

## **Der Einfluss lokaler Störkörper auf transient elektromagnetische Messungen**

Andreas Hördt, Universität Bonn

### **Abstract**

Based on the time domain integral equation I derive expressions for the effect of an anomalous body close to the receiver on transient electromagnetic measurements. Like for magnetotelluric measurements, the distortion of electric fields can be described by a constant distortion tensor relating the secondary electric field to the primary field components which would be obtained in the absence of the body. Numerical modelling illustrates that a single electric field transient measured in one cartesian direction experiences a time dependent distortion, because the total field consists of components from both cartesian directions. The theory nicely explains spatial variations in electric field transients measured during a high redundancy survey over an underground gas storage site.

The distortion of the magnetic field time derivatives is proportional to the time derivative of the primary electric step response. The distortion is not generally limited to early times, but numerical modeling indicates that it is small at late times and might be negligible in many cases.

### **Einleitung**

Oberflächennahe Störkörper können elektromagnetische Messungen stark verzerren. Für die Magnetotellurik (MT) wurden die Effekte ausführlich untersucht (Wannamaker et al.1984). Sie können durch frequenzunabhängige Verzerrungstensoren beschrieben werden, die auf das primäre elektrische Feld wirken. Im einfachsten Fall erhält man einen static shift der scheinbaren Widerstandskurven.

Für den Zeitbereich existieren noch keine theoretischen Untersuchungen. Numerische Experimente zeigen, dass der Effekt eines oberflächennahen Störkörpers auf die zeitliche Ableitung des vertikalen Magnetfeldes bei der long-offset transient electromagnetics (LOTEM ) Konfiguration auf frühe Zeiten beschränkt zu sein scheint (Strack, 1992; Newman, 1989). Das Phänomen wurde aber bisher nicht theoretisch untersucht.

Die Ergebnisse der Betrachtungen im Frequenzbereich lassen sich nicht direkt auf Zeitbereichsmessungen übertragen, weil im Zeitbereich in der Regel einzelne Komponenten interpretiert werden. Vereinfachungen durch Quotientenbildung von elektrischem und magnetischen Feld wie z.B. in der controlled source Audiomagnetotellurik (CSAMT) (Qian und Pedersen, 1992) sind im Zeitbereich nicht möglich. Hier wird eine theoretische Formulierung für transiente Elektromagnetik hergeleitet, und mit Modellrechnungen illustriert. Die Verzerrung durch einen oberflächennahen Körper kann ebenfalls durch zeitunabhängige Tensoren beschrieben werden. Es zeigt sich, dass einzelne Transienten im allgemeinen Fall zeitabhängig gestört werden.

Im Frequenzbereich wird der Effekt bei niedrigen Frequenzen bisweilen als static shift bezeichnet. Im allgemeinen Fall, d.h. wenn sowohl Hintergrundstruktur, als auch Störkörper dreidimensional sind, wird eine Kurve des scheinbaren Widerstandes jedoch nicht frequenzunabhängig verzerrt. Lediglich die Verzerrungsmatrix ist statisch. Eine frequenzunabhängige Verzerrung bekommt man nur in bestimmten Spezialfällen, wie z.B. einem geschichteten Halbraum als Hintergrundstruktur. In dieser Arbeit wird daher die Bezeichnung static shift im engeren Sinne verwendet, d.h. die bezieht sich immer auf die zeit/frequenzunabhängige Verzerrung einer bestimmten Komponente.

## Theorie

Im Prinzip lassen sich die von Wannamaker et al.(1984) für die Magnetotellurik hergeleiteten Gleichungen durch Laplace-Transformation in den Zeitbereich übertragen. Ich werde hier die Herleitung im direkt Zeitbereich durchführen, da so die einzelnen Voraussetzungen und Annahmen besser erläutert werden können.

Ausgangspunkt ist die Integralgleichung im Zeitbereich für elektrische Felder (Hohmann, 1988):

$$\underline{E}(\underline{r}, t) = \underline{E}_p(\underline{r}, t) + \int_V \int_0^t \underline{\underline{G}}(\underline{r}, \underline{r}', t - t') \sigma_a \underline{E}(\underline{r}', t') dt' dv' \quad (1)$$

Dabei ist  $\underline{E}(\underline{r}, t)$  das gemessene elektrische Feld am Empfängerort  $\underline{r}$ ,  $\underline{E}_p$  ist das Primärfeld, welches ohne den Störkörper gemessen würde. Das Integral beschreibt den Effekt des Störkörpers mit Differenzleitfähigkeit  $\sigma_a$ . Die tensorielle Green'sche Funktion  $\underline{\underline{G}}$  verknüpft einen Strom am Ort  $\underline{r}'$  mit dem elektrischen Feld bei  $\underline{r}$ .

Im folgenden werden nun einige plausible Annahmen gemacht, die zu einer entsprechenden Vereinfachung von Gl. (1) führen. Die erste Annahme ist, dass die Zeiten hinreichend spät sind, damit alle induktiven Stromanteile im Körper abgeklungen sind. Der anomale Strom folgt dann einfach dem zeitlichen Verlauf des Primärfeldes. Die Zeit, wann diese Bedingung erfüllt ist, hängt von Form und Leitfähigkeit des Körpers ab. Im einfachen Fall einer Kugel lässt sich das elektrische Feld im Körper als Superposition exponentiell abklingender Zerfallsmoden darstellen. Die langsamste Abklingzeit ist (Kaufmann and Keller, 1985):

$$\tau = \frac{\sigma_a \mu a^2}{\pi^2} \quad (2)$$

Dabei ist  $a$  der Radius der Kugel, und  $\mu$  die magnetische Permeabilität. Wenn nun  $t \gg \tau$ , besteht ein linearer Zusammenhang zwischen dem anomalen Strom und dem Primärfeld:

$$\underline{j}_a(\underline{r}', t') = \sigma_a \underline{E}(\underline{r}', t') = \underline{\underline{M}}(\underline{r}') \underline{E}_p(\underline{r}', t') \quad (3)$$

$\underline{\underline{M}}$  ist ein zeitunabhängiger Verzerrungstensor, welcher das Verhalten im Gleichstromfall beschreibt.

Die nächste Annahme ist, dass der Körper klein und sehr nahe am Empfänger ist. Dann kann Primärfeld im Körper als konstant und gleich dem Primärfeld am Ort des Empfängers angenommen werden:

$$\underline{E}_p(\underline{r}') \approx \underline{E}_p(\underline{r}). \quad (4)$$

Unter den Annahmen (3) und (4) lässt sich Gl. (1) umschreiben als:

$$\underline{E}(\underline{r}, t) = \underline{E}_p(\underline{r}, t) + \int_V \int_0^t \underline{\underline{G}}(\underline{r}, \underline{r}', t - t') [\underline{\underline{M}}(\underline{r}') \underline{E}_p(\underline{r}, t')] dt' dv' \quad (5)$$

Weiterhin kann für Körper sehr nahe am Empfänger die Green'sche Funktion, welche die Wirkung des Körpers auf den Empfänger beschreibt, als Impulsantwort angenähert werden:

$$\underline{\underline{G}}(\underline{r}, \underline{r}', t) \approx \underline{\underline{G}}'(\underline{r}, \underline{r}') \cdot \delta(t) \quad (6)$$

wobei  $\underline{\underline{G}}'$  das räumliche Verhalten der Green'schen Funktion beschreibt.

Damit vereinfacht sich die Konvolution im Integral (5) zu einer Multiplikation:

$$\underline{\underline{G}}(t) * \underline{\underline{M}} \underline{E}_p(t) = \underline{\underline{G}}' \cdot \underline{\underline{M}} \underline{E}_p(t) \quad (7)$$

Die Integration in (5) kann nun unabhängig vom Primärfeld durchgeführt werden. Mit

$$\underline{\underline{P}}(\underline{r}) = \int_V \underline{\underline{G}}'(\underline{r}, \underline{r}') \underline{\underline{M}}(\underline{r}') dV' \quad (8)$$

erhält man:

$$\underline{E}(\underline{r}, t) = \underline{E}_p(\underline{r}, t) + \int_V \underline{\underline{G}}'(\underline{r}, \underline{r}') \underline{\underline{M}}(\underline{r}') dV' \cdot \underline{E}_p(\underline{r}, t) = \underline{E}_p(\underline{r}, t) + \underline{\underline{P}}(\underline{r}) \underline{E}_p(\underline{r}, t) = (\underline{I} + \underline{\underline{P}}) \underline{E}_p(t) \quad (9)$$

also

$$\underline{E}(t) = \underline{\underline{D}} \underline{E}_p(t) \quad (10)$$

mit dem zeitunabhängigen Verzerrungstensor  $\underline{\underline{D}}$ .

Die wichtigste Konsequenz aus Gleichung (10) ist, dass die Transienten des elektrischen Feldes nicht zeitunabhängig verzerrt werden. Die beiden Komponenten des Totalfelds sind jeweils Linearkombinationen von  $E_x$  und  $E_y$ , welche unterschiedliches zeitliches Verhalten zeigen.

### Modellrechnungen

Die Rechnungen wurden für die long-offset transient electromagnetics (LOTEM) Konfiguration durchgeführt, mit einem elektrischen Dipolsender im Ursprung des Koordinatensystemes (Abbildung 1). Ein  $(140 \text{ m})^3$  großer Störkörper liegt von beiden Koordinatenachsen entfernt, um für  $E_x$  und  $E_y$  etwa gleich große Signale zu erzeugen. Die Felder werden an den markierten Empfängerpositionen diskutiert. Der Körper ist in ein geschichtetes Hintergrundmodell eingebettet (Abbildung 2). Die Schichten dienen nur dazu, möglichst große zeitliche Variationen zu erzeugen, und haben keine geologische Bedeutung. Die Modellrechnungen wurden mit dem finite-Differenzen Programm von Druskin und Knizhnerman (1988) durchgeführt.

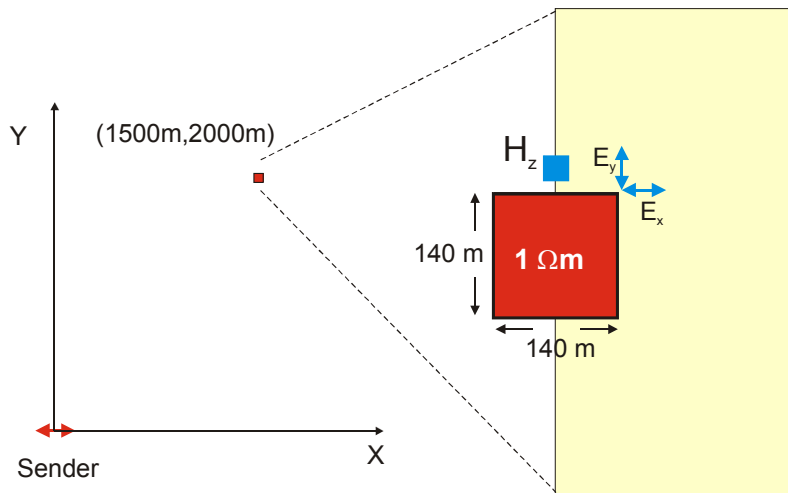


Abbildung 1: Geometrie zur Berechnung der elektromagnetischen Felder. Links: Lage des Körpers relativ zum Sender. Rechts: Lage der Empfänger relativ zum Körper. Auf dem schattierten Bereich ist in Abbildung 3 eine Komponente der Verzerrungsmatrix dargestellt.

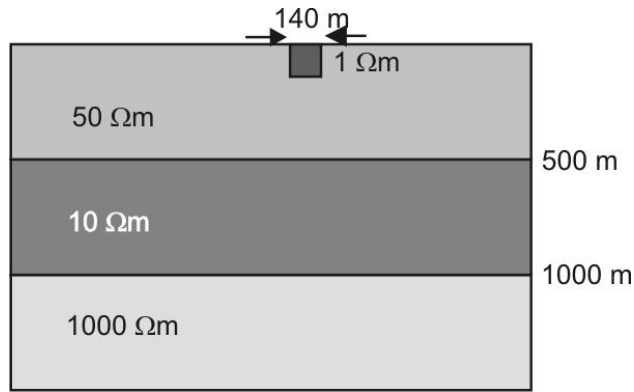


Abbildung 2: Geschichtetes Hintergrundmodell.

Abbildung 3 zeigt eine Komponente des Verzerrungstensors.  $D_{yx}$  gibt an, wieviel Einfluss das primäre  $E_y$  auf das totale  $E_x$  hat, ist also ein Maß für die (nichtstatische) Verzerrung der Form des Transienten.  $D_{xy}$  sieht sehr ähnlich aus und ist daher nicht gezeigt. Die Formverzerrung ist am stärksten in der Nähe der Ecken des Störkörpers. Dies ist anschaulich nachvollziehbar, wenn man sich den anomalen Strom als Dipol im Zentrum des Körpers vorstellt. Ein Dipol in x-Richtung hat die größte y-Komponente etwa an den Ecken des Körpers. Im Körper selbst ist das Feld einigermaßen homogen und parallel zum Primärfeld. Daher ist die nichtstatische Verzerrung dort gering.

Die Elemente des Verzerrungstensors wurden anhand der Modellrechnungen bestimmt. Entsprechend Gleichung (10) erhält man für jeden Zeitpunkt und jede Komponente ein lineares Gleichungssystem mit 2 Unbekannten. Es wurden folglich Primärfeld und Totalfeld je an 2 Zeitpunkten bestimmt, um das Gleichungssystem zu lösen.

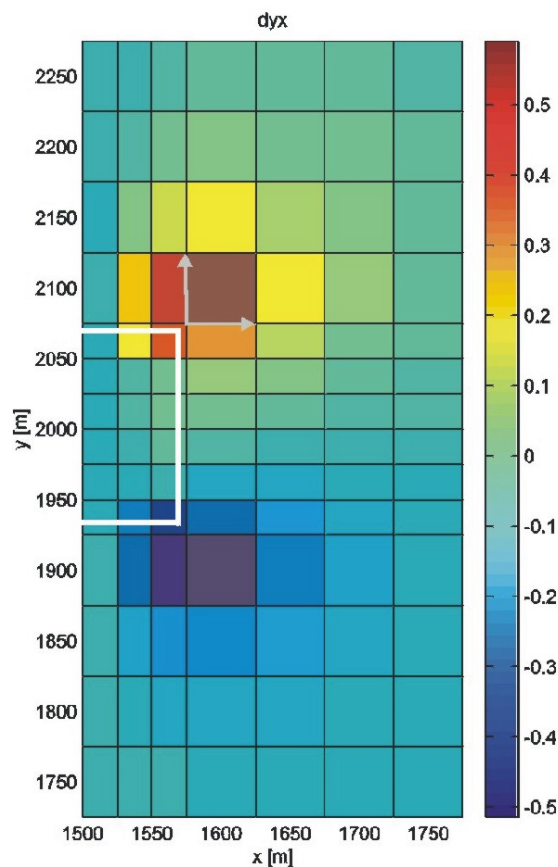
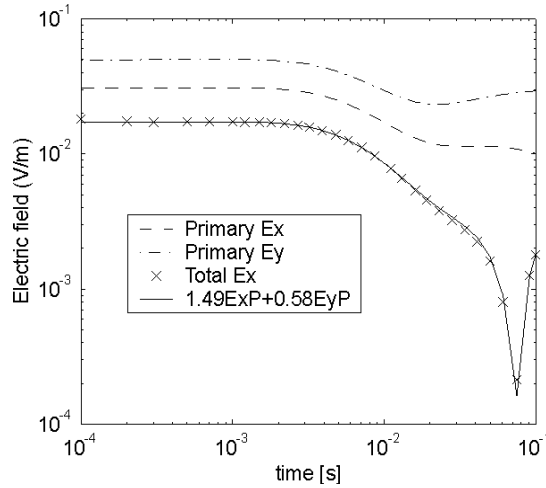


Abbildung 3: Komponente  $D_{yx}$  des Verzerrungstensors, farbkodiert auf der in Abb. 1 markierten Fläche. Das weiße Rechteck markiert die Position des Störkörpers, die Kästchen sind die Zellen des finite-Differenzen Gitters, und die grauen Pfeile sind die elektrischen Empfänger für Abbildung 4.

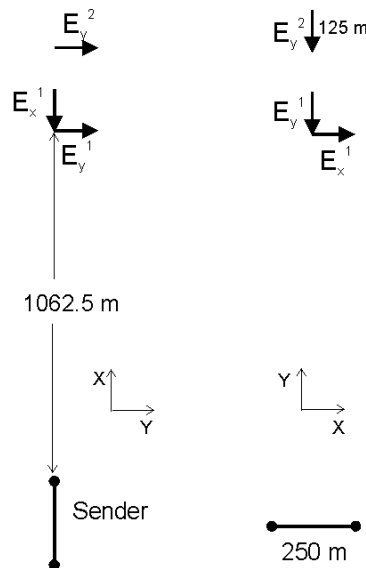
Abbildung 4 veranschaulicht, wie sich eine Komponente des Totalfeldes als Linearkombination der beiden Komponenten des Primärfeldes darstellen lässt. In diesem Fall ist die Verzerrung durch den Störkörper so stark, dass zu späten Zeiten sogar das Vorzeichen wechselt. Die Erklärung durch eine Überlagerung von  $E_x$  und  $E_y$  gelingt perfekt.



**Abbildung 4:** Betrag der berechneten Felder an der in Abb. 1 und 3 eingezeichneten Position. Primärfelder (ohne Störkörper), die  $x$ -Komponente des Totalfeldes (mit Störkörper) und entsprechende Linearkombination des Primärfeldes. Der Knick bei etwa 0.07 s kennzeichnet einen Vorzeichenwechsel.

### Anwendung auf Felddaten

Für gemessene Daten lassen sich lokale Störungen nur bei hinreichender Stationsdichte identifizieren. Dies war bei einer Messung in St. Illiers/Frankreich 1994 und 1996 der Fall. Das eigentliche Ziel der Messung war Monitoring eines unterirdischen Gasspeichers (Hördt et al., 1992). Zu diesem Zweck wurde ein 4 km langes Empfängerprofil mit 125 m Stationsabstand vermessen. Einige der Stationen werden hier beispielhaft zur Illustration der Verzerrungseffekte verwendet. Abbildung 5 zeigt die Geometrie für zwei verschiedene Sender-Empfänger Konfigurationen (axial und äquatorial), die unabhängig voneinander behandelt werden.



**Abbildung 5:** Geometrie der hier verwendeten Stationen. Links: Axiale Konfiguration mit Empfängern an 2 Stationen im Abstand von 250 m. Rechts: Äquatoriale Konfiguration.

Aufgrund der speziellen Anordnung mit den Empfängern auf der Dipolachse oder dem Äquator ist zu erwarten, dass  $E_y \ll E_x$ . Des weiteren wird angenommen, dass die Primärfelder an den beiden Empfängerlokationen gleich sind. Diese Annahme ist ein wenig kritisch, da die Stationen 250 m voneinander entfernt sind. Für die semiquantitativen Betrachtungen spielt dies jedoch keine Rolle. Mit dieser Annahme folgt aus Gleichung (10) jeweils für die y-Komponente der beiden Empfängerstationen:

$$\begin{aligned} E_y^1 &= D_{yx}^1 E_x^p + D_{yy}^1 E_y^p \\ E_y^2 &= D_{yx}^2 E_x^p + D_{yy}^2 E_y^p \end{aligned} \quad (11a,b)$$

wobei die Indizes 1 und 2 jeweils für die Empfängerposition stehen, entsprechend Abb. 5. Um das unbekannte primäre  $E_y$  zu eliminieren, wird zunächst (11a) in (11b) eingesetzt und man erhält:

$$E_y^2 = \left( D_{yx}^2 - \frac{D_{yy}^2 D_{yx}^1}{D_{yy}^1} \right) E_x^p + \frac{D_{yy}^2}{D_{yy}^1} E_y^1 \quad (12)$$

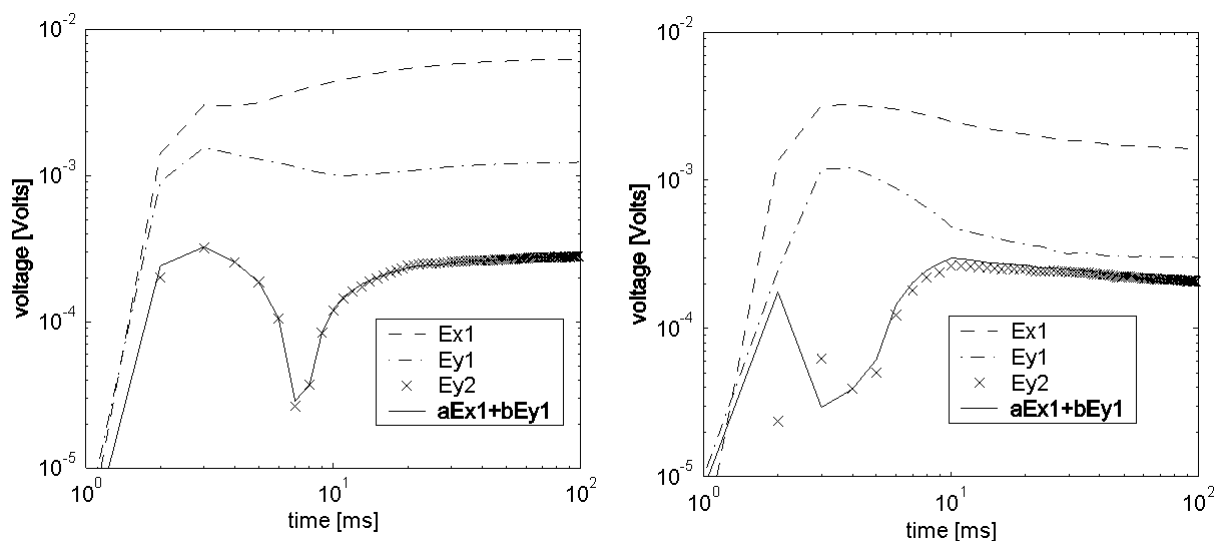
Für die x-Komponente wiederum gilt, dass die Verzerrung zeitunabhängig ist, da wegen  $E_y \ll E_x$  der Term mit  $D_{xy}$  vernachlässigt werden kann. Das Primärfeld wird also proportional zum gemessenen Feld sein:

$$E_x^p = \frac{1}{D_{xx}^1} E_x^1 = \frac{1}{D_{xx}^2} E_x^2 \quad (13)$$

Einsetzen von (13) in (12) ergibt dann:

$$E_y^2 = \left( D_{yx}^2 - \frac{D_{yy}^2 D_{yx}^1}{D_{yy}^1} \right) \frac{1}{D_{xx}^1} E_x^1 + \frac{D_{yy}^2}{D_{yy}^1} E_y^1 \quad (14)$$

Gleichung (14) sagt, dass sich die gemessene y-Komponente an Empfänger 2 als Linearkombination der gemessenen Felder an Empfänger 1 ausdrücken lassen sollte. Abbildung 6 zeigt, dass dies auch ausgezeichnet funktioniert. Die als Linearkombination berechneten Felder passen die gemessenen y-Komponenten für beide Konfigurationen hervorragend an. Auch im Bereich des Vorzeichenwechsels ist die Übereinstimmung fast verblüffend gut, insbesondere da gemessene Daten mit Fehlern behaftet sind. Die Theorie und die damit verbundenen Annahmen werden hier sehr schön bestätigt.



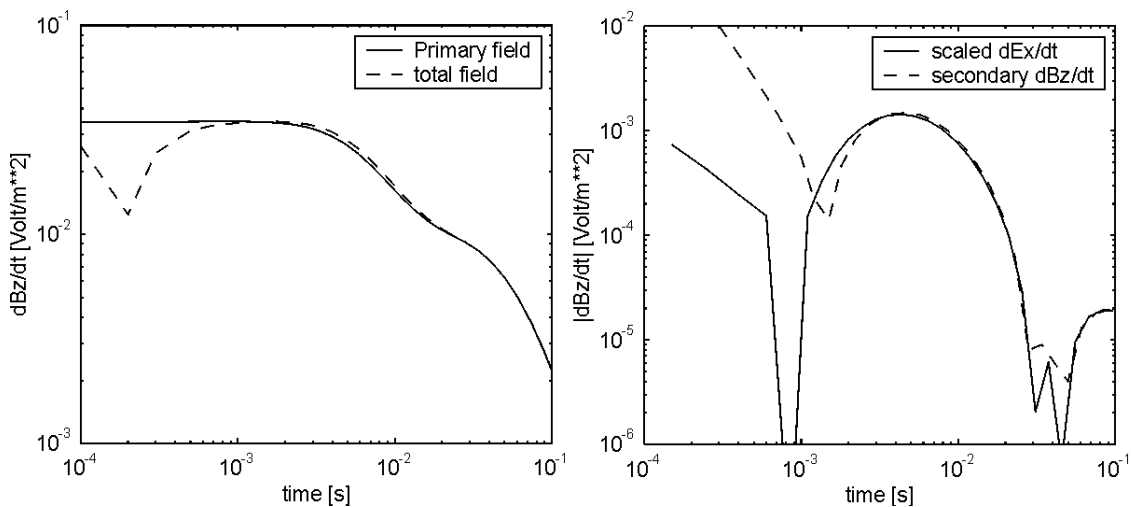
**Abbildung 6:** Gemessene Daten an Station 1 und 2, und Linearkombination aus den Daten der Station 1. Links: Axiale Konfiguration (Abb. 5 links). Rechts: Äquatoriale Konfiguration (Abb. 5 rechts).

## Magnetfelder

Bei der LOTEM – Methode wird in der Regel die zeitliche Ableitung der Magnetfelder gemessen. Für diese lässt sich analog zu Gl. (10) folgende Beziehung herleiten:

$$\frac{\partial \underline{H}}{\partial t} = \frac{\partial \underline{H}_P}{\partial t} + \underline{P}^H \frac{\partial \underline{E}_P}{\partial t}(\underline{r}, t) \quad (11)$$

Die Verzerrung der Magnetfelder ist also proportional zur zeitlichen Ableitung des primären elektrischen Feldes. Dies wird in Abbildung 7 illustriert. Auf der linken Seite sind verzerrter und unverzerrter Transient für die in Abb. 1 markierte Lokation dargestellt. Die beiden Kurven weichen zu frühen Zeiten voneinander ab. Dies ist auf die Induktionsströme im Körper zurückzuführen, welche zu frühen Zeiten noch nicht abgeklungen sind. Für eine Kugel gleichen Volumens und gleicher Leitfähigkeit wie der hier benutzte Körper ergäbe sich nach Gl. (2) als langsamste Abklingzeit etwa 1 ms, was sehr gut mit Abb. 7 links übereinstimmt.



**Abbildung 7:** Links: Zeitliche Ableitung des vertikalen Magnetfeldes (Primärfeld und Totalfeld) an der in Abb. 1 markierten Position. Rechts: Die Differenz der beiden links dargestellten Kurven (Sekundäres Magnetfeld), gemeinsam mit der skalierten zeitlichen Ableitung des primären elektrischen Feldes.

Auf der rechten Seite ist das sekundäre Magnetfeld gemeinsam mit der zeitlichen Ableitung der x-Komponente des elektrischen Feldes dargestellt. Letztere wurde so skaliert, dass die Amplituden gut übereinstimmen, da ja der Faktor der Verzerrungsmatrix nicht bekannt ist. Bis auf die frühen Zeiten stimmen die beiden Kurven wiederum ausgezeichnet überein.

Dass hier eine skalare Beziehung genügt, und  $E_y$  nicht berücksichtigt werden muss, liegt an der speziell gewählten Geometrie. Der Empfänger liegt so, dass ein elektrischer Dipol in y-Richtung im Zentrum des Körpers kein vertikales Magnetfeld erzeugt.

## Schlussfolgerungen

Die elektrischen Felder der LOTEM - Methode werden im allgemeinen Fall nicht statisch verzerrt, sondern zeitabhängig. Lokale Störkörper können daher Fehlinterpretationen auch tieferer Strukturen verursachen. Für spezielle Messkonfigurationen, beispielsweise für einen Empfänger auf der Achse oder dem Äquator des Dipoles, ist in der Regel jedoch eine statische Verzerrung in einer der Komponenten zu erwarten. Dies ist vorteilhaft, da die Verzerrung durch einen einzigen Skalar beschrieben werden kann, der z.B. als freier Parameter in einer Inversion bestimmt wird. Eine weitere Möglichkeit, nicht-statische Verzerrungen zu vermeiden besteht darin, den kompletten

Widerstandstensor mit Hilfe zweier Sender nach Caldwell und Bibby (1998) zu bestimmen. Eine der Invarianten des Widerstandstensors ist ebenfalls statisch verzerrt.

Eine Unklarheit besteht noch in der zeitlichen Ableitung der Magnetfelder. Bisher ist aus der Theorie bisher nicht erkennbar, dass der Einfluss lokaler Störkörper auf frühe Zeiten beschränkt ist. Die zeitliche Ableitung des elektrischen Feldes (Gl.11) klingt über einem geschichteten Halbraum nicht schneller ab, als die des Magnetfeldes, so dass die beiden Terme auf der rechten Seite auch zu späten Zeiten dieselbe Größenordnung haben müssten. Die hier gezeigten Modellrechnungen, und auch in der Literatur behandelte Fälle (Newman, 1989; Hördt et al., 1992) deuten allerdings auf einen zeitlich begrenzten Effekt hin.

## Literatur

- Caldwell, T.G., and Bibby, H.M., 1998, The instantaneous apparent resistivity tensor: a visualization scheme for LOTEM electric field measurements: *Geophys. J. Int.*, **135**, 817-834.
- Druskin, V. L., and Knizhnerman, L. A., 1988, A spectral semi-discrete method for the numerical solution of 3D nonstationary problems in electrical prospecting: *Phys. Solid Earth*, **24**, 641-648.
- Hördt, A., Druskin, V.L., Knizhnerman, L.A., and Strack, K.-M., 1992, Interpretation of 3-D effects in long-offset transient electromagnetic (LOTEM) soundings in the Münsterland area/Germany: *Geophysics*, **57**, 1127 - 1137.
- Hördt, A., Andrieux, P., Neubauer, F.M., Rüter, H., and Vozoff, K., 2000, A first attempt at monitoring underground gas storage by means of time-lapse multichannel transient electromagnetics: *Geophys. Prospect.*, **48**, 489-509.
- Hohmann, G.W., 1988, Numerical modeling for electromagnetic methods of geophysics, *in* Nabighian, M.N., Ed., *Electromagnetic Methods in Applied Geophysics - Theory*: Soc. Expl. Geophys., **1**, 313-363.
- Kaufman, A. A., and Keller, George V., 1985, *Inductive mining prospecting Part I: Theory*: Elsevier.
- Qian, W., and Pedersen, L.B., 1992, Near-surface distortion effects on controlled source magnetotelluric transfer functions: *Geophys. J. Int.*, **108**, 833-847.
- Newman, G.A., 1989, Deep transient electromagnetic sounding with a grounded source over near-surface conductors: *Geophys. J.*, **98**, 587-601.
- Strack, K.-M., 1992, *Exploration with transient electromagnetics*: Elsevier, Amsterdam.
- Wannamaker, P.E., Hohmann, G.W., and Ward, S.H., 1984, Magnetotelluric responses of three-dimensional bodies in layered earths: *Geophysics*, **49**, 1517-1533.

## Danksagung

Valdimir Druskin und Leonid Knizhnerman haben mir Ihr Programm für diesen Zweck zur Verfügung gestellt. Die Messungen wurden finanziert durch die Europäische Union (Projekt Nr. OG/0305/92/NL-UK).