

U. SCHMUCKER

Analyse und Interpretation von EM Sondierungsdaten  
- neue Fassung älterer Programme

1 Programme zur Datenanalyse

Sie haben letztlich zum Ziel, Übertragungsfunktionen in linearen Systemen der Form

$$Z(f) = A(f) X(f)$$

oder  $Z(f) = A(f) X(f) + B(f) Y(f)$

aus vorgegebenen Daten abzuleiten und Vertrauensbereiche der Schätzwerte unter gewissen Annahmen festzulegen. Die Programme sind anlässlich der Neubearbeitung der erdmagnetischen Daten 1957-59 aus Norddeutschland geschrieben worden und waren so zunächst für die Analyse von Bay-Störungen gedacht. Später wurden sie erweitert, um nach den gleichen Prinzipien auch Pulsationen auszuwerten und erdelektrische Daten einzubeziehen.

$Z(f)$  ist dann die komplexe Fourier Amplitude zur Frequenz  $f$  der erdmagnetischen Vertikalkomponente oder der anomalen erdmagnetischen Feldkomponenten insgesamt oder der erdelektrischen Horizontalkomponenten.  $X(f)$  und  $Y(f)$  sind stets zu verstehen als Fourier Amplituden der örtlichen oder aber der "normalen" Horizontalkomponenten einer Referenzstation. Näheres ist nachzulesen im Protokollband "Neustadt 78" (Schmucker, 1978).

Seitdem sind einige Programme neu geschrieben worden, andere sind hinzugekommen ohne Grundsätzliches zu verändern. Im einzelnen umfaßt das Auswertungsprogramm BAY jetzt folgende Teilprogramme:

HP1: Ausgewählte Datensegmente werden durch numerische Filter und Dezimierung zur Spektralanalyse vorbereitet. Im Falle von Baystörungen etwa sind dies Segmente von 4 bis 6 Stunden Länge. Trends werden wahlweise mit Polynomen oder Hochpässen beseitigt und durch Folgen von Tiefpässen abschnittsweise "weiße" power-Spektren erzeugt. Die verwandten Filter werden als Trapezfilter im Programm selbst berechnet, die Dezimierung wird so gewählt, daß die Abschneideperiode des Tiefpasses ungefähr das Dreifache der Taktrate  $\Delta t$  nach der Dezimierung beträgt.

Bei Baystörungen etwa würden weiße Spektren getrennt in den Abschnitten 0.5 bis 2.0 cph ( $\Delta t = 5\text{min}$ ,  $T_0 = 15\text{min}$ ,  $\Delta f = 0.5\text{ cph}$ ), 1 bis 4 cph (3min, 3min, 1 cph) und 2 bis 8 cph (1min, 3min, 2 cph) angestrebt;  $\Delta f$  ist die Bandbreite, wenn "band-average" Schätzwerte der Spektren gebildet werden. In diesem Fall werden also aus einer Baystörung drei getrennte Zeitreihen zur Analyse mit HP2 erzeugt.

Um die Wirkweise der Filter zu überprüfen, werden gleichzeitig sehr grobe Schätzwerte der quadratischen Spektren berechnet, und zwar durch eine harmonische Analyse der Kovarianzfunktionen mit 8, 12 oder 24 "lags". Den Kreuzspektren mit  $Z(f)$  kann man zugleich ansehen, welche unterschiedlichen univariaten Kohärenzen zu erwarten sind und welche Segmente in welchem Frequenzband besonders gute oder auch schlechte Ergebnisse erwarten lassen. Doch für die Datenauswahl aufgrund berechneter Residuen ist ein neues Programm HP6 geschrieben worden, um ungeeignete Daten oder Frequenzen sukzessive zu erkennen und zu eliminieren.

HP2: Die durch HP1 vorbereiteten Zeitreihen werden harmonisch analysiert, aus den Produkten der komplexen Fourier Amplituden werden mit Parzenfiltern für eine Folge von Zielfrequenzen geglättete Spektralwerte berechnet, über ein "assemble" von Einzeleffekten gemittelt und aus diesen die gesuchten Übertragungsfunktionen im Sinne einer Ausgleichsrechnung abgeleitet. Die Fehlerrechnung beschränkt sich auf die Angabe von Vertrauensbereichen der Absolutwerte  $|A|$  und  $|B|$ , indem die Fehlerellipse in ein Rechteck mit den Seitenlängen  $2 \Delta A$  und  $2 \Delta B$  eingeschlossen wird. Auf diesem Wege lassen sich Annahmen über gemischte Fehlerprodukte umgehen.

In einer neuen Version werden statt dieser "band-average" Schätzwerte von  $A(f)$  und  $B(f)$  nach dem Vorbild von Larsen (1980) Koeffizienten von Polynomen  $in/f$  berechnet, die die gesuchten Übertragungsfunktionen in dem gewählten Bereich als kontinuierliche Funktionen der Frequenz darstellen. Die Impedanz eines homogenen Halbraums wäre dann durch das erste Glied der Potenzreihe gegeben, doch die Entwicklung ist im allgemeinen Fall rein formal zu betrachten, ohne daß den Entwicklungskoeffizienten eine direkte physikalische Bedeutung zukäme. Die Verwendung

von orthogonalen Polynomen erlaubt die Angabe von Vertrauensbereichen (Junge 1988). Diese Polynomdarstellung ist der Darstellung durch "band-average" Schätzwerte immer dann vorzuziehen, wenn Übertragungsfunktionen interpoliert werden müssen (s. Programme HP3 und HP6).

Weitere Versionen betreffen die Berechnung von Übertragungsfunktionen, wenn  $X(f)$  und  $Y(f)$  Mittelwerte aus einem Stationsnetz sind oder wenn sie ohne Verwendung von power-Spektren nach dem "remote reference" Verfahren berechnet werden sollen. Da im letztgenannten Fall keine Fehlerabschätzung möglich ist, werden jetzt nach dem Vorbild von H. Jödicke mit den Übertragungsfunktionen der Horizontalkomponenten synthetische örtliche  $X$ ,  $Y$  Amplituden erzeugt und mit diesen die zur Fehlerrechnung benötigten Spektralwerte ersatzweise berechnet.

HP3: Sind gleichzeitige Beobachtungen an mehreren Stationen vorhanden - wie es bei der Tiefensondierung üblich ist -, so werden mit diesem Programm mittlere Fourier Amplituden  $\bar{X}$ ,  $\bar{Y}$  aus allen verfügbaren Daten berechnet und mit ihnen die Analyse HP2 wiederholt. Das Programm wurde für eine Neubearbeitung der Kaliforniendaten 1960-62 mit sechs gleichzeitig registrierenden Variographen entwickelt. Sie erbrachte eine Halbierung der Fehler - wie nach dem Fehlerfortsetzungsgesetz zu erwarten. Eine Wirkung auf etwaige systematische Fehler (bias) wurde nicht beobachtet. Es ist aber zu erwarten, daß durch die Mittelwertbildung nicht-kohärente Rauschanteile in den Eingabefunktionen  $X(f)$  und  $Y(f)$  eliminiert oder doch wesentlich reduziert werden.

Die Vorgehensweise ist iterativ: In einer ersten Analyse werden mit HP2 Übertragungsfunktionen  $h_H$ , ... der Horizontal-komponenten der Feldstation "j" bezüglich denjenigen einer Normalstation "n" bestimmt:

$$\begin{aligned} B_{xj} - B_{xn} &= h_H B_{xn} + h_D B_{yn} \\ B_{yj} - B_{yn} &= d_H B_{xn} + d_D B_{yn}. \end{aligned}$$

Sollen örtliche Übertragungsfunktionen bestimmt werden, ist nach und nach jede Station zur Normalstation zu erklären.

Das Programm HP3 berechnet dann durch Umkehr synthetische Fourier Amplituden der Normalstation aus denjenigen der Feld-

stationen:

$$B_{xn}^j = \{(1 + d_D)B_{xj} - h_D B_{yj}\}/R$$

$$B_{yn}^j = \{-d_H B_{xj} + (1 + h_H)B_{yj}\}/R$$

$$\text{mit } R = (1 + h_H)(1 + d_D) - d_H h_D.$$

Ihre Mittelwerte

$$\bar{B}_{xn} = \sum_j w_j B_{xn}^j, \quad \bar{B}_{yn} = \sum_j w_j B_{yn}^j$$

werden als X und Y wieder in HP2 eingegeben und die Analyse wiederholt. Die Gewichte  $w_j$  sollen z.B. in der Form multipler Kohärenzen die Genauigkeit der Bestimmung der sythetischen Amplituden berücksichtigen.

Es hat sich als zweckmäßig erwiesen, die Mittelwertbildung im Frequenzbereich und nicht im Zeitbereich vorzunehmen. Dies bedeutet aber, daß die  $h_H, \dots$  in geringeren Frequenzabständen benötigt werden als es die "band-average" Schätzung liefern kann. Daher gewinnt man die benötigten Übertragungsfunktionen am besten aus einer Polynomdarstellung.

HP4: Die aus HP2 übernommenen geglätteten Spektralwerte werden auf gedrehte Koordinaten übertragen und die zugehörigen Übertragungsfunktionen bestimmt. Da die Drehung mit den Spektren und nicht mit den Übertragungsfunktionen vorgenommen wird, können Fehler angegeben werden. Dies verlangt allerdings, daß auch die Kospektren von  $E_x$  mit  $E_y$  und von  $B_{ax}$  mit  $B_{ay}$  mit übertragen werden.

Wahlweise können auch optimale Drehwinkel für eine 2D-Struktur berechnet werden. Im wesentlichen werden hierzu folgende Extremalkriterien verwandt:

das SWIFT Kriterium

$$|z_{11} - z_{22}|^2 = \text{Min! für die Impedanz}$$

und die FLUCHE Kriterien

$$|d_H + h_D|^2 = \text{Min!}, \quad |d_D/h_H|^2 = \text{Extr.!}$$

für das anomale magnetische Horizontalfeld (Fluche, 1983).

HP5: Das Programm vollzieht eine weitere Rotationsanalyse der MT Übertragungsfunktionen. Hierzu werden zunächst aus den Drehinvarianten des Impedanztensors

$$D_2 = z_{12} - z_{21}$$

$$||\underline{z}||^2 = |z_{11}|^2 + |z_{12}|^2 + |z_{21}|^2 + |z_{22}|^2$$

$$\det \underline{z} = z_{11}z_{22} - z_{12}z_{21}$$

die reellen, positiven Eigenwerte

$$\lambda_{1,2} = \frac{1}{2} ||\underline{z}||^2 \pm \left( \frac{1}{4} ||\underline{z}||^4 - |\det \underline{z}|^2 \right)^{1/2}$$

von  $\underline{z}^T \underline{z}$  nach Yee und Paulson (1987)

und die komplexen Eigenwerte

$$\gamma_{1,2} = \frac{1}{2} D_2 \pm \left( \frac{1}{4} D_2^2 - (\det z)^2 \right)^{1/2}$$

von  $z - \gamma \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}$  nach Eggers (1982) bestimmt, zusammen mit den zugehörigen Eigenvektoren der jeweiligen Zerlegung. Am Beispiel der Impedanzen für 1 cpm an neun Schwarzwaldstationen soll gezeigt werden, wie sich die aus den Eigenwerten abgeleiteten "prinzipiellen" scheinbaren Widerstände  $\rho_a$ , Phasen  $\phi$  und Anisotropien  $A$  den beiden Polarisationsrichtungen im Schwarzwald zuordnen lassen (s. Beitrag Schmucker/Tezkan zu diesem Band, Abb. 11 und 12). Zu beachten ist, daß die tabellierten Werte

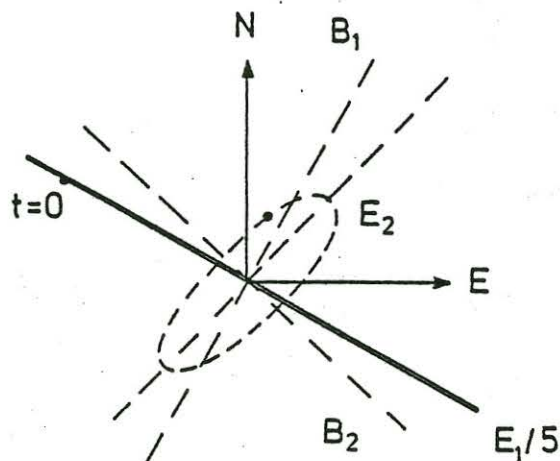
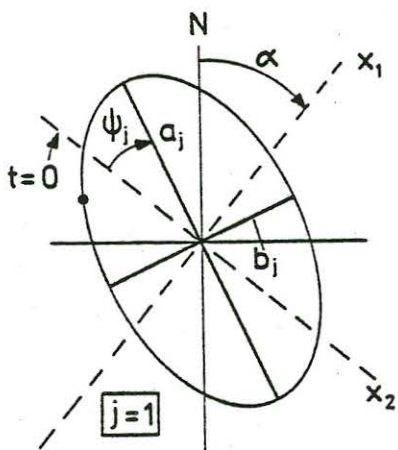
$$\rho_{a\lambda} = \mu_0 / \omega \cdot \lambda^2, \quad \phi_\gamma = \arg(\gamma), \quad A_\lambda = \lambda_1 / \lambda_2$$

drehinvariant sind. Die aus den  $\gamma$ -Eigenwerten abgeleiteten  $\rho_a$ -Werte würden sich von den tabellierten Werten kaum unterscheiden.

Es ist aber daran zu erinnern, daß die Lösung des zweiten Eigenwertproblems an eine Einschränkung gebunden ist (orthogonale Hauptachsen der magnetischen und elektrischen Eigenvektor-Ellipsen), doch ist nur über diese Einschränkung eine Angabe von drehinvarianter Phasen möglich.

Station	$\rho_{a\lambda} (\Omega m)$		$A_\lambda$	$\phi_\gamma$	
	1	2		1	2
BRE	3500	59	7.7	36	60
NEU	9700	71	11.7	37	56
STM	7900	21	19.3	35	65
LAN	1200	15	8.7	39	53
FRE	1900	178	3.2	40	54
ELZ	330	47	7.1	46	58
TRI	9500	57	12.9	37	54
HTZ	4100	230	4.2	38	55
ENZ	13900	34	20.0	40	62

Ausserdem werden tellurische Ellipsen berechnet zur spaltenweisen Darstellung des Impedanztensors. Die Elemente der ersten Spalte  $Z_{11}$  und  $Z_{21}$  werden so zu einer elliptisch polarisierten Schwingung des E-Vektors zusammengefügt, die zu einer linear polarisierten Schwingung des B-Bektors in der  $x_1$ -Richtung gehört.



$$j = 1 : E_1 = Z_{11} B_1, E_2 = Z_{21} B_1$$

$$j = 2 : E_1 = Z_{12} B_2, E_2 = Z_{22} B_2$$

Tellurische Ellipsen. Ellipsenparameter (links) und Ellipsen  $E_1, E_2$  für die ausgezeigten Rotationswinkel  $\alpha_j$  mit  $\psi_j = 0$ . Station BRE, 1 cpm (s.Tabelle)

Entsprechendes gilt für diejenigen der zweiten Spalte. Zu bestimmen sind für jede Spalte  $j = 1, 2$  vier Parameter, die die tellurischen Ellipsen vollständig beschreiben:

1. die quadratische Summe der Halbachsen  $a_j^2 + b_j^2$
2. das Achsenverhältnis  $\text{tg}\theta_j = b_j/a_j \leq 1$
3. der Richtungswinkel der Hauptachsen  $\psi_j$
4. der Zeitpunkt  $t = 0$ , für den die  $B_j$  Schwingung beginnt sowie der Umlaufsinn.

Für den erstgenannten Parameter gilt

$$a_j^2 + b_j^2 = |Z_{1j}|^2 + |Z_{2j}|^2.$$

Für die nächstfolgenden Parameter lauten die Bestimmungsgleichungen mit den Definitionen

$$\operatorname{tg} \beta_j := |z_{1j}| / |z_{2j}|$$

$$\Delta_j := \phi_{1j} - \phi_{2j} \text{ für } \phi_{ij} = \arg(z_{ij}):$$

$$\operatorname{tg} 2\psi_j = \operatorname{tg} 2\beta_j \cos \Delta_j \text{ und } \operatorname{tg} 2\theta_j = \sin 2\beta_j \sin \Delta_j.$$

Sie lassen sich mit trigonometrischen Formeln umschreiben in

$$\operatorname{tg} 2\psi_j = \frac{\operatorname{Re}(z_{1j} z_{2j}^*)}{|z_{1j}|^2 - |z_{2j}|^2},$$

$$\operatorname{tg} 2\theta_j = \frac{\operatorname{Im}(z_{1j} z_{2j}^*)}{|z_{1j}|^2 + |z_{2j}|^2}.$$

Der Zeitpunkt  $t = 0$  wird festgelegt durch die Komponenten  $E_1 = |z_{1j}| \cos \phi_{1j}$  und  $E_2 = |z_{2j}| \sin \phi_{2j}$  des E-Vektors zu Beginn der B-Schwingung in  $x_j$ -Richtung. Damit sind alle acht Parameter aus den vier komplexen Elementen des Impedanztensors abgeleitet.

Da keiner dieser Parameter dreihinvariant ist, ergeben sich für jeden neuen Rotationswinkel  $\alpha$  der Bezugskoordinaten neue Werte. Ausgezeichnete Koordinaten lassen sich dabei durch die Nullstellen vom Real- und Imaginärteil von  $z_{1j} z_{2j}^*$  wie folgt festlegen:

Im 2D Fall gäbe es zwei orthogonale Richtungen, für die die tellurische Schwingung erstens linear polarisiert ist ( $\theta_j = 0$ ) und zweitens senkrecht zur magnetischen Schwingung verläuft ( $\psi_j = 0$ ). Im allgemeinen 3D Fall läßt sich nur eines von beiden erreichen, wobei die zugehörigen Richtungen  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  nicht unbedingt orthogonal zu sein brauchen. Es hat sich als sinnvoll erwiesen, das zweitgenannte Kriterium zu wählen, also durch das Aufsuchen der Nullstellen von  $\operatorname{Re}(z_{1j} z_{2j}^*)$  diejenigen Rotationswinkel  $\alpha_j$  zu finden, für die  $\psi_j = 0$  gilt und für die somit die große Halbachse der tellurischen Ellipse senkrecht auf der magnetischen Polarisierungsrichtung steht.

Am Beispiel der schon benutzten neun Schwarzwaldstationen soll nun gezeigt werden, welche ausgezeichneten Koordinaten sich für 1cpm hier ergeben und welche  $\rho_a$ -Werte und Phasen aus den tellurischen Hauptachsen-Schwingungen senkrecht zu B folgen, gegeben durch  $z_{21}$  für  $\alpha_1$  und  $z_{12}$  für  $\alpha_2$ .

Station	Rot. Winkel $\alpha$		$\rho_a$ ( $\Omega m$ )		Phase $\psi$		Achsenverh. $\text{tg } \beta$	
	1	2	1	2	1	2	1	2
BRE	44	136	3500	59	36	61	0.01	0.34
NEU	31	134	9300	74	37	60	0.02	0.04
STM	33	137	7500	22	35	71	0.01	0.45
LAN	73	153	1100	16	39	58	0.01	0.50
FRE	35	161	1500	216	39	46	0.01	0.18
ELZ	0	168	230	170	49	51	0.02	0.03
TRI	27	127	9200	58	37	60	0.01	0.66
HTZ	37	133	4100	233	38	56	0.01	0.19
ENZ	48	134	13800	35	40	60	0.01	0.46

Ein Vergleich zeigt eine generelle Übereinstimmung mit den aus den Drehinvarianten abgeleiteten Werten. Die Verwertung tellurischer Ellipsen eröffnet aber die zusätzliche Möglichkeit, ausgezeichnete Rotationswinkel anzugeben und damit neue tellurische Vorzugsrichtungen. Die in den letzten Spalten angegebenen Achsenverhältnisse sind ein Maß für die jeweilige Abweichung vom 2D Fall.

HP6: Um den Einfluß stark gestörter Daten auf das Analyseergebnis zu verringern, ist von einigen Benutzern in HP2 ein Kohärenzkriterium eingeführt worden. Für jeden Einzeleffekt wird die Kohärenz berechnet, zumeist eine sehr grobe Schätzung, wenn nur die Freiheitsgrade der Mittlung im Frequenzbereich vorliegen. Effekte, deren so geschätzte Kohärenzen auch nur für ein Frequenzband unterhalb eines Schwellenwertes liegen, werden im Ganzen fortgelassen.

In dem neuen Programm wird wieder iterativ vorgegangen. Mit den Übertragungsfunktionen einer ersten Analyse werden synthetische Z-Amplituden und Zeitreihen gebildet. Ihre Differenzen gegenüber den beobachteten Werten sind die Residuen  $\delta Z$ . Um bei den Übertragungsfunktionen die benötigte hohe Frequenzauflösung zu erreichen, werden Polynomdarstellungen verwendet.

Nach dem Vorbild von J. Larsen werden sodann die Häufigkeitsverteilungen der Residuen untersucht. Residuen im Zeit- und Frequenzbereich, die stark von der bestangepaßten Normalverteilung abweichen, werden durch synthetische Werte ersetzt und die Analyse solange wiederholt bis alle Residuen normalverteilt sind.



HP7: Aus normalverteilten Zufallszahlen werden künstliche Zeitreihen  $X(t)$  und  $Y(t)$  gebildet, die in eine Anzahl von "Einzeleffekten" segmentiert werden. Jedes Segment wird tiefpaß gefiltert, um ihm das Aussehen eines wirklichen Effektes zu geben. Der Wirklichkeit entsprechend werden durch die Filterung alle Werte untereinander verwandt.

Durch Faltungen mit Kernfunktionen

$$g(t) = \begin{cases} 0 & t < 0 \\ -\beta t & t > 0 \\ a \cdot e^{-\beta t} & t > 0 \end{cases}$$

wird sodann eine synthetische Z-Zeitreihe

$$Z(t) = a_1 \int_0^{\infty} e^{-\beta_1 \tau} X(t+\tau) d\tau + a_2 \int_0^{\infty} e^{-\beta_2 \tau} Y(t+\tau) d\tau$$

gebildet und analysiert. Als Übertragungsfunktionen A und B sollten sich die Fourier-Transformierten von  $g(t)$ ,

$$\tilde{g}(f) = \frac{a}{\beta + 2\pi i f}$$

ergeben.

Um die Wirkung statistischer Fehler zu prüfen, werden der Zeitreihe  $Z(t)$  normalverteilte Zufallszahlen mit einer vorgegebenen Varianz überlagert. Um zusätzlich die Wirksamkeit der Datenauswahl mit Programm HP6 zu prüfen, werden einzelne stark abweichende Störwerte addiert.

Um schließlich die Wirkung systematischer Fehler zu untersuchen, können auch die Zeitreihen  $X$  und  $Y$  mit normalverteilten Zufallszahlen versehen werden.

## 2 Programme zur 1D Interpretation

Als Daten werden logarithmische Response-Werte

$$y(\omega_n) = \log \{ \rho_a(\omega_n) / \rho_0 \} + 2i \{ \phi(\omega_n) - \pi/4 \}$$

für N diskrete Frequenzen verwendet, zusammen mit ihren rms Fehlern. Als Modellparameter dienen die logarithmischen Schichtwiderstände

$$x_m = \log \{ \rho_m / \rho_0 \}$$

und die Gewichte

$$w_m = d_m / d_0 \cdot \sqrt{\rho_m / \rho_0}$$

der Schichtdicken  $d_m$  eines M-Schichtenmodells. Hierin ist  $\rho_0$  eine frei wählbare Bezugsgröße und  $d_0$  ein optimal anzupassender Schichtparameter. Näheres über die zur Modellrechnung benutzten  $\Psi$ - und U-Algorithmen steht im Protokollband "Neustadt" (Schmucker, 1978). Die Definition für  $\Psi$  und U lauten

$$\Psi(z) = 2 \log \{ K(z) C(z) \} \quad \text{und} \quad U = \tan h (\Psi/4)$$

mit  $K^2 = i\omega \mu_0 / \rho$  ;

C bezeichnet die C-Response in der Tiefe z, aus der mit  $i\omega C$  die Impedanz folgt. Die oben eingeführte logarithmische Oberflächenresponse ist dann

$$y = \Psi(0) + x_1.$$

Im einzelnen dienen zur Interpretation folgende Programme:

HP 1: Zu einem vorgegebenen Modell werden logarithmische Responsewerte berechnet und zu ihren Real- und Imaginärteilen normal-verteilte Zufallszahlen addiert. Eingegeben in die folgenden Programme HP 2 und HP 3 sollte das Ausgangsmodell innerhalb der Fehlergrenzen zurückgewonnen werden.

HP 2: Mit dem  $\Psi$ -Algorithmus werden die logarithmischen Schichtwiderstände  $x_m$  bestimmt. Die Gewichte  $w_m$  sind vorzugeben oder eins zu setzen. Indem man den Anpassungsfehler als Funktion des Schichtparameters untersucht, wird für die gewählte Zahl von Schichten ein optimaler Wert für  $d_0$  aufgesucht.

Die Rechnung erfolgt iterativ durch Lösen eines linearen Systems mit Hilfe der allgemeinen Matrixinversion. Es gibt jetzt eine Kurzfassung ohne Eigenwertzerlegung und ohne Bewichtung durch den Kehrwert der Wurzel aus der Kovarianzmatrix der Fehler. Die Rechnung erfolgt dann mit  $N > M$  als Ausgleichsrechnung, doch kann zur Stabilisierung das Marquardt'sche  $\alpha$  verwandt werden. Es ist dabei möglich, diese Stabilisierung wahlweise auf die Einleitung des iterativen Prozesses zu beschränken.

HP 3: Mit dem U-Algorithmus werden die Schichtgewichte  $w_m$  bestimmt. Die Schichtwiderstände  $\rho_m$  sind vorzugeben. Im Unterschied zum  $\Psi$ -Algorithmus wird ein Startmodell für die Gewichte benötigt, für das Verbesserungen ausgerechnet werden. Es genügt jetzt aber, im Startmodell alle Gewichte eins zu setzen, selbst wenn die "wahren" Gewichte zehnmal größer oder kleiner sind.

Dies ist durch eine entscheidende Verbesserung in der Berechnung des Datenkerns erreicht worden. Die Rekursionsformel für den U-Algorithmus lautet

$$U_m = e^{-2\alpha_0 w_m} \tanh(u_m + \tanh^{-1} U_{m+1})$$

für  $m = 1$  (Oberfläche),  $m = 2, \dots, m = M - 1$  und  $U_M = 0$  (homogener abschließender Halbraum). Hierin sind

$$\alpha_0^2 = i\omega \mu_0 d_0^2 / \rho_0 \quad \text{und} \quad u_m = \frac{1}{4} x_m.$$

In der alten Version wurden für die partiellen Ableitungen von  $U_1$  (Daten!) bezüglich der gesuchten Gewichte, die den Datenkern bilden, die Näherungen

$$\frac{\delta U_1}{\delta w_m} = -2\alpha_0 e^{-2\alpha_0 w_m}$$

benutzt, in der neuen Version die korrekten Ableitungen

$$\frac{\delta U_1}{\delta w_m} = -2\alpha_0 \left\{ \frac{R_1}{1-U_2^2} \cdot \frac{R_2}{1-U_3^2} \cdot \dots \cdot \frac{R_{m-1}}{1-U_m^2} \cdot U_m \right\}$$

mit

$$R_k = \frac{e^{-2\alpha_0 w_k}}{\cosh^2 \{u_k + \tanh^{-1} (U_{m+1})\}}.$$

Die Schnelligkeit der Konvergenz zeigt folgendes Beispiel eines 3-Schichtenmodells, dessen Gewichte aus sechs Daten berechnet wurden. Die Schichtwiderstände waren  $\rho_1 = 100 \Omega\text{m}$ ,  $\rho_2 = 1 \Omega\text{m}$ ,  $\rho_3 = 10 \Omega\text{m}$  und die Gewichte beide eins. Eingegeben wurden  $d_0$ , die richtigen Schichtwiderstände und die Start-Gewichte  $w_1 = 0.1$  und  $w_2 = 10$ . Wie die Tabelle zeigt, lassen sich mit drei Iterationen die richtigen Schichtdicken innerhalb ihrer Fehlergrenzen zurückgewinnen.

Iteration	Daten fehlerfrei	20 % Datenfehler
0	$w_1 = 0.1$ $w_2 = 10$	$w_1 = 0.1$ $w_2 = 10$
1	0.63      2.38	0.59      5.8
2	0.94      1.09	0.92      1.65
3	1.00      1.00	0.99      1.20

HP 4: Dieses Programm stellt einen bisher nicht erfolgreichen Versuch dar,  $\Psi$ - und U-Algorithmus gemeinsam zu benutzen, um aus vorgegebenen Daten sowohl die Schichtdicken als auch die Schichtwiderstände zu berechnen - ein offensichtlich zu schlecht konditioniertes Umkehrproblem.

HP 5: Die Berechnung der Schichtwiderstände erfolgt mit dem  $\Psi$ -Algorithmus nach der Backus-Gilbert Methode. Sie ist nicht iterativ, so daß wahlweise auch ein Startmodell für die Schichtwiderstände eingegeben werden kann. Eine gewisse Verbesserung gegenüber früheren Versionen besteht darin, daß Integrationen über Datenkern-Produkte im abschließenden unteren Halbraum  $z > z_M$  jetzt in geschlossener Form vorgenommen werden. Damit entfällt die willkürliche Angabe von zusätzlichen Schichten in diesem Halbraum. - Nach wie vor dient dieses Programm nicht zur Modellrechnung, sondern zur Berechnung von trade-off Kurven zwischen Auflösung und Genauigkeit als Funktionen der Tiefe für ein im wesentlichen bekanntes Modell.

### 3 Daten - Archivierung

Sie erfolgt in mehreren aufsteigenden Stufen.

Stufe 0: Alle Berichte und Veröffentlichungen enthalten vollständige Tabellen der berechneten Übertragungsfunktionen in nicht-gedrehten Koordinaten mit Fehlerangaben der Absolutwerte.

Stufe 1: Im E-Format wurden die mit HP 2 berechneten geglätteten Spektralwerte aufgehoben. Pro Frequenz sind dies zwei Karten für die Spektren jedes bivariaten Problems, mit Angabe der Freiheitsgrade. Um Rotationen vornehmen zu können, enthalten sie außerdem die Kospektren von  $E_x$  mit  $E_y$  und von  $B_{ax}$  mit  $B_{ay}$ .

Stufe 2: In sektorieller, nicht-formatierter Schreibweise werden die mit HP 1 zur Analyse vorbereiteten, dezimierten und gefilterten Zeitreihen aufgehoben, in der Regel dreifach für jeden Effekt.

Stufe 3: In gleicher Schreibweise werden die in HP 1 eingegebenen ausgewählten Segmente ("Effekte") aufgehoben. Bei Baystörungen sind dies etwa 10 % der gesamten Registrierung, die mit  $\Delta t = 30$  s normalerweise einen Monat umfaßt. Bei Pulsationen werden zumeist weniger als 10 % der vorhandenen Registrierung ausgewertet mit  $\Delta t = 1, 2$  oder 4 s und einer Gesamtzeit von 3 bis 15 Tagen, je nach Aktivität. Bei Tagesgängen wird das gesamte Registriermaterial in der Form von Stundenmittelwerten analysiert, mit  $\Delta t = 1$  Std. und einer angestrebten Registrierzeit von 100 Tagen.

Es sind also pro Komponente und Station jeweils 2-10000 Zahlen zu archivieren. - Eine Archivierung des gesamten Beobachtungsmaterials ist, von Stundenmittelwerten abgesehen, nicht geplant.

### Literatur

D.E. Eggers: An eigenstate formulation of the magnetotelluric impedance tensor.

Geophysics 47, 1204 - 1214, 1982

- B. Fluche: Erdmagnetische Tiefensondierung und Magnetotellurik in der Hessischen Senke.  
Diplomarbeit Göttingen 1983.
- A. Junge: Analytical presentation of statistically estimated magnetotelluric transfer functions by a set of polynomials.  
J. Geophys. 62, 193 - 197, 1988.
- J.C. Larsen: Electromagnetic response functions from interrupted and noisy data.  
J. Geomagn. Geoelec. 32, 17 - 46, 1980.
- U. Schmucker: Auswertungsverfahren Göttingen.  
Protokoll Koll. Elektromagnetische Tiefenforschung Neustadt, 163 - 188, 1978.
- U. Schmucker: Eindimensionale Interpretation logarithmischer Sondierungsdaten mit zusätzlicher Anpassung der Tiefen von Schichtgrenzen.  
Protokoll Koll. Elektromagnetische Tiefenforschung Neustadt, 189 - 196, 1978.
- E. Yee and K.V. Paulson: The canonical decomposition and its relationship to other forms of magnetotelluric impedance tensor analysis.  
J. Geophys. 61, 173 - 189, 1987.