehend unabhängig ist - die Unsicherheit, ob nicht gegebenenfalls festgestellte Unterschiede mit einer stark richtungsabhängigen Geometrie des Quellenfeldes zusammenhängen, die zu ungenau in den ermittelten Ableitungen wiedergegeben wird.

Insgesamt bietet also die 1-dimensionale erdmagnetische Tiefensondierung, abgesehen von ihrer Reichweite bis tief in den Erdmantel, die Möglichkeit, örtliche Verzerrungen im langperiodischen erdelektrischen Feld abzuschätzen. Doch eine Nachprüfung der beobachteten Impedanz-Anisotropie erscheint als noch nicht realisierbar. Gelänge sie, so müsste man tatsächlich von einer horizontalen Anisotropie der Leitfähigkeit in grossen Tiefen ausgehen.

In den nachfolgend beschriebenen Analysen von erdmagnetischen Zeitreihen wird daher wie bisher von 1-dimensionalen isotropen Leitfähigkeitsmodellen ausgegangen, die in einem gewissen Umkreis um den Messort von Z gültig sein sollen. Gut übereinstimmende C-Werte zu allen untersuchten Perioden an den fünf Messorten - drei Feldstationen mit Dauerregistrierungen von sechs Monaten und zwei Observatorien - haben im Nachhinein das Vertrauen in die Gültigkeit dieser Annahme bekräftigt.

An den drei Feldstationen, die vom Oktober 1982 bis März 1983 im Einsatz waren, sind zusätzlich die erdelektrischen Variationen aufgezeichnet worden. Die den Registrierungen entnommenen Stundenmittelwerte sind schon einmal von Dr. Bahr ausgewertet worden. Näheres hierzu in seiner Dissertation und einer anschließenden Veröffentlichung [1,2]. Die magnetischen C-Werte wurden von ihm für die ersten vier Harmonischen des Tagesganges nach dem Z:D Verfahren an ruhigen Tagen bestimmt, die magnetotellurischen Impedanzen für das spektrale Kontinuum zwischen diesen Linien, wobei jeweils die Daten nur einer Feldstation Verwendung fanden.

In der Neubearbeitung werden die magnetischen C-Werte zusätzlich nach dem Gradientenverfahren bestimmt, und zwar sowohl für das Linienspektrum des Tagesganges als auch für das Kontinuum. Ein zu diesem Zwecke entwickeltes Bewichtungungsverfahren erlaubt die Einbeziehung aller Tage. Nach diesem Verfahren ist auch die magnetotellurische Analyse noch einmal durchgeführt worden, ebenfalls getrennt für Linienspektrum und Kontinuum. Um die Genauigkeit in der Bestimmung von Übertragungsfunktionen zu erhöhen, sind die magnetischen Horizontalkomponenten nach Möglichkeit von allen fünf Stationen einbezogen worden.

Es werden ausserdem nicht nur die sondierungs-relevanten Feldbeziehungen behandelt, sondern auch solche, die über die räumliche Struktur der Felder Auskunft geben. Das dabei gefundene Mass der räumlichen Korrelierbarkeit von Station zu Station im Untersuchungsgebiet von 600 x 300 qkm wird sich als die eigentliche Beschränkung für Sondierungen mit langen Perioden erweisen. Die Lage der Stationen und Observatorien ist der Abb.16 zu entnehmen. Ihre Namen, Akronyme und geographischen Koordinaten sind die folgenden:

Observatorium Fürstenfeldbruck	FUE	48.16 Grad N	11.28 Grad E
Feldstation Hunsrück (=Laubach)	HUN	50.10	7.48
Westerwald (=Rabenscheid) WES	50.68		8.13
Solling (=Schiesshaus) SOL	51.83		9.57
Observatorium Wingst	WNG	53.74	9.07

2. Übersicht über die Daten und die Methoden ihrer Bearbeitung

2.1 Zeitreihen und Fourier-Spektren

Abb.1 enthält die Gesamtheit aller magnetischen Daten in der Form von Stundenmittelwerten. Die jeder Komponente beigegefügte Zeitskala ist tageweise unterteilt. Sie umfasst die 182 Tage vom 1.Oktober 1982 bis zum 31.März 1983. An den Originaldaten sind eine Reihe von Korrekturen angebracht worden, unter anderem eine Temperaturkorrektur. Vor ihrem Einsatz sind die verwendeten EDA fluxgate Magnetometer in Göttingen auch untereinander kalibriert worden, wobei zugleich ihre Temperaturkoeffizienten getrennt für Sensor und Elektronik bestimmt worden sind. Diese liegen durchweg bei ± 1 nT/Grad. Im übrigen hat die einfache Stereoporum-

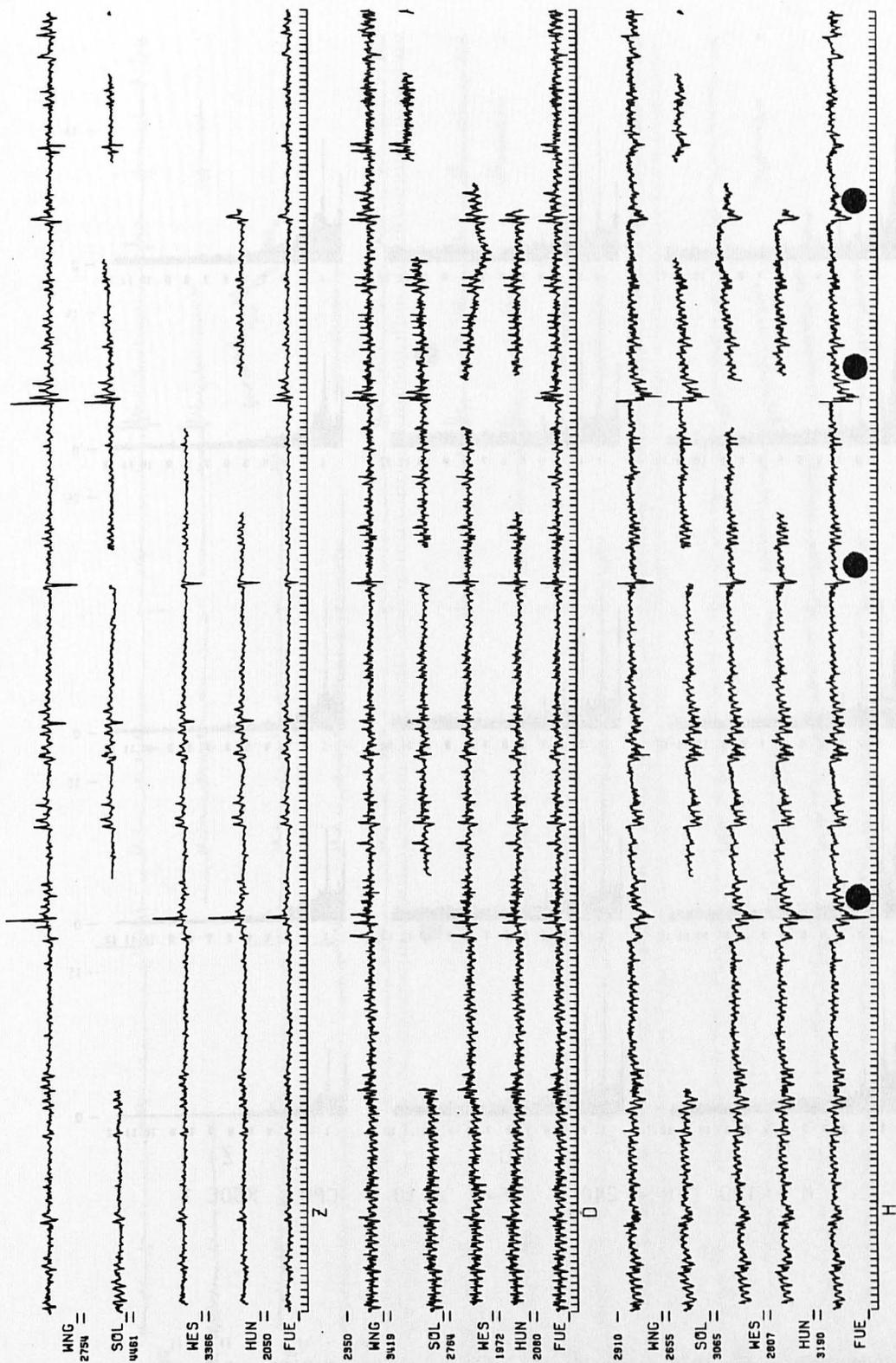


Abb. 1: Erdmagnetische Stundenmittelwerte Oktober 1982 bis März 1983 (182 Tage) nach Aufzeichnungen an zwei Observatorien (FUE, WNG) und drei Feldstationen (HUN, WES, SOL). Markierungen für die Dst-Nachphase von Stürmen. Links Skalierung in nT x 10.

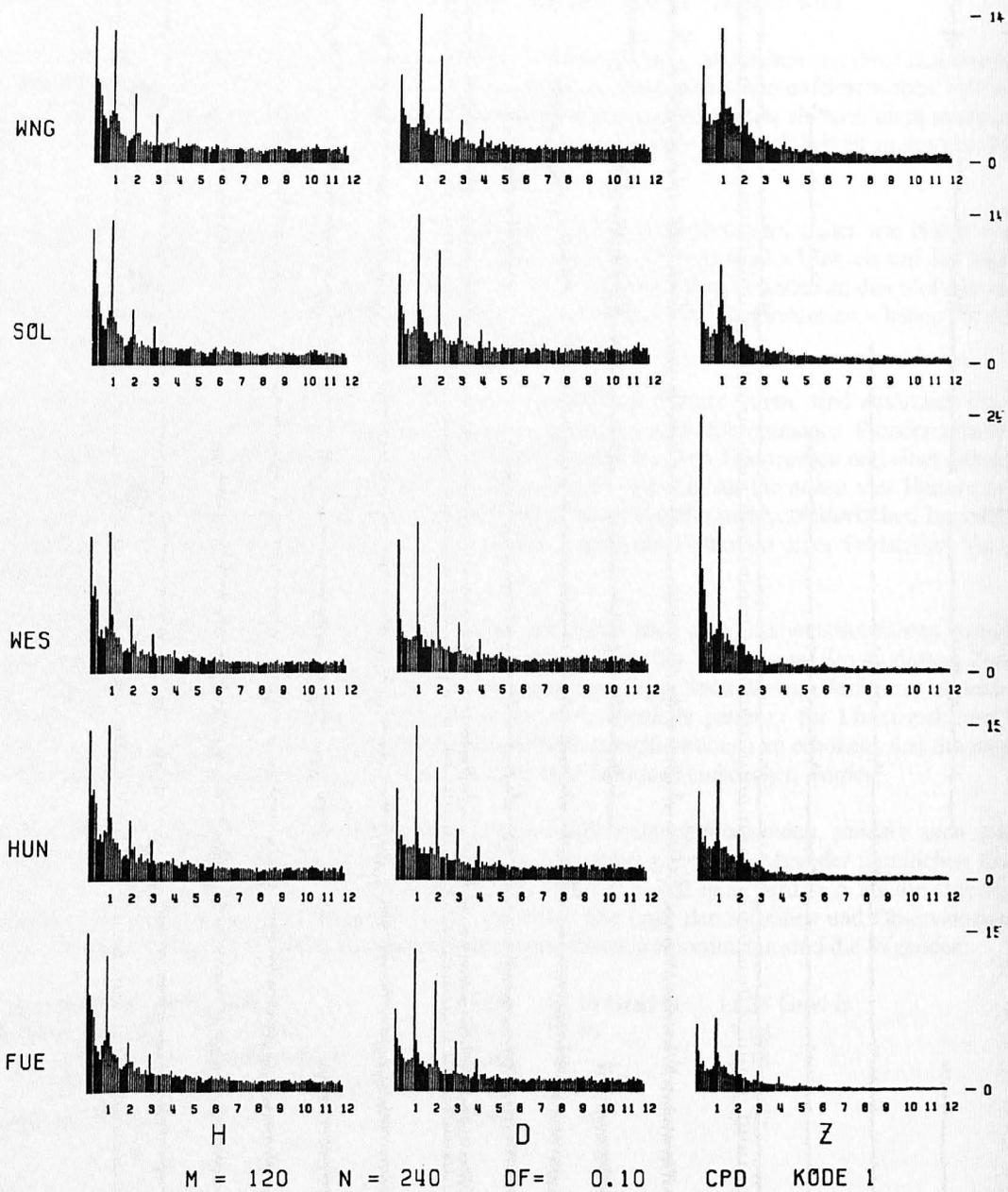


Abb. 2: Amplitudenspektren für 10-Tagessegments der erdmagnetischen Zeitreihen von Abb. 1 mit 120 Linien von 0.1 cpd bis 12 cpd. Rechts Skalierung in nT.

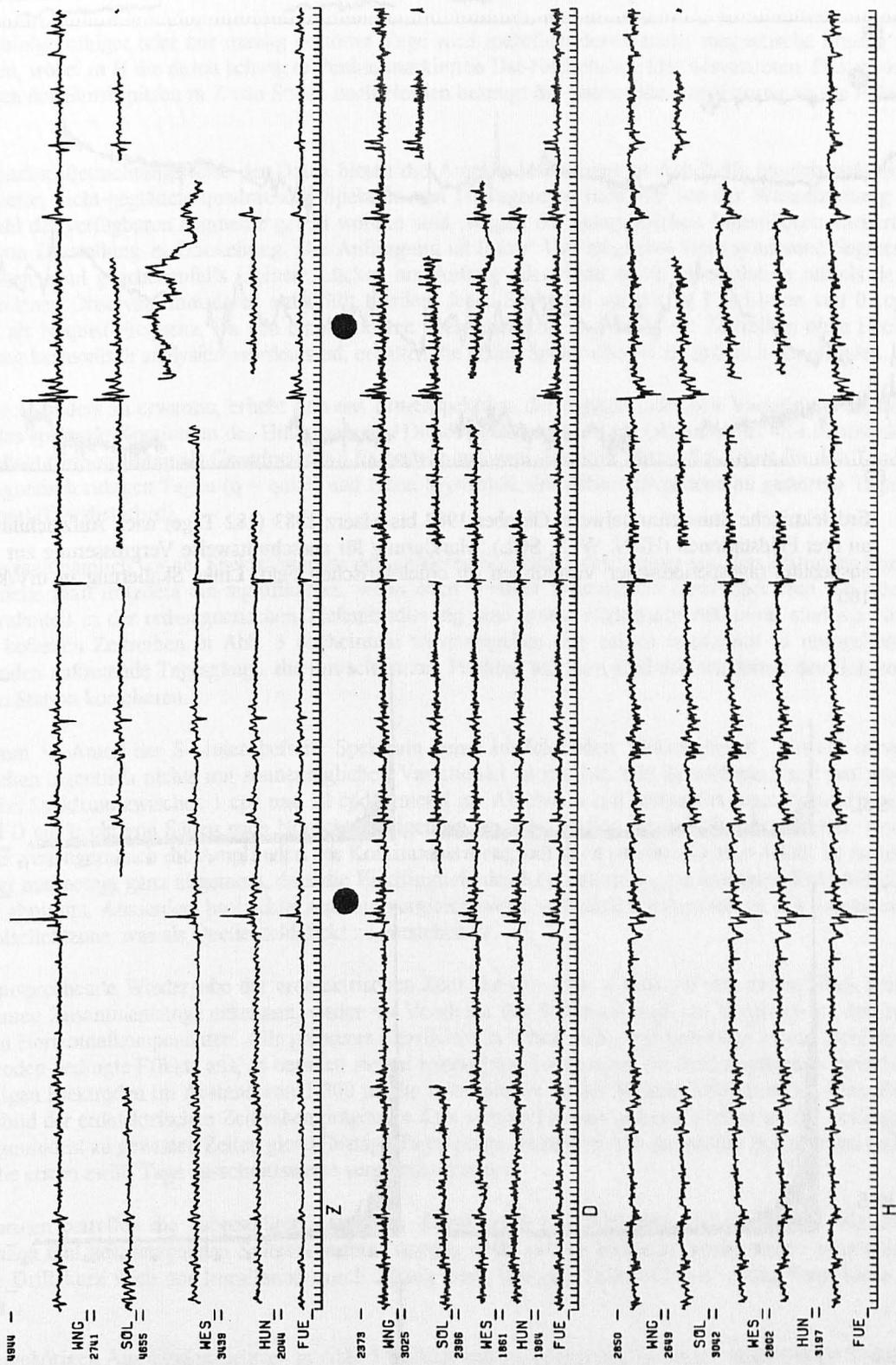


Abb. 3: Vom mittleren Tagesgang ruhiger Tage befreite erdmagnetische Stundenmittelwerte der Abb. 1; Markierungen für verbliebene tagesperiodische S_D Variationen. Links Skalierung in nT x 10.

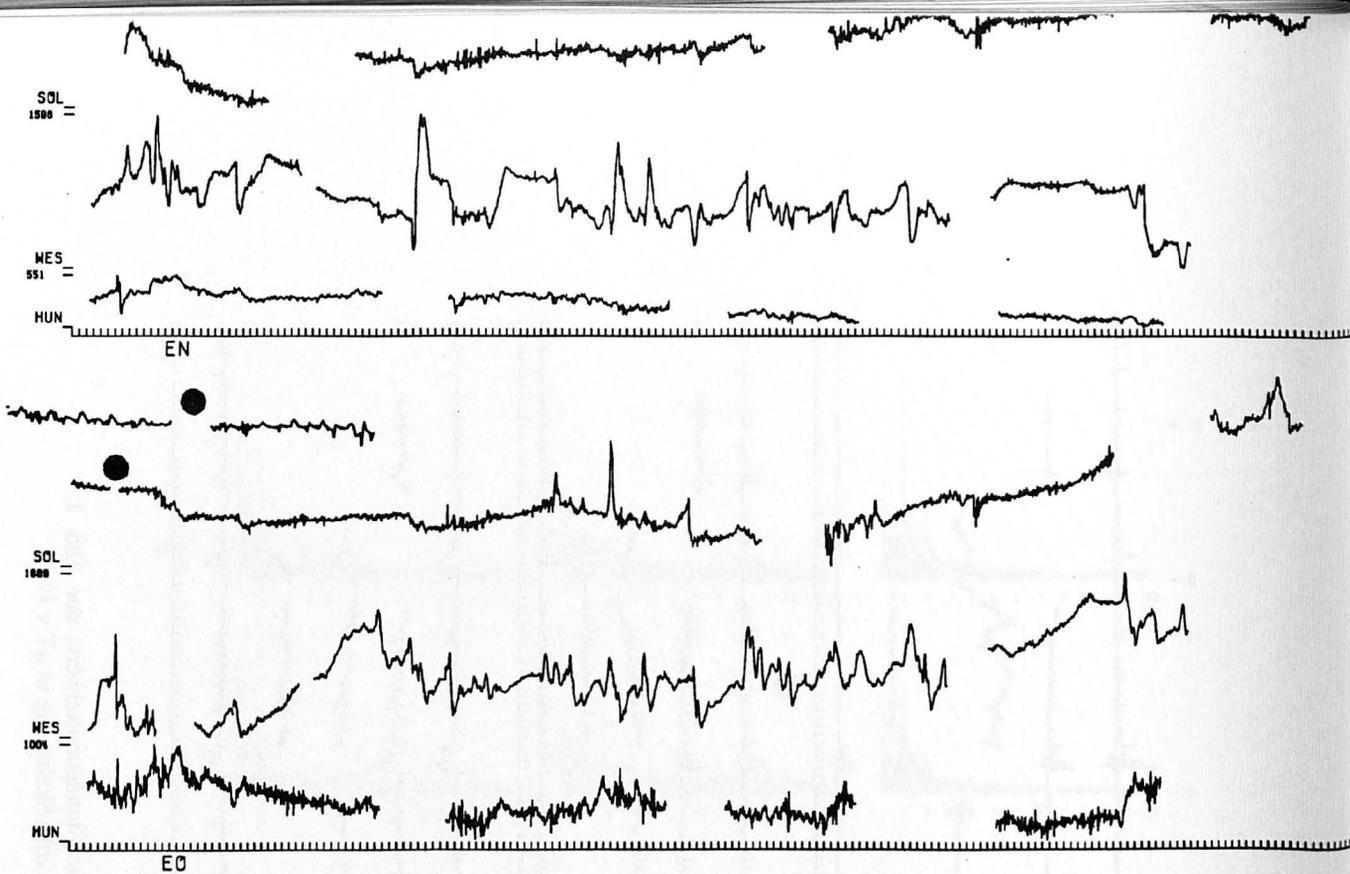


Abb. 4: Erdelektrische Stundenmittelwerte Oktober 1982 bis Maerz 1983 (182 Tage) nach Aufzeichnungen an drei Feldstationen (HUN, WES, SOL). Markierung für ausschnittsweise Vergrößerung zur Heraushebung tagesperiodischer Variationen im erdelektrischen Feld. Links Skalierung in mV/km x 100.

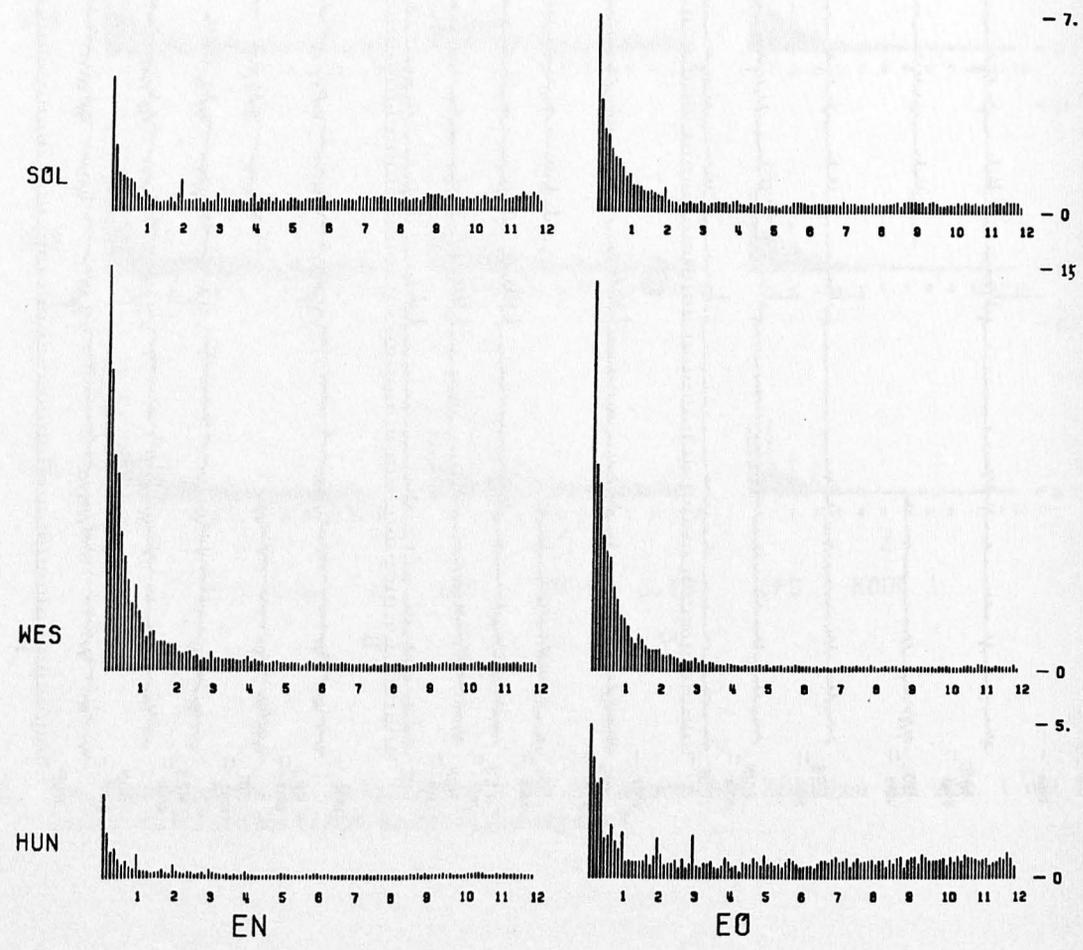


Abb.5: Amplitudenspektren für 10-Tagessegmente der erdelektrischen Zeitreihen von Abb. 4 mit 120 Linien

hüllung der oberirdisch aufgestellten Geräte ausgereicht, um im Periodenbereich der Auswertung nur unwesentliche Temperaturkorrekturen zu erfordern.

Man entnimmt der Darstellung, dass die Zeitreihen der fünf Messorte gut zueinander passen. Deutlich ist in H und D der Tagesgang zu erkennen, seine Reduzierung in den Wintermonaten und sein Wiederauwachen im nachfolgenden Frühjahr. Auch in Z ist ein Tagesgang auszumachen, aber induktionsbedingt nur mit kleineren Amplituden.

Die Abfolge ruhiger oder nur mässig gestörter Tage wird mehrfach durch starke magnetische Stürme unterbrochen, wobei in H die durch schwarze Punkte markierten Dst-Nachphasen klar hervortreten. Das starke Anwachsen der Sturmspitzen in Z von Süden nach Norden bezeugt die wachsende Annäherung an die Polarlichtzone.

Eine andere Betrachtungsweise der Daten bieten die Amplitudenspektren in Abb. 2. Es handelt sich um aufsummierte, nicht-geglättete quadratische Spektren von 10-Tagessegmenten, die vor der Wurzelziehung durch die Zahl der verfügbaren Segmente geteilt worden sind. Wegen der gelegentlichen Datenlücken variiert diese Zahl von Darstellung zu Darstellung. Die Auftragung ist linear. Um möglichst viele synchrone Segmente zu gewinnen, sind gegebenenfalls kleinere Lücken am Anfang oder Ende durch Interpolation mittels der stets vorhandenen Observatoriumsdaten aufgefüllt worden. Jedes Spektrum enthält so 120 Linien von 0.1cpd bis 12cpd als Nyquist-Frequenz. Da von einer linearen Trendkorrektur abgesehen die Zeitreihen ohne Hochpassfilterung harmonisch analysiert worden sind, erhalten die ersten Spektrallinien die grössten Amplituden.

Wie nicht anders zu erwarten, erhebt sich das Linienspektrum der tagesperiodischen Variationen bis zu 4cpd über das spektrale Kontinuum des Hintergrundes. Dieses Spektrum wird im folgenden als "S-Linienspektrum" bezeichnet (S=Sonntag als Grundperiode). Es besteht aus zwei Anteilen: einem Sq-Anteil für den Tagesgang an magnetisch ruhigen Tagen (q = quiet) und einen S_D -Anteil, der definitionsgemäss an gestörten Tagen hinzukommt (D = disturbed).

Würde man nämlich vor der Spektralanalyse den mittleren Sq-Gang jedes Monats von den Zeitreihen abziehen, so erhielte man trotzdem ein signifikantes, wenn auch weniger prominentes Linienspektrum. Da dem S_D -Spektralanteil in der erdmagnetischen Tiefensondierung eine grosse Bedeutung zukommt, sind die vom Sq-Gang befreiten Zeitreihen in Abb. 3 noch einmal wiedergegeben. Sie zeigen wiederholt in unregelmässigen Abständen auftretende Tagesgänge, die mit schwarzen Punkten markiert sind und wiederum deutlich von Station zu Station korrelieren.

Das vom Sq-Anteil der S-Linien befreite Spektrum heisst im folgenden "S-Kontinuum", obwohl es von S_D abgesehen eigentlich nichts mit sonnentäglichen Variationen zu tun hat. Die Bezeichnung soll nur anzeigen, dass das Spektrum zwischen 1 cpd und 12 cpd gemeint ist. Ab etwa 4 cpd beobachtet man im Kontinuum von H und D ein leicht von Süden nach Norden ansteigendes, an jeder Station gleichbleibendes Niveau. Anders in Z: Hier verringern sich die Amplituden des Kontinuums stetig mit der Frequenz. Dieser Abfall ist induktionsbedingt und besagt ganz allgemein, dass die Eindringtiefe des Kontinuums in die leitfähige Erde mit der Frequenz abnimmt. Ausserdem beobachtet man ein vergleichsweise viel stärkeres Anwachsen mit Annäherung an die Polarlichtzone, was als Quellenfeldeffekt zu verstehen ist.

Die entsprechende Wiedergabe der erdelektrischen Zeitreihen in Abb. 4 lässt auf den ersten Blick keine der genannten Zusammenhänge erkennen, weder im Vergleich der Stationen noch im Vergleich zu den magnetischen Horizontalkomponenten. Alle grösseren Oszillationen haben nichts mit Induktion zu tun. Schliesst man Elektrodenbedingte Effekte aus, so beruhen sie auf irregulären Änderungen des Bodenpotentials zwischen den jeweiligen Elektroden im Abstand von 1-200 m, die insbesondere an der Westerwaldstation das wirre Erscheinungsbild der erdelektrischen Zeitreihen prägen. In dem vergleichsweise ruhigen Verlauf an der Sollingstation sind zumindest zu gewissen Zeiten gleichförmige Tagesgänge erkennbar. Um sie stärker hervortreten zu lassen, sind die ersten zwölf Tage ausschnittsweise vergrössert worden.

Im übrigen betreffen die dargestellten Zeitreihen überarbeitete Originaldaten, aus denen eine Vielzahl von Versätzen und herausragenden Spitzen entfernt worden sind. An der Hunsrückstation wurde ausserdem eine starke Drift kurz nach der Installation durch Abzug eines linearen Trends bis zur ersten Datenlücke unterdrückt.

Die zugehörigen Amplitudenspektren in Abb. 5 werden erwartungsgemäss bis etwa 3 cpd beherrscht durch ein exponentiell abfallendes Kontinuum für die genannten nicht-induktiven Schwankungen des Bodenpotentials, insbesondere bei der Westerwaldstation. Hier ist daher auch das S-Linienspektrum vollständig verdeckt, während es bei den anderen Stationen teilweise gut zu sehen ist. Bei 3 cpd beginnt dann ein weisses Spektrum, das sich bis zur Nyquistfrequenz mit einem schwachen Aufwärtstrend fortsetzt.

Doch ist dieser Anstieg kleiner als für einen homogenen Halbraum mit einem $\sqrt{\omega}$ -Gesetz zu erwarten, wenn H und D in ihren Amplituden gleich bleiben. Es bedeutet, dass in diesem Teil des Kontinuums die scheinbaren spez. Widerstände mit der Frequenz abnehmen werden. Ausserdem zeigt das unterschiedliche Niveau der Spektren in den beiden Komponenten, dass insbesondere an der Hunsrückstation mit einer starken Impedanz-Anisotropie zu rechnen ist.

2.2 Datenanalyse und Datenauswahl

Die Zeitreihenanalyse erfolgt mit dem Ziel, für eine Folge von Frequenzen Übertragungsfunktionen für lineare Zusammenhänge zu bestimmen. Diese sind sowohl univariat als auch bivariat formuliert, bivariat ausschliesslich in Zusammenhang mit erdelektrischen Daten. Eine Ausgleichsrechnung, welche eine *bewichtete* Summe der quadratischen Residuen minimiert, liefert Schätzwerte für die genannten Funktionen an einer Folge von diskreten Frequenzen, die wie folgt festgelegt worden sind:

Für Analysen im Linienspektrum werden die Zeitreihen tageweise harmonisch analysiert, die benötigten Fourier-Produkte mit Gewichten Q_n^m zwischen Null und Eins für den n-ten Tag und die m-te Harmonische versehen und diese dann über alle Tage aufsummiert. Das Ergebnis sind Spektralwerte zu den Frequenzen $\omega_m = 2\pi m / \text{Tag}$ ($m = 1, 2, \dots, M$). Da das Linienspektrum, wie Abb. 2 zeigt, spätestens bei 6 cpd in das Kontinuum einmündet, ist $M = 6$ gesetzt worden.

Die Analyse des Kontinuums erfolgt in den schon erwähnten synchronen 10-Tagesegmenten, die bis zur Nyquistfrequenz harmonisch analysiert werden. Aus den resultierenden harmonischen Koeffizienten werden wieder die benötigten Fourier-Produkte gebildet. Diese werden mit einem auf die Mittenfrequenz ω_k zentrierten Parzenfilter gefiltert, die gefilterten Spektralwerte des ℓ -ten Segments mit Gewichten Q_ℓ^k versehen und dann über alle Segmente aufsummiert. Die gewählten Mittenfrequenzen sind $\omega_k = (2k - 1)\pi / \text{Tag}$ ($k = 1, 2, \dots, K$), so dass sie bis 4 cpd genau in der Mitte zwischen den S-Linien liegen. Mit $K=12$ sind die Mittenfrequenzen von 0.5 cpd bis 11.5 cpd im Abstand von 1 cpd angeordnet.

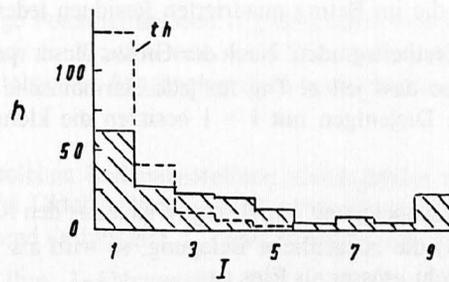
Nach Vorversuchen erwies sich ein Parzen-Filter als optimal, dessen inverse Fouriertransformierte Kovarianzfunktionen bei der maximalen Verschiebung $\tau_{\max} = 2$ Tage abschneidet. Die zugehörige, einem Rechteckfilter äquivalente Bandbreite ist $b = 0.93$ cpd. Fourier-Produkte, die auf angrenzende S-Linien fallen, erhalten die Filtergewichte $0.123 \tau_{\max} / T$ mit $T = 10$ Tage im Vergleich zu $0.75 \tau_{\max} / T$ für die am höchsten bewichtete Mittenfrequenzen. Durch die getroffene Filterwahl wird das Kontinuum zwischen den Linien in bestmöglicher Weise einbezogen. Jenseits des Linienspektrums gibt es keine Begründung für diese Form der Filterung, doch es erscheint als zweckmässig, sie bis zur Nyquistfrequenz beizubehalten.

Der Bewichtung der Fourier-Produkte und der gefilterten Spektralwerte kommt bei der Analyse langperiodischer Variationen die grösste Bedeutung zu. Anders als bei kurzperiodischen Variationen und Pulsationen geht es aber nicht vordringlich um die Eliminierung von stark herausfallenden Einzelwerten im Zeitbereich oder von Störsignalen im Frequenzbereich, sondern um im linearen Ansatz begründete Unzulänglichkeiten. Bei der erdmagnetischen Tiefensondierung mit tagesperiodischer Variationen ist es beispielsweise so, dass an gewissen Tagen der Sq-Anteil und an anderen Tagen der S_D -Anteil überwiegt. Da der S_D -Anteil die Polarlichtzone als Quellenregion hat und so Analysen unter der Annahme einer Sq-Geometrie stört, muss eine geeignete Bewichtung den S_D -Anteil so gering wie möglich halten.

Indem S_D definitionsgemäss an den magnetischen Störungsgrad gebunden ist, könnte die Bewichtung über Masszahlen der magnetischen Aktivität erfolgen, zum Beispiel über den C9-Index als quasi-logarithmische Masszahl für den ganzen Tag. Oder man gibt vereinfachend den fünf ruhigsten "Q-Tagen" eines Monats das Gewicht Eins und allen übrigen Tagen das Gewicht Null.

Wiederum haben Vorversuche gezeigt, dass es vorteilhaft ist, differenzierter vorzugehen und wie bei robusten Verfahren die Bewichtung über die Residuen der Ausgleichsrechnung vorzunehmen, also gesondert für jede Frequenz. Eine Korrelation der resultierenden Bewichtung zur magnetischen Aktivität wäre dann ein Hinweis, dass sie ihren Zweck erfüllt, soweit es erdmagnetische Sondierungen im Linienspektrum betrifft. Das entwickelte Bewichtungsverfahren soll nun für diesen Fall in seinen Grundzügen beschrieben werden.

Es wird angenommen, dass die Residuen in dem betreffenden linearen Ansatz nach einer tageweisen Rücktransformation in den Zeitbereich normalverteilte Zufallszahlen sind mit dem Mittelwert Null und einer ab-



Z:D FUE				h	h_{th}	Q							
1cpd													
I	9	12 9 1					22	0	0.00				
	8	1 3					4	0	0.01				
	7	1	1	2	2	1	7	0	0.02				
	6	1 1 1					3	0	0.13				
	5	2 5 1 3 1					12	1	0.10				
	4	5 2 1 3 8 1					20	4	0.20				
	3	1	1	4	2	4	4	6	2	27	12	1.00	
	2	1	3	5	7	4	4	2	1	27	37	1.00	
	1	5	6	12	15	8	11	6	63	124	1.00		
		0	1	2	3	4	5	6	7	8/9	182		119.77
		$C9$											

Abb.6: Häufigkeit der Kodierungen I nach der Grösse der Residuen im Z:D Verfahren für 182 Tage bei 1 cpd, mit Daten von Fürstfeldbruck. Angegeben ist die Zahl der Tage, die bei gleicher Kodierung auf Tage mit dem gleichen erdmagnetischen Aktivitätsindex C9 fallen.

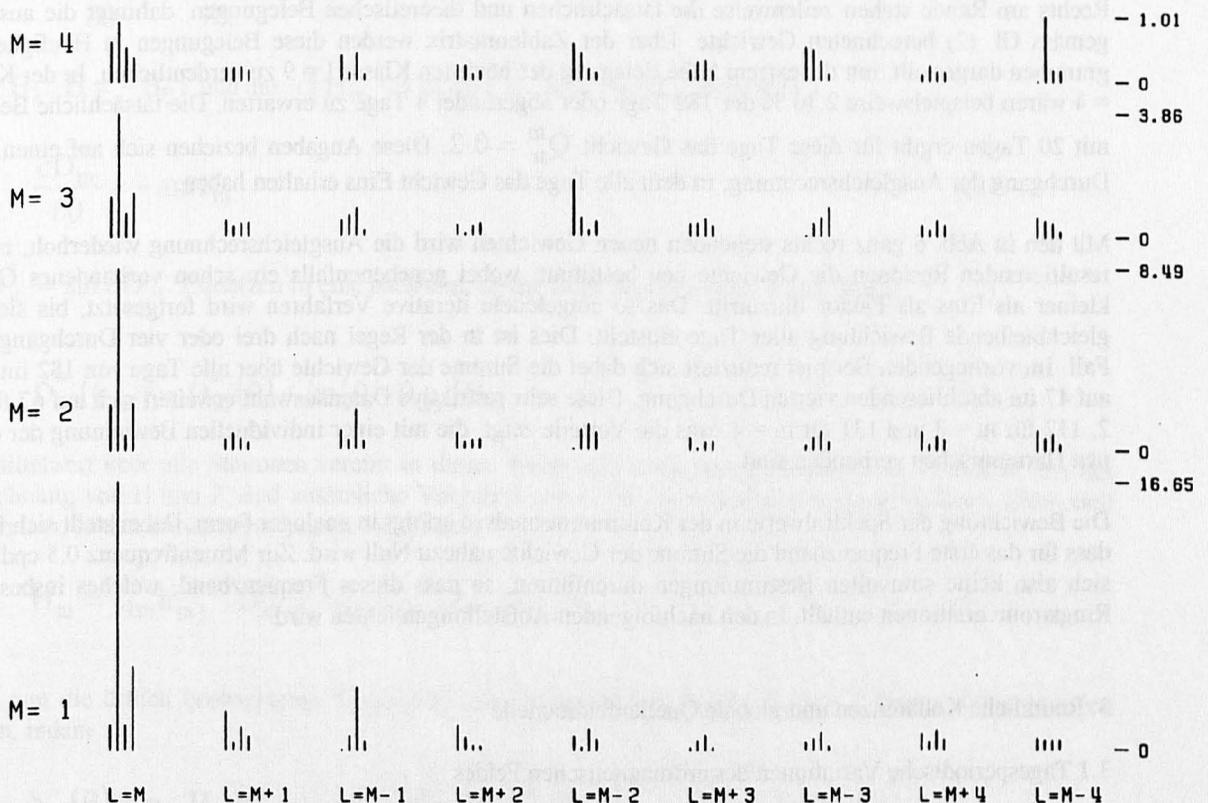


Abb.7: Potentialkoeffizienten des Sq-Ganges in einer globalen Kugelfunktionsentwicklung, ausgeführt mit den vier Harmonischen in Ortszeit an 63 Observatorien, Oktober 1958. Zu Termen der angegebenen Ordnung L gehören jeweils vier Grade $n=L, L-1, L+2, L+3$. Rechts Skalierung in nT.

schätzbaren Varianz. Dann sind die im Betrag quadrierten Residuen jeder Harmonischen in geeigneter Normierung χ^2 -verteilt mit $\nu = 2$ Freiheitsgraden. Nach der Grösse dieser quadrierten Residuen werden jetzt die Tage auf neun Klassen verteilt, so dass jedem Tag für jede Harmonische eine Klassenkodierung I zwischen Eins und Neun zugeordnet wird. Diejenigen mit $I = 1$ besitzen die kleinsten und diejenigen mit $I = 9$ die grössten Residuen.

Die statistisch zu erwartende Klassenbelegung $h_{th}(I)$ ergibt sich aus den Klassengrenzen mittels der genannten Verteilungsfunktion. Ist dann $h(I)$ die tatsächliche Belegung, so wird als Gewicht das Verhältnis der beiden Belegungen gewählt, sofern es nicht grösser als Eins ist:

$$Q_n^m = \begin{cases} h_{th}(I)/h(I) & \text{für } h_{th}(I) \leq h(I) \\ 1 & \text{sonst} \end{cases} \quad (2)$$

Wie bei anderen Formen von Bewichtungen hat es sich auch hier als zweckmässig erwiesen, mit ihr erst bei einer gewissen Grösse der Residuen zu beginnen. Daher werden die drei ersten Klassen von einer möglichen Bewichtung kleiner als Eins ausgenommen. Ihre theoretische Gesamtbelegung beträgt 96.84 %, was bei einer Normalverteilung der 2.15 σ -Grenze entspricht.

Den angestrebten Zusammenhang zwischen Kodierung, Bewichtung und erdmagnetischer Aktivität erläutert Abb. 6. Es handelt sich dabei um eine Analyse nach dem Z:D Verfahren gemäss Gl. (7), durchgeführt für die erste Harmonische des Tagesganges an 182 Tagen in Fürstfeldbruck. Die Zeilen der Zahlenmatrix beziehen sich auf die Kodierungen von $I = 1$ bis $I = 9$, die Spalten auf die C9-Indizes von $C9 = 0$ bis $C9 = 8/9$ ($C8$ kommt nicht vor). Eingetragen ist die Zahl der Tage mit der jeweiligen Kombination von I und $C9$. Es gibt beispielsweise 5 Tage mit der Kodierung $I = 4$ (für die erste Harmonische) an Tagen mit $C9 = 2$.

Man entnimmt dieser Aufstellung unmittelbar, dass es kaum einen ruhigen Tag mit $C9 \leq 2$ gibt, der nicht durch kleine Residuen ausgezeichnet ist und sich damit für eine Tiefensondierung eignet. Andererseits sind die ungeeigneten Tage mit den grössten Residuen in der Klasse $I = 9$ ausnahmslos auch gestörte bis stark gestörte Tage mit $C9 \geq 6$. Doch im Bereich der mässig gestörten Tage existiert kaum eine solche einfache Zuordnung. Die Klasse der kleinsten Residuen $I = 1$ etwa ist fast gleichmässig belegt mit Tagen aller Störungsgrade bis $C9 = 6$. Eine alleinige Bewichtung nach dem C9-Index hätte also zu viele geeignete Tage ausgeschlossen.

Rechts am Rande stehen zeilenweise die tatsächlichen und theoretischen Belegungen, dahinter die aus ihnen gemäss Gl. (2) berechneten Gewichte. Über der Zahlenmatrix werden diese Belegungen in Häufigkeitsdiagrammen dargestellt, um die extrem hohe Belegung der höchsten Klasse $I = 9$ zu verdeutlichen. In der Klasse $I = 4$ wären beispielsweise 2.16 % der 182 Tage oder abgerundet 4 Tage zu erwarten. Die tatsächliche Belegung mit 20 Tagen ergibt für diese Tage das Gewicht $Q_n^m = 0.2$. Diese Angaben beziehen sich auf einen ersten Durchgang der Ausgleichsrechnung, in dem alle Tage das Gewicht Eins erhalten haben.

Mit den in Abb. 6 ganz rechts stehenden neuen Gewichten wird die Ausgleichsrechnung wiederholt, mit den resultierenden Residuen die Gewichte neu bestimmt, wobei gegebenenfalls ein schon vorhandenes Gewicht kleiner als Eins als Faktor hinzutritt. Das so eingeleitete iterative Verfahren wird fortgesetzt, bis sich eine gleichbleibende Bewichtung aller Tage einstellt. Dies ist in der Regel nach drei oder vier Durchgängen der Fall. Im vorliegenden Beispiel reduziert sich dabei die Summe der Gewichte über alle Tage von 182 im ersten auf 47 im abschliessenden vierten Durchgang. Diese sehr restriktive Datenauswahl erweitert sich auf 67 für $m = 2$, 112 für $m = 3$ und 131 für $m = 4$, was die Vorteile zeigt, die mit einer individuellen Bewichtung der einzelnen Harmonischen verbunden sind.

Die Bewichtung der Spektralwerte in der Kontinuumsanalyse erfolgt in analoger Form. Dabei stellt sich heraus, dass für das erste Frequenzband die Summe der Gewichte nahezu Null wird. Zur Mittenfrequenz 0.5 cpd lassen sich also keine sinnvollen Bestimmungen durchführen, so dass dieses Frequenzband, welches insbesondere Ringstromvariationen enthält, in den nachfolgenden Aufstellungen fehlen wird.

3. Räumliche Kohärenzen und globale Quellenfeldmodelle

3.1 Tagesperiodische Variationen des erdmagnetischen Feldes

Der Tagesgang wird durch den Stand der Sonne bestimmt und ist daher im wesentlichen Funktion der Ortszeit $T = t + \lambda$ (t : Weltzeit, λ : geogr. Länge, Zeiten in Winkelmass mit $2\pi \hat{=} 1$ Tag). Im folgenden bezeichnen H_m , D_m , Z_m die komplexwertigen Fourieramplituden der m -ten Harmonischen des Tagesganges mit $\exp(imT)$

als Zeitfaktor. Wird das zugehörige Potentialfunktion U_m in sphärischen Koordinaten (r, θ, λ) nach Kugelfunktionen entwickelt, so lassen sich die Koeffizienten diese Entwicklung aus H_m und D_m an genügend vielen Orten der Erdoberfläche $r = R$ mittels einer Ausgleichsrechnung abschätzen. Dabei ist U_m die Summe äusserer und innerer Anteile.

Abb. 7 zeigt das Ergebnis einer solchen Reihendarstellung, durchgeführt mit den mittleren Tagesgängen an fünf magnetisch ruhigen Tagen im Oktober 1958 und 63 weltweit verteilten Observatorien. Sie umfasst 36 Terme unterschiedlicher Grade n und Ordnungen ℓ , deren θ -Abhängigkeit durch die zugeordnete Kugelfunktion $P_n^\ell(\cos\theta)$ gegeben ist. Ihre λ -Abhängigkeit ist nach Abspaltung des genannten Zeitfaktors $\exp[i(\ell - m)\lambda]$. Die Absolutwerte der Entwicklungskoeffizienten werden in der Form eines Linienspektrum dargestellt mit jeweils vier "Linien" zu einer festen Ordnung ℓ und den Graden $n = \ell, \ell + 1, \ell + 2, \ell + 3$.

Ganz links stehen für $\ell = m$ die reinen Ortszeit-Terme, die offensichtlich am meisten zu den Potentialen U_m beitragen. Zumindest ist das bis zur dritten Harmonischen richtig. Ausserdem ist die dominierende Stellung des zweiten Terms vom Grade $n = m + 1$ ersichtlich, der im folgenden die Bezeichnung "Hauptterm" trägt. Zur jahreszeitlichen Abhängigkeit solcher Spektren und zu ihrer Variabilität im Verlaufe des Sonnenfleckenzyklus siehe die Dissertation von N. Olsen [3]. Errechnet man aus den Termen ein Sq-Feldmodell, so lässt sich vorher-sagen, welche räumliche Struktur der Tagesgang im Bereich von Feldstationen haben sollte.

Um zu sehen, wie gut an den fünf Stationen dieses Beitrages die beobachteten Tagesgänge zu ihrer Vorhersage aus einem Sq-Modell passen, wird folgende Analyse durchgeführt: Zunächst werden alle Fourieramplituden mit $\exp[-im\lambda]$ multipliziert, um Ortszeitunterschiede auszugleichen. Dann werden aus den umgerechneten Fourieramplituden aller fünf Stationen mittlere Fourieramplituden in der Poldistanz $\theta_{\text{ref}} = 39$ Grad für eine Referenzstation auf halbem Wege zwischen Wingst und Fürstenfeldbruck. Zur Umrechnung wird $\text{rot}\underline{B} = 0$ genutzt.

Im Falle der D-Komponente sind keine Annahmen notwendig ausser derjenigen, dass der Tagesgang eine reine Funktion der Ortszeit ist. Dann folgt aus

$$\frac{\partial(\sin\theta D)}{\partial\theta} + \frac{\partial H}{\partial\lambda} = 0 \quad (3)$$

($D = B_\lambda, H = -B_\theta$) und aus $\partial[H_m \cdot \exp(imT)] / \partial\lambda = imH_m \exp(imT)$

$$\frac{\partial D_m^*}{\partial\theta} = -imH_m \quad (4)$$

mit $D_m^* = \sin\theta D_m$. Einsetzen in eine nach dem ersten Glied abgebrochene Taylor-Reihe ergibt

$$D_m^*(\theta_{\text{ref}}) = D_m^*(\theta) + im(\theta - \theta_{\text{ref}})H_m. \quad (5)$$

Ein Mittelwert über alle Stationen vereint in dieser Weise alle verfügbaren Messdaten in H und D . Bei der Umrechnung von H und Z sind zusätzliche Vorgaben von C für ein hypothetisches geschichtetes Erdmodell erforderlich. In den univariaten linearen Ansätzen

$$H_m = c_{1m}h_m, \quad D_m^* = c_{2m}d_m^*, \quad Z_m = c_{3m}z_m \quad (6)$$

sollen nun die örtlich beobachteten Tagesgänge auf diejenigen der hypothetischen Referenzstation bezogen werden, indem

$$h_m(\theta) = \alpha_m H_m(\theta_{\text{ref}}), \quad d_m^*(\theta) = \beta_m D_m^*(\theta_{\text{ref}}), \quad z_m(\theta) = \beta_m Z_m(\theta_{\text{ref}})$$

gesetzt wird. Die hinzugefügten Faktoren α und β dienen zur Normierung auf die Breitenabhängigkeit eines Tagesganges, der allein aus den genannten Haupttermen des Grades $n = m + 1$ gebildet wird:

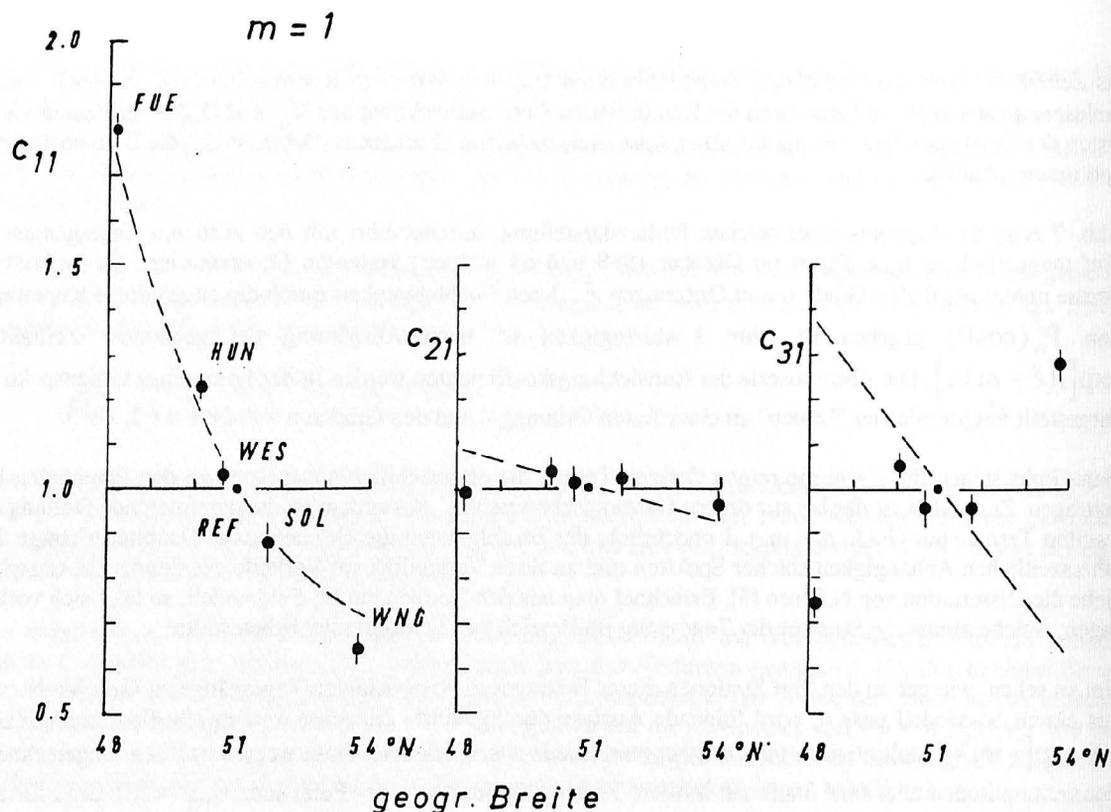


Abb.8: Übertragungsfunktionen c_{jm} (Realteil) für Strukturuntersuchungen tagesperiodischer Variationen, dargestellt als Funktionen der Breite für die erste Harmonische $m=1; c_{jm}=1$: Ein durch den Hauptterm der Kugelfunktionsentwicklung vollständig beschriebener Tagesgang. Die aus globalen Sq-Modellen errechnete Breitenabhängigkeit ist als gestrichelte Kurve gezeigt.

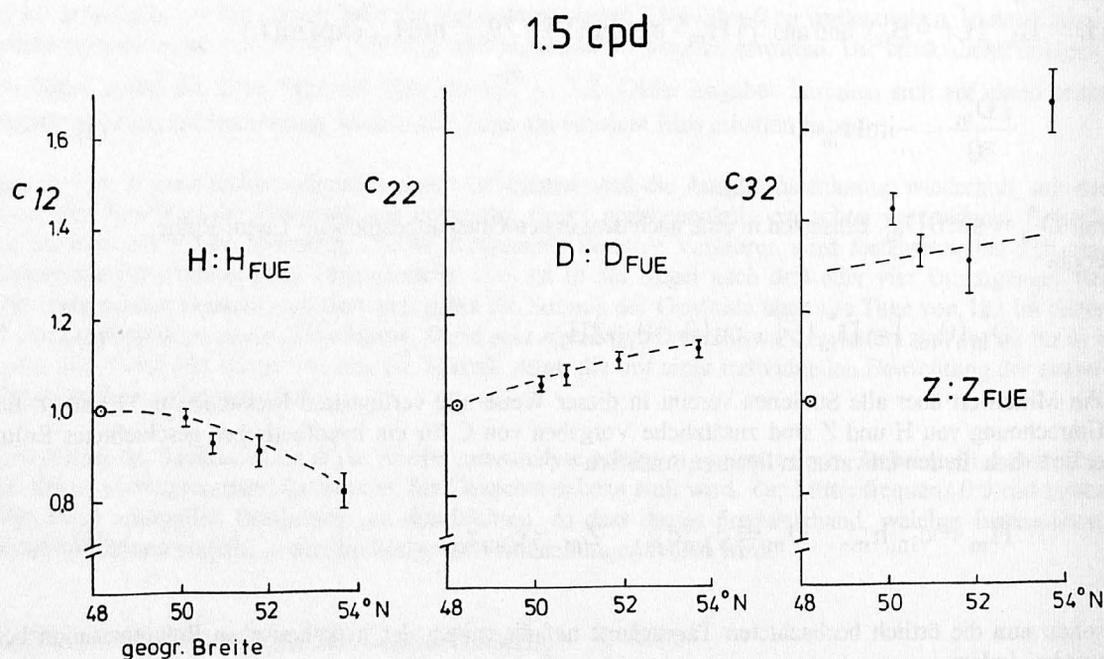


Abb.9: Übertragungsfunktionen c_{jk} (Realteil) für Strukturuntersuchungen des Kontinuums, dargestellt als Funktionen der Breite für das zweite Frequenzband $k = 2$. Die zu einem äquatorialen Ringstrom gehörige Breitenabhängigkeit ist als gestrichelte Kurve gezeigt.

$$\alpha_m = \frac{Q_n^m(\theta)}{Q_n^m(\theta_{\text{ref}})}, \quad \beta_m = \frac{P_n^m(\theta)}{P_n^m(\theta_{\text{ref}})} \quad \text{mit} \quad Q_n^m = \frac{dP_n^m}{d\theta}.$$

Für einen solchen Tagesgang würden sich für alle Harmonischen reele breitenunabhängige Übertragungsfunktionen $c_{jm} = 1$ (1, 2, 3) ergeben.

Durch eine Ausgleichsrechnung sind ihre tatsächlichen Werte bestimmt worden. Abb. 8 zeigt ihre Realteile in Abhängigkeit von der Breite der Stationen für die erste Harmonische. Die Imaginärteile sind vernachlässigbar klein. Anzumerken ist, dass die gezeigten Schätzwerte auf Bestimmungen mit allen verfügbaren Tagen beruhen. Eine monatsweise durchgeführte Rechnung führt aber auf ähnliche Ergebnisse. Man entnimmt der Abb. 8, dass im Falle von D die Breitenabhängigkeit im Bereich der Stationen durch diejenige des Hauptterms richtig reproduziert wird. Für H und Z ergeben sich deutliche Abweichungen von $c_{jm} = 1$.

Um herauszufinden, ob die Hinzunahme weiterer Terme in der Potentialentwicklung diese Abweichungen erklären kann, sind theoretische Übertragungsfunktionen für den Ortszeitanteil eines globalen Sq-Modells berechnet worden, hier mit den in Abb. 7 gezeigten Koeffizienten für Sq im Oktober 1958. Im Falle von Z ist dabei ein Erdmodell der Leitfähigkeit verwendet worden, um die Entwicklungskoeffizienten des Potentials in solche von Z umzurechnen. Die für den Bereich der Feldstationen berechneten theoretischen c_{jm} führen auf die in Abb. 8 gestrichelt eingezeichneten Kurven. Offensichtlich lassen sich in H die beobachteten Abweichungen von $c_{11} = 1$ sehr gut durch ein globales Sq-Modell erklären, jedoch nicht in Z. Für Z wäre eine Abnahme von c_{31} mit der Breite zu erwarten gewesen. Beobachtet wird eine starke Zunahme.

Eine mögliche Deutung sieht so aus: Zu einem globalen Sq-Feld tritt ein mehr örtlich bestimmtes S_D -Feld für eine Differenz des Tagesganges an gestörten und ruhigen Tagen. Der S_D -Anteil sei durch einen stationären Linienstrom-ähnlichen Jet in der Polarlichtzone erzeugt, dessen Stärke tagesperiodischen Schwankungen unterliegt. Es gibt keinen wesentlichen inneren Anteil, da die Halbwertsbreite des oberflächlichen Jetfeldes vergleichbar ist zu $|C|$ für ein quasi-homogenes Feld. Damit verursacht der Jet ein starkes Z-Feld, dass mit zunehmender Entfernung von der Polarlichtzone schnell abklingt. Der Stromschluss erfolgt über ausgedehnte Rückströme, die in unseren Breiten ein vergleichsweise schwaches und kaum breitenabhängiges Horizontalfeld erzeugen. Wegen der vorgenommenen Normierung kann dieses Feld aber nicht erkannt werden, wenn man die geringe Breitenabhängigkeit des Hauptterms in dem gezeigten Bereich berücksichtigt.

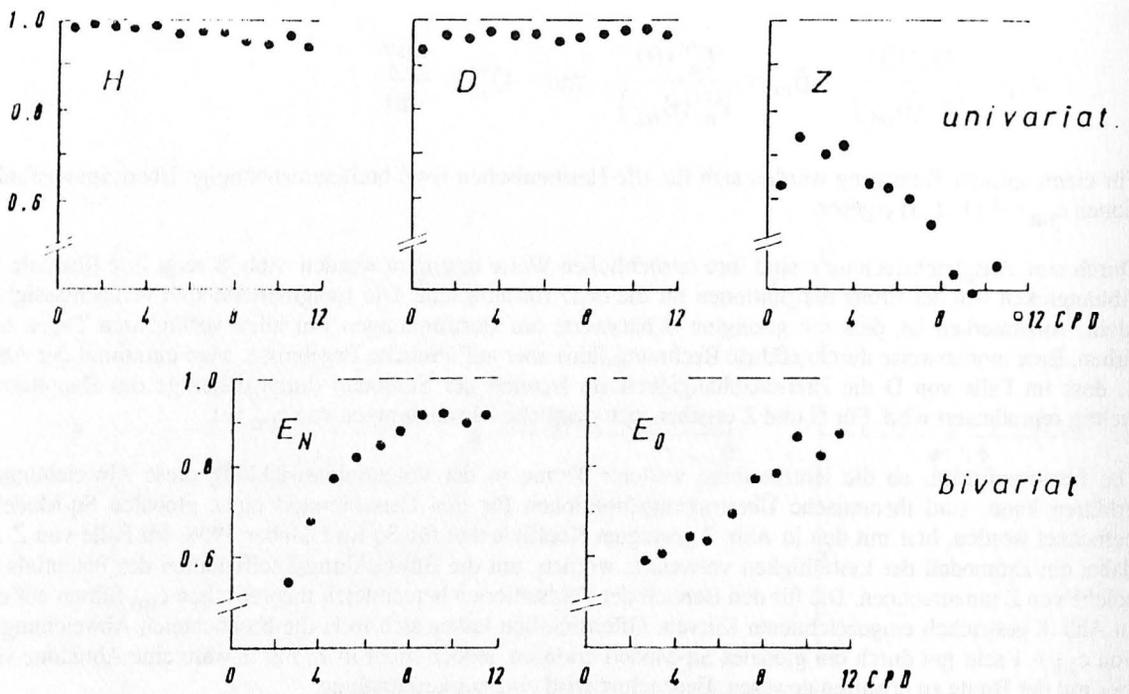
In jedem Falle ist die grosse Genauigkeit bemerkenswert, mit der sich die genannten Übertragungsfunktionen angeben lassen. Sie beruht auf einer sehr hohen räumlichen Korrelierbarkeit des Tagesganges von Station zu Station, die gesondert behandelt wird (s. Abb. 10). Für die ersten drei Harmonischen liegen die quadratischen Kohärenzen deutlich über 0.95 und für die vierte Harmonische nur wenig darunter. Dieses gilt für H und D ebenso wie für Z und kontrastiert mit der fast nicht existierenden Korrelation von H mit D an derselben Station.

3.2 Das S-Kontinuum erdmagnetischer Variationen

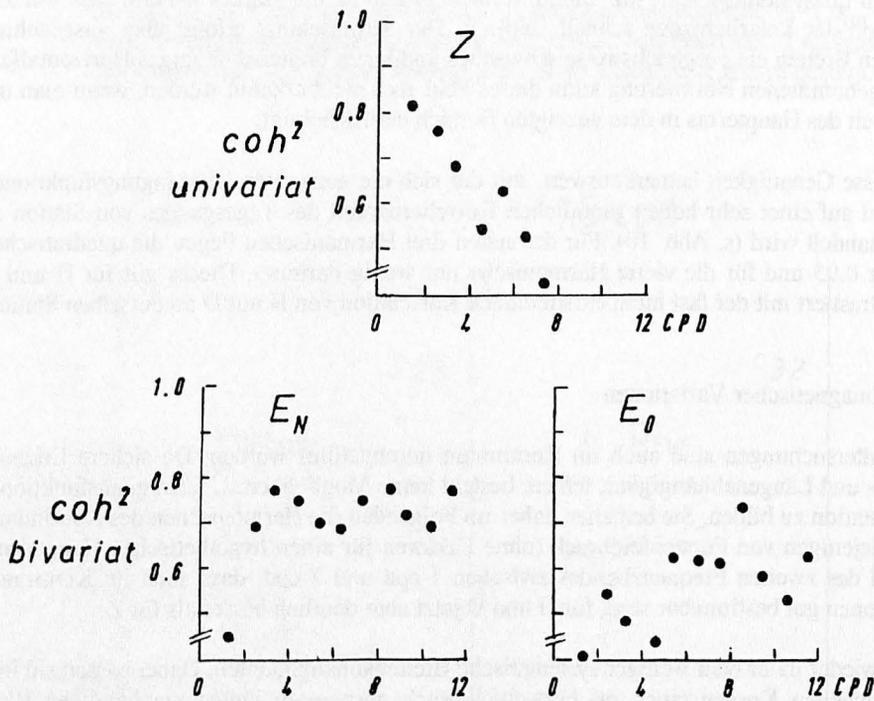
Entsprechende Strukturuntersuchungen sind auch im Kontinuum durchgeführt worden. Da sichere Erkenntnisse über dessen Breiten- und Längenabhängigkeit fehlen, besteht keine Möglichkeit, Übertragungsfunktionen bezüglich einer Referenzstation zu bilden. Sie beziehen daher im Folgenden die Harmonischen des Kontinuums komponentenweise auf diejenigen von Fürstfeldbruck (ohne Faktoren für einen hypothetischen Hauptterm). Abb. 9 zeigt am Beispiel des zweiten Frequenzbandes zwischen 1 cpd und 2 cpd, dass auch im Kontinuum diese Übertragungsfunktionen gut bestimmbar sind, für H und D jetzt aber deutlich besser als für Z.

Ausserdem ergeben sich wieder mehr oder weniger systematische Breitenabhängigkeiten. Dabei passen sie in H und D gut zu den gestrichelten Kurven eines auf Fürstfeldbruck normierten längenunabhängigen Ringstromfeldes mit $\cos\theta$ als Poldistanzfunktion des Potentials. Aus der Verwendung geomagnetischer Koordinaten, mit einem Winkel von 18 Grad zwischen dem geographischen und geomagnetischen Meridian im Untersuchungsgebiet, erklärt sich das Vorhandensein einer D-Komponente. Im höherfrequenten Teil des Kontinuums ergeben sich andere, schwer deutbare Breitenabhängigkeiten, die mehr und mehr auf Quellen in der Polarlichtzone hinweisen.

Wichtiger ist jedoch die Erkenntnis, dass ab 8.5 cpd im Falle von Z kaum noch eine Korrelierbarkeit von Station zu Station existiert. Dies verdeutlicht Abb. 10 in den oberen Darstellungen für eine Korrelation im Kontinuum zwischen Solling und Hunsrück im Abstand von rund 200 km. Dieser abweichende Bezug wird deshalb gewählt, weil er auch für das erdelektrische Feld möglich sein wird. Während in H und D wie im



Räumliche Kohärenz SOL mit HUN



Sondierungs-Kohärenz SOL

Abb.10: Kohärenzen im S-Kontinuum, dargestellt als Funktionen der Frequenz. Oben: Die erdmagnetischen und erdelektrischen Variationen der Sollingstation werden auf diejenigen der Hunsrückstation bezogen. Unten: Z der Sollingstation wird auf die regionalen Ableitungen von H und D, E_N und E₀ der Sollingstation werden auf H und D am gleichen Ort bezogen.

Linienspektrum quadratische Kohärenzen um 0.95 für alle Bänder bis zum die Nyquistfrequenz 12 cpd enthaltenden letzten Band bestehen, betragen sie in Z höchstens 0.75 .

Die Frage, weshalb sich Z im Kontinuum schlechter korrelieren lässt als H und D, bleibt letztlich unbeantwortet. Eine instrumentelle Erklärung ist unwahrscheinlich, da alle Komponenten mit baugleichen Magnetometern registriert worden sind. Im Unterschied zu Z werden aber in den Horizontalkomponenten die äusseren Anteile durch Induktion einfach verdoppelt, unabhängig von der zeitlich-räumlichen Struktur des Quellenfeldes und unabhängig von der Tiefenverteilung der Leitfähigkeit. Gewisse Einschränkungen für diese Aussage betreffen nur längere Perioden in der Umgebung von Jetquellen und globale Quellenfelder, wenn mit einer Kugelfunktionsentwicklung die Kugelgestalt der Erde zu berücksichtigen ist.

Bei der Vertikalkomponente hingegen wird die Beziehung zwischen äusserem und innerem Anteil in empfindlicher Weise durch die räumlich-zeitliche Struktur des induzierenden Quellenfeldes bestimmt, für eine vorgegebene reine Tiefenabhängigkeit der Leitfähigkeit. Gleiches gilt dann auch für deren beobachtbare Summe. Es könnte sich daher um eine prinzipielle Schwierigkeit handeln in dem Sinne, dass lineare Ansätze für die zum Kontinuum beitragenden Quellenfelder nicht ausreichen. Wenn zum Beispiel eine Jetquelle nicht nur in seiner Stärke, sondern auch in seiner Position und Richtung zeitlich variiert, würde es im allgemeinen keine angebbare Zuordnung von Frequenz und Wellenzahl mehr geben und damit auch keine räumliche Korrelierbarkeit. Für die betroffenen Frequenzen wären dann auch keine Sondierungen nach dem Gradientenverfahren möglich.

3.3 Erdelektrische Variationen

Für räumliche Kohärenzuntersuchungen werden jetzt ausschliesslich bivariate Ansätze verwendet, da die beiden erdelektrischen Komponenten eines Messortes in der Regel korreliert sind, wobei der Grad der Korrelierbarkeit von der Wahl der Bezugskordinaten abhängt. Die nachfolgend behandelten Übertragungsfunktionen verbinden also eine der beiden erdelektrischen Komponenten an einem Ort mit beiden erdelektrischen Komponenten an einem anderen Ort. Bei erdmagnetischen Variationen erübrigen sich bivariate Ansätze wegen der weitgehend fehlenden Korrelation zwischen H und D. Diese Aussage betrifft sowohl das Linienspektrum als auch das Kontinuum, sofern Zeiten unterschiedlicher magnetischer Aktivität oder im Falle des Tagesganges Tage aus unterschiedlichen Jahreszeiten einbezogen werden.

Die so gewonnenen Übertragungsfunktionen sind als solche ohne Interesse. Sie sind zumeist komplex mit gewissen Frequenzgängen und lassen sich mit keinem Quellenfeldmodell in Zusammenhang bringen. Die erdelektrischen Variationen erweisen sich somit zwar als Ergebnis von linearen Prozessen, welche aber von den Gegebenheiten am Aufstellungsort bestimmt zu sein scheinen.

Aufschlussreich ist wieder der Frequenzgang der Kohärenz. Ihren Darstellungen im oberen Teil von Abb. 10 ist zu entnehmen, dass diese nunmehr multiplen Kohärenzen sich genau umgekehrt verhalten wie die univariaten Kohärenzen für Z. In dem gezeigten Beispiel beginnen sie erst vom dritten Frequenzband an 0.5 zu überschreiten, um im letzten Band Werte um 0.9 zu erreichen. Diese Angaben beziehen sich wie bisher auf die quadratische Kohärenz.

Die Konsequenz für magnetotellurische Sondierungen wird sich darin zeigen, dass bis 3.5 cpd im Kontinuum keine genaueren Impedanzschätzungen möglich sind. Erwartungsgemäss bedingt eine fehlende räumlichen Kohärenz auch eine fehlende induktions-relevante Kohärenz. Anders als bei erdmagnetischen Sondierungen sollte sich aber hier keine unüberwindbare Schwierigkeit auf tun. Ein Blick zurück auf die Spektren in Abb. 5 zeigt nämlich, dass man erst bei 3 cpd aus dem driftbedingten nicht-induktiven Spektralbereich heraustritt. Es wird also nicht darauf ankommen, mit längeren Registrierzeiten die hier gefundene Schranke bei 3.5 cpd zu überwinden, sondern mit der Wahl geeigneterer Aufstellungsorte und gegebenenfalls mit längeren Auslagen. Dass dieses möglich ist, zeigen die unter [4] und [5] zitierten Arbeiten.

4. Erdmagnetische Tiefensondierungen

4.1 Übersicht über die verwendeten Verfahren

Für eine 1-dimensionale Sondierung im globalen Masstab könnte man von der in Abb. 7 gezeigten Potentialentwicklung für das Linienspektrum ausgehen. Indem diese noch durch eine entsprechende Entwicklung von Z nach Kugelfunktionen ergänzt wird, können äussere (= induzierende) und innere (= induzierte) Potentialanteile hypothesenfrei getrennt werden. Im Prinzip liesse sich dann für jeden Term gesondert ein C-Wert berechnen, wobei diejenigen vom selben Grad gleich sein sollten. Trotz vielfältiger Bemühungen kommt man

aber nur für den Hauptterm zu sinnvollen Ergebnissen. Dieses könnte in einer unzureichenden Annäherung an die Quellenfeldstruktur begründet sein oder aber in der Beschränkung auf geschichtete Erdmodelle. Die Frage ist unbeantwortet.

Bei Sondierungen, die Z nur an einem Ort verwenden, glaubt man sicherer zu sein, mit 1-dimensionalen Modellansätzen auszukommen. Die Voraussetzungen sind einleitend genannt worden. Indem man Z mit den Horizontalkomponenten lokal, regional oder global korreliert, ergeben sie drei alternative Varianten der Sondierung. In der lokalen Varianten hat man den Vorteil, H und D so wie man sie beobachtet verwenden zu können. In den beiden anderen Varianten sind Polynomdarstellungen notwendig, ein Nachteil der aufgewogen wird durch das Fehlen stark einschränkender Annahmen über die Quellenfeldstruktur. Die vorliegenden Zeitreihen sind nach der lokalen und regionalen Variante ausgewertet worden. Für die globale Variante werden Ergebnisse einer früheren Untersuchung übernommen. Das Grundprinzip der drei Verfahren lässt sich wie folgt beschreiben:

Die lokale Variante verlangt, dass man das global induzierende Quellenfeld genügend genau mit einem einzigen Term einer Kugelfunktionsentwicklung wiedergeben kann, was eine feste H:D Beziehung zur Folge hätte. Für die Harmonischen des Tagesganges ist dieses der jeweilige Hauptterm vom Grade $n = m + 1$ für die m-te Harmonische. Doch es bestehen zwischen H und D keine festen Phasenbeziehungen. Damit hat man die Wahl Z mit H oder Z mit D zu korrelieren. Abb. 8 zeigt, dass die erste Harmonische in D im Unterschied zur ersten Harmonischen in H kaum mit der Breite variiert, ob man weitere Terme hinzunimmt oder nicht.

Die Korrelation von Z mit D ist also vorzuziehen. Der univariate Ansatz zur Bestimmung von C für die m-te Harmonische lautet

$$Z_m = n(n+1) \frac{P_n^m e^{im\lambda}}{-\partial(P_n^m e^{im\lambda}) / \partial \lambda} C_m / R \cdot D_m^* = \frac{(m+1)(m+2)}{-im} C_{m+1} / R \cdot D_m^* \quad (7)$$

mit $D_m^* = \sin \theta \cdot D_m$ und R als Erdradius. Solange die komplexe C-Response zum Grade n im Betrag klein ist gegenüber $R / \sqrt{n \cdot (n+1)}$ kann man sie mit dem C-Wert für ein quasi-homogenes Feld in ebenen Koordinaten gleichsetzen, eine im S-Linienspektrum erfüllte Voraussetzung.

Die Grundgleichung (7) des Z:D Verfahrens lässt sich kaum mit Verbesserungen versehen. Korrekturen für die ignorierten Terme des globalen Sq-Potentials haben sich nicht bewährt. Für D werden sie nicht benötigt und in Z führen sie auf Breitenabhängigkeiten, die den Beobachtungen widersprechen (s. Abb. 8). Eine gewisse und auch genutzte Verbesserungsmöglichkeit besteht darin, für D Mittelwerte aus allen Stationen einzusetzen, deren Harmonische mittels der Harmonischen von H nach Gl (4) auf die Poldistanz des Messortes von Z übertragen worden sind.

Im tieffrequenten Kontinuum ist mit mässigem Erfolg das Z:H Verfahren angewendet worden. Indem man von dem induzierenden Feld eines äquatorialen Ringstroms mit $P_n(\cos \theta)$ und $n = 1$ in geomagnetischen Koordinaten ausgeht (s. Abb. 9), erhält man für C_n die Bestimmungsgleichung

$$Z = n(n+1) \frac{P_n}{dP_n / d\theta} C_n / R \cdot H = -2 \operatorname{ctg} \theta C_1 / R \cdot H. \quad (8)$$

Sie führt zwar in den beiden ersten Frequenzbändern zu sinnvollen Schätzwerten von C_1 . Die Bestimmungen sind aber ungenau und werden nicht weiter behandelt.

In der regionalen Varianten werden H und D nach ihren Beobachtungen an mehreren Orten einer Region durch ein Polynom in Ortskoordinaten angenähert, hier in den Ortskoordinaten der geographischen Breite $\phi = \pi/2 - \theta$ und Länge λ . Die Differentiation des Polynoms nach ϕ und λ liefert geglättete Ableitungen der Horizontalkomponenten am Messort von Z zum Einsetzen in

$$Z = \frac{C}{R \sin \theta} \cdot \left\{ \frac{\partial(\sin \theta H)}{\partial \phi} + \frac{\partial D}{\partial \lambda} \right\} \quad (9)$$

als Grundgleichung des Gradientenverfahrens in sphärischen Koordinaten. Man erhält sie durch Differentiation der sphärischen Impedanzgleichungen

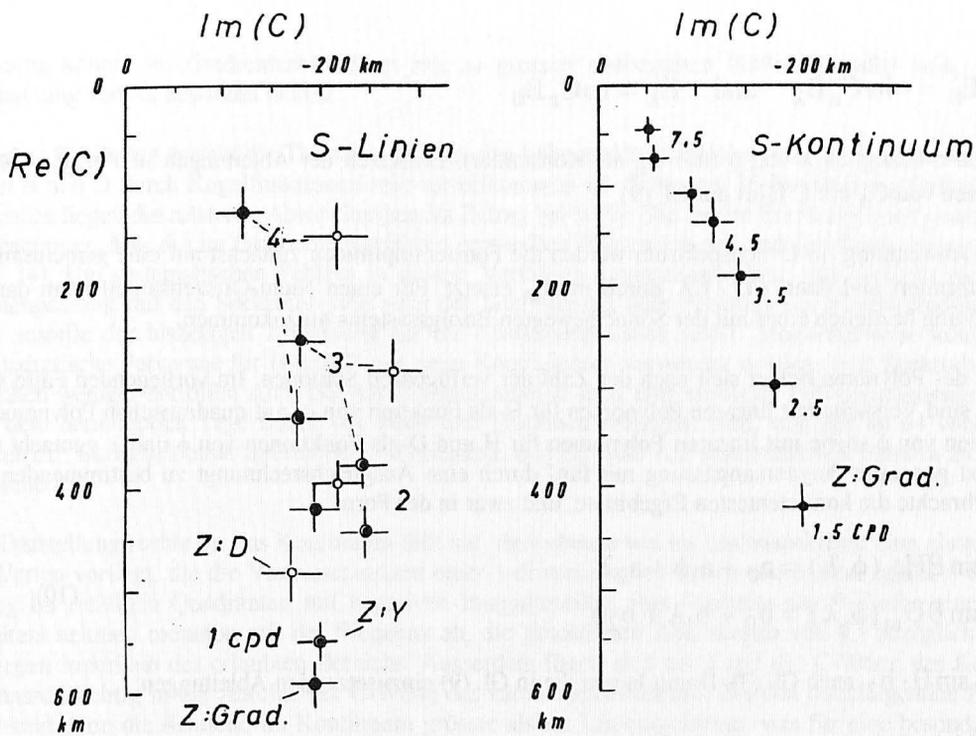


Abb. 11: Magnetische C-Werte für Fürstenfeldbruck, dargestellt in der komplexen Ebene für das S-Linienspektrum links und das S-Kontinuums rechts.

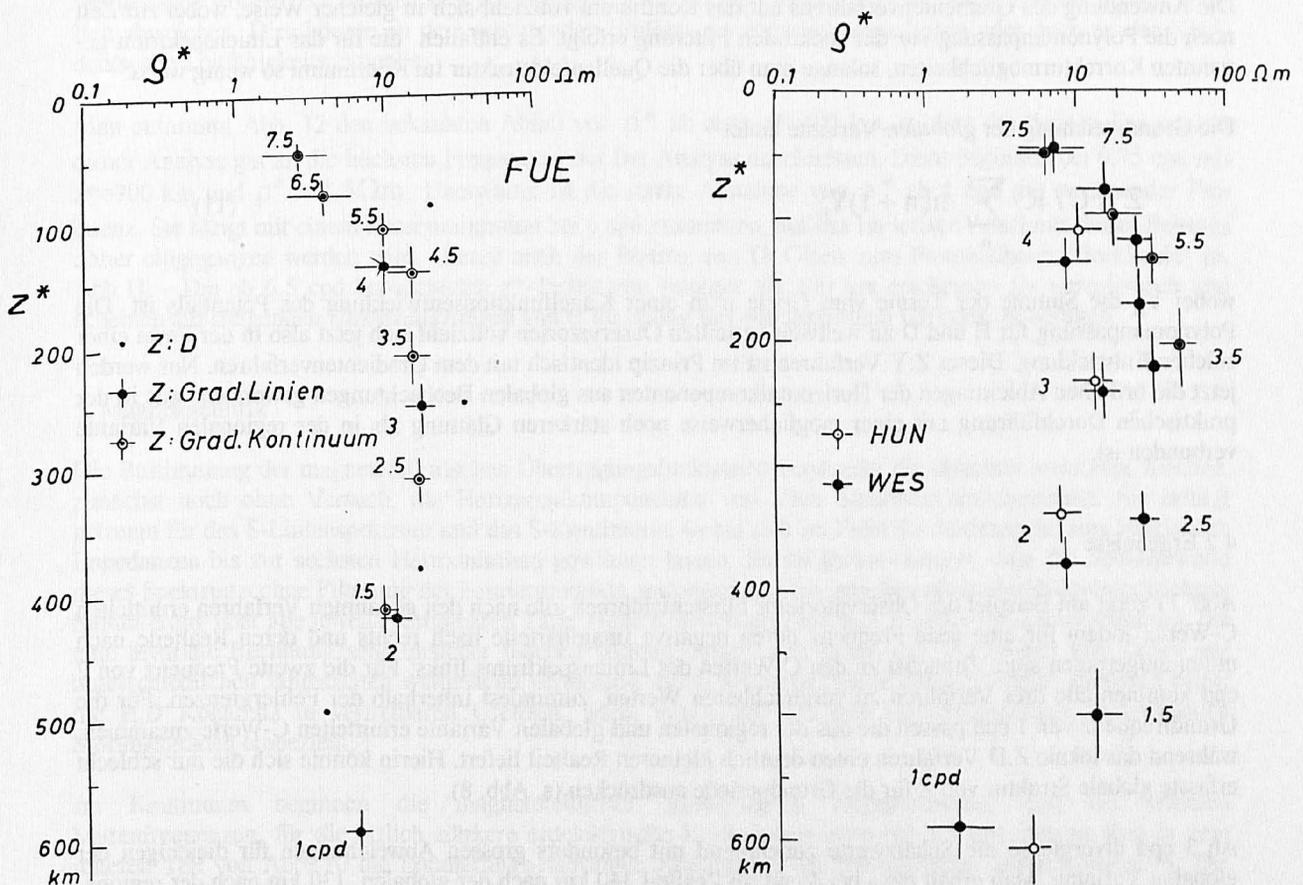


Abb. 12: ρ^* - z^* Tiefenprofile des spez. Widerstandes nach erdmagnetischen Sondierungen im S-Linienspektrum und S-Kontinuum, links für Fürstenfeldbruck und rechts für die Feldstationen im Hunsrück und Westerwald.

$$E_\theta = -i\omega C_n B_\lambda \quad \text{und} \quad E_\lambda = i\omega C_n B_\theta$$

zum Grade n bezüglich λ und ϕ (mit C_n als Konstanter). Einsetzen der Ableitungen in $\text{rot}_r \underline{E} = i\omega Z$ und Gleichsetzen von C_n mit C führt auf Gl. (9).

Bei einer Anwendung im Linienspektrum werden die Fourieramplituden zunächst auf eine gemeinsame Ortszeit transformiert und dann $\partial D / \partial \lambda$ durch $\text{im} D_m$ ersetzt. Für einen Nicht-Ortszeitsanteil kann dann noch eine Ableitung bezüglich eines mit der Sonne bewegten Bezugssystems hinzukommen.

Der Grad des Polynoms richtet sich nach der Zahl der verfügbaren Stationen. Im vorliegenden Falle von fünf Stationen sind Versuche mit linearen Polynomen für H als Funktion von ϕ , mit quadratischen Polynomen für H als Funktion von ϕ sowie mit linearen Polynomen für H und D als Funktionen von ϕ und λ gemacht worden. Die zuletzt genannte Polynomanpassung mit fünf durch eine Ausgleichsrechnung zu bestimmenden Koeffizienten erbrachte die konsistentesten Ergebnisse, und zwar in der Form

$$\begin{aligned} \sin \theta H_m(\phi, \lambda) &= a_0 + a_1 \phi + a_2 \lambda \\ \sin \theta D_m(\phi, \lambda) &= b_0 + b_1 \lambda + b_2 \phi \end{aligned} \quad (10)$$

mit $a_2 = \sin \theta \cdot b_2$ nach Gl. (3). Damit lauten die in Gl. (9) einzusetzenden Ableitungen:

$$\frac{\partial(\sin \theta H_m)}{\partial \phi} = a_1, \quad \frac{\partial D_m}{\partial \lambda} = \text{im} D_m + b_1 / \sin \theta.$$

Es bestehen zwei Verbesserungsmöglichkeiten. Zum einen kann in der Grundgleichung eine Korrektur für dritte Ableitungen angebracht werden und zum anderen kann D_m wieder durch einen Mittelwert aus allen Stationen ersetzt werden.

Die Anwendung des Gradientenverfahrens auf das Kontinuum vollzieht sich in gleicher Weise, wobei zur Zeit noch die Polynomanpassung vor der spektralen Filterung erfolgt. Es entfallen die für das Linienspektrum genannten Korrekturmöglichkeiten, solange man über die Quellenfeldstruktur im Kontinuum so wenig weiss.

Die Grundgleichung der globalen Variante lautet

$$Z = C / R \cdot \sum_n n(n+1) Y_n \quad (11)$$

wobei Y_n die Summe der Terme vom Grade n in einer Kugelfunktionsentwicklung des Potentials ist. Die Polynomanpassung für H und D an weltweit verteilten Observatorien vollzieht sich jetzt also in der Form einer solchen Entwicklung. Dieses Z:Y Verfahren ist im Prinzip identisch mit dem Gradientenverfahren. Nur werden jetzt die örtlichen Ableitungen der Horizontalkomponenten aus globalen Beobachtungen gewonnen, was in der praktischen Durchführung mit einer möglicherweise noch stärkeren Glättung als in der regionalen Variante verbunden ist.

4.2 Ergebnisse

Abb. 11 zeigt am Beispiel des Observatoriums Fürstentfeldbruck alle nach den genannten Verfahren ermittelten C-Werte, indem für eine feste Frequenz deren negative Imaginärteile nach rechts und deren Realteile nach unten aufgetragen sind. Zunächst zu den C-Werten des Linienspektrums links: Für die zweite Frequenz von 2 cpd kommen alle drei Verfahren zu vergleichbaren Werten, zumindest innerhalb der Fehlergrenzen. Für die Grundfrequenz von 1 cpd passen die aus der regionalen und globalen Variante ermittelten C-Werte zusammen, während das lokale Z:D Verfahren einen deutlich kleineren Realteil liefert. Hierin könnte sich die nur schlecht erfasste globale Struktur von Z für die Grundperiode ausdrücken (s. Abb. 8).

Ab 3 cpd divergieren die Schätzwerte zunehmend mit besonders grossen Abweichungen für diejenigen der globalen Variante. Man erhält etwa bei 4 cpd im Realteil 340 km nach der globalen, 130 km nach der regionalen und 150 km nach der lokalen Variante. Zwei mögliche Erklärungen seien genannt: Das Z:Y Verfahren könnte zu stark geglättete räumliche Ableitungen verwenden, wodurch C überschätzt wird, oder aber deren

Bestimmung könnte im Gradientenverfahren mit zu grossen statistischen Fehlern behaftet sein, was eine Unterschätzung von $|C|$ bewirken würde.

Für die erste Erklärung spricht die Tatsache, dass bei den höheren Harmonischen die Wiedergabe des globalen Feldes in H und D durch Kugelfunktionen sehr unvollkommen ist. Selbst bei 36 Entwicklungstermen für jede Harmonische liegen die relativen Abweichungen im Betrag bei 50 %. Die zweite Erklärung wird gestützt durch die Beobachtung, dass die im Gradientenverfahren ermittelten Phasen gut zu anderen Bestimmungen passen (s. Abb. 14). Um systematischen Fehlern in diesem Verfahren entgegenzuwirken, soll versucht werden, die Polynompassung mit den Spektralwerten *nach* der Summierung oder Filterung der Fourierprodukte vorzunehmen anstelle der bisherigen Anpassung für die Fourieramplituden selbst. Möglicherweise können dann sogar quadratische Polynome für H und D mit neun Koeffizienten verwendet werden, weil Spektralwerte von Datenlücken weniger betroffen sind. Bei der Einzeltaganalyse setzt eine sinnvolle Polynompassung voraus, dass an dem betreffenden Tage Daten von allen fünf Stationen verfügbar sind, was nur an 64 von den 182 Tagen zutrifft. Bezüglich einer alternativen Möglichkeit, den Einfluss von systematischen Fehlern zu kompensieren, siehe [6].

Bei der Darstellung rechts für das Kontinuum fällt auf, dass ebenso wie im Linienspektrum eine glatte Abfolge von C-Werten vorliegt, die die Voraussetzungen einer 1-dimensionalen Interpretierbarkeit erfüllen: Sie liegen durchweg im richtigen Quadranten mit negativen Imaginärteilen, ihre Realteile als z^* -Tiefen eines idealen Ersatzleiters nehmen monoton mit der Frequenz ab, die geschätzten Ableitungen von $|C|$ bezüglich der Frequenz liegen innerhalb des erlaubten Bereichs. Ausserdem fügen sich bis 3 cpd die C-Werte des Kontinuum einigermaßen richtig in die Abfolge der C-Werte des Linienspektrums ein. Bei den nachfolgenden Frequenzbändern sind dann die Realteile im Kontinuum grösser als im Linienspektrum, was für eine besonders starke Unterschätzung im Linienspektrum zu sprechen scheint. Die Diskrepanz zu den Ergebnissen der globalen Variante bei 3 und 4 cpd bleibt jedoch bestehen, allerdings in einer abgemildeteren Form.

Um zu verdeutlichen, was die beschriebenen Sondierungsergebnisse über die Leitfähigkeit im Erdmantel aussagen, sind sie in Abb. 12 links noch einmal in einem $\rho^* - z^*$ Tiefendiagramm für Bestimmungen nach dem Gradientenverfahren dargestellt. Rechts in der gleichen Darstellungsweise die Ergebnisse der Feldstationen im Hunsrück und Westerwald. Diejenigen für die Feldstation im Solling sind aus darstellungstechnischen Gründen weggelassen worden. Sie würden sich gut einfügen, während die C-Werte für das Observatorium Wingst deutlich abweichen. Dies könnte an dem wachsenden Einfluss der Polarlichtzone liegen oder auch an der Norddeutschen Leitfähigkeitsanomalie.

Man entnimmt Abb. 12 den bekannten Abfall von ρ^* ab etwa $z^*=400$ km, so dass die tiefsten Frequenzen dieser Analyse gut an die höchsten Frequenzen der Dst-Analyse anschliessen. Diese beginnen bei 0.75 cpd mit $z^*=700$ km und $\rho^* = 2.5 \Omega m$. Unerwartet ist die starke Abnahme von ρ^* ab 4 cpd mit wachsender Frequenz. Sie hängt mit einem Phasenminimum bei 6 cpd zusammen, auf das im letzten Abschnitt dieses Beitrags näher eingegangen werden wird. Hierzu auch der Beitrag von Dr. Olsen zum Protokollband "Borkheide" [6, Abb.1]. - Die ab 6.5 cpd beobachteten z^* -Tiefen von weniger als 100 km erscheinen als unrealistisch und scheinen auf steigenden Unterschätzungen von C im Betrag aus den genannten Gründen zu beruhen.

5. Magnetotellurik

Die Bestimmung der magnetotellurischen Übertragungsfunktionen verwendet die üblichen bivariaten Ansätze, zunächst noch ohne Versuch, die Horizontalkomponenten von allen Stationen einzubeziehen. Sie erfolgt getrennt für das S-Linienspektrum und das S-Kontinuum, wobei sich im Falle des Linienspektrums konsistente Impedanzen bis zur sechsten Harmonischen gewinnen lassen. Es sei daran erinnert, dass die Spektralwerte dieses Spektrums ohne Filterung der Fourierprodukte gewonnen werden, sondern allein durch deren bewichtete Summierung über alle jeweils verfügbaren Tage. Hohe Kohärenzen zwischen H und D im Linienspektrum, die eine bivariate Rechnung sehr unsicher machen würden, lassen sich durch das Verwenden von Tagen aus unterschiedlichen Jahreszeiten weitgehend vermeiden. Auch bei monatsweise durchgeführten Analysen bleibt die H:D Kohärenz in vertretbaren Grenzen, wenn man Tage mit sehr unterschiedlichen magnetischen Störungsgraden einbezieht.

Im Kontinuum beginnen die magnetotellurisch auswertbaren Frequenzbänder erst bei höheren Mittenfrequenzen, für die örtlich stärkere erdelektrische Komponente etwa bei 2.5 cpd. Hierzu sind in dem unteren Teil von Abb. 10 die Sondierungs-relevanten Kohärenzen der Sollingstation zusammengestellt: Die univariate Kohärenz der erdmagnetischen Z-Komponente mit den regionalen räumlichen Ableitungen der Horizontalkomponente und die bivariate Kohärenz der erdelektrischen Komponenten mit H und D am gleichen Ort. Man erkennt die schon angekündigten ähnlichen Frequenzverläufe wie bei den räumlichen Kohärenzen.

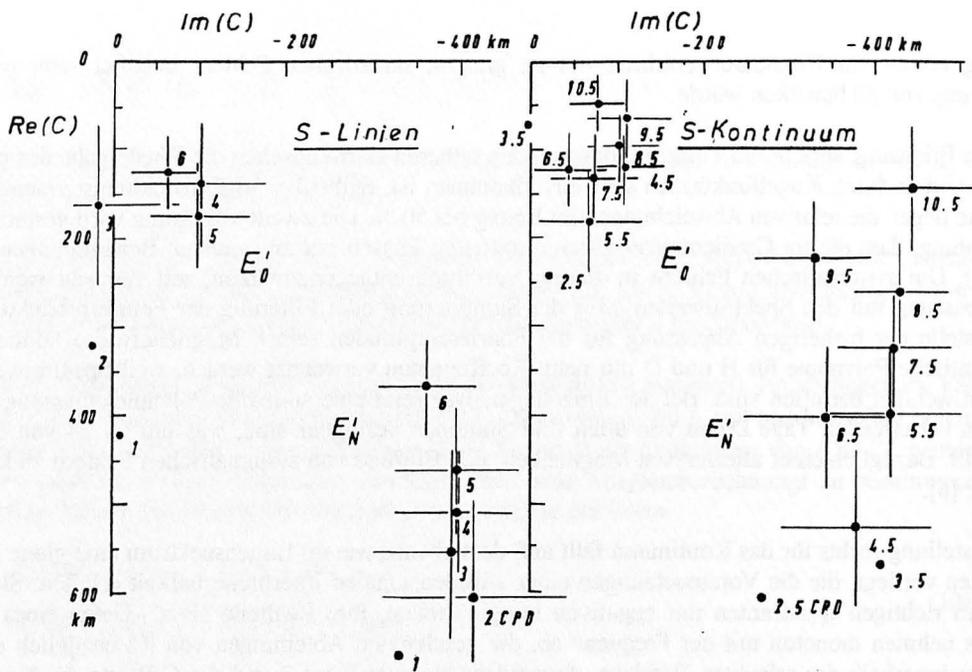


Abb.13: Magnetotellurische C-Werte für die Feldstation im Solling, dargestellt in der komplexen Ebene für das S-Linienspektrum links und das S-Kontinuum rechts.

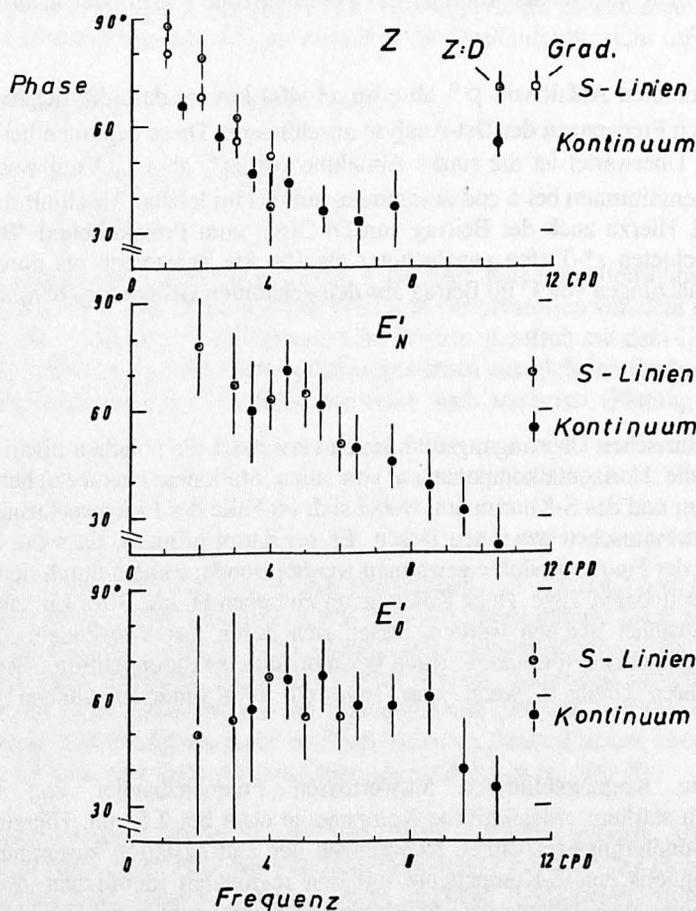


Abb.14: Phasen der Impedanz nach erdmagnetischen und magnetotellurischen Sondierungen an der Feldstation im Westerwald, dargestellt als Funktionen der Frequenz für das S-Linienspektrum und das S-Kontinuum.

Es existiert nur ein schmaler Bereich zwischen 4 cpd und 6 cpd mit gut bestimmten magnetischen und magnetotellurischen C-Werten. Dies ist nachteilig für die im nächsten Abschnitt herzustellende Verbindung beider Sondierungen.

Wiederum am Beispiel der Sollingstation werden in Abb. 13 die aus den Nebendiagonalelementen der Impedanz-Matrix abgeleiteten C-Werte dargestellt. Das gewählte Bezugssystem ist um 25 Grad gegen Nord nach Westen gedreht, einem mittleren Swift-Winkel aus allen Bestimmungen. Für die an diesem Ort stärkere Nordkomponente erhält man für beide Spektren gut zusammenpassende Schätzwerte. Ihre Realteile nehmen wie zu fordern monoton mit der Frequenz ab, wobei der allgemeine Verlauf im Linienspektrum gleichmässiger erscheint als im Kontinuum.

Im Unterschied zu den magnetisch bestimmten C-Werten in Abb. 11 fehlt jedoch die Abnahme des Imaginärteils mit der Frequenz, so dass sich eine Diskrepanz bei den Phasen einstellen wird (s. Abb. 14). Die aus der schwächeren Ostkomponente abgeleiteten C-Werte sind bei vergleichbaren Phasen im Betrag auf etwa ein Drittel reduziert, wobei sich im Linienspektrum ein einigermaßen konsistenter Frequenzgang einstellt, während im Kontinuum ein solcher fehlt oder von den grossen Fehlern verdeckt wird.

6. Schlussbemerkungen

Es ist nicht zu verwundern, dass man -wie in diesem Beitrag - zu unterschiedlichen Ergebnissen kommt, wenn ein und dieselbe Grösse auf verschiedenen Wegen aus den gleichen Daten abgeleitet wird. Doch es wäre zu hoffen gewesen, dass die Abweichungen innerhalb der errechneten statistischen Fehler liegen. Die Tatsache, dass dieses für C-Werte, die nach verschiedenen Varianten der erdmagnetischen Tiefensondierung bestimmt worden sind, nur bei gewissen Frequenzen zutrifft, weist in erster Linie auf systematische Fehler hin, insbesondere auf Unterschätzungen im Betrag. Hinzu kommen methodisch bedingte Schwächen, die erst bei solchen Vergleichen deutlich werden. Die einzelnen Abschnitte enthalten Hinweise, wie man beiden Fehlerquellen entgegenwirken kann.

Anders ist die Tatsache zu beurteilen, dass bei gemeinsamen Frequenzen magnetotellurische und erdmagnetische Sondierungen an derselben Station nicht zusammenpassen. Eine Bestimmungsgrösse, die am wenigsten von systematischen Fehlern und der genannten Diskrepanz betroffen sein sollte, ist die Phase der Impedanz $\arg\{C\} + \pi / 2$. Am Beispiel der Westerwaldstation, wo diese Diskrepanz vergleichsweise gering ist, enthält Abb. 14 eine Zusammenstellung aller Phasenbestimmungen zwischen 1 cpd und 12 cpd.

Das obere Diagramm zeigt die magnetisch bestimmten Phasen im Linienspektrum und Kontinuum, im Linienspektrum zweifach für das Z:D und Gradientenverfahren. Darunter die magnetotellurisch abgeleiteten Phasen für die beiden erdelektrischen Komponenten, wiederum getrennt für das Linienspektrum und Kontinuum. Sie beziehen sich auf um 27 Grad gegen Nord über Ost gedrehte Koordinaten.

Auf den ersten Blick vermittelt die Abbildung den Eindruck einer gewissen Einheitlichkeit. Von E'_0 abgesehen, beginnen die Phasen bei den tiefsten Frequenzen weit oberhalb von 45 Grad. Sie fallen dann stetig auf Werte unter 45 Grad, bei den magnetisch bestimmten Phasen mit der Tendenz eines Wiederanstiegs. Der beschriebene Phasenabfall ist unmittelbarer Ausdruck für einen Übergang von hohen zu niedrigen Mantelwiderständen im Anschluss an die z^* Tiefen bei 1 cpd von 600 km.

Das angedeutete Phasenminimum bei 6.5 cpd ist als Hinweis auf die Existenz einer gutleitende Zwischenschicht in der zugehörigen z^* -Tiefe von 150 km zu deuten. Die magnetotellurisch bestimmten Phasen lassen jedoch kein solches Minimum erkennen, was aber auch an ihrer zu ungenauen Bestimmung liegen könnte. Ausserdem beginnen die Phasenverläufe der Ostkomponente mit deutlich kleineren Phasen nur wenig über 45 Grad. Hierzu noch einmal Abb. 1 in [6].

Um eine zumindest formale Beziehung zwischen magnetischen und magnetotellurischen Sondierungsergebnisse herzustellen, werden für jede Station und Frequenz nunmehr Übergangs-Matrizen A mit komplexwertigen Elementen A_{ij} eingeführt ($i, j = 1, 2$). Sie sollen die 1-dimensional interpretierten C-Werte der erdmagnetischen Tiefensondierung auf die in der Regel mehr-dimensional zu interpretierenden Impedanz-Matrizen Z der Magnetotellurik beziehen. Ist dann

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

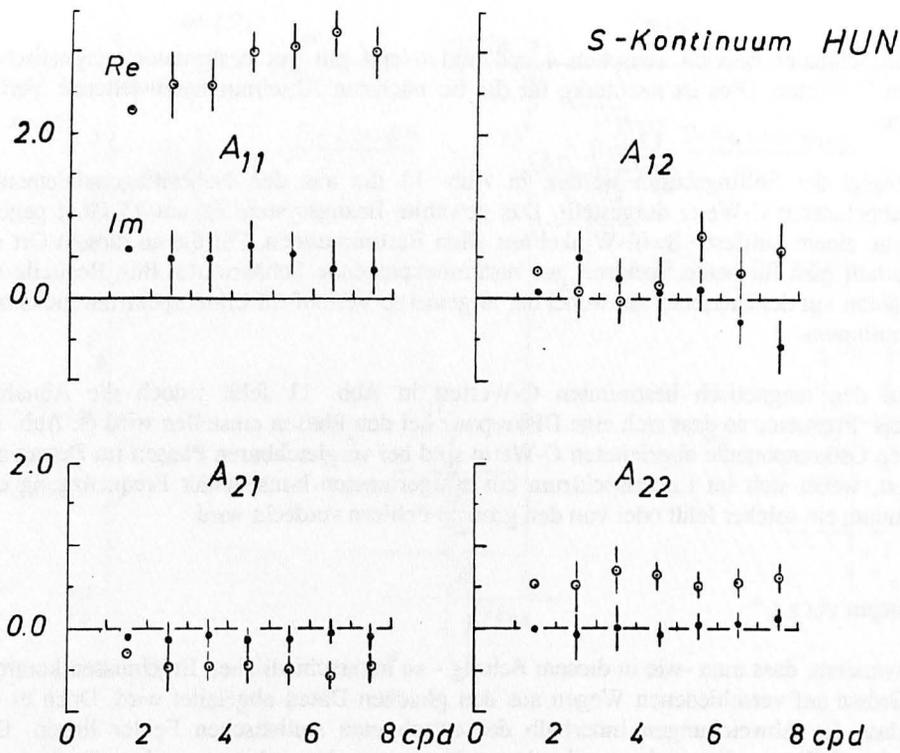


Abb.15: Elemente der Übergangsmatrix A zur Verbindung erdmagnetischer und magnetotellurischer Sondierungen im S-Kontinuum, dargestellt als Funktionen der Frequenz für die Feldstation im Solling.

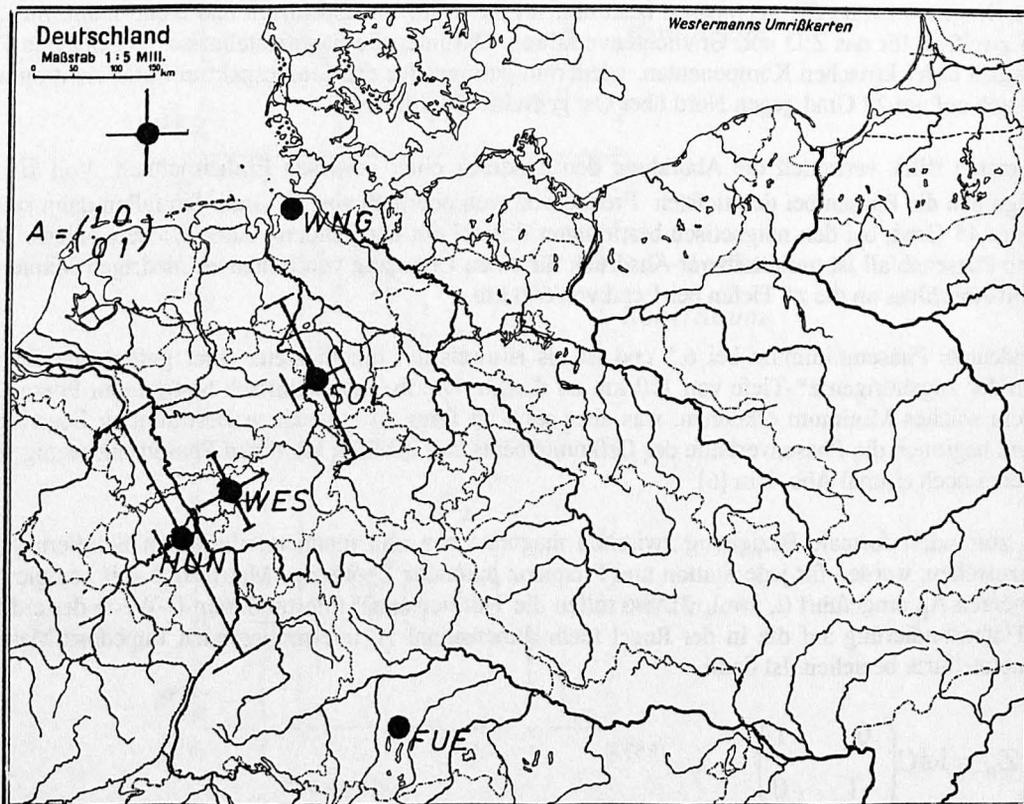


Abb.16: Lage der Feldstationen und Observatorien. Für die Feldstationen sind ausserdem die Elemente der Übergangsmatrix zwischen erdmagnetischen und magnetotellurischen Sondierungen bei 5.5 cpd gezeigt, in der Siemonschen Darstellung. Bezugskordinaten entsprechen dem Swift-Winkel im Mittel über alle Frequenzen.

die zu den C-Werten gehörige Impedanz-Matrix eines 1-dimensionalen Erdmodells, so folgen aus $Z = A \cdot Z_n$ die Bestimmungsgleichungen

$$A_{i1} = Z_{i2} / i\omega C \quad \text{und} \quad A_{i2} = -Z_{i1} / i\omega C \quad (12)$$

zur Berechnung der Elemente von A aus den Elementen von Z. Dabei bezeichnet Z_{ij} die Impedanz der i-ten elektrischen zur j-ten magnetischen Horizontalkomponente.

Um eine möglichst nur auf der Diagonalen besetzte Übertragungsmatrix zu erhalten, wird Z zuvor auf Koordinaten transformiert, die im Sinne des Swift-Kriteriums den Betrag von $Z_{11} + Z_{22}$ minimieren. Als Fehlergrenzen werden diejenigen der Impedanz-Elemente übernommen, da für C nicht die empirischen Schätzwerte eingesetzt werden. Um nämlich sicher zu sein, dass sich die verwendeten C-Werte 1-dimensional interpretieren lassen, müssen die Schätzwerte entweder vorher entsprechend konditioniert werden oder man besorgt sich theoretische Werte für ein aus den magnetischen C-Werten entwickeltes Modell, was im Folgenden geschieht.

Zunächst werden zu diesem Zwecke die im Gradientenverfahren gebildeten Spektren aller Stationen mit Ausnahme von Wingst aufsummiert und aus den Summen ein regionales mittleres C bestimmt. Da es bei höheren Frequenzen vermutlich immer noch im Betrag unterschätzt wird, soll die Modellanpassung mittels des Ψ -Algorithmus allein mit den sieben Kontinuums-Phasen von 1.5 cpd bis 7.5 cpd erfolgen. Über die dann freie Skalierung der Tiefen- und Widerstandsmaßstäbe wird in der Weise verfügt, dass durch den gewählten Bezugswiderstand ρ_0 im Ψ -Algorithmus die ρ_a -Werte bei den tiefen Frequenzen richtig getroffen werden, bei konstantem Verhältnis $d_0 / \sqrt{\rho_0}$ für einen Schichtparameter d_0 .

Als Lösung mit der bestmöglichen Anpassung ergibt sich ein 3-Schichtmodell. Die spez. Schichtwiderstände (in Ωm) sind von oben nach unten gezählt

$$\rho_1 = 37.0 \pm 5.4, \quad \rho_2 = 17.6 \pm 5.7, \quad \rho_3 = 2.7 \pm 1.1$$

mit $\rho_0 = 12 \Omega m$. Die Schichtmächtigkeiten (in km) errechnen sich aus $d_m = d_0 \sqrt{\rho_m / \rho_0}$ zu

$$d_1 = 318 \pm 23, \quad d_2 = 219 \pm 35 \quad (d_3 = \infty)$$

mit $d_0 = 181$ km. Der resultierende mittlere Anpassungsfehler der Phasen beträgt 2.39 Grad im Vergleich zu dem harmonischen Mittel der empirischen Phasenfehler von 3.75 Grad. Die Rechnungen sind mit Phasen durchgeführt worden, die mit den Kehrwerten ihrer Fehler bewichtet worden sind.

Wie am Beispiel der Sollingstation in Abb. 15 zu sehen ist, zeigen die Übergangs-Matrizen folgende Eigenschaften: Die Nebendiagonalen sind mit im Betrag kleinen Elementen besetzt, wenn man sie mit dem mit Betrag grössten Diagonalelement vergleicht. Dies war bei der Wahl der Bezugskordinaten und der nicht extremen Schiefe von Z auch zu erwarten. Doch anders als es für eine frequenzunabhängige Gleichstromverzerrung des erdelektrischen Feldes charakteristisch wäre, besitzen die Diagonalelemente teilweise signifikante Imaginärteile und dann auch einen leichten Frequenzgang.

Die Karte in Abb. 16 zeigt die Übergangs-Matrizen für 5.5 cpd an den drei Feldstationen in der Siemonschen Darstellungsweise. Die nach dem Bezugssystem ausgerichteten gekreuzten Längsbalken sind die Beträge der Diagonalelemente in der oben links angegebenen Skalierung, die Querbalken diejenigen der Nebendiagonalelemente in der gleichen Skalierung. Man erkennt, dass die Übergangs-Matrix der Westerwaldstation einer Einheitsmatrix sehr nahe kommt. Erdmagnetische Tiefensondierung und Magnetotellurik führen also bei den untersuchten langen Perioden zu vergleichbaren Ergebnissen, was den in [1] vollzogenen Anschluss an kurze Perioden erleichtert hat.

Im Hunsrück und Solling hat sich dagegen die hier angetroffene Impedanz-Anisotropie voll auf die Übergangs-Matrix übertragen, da ja von einer isotropen Normal-Impedanz Z_n ausgegangen worden ist. Unter den gegebenen Umständen lässt es sich nicht abschätzen, welcher Anteil der Anisotropie von A auf örtlichen Gleichstromverzerrungen beruht. Es scheint so, als ob sie in jedem Falle von der Streichrichtung der Sättel und Mulden im variszischen Grundgebirge bestimmt wird, wobei diese Richtung zugleich die Richtung erhöhter Leitfähigkeit ist. Das Fehlen einer Anisotropie im Westerwald könnte mit dem tertiären Vulkanismus in diesem Gebiet zusammenhängen.

Weitere Einzelheiten zu diesen Untersuchungen können in einem DFG Bericht zum Vorhaben Schm101/12-1 "Vergleichende Langzeitregistrierungen erdmagnetischer und erdelektrischer Variationen" nachgelesen werden.

Zitierte Schriften:

- [1] Bahr, K., 1985. Magnetotellurische Messung des elektrischen Widerstandes der Erdkruste in Gebieten mit lokalen und regionalen Leitfähigkeitsanomalien. Dissertation Univ. Göttingen, 121 pp.
- [2] Bahr, K., 1988. Interpretation of the magnetotelluric impedance tensor: regional induction and local telluric distortion. *J.Geophys.* **62**, 119-127.
- [3] Olsen, N., 1991. Untersuchungen von tagesperiodischen Variationen des Erdmagnetfeldes mit neueren statistischen Methoden. Dissertation Univ. Göttingen, 125 pp.
- [4] Bahr, K., H. Podewski und E. Ritter, 1996. Der Erdstrom von Niemegek: Die ganz grosse Magnetotellurik. *Mitteilungen der Deutschen Geophysikalischen Gesellschaft* Nr 3-4/1995 und Nr. 1/1996, S. 11-19.
- [5] Schultz, A., R.D. Kurtz, A.D. Chave and A.G. Jones, 1993. Conductivity discontinuities in the upper mantle beneath a stable craton. *Geophys.Res.Letters* **20**, 2941-2944.
- [6] Olsen, N., 1992. Bestimmung der induktiven Skalenlänge C für 1 cpd-10 cpd aus Stundenmittelwerten. *Kolloquium Erdmagnetische Tiefenforschung Borkheide, Deutsche Geophysikalische Gesellschaft*, 235-241.