

# Gleichstrom-Geoelektrik mit langen Auslagen

Johannes B. Stoll, Alexander Gatzemeier und Karsten Bahr (Göttingen)

## 1. Einführung

Mit gleichstrom-geoelektrischen Verfahren soll der spezifische Widerstand für Tiefenbereiche größer 1 km, möglichst bis in die mittlere Kruste hinein, bestimmt werden. Die Erkundungstiefen der DC und MT-Methoden überschneiden sich dann über einen großen Bereich, so daß die  $\rho_a$ -Kurven miteinander verglichen werden können. Aus diesem Vergleich könnten Rückschlüsse auf das Verhältnis zwischen vertikaler und horizontaler Leitfähigkeit gezogen werden, wie es Gavrilenko und Guéguen (1989) für die mittlere Kruste vorschlagen. Sie vermuten dort eine Kluftstruktur, in der die elektrische Leitfähigkeit anisotrop ist, wobei die horizontale Leitfähigkeit größer als die vertikale ist. Für solche gemeinsamen Untersuchungen sind jedoch Elektrodenabstände von mehreren Zehner Kilometer oder sogar 100 Kilometer notwendig.

Die Feldstärke eines elektrischen Dipols nimmt mit der 3. Potenz des Abstandes ab. Bei Sender-Empfänger-Abständen bis zu 100 Kilometer beträgt die Amplitude des künstlich eingespeisten Signals nur noch 1 nV/m. Das Verhältnis des Nutzsignals zur Amplitude des natürlichen induktiven Feldes liegt damit bereits bei etwa 1:1000. Kennt man jedoch die magnetotellurische Übertragungsfunktion am Aufzeichnungsort, so kann der induktive Anteil in der jeweiligen Zeitreihe bestimmt und abgezogen werden. Abhängig von der Güte, mit der die Übertragungsfunktion bestimmt wurde, reduziert man auf diese Weise den Noise in den Daten beträchtlich und ermöglicht dadurch die Bestimmung von extrem kleinen Nutzsignalen.

## 2. Zum Umschalteffekt bei Gleichstromsondierungen

Der Meßaufbau, der für die Gleichstrom-Geoelektrik mit großen Sender-Empfänger-Abständen verwendet wird, entspricht dem, der für die aktive audiomagnetotellurische Sondierung verwendet wird (Abb. 1). Mit einem horizontalen, geerdeten elektrischen Dipol wird elektrischer Strom mit einer rechteckförmigen Zeitcharakteristik in den Boden eingespeist. Am Sondierungspunkt werden sowohl die Feldstärken der beiden horizontalen elektrischen Felder  $E_x$  und  $E_y$  und die drei Magnetfeldkomponenten  $B_x$ ,  $B_y$  und  $B_z$  als Funktion der Zeit aufgezeichnet.

Vor dem Umschalten ist nur das Primärfeld des Senders vorhanden. Bei jedem Umschaltvorgang wird zusätzlich ein sekundäres elektromagnetisches Feld erzeugt, das sich im Gesteinsuntergrund ausbreitet. Es wird eine bestimmte Zeit benötigt, damit das Feld seinen stationären Wert erreicht. Die Zeit, die dazu nötig ist, hängt vom Abstand des Stromdipols zum Empfängerdipol und von der elektrischen Leitfähigkeit in der Erde ab. Der Einfluß der endlichen Einstellzeit bei Gleichstromsondierungen ist bereits von Mundry (1967) für Elektrodenanordnungen nach der Schlumberger-Methode untersucht worden.

Ein stufenförmiger Stromverlauf des elektrischen Dipols läßt sich formal durch Superposition von Wechselströmen aller Frequenzen darstellen. Im Erdboden werden daher Wirbelströme ausgebildet, die mit einer Abnahme der Amplitude (Dämpfung) und Phasenverschiebung in Abhängigkeit von der Frequenz verbunden sind. Superponiert man entsprechend dem stufenförmigen Stromverlauf die Felder für die verschiedenen Frequenzen, so ergibt sich der gesuchte zeitliche Verlauf. Da hier nur Perioden länger als 10s betrachtet werden, kann der Verschiebungsstrom vernachlässigt werden. Es ist also nur der Leitungsstrom maßgebend (quasistatische Approximation). Zur Abschätzung der Größenordnung der Einstellzeiten für

die Elektrodenkonfigurationen, wie sie für die Tiefenerkundung bis in die mittlere Kruste hinein gebraucht werden, wird das Modell eines homogenen Halbraumes betrachtet:

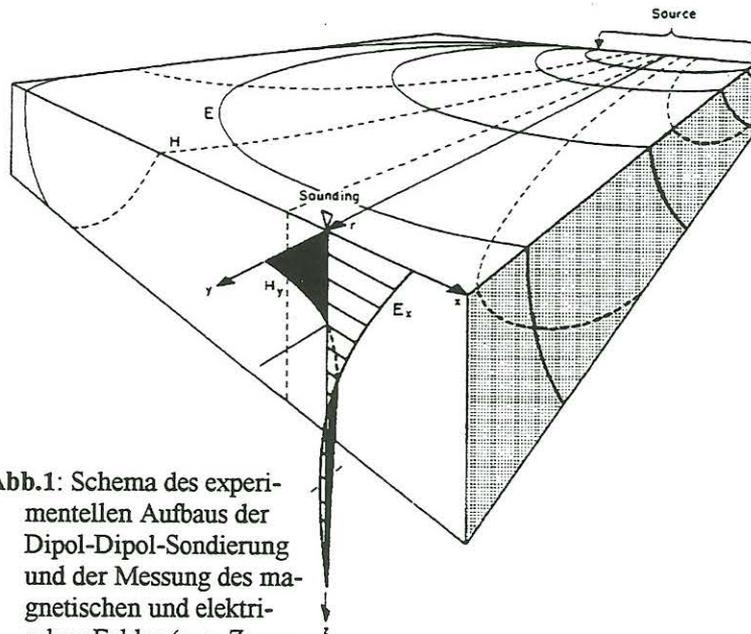


Abb.1: Schema des experimentellen Aufbaus der Dipol-Dipol-Sondierung und der Messung des magnetischen und elektrischen Feldes (aus: Zonge and Hughes, 1989)

Das elektrische Feld  $E$  und das magnetische Feld  $H$  werden durch die beiden Maxwell'schen Gleichungen

$$\begin{aligned} \text{rot } H &= \sigma E \\ \text{rot } E &= -m_0 \frac{\partial H}{\partial t} \end{aligned}$$

beschrieben. Führt man das Vektorpotential  $\Delta A = \mu_0 \sigma \frac{\partial A}{\partial t}$  ein, dann lassen sich  $E$  und  $H$  durch  $A$  folgendermaßen ausdrücken:

$$\begin{aligned} H &= \text{rot } A \\ E &= \frac{1}{\sigma} \text{grad div } A - \mu_0 \frac{\partial A}{\partial t} \end{aligned}$$

Der erste Term auf der rechten Seite von (4) beschreibt den Gleichstromanteil, der zweite Term das zeitabhängige Verhalten. Für das Vektorpotential  $A(r) = \frac{I ds}{2 \pi} \cdot \frac{1}{r}$  ergibt sich für die  $E_x$ -Komponente:

$$E_x = \frac{I ds}{2 \pi \sigma} \left( 1 - 3 \frac{x^2}{r^2} \right) - \frac{I ds}{2 \pi \sigma} f(t)$$

Nimmt man für den zeitlichen Verlauf des Stromes eine Sprungfunktion an, dann wird der Transient des elektrischen Feldes am Ort der Registrierung durch

$$f(t) = 2 \text{erf}(\theta r) - \frac{4}{\sqrt{\pi}} \theta r e^{-\theta^2 r^2} \quad \text{wobei, } \theta = \sqrt{\frac{\mu \sigma}{4t}}$$

beschrieben (Ward and Hohmann, 1989).

Abb. 2 zeigt den normierten Transienten einer Sprungfunktion als Funktion für die Abstände 10, 25 und 60 zwischen Stromdipol und dem Ort der Registrierung des Feldes. Der isotrope Halbraumwiderstand beträgt  $100 \Omega\text{m}$ .

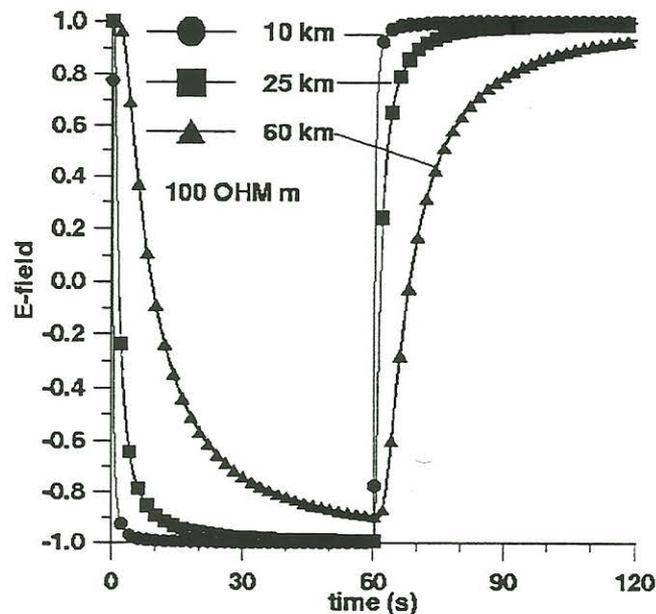


Abb. 2 Transient des elektrischen Feldes, berechnet für einen homogenen Halbraum mit  $100 \Omega\text{m}$  und Sender-Empfänger-Abständen von 10 km, 25 km und 60 km. Als Umschaltperiode wurden 60 s gewählt.

Es zeigt sich, daß bereits für Entfernungen von 20 km Einstellzeiten von mehreren Sekunden benötigt werden. Für Entfernungen größer 60 km sind bereits mehr als 60 Sekunden bis zum Erreichen des stationären Wertes notwendig. Entsprechend lange müssen daher die Umschaltperioden gewählt werden, damit das Gleichnungssignal ausgewertet werden kann.

### 3. Subtraktion des induktiven Anteils in den Zeitreihen mit REMAIN<sup>1</sup>

Es soll der umgekehrte Weg wie in der Magnetotellurik beschrieben werden, indem aus der frequenzabhängigen magnetotellurischen Übertragungsfunktion  $Z(\omega)$  das elektrische Feld  $E_n(t)$  im Zeitbereich rekonstruiert werden kann. Im Idealfall besteht dieses elektrische Feld nur aus dem induktiven Anteil. Ist  $Z(\omega)$  an einem Ort hinreichend genau bestimmt, dann besteht umgekehrt die Möglichkeit, dort das induktive Feld  $E_n(t)$  aus den Registrierungen des zeitlich variablen Magnetfeldes  $B(t)$  zu rekonstruieren. Das geht so:

Aus hinreichend langen Zeitreihen des magnetischen und elektrischen Feldes wird zunächst  $Z(\omega)$  als Funktion der Frequenz bestimmt. Multipliziert man nun im Frequenzbereich  $Z(\omega)$  mit  $B(\omega)$ , so erhält man  $E(\omega)$ .

$$E_n(\omega) = Z(\omega) \cdot B(\omega)$$

<sup>1</sup> Reduction of Electro-MAGnetic INduction

so befreit man zunächst die Zeitreihe durch Anwendung von REMAIN vom induktiven Anteil  $E_n(t)$  und bestimmt anschließend das Nutzsignal  $\Delta E$ . Das Nutzsignal wird dabei nicht verändert. Das zeitlich variable Magnetfeld, das ebenfalls gleichzeitig mitregistriert wird, setzt sich ebenfalls aus dem induktiven Feld  $B_n(t)$  dem Ruaschen  $\delta B(t)$  und dem Signal  $\Delta B$  zusammen. Abschätzungen ergeben, daß der Wert der magnetischen Flußdichte  $B$  bereits für kurze Entfernungen unterhalb der Auflösungsgrenze des AD-Wandlers liegt und daher vernachlässigt werden darf.

$$B(t) = B_n(t) + \delta B(t) + \Delta B(t)$$

In **Abb. 4** ist ein Registrierbeispiel auf einem Profil bei Bad Königshofen dargestellt.

Die um den induktiven Anteil des elektrischen Feldes reduzierten Zeitreihen werden anschließend weiterverarbeitet. Gatzemeier und Stoll (1998, dieser Band) verschieben sukzessive den Stapelungsbeginn können dadurch noch ein Nutzsignals nachweisen, das im Bereich der Auflösung des AD-Wandlers liegt. Für das verwendete Feldsetup liegt die Nachweisgrenze bei etwa 1 nV/m.

#### 4. Ergebnis

Um die  $\rho_a$ -Werte als Funktion des Sender-Empfänger Abstandes zu bestimmen, werden am Ort der Sondierung zunächst die Amplituden  $\Delta U$  der künstlich eingespeisten Pulse in den Zeitreihen des elektrischen Feldes ausgewertet. Dabei ist darauf zu achten, daß nur die Zeitintervalle, in denen das elektrische Feld seinen stationären Wert erreicht hat, benutzt werden. Bildet man den Quotienten aus der Amplitude  $\Delta U$  und dem Strom  $I$  und berücksichtigt durch den Geometriefaktor die entsprechende Elektrodenkonfiguration, so läßt sich daraus der scheinbare spezifische Widerstand bestimmen. In **Abb. 5** sind die beiden  $\rho_a$ -Kurven für die beiden senkrecht zueinander stehenden Profile bei Bad Königshofen dargestellt. Für die ersten 10km Elektrodenabstand weisen die Werte kaum sSchwankungen auf. Danach splitten sie sich auf und kreuzen sich bei etwa 40 km. Ob dies auf ein anisotropes Verhalten in der mittleren Kruste oder durch laterale Inhomogenitäten zurückzuführen ist, muß noch durch Modellrechnungen untersucht werden.

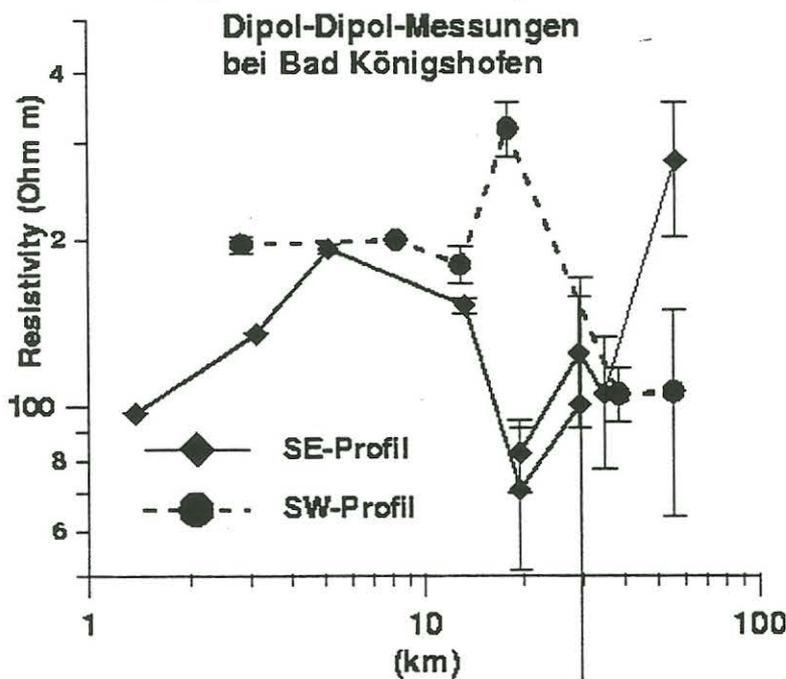


Abb. 5

### **Danksagung:**

Die in den Abbildungen 2 und 3 gezeigten Daten wurden bei Dipol-Dipolmessungen auf zwei Profilen bei Bad Königshofen (Ufr.) unter der Beteiligung und dem großen Einsatz von C.Auth, A. Gatzemeier, M. Hönig, C. Jantos, O. Kuras, D. Labendz, S. Rau, W. Storz und W. Soyer gewonnen, wofür ich ihnen herzlich danke. Finanziell unterstützt wurden diese Messungen von der DFG Sto325/3-1.

### **Literatur**

- Gatzemeier, A. und Stoll, J.B., 1998. Auflösung sehr kleiner Nutzsignale in der Geoelektrik.  
in: A. Junge und K. Bahr (Hrsg.): Protokoll über das 17. Kolloquium  
„Elektromagnetische Tiefenforschung“ vom 9.-13.03.1998 in Neustadt/Wstr. (in diesem  
Band)
- Gavrilenko, P and Guéguen, Y., 1989. Percolation in the Crust. Terra Nova, Vol 1, 63-68
- Mundry, E., 1967. Der Einschaltteffekt bei der Gleichstromsondierung. NLFb interner Bericht
- Ward, S.H. and Hohmann, G.W., 1987. Electromagnetic Theory for Geophysical Applications.  
in: M.N.Nabighian (ed.): Electromagnetic Methods in Applied Geophysics - Theory.  
Vol. 1. SEG, Tulsa, 1989
- Zonge, K.L. and Hughes, L.J., 1989. Controlled Source Audio-Frequency Magnetotellurics.  
in: M.N.Nabighian (ed.): Electromagnetic Methods in Applied Geophysics - Applications  
Vol. 2, Part B, SEG, Tulsa, 1989