

Effekte lateral anisotroper Leitfähigkeitsstrukturen in der MT

Markus Eisel, GeoForschungsZentrum Potsdam, Telegrafenberg A45, O-1561 Potsdam

Einleitung

Im Umfeld der kontinentalen Tiefbohrung in der Oberpfalz wurden in den vergangenen Jahren von mehreren Instituten an insgesamt über 100 Punkten magnetotellurische Messungen durchgeführt. Bei der Interpretation dieser Daten zeigt sich, daß lateral anisotrope Strukturen in der oberen Erdkruste ein mögliches Erklärungsmodell für die Beobachtungen in einem weiten Bereich des Meßgebietes sind. Die Erkenntnisse, die die Bohrung bisher erbrachte – steilstehende Strukturen mit starker Graphitisierung entlang Scherzonen – und die Informationen aus der Oberflächengeologie – ein großräumiges Gebiet von Störungszonen mit steilem Einfallen – gaben Anlaß zu einer vergleichenden Untersuchung von lateral anisotropen homogenen (1-D) und inhomogenen (2-D) Modellen. Dieser Beitrag soll einige Ergebnisse der Modellstudien wiedergeben.

Laterale Anisotropie

Lateral anisotrope Strukturen bewirken eine Aufspaltung der Kurven des scheinbaren spezifischen Widerstands. Ein solches Verhalten kann aber auch durch einfache zweidimensionale Strukturen, wie z. B. ein vertikal stehender Dyke, verursacht werden. Von lateraler Anisotropie sollte daher nur ausgegangen werden, wenn diese Aufspaltung der Widerstandskurven über einen – im Vergleich zum Induktionsraum – großen lateralen Bereich zu beobachten ist. Im Falle lateraler Anisotropie ergibt die Bestimmung des Rotationswinkels nach Swift (1967)

$$\alpha = -\frac{1}{4} \arctan \frac{2 \operatorname{Re}[(Z_{xy} + Z_{yx})(Z_{xx} - Z_{yy})^*]}{|Z_{xx} - Z_{yy}|^2 - |Z_{xy} + Z_{yx}|^2}$$

die Richtung maximalen bzw. – senkrecht dazu – minimalen Widerstandes, welche als Hauptanisotropierichtungen bezeichnet werden sollen. Genauso wie sich das Verhalten der Widerstandskurven über einen weiten räumlichen Meßbereich erstrecken sollte, sollten auch die Hauptanisotropierichtungen über diesen Bereich konstant bleiben.

Modelle und Algorithmen

Eine lateral anisotrope Schicht läßt sich durch verschiedene Modelle realisieren. Eine Modellvorstellung ist die einer intrinsischen, oder mikroskopischen Anisotropie, hervorgerufen durch unterschiedliche Leitfähigkeiten in zwei zueinander senkrechten, horizontalen Richtungen innerhalb der Schicht. Eine andere Möglichkeit besteht darin, die Anisotropie durch eine Folge vertikaler Lamellen mit verschiedenen Leitfähigkeiten aufzubauen.

1-D Anisotropie

Um die Übertragungsfunktion eines Modells mikroskopischer Anisotropie zu berechnen, entwickelten Dekker und Hastie (1980) einen Algorithmus, der – ähnlich wie der Wait-Algorithmus (Wait, 1954) – die Impedanzen aus einem unendlichen Halbraum durch ein geschichtetes Medium an die Erdoberfläche fortsetzt. Hierbei können die Schichten verschiedene Widerstände in zwei beliebigen, zueinander senkrechten, horizontalen Richtungen besitzen. Diese Hauptrichtungen werden durch den Winkel ϕ beschrieben. Abb. 1 zeigt schematisch das Modell bestehend aus n Schichten mit jeweils zwei Widerständen ϱ_1, ϱ_2 , der Dicke d und dem Winkel ϕ .

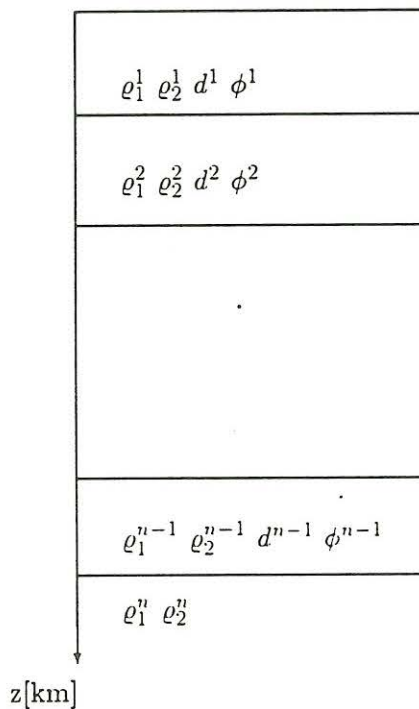


Abbildung 1: Anisotroper, geschichteter Halbraum mit den Hauptwiderständen ϱ_1^i und ϱ_2^i , den Anisotropierichtungen ϕ^i und den Schichtdicken d^i .

2-D Anisotropie

Für die Berechnung zweidimensionaler Anisotropiemodelle wurde das Finite-Elemente-Programm von Phil Wannamaker (Wannamaker et al, 1987) benutzt. Abb. 2 zeigt den Modellaufbau. Die anisotrope Schicht setzt sich aus einer quasi unendlichen Folge von Lamellen mit Widerständen ρ_D und ρ_H und Breiten d_D und d_H zusammen. Aus diesen vier Parametern ergeben sich die zwei spezifischen Widerstände der Hauptanisotropierichtungen:

$$\varrho_{\parallel} = \frac{\varrho_D \cdot \varrho_H \cdot (d_D + d_H)}{\varrho_H \cdot d_D + \varrho_D \cdot d_H}$$

$$\varrho_{\perp} = \frac{\varrho_D \cdot d_D + \varrho_H \cdot d_H}{d_D + d_H}$$

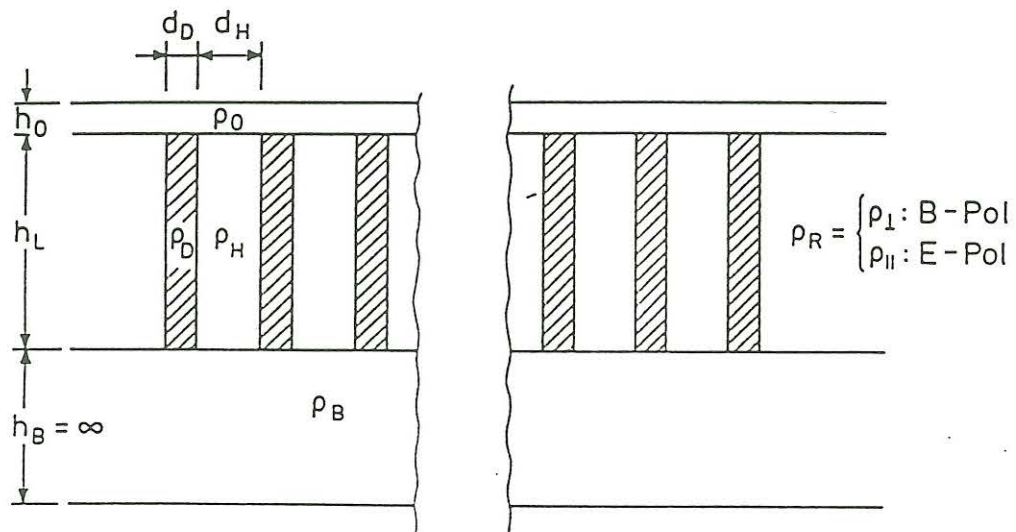


Abbildung 2: Schematische Darstellung des 2-D-Modells einer anisotropen Schicht, realisiert durch Lamellen verschiedenen Widerstandes. Die Lamellenparameter sind so gewählt, daß die Effektivwiderstände denen des 1-D-Basismodells entsprechen.

Der Widerstand senkrecht zum Streichen der Struktur gehört zur B-Polarisation und entspricht einer Serienschaltung der Lamellen; der Parallelwiderstand, eine Parallelschaltung der Lamellen, gehört zur E-Polarisation. Da die unendliche laterale Ausdehnung der Lamellenstruktur nicht realisierbar ist werden die Übertragungsfunktionen des Modells für die beiden Polarisationen getrennt berechnet und in den homogenen Randbereichen wird für die

E-Polarisation ϱ_{\parallel} und für die
 B-Polarisation ϱ_{\perp} als spezifische Widerstände angenommen.

Dieses Vorgehen vermeidet unerwünschte Effekte der Modellränder.

Basismodel

Um die Ergebnisse der 1-D- und 2-D-Modellrechnungen miteinander vergleichen zu können wurde ein einfaches Basismodell gewählt, das Abb. 3 zeigt. Über einem Halbraum von $1000\Omega m$ befindet sich eine anisotrope Schicht mit den beiden Widerständen $\varrho_1 = \varrho_{\parallel} = 10\Omega m$ und $\varrho_2 = \varrho_{\perp} = 1000\Omega m$. Darüber liegt eine isotrope Schicht von $100m$ Dicke mit einem Widerstand von $100\Omega m$.

Diese Überdeckung wurde gewählt um die Unstetigkeitseffekte der B-Polarisation im 2-D-Fall zu dämpfen und – was aus den Meßdaten hervorgeht – da es als ein realistischeres Modell erscheint.

Im zweidimensionalen Fall können die Widerstände ϱ_{\parallel} und ϱ_{\perp} aus verschiedenen Kombinationen der Lamellenparameter zusammengesetzt werden. Tab. 1 zeigt einige mögliche Kombinationen.

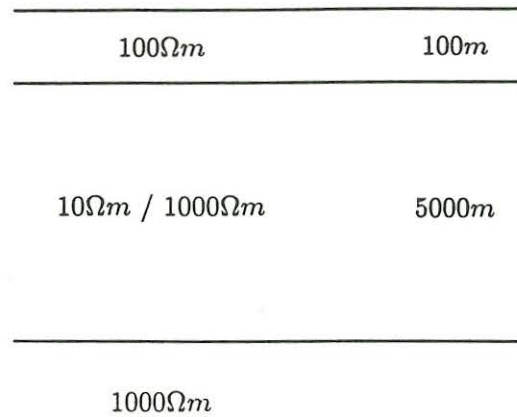


Abbildung 3: Das für die Modellstudien verwendete Basismodell bestehend aus einer Überdeckung von $100m$ Dicke mit $100\Omega m$, einer $5000m$ dicken anisotropen Schicht mit den Hauptanisotropiewiderständen $10\Omega m$ und $1000\Omega m$ und einem unendlichen Halbraum von $1000\Omega m$.

Modell	$\rho_H[\Omega m]$	$\rho_D[\Omega m]$	$d_H[m]$	$d_D[m]$
a	2000	5	250	250
b	1100	0.9	300	30
c	4000	7.5	100	300
d	2000	5	500	500
g	2000	5	25	25

Tabelle 1: Verschiedene Kombinationen der Lamellenparameter die alle die gleichen Effektivwiderstände $\rho_{\perp} = 1000\Omega m$ und $\rho_{\parallel} = 10\Omega m$ der anisotropen Schicht ergeben.

Vergleiche der 1-D- und 2-D-Modellrechnungen

In diesem Abschnitt sollen nun einige Ergebnisse der Modellrechnungen miteinander verglichen werden. Grundlage ist immer das Basismodell (wie im vorhergehenden Abschnitt beschrieben). Die Übertragungsfunktionen der Modelle werden als scheinbare spezifische Widerstände, ρ_a , und Phasen, φ , in Abhängigkeit von der Frequenz dargestellt.

Abb. 4 a) zeigt den scheinbaren Widerstand und die Phase für das 1-D-Basismodell. Die klar erkennbaren Merkmale sollen hier noch einmal aufgezeigt werden:

- der Widerstand der xy -Komponente, die der Richtung des minimalen Widerstands in der anisotropen Schicht entspricht, sinkt von den $100\Omega m$ der Überdeckung auf die $10\Omega m$ der anisotropen Schicht und konvergiert bei langen Perioden gegen den Halbraumwiderstand;
- die hierzu gehörigen Phasen fallen von Werten über 45° bei hohen Frequenzen auf Werte

weit unter 45° bei langen Perioden ab;

- der Widerstand der yx -Komponente konvergiert von dem Überdeckungswiderstand gegen die $1000\Omega m$, dem maximalen Widerstand der anisotropen Schicht und dem des Halbraums;
- der Phasenverlauf dieser Komponente ist entsprechend einem τ -Modell.

In Abb. 4 b) sind die Übertragungsfunktionen in einem um 45° gedrehten Koordinatensystem dargestellt. Beide Komponenten unterscheiden sich nicht, d. h. eine mit 45° zum Beobachtungs-koordinatensystem streichende Anisotropie kann durch Untersuchung der Nebendiagonalelemente allein nicht von einer eindimensionalen Struktur unterschieden werden. Vielmehr ist es notwendig den gesamten Tensor zu betrachten, denn dieser hat in dem um 45° gedrehten Koordinatensystem die Form

$$\begin{pmatrix} \cos 45^\circ & \sin 45^\circ \\ -\sin 45^\circ & \cos 45^\circ \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 0 & Z_\perp \\ Z_\parallel & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos 45^\circ & -\sin 45^\circ \\ \sin 45^\circ & \cos 45^\circ \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -\frac{Z_\perp + Z_\parallel}{2} & \frac{Z_\perp - Z_\parallel}{2} \\ -\frac{Z_\perp - Z_\parallel}{2} & \frac{Z_\perp + Z_\parallel}{2} \end{pmatrix}.$$

D. h. auch die Skewness $S = |(Z_{xx} + pZ_{yy}) / |Z_{xy} - Z_{yx}|$ zeigt keine Abweichung vom 1-D-Fall.

Die folgenden Abbildungen zeigen Ergebnisse der 2-D-Modellrechnungen. Sie hängen, wie das Folgende zeigt, von verschiedenen Dingen ab. Einerseits spielt natürlich die Kombination der Lamellenparameter ρ_H, ρ_D, d_H, d_D , aus denen sich die effektiven Widerstände ρ_\parallel und ρ_\perp ergeben, eine entscheidende Rolle. Desweiteren besteht aber auch eine Abhängigkeit vom Ort an der Erdoberfläche für den man die Übertragungsfunktionen berechnet - also ob man sich über einer Lamelle mit hohem Widerstand befindet oder über einer leitfähigen Lamelle.

Hauptaugenmerk wird bei diesen Betrachtungen auf die Übertragungsfunktionen der B-Polarisation bei langen Perioden, d. h. $T \geq 1 \text{ sec}$, gelegt, da hier die relevanten Effekte zu beobachten sind.

In Abb. 5 sind die Übertragungsfunktionen für drei Modelle mit verschiedenen Lamellenparametern dargestellt. Die effektiven spezifischen Widerstände sind jeweils $\rho_\parallel = 10\Omega m$ und $\rho_\perp = 1000\Omega m$. Die xy -Komponente, oder E-Polarisation unterscheidet sich nicht von dem 1-D-Basismodell, dagegen ist die yx -Komponente deutlich von der Wahl der Parameter beeinflusst. Je mehr der hohe Widerstand ρ_H den Effektivwiderstand ρ_\perp übersteigt, desto höher ist der scheinbare Widerstand, gegen den die B-Polarisation bei langen Perioden konvergiert. Auch bei Perioden deren Eindringtiefen weit größer sind als die Dicke der anisotropen Schicht bleibt diese Differenz erhalten. Der Halbraumwiderstand von $1000\Omega m$ erscheint statisch geshiftet. Die Lamellenparameter der drei betrachteten Modell a, b und c sind aus Tab. 1 zu entnehmen.

Das nächste Beispiel soll den Einfluß der Lamellenbreite verdeutlichen. Bei festgehaltenen Lamellenwiderständen ρ_H und ρ_D wird nur die Breite der Lamellen, d_H und d_D , variiert. Die Widerstände wurden so gewählt, daß $d_H = d_D$ ist (Modelle a, d, g).

Abb. 6 zeigt die ρ_a - und Phasenkurven für drei Modelle mit unterschiedlichen Lamellenbreiten, wobei in Abb. 6 a) die Übertragungsfunktionen über einer schlecht leitenden Lamelle dargestellt sind, in Abb. 6 b) diejenigen über einer gut leitenden Lamelle. Bei kleinem $d_H (= d_D)$ entspricht die Antwort des 2-D-Anisotropiemodells der des 1-D-Modells (Modell g). Mit zunehmender

Lamellenbreite weicht der scheinbare Widerstand der 2-D-Realisierung nach oben (über der schlecht leitenden Lamelle, Abb. 6 a)) bzw. nach unten (über der gut leitenden Lamelle, Abb. 6 b)) vom 1-D-Widerstand ab. Wie die Abbildung zeigt sind die Phasen der B-Polarisation bei langen Perioden nicht von der Variation der Lamellendicke beeinflusst, d. h., daß hier eine Art 'static shift'-Effekt vorliegt.

Einfluß der Überdeckung

Während der Modellstudien zeigte sich, daß die Überdeckung einen starken Einfluß auf die Form der Übertragungsfunktionen hat. Speziell die Dicke der dämpfenden Schicht scheint ausschlaggebend für die mögliche Auflösung einer makroskopischen Anisotropie zu sein. Um dies zu verdeutlichen, wurde die integrierte Leitfähigkeit $\tau = h_0/\rho_0 = 1S$ der überdeckenden Schicht durch verschiedene Kombinationen der sie bestimmenden Parameter h_0 und ρ_0 (siehe Abb. 2) realisiert.

Abb. 7 zeigt den scheinbaren spezifischen Widerstand der B-Polarisation bei einer Periode $T = 100\text{sec}$ als Funktion des Ortes für fünf verschiedene Realisierungen der Überdeckung. Die Übertragungsfunktionen für 'dünne' Überdeckungen lassen die Unstetigkeit der B-Polarisation an vertikalen Widerstandsgrenzen deutlich erkennen, die Sprunghöhe wird jedoch mit zunehmender Dicke der Überdeckung geringer. Bei weiterer Vergrößerung der Dicke verschwindet dieser Effekt dann vollständig, es ist nicht mehr zu unterscheiden ob man sich über einer schlecht oder gut leitenden Lamelle befindet. Das heißt, die Auflösbarkeit der makroskopischen Anisotropie ist nur abhängig von der Dicke der überdeckenden Schicht, nicht von ihrer integrierten Leitfähigkeit. Die Dämpfung die durch die Deckschicht bewirkt wird, beruht nicht auf induktivem Verhalten sondern ist ein rein geometrischer Effekt, nur der Abstand von der Oberkante der Lamellen spielt eine Rolle. Das keine induktiven Vorgänge eine Rolle spielen zeigt auch das Verhältnis der Dicke der Überdeckung h_0 zur Eindringtiefe p : bei $T = 100\text{sec}$ ist $0.001 \leq h_0/p \leq 0.005$ für die fünf betrachteten Modelle.

Literatur

- Dekker, D. L. and Hastie, L. M., 1980 : Magneto-telluric impedances of an anisotropic layered Earth model. Geophys. J. R. astr. Soc. 61, 11-20.
- SWIFT, C. M. : A magnetotelluric investigation of an electrical conductivity anomaly in the South-Western United States. Project report, M.I.T., 1967
- WAIT, J.R., : On the relation between telluric currents and the earth's magnetic field. Geophysics 19: 281-289, 1954
- Wannamaker, P. E., Stodt, J. A., Rijo, L., 1987 : A stable finite element solution for two-dimensional magnetotelluric modelling. Geophys. J. R. astr. Soc. 88, 277-296.

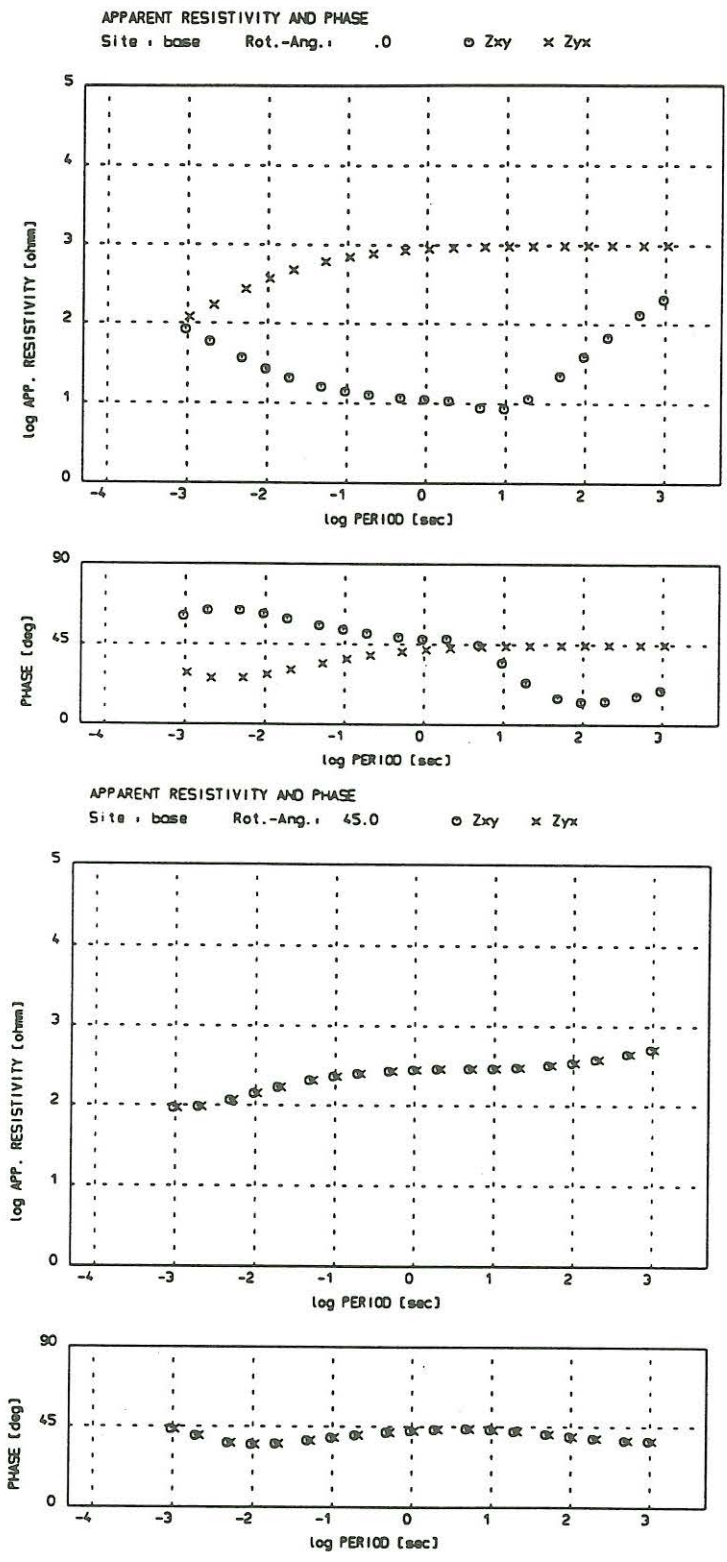


Abbildung 4: a) Scheinbarer spezifischer Widerstand und Phase des Basismodells als Funktion der Frequenz, berechnet mit dem 1-D-Algorithmus. b) Die Übertragungsfunktionen des gleichen Modells, jedoch in einem um 45° gedrehten Koordinatensystem.

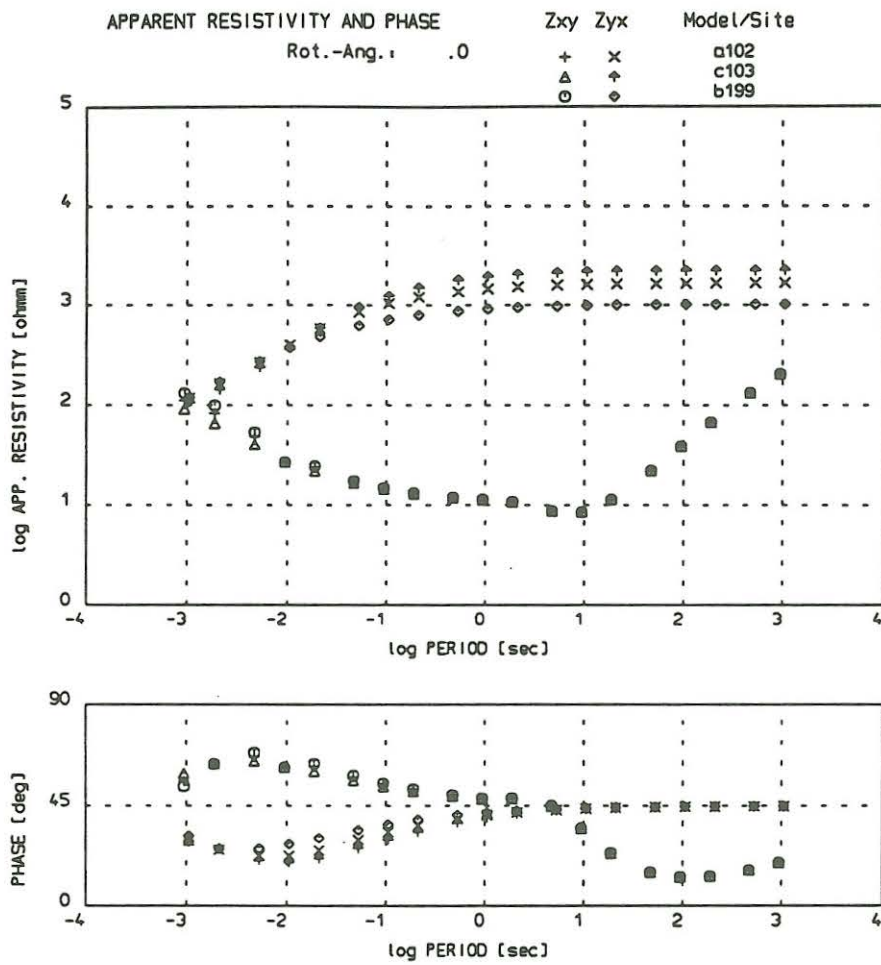


Abbildung 5: Widerstands- und Phasenkurven für drei 2-D-Anisotropiemodelle mit verschiedenen Lamellenparametern. Die Modellbezeichnungen a,c,d sind mit den Parametern in Tab. 1 zu identifizieren. Deutlich zu erkennen ist die Abweichung der B-Polarisation (yx) vom 1-D-Modell.

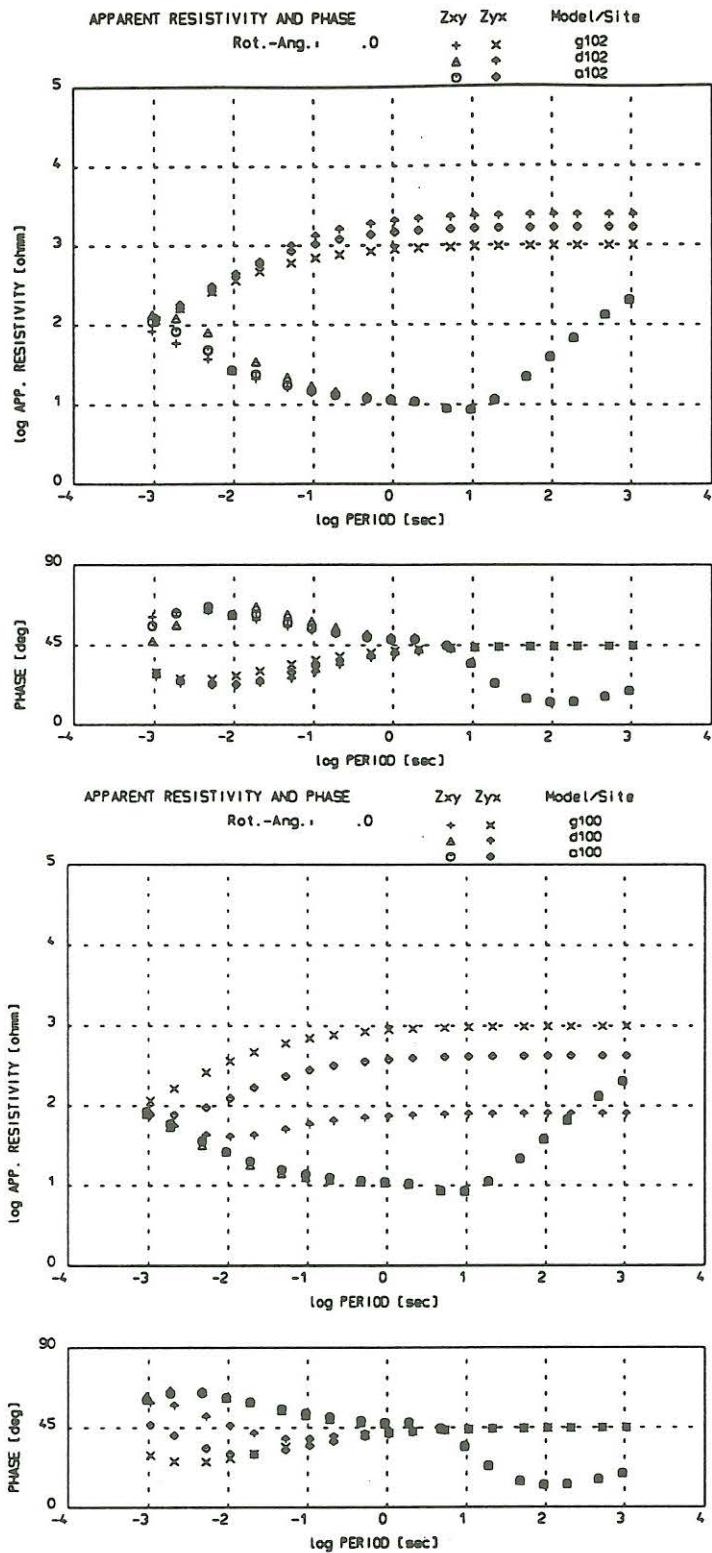


Abbildung 6: ρ_a - und Phasenkurven über a) einer schlecht leitenden Lamelle und b) über einer gut leitenden. Die jeweils drei Kurven gehören zu drei Modellen (a, d, g in Tab. 1; die Nummern 102 bzw. 100 kennzeichnen die Station über einer schlecht- bzw. gutleitenden Lamelle) die sich nur in der Breite der Lamellen unterscheiden. Dabei wurden ρ_H und ρ_D so gewählt, daß $d_H = d_D$ ist. Mit wachsender Breite weicht der Widerstand der B-Polarisation bei langen Perioden immer deutlicher von dem des 1-D-Modells ab.

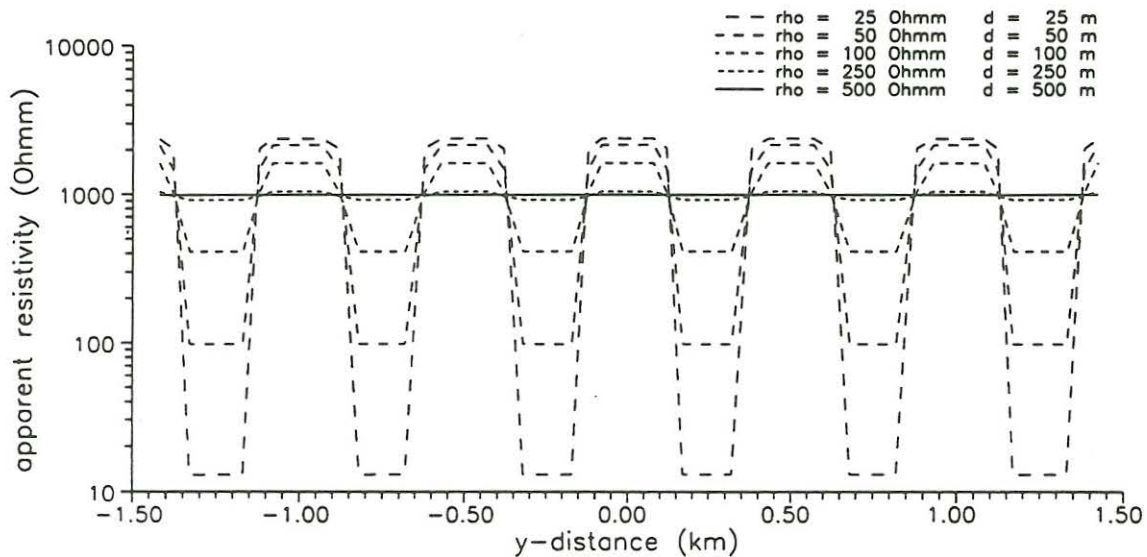


Abbildung 7: Der scheinbare spezifische Widerstand der B-Polarisation als Funktion des Ortes über einem Lamellenmodell bei der Periode $T = 100\text{sec}$. Die Parameter der lamellierten Schicht wurden nicht verändert sondern nur die Parameter der Überdeckung. Ihre integrierte Leitfähigkeit ist $\tau = 1\text{S}$. Die 5 Kurven gehören zu den fünf verschiedenen dicken Überdeckungen (siehe Legende). Bei dicker werdender Überdeckung verschwinden die Unstetigkeiten der B-Polarisation an vertikalen Leitfähigkeitsgrenzen und es ist nicht mehr zwischen 1-D- oder 2-D-Anisotropie zu unterscheiden.