

Verzerrungen in LOTEM- Daten durch Störkörper in Empfänger- und in Sendernähe

A. Hördt, Uni Bonn, C. Scholl, Uni Köln

Zusammenfassung

Elektromagnetische Messungen können durch oberflächennahe Störkörper stark verzerrt werden. Der Effekt von Körpern, die sich in der Nähe des Empfängers befinden, kann sowohl für die Magnetotellurik, als auch für die long-offset transient electromagnetics (LOTEM)-Methode durch zeitunabhängige Verzerrungstensoren beschrieben werden, die mit dem primären elektrischen Feld multipliziert werden. Die Theorie für LOTEM wird hier erweitert für den Fall, dass sich der Körper in der Nähe des Senders befindet. Hierzu wird das elektrische Feld in Matrixform dargestellt, wobei Zeilen und Spalten jeweils für Sende- bzw. Empfängerposition stehen. Mit Hilfe des Reziprozitätsgesetzes wird dann eine Empfängerstörung in die eines Körpers am Sender überführt. Es zeigt sich, dass sich die Störung am Sender ebenfalls durch einen konstanten Tensor darstellen lässt, der allerdings von rechts an die Matrix des elektrischen Feldes multipliziert wird. Eine solche Verzerrung wird in gemessenen Daten von einer Messkampagne in Frankreich nachgewiesen.

Mit der Theorie lassen sich auch sogenannte transmitter overprints erklären, ein static shift der zeitlichen Ableitung der vertikalen Magnetfeldkomponente, der bisher nur durch Modellrechnungen belegt wurde. Zur Korrektur der Verzerrungen empfehlen wir, die Verzerrungsparameter als freie Variablen in der Inversion zu bestimmen. Eine Regularisierung der Parameter reduziert dabei die entstehende Mehrdeutigkeit.

Einleitung

Für die Durchführung und Auswertung elektromagnetischer Messungen ist es wichtig zu verstehen, wie sich oberflächennahe Störkörper auf die Messungen auswirken. Für die Magnetotellurik (MT) wurden die Effekte ausführlich untersucht (Wannamaker et al., 1984; Smith, 1995). 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 LOTEM - Daten wurde eine entsprechende Theorie im Zeitbereich hergeleitet (Hördt, 2003; Hördt und Scholl, 2004). Auch dort lassen sich die Störungen durch zeitunabhängige Verzerrungstensoren beschreiben. Die Theorie gilt allerdings für Störkörper, die sich in der Nähe des Empfängers befinden. Sie wird nun erweitert auf Störkörper, die sich am Sender befinden. Es zeigt sich, dass auch solche Störungen durch zeitunabhängige Tensoren beschrieben werden. Physikalisch erzeugt ein Störkörper in Sendernähe ein zusätzliches Dipolmoment, welches senkrecht auf das ursprüngliche Dipolmoment steht. Das Verständnis der Verzerrungen und deren mathematische Beschreibung ermöglichen es, Störungen schon bei der Durchführung der Messung auf ein Minimum zu reduzieren, oder später bei der Auswertung wirksam zu korrigieren.

Theoretischer Hintergrund

Die Gleichungen zur Beschreibung lokaler Verzerrungen werden anhand der LOTEM-Konfiguration hergeleitet. Ausgehend von einer Störung in der Nähe des Empfängers werden mit Hilfe des Reziprozitätsgesetzes die Gleichungen für eine Störung in Sendernähe

hergeleitet. Ein elektrischer Dipolsender liege im Ursprung, im Abstand r werde das elektrische Feld nach dem Ein- oder Ausschalten des Sendestromes gemessen (Abb. 1). In der Nähe des Empfängers befindet sich ein Störkörper mit anomaler Leitfähigkeit. Die Struktur der Hintegrundleitfähigkeit kann dreidimensional sein.

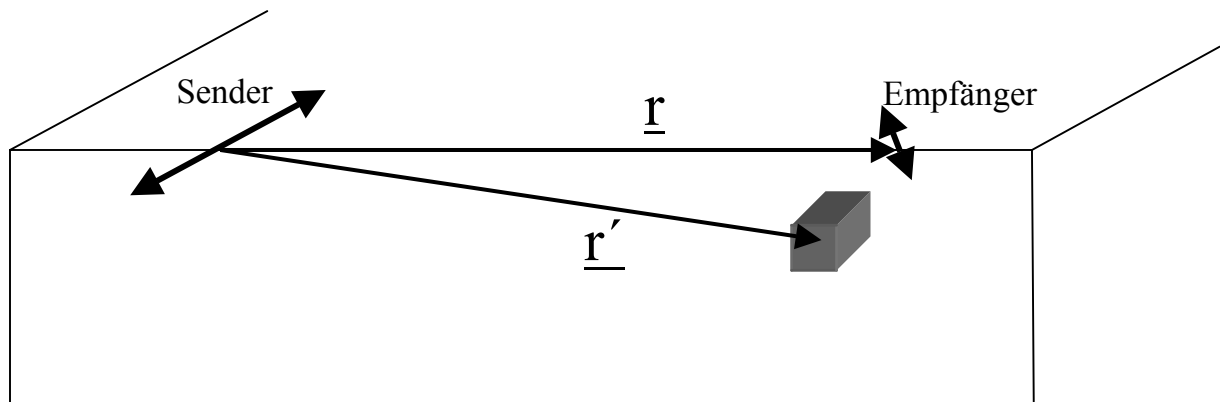


Abbildung 1: Geometrie und Definition der Koordinaten für einen Störkörper in Empfängernähe.

Das gemessene elektrische Feld lässt sich dann wie folgt darstellen:

$$\underline{E}(t) = \underline{D} \underline{E}_p(t) \quad (1)$$

Dabei ist $\underline{E}(t)$ das gesamte elektrische Feld und $\underline{E}_p(t)$ ist das Primärfeld, welches ohne den Störkörper gemessen würde. \underline{D} ist ein zeitunabhängiger Verzerrungstensor. Die Gleichung hat dieselbe Form wie die entsprechende Gleichung im Frequenzbereich, welche die Grundlage für die Beschreibung von Verzerrungen in der Magnetotellurik darstellt. Sie gilt unter der Voraussetzung, dass der Körper hinreichend klein ist und nahe genug beim Störkörper liegt. Diese Bedingungen werden quantitativ in Hördt und Scholl (2004) untersucht.

Gleichung 1 besagt, dass sich eine gestörte Komponente des elektrischen Feldes als Linearkomponente der ungestörten Komponenten darstellen lässt. Für die x-Komponente ausgeschrieben:

$$E_x = D_{xx} E_x^p + D_{xy} E_y^p \quad (2)$$

Dieser Zusammenhang wird mit synthetischen Daten für das Modell aus Abb. 2 illustriert. Ein Körper mit spezifischem Widerstand von $1 \Omega\text{m}$ ist in einen geschichteten Hintegrund eingebettet. Die Modellrechnungen wurden mit dem finite-Differenzen Programm von Druskin und Knizhnerman (1988) durchgeführt. Die Verzerrung durch den Körper ist so stark, dass sie sogar einen Vorzeichenwechsel der x-Komponente des elektrischen Feldes verursacht (Abb. 3). Die Erklärung der Verzerrung als Linearkombination der ungestörten Primärfeldkomponenten gelingt ausgezeichnet.

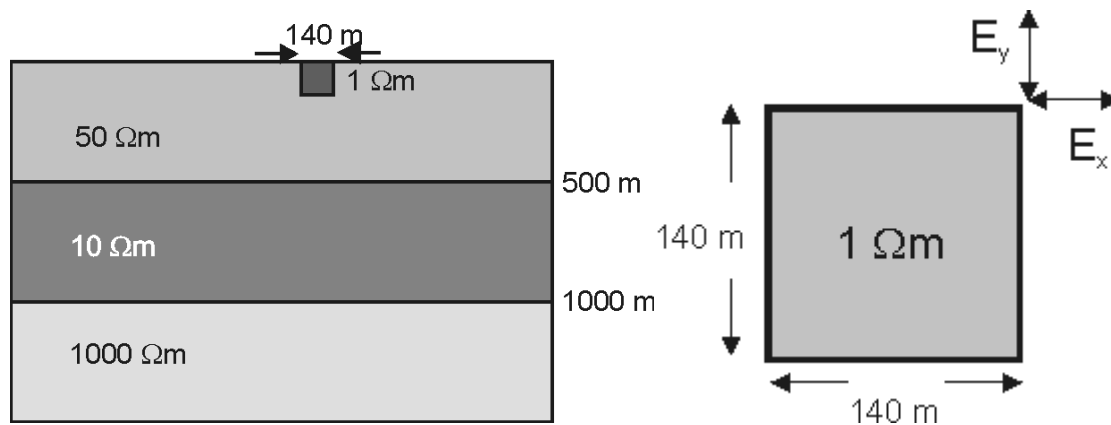


Abbildung 2: Modell zur Berechnung synthetischer Daten mit Störkörper. Links: eingebetteter Störkörper im geschichteten Untergrund. Rechts: Aufsicht und Lage der Empfänger. Der Sender ist ein x-gerichteter Bipol im Ursprung. Der Störkörper liegt bei $(x,y)=(1500\text{ m}, 2000\text{ m})$.

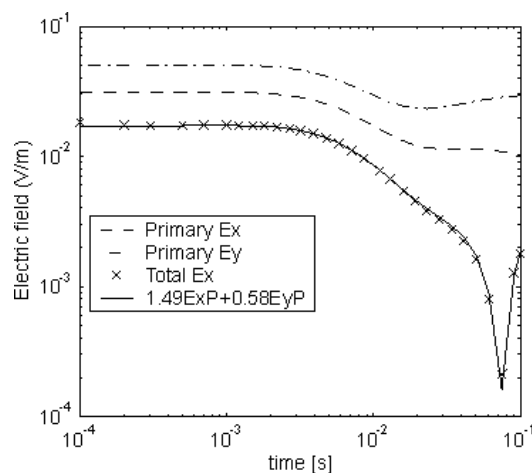


Abbildung 3: Berechnete Transienten für das Modell aus Abb. 2. Der Sendestrom ist 1 Ampere, die Länge des Senders ist 80 m. Dargestellt ist die x-Komponente des Totalfeldes, die beiden Komponenten des Primärfeldes und die entsprechende Linearkombination der Primärfeldkomponenten. Gezeigt sind die Absolutbeträge in doppelt logarithmischer Darstellung. Die scharfe Kerbe bei ca. 0.07 s wird durch einen Vorzeichenwechsel verursacht.

Ausgehend von Gl. (1) werden nun die Gleichungen für einen Störkörper in Sendernähe hergeleitet. Hierfür folgen wir den Überlegungen von Qian und Pedersen (1992). Zunächst ist es nützlich, das elektrische Feld als Tensor darzustellen, wobei der erste Index die Richtung des Empfängers, der zweite die des Senders angibt:

$$\underline{\underline{E}} = \begin{pmatrix} E_{xx} & E_{xy} \\ E_{yx} & E_{yy} \end{pmatrix} \quad (3)$$

E_{xy} ist also z.B. die x-Komponente des elektrischen Feldes, gemessen mit einem Sender in y-Richtung.

Das Reziprozitätsgesetz sagt nun, dass die Funktion von Sender und Empfänger vertauschbar ist. Man erhält dasselbe Signal, wenn der Sender empfängt, und der Empfänger sendet. Formal ausgedrückt:

$$\underline{\underline{E}}(r_1, r_2) = \underline{\underline{E}}^T(r_2, r_1) \quad (4)$$

Dabei ist der erste Ortsvektor die Lokation des Empfängers, der zweite die des Senders. Die Wirkung eines Störkörpers in Sendernähe lässt sich nun ausdrücken durch eine Störung am Empfänger und anschließende Vertauschung der Funktion von Sender und Empfänger (Abbildung 4).

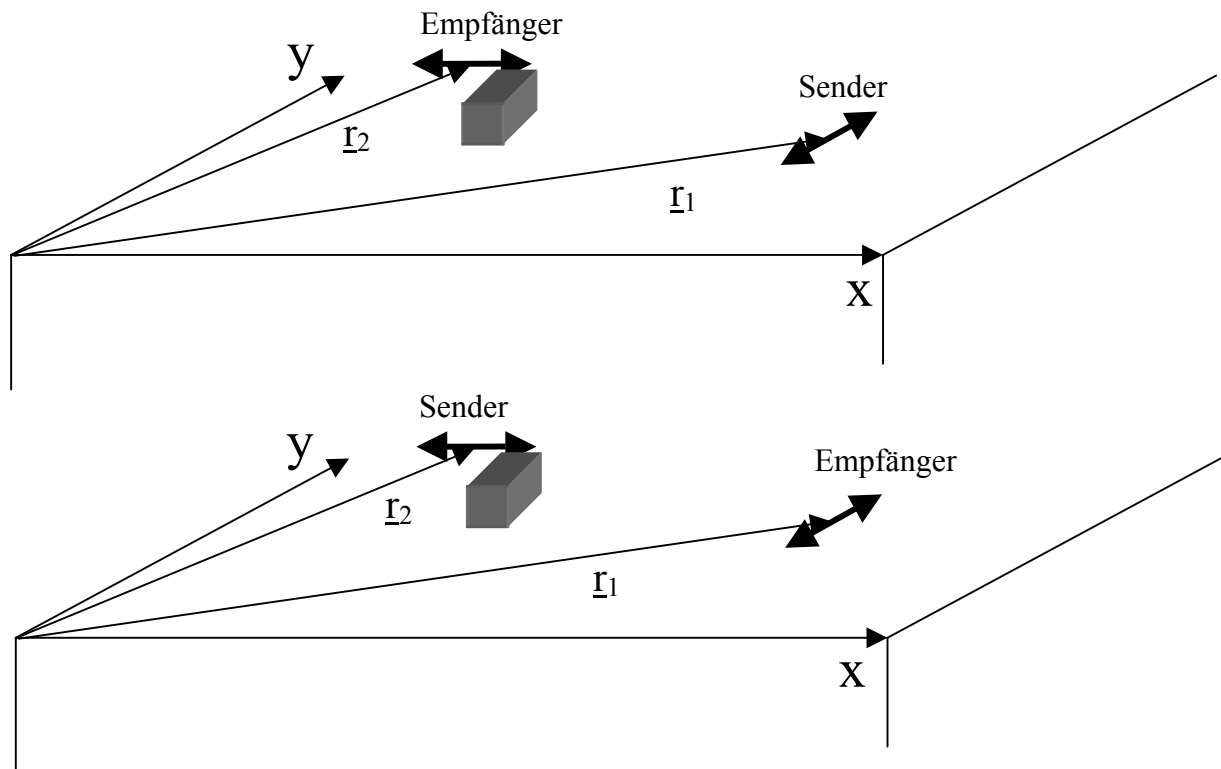


Abbildung 4: Herleitung der Gleichungen für Störkörper in Sendernähe. Oben: Störkörper am Empfänger. Unten: Funktion von Sender und Empfänger vertauscht.

Die Situation mit Störkörper in Empfängernähe bei \underline{r}_2 (Abb. 4 oben) lässt sich beschreiben als

$$\underline{\underline{E}}(r_2, r_1) = \underline{\underline{T}}(r_2, r_1) \underline{\underline{E}}^P(r_2, r_1) \quad (5)$$

Dabei ist $\underline{\underline{T}}$ der zum Störkörper und Empfänger gehörige, zeitunabhängige Verzerrungstensor. Nun wird die Funktion von Sender und Empfänger vertauscht, so dass mit Gl. (4) gilt.

$$\underline{\underline{E}}^T(r_1, r_2) = \underline{\underline{T}}(r_2, r_1) \left(\underline{\underline{E}}^P(r_1, r_2) \right)^T \quad (6)$$

Dies lässt sich nochmals umschreiben, so dass man als Endergebnis erhält:

$$\underline{\underline{E}}(r_1, r_2) = \underline{\underline{E}}^P(r_1, r_2) \underline{\underline{T}}^T(r_2, r_1) \quad (7)$$

Die Störung, die sich durch einen Störkörper in Sendernähe ergibt, lässt sich also ebenfalls einen konstanten Tensor darstellen, der allerdings von rechts mit der Matrix des elektrischen Feldes multipliziert wird. Was dies physikalisch bedeutet wird klar, wenn man die Gleichung für eine Komponente ausschreibt, z.B. für die x-Komponente, die durch einen y-gerichteten Sender erzeugt wird:

$$E_{xy}(r_1, r_2) = E_{xx}^P(r_1, r_2) T_{yx}(r_2, r_1) + E_{xy}^P(r_1, r_2) T_{yy}(r_2, r_1) \quad (8)$$

Der Störkörper erzeugt ein zusätzliches Dipolmoment. Das ursprüngliche Moment in y-Richtung wird modifiziert (der rechte Term in Gl. (8)), hinzu kommt aber noch ein neues Dipolmoment in x-Richtung (mittlerer Term in Gl. (8)). Man kann sich dies als künstlichen Sender in senkrechter Richtung vorstellen, der durch den Störkörper simuliert wird.

Wenn sich sowohl ein Störkörper in Sender- als auch in Empfängernähe befindet, kann man das Gesamtfeld darstellen als:

$$\underline{\underline{E}}(r_1, r_2, t) = \underline{\underline{D}}(r_1, r_2) \underline{\underline{E}}^P(r_1, r_2, t) \underline{\underline{T}}^T(r_2, r_1) \quad (9)$$

Die Empfängerstörung entspricht also einer Multiplikation von links, die Senderstörung einer Multiplikation von rechts.

Transmitter overprints

Bisher wurden nur elektrische Felder betrachtet. Selbstverständlich sind auch die Transienten der zeitlichen Ableitungen der Magnetfelder betroffen. Durch Modellrechnungen ist bekannt, dass Störkörper in Sendernähe in den H_z -Daten einen static shift erzeugen, d.h. eine Multiplikation mit einem konstanten Faktor (Newman et al., 1989). Dieser Effekt wird auch als Transmitter Overprint bezeichnet. Die hier vorgestellte Theorie liefert eine einfache Erklärung. Für die Magnetfelder gilt analog zu Gl. (7)

$$\underline{\underline{H}}(r_1, r_2) = \underline{\underline{H}}^P(r_1, r_2) (\underline{\underline{T}}^M(r_2, r_1))^T$$

wobei nun $\underline{\underline{T}}^M$ die Verzerrungsmatrix der Sendestörung des Magnetfeldes darstellt.

Zeitlich abgeleitet und ausgeschreiben für die Vertikalkomponente erhält man:

$$\frac{\partial H_{zx}}{\partial t} = \frac{\partial H_{zx}^P}{\partial t} T_{zx}^M + \frac{\partial H_{zy}^P}{\partial t} T_{zy}^M \quad (10)$$

Nun wird angenommen, dass die Hintergrundstruktur horizontal geschichtet ist. Dann ist die Form der Kurve des Primärfeldes unabhängig von der Richtung des Sendedipoles. Daher unterscheiden sich die Terme in Gl. (10) alle nur durch einen konstanten Faktor, und man kann schreiben:

$$\frac{\partial H_{zx}}{\partial t} = \frac{\partial H_{zx}^P}{\partial t} T_{zx}^M + a \frac{\partial H_{zx}^P}{\partial t} T_{zy}^M = (T_{zx}^M + a T_{zy}^M) \frac{\partial H_{zx}^P}{\partial t} \quad (11)$$

Dies bedeutet, dass die Störung nur eine Multiplikation mit einer Konstanten, also einen static shift verursacht; eine einfache Erklärung des transmitter overprint Effektes.

Nachweis in gemessenen Daten

In gemessenen Daten lassen sich lokale Störungen nur bei hinreichender Stationsdichte identifizieren. Bei zwei Messkampagnen in St. Illiers/Frankreich 1994 und 1996, welche Monitoring eines unterirdischen Gasspeichers zum Ziel hatte, wurde ein 4 km langes Empfängerprofil mit 125 m Stationsabstand vermessen (Hördt et al., 2000). Einige der Stationen werden hier beispielhaft zur Illustration der Verzerrungseffekte verwendet. Abbildung 5 zeigt die Geometrie der hier benutzten Sender und Empfänger.

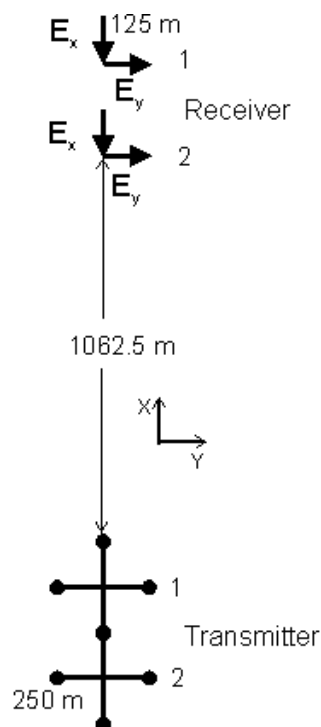


Abbildung 5: Konfiguration der hier benutzten elektrischen Sender und Empfänger der LOTEM-Messung in St. Illiers/Frankreich.

Um lokale Störungen nachzuweisen, zeigen wir, dass die Daten einer Station sich als Linearkombination der Komponenten der Nachbarstation ausdrücken lassen. Wir betrachten zunächst eine Verzerrung am Empfänger. Wir nehmen an, dass die Felder ohne lokale Störkörper räumlich langsam variieren. Die Daten benachbarter Stationen sollten sich dann hauptsächlich in ihrer Amplitude voneinander unterscheiden, so dass man näherungsweise schreiben kann:

$$\underline{\underline{E}}_1^P = c \underline{\underline{E}}_2^P \quad (12)$$

wobei hier die unteren Indizes zwei benachbarte Empfänger kennzeichnen. Die Konstante c ist der Amplitudenfaktor, der durch den unterschiedlichen Abstand der beiden Stationen zum

Sender verursacht wird. Für das Gesamtfeld an Station 1 und 2 erhält man dann durch Kombination von Gl. (9) und (12):

$$\underline{\underline{E}}_1 = \underline{\underline{D}}_1 \underline{\underline{E}}_1^P \underline{\underline{T}}^T = \underline{\underline{D}}_1 c \underline{\underline{E}}_2^P \underline{\underline{T}}^T \quad (13)$$

$$\underline{\underline{E}}_2 = \underline{\underline{D}}_2 \underline{\underline{E}}_2^P \underline{\underline{T}}^T \quad (14)$$

Auflösen von Gl. (13) nach $\underline{\underline{E}}_2^P$ und Einsetzen in Gl. (14) ergibt:

$$\underline{\underline{E}}_2 = \underline{\underline{D}}_2 \underline{\underline{D}}_1^{-1} \frac{1}{c} \underline{\underline{E}}_1 \left(\underline{\underline{T}}^T \right)^{-1} \underline{\underline{T}}^T = \frac{1}{c} \underline{\underline{D}}_2 \underline{\underline{D}}_1^{-1} \underline{\underline{E}}_1 = \underline{\underline{R}} \underline{\underline{E}}_1 \quad (15)$$

d.h. die verzerrten Daten der Station 2 sind eine Linearkombination der Daten von Station 1. Die Matrix $\underline{\underline{R}}$ kann als Übertragungsfunktion zwischen den Verzerrungen zweier Stationen betrachtet werden. Der Amplitudenfaktor c kann nicht von den Verzerrungen getrennt werden und wurde in $\underline{\underline{R}}$ aufgenommen.

Dieselbe Herleitung lässt sich für zwei unterschiedliche Sendelokationen 1 und 2 durchführen, wobei diesmal die Empfängerlokation konstant bleibt.

$$\underline{\underline{E}}_2 = \frac{1}{c'} \underline{\underline{E}}_1 \left(\underline{\underline{T}}_1^T \right)^{-1} \underline{\underline{T}}_2^T = \underline{\underline{E}}_1 \underline{\underline{S}} \quad (16)$$

Dabei kennzeichnet nun der untere Index nun die Sendelokation. Gleichung (16) besagt, dass sich das elektrische Feld für eine Sendelokation als Linearkombination der elektrischen Feldkomponenten zweier senkrechter Sender an einer benachbarten Lokation darstellen lässt. Beispielsweise ergibt sich für die x-Komponente, gemessen mit Sender in y-Richtung an Sendelokation 2:

$$E_{xy2} = S_{xy} E_{xx1} + S_{yy} E_{xy1} \quad (17)$$

Die Gültigkeit der Beziehung aus Gl. (17) lässt sich in den gemessenen Daten nachweisen. Abbildung 6 zeigt zwei Beispiele mit den in Abb. 5 dargestellten Konfigurationen. Die Transienten mit Sender 2 gemessen lassen sich sehr gut durch eine Linearkombination der mit Sender 1 gemessenen Transienten anpassen. In gleicher Weise lässt sich auch die Empfängerverzerrung nachweisen (Hördt, 2003). Damit ist gezeigt, dass die Annahmen hinter den Gleichungen mit gemessenen Daten erfüllt sein können. Die Theorie hat also praktische Bedeutung und ist eine nützliche Grundlage für die Analyse von Felddaten.

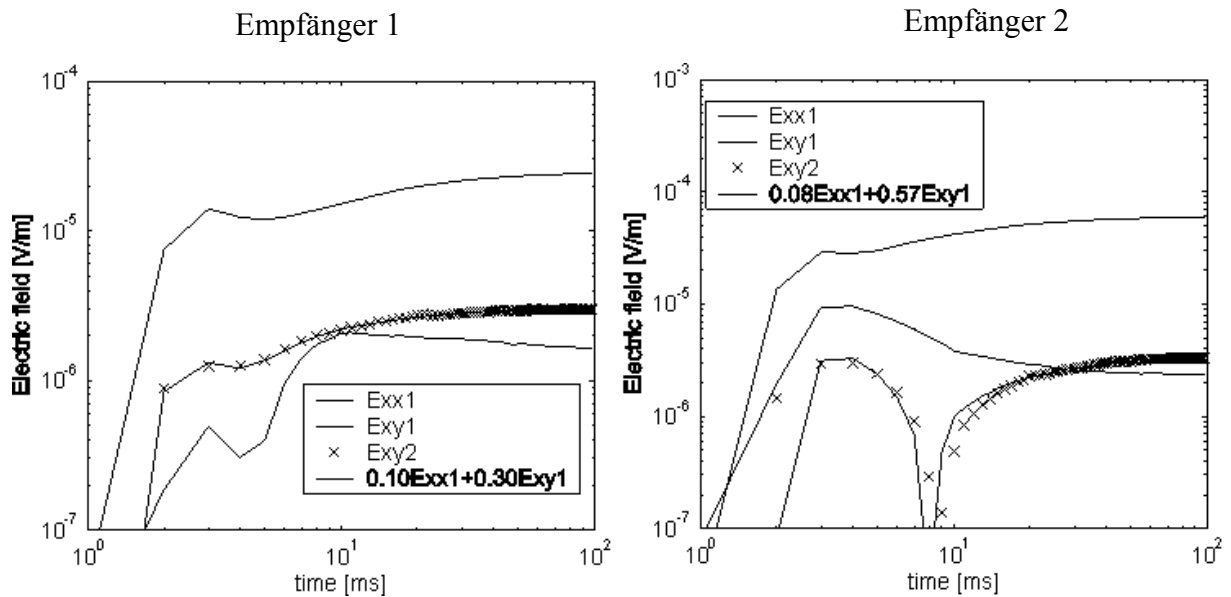


Abbildung 6: Links: x -Komponente des elektrischen Feldes, gemessen an Empfängerlokation 1, mit Sender in y -Richtung an Sendelokation 2 (E_{xy2}). Diese wird erklärt als Linearkombination der Daten desselben Empfängers, aber gemessen mit den x - und y -Sendern an Sendelokation 1 (E_{xx1} , E_{xy1}). Rechts: wie links, aber für Empfängerlokation 2.

Vermeidung und Korrektur

Für elektrische Felder ist es sinnvoll, die Konfiguration so zu wählen, dass die Verzerrung durch einen einzigen skalaren Parameter beschrieben werden kann. Man hat dann nur einen zusätzlichen Faktor, der z.B. als freier Parameter einer Inversion bestimmt werden kann. Dies lässt sich erreichen, in dem man die Komponente in Richtung des Primärfeldes aufzeichnet, also bei sogenannter Broadside – oder inline Konfiguration (Abbildung 7). Unter der Voraussetzung, dass es keine allzu starken lateralen Leitfähigkeitsvariationen gibt, verschwindet jeweils die senkrechte Komponente, und Gl. (9) wird skalar.

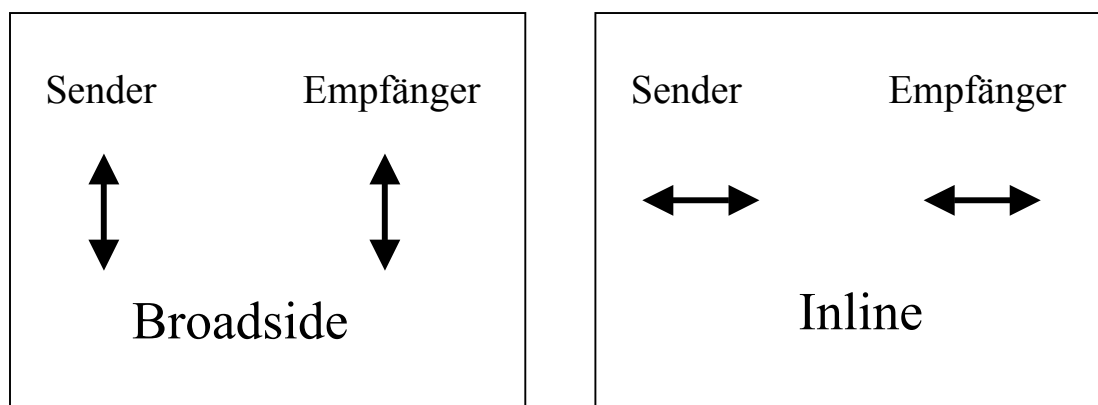


Abbildung 7: Konfigurationen, bei denen die Verzerrung sich durch einen Skalar beschreiben lässt.

Ist es aus logistischen Gründen nicht möglich, diese Idealkonfigurationen zu verwenden, so können die Verzerrungsparameter während der Inversion mit bestimmt werden. Man setzt also für eine Empfängerverzerrung Gl. (1) an und lässt sowohl die Parameter des

Untergrundmodells, als auch die Elemente des Verzerrungstensors frei. Da sich hierdurch die Mehrdeutigkeit der Inversion erhöht, müssen die Verzerrungsparameter allerdings regularisiert werden. Als geeignete Nebenbedingung hat sich die Minimierung der Größe

$$Q = \lambda d^T d \quad (18)$$

herausgestellt, wobei

$$d = (\log D_{xx}, \log D_{yy}, D_{xy}, D_{yx})^T \quad (19)$$

Q wird minimal, wenn die Hauptdiagonalelemente des Verzerrungstensors 1 werden, und die Nebendiagonalelemente verschwinden, wenn also keine Verzerrung vorhanden ist. Auf diese Art wird eine Verzerrung nur dann eingeführt, wenn sie zur Anpassung der Daten tatsächlich notwendig ist. Die Mehrdeutigkeit der Inversion wird auf das notwendige Minimum begrenzt.

Um Verzerrung vom Untergrundmodell zu trennen, sollte für jeder Empfänger mit zwei zueinander senkrechten Sendern vermessen werden. Aus logistischen Gründen ist dies jedoch nicht immer möglich. Dass man auch mit nur einem Sender trotz vorhandener Verzerrung die Untergrundstruktur korrekt wiedergeben kann, zeigt Abb. 7. Hier wurden die mit dem Modell aus Abb. 2 erzeugten, verzerrten Daten mit einer Occam – Inversion (Constable et al., 1987) invertiert. Dabei wurden nur Daten eines Senders verwendet, und die Verzerrungsparameter frei gelassen. Auch mit nur wenigen, verzerrten Daten lässt sich also bei geeigneter Regularisierung das Modell zufrieden stellend rekonstruieren.

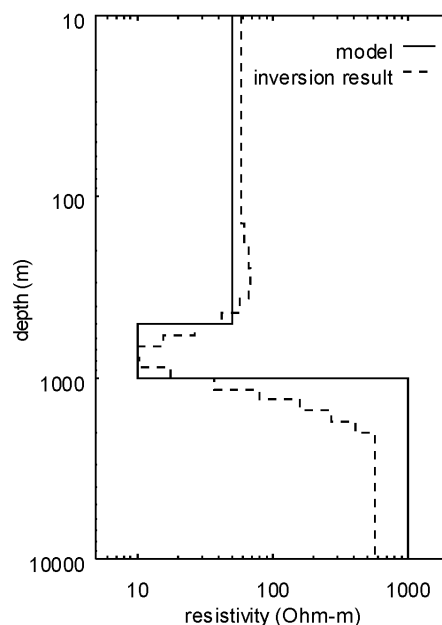


Abbildung 8: Ergebnis einer 1-D Occam – Inversion der verzerrten Daten aus Abb. 3, unter Berücksichtigung des konstanten Verzerrungstensors.

Schlussfolgerungen

Anhand theoretischer Überlegungen wurde gezeigt, dass sich die Wirkung von Störkörpern, die sich in der Nähe des Senders oder Empfängers einer LOTEM – Messung befinden, durch zeitunabhängige Verzerrungstensenoren beschreiben lässt. Diese werden von links, bzw. von

rechts an die Matrix des elektrischen Feldes multipliziert. Eine Senderstörung entspricht einer Modifikation des Dipolmomentes, d.h. es wird ein zusätzliches, künstliches Dipolmoment erzeugt. Eine Untersuchung mit gemessenen Daten zeigt, dass die Theorie auch für die Praxis relevant ist und Effekte in gemessenen Daten gut beschreibt.

Für einzelne Komponenten (z.B. ein Ex-Transient) bedeutet die Theorie, dass sie nicht zeitunabhängig verzerrt werden, da verschiedene Komponenten vermischt werden. Für zukünftige Messungen ist zu empfehlen, die Verzerrungen möglichst durch Wahl geeigneter Konfigurationen auf ein Minimum zu reduzieren, dass sie also durch einen Skalar beschreiben werden können. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, den vollen scheinbaren Widerstandstensor des elektrischen Feldes nach Caldwell und Bibby (1998) zu messen. Die Determinante dieses Tensors erfährt im Gegensatz zu einzelnen Komponenten einen static shift. Die Verzerrung kann also auf einen Skalar reduziert werden, der sich dann leichter als freier Parameter einer Inversion bestimmen, bzw. korrigieren lässt.

Falls eine spezielle Wahl der Konfiguration oder eine Messung des Tensors aus logistischen Gründen nicht möglich ist, können auch alle Elemente des Verzerrungstensors als freie Parameter einer Inversion bestimmt werden. Diese sollten dann allerdings mit Hilfe einer Nebenbedingung regularisiert werden. Die Abweichung von einer Einheitsmatrix wird gering gehalten, so dass sich die Mehrdeutigkeit der Inversion durch die zusätzlichen freien Parameter möglichst wenig erhöht. In dem hier gezeigten Beispiel lässt sich das Untergrundmodell auch bei Benutzung nur weniger, verzerrter Daten zufriedenstellend rekonstruieren.

Literatur

- Caldwell, T.G., und Bibby, H.M., 1998, The instantaneous apparent resistivity tensor: a visualization scheme for LOTEM electric field measurements: *Geophys. J. Int.*, **135**, 817-834.
- Constable, S.C., Parker, R.L., und Constable, C.G., 1987, Occam's inversion: A practical algorithm for generating smooth models from electromagnetic sounding data: *Geophysics*, **52**, 289-300.
- Druskin, V. L., und 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., Andrieux, P., Neubauer, F.M., Rüter, H., und Vozoff, K., 2000, A first attempt at monitoring underground gas storage by means of time-lapse multichannel transient electromagnetics: *Geophys. Prosp.*, **48**, 489-509.
- Hördt, A., 2003, Der Einfluss lokaler Störkörper auf transient elektromagnetische Messungen, *in*: Hördt, A., und Stoll, J., (ed.), Protokoll über das 19. Kolloquium „elektromagnetische Tiefenforschung“, 204-211.
- Qian, W., und 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.
- Smith, J.T., 1995, Understanding telluric distortion matrices: *Geophys. J. Int.*, **122**, 219-226.
- Wannamaker, P.E., Hohmann, G.W., und Ward, S.H., 1984, Magnetotelluric responses of three-dimensional bodies in layered earths: *Geophysics*, **49**, 1517-1533.