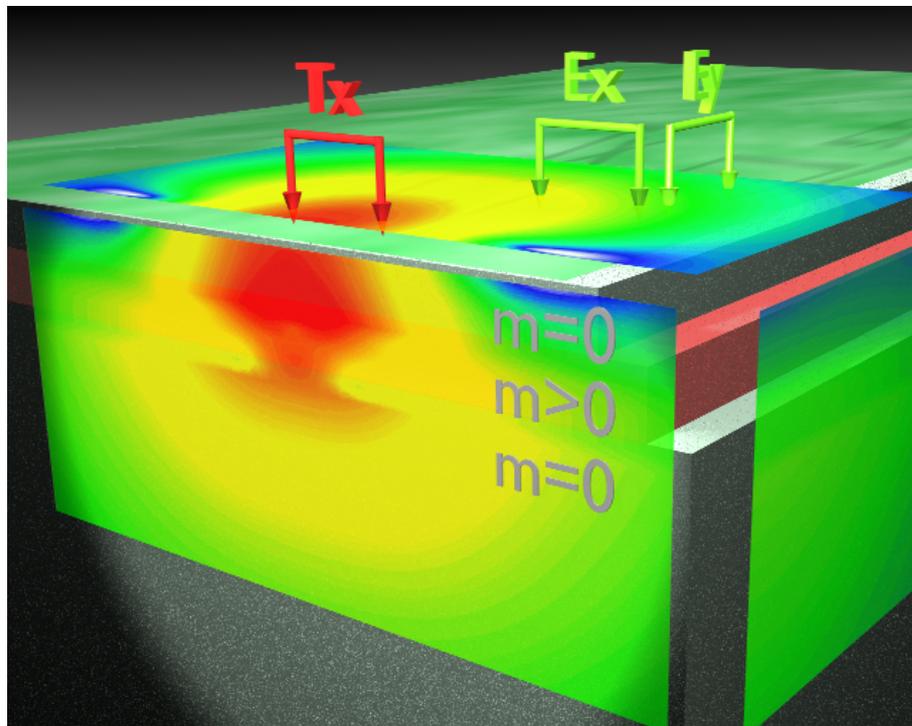


**Untersuchung des Einflusses von
Induzierter Polarisation (IP) auf
„Long-Offset Transient Electromagnetics“
(LOTEM)**



Diplomarbeit

von

Andreas Hoheisel

Köln, Mai 2000

Titelbild:

Schematische Darstellung einer LOTEM-Messung über einem Dreischichtfall mit den spezifischen Widerständen $1000/10/1000 \Omega m$. Die mittlere, gut leitfähige Schicht ($z = 500 m$ bis $1000 m$) ist polarisierbar und hat die Cole-Cole-Parameter $m = 0.5$, $\tau = 0.01 s$ und $c = 0.25$. Auf die Flächen wurde der Betrag des elektrischen Feldes zum Zeitpunkt $1 ms$ nach dem Abschalten des Sendestromes (Tx) projiziert.

Zusammenfassung

Die LOTEM-Methode dient in erster Linie der Bestimmung der räumlichen Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit im Untergrund. Das Verhalten elektromagnetischer Felder hängt aber nicht nur von der Leitfähigkeit, sondern auch von anderen Parametern, wie zum Beispiel der magnetischen Permeabilität, der Dielektrizitätszahl sowie der Polarisierbarkeit des Bodens ab. In der Regel werden diese Parameter bei der Interpretation von TEM-Daten vernachlässigt. Bisherige Studien zum Einfluss der Induzierten Polarisation (IP) auf die „Loop-Loop“-Methode lassen jedoch vermuten, dass IP-Effekte auch bei der LOTEM-Methode eine Rolle spielen.

Verursacht wird die Polarisierbarkeit durch elektrochemische und elektrokinetische Prozesse, die beim Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes Ladungstrennung im Untergrund hervorrufen. Die Ladungstrennung erfolgt dabei nicht instantan, sondern hinkt dem verursachenden elektrischen Quellfeld hinterher.

Um den Einfluss von IP auf die LOTEM-Methode zu untersuchen, wurden 1D-Modellrechnungen durchgeführt, bei denen jeder Schicht eine komplexe, frequenzabhängige Impedanz nach dem Cole-Cole-Relaxationsmodell zugeordnet wird, durch welche die Polarisierbarkeit der Schicht beschrieben werden kann. Die Berechnung der Felder erfolgt zunächst im Frequenzbereich durch Lösen der Besselintegrale mittels der schnellen Hankeltransformation und anschließender Transformation in den Zeitbereich. Als Quellfeld dient ein ausgedehnter horizontaler elektrischer Bipol, der durch Superposition mehrerer idealer Stromdipole angenähert wird.

Die Modellrechnungen zeigen, dass auch für sehr einfache Konfigurationen der Einfluss von polarisierbaren Schichten auf LOTEM-Daten sehr komplex ist und von vielen Parametern abhängt. Die Auswirkung des IP-Effekts wird neben der Polarisierbarkeit des Untergrunds vor allem von der Messkonfiguration und der Leitfähigkeitsverteilung beeinflusst. IP-Effekte werden durch gut leitfähige polarisierbare Schichten in schlechter leitendem Umgebungsgestein begünstigt. Es zeigt sich, dass insbesondere die späten Zeiten von E_x -Transienten in der Nähe des Senders durch polarisierbare Schichten verzerrt werden können. Der Einfluss von polarisierbaren Schichten auf die magnetischen Feld-

komponenten kann in der Regel vernachlässigt werden.

Zur Erkundung des Vesuvs wurden 1997 und 1999 LOTEM-Messungen an dem Vulkan in Italien durchgeführt. Durch Sensitivitätsstudien über die Auswirkung von polarisierbaren Schichten auf die Vesuv-Daten konnte gezeigt werden, dass erhöhte Aufladbarkeiten in größeren Tiefen einen messbaren IP-Effekt in den E_x -Transienten hervorrufen würden. Im Oktober 1999 wurden an einer der LOTEM-Empfängerstationen zwei IP-Sondierungen durchgeführt, mit denen oberflächennahe, stark polarisierbare Bereiche nachgewiesen werden konnten. In den LOTEM-Daten konnten hingegen keine IP-Effekte identifiziert werden, sodass vermutet werden kann, dass sich die nachgewiesenen polarisierbaren Bereiche nicht in größere Tiefen fortsetzen.

Wegen des Einflusses von polarisierbaren Bereichen auf LOTEM-Transienten in Sendernähe ist vor allem eine Verfälschung der durch Feldmessung bestimmten Impulsantwort des Messsystems zu erwarten. Um diesen Effekt mit praktischen Messungen zu belegen, wurden im Mai 1999 Systemantworten mit einer verkleinerten LOTEM-Auslage auf einer ehemaligen Deponie mit bekannten IP-Parametern in Longerich/Köln aufgezeichnet. Dadurch konnte gezeigt werden, dass die E_x -Zeitreihen durch den IP-Effekt verzerrt wurden, was sich in den daraus bestimmten Systemantworten durch ein langsames Abklingen bemerkbar macht.

Abstract

The diffusion of electromagnetic fields is not only dependent on conductivity, but also on magnetic permeability, dielectric permittivity, and polarizability, i. e. dispersive conductivity. The LOTEM method is mainly used for determining the spatial distribution of conductivity in the subsurface, though studies concerning the loop-loop method lead to the assumption that the LOTEM method can also be affected by induced polarization (IP).

Numerous 1D forward calculations were carried out to study the IP effect in LOTEM data, using the Cole-Cole relaxation model for simulating the polarizability of the ground. The electromagnetic fields were calculated in the frequency-domain, using the *fast Hankel transform*, and were then transformed into the time-domain.

It could be shown that the interrelationships between polarizable layers and the variation of the electromagnetic field components measured by the LOTEM method are very complex — even for simple configurations. Besides the polarizability of each layer, the IP effect depends on the LOTEM field setup and on the spatial distribution of conductivity in the ground. In most cases, especially the late time transients of the E_x component in the surroundings of the transmitter can be distorted significantly by near-surface layers with high chargeabilities. Conductive polarizable bodies in a more resistive host lead to stronger IP effects. The influence of polarizable layers on the magnetic field components can be neglected under normal circumstances.

In 1997 and 1999, LOTEM measurements were carried out at Mt. Vesuvius in Italy to explore the geological structure of the volcano. Sensitivity studies about the effect of polarizable layers showed that high chargeabilities in connection with the conductive layers in greater depths would result in a detectible distortion of the E_x transients. Although accompanying IP measurements revealed high chargeabilities in a near-surface layer, no evidence of IP effects could be found in the measured LOTEM data.

Due to the huge influence of polarizable layers next to the transmitter, especially distortions of the measured system responses are expected. This could be verified in praxis by field measurements on an area with high chargeabilities in Longerich/Cologne.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
I	Grundlagen	7
2	„Long-Offset Transient Electromagnetics“ (LOTEM)	9
2.1	Messaufbau	9
2.2	Theoretische Grundlagen	11
2.2.1	Bemerkungen zur Elektrodynamik	11
2.2.2	Grundgleichungen	17
2.2.3	Wellen- und Telegraphengleichungen	18
2.2.4	Ebene Welle im homogenen Halbraum	19
2.2.5	Debye-Potentiale	20
3	Induzierte Polarisation (IP)	23
3.1	Theoretische Grundlagen	24
3.1.1	Elektrochemische Theorie	24
3.1.2	Ersatzschaltkreis und mathematische Modelle	25
3.2	Induzierte Polarisation als Messmethode	27
3.2.1	IP-Messungen im Zeitbereich	28
3.2.2	IP-Messungen im Frequenzbereich	30
3.2.3	Polarisierbarkeit von Gesteinen	30
3.3	Einfluss auf Transiente Elektromagnetik	32
3.4	EM-Kopplung bei IP-Messungen	34

II	Modellrechnungen und Messungen	37
4	Modellrechnungen	39
4.1	Das Programm <i>tipforward1d</i>	39
4.1.1	Berechnung der elektrischen und magnetischen Felder im Frequenzbereich	40
4.1.2	Transformation in den Zeitbereich	42
4.1.3	Näherung des ausgedehnten Sendebipols durch mehrere Stromdipole	43
4.2	Vergleichsrechnungen	43
4.2.1	Vergleich mit analytischen Lösungen	43
4.2.2	Vergleich mit <i>EMID</i>	46
4.2.3	Vergleich mit <i>Guptasarma</i> [1982] für reine IP-Effekte	47
4.3	Homogener Halbraum	48
4.3.1	EM-Kopplung versus IP-Effekt	49
4.3.2	LOTEM-Transienten an der Oberfläche	51
4.3.3	Der IP-Effekt im Frequenz- und Zeitbereich	58
4.3.4	Sensitivitäten	60
4.4	Polarisierbare Deckschicht über geschichtetem Halbraum	65
4.4.1	LOTEM-Transienten an der Oberfläche	66
4.4.2	Der IP-Effekt im Frequenz- und Zeitbereich	68
4.5	IP-Effekte bei der LOTEM-Messung am Vesuv	70
4.5.1	1D-Leitfähigkeitsmodell des Vesuvs	71
4.5.2	Verhalten der Felder in der Tiefe	72
4.5.3	Relative Sensitivitäten	77
5	IP- und LOTEM-Messungen am Vesuv	83
5.1	IP-Messung	83
5.2	LOTEM-Messung	88
6	Auswirkung des IP-Effekts auf die Messung der LOTEM-Systemantwort	93
6.1	Messung der LOTEM-Systemantwort in Longerich	94
6.2	Datenverarbeitung	95
6.3	Vergleich der Systemantworten	99
III	Ergebnisse	103
7	Ergebnisse und Schlussfolgerungen	105
7.1	Auswirkung von IP-Effekten auf LOTEM-Daten	106
7.1.1	Der Einfluss eines polarisierbaren homogenen Halbraums	106
7.1.2	Der Einfluss von polarisierbaren Schichten in einem sonst homogenen Halbraum	107

7.1.3	Der Einfluss einer polarisierbaren Deckschicht über einem geschichteten Halbraum	107
7.1.4	Der Einfluss von IP-Effekten auf die LOTEM-Daten der Vesuv-Messung	108
7.2	Der Einfluss von IP-Effekten auf die Bestimmung der Impulsantwort des LOTEM-Messsystems	108
7.3	Bedingungen für das Auftreten starker IP-Effekte	109
7.4	Vermeidung von IP-Effekten bei LOTEM-Messungen	110
7.5	Identifizierung von IP-Effekten in LOTEM-Daten	110
7.6	Einbeziehung von IP-Parametern in die Interpretation von LOTEM-Daten	111
8	Ausblick	113
IV	Anhänge	115
A	Anleitung zum Programm <i>tipforward1d</i>	117
B	Visualisierung der Daten mit <i>IDL</i>	123
C	Messung der LOTEM-Systemantwort	135
C.1	Messung in Longerich	135
C.1.1	E_x -Transienten	136
C.1.2	\dot{H}_z -Transienten	138
C.2	Labormessung	140
	Literaturverzeichnis	143
	Danksagung	152

Abbildungsverzeichnis

2.1	Schematische Darstellung einer LOTEM-Messung	10
3.1	Gesteinsmodell für Elektroden- und Membranpolarisation	25
3.2	Ersatzschaltkreis für den IP-Effekt	26
3.3	Berechnete Amplituden- und Phasenkurven für variables m	27
3.4	Schematische Darstellung einer IP-Messung im Zeitbereich	28
3.5	IP-Transienten für verschiedene Cole-Cole-Parameter	29
3.6	Berechnete und gemessene Phasenkurven	31
3.7	Vorzeichenwechsel in einem gemessenen „Coincident-Loop“-Transienten	32
3.8	Argand-Diagramm für IP mit und ohne EM-Kopplung	35
4.1	Flussdiagramm des Programms <i>tipforward1d</i>	40
4.2	Näherung eines ausgedehnten Sendebipols durch mehrere Stromdipole . .	44
4.3	Fehler bei Näherung eines ausgedehnten Sendebipols	45
4.4	Vergleich mit analytischer Lösung für homogenen Halbraum	46
4.5	Vergleich mit <i>EMID</i> für geschichteten Halbraum	47
4.6	Vergleich mit <i>Guptasarma</i> [1982] für reinen IP-Effekt	48
4.7	Gegenüberstellung von EM-Kopplung, IP-Effekt und EM-Kopplung in- klusive IP-Effekt	50
4.8	E_x an der Oberfläche eines polarisierbaren, homogenen Halbraums	52
4.9	Relative Differenz zwischen E_x mit und ohne IP-Effekt an der Oberfläche eines polarisierbaren, homogenen Halbraums	53
4.10	\dot{H}_z an der Oberfläche eines polarisierbaren, homogenen Halbraums	55
4.11	Relative Differenz zwischen \dot{H}_z mit und ohne IP-Effekt an der Oberfläche eines polarisierbaren, homogenen Halbraums	56
4.12	\dot{H}_y an der Oberfläche eines polarisierbaren, homogenen Halbraums	57
4.13	Modellparameter des homogenen Halbraums	58
4.14	E_x und H_z im Frequenzbereich über einem homogenen Halbraum	59
4.15	$ E_x $ und $ \dot{H}_z $ im Zeitbereich über einem homogenen Halbraum	59

4.16	E_x -Sensitivitäten gegenüber Änderung von m für $x = 0$	61
4.17	E_x -Sensitivitäten gegenüber Änderung von m für $y = 0$	63
4.18	\dot{H}_z -Sensitivitäten gegenüber Änderung von m für $x = 0$	65
4.19	Modellparameter des geschichteten Halbraums mit polarisierbarer Deckschicht	66
4.20	E_x an der Oberfläche eines geschichteten Halbraums mit polarisierbarer Deckschicht	67
4.21	$E_x(f)$ und $H_z(f)$ über einem geschichteten Halbraum mit polarisierbarer Deckschicht	68
4.22	$E_x(t)$ und $\dot{H}_z(t)$ über einem geschichteten Halbraum mit polarisierbarer Deckschicht	69
4.23	$E_x(t)$ und $\dot{H}_z(t)$ über einem geschichteten Halbraum mit polarisierbarer Deckschicht	70
4.24	1D-Leitfähigkeitsmodell des Vesuvs	71
4.25	E_x im Untergrund für das Vesuvmodell	74
4.26	$ H $ im Untergrund für das Vesuvmodell	75
4.27	Relative E_x -Sensitivitäten gegenüber Änderung von m für das Vesuvmodell	78
4.28	Relative $ \dot{H} $ -Sensitivitäten gegenüber Änderung von m für das Vesuvmodell	79
5.1	LOTEM-Messaufbau am Vesuv	84
5.2	IP-Messaufbau bei ehemaliger Fumarole am Vesuv	85
5.3	Sondierungskurven der IP-Messung am Vesuv	86
5.4	1D-Modelle für die IP-Sondierungen am Vesuv	87
5.5	Zusammenhang zwischen ϕ und m	87
5.6	Auswirkung von polarisierbaren Schichten auf die E_x -Transienten an Station 2 der Vesuvmessung	89
5.7	Auswirkung von polarisierbaren Schichten auf die \dot{H}_z -Transienten an Station 4 der Vesuvmessung	90
6.1	Messaufbau zur Messung der Systemantwort in Longerich/Köln	95
6.2	E_x -Transienten der Stationen 171 und 153	96
6.3	Gegenüberstellung von gemessenen Impulsantworten	100
6.4	Berechnete und gemessene E_x -Impulsantworten	101
6.5	Impulsantworten für verschiedene Cole-Cole-Parameter	101
B.1	Skalierung der Daten mit ps_{xy}	129
B.2	Erstellen einer Farbpalette für <i>IDL</i>	133
C.1	E_x -Transienten der Stationen 161 und 171	136
C.2	E_x -Transienten der Stationen 181, 191 und 153	137
C.3	\dot{H}_z -Transienten der Stationen 112, 122 und 132	138
C.4	\dot{H}_z -Transienten der Stationen 142, 162, 172 und 182	139
C.5	\dot{H}_z -Transienten der Stationen 192 und 158	140
C.6	Messung der Systemantwort im Labor	141

KAPITEL 1

Einleitung

Die LOTEM-Methode ist eine von zahlreichen relativ jungen geophysikalischen Messmethoden, welche das Verhalten elektromagnetischer Felder zur Erkundung des Untergrunds nutzen. Gegenüber den klassischen Methoden, wie zum Beispiel der Seismik, haben diese elektromagnetischen (EM) Messmethoden den entscheidenden Vorteil, dass Eigenschaften des Untergrunds ermittelt werden, die anderen Methoden verschlossen bleiben. Dazu zählen alle Parameter, von denen die Wellenausbreitung beziehungsweise die Diffusion der elektromagnetischen Felder durch den Untergrund abhängt. So können mit Hilfe von EM-Messmethoden Informationen über die räumliche Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit, der Dielektrizitätszahl, der Polarisierbarkeit und der magnetischen Permeabilität des Bodens gewonnen werden.

Die verschiedenen elektromagnetischen Methoden unterscheiden sich im Wesentlichen durch die Art der Erzeugung der EM-Felder und durch die Feldkomponenten, welche gemessen werden. Während bei *passiven* Methoden schon vorhandene EM-Wellen natürlichen oder anthropogenen Ursprungs benutzt werden, greift man bei den so genannten *aktiven* Methoden auf künstliche Sender zurück, die ein klar definiertes Signal aussenden. Zu den passiven Methoden gehört zum Beispiel die *Magnetotellurik* [Vozoff, 1991], welche EM-Wellen benutzt, die in der Ionosphäre und Magnetosphäre entstehen.

Eine besondere Art aktiver Methoden sind jene, die unter den Oberbegriff *Transiente Elektromagnetik (TEM)* fallen. Hierbei werden künstliche Sender benutzt, die zunächst ein statisches elektrisches oder magnetisches Feld erzeugen, welches dann abrupt abgeschaltet oder umgepolt wird. Dadurch wird eine EM-Welle ausgelöst, die durch den Untergrund zu den Sensoren des Empfängers diffundiert und dort aufgezeichnet wird.

Zu den TEM-Methoden gehört auch die *LOTEM*-Methode, die hier am Institut für Geophysik und Meteorologie der Universität zu Köln seit 1985 benutzt und ständig weiterentwickelt wird. Die Abkürzung LOTEM steht für „**L**ong-**O**ffset **T**ransient **E**lectromagnetics“, wodurch sich die Methode von anderen TEM-Methoden mit geringerer Ein-

dringtiefe wie zum Beispiel *SIROTEM* oder *EM37* abhebt [Strack, 1992]. Der Abstand zwischen Sender und Empfänger ist bei LOTEM in der Regel größer als die Erkundungstiefe und kann bis zu 40 km betragen. Der Sender besteht aus einem stromdurchflossenen, an beiden Enden geerdeten Kabel. An den Empfangsstationen werden horizontale Feldkomponenten des elektrischen Feldes und die Zeitableitung magnetischer Feldkomponenten aufgezeichnet.

Mit Transienter Elektromagnetik möchte man in erster Linie die räumliche Verteilung der *elektrischen Leitfähigkeit* im Untergrund bestimmen. Die Ausbreitung der EM-Felder hängt nun aber nicht nur von der Leitfähigkeit, sondern auch von der magnetischen Permeabilität, der Dielektrizitätszahl und der Polarisierbarkeit des Bodens ab.

Die *magnetische Permeabilität* des Bodens wird meistens mit der magnetischen Permeabilität des Vakuums gleichgesetzt, obwohl nach Studien von Buselli [1982] und Lee [1984] zum Beispiel oberflächennahes, superparamagnetisches Material durchaus den Spätzeitbereich von TEM-Messungen verfälschen kann. Hier soll dieser Einfluss aber nicht weiter beachtet werden.

Der Einfluss der *Dielektrizitätszahl* spielt nur bei sehr hohen Frequenzen und geringen Leitfähigkeiten eine Rolle und kann für die bei LOTEM auftretenden Frequenzen (etwa 0.1 Hz – 10 kHz) vernachlässigt werden [Strack, 1992; Lee, 1981a]. Dadurch kann das Verhalten der EM-Felder durch reine Diffusionsgleichungen beschrieben werden. Die für die Wellenausbreitung charakteristischen Reflexionen an Dielektrizitätszahl-Kontrasten, die zum Beispiel beim Georadar zur Erkundung des Untergrunds ausgenutzt werden, spielen hier keine Rolle.

Die *Polarisierbarkeit* des Untergrunds hingegen kann das Verhalten der EM-Felder signifikant beeinflussen, was man sich bei der Messmethode *Induzierte Polarisation* (IP) explizit zunutze macht. Die Polarisierbarkeit kommt durch elektrochemische und elektrokinetische Prozesse zustande, welche bewirken, dass im Boden Ladungstrennung stattfindet. Analog zum Kondensator erhält man dadurch eine Phasenverschiebung zwischen dem Strom und der Spannung — der Widerstand wird zu einer komplexen und frequenzabhängigen Impedanz. Bei der Auswertung von TEM-Daten wird diese frequenzabhängige Phasenverschiebung in der Regel jedoch nicht berücksichtigt. Die Effekte der Induzierten Polarisation werden im Allgemeinen als Störgröße betrachtet, welche die Messergebnisse verzerrt. Zur Auswirkung des IP-Effekts auf die Messdaten existieren für verschiedene EM-Methoden einige Studien, deren Ergebnisse im Folgenden kurz zusammengefasst werden:

Die Arbeiten von Stoyer [1976] und Pretzschner [1993] über den Einfluss der Induzierten Polarisation auf die *Magnetotellurik* zeigen, dass besonders oberflächennahe polarisierbare Schichten sowohl die scheinbaren Widerstände als auch die Phasenwerte über große Frequenzbereiche hinweg verändern können.

Zahlreiche Studien finden sich für die „Loop-Loop“- und die „Coincident-Loop“-TEM-Methode, bei denen jeweils als Sender und Empfänger eine Magnetfeldspule mit vertikaler Achse benutzt wird. Darunter fallen zum Beispiel die Geräte SIROTEM der Firma CSIRO/Australien, das EM37 von GEONICS/Kanada sowie das russische MPP-4, das von VITR Leningrad entwickelt wurde [Telford et al., 1990]. Ausgelöst wurden diese Un-

tersuchungen durch das Auftreten von Vorzeichenwechseln in gemessenen „Coincident-Loop“-Transienten [Spies, 1980], welche durch frequenzunabhängige Leitfähigkeitsverteilungen nicht erklärt werden können [Weidelt, 1982; Guptasarma, 1984]. Hervorzuheben ist die Arbeit von Flis *et al.* [1989], in der sowohl 1D- als auch 3D-Modellrechnungen zum Einfluss polarisierbarer Körper auf die „Coincident-Loop“-Methode durchgeführt und die Vorzeichenwechsel auf IP-Effekte zurückgeführt werden konnten. Weitere Untersuchungen behandeln den polarisierbaren homogenen Halbraum [Lee, 1981b; Raiche, 1983], die polarisierbare Kugel im leitfähigen Halbraum [Lee und Thomas, 1992] und den polarisierbaren geschichteten Halbraum [Zadorozhnaya und Lepeshkin, 1998].

Damit auch schwache Polarisierbarkeiten große IP-Effekte und somit Vorzeichenwechsel in TEM-Transienten hervorrufen können, müssen nach Smith und West [1989] folgende Bedingungen erfüllt sein:

1. Der Sender befindet sich in der Nähe einer leitfähigen Struktur, sodass zu frühen Zeiten in dieser Struktur ein starker Strom induziert wird. Der zusätzlich auftretende Polarisationsstrom ist nicht nur proportional zur Polarisierbarkeit des Mediums, sondern auch zur Stärke des primär induzierten Stromes.
2. Der Polarisationsstrom fließt in der Nähe des Empfängers. Dadurch haben auch kleine Polarisationsströme einen großen Einfluss auf die Messung.
3. Der durch die reine EM-Kopplung hervorgerufene Transient fällt schneller ab als der Polarisationsstrom, sodass zu späteren Zeiten der IP-Effekt überwiegt.

Diese drei Bedingungen können durch verschiedene Konfigurationen für schwach polarisierbare Materialien erfüllt werden: Studien von Smith und West [1988] ergaben Vorzeichenwechsel in „Coincident-Loop“-Transienten für einzelne (schwach polarisierbare) Leiter in sehr schlecht leitendem Umgebungsgestein und für zwei induktiv miteinander gekoppelte, polarisierbare Leiter. Andere Konfigurationen mit ausgeprägtem IP-Effekt sind leitfähige Deckschichten [Flis *et al.*, 1989] und polarisierbare Halbebenen [Smith und West, 1989]. Hohmann und Newman [1990] zeigten, dass der IP-Effekt bei „Coincident-Loop“-Messungen über einem gut leitenden, polarisierbaren 3D-Körper an der Oberfläche ausgeprägter ist als bei Messungen über einer ebenso mächtigen, eindimensionalen, polarisierbaren Deckschicht mit sonst gleichen elektrischen Eigenschaften. Der IP-Effekt kann bei 3D-Körpern Vorzeichenwechsel zu sehr frühen Zeiten ($t < 1 \text{ ms}$) hervorrufen.

Ein empirisches Verfahren zur Beseitigung von IP-Effekten aus „Coincident-Loop“-Messdaten beschreibt Elliott [1991].

Die hier zitierten Studien lassen vermuten, dass die Induzierte Polarisation auch bei der LOTEM-Methode eine wichtige Rolle spielen kann. Der Messaufbau ist zwar ein anderer als bei den oben genannten Methoden, die grundlegende Physik ist aber dieselbe. Da der Einfluss von IP-Effekten auf TEM-Methoden mit zunehmender Entfernung zum Sender im Allgemeinen abnimmt [Smith und West, 1989; Hohmann und Newman, 1990], sind für typische LOTEM-Konfigurationen mit Sender-Empfänger-Abständen von einigen Kilometern eher geringe IP-Effekte zu erwarten. Anders sieht es hingegen bei der

Bestimmung der Impulsantwort des Messsystems aus, die auf Messungen in unmittelbarer Nähe des Sendekabels beruht. Bei großen IP-Effekten in Sendernähe ist mit einer starken Verzerrung der durch Feldmessung bestimmten Systemantwort zu rechnen, die sich bei der anschließenden Datenverarbeitung auf die LOTEM-Daten übertragen kann.

Bislang wurden jedoch keinerlei quantitative Untersuchungen über den Einfluss des IP-Effekts auf die LOTEM-Methode veröffentlicht. Die Ergebnisse aus den Untersuchungen, welche die Magnetotellurik und die „Loop-Loop“-Methode betreffen, können insbesondere wegen der unterschiedlichen Art der Erzeugung der primären EM-Felder nicht direkt auf die LOTEM-Methode übertragen werden.

Damit ergibt sich die Motivation zu dieser Diplomarbeit, den Einfluss der IP speziell auf LOTEM zu untersuchen. In der Arbeit soll dabei besonders auf folgende Fragestellungen eingegangen werden:

- Können IP-Effekte LOTEM-Daten signifikant verzerren?
- Wie wirken sich IP-Effekte auf die Bestimmung der Impulsantwort des LOTEM-Messsystems aus?
- Unter welchen Bedingungen sind IP-Effekte besonders stark?
- Können Störungen von LOTEM-Daten durch IP-Effekte vermieden werden?
- Kann man IP-Effekte in LOTEM-Daten identifizieren?
- Ist es möglich, IP-Effekte in die Auswertung von LOTEM-Daten mit einzubeziehen?

Um diesen Fragestellungen zu genügen, ist es notwendig, Modellrechnungen unter Berücksichtigung von IP-Effekten für typische LOTEM-Konfigurationen durchzuführen. Dafür wurden Programme entwickelt, welche die Berechnung elektromagnetischer Felder für geschichtete Halbräume ermöglichen, wobei jeder Schicht neben dem spezifischen ohmschen Widerstand auch eine Polarisierbarkeit nach dem Cole-Cole-Modell [Pelton *et al.*, 1978] zugeordnet werden kann.

Um diese theoretisch simulierten IP-Effekte mit praktischen Messungen zu belegen, wurden Messungen über einem Gebiet mit bekannter, relativ hoher Polarisierbarkeit durchgeführt und die Daten mit Modellrechnungen verglichen.

Die Arbeit habe ich in vier Teile gegliedert: **Teil I** beschäftigt sich mit den Grundlagen zur LOTEM-Methode und deren theoretischen Formulierung (Kapitel 2) sowie den Grundlagen zum IP-Effekt und dessen Auswirkungen auf TEM-Methoden (Kapitel 3). Daran anschließend werden in **Teil II** Modellrechnungen zur Untersuchung des Einflusses von IP auf LOTEM (Kapitel 4), IP- und LOTEM-Messungen am Vesuv (Kapitel 5) sowie Messungen auf einer Deponie in Longerich/Köln zur Untersuchung der Auswirkung polarisierbarer Bereiche auf die LOTEM-Systemantwort (Kapitel 6) vorgestellt. **Teil III** behandelt die Ergebnisse und Schlussfolgerungen, die ich aus den Untersuchungen aus Teil II gezogen habe (Kapitel 7), und endet mit einem kurzen Ausblick (Kapitel 8). Die

verschiedenen Anhänge wurden zu **Teil IV** zusammengefasst. Anhang A ist eine Anleitung zu dem Programm *tipforward1d*, welches ich zur Modellierung der EM-Felder unter Berücksichtigung des IP-Effekts geschrieben habe. Anhang B beinhaltet einen kleinen Exkurs über die Visualisierung der Felder im Raum-Zeit-Bereich mit Hilfe des Programms *IDL*. Die Daten der Messung in Longerich sowie der Labormessung zur Bestimmung der Impulsantwort des LOTEM-Messsystems sind in Anhang C aufgeführt. Das Literaturverzeichnis und die natürlich nicht fehlen dürfende Danksagung sind am Ende der Arbeit zu finden.

Teil I

Grundlagen

„Long-Offset Transient Electromagnetics“ (LOTEM)

Zum Messprinzip der LOTEM-Methode existieren schon zahlreiche Veröffentlichungen (zum Beispiel *Strack* [1985], *Petry* [1987], *Strack* [1992] und *Hördt* [1992]), sodass in Kapitel 2.1 nur kurz auf den Messaufbau eingegangen wird. Kapitel 2.2 befasst sich mit den theoretischen Grundlagen, wobei durch die Berücksichtigung von komplexen und frequenzabhängigen Widerständen der Grundstein für die Einbeziehung des IP-Effekts gelegt wird.

2.1 Messaufbau

Wie in der Einführung schon erwähnt, ist die LOTEM-Methode eine aktive, transient-elektromagnetische Messmethode, die zur Erkundung der Leitfähigkeitsstruktur des Untergrunds dient. Der Sender besteht aus einem etwa 1–2 km langen Kabel, das an beiden Enden geerdet und über einen Generator mit Gleichstrom von einigen Ampere Stärke versorgt wird. Dieser Gleichstrom wird nun regelmäßig umgepolt, sodass die erzeugten EM-Felder durch den Untergrund vom Sender wegdiffundieren und dabei durch den spezifischen Widerstand des Bodens beeinflusst werden. Einige Kilometer entfernt registriert man dann die horizontalen Komponenten der elektrischen Feldstärke (E_x , E_y) und die Zeitableitung der magnetischen Feldstärke (\dot{B}_z , \dot{B}_x , \dot{B}_y) beziehungsweise der magnetischen Erregung¹ (\dot{H}_z , \dot{H}_x , \dot{H}_y) als Funktion der Zeit nach dem Umpolvorgang (siehe Abbildung 2.1). Als Sensor für das elektrische Feld dienen für jede Komponente jeweils zwei unpolarisierbare Elektroden, die in einem Abstand von etwa 100 m ausgebracht wer-

¹In dieser Arbeit erfolgt die Bezeichnung der elektromagnetischen Felder nach *Sommerfeld* [1961], der zwischen Ursache und Wirkung der Felder unterscheidet. B wird magnetische Feldstärke, H magnetische Erregung, E elektrische Feldstärke und D elektrische Erregung genannt. Der Begriff magnetisches Feld wird allgemein für B und H verwendet, mit elektrischem Feld kann E oder D gemeint sein.

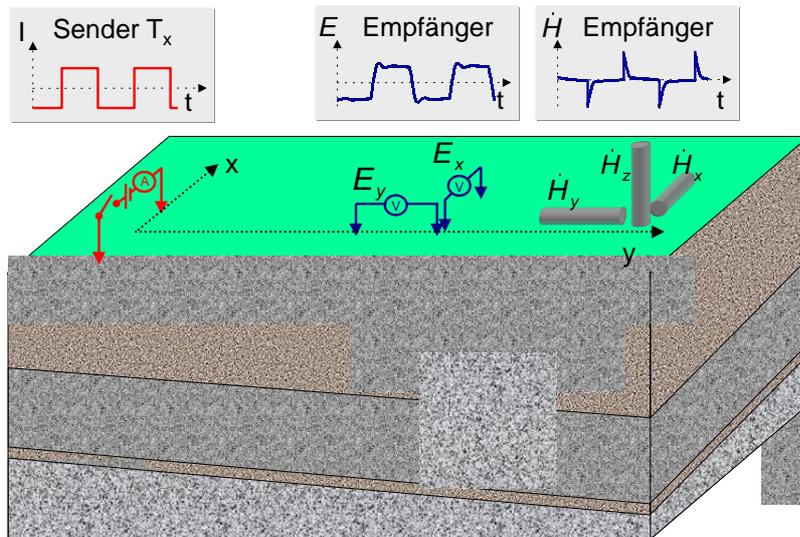


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung einer LOTEM-Messung mit Sender T_x (links) und mehreren Empfängereinheiten (rechts). Als Sendesignal dient ein Rechteckstrom; auf Empfängerseite wird jeweils die Potentialdifferenz zwischen zwei Elektroden (E_x , E_y) beziehungsweise die in einer Spule durch das magnetische Feld induzierte Spannung (\dot{H}_x , \dot{H}_y , \dot{H}_z) aufgezeichnet.

den. Die Zeitableitung des magnetischen Feldes wird entweder mit einem vieladrigen Kabel, das um eine etwa $40\text{ m} \times 40\text{ m}$ große Fläche ausgelegt wird (Luftspule), oder mit einer Kernspule mit integriertem Vorverstärker und hochpermeablem Ferritkern gemessen [Stahl, 1999]. Sowohl die Messung der E -Felder als auch die der \dot{H} -Felder ermöglicht es, Informationen über die Verteilung des spezifischen Widerstands im Untergrund zu gewinnen, wobei die Tiefenlage der Leitfähigkeitsstruktur aus dem zeitlichen Verlauf der Felder gewonnen wird.

Um den Einfluss der Messapparatur (Messelektronik, Sensoren, Sendesignal) auf die gemessenen LOTEM-Daten bei der Auswertung berücksichtigen zu können, wird nahe des Senders die *Systemantwort* aufgezeichnet. Dabei wird davon ausgegangen, dass in unmittelbarer Umgebung des Senders die Signalantwort des Untergrunds sehr schnell abklingt, sodass das gemessene Signal nur durch die Eigenschaften des Messsystems beeinflusst wird. Bei Modellrechnungen werden die, unter Annahme idealer Messbedingungen berechneten, synthetischen Daten mit der Systemantwort gefaltet, um sie anschließend mit den gemessenen Daten vergleichen zu können [Strack, 1992].

Durch geeignete Anpassung der Messkonfiguration an die jeweilige Situation ergibt sich eine Vielzahl von Anwendungsgebieten: Mit Hilfe von LOTEM wurden zum Beispiel Erkenntnisse über die Geologie der oberen Kruste [Strack et al., 1990; Engels, 1992; Stiefelwagen, 1993; Osman, 1995; Thern, 1996; Sylvester, 1997] und die Struktur von aktiven

Vulkanen [Müller *et al.*, 1999; Müller, 2000] gewonnen; es wurden Messkampagnen zur Kohlenwasserstoff- und Geothermie-Exploration [Strack, 1985] sowie zur Erkundung von unterirdischen Gasspeichern [Hördt *et al.*, 1995] und kohleführenden Sedimentschichten [Stephan *et al.*, 1991] durchgeführt.

2.2 Theoretische Grundlagen

Zur Berechnung der elektrischen und magnetischen Felder bei einer vorgegebenen Leitfähigkeitsverteilung für die LOTEM-Methode (siehe auch Kapitel 4) benötigen wir einige theoretische Grundlagen. Wie auch schon bei Petry [1987] und Strack [1992] soll in diesem Kapitel in den Grundzügen nach Weidelt [1986] vorgegangen werden, die Formulierung und Notation der Elektrodynamik jedoch soll im Unterschied dazu im äußeren Kalkül nach Zirnbauer [1998] erfolgen. Einige Bemerkungen hierzu folgen in Kapitel 2.2.1.

Von den Grundgleichungen der Elektrodynamik ausgehend (Kapitel 2.2.2) werden in Kapitel 2.2.3 die Differentialgleichungen für die elektromagnetischen Felder (Wellen- und Telegraphengleichungen) aufgestellt. Um diese zu vereinfachen, werden in Kapitel 2.2.5 die so genannten *Debye-Potentiale* eingeführt und die Lösung der Wellengleichungen im Frequenz-Wellenzahl-Bereich für 1D-Schichtungen skizziert.

Um diese Potentiale später auch für den IP-Effekt übernehmen zu können, muss das ohmsche Gesetz — anders als bei Weidelt [1986] — auch für frequenzabhängige Widerstände formuliert werden, was zu Modifikationen bei den Telegraphengleichungen im Zeitbereich führt. Es soll gezeigt werden, dass *im Frequenzbereich* die Grundgleichungen für die Debye-Potentiale *mit* und *ohne* Berücksichtigung frequenzabhängiger Widerstände dieselbe Form haben.

2.2.1 Bemerkungen zur Elektrodynamik

Als Grundgleichungen der elektrodynamischen Theorie dienen hier die maxwellschen Gleichungen. Der physikalische Raum wird durch den dreidimensionalen euklidischen Raum (E_3) angenähert, auf die relativistische Kovarianz wird somit nicht weiter eingegangen.

Viele der klassischen Veröffentlichungen zur Theorie der Elektrodynamik benutzen zur Formulierung der Maxwellgleichungen den Vektorkalkül, bei dem die Ursachen der elektromagnetischen Kräfte durch Vektorfelder quantifiziert werden [Sommerfeld, 1961; Landau und Lifschitz, 1974; Jackson, 1975]. Zur Darstellung von Vektoren wird aber von der metrischen Struktur des Raumes Gebrauch gemacht, die Maxwellgleichungen ändern also bei der Transformation in andere Koordinatensysteme im Allgemeinen ihre Form; das gilt insbesondere für krummlinige Koordinatensysteme.

In der vorliegenden Arbeit hingegen soll die Notation der Elektrodynamik nach Zirnbauer [1998] erfolgen, welcher in seinen Vorlesungen zur Theoretischen Physik an der Universität zu Köln statt des Vektorkalküls den so genannten „äußeren Kalkül“ verwen-

det. Physikalische Größen werden hier nicht durch Vektorfelder, sondern durch *Differentialformen* beschrieben, die Vektoroperatoren *Rotation*, *Divergenz* und *Gradient* werden durch den einheitlichen Differentialoperator „d“ (*Cartan-* oder *äußere Ableitung*) ersetzt. Zur Formulierung der Maxwellgleichungen wird dabei nur die differentielle Struktur des Raumes benötigt, die Form der Gleichungen bleibt in allen Koordinatensystemen gleich. Auch die Orientierung des Raumes geht nicht in die Gleichungen ein.

Mathematische Grundlagen des äußeren Kalküls

Felder werden im äußeren Kalkül als differentielle Größen definiert, die erst nach Integration über ein k -dimensionales Gebiet (Linie, Fläche, Volumen) einen skalaren Wert erhalten. Die Ladungsdichte q wird zum Beispiel durch eine Differentialform vom Grad 3 (kurz: *3-Form*) dargestellt; Integration von q über ein 3-dimensionales Gebiet V (=Volumen) ergibt die darin enthaltene Ladung $Q(V)$. Differentialformen sind Abbildungen, die jedem Punkt eine alternierende Multilinearform zuweisen. Eine alternierende Multilinearform vom Grad k (kürzer: *alternierende k -lineare Form*) kann man sich als „Maschine“ vorstellen, welche auf die Eingabe von k Vektoren mit der Ausgabe einer reellen Zahl antwortet. Das Resultat hängt dabei linear von den Vektoren ab. Auf das Vertauschen der Reihenfolge zweier Vektoren reagiert eine alternierende Multilinearform mit Vorzeichenwechsel. Die Vektoren sind hier jeweils als Differenzvektoren zweier Punkte des affinen Raumes zu verstehen, mit denen k -dimensionale Gebiete aufgespannt werden können. Als Beispiel für eine alternierende 2-lineare Form sei die Form $\omega(\mathbf{u}, \mathbf{v}) := \langle \mathbf{e}_x, \mathbf{u} \rangle \langle \mathbf{e}_y, \mathbf{v} \rangle - \langle \mathbf{e}_x, \mathbf{v} \rangle \langle \mathbf{e}_y, \mathbf{u} \rangle = dx \wedge dy$ genannt, deren Absolutbetrag die Fläche der Projektion eines von den Vektoren \mathbf{u} und \mathbf{v} aufgespannten Parallelogramms auf die xy -Ebene mit den Einheitsvektoren \mathbf{e}_x und \mathbf{e}_y ergibt [Zirnbauer, 1998]. $\langle \cdot, \cdot \rangle$ bedeutet hier das positiv definite Skalarprodukt des euklidischen Vektorraumes.

Als mathematisches Rüstzeug für den äußeren Kalkül benötigen wir einige Operatoren, die auf alternierende Multilinearformen und Differentialformen angewandt werden können:

Sei α eine k -Form, β eine l -Form und f eine Funktion (=0-Form). Das *äußere Produkt* $\alpha \wedge \beta$ ist dann eine $(k+l)$ -Form. Für die Anwendung des äußeren Produkts gelten folgende Regeln:

äußeres Produkt \wedge	$\alpha \wedge \beta = (-1)^{kl} \beta \wedge \alpha$ $(\alpha \wedge \beta) \wedge \gamma = \alpha \wedge (\beta \wedge \gamma)$ $\alpha \wedge \alpha = 0 \quad (\text{falls } k \geq 1)$ $f \wedge \alpha = \alpha \wedge f := f\alpha$
-----------------------------	--

Die *Cartan-* oder *äußere Ableitung* erhöht den Grad einer Differentialform um eins. Auf Funktionen angewandt ist sie identisch mit dem Differential einer Funktion:

Cartan-Ableitung, äußere Ableitung d	$df = \sum_{i=1}^3 \frac{\partial f}{\partial x^i} dx^i$ $d(\alpha \wedge \beta) = (d\alpha) \wedge \beta + (-1)^k \alpha \wedge d\beta$ $dd \alpha = 0$
--	--

Zur Konstruktion von Operatoren, die von der metrischen Struktur des euklidischen Raumes E_3 abhängen, benutzen wir den *hodgeischen Sternoperator*. Dieser bildet im E_3 k -Formen auf $(3 - k)$ -Formen ab. Mit den kartesischen Koordinaten (x, y, z) gilt:

hodgeischer Sternoperator *	$*(k\text{-Form}) = (3 - k)\text{-Form}$ $**\alpha = \alpha$ $\alpha \wedge *\beta = \beta \wedge *\alpha \quad (\text{falls } k = l)$ $*dx = dy \wedge dz, *dy = dz \wedge dx, *dz = dx \wedge dy$ $*(dx \wedge dy) = dz, *(dy \wedge dz) = dx, *(dx \wedge dz) = -dy$ $*(dx \wedge dy \wedge dz) = 1$
--------------------------------	--

Eine Gegenüberstellung des äußeren Kalküls mit dem Vektorkalkül für die Komponentenschreibweise von Feldern bietet folgende Tabelle:

Grad k	äußerer Kalkül	Vektorkalkül
0	f	f
1	$\alpha = \alpha_x dx + \alpha_y dy + \alpha_z dz$	$\vec{\alpha} = \alpha_x \mathbf{e}_x + \alpha_y \mathbf{e}_y + \alpha_z \mathbf{e}_z$
2	$\alpha = \alpha_z dx \wedge dy + \alpha_x dy \wedge dz + \alpha_y dz \wedge dx$	$\vec{\alpha} = \alpha_x \mathbf{e}_x + \alpha_y \mathbf{e}_y + \alpha_z \mathbf{e}_z$
3	$\alpha = f dx \wedge dy \wedge dz$	f

$\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y, \mathbf{e}_z$ sind die Einheitsvektoren in x, y, z -Richtung.

In *Zirnbauer* [1998] werden die Komponenten von 2-Formen α mit $\alpha_{xy}, \alpha_{yz}, \alpha_{zx}$ statt mit $\alpha_z, \alpha_x, \alpha_y$ indiziert, um den Grad der Form hervorzuheben. Damit ein direkter Vergleich mit der üblichen Komponentenschreibweise im Vektorkalkül möglich ist, soll davon in dieser Arbeit kein Gebrauch gemacht werden. Zu beachten ist aber, dass zum Beispiel wegen $dx \wedge dy = -dy \wedge dx$ gilt: $\alpha_{xy} = -\alpha_{yx}$; α_z gehört also fest zu dem *orientierten* differentiellen Flächenelement $dx \wedge dy$.

Mit dem hodgeischen Sternoperator und der äußeren Ableitung lassen sich nun Operatoren bilden, die den Vektoroperationen grad, div, rot, dem Laplace-Operator Δ und dem d'Alembert-Operator \square entsprechen:

Grad k von α	äußerer Kalkül	Vektorkalkül
0	df	$\text{grad } f$
1	$*d*\alpha$	$\text{div } \vec{\alpha}$
1	$(*)d\alpha$	$\text{rot } \vec{\alpha}$
2	$*d\alpha$	$\text{div } \vec{\alpha}$
2	$d*\alpha$	$\text{rot } \vec{\alpha}$
0	$\Delta f := *d*d f$	$\Delta f := \text{div grad } f$
1	$\Delta \alpha := +d*d*\alpha - *d*d\alpha$	$\Delta \vec{\alpha} := \text{grad div } \vec{\alpha} - \text{rot rot } \vec{\alpha}$
2	$\Delta \alpha := -d*d*\alpha + *d*d\alpha$	$\Delta \vec{\alpha} := \text{grad div } \vec{\alpha} - \text{rot rot } \vec{\alpha}$
3	$\Delta \alpha := d*d*\alpha$	$\Delta f := \text{div grad } f$
-	$\Delta d = d\Delta$	
-	$*\Delta = \Delta*$	
-	$\square := \frac{1}{c^2} \partial_{tt}^2 - \Delta$	$\square := \frac{1}{c^2} \partial_{tt}^2 - \Delta$
0	$dd f = 0$	$\text{rot grad } f = 0$
1-2	$dd \alpha = 0$	$\text{div rot } \vec{\alpha} = 0$

Mit ∂_{tt}^2 wird hier die zweifache Ableitung nach der Zeit bezeichnet.

Dies soll nun anhand eines Beispiels verdeutlicht werden: Sei $\vec{\omega} := \omega_x \mathbf{e}_x$ ein Vektorfeld und $\omega := \omega_x dx$ die entsprechende 1-Form. Die Rotation entspricht nun dem Operator $*d$ und wir erhalten angewandt auf ω beziehungsweise $\vec{\omega}$:

$$\begin{aligned} *d \omega_x dx &= \frac{\partial \omega_x}{\partial z} *dz \wedge dx + \frac{\partial \omega_x}{\partial y} *dy \wedge dx = \frac{\partial \omega_x}{\partial z} dy - \frac{\partial \omega_x}{\partial y} dz \\ \text{rot } \omega_x \mathbf{e}_x &= \frac{\partial \omega_x}{\partial z} \mathbf{e}_y - \frac{\partial \omega_x}{\partial y} \mathbf{e}_z \end{aligned}$$

Ein Vergleich der Komponenten zeigt die Übereinstimmung der beiden Formulierungen.

Eine Differentialform α gilt als *geschlossen*, falls $d\alpha = 0$. Nach dem Poincaréschen Lemma hat jede geschlossene Differentialform α auf einem sternförmigen Gebiet ein *Potential* Θ , sodass gilt: $\alpha = d\Theta$. Der aus der klassischen Notation bekannte Unterschied bei der Definition skalarer Potentiale für rotationsfreie beziehungsweise vektorieller Potentiale für divergenzfreie Vektorfelder fällt hier formell weg. Ein divergenzfreies Vektorfeld entspricht einer geschlossenen 2-Form, das dazugehörige Vektorpotential entspricht einer 1-Form. Ein rotationsfreies Vektorfeld entspricht einer geschlossenen 1-Form und hat gegebenenfalls eine 0-Form (=skalare Funktion) als Potential.

Die *Sätze von Gauß* und *Stokes* vereinfachen sich im äußeren Kalkül auf $\int_c d\alpha = \int_{\partial c} \alpha$, wobei α auf jeder Zelle des Pflasters c (Volumen, Flächen, Linien) differenzierbar sein muss. ∂c bedeutet den Rand von c .

Eine mathematisch exakte und ausführliche Darstellung der mathematischen Grundlagen des äußeren Kalküls sind in *Zirnbauer* [1998] oder in mathematischen Lehrbüchern, wie zum Beispiel *Grauert und Lieb* [1977] und *Bröcker* [1992], zu finden.

Physikalische Größen im äußeren Kalkül

An einigen Beispielen soll nun die Bedeutung von Differentialformen in der Elektrodynamik erläutert werden: *0-Formen* stellen den Spezialfall gewöhnlicher skalarer Funktionen dar. Die elektrische Feldstärke E ist ein Beispiel für eine *1-Form*. E ist so definiert, dass das Wegintegral von E über ein 1-dimensionales Gebiet (Weg γ) genau die Energie $-W_e(\gamma)$ ergibt, welche beim Verschieben einer Einheitsladung auf dem Weg γ frei werden würde. Auch Differentiale von 0-Formen sind 1-Formen. So bezeichnet zum Beispiel die 1-Form dx das Differential der Koordinatenfunktion x . Die Stromdichte j ist eine *2-Form*; durch Integration über eine Fläche F erhält man den Strom $I(F)$, der durch die gewählte Fläche fließt. Auch die magnetische Feldstärke B ist eine 2-Form, welche über eine Fläche F integriert genau den magnetischen Fluss durch eben diese Fläche ergibt. Der magnetische Fluss ist wiederum identisch mit der freiwerdenden Energie $-W_m(F)$ beim Verschieben eines Einheitsstromes über F . Im Vergleich zum Vektorkalkül gilt für

die oben genannten Beispiele:

	äußerer Kalkül	Vektorkalkül
$Q(V)$	$= \int_V q$	$= \int_V q_{xyz} dV$
$-W_e(\gamma)$	$= \int_\gamma E$	$= \int_\gamma \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s}$
$I(F)$	$= \int_F j$	$= \int_F \mathbf{j} \cdot \mathbf{n}_F dF$
$-W_m(F)$	$= \int_F B$	$= \int_F \mathbf{B} \cdot \mathbf{n}_F dF$

Fett gedruckte Buchstaben bezeichnen hier Vektorfelder, \mathbf{n}_F ist der Normalenvektor der Fläche F . Die Komponentendarstellung der jeweiligen Größen sieht für kartesische Koordinaten folgendermaßen aus:

äußerer Kalkül	Vektorkalkül
$q = q_{xyz} dx \wedge dy \wedge dz$	q_{xyz}
$E = E_x dx + E_y dy + E_z dz$	$\mathbf{E} = E_x \mathbf{e}_x + E_y \mathbf{e}_y + E_z \mathbf{e}_z$
$H = H_x dx + H_y dy + H_z dz$	$\mathbf{H} = H_x \mathbf{e}_x + H_y \mathbf{e}_y + H_z \mathbf{e}_z$
$j = j_z dx \wedge dy + j_x dy \wedge dz + j_y dz \wedge dx$	$\mathbf{j} = j_x \mathbf{e}_x + j_y \mathbf{e}_y + j_z \mathbf{e}_z$
$B = B_z dx \wedge dy + B_x dy \wedge dz + B_y dz \wedge dx$	$\mathbf{B} = B_x \mathbf{e}_x + B_y \mathbf{e}_y + B_z \mathbf{e}_z$
$D = D_z dx \wedge dy + D_x dy \wedge dz + D_y dz \wedge dx$	$\mathbf{D} = D_x \mathbf{e}_x + D_y \mathbf{e}_y + D_z \mathbf{e}_z$

(2.1)

Da die Feldgrößen im äußeren Kalkül die Differentiale der Koordinatenfunktionen enthalten, ändern sich gegenüber dem Vektorkalkül die Einheiten. So trägt zum Beispiel die Ladungsdichte q die Einheit einer Ladung (As), während die Komponente q_{xyz} die Einheit Ladung pro Volumen (As/m³) hat.

Desweiteren werden in dieser Arbeit folgende Schreibweisen benutzt:

$\Re(C)$	$=$ Realteil von C
$\Im(C)$	$=$ Imaginärteil von C
$\partial_t f = \dot{f}$	$= \frac{\partial f}{\partial t}$
$\partial_x f$	$= \frac{\partial f}{\partial x}$
$\partial_{xy}^2 f$	$= \frac{\partial^2 f}{\partial x \partial y}$
$x(t) * y(t)$	$= \int_{-\infty}^{\infty} x(t - \tau) y(\tau) d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} x(\tau) y(t - \tau) d\tau$ (Faltung von x und y)
$\delta(t)$	$=$ diracsche Delta-Funktion mit $\delta(t) = 0$ für $t \neq 0$ und $\int_{-\infty}^{\infty} \delta(t - t_0) x(t) dt = x(t_0)$
$ f $	$= \sqrt{f^2}$ (Betrag der Funktion f)
$ \alpha $	$= (\alpha_x^2 + \alpha_y^2 + \alpha_z^2)^{1/2}$ (Betrag der 1- bzw. 2-Form α)

Übersicht über die Definitionen der grundlegenden physikalischen Größen der Elektrodynamik im äußeren Kalkül

	Bezeichnung	Grad	Einheit	Definition
q	Ladungsdichte	3	As	$\int_V q = Q(V) =$ im Volumen V enthaltene Ladung
j	Stromdichte	2	A	$\int_F j = I(F) =$ pro Zeiteinheit durch Fläche F fließende Ladung
E	elektrische Feldstärke	1	V	$\int_\gamma E = -W_e(\gamma) =$ freiwerdende Energie beim Verschieben einer Einheitsladung auf Weg γ
B	magnetische Feldstärke	2	Vs	$\int_F B = -W_m(F) =$ freiwerdende Energie beim Verschieben eines Einheitsstromes über die Fläche F
D	elektrische Erregung	2	As	$dD = q$ bzw. $\oint_{\partial V} D = Q(V)$ (D ist Potential von q)
H	magnetische Erregung	1	A	$dH = j + \dot{D}$ bzw. $\oint_{\partial F} H = I(F) + \int_F \dot{D}$ (H ist Potential von $j + \dot{D}$)
ϵ_0	dielektrische Konstante des Vakuums	–	$\frac{As}{Vm}$	$\epsilon_0 = \frac{1}{c^2 \mu_0} = 8.8544 \cdot 10^{-12} \frac{As}{Vm}$
μ_0	magnetische Permeabilität des Vakuums	–	$\frac{Vs}{Am}$	$\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{Vs}{Am}$ (empirisch aus der Definition für Ampere)
c	Lichtgeschwindigkeit	–	$\frac{m}{s}$	$c = 2.9979 \cdot 10^8 \frac{m}{s}$ (empirisch)
σ	(spezifische) elektrische Leitfähigkeit	0	$\frac{A}{Vm} = \frac{S}{m}$	siehe ohmsches Gesetz Kapitel 2.2.2
ρ	(spezifischer) elektrischer Widerstand	0	$\frac{Vm}{A} = \Omega m$	$\rho = 1/\sigma$

2.2.2 Grundgleichungen

Als physikalisches Modell der Elektrodynamik werden die *Maxwellgleichungen* zugrunde gelegt:

$$dD = q \quad (2.2a)$$

$$dH = j + \dot{D} \quad (2.2b)$$

$$dE = -\dot{B} \quad (2.2c)$$

$$dB = 0 \quad (2.2d)$$

D und H sind die *elektrische beziehungsweise magnetische Erregung*, E und B die dazugehörigen Felder, q bedeutet die *Ladungsdichte* und j die *Stromdichte* (siehe auch Kapitel 2.2.1). Die *inhomogenen Maxwellgleichungen* 2.2a und 2.2b folgen direkt aus der Ladungserhaltung, das *faradaysche Induktionsgesetz* 2.2c beschreibt die Erhaltung des magnetischen Flusses und mit Gleichung 2.2d wird die Quellenfreiheit der magnetischen Feldstärke berücksichtigt.

Der Zusammenhang zwischen der jeweiligen Erregung und dem entsprechenden Feld wird durch die beiden *Materialgleichungen* gegeben:

$$D = \epsilon_0 {}^*E \quad (2.3a)$$

$$B = \mu_0 {}^*H \quad (2.3b)$$

ϵ_0 steht für die *dielektrische Konstante* und μ_0 für die *magnetische Permeabilität* des Vakuums. Die Gültigkeit der Materialgleichungen 2.3a und 2.3b in der angegebenen Form setzt voraus, dass in den inhomogenen Maxwellgleichungen 2.2a und 2.2b die gesamte Ladungsdichte und Stromdichte durch q beziehungsweise j erfasst wird, also auch die, welche aufgrund der Polarisierbarkeit oder Magnetisierbarkeit der Materie entstehen [Zirnbauer, 1998]. Wie in Kapitel 1 schon erwähnt, vernachlässigt man bei LOTEM in der Regel den Einfluss der Dielektrizitätszahl und der magnetischen Permeabilität des Untergrunds, sodass diese Annahme erfüllt ist.

Sind in der Materie freie Ladungsträger vorhanden, so werden diese durch die Kraftwirkung der elektrischen Feldstärke beschleunigt, und dissipative Prozesse bewirken dann eine Relaxation zu einem stromführenden Zustand, der für isotrope Medien durch das *ohmsche Gesetz* beschrieben wird:

$$j = \sigma {}^*E \quad (2.4)$$

Die Materialkonstante σ heißt *spezifische elektrische Leitfähigkeit*, oft wird aber auch deren Kehrwert, der *spezifische elektrische Widerstand* ($\rho = 1/\sigma$) verwendet. σ ist in der Regel nicht konstant, sondern kann von vielen Parametern, wie zum Beispiel Ort, Zeit, Druck, Temperatur und auch vom elektrischen Feld abhängen. Der Einfluss anisotroper Leitfähigkeiten auf die LOTEM-Methode wurde von Hördt [1992] und Schönfelder [1995] untersucht.

Für Metalle ist das ohmsche Gesetz (2.4) für Frequenzen unterhalb von Infrarot gut erfüllt [Fuller und Ward, 1970]. Für die spätere Einbeziehung des IP-Effekts in Gesteinen

ist es jedoch sinnvoll, den allgemeineren Fall einer frequenzabhängigen Phasenverschiebung zwischen j und E zu betrachten (siehe auch Kapitel 3), was durch die Definition einer komplexen, frequenzabhängigen Leitfähigkeit $\sigma(\omega) = \sigma_R(\omega) + i\sigma_I(\omega)$ im Frequenzbereich erreicht werden kann:

$$j(\omega) = \sigma(\omega) * E(\omega) \quad (2.5)$$

Die komplexe Leitfähigkeit $\sigma(\omega)$ kann in der komplexen Zahlenebene auch durch die Amplitude $|\sigma(\omega)|$ und den Winkel ϕ der Phasenverschiebung dargestellt werden. Für die Phase gilt mit $\rho(\omega) = \rho_R(\omega) + i\rho_I(\omega) = 1/\sigma(\omega)$:

$$\phi = \arctan\left(\frac{\sigma_I(\omega)}{\sigma_R(\omega)}\right) = -\arctan\left(\frac{\rho_I(\omega)}{\rho_R(\omega)}\right) \quad (2.6)$$

Im Zeitbereich muss dann das ohmsche Gesetz (2.4) durch eine Faltung ersetzt werden [Fuller und Ward, 1970; Zadorozhnaya und Lepeshkin, 1998]:

$$j(t) = \hat{\sigma}(t) * E(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \hat{\sigma}(t - \tau) * E(\tau) d\tau \quad (2.7)$$

Die Fouriertransformierte von $\sigma(\omega)$ wird hier mit $\hat{\sigma}(t)$ bezeichnet. Für den einfachen Fall $\sigma(\omega) = \text{const}$ wird $\hat{\sigma}(t) = \sigma\delta(t)$ und wir erhalten wieder Gleichung 2.4.

Fuller und Ward [1970] gehen mit der Verallgemeinerung noch weiter, indem sie den Realteil von $\sigma(\omega)$ und den Imaginärteil der Dielektrizitätszahl $\varepsilon(\omega)$ im Frequenzbereich zu einer so genannten *effektiven Leitfähigkeit* $\sigma_e(\omega) = \sigma_R(\omega) + \omega \varepsilon_I(\omega)$ zusammenfassen. Der Imaginärteil von $\sigma(\omega)$ wird zusammen mit dem Realteil von $\varepsilon(\omega)$ zur *effektiven Dielektrizitätszahl* $\varepsilon_e(\omega) = -\frac{\sigma_I(\omega)}{\omega} + \varepsilon_R(\omega)$. Da wir den Einfluss der Dielektrizitätszahl ohnehin in der Theorie zu LOTEM vernachlässigen, verfolgen wir diesen Ansatz hier nicht weiter.

2.2.3 Wellen- und Telegraphengleichungen

Die Gleichungen 2.2a–2.3b, welche E , B , D und H miteinander verknüpfen, lassen sich entkoppeln. Mit dem *d'Alembert-Operator* $\square := \frac{1}{c^2}\partial_{tt}^2 - \Delta$ (siehe Kapitel 2.2.1) erhält man zum Beispiel für das elektrische Feld:

$$\square E := \frac{1}{c^2}\ddot{E} - d * d * E + * d * d E \quad (2.8)$$

$\frac{1}{c^2}\ddot{E}$ lässt sich mit Hilfe der Material- und inhomogen Maxwellgleichungen sowie der Beziehung $\frac{1}{c^2} = \varepsilon_0\mu_0$ umformen in:

$$\begin{aligned} \frac{1}{c^2}\ddot{E} &\stackrel{2.3a}{=} \mu_0 * \ddot{D} \\ &\stackrel{2.2b}{=} \mu_0 * (d\dot{H} - \partial_t j) \\ &\stackrel{2.3b}{=} * d * \dot{B} - \mu_0 * \partial_t j \\ &\stackrel{2.2c}{=} - * d * d E - \mu_0 * \partial_t j \end{aligned}$$

Setzt man dieses Ergebnis wieder in Gleichung 2.8 ein, so erhält man eine von den anderen Feldern entkoppelte Differentialgleichung für das elektrische Feld in Abhängigkeit der Ladungen und Ströme:

$$\begin{aligned}\square E &= -\mathbf{d}^* \mathbf{d}^* E - \mu_0^* \partial_t j \\ &\stackrel{2.3a}{=} -\frac{1}{\epsilon_0} \mathbf{d}^* \mathbf{d} D - \mu_0^* \partial_t j \\ &\stackrel{2.2a}{=} -\frac{1}{\epsilon_0} \mathbf{d}^* q - \mu_0^* \partial_t j\end{aligned}$$

Durch analoge Rechnungen für die anderen Felder ergeben sich die *inhomogenen Wellengleichungen*:

$$\square E = -\frac{1}{\epsilon_0} \mathbf{d}^* q - \mu_0^* \partial_t j \quad (2.9a)$$

$$\square B = \mu_0 \mathbf{d}^* j \quad (2.9b)$$

$$\square D = -\mathbf{d}^* q - \frac{1}{c^2} \partial_t j \quad (2.9c)$$

$$\square H = \mathbf{d}^* j \quad (2.9d)$$

Durch Aufteilung der Stromdichte $j(t)$ in äußere Quellen $j_e(t)$ (zum Beispiel Sendestrom) und eine Stromdichte, die im Inneren der Materie nach dem erweiterten ohmschen Gesetz (2.7) durch das elektrische Feld erzeugt wird ($j_i(t) = \hat{\sigma}(t) * E(t)$), erhält man aus den Gleichungen 2.9a–2.9d die *modifizierten Telegraphengleichungen*:

$$\square E + \mu_0 \hat{\sigma} * \dot{E} = -\frac{1}{\epsilon_0} \mathbf{d}^* q - \mu_0^* \partial_t j_e \quad (2.10a)$$

$$\square B + \mu_0 \hat{\sigma} * \dot{B} = \mu_0 \mathbf{d}^* j_e \quad (2.10b)$$

$$\square D + \mu_0 \hat{\sigma} * \dot{D} = -\mathbf{d}^* q - \frac{1}{c^2} \partial_t j_e \quad (2.10c)$$

$$\square H + \mu_0 \hat{\sigma} * \dot{H} = \mathbf{d}^* j_e \quad (2.10d)$$

Bei der Herleitung obiger Formeln ist insbesondere zu beachten, dass für die Ableitung zweier miteinander gefalteter Funktionen gilt: $\partial_t(x * y) = \dot{x} * y = x * \dot{y}$ [Buttkus, 1991]. Daraus folgt zum Beispiel

$${}^* \partial_t j = {}^* \partial_t j_e + {}^* \partial_t (\underbrace{\hat{\sigma} * E}_{j_i}) = {}^* \partial_t j_e + \hat{\sigma} * \overbrace{(\dot{E})}^{id} = {}^* \partial_t j_e + \hat{\sigma} * \dot{E}$$

wobei $\hat{\sigma} * \dot{E}$ alternativ durch $E * \partial_t \hat{\sigma}$ ersetzt werden kann. Analog lassen sich die Gleichungen 2.10b–2.10d herleiten.

2.2.4 Ebene Welle im homogenen Halbraum

Für einen homogenen Halbraum mit einer räumlich und zeitlich konstanten Leitfähigkeit σ , ohne Ladungen q und äußere Quellen j_e , lassen sich die Telegraphengleichungen recht

einfach durch eine von oben einfallende ebene Welle lösen. Man wählt zum Beispiel $E(t) = \Re(e^{ik(\omega)z - i\omega t}) E_0 dx$ und erhält mit 2.10a die *Dispersionsbeziehung*:

$$k^2(\omega) = i\mu_0\sigma\omega + \frac{\omega^2}{c^2} \quad (2.11)$$

Der Imaginärteil von k gibt die Dämpfung der Welle mit zunehmender Tiefe z vor:

$$E(t) = e^{-\Im(k)z} \Re(e^{i\Re(k)z - i\omega t}) E_0 dx \quad (2.12)$$

Unter Vernachlässigung der Verschiebungsströme ($\omega^2/c^2 \ll \mu_0\sigma\omega$) erhält man die *Skin-eindringtiefe* $\lambda = \Im(k)^{-1}$, bei der die Felder auf e^{-1} abgeklungen sind:

$$\lambda = \Im\left(\frac{1}{\sqrt{i\mu_0\sigma\omega}}\right) = \sqrt{\frac{2}{\mu_0\sigma\omega}} \quad (2.13)$$

2.2.5 Debye-Potentiale

Eine Methode zur Lösung der Telegraphengleichungen ist die Einführung eines Vektorpotentials A unter Ausnutzung der Quellenfreiheit des magnetischen Feldes, zum Beispiel mittels $dA = B$ [Zirnbauer, 1998] beziehungsweise $dA = {}^*H$ [Kaufman und Keller, 1983].

Hier soll jedoch der Weg über skalare *Debye-Potentiale* nach Weidelt [1986] skizziert werden, da der in Kapitel 4.1.1 vorgestellte Algorithmus zur Berechnung des elektrischen und magnetischen Feldes auf dieser Methode beruht. Die Gleichungen 2.10a–2.10d werden dabei auf Gebieten mit jeweils räumlich konstantem $\hat{\sigma}(t)$ und verschwindendem q gelöst. Die Ladungsdichten, die an den Leitfähigkeitskontrasten an den Rändern der Gebiete in Form von Flächenladungen auftreten, werden anschließend durch Randbedingungen berücksichtigt. Mit $q = 0$ folgt $dj = -\dot{q} = 0$, das heißt, sowohl j als auch B (siehe Gleichung 2.2d) sind geschlossen. Daher können wir die Debye-Potentiale ϕ_E und ϕ_M definieren, welche die Felder B und j jeweils in ein *poloidales* (B_E und j_M) und ein *toroidales Feld* (B_M und j_E) aufspalten:

$$\begin{aligned} B &= B_E + B_M = d^*d(\phi_E d\zeta) + d(\mu_0\hat{\sigma} * \phi_M d\zeta) \\ j &= j_E + j_M = -d(\hat{\sigma} * \phi_E d\zeta) + d^*d(\hat{\sigma} * \phi_M d\zeta) \end{aligned} \quad (2.14)$$

Die Wahl der ausgezeichneten Richtung, welche durch Festlegung von ζ vorgenommen wird, ist beliebig. Wir setzen hier im Hinblick auf den späteren Spezialfall der 1D-Schichtung $\zeta := z$ und erhalten in Komponentenschreibweise (siehe Gleichungen 2.1):

$$\begin{aligned} B_z &= -(\partial_{xx}^2 + \partial_{yy}^2)\phi_E & j_z &= \hat{\sigma} * (-\partial_{xx}^2 - \partial_{yy}^2)\phi_M \\ B_x &= \partial_{zx}^2\phi_E + \mu_0\hat{\sigma} * \partial_y\phi_M & j_x &= \hat{\sigma} * (-\partial_y\phi_E + \partial_{zx}^2\phi_M) \\ B_y &= \partial_{yz}^2\phi_E - \mu_0\hat{\sigma} * \partial_x\phi_M & j_y &= \hat{\sigma} * (+\partial_x\phi_E + \partial_{yz}^2\phi_M) \end{aligned} \quad (2.15)$$

Die analogen Formulierungen für E und H sind in Weidelt [1986] aufgelistet.

Die Gleichungen 2.10a–2.10d reduzieren sich in den homogenen Gebieten unter zusätzlicher Vernachlässigung der Verschiebungsströme durch die Einführung der Debye-Potentiale auf die beiden skalaren Differentialgleichungen für ϕ_E und ϕ_M :

$$\Delta(\phi_E dz) = \mu_0 \hat{\sigma} * \dot{\phi}_E dz \quad (2.16a)$$

$$\Delta(\phi_M dz) = \mu_0 \hat{\sigma} * \dot{\phi}_M dz \quad (2.16b)$$

was in Komponentenschreibweise gleichbedeutend ist mit:

$$(\partial_{xx}^2 + \partial_{yy}^2 + \partial_{zz}^2)\phi_E = \mu_0 \hat{\sigma} * \dot{\phi}_E \quad (2.17a)$$

$$(\partial_{xx}^2 + \partial_{yy}^2 + \partial_{zz}^2)\phi_M = \mu_0 \hat{\sigma} * \dot{\phi}_M \quad (2.17b)$$

1D-Schichtung

Für eine homogene Schicht (Index m) der Leitfähigkeit $\hat{\sigma}_m(t)$ einer eindimensionalen Schichtenabfolge können die Gleichungen 2.16a und 2.16b mittels des Fourieransatzes

$$\phi(x, y, z, t) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(z, \kappa_x, \kappa_y, \omega) e^{i(\kappa_x x + \kappa_y y + \omega t)} d\kappa_x \wedge d\kappa_y \right) d\omega$$

in den Wellenzahl-Frequenz-Bereich transformiert werden und man erhält:

$$\partial_{zz}^2 f_E(z) = (\kappa_x^2 + \kappa_y^2 + i\omega\mu_0\sigma_m(\omega)) f_E(z) \quad (2.18a)$$

$$\partial_{zz}^2 f_M(z) = (\kappa_x^2 + \kappa_y^2 + i\omega\mu_0\sigma_m(\omega)) f_M(z) \quad (2.18b)$$

Diese beiden Differentialgleichungen sind jetzt wieder identisch mit denen in *Weidelt* [1986], obwohl dort von einer reellen, frequenzunabhängigen Leitfähigkeit σ ausgegangen wurde. Die Einführung einer komplexen Leitfähigkeit $\sigma(\omega)$, die zu dem modifizierten ohmschen Gesetz (2.7) führt, ändert also nichts an der grundsätzlichen Lösungsmethode für die elektromagnetischen Felder an 1D-Schichtungen. Wir können im Folgenden nun wieder nach *Weidelt* [1986] vorgehen:

Um die Potentiale für den gesamten Untergrund zu berechnen, werden die Lösungen von 2.18a und 2.18b für die einzelnen Schichten über Randbedingungen aneinandergefügt. Dabei nutzen wir aus, dass sich $f_E(z)$, $\partial_z f_E(z)$, $\sigma(z)f_M(z)$ und $\partial_z f_M(z)$ über die Schichtgrenzen hinweg stetig verhalten. Innerhalb der m -ten Schicht ($z_m \leq z \leq z_{m+1}$) lösen die Ansätze

$$f_E(z) = f_{E,m}^- e^{-\alpha_m(z-z_m)} + f_{E,m}^+ e^{+\alpha_m(z-z_m)} \quad (2.19a)$$

$$f_M(z) = f_{M,m}^- e^{-\alpha_m(z-z_m)} + f_{M,m}^+ e^{+\alpha_m(z-z_m)} \quad (2.19b)$$

die Gleichungen 2.18a und 2.18b mit $\alpha_m^2 = \kappa_x^2 + \kappa_y^2 + i\omega\mu_0\sigma_m(\omega)$. Aus den Stetigkeitsbedingungen an den Schichtgrenzen und der Forderung, dass die Potentiale (und auch deren Felder) für $z \rightarrow \infty$ verschwinden sollen, lassen sich Rekursionsformeln für $f_{E,m}^-$, $f_{E,m}^+$,

$f_{M,m}^-$ und $f_{M,m}^+$ herleiten, welche die Potentiale in Schicht $m + 1$ auf die jeweils darüber liegende Schicht m beziehen [Wait, 1982].

Im Endeffekt lassen sich dadurch die elektrischen und magnetischen Felder für eindimensionale Strukturen auf Integrale von Besselfunktionen zurückführen. Die numerische Berechnung der Felder und der damit verbundenen numerischen Lösung der Besselintegrale wird in Kapitel 4.1.1 behandelt.

Horizontaler elektrischer Stromdipol

Für genügend große Abstände vom Sender kann dieser durch einen horizontalen elektrischen Stromdipol (HED) in der Mitte des Sendekabels genähert werden. Nach Stoyer [1990] ergibt sich dadurch bei der Berechnung des \dot{H}_z -Feldes in einem Abstand von mehr als zwei Senderlängen *seitlich* des Sendekabels nur ein mittlerer quadratischer Fehler von maximal 5%. Im selben Abstand *in Verlängerung* des Sendekabels beträgt die Abweichung jedoch schon 20–30% vom tatsächlichen Wert. Da die Berechnung eines *äquivalenten Dipols* zur Verminderung des Fehlers nach Stoyer [1990] für die E_y - und \dot{H}_x -Komponenten nicht möglich ist, wurde der Sender in den Modellrechnungen in Kapitel 4 durch Superposition mehrerer elektrischer Dipole angenähert.

Das elektromagnetische Feld eines HED lässt sich nur für sehr einfache Konfigurationen analytisch berechnen, so zum Beispiel an der Oberfläche eines homogenen Halbraums [Kaufman und Keller, 1983; Ward und Hohmann, 1988]. Diese analytischen Lösungen werden in Kapitel 4.2.1 zur Kontrolle der zur Modellierung benutzten numerischen Näherungslösungen herangezogen.

Induzierte Polarisation (IP)

Bei Modellrechnungen zur Interpretation von TEM-Messungen wird meist eine ohmsche Leitfähigkeitsverteilung vorausgesetzt, bei der die Stromdichte immer proportional und in gleicher Phase zum lokalen elektrischen Feld ist. Anders hingegen verhält sich ein Untergrund, der polarisierbar¹ ist, also Bereiche mit einer gewissen „Aufladbarkeit“ aufweist. Legt man eine äußere Spannung an einen polarisierbaren Körper an, so findet Ladungstrennung statt, und Energie wird in Form dieser getrennten Ladungen gespeichert. Nach dem Abtrennen der Spannungsquelle gleichen sich die Ladungen erst mit der Zeit wieder aus. Das elektrische Feld verschwindet dadurch nicht abrupt, sondern klingt langsam ab. Es fließt also noch ein lokaler Strom, obwohl die äußere Spannungsquelle abgeschaltet worden ist. Analog dazu reagiert ein polarisierbarer Körper beim Anlegen von Wechselspannung mit Phasenverschiebung zwischen Strom und Spannung, und zwar eilt der Strom — ähnlich dem eines Kondensators — der anliegenden Spannung voraus. Wir haben es hier also nicht mit einem ohmschen Widerstand zu tun, sondern mit einer Impedanz, die im Frequenzbereich als frequenzabhängiger, komplexer Widerstand aufgefasst werden kann. In der Regel nimmt dabei der Widerstand mit zunehmender Frequenz ab, und die Phasenverschiebung hat bei einer bestimmten Frequenz ein Maximum. Der Einfluss der Polarisierbarkeit auf die elektromagnetischen Felder wird allgemein *IP-Effekt* genannt [Sumner, 1976; Pelton et al., 1978; Weller et al., 1996; Radic und Weller, 1997].

In den meisten Modellrechnungen zu EM-Messmethoden wird der IP-Effekt zugunsten einer geringeren Anzahl physikalischer Parameter vernachlässigt. Möchte man die Induzierte Polarisation bei der Interpretation berücksichtigen, so muss der ohmsche Widerstand bei der Berechnung der Felder durch die oben genannte Impedanz ersetzt werden.

Die elektrochemische Theorie zur Induzierten Polarisation und die daraus resultieren-

¹nicht zu verwechseln mit der molekularen Polarisierbarkeit in dielektrischen Medien

den physikalisch-mathematischen Modelle werden im folgenden Kapitel 3.1 besprochen; auf die Induzierte Polarisation als eigene Messmethode und auf Labormessungen zur Bestimmung der IP-Parameter wird in Kapitel 3.2 näher eingegangen. Einige der bisher erschienenen Veröffentlichungen zu den Einflüssen von IP auf TEM-Methoden werden im anschließenden Kapitel 3.3 diskutiert.

Aber auch der umgekehrte Fall, also die Verzerrung von reinen IP-Messungen durch das diffundierende EM-Feld, kann eine wichtige Rolle bei der Interpretation von IP-Messungen spielen. Mathematisch kann dieses Problem genauso wie der IP-Effekt bei EM-Methoden gehandhabt werden. Die Grundlagen und bisherigen Studien hierzu werden in Kapitel 3.4 vorgestellt.

3.1 Theoretische Grundlagen

3.1.1 Elektrochemische Theorie

In dem für geophysikalische Messmethoden relevanten Frequenzbereich können IP-Effekte in Gesteinen auf elektrochemische und elektrokinetische Ursachen zurückgeführt werden [Keller und Frischknecht, 1966; Sumner, 1976]. Die elektrochemischen Ursachen hängen mit der Wechselwirkung zwischen der Porenflüssigkeit und der Gesteinsoberfläche zusammen, die elektrokinetischen Ursachen basieren auf der unterschiedlichen Beweglichkeit von Elektronen und Ionen im Elektrolyt aufgrund der Porenraumstruktur. Aus dem Zusammenspiel dieser beiden Ursachen gehen im Wesentlichen zwei geophysikalisch wichtige Effekte hervor: die *Elektrodenpolarisation* und die *Membranpolarisation*.

Die *Elektrodenpolarisation* findet statt, wenn sich Bereiche mit elektrolytischer und metallischer Leitfähigkeit abwechseln, zum Beispiel weil ein Mineralkorn mit freien Elektronen einen Porenangang mit elektrolytisch leitender Porenflüssigkeit verschließt (siehe Abbildung 3.1 rechts unten). An der Mineraloberfläche bildet sich eine Doppelschicht aus, die je nach Oberflächenladung des Minerals aus einer fest angelagerten Schicht positiv oder negativ geladener Ionen (*Stern-Schicht*) und einer angrenzenden diffusen Schicht freibeweglicher Kationen besteht. Die Ausprägung der einzelnen Schichten hängt von dem Stromfluss durch die Grenzschicht ab und erfolgt zeitverzögert zur anliegenden Spannung [Grahame, 1947]. Die räumlich sehr nahe ($\approx 10^{-10} m$) beieinander liegenden Schichten bilden eine relativ große Kapazität von $\approx 10 - 100 \frac{\mu F}{cm^2}$ [Aigner und Militzer, 1985]. Der damit verbundene IP-Effekt tritt bei mineralisierten Gesteinen (fast alle Sulfide und einige Oxide) sowie bei Graphit auf und hängt unter anderem vom Mineralisierungsgrad, der Korngröße, der Porosität sowie dem Verfüllungsgrad des Porenraums mit Flüssigkeit ab [Telford et al., 1990]. Die Elektrodenpolarisation ist auch dafür verantwortlich, dass man zur Messung zeitlich variabler E-Felder unpolarisierbare Sonden verwenden sollte, um unverfälschte Messergebnisse zu erhalten. Diese Sonden sind meist so aufgebaut, dass sich eine Metallelektrode in der gesättigten Lösung eines ihrer Salze befindet (zum Beispiel Kupfer-/Kupfersulfat-, Silber-/Silberchlorid- oder Blei-/Bleichloridsonden).

Der Elektrodenpolarisation ist oft die weitaus schwächere *Membranpolarisation* über-

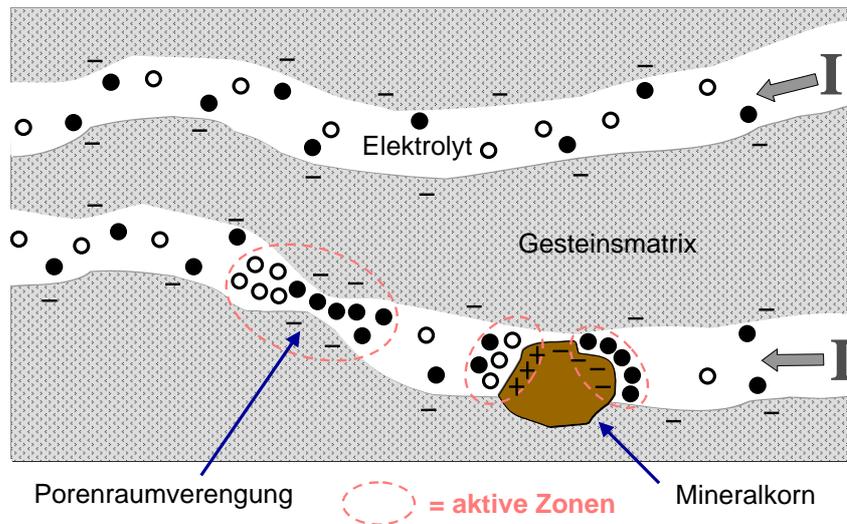


Abbildung 3.1: Gesteinsmodell für Elektrodenpolarisation an einem metallischen Mineralkorn (rechts unten) und Membranpolarisation an einer Porenraumverengung (links unten). Der elektrische Strom I fließt von rechts nach links; (○) symbolisiert Anionen, (●) Kationen, (+) positive und (-) negative Oberflächenladung; nach Pelton et al. [1978].

lagert, die auch in nichtmetallischen Gesteinen auftreten kann. Die meisten Gesteine weisen eine negative Netto-Oberflächenladung auf, welche positiv geladene Ionen aus der Porenflüssigkeit anzieht. Falls die Ausdehnung der so angelagerten Kationenschicht dieselbe Größenordnung wie der Porengang selber hat (zum Beispiel in einer Porenraumverengung; Abbildung 3.1 links unten), werden die Anionen blockiert und sammeln sich vor dem Hindernis an (*Ionensiebeffekt*). Der durch diese Ladungsansammlung verursachte IP-Effekt tritt vor allem bei tonhaltigem Boden mit besonders kleinen Poren auf und hängt neben dem Tongehalt auch vom Salzgehalt der Porenflüssigkeit ab. Maximale IP-Effekte treten bei etwa 10% Tongehalt und geringer Salinität auf. [Telford et al., 1990]

Neben Elektroden- und Membranpolarisation, die durch Ansammlungen von Kationen oder Anionen in den Porenräumen von Gesteinen entstehen, findet auf atomarer Ebene *dielektrische Polarisation* (Verschiebungs- und Orientierungspolarisation) statt. Die dielektrische Polarisation trägt zur normalen Dielektrizitätszahl ϵ bei [Fuller und Ward, 1970], deren Einfluss hier vernachlässigt wird.

3.1.2 Ersatzschaltkreis und mathematische Modelle

Für eine große Vielfalt von Materialien, die Elektroden- oder Membranpolarisation aufweisen, lässt sich das Frequenzverhalten des komplexen Widerstands durch ein einfa-

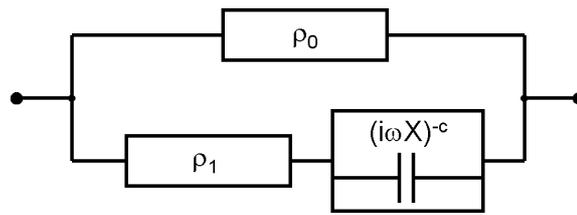


Abbildung 3.2: Ersatzschaltkreis für den IP-Effekt gemäß dem Cole-Cole-Relaxationsmodell; nach Pelton et al. [1978].

ches Relaxationsmodell anpassen, das ursprünglich von *Cole und Cole* [1941] entwickelt wurde, um die Dispersion und Absorption in Flüssigkeiten und Dielektrika zu beschreiben [Pelton et al., 1978]. Das *Cole-Cole-Relaxationsmodell* entspricht einem elektrotechnischen Ersatzschaltkreis, bei dem ein ohmscher Widerstand ρ_0 mit der Reihenschaltung, bestehend aus einem ohmschen Widerstand ρ_1 und einer Impedanz $(i\omega X)^{-c}$, parallel geschaltet wird (siehe Abbildung 3.2). Die Impedanz steht dabei stellvertretend für das Widerstandsverhalten der IP-Bereiche, auch *aktive Zonen* genannt (siehe Abbildung 3.1). Die beiden Widerstände ρ_0 und ρ_1 repräsentieren die rein ohmschen Leitfähigkeitsmechanismen in der Porenflüssigkeit und der Gesteinsmatrix. Die Gesamtimpedanz berechnet sich für das Cole-Cole-Relaxationsmodell folgendermaßen:

$$\rho(\omega) = \rho_0 \left(1 - m \left(1 - \frac{1}{1 + (i\omega\tau)^c} \right) \right) \quad (3.1)$$

Die *Cole-Cole-Parameter* ρ_0, m, τ und c haben folgende physikalische Bedeutung:

- $\rho_0 := \rho(\omega \rightarrow 0)$ ist der spezifische Widerstand in Ωm , den die Anordnung für den Gleichstromfall aufweist.
- $m := \frac{\rho_0}{\rho_0 + \rho_1} = \frac{U_S}{U_0}$ heißt *Aufladbarkeit* und gibt das Verhältnis der Restspannung U_S kurz nach dem Abschalten einer äußeren Spannungsquelle zu der Spannung U_0 kurz vor dem Abschalten wieder. Demnach ist m dimensionslos und kann von 0 – 1 variieren. Die Aufladbarkeit m wurde von *Seigel* [1959] eingeführt, damals allerdings noch nicht im Zusammenhang mit dem Cole-Cole-Modell.
- Die *Zeitkonstante des Relaxationsprozesses* $\tau := X \left(\frac{\rho_0}{m} \right)^{\frac{1}{c}}$ ist ein Maß für die Dauer des Abklingvorgangs der Restspannung nach dem Abschalten. τ hat eine sehr große materialabhängige Variationsbreite von etwa $10^{-5} - 10^4$ s [Pelton et al., 1978].
- Der dimensionslose Exponent c wird *Dispersionsindex* genannt und beschreibt die Frequenzabhängigkeit des Relaxationsprozesses. Der Dispersionsindex liegt für polarisierbare Gesteine im Bereich von 0.1 – 0.5 und nimmt für die meisten Gesteinsarten Werte von 0.25 – 0.35 an [Telford et al., 1990]. Für einen idealen Kondensator wird $c = 1$. Die Größe X im Ersatzschaltkreis ist dann die Kapazität des Kondensators. Ein durch reine Diffusion von Ionen hervorgerufener IP-Effekt (*Warburg-Impedanz*) hätte der Theorie nach einen Dispersionsindex von 0.5 [Sumner, 1976].

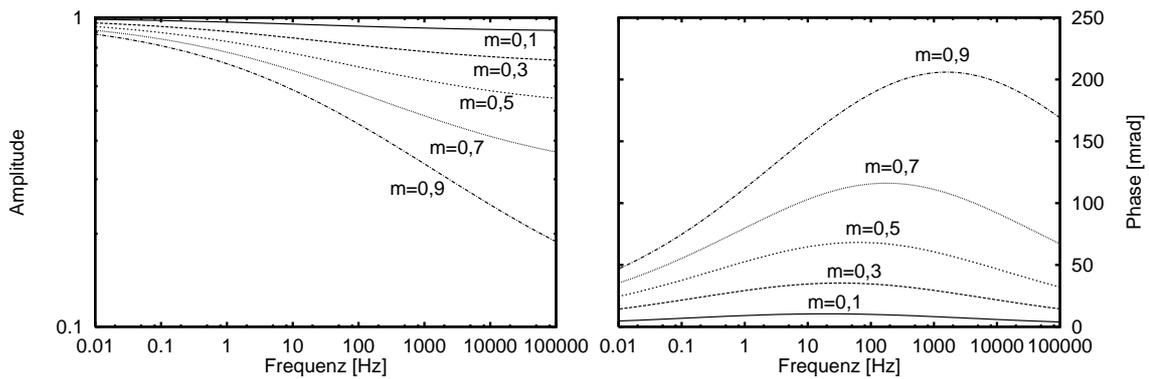


Abbildung 3.3: Amplituden- (links, normiert auf ρ_0) und Phasenkurven (rechts) des komplexen Widerstands für ein Cole-Cole-Relaxationsmodell mit $c = 0.25$, $\tau = 0.01$ s und variabler Aufladbarkeit m .

Abbildung 3.3 zeigt das nach Gleichung 3.1 berechnete und auf ρ_0 normierte Frequenzverhalten des komplexen Widerstands in Amplitude und Phase (siehe Gleichung 2.6) für verschiedene Aufladbarkeiten m und typische Werte für c und τ . Man erkennt, dass mit zunehmender Aufladbarkeit die Abnahme des Widerstands mit der Frequenz verstärkt und der maximale Phasenwinkel erhöht wird.

Ein anderes Modell, durch das der IP-Effekt näherungsweise beschrieben werden kann, ist das *Modell des konstanten Phasenwinkels* [Weller et al., 1996], bei dem die Phasenverschiebung über weite Frequenzbereiche hinweg durch einen konstanten Phasenwinkel angenähert wird. Die Dispersionskurve des komplexen Widerstands kann dann mit

$$\rho(\omega) = \left(i \frac{\omega}{\omega_0} \right)^{-\frac{2\phi}{\pi}} \rho(\omega_0) \quad (3.2)$$

durch die Phase ϕ und den bei der Referenzfrequenz $\omega_0/2\pi$ gemessenen Widerstand $\rho(\omega_0)$ beschrieben werden. Der Phasenwinkel ist üblicherweise sehr klein und liegt in der Größenordnung $\approx 10^{-3}$ rad. Daher gilt die Näherung $i^{-\frac{2\phi}{\pi}} \approx e^{-i\phi}$, und Gleichung 3.2 kann umgeschrieben werden in:

$$\rho(\omega) = \left(\frac{\omega}{\omega_0} \right)^{-\frac{2\phi}{\pi}} \rho(\omega_0) e^{-i\phi} \quad (3.3)$$

3.2 Induzierte Polarisation als Messmethode

Dass Gesteine IP-Effekte hervorrufen können, entdeckte Conrad Schlumberger schon 1911, als er die elektrischen Eigenschaften von Gesteinen untersuchte [Collett, 1990]. Seit den 50er-Jahren hat sich dann die Induzierte Polarisation als erfolgreiche Messmethode zur Erzexploration und in geringerem Ausmaße auch zur Grundwasserprospektion

etabliert [Telford *et al.*, 1990]. Ein neueres Einsatzgebiet der IP ist die Erkundung von Deponien und Altlasten [Radic und Weller, 1997; Hönig *et al.*, 1999].

3.2.1 IP-Messungen im Zeitbereich

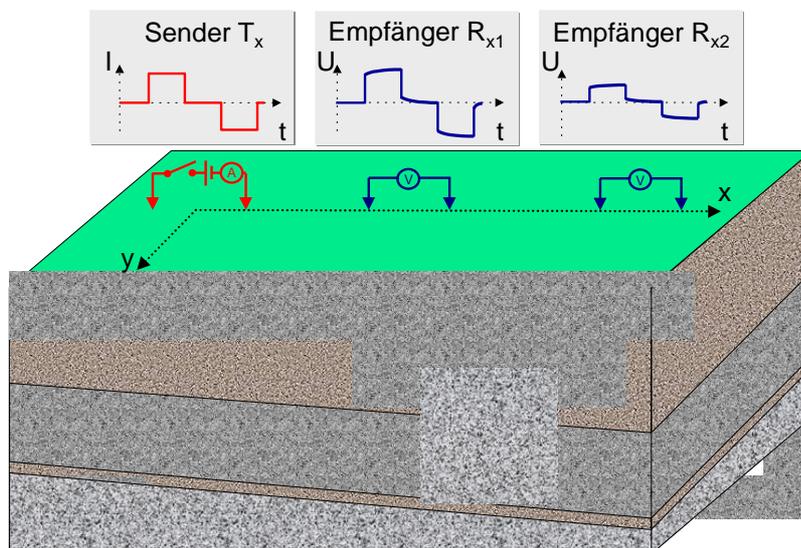


Abbildung 3.4: Schematische Darstellung einer IP-Messung im Zeitbereich mit Dipol-Dipol-Anordnung. Der Sendestrom im Sendedipol T_x (links) hat den zeitlichen Verlauf einer Stufenfunktion; mit den Empfängerdipolen R_{x1} und R_{x2} (rechts) wird der zeitliche und räumliche Verlauf des elektrischen Feldes aufgezeichnet.

Der Messaufbau ähnelt prinzipiell dem der LOTEM-Methode mit sehr kleinen Auslagen. Deswegen kann die LOTEM-Ausrüstung auch zur Durchführung von IP-Messungen verwendet werden [Hönig *et al.*, 1999; Müller, 2000]. Aufgezeichnet wird der zeitliche und räumliche Verlauf der E_x -Komponente nach dem An- oder Ausschalten des Sendestromes (*Transient*). Üblich sind die aus der Geoelektrik bekannten Sender-Empfänger-Konfigurationen, wie zum Beispiel die *Wenner*-, die *Schlumberger*-, die *Pol-Dipol*- oder die *Dipol-Dipol-Anordnung* (Letztere siehe Abbildung 3.4). Anders als bei LOTEM wird bei gewöhnlichen IP-Messungen die Information über die Tiefe ausschließlich durch Variation des Abstands zwischen Sender und Empfänger gewonnen. Die Cole-Cole-Parameter spiegeln sich im zeitlichen Verlauf des Signals wider (siehe Abbildung 3.5). Die Aufladbarkeit m macht sich bei doppeltlogarithmischer Darstellung durch eine Verschiebung des gesamten IP-Transienten auf der Ordinate bemerkbar. Die Parameter τ und c haben Einfluss auf die Krümmung und Steigung der Abklingkurve. Das Cole-Cole-Relaxationsmodell kann mittels einer Laplace-Transformation in den Zeitbereich über-

tragen werden und man erhält für den IP-Effekt folgendes zeitliches Verhalten nach einem Abschaltvorgang des Senders zum Zeitpunkt $t = 0$ [Pelton et al., 1978]:

$$E(t) = m E_0 \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n \left(\frac{t}{\tau}\right)^{nc}}{\Gamma(nc + 1)} \quad (3.4)$$

E_0 bezeichnet hier das Feld vor dem Ausschaltvorgang $E(t < 0)$ und Γ ist die Gammafunktion.

Für den Fall $c = 1$ (Kondensator) vereinfacht sich Gleichung 3.4 auf $E(t) = m E_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$ und τ würde genau die Zeit angeben, nach der das elektrische Feld auf $m E_0 e^{-1}$ abgeklungen ist. Für c im Bereich von 0.2 – 0.3 gilt nach Gleichung 3.4 näherungsweise:

$$E(\tau) = (0.46 \pm 0.01) \cdot m E_0 \quad (3.5)$$

Diese Beziehung kann dazu verwendet werden, τ direkt aus dem IP-Transienten abzuschätzen.

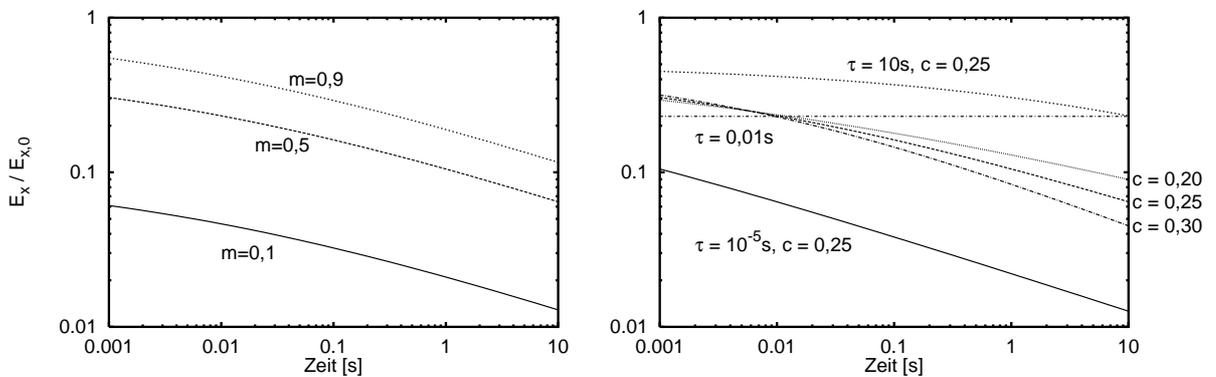


Abbildung 3.5: IP-Transienten für verschiedene Cole-Cole-Parameter, normiert auf den Wert $E_{x,0} := E_x(t < 0)$ vor dem Abschalten des Senders. Soweit nicht anders angegeben, ist $m = 0.5$, $\tau = 0.01 \text{ s}$ und $c = 0.25$. Anhand des Schnittpunktes des IP-Transienten mit der horizontalen Linie bei $E_x/E_{x,0} = m \cdot 0.46 = 0.23$ (rechts) kann die Zeitkonstante τ abgeschätzt werden.

Marktübliche IP-Messgeräte zeichnen nicht den gesamten Transienten auf, sondern messen die Spannung in einem festgelegten Zeitfenster $t_1 \leq t \leq t_2$ und berechnen dann als Maß für die Polarisierbarkeit das Integral der gemessenen Spannung $U(t)$ über dem Zeitfenster, normiert auf den Spannungswert U_0 , der vor dem Abschalten gemessen wurde:

$$M = \frac{1}{U_0} \int_{t_1}^{t_2} U(t) dt \quad (3.6)$$

M wird (genauso wie m) *Aufladbarkeit* genannt und normalerweise in $10^{-3} \frac{\text{sV}}{\text{V}}$ angegeben. Der komplette Satz von Cole-Cole-Parametern lässt sich mit einer solchen Messung jedoch nicht bestimmen.

Neuere Entwicklungen der IP-Methode gehen dahin, statt dem elektrischen Feld das magnetische Feld am Empfänger zu messen, wodurch polarisierbare Körper auch unter gut leitenden Deckschichten ausfindig gemacht werden können [Seigel und Howland-Rose, 1990]. Diese so genannte *MIP-Methode* kann sowohl im Zeit- als auch im Frequenzbereich benutzt werden. Die sonst unerwünschte Auswirkung der Induzierten Polarisation auf die „Loop-Loop“-Methode (siehe Kapitel 3.3) kann wiederum ausgenutzt werden, um mit herkömmlichen EM-Apparaturen IP-Messungen durchzuführen. Smith und Klein [1996] benutzten zum Beispiel die Daten einer Flugzeugmessung mit dem GEOTEM-Gerät, um Aussagen über die Polarisierbarkeiten in dem Messgebiet zu treffen.

3.2.2 IP-Messungen im Frequenzbereich

Eine übliche Methode zur Bestimmung der Polarisierbarkeit im Frequenzbereich ist die Messung des scheinbaren Widerstands für zwei oder mehr Sendefrequenzen. Der *Frequenz-Effekt (FE)* als Maß für den IP-Effekt ist dann folgendermaßen definiert [Weller et al., 1996]:

$$FE = \frac{|\rho(\omega_1)| - |\rho(\omega_2)|}{|\rho(\omega_2)|} \quad (3.7)$$

Die Frequenz $\omega_1/2\pi$ liegt meist im unteren und $\omega_2/2\pi$ im oberen Bereich des bei IP-Messungen benutzten Frequenzbereichs ($\approx 0.1 - 10 \text{ Hz}$) [Telford et al., 1990]. Für $\omega_1 \rightarrow 0$ und $\omega_2 \rightarrow \infty$ gilt folgender Zusammenhang zwischen dem Frequenzeffekt und der Aufladbarkeit des Cole-Cole-Relaxationsmodells [Weller et al., 1996]:

$$FE = \frac{m}{1 - m} \quad (3.8)$$

Eine andere Methode zur Untersuchung der Induzierten Polarisation im Frequenzbereich ist die Messung des Phasenunterschieds ϕ (gebräuchliche Einheit: $mrad = 10^{-3} \text{ rad}$) zwischen dem Senderstrom und der Empfängerspannung für eine festgelegte Sendefrequenz $\omega_0/2\pi$. Unter Annahme des Modells konstanter Phase (Gleichung 3.2) lässt sich mit ϕ und $\rho(\omega_0)$ das Dispersionsverhalten des Widerstands auch für andere Frequenzen berechnen.

3.2.3 Polarisierbarkeit von Gesteinen

In zahlreichen Labor- und In-Situ-Messungen wurden die Widerstands- und Phasenkurven verschiedener Gesteinsarten für große Frequenzbereiche ($10^{-2} - 10^5 \text{ Hz}$) ermittelt, um aus gemessenen IP-Parametern auf die geologische Zusammensetzung des Untergrunds schließen zu können (zum Beispiel Fuller und Ward [1970]; Sumner [1976]; Pelton et al. [1978]; Olhoeft [1985]; Kamenetsky und Novikov [1997]).

Pelton et al. [1978] passten die bei In-Situ-Messungen im Frequenzbereich gewonnenen Widerstands- und Phasenkurven von mineralisierten Gesteinen aus Graphit-, Sulfid- und Erzlagerstätten mit Cole-Cole-Relaxationsmodellen an (Abbildung 3.6). Dabei verwendeten sie eine Dipol-Dipol-Auslage mit sehr kleinen Elektrodenabständen ($\approx 1 \text{ m}$).

Die Phasenkurven zeigen für einige der untersuchten Gesteine auch bei sehr hohen Frequenzen noch deutliche IP-Effekte (Abbildung 3.6 links). Durch die Messungen konnte zudem gezeigt werden, dass die Cole-Cole-Parameter nicht nur von der Gesteinsart, sondern auch von anderen Parametern abhängen. So nehmen zum Beispiel für Porphyry (Kupfererz) die Zeitkonstante τ und die Aufladbarkeit m mit zunehmender Feuchtigkeit und steigendem Mineralisierungsgrad tendenziell zu, während mit wachsender Korngröße τ kleiner und m größer wird.

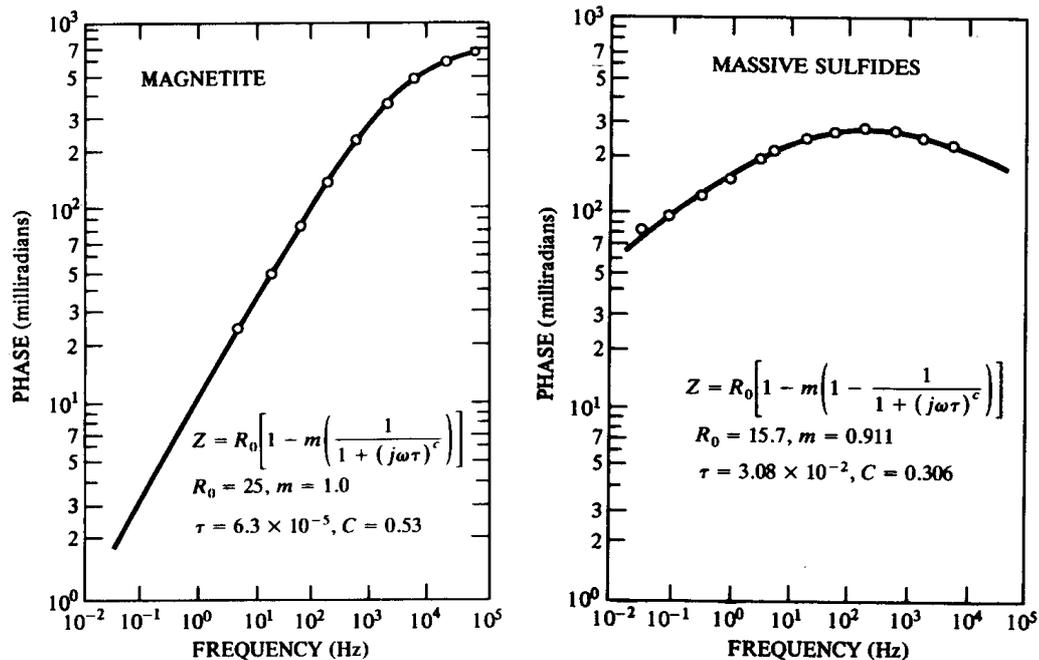


Abbildung 3.6: Gemessene (\circ) und nach dem Cole-Cole-Relaxationsmodell berechnete (–) Phasenkurven für Magnetit (links) und massives Sulfid (rechts), nach Pelton et al. [1978].

Aufgrund dieser Abhängigkeit von äußeren Parametern lassen sich für die verschiedenen Gesteinsarten nur ungefähre Mittelwerte der Cole-Cole-Parameter angeben, von denen im Einzelfall größere Abweichungen auftreten können. Die größten Aufladbarkeiten misst man wegen der starken Elektrodenpolarisation bei Gesteinen mit hohem, aber fein verteiltem Erz- oder Sulfidgehalt sowie bei Graphit. Aber auch vulkanische Tuffe, Schluffstein und dichte Vulkanite können große Aufladbarkeiten aufweisen. Reines Grundwasser zeigt hingegen keine nennenswerte Aufladbarkeit [Telford et al., 1990]. Über die Auswirkung organischer Stoffe auf die Leitfähigkeit des Untergrunds lässt sich wegen der großen Anzahl organischer Verbindungen und deren vielfältigen chemischen Reaktionen keine allgemein gültige Aussage treffen. Einige Labormessungen an organischen Stoffen zeigen einen Trend zu erhöhten Aufladbarkeiten, insbesondere wenn die organischen Stoffe in Kontakt mit tonhaltiger Erde stehen. Diese Eigenschaft kann zum Beispiel zur Erkun-

dung von anthropogen verseuchtem Untergrund sowie zur Kohlenwasserstoffexploration ausgenutzt werden [Olhoeft, 1985].

3.3 Einfluss auf Transiente Elektromagnetik

Die in Kapitel 3.2.3 vorgestellten Untersuchungen zeigen, dass Gesteine nicht nur für die bei IP-Messungen benutzten Frequenzen ($\approx 0.1 - 10 \text{ Hz}$) Leitfähigkeitsdispersion zeigen können, sondern auch durchaus in dem für TEM-Methoden relevanten Frequenzbereich ($\approx 0.1 \text{ Hz} - 10 \text{ kHz}$). In gemessenen TEM-Daten wurden IP-Effekte erstmalig in Form von Vorzeichenwechseln in Transienten der „Coincident-Loop“-Methode nachgewiesen. Während bei der „Loop-Loop“- und der „In-Loop“-Methode Vorzeichenwechsel auch durch nichtdispersive Leitfähigkeitsverteilungen verursacht werden können, zeigte Weidelt [1982], dass bei der „Coincident-Loop“-Methode Vorzeichenwechsel nur durch *frequenzabhängige* Widerstandsverteilungen zu erklären sind. Guptasarma [1984] bestätigte die Rechnung von Weidelt [1982] durch eine einfache Energiebetrachtung. Ein Beispiel für einen Vorzeichenwechsel in einem „Coincident-Loop“-Transienten, der mit einem SIROTEM-Gerät bei einer Messung in Australien aufgezeichnet wurde, ist in Abbildung 3.7 dargestellt.

Zur Berechnung des Einflusses von IP auf TEM-Methoden gibt es verschiedene Ansätze, die zum einen unterschiedliche Modelle zur Beschreibung des komplexen frequenz-

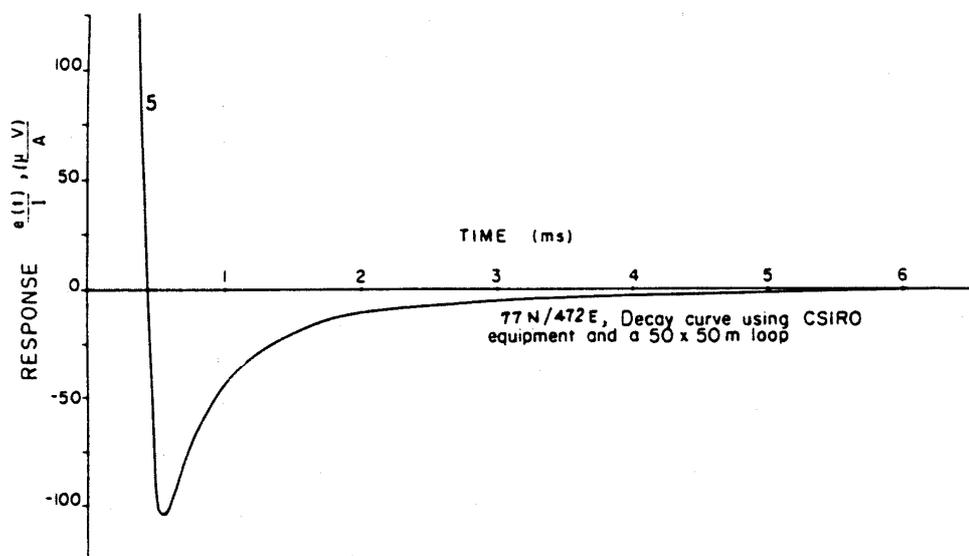


Abbildung 3.7: Vorzeichenwechsel in einem „Coincident-Loop“-Transienten, gemessen mit einem SIROTEM-Gerät mit $50 \text{ m} \times 50 \text{ m}$ -Spule in der Nähe einer Uranmine in Queensland/Australien. Der Untergrund besteht überwiegend aus Schiefer mit Beimengungen von Magnetkies und Graphit [Spies, 1980].

abhängigen Widerstands benutzen (siehe Kapitel 3.1.2) und zum anderen verschiedene mathematische Wege zur Berechnung der Transienten einschlagen.

Die ersten Studien über die Auswirkung des IP-Effekts auf die „Coincident-Loop“-Methode beschäftigen sich mit der analytischen Berechnung der Transienten über einem polarisierbaren, homogenen Halbraum nach dem Cole-Cole-Relaxationsmodell. *Raiche* [1983] verbesserte die ursprünglichen Berechnungen von *Lee* [1981b] durch die Verwendung des Gaver-Stehfest-Algorithmus nach *Knight und Raiche* [1982].

Smith und West [1988] zeigten, dass die induktive Kopplung zwischen leitenden Schichten für das Auftreten von IP-Effekten bei nur schwach polarisierbarem Untergrund wichtig sein kann. Als Modell zur Anpassung gemessener „Coincident-Loop“-Transienten wählten sie zwei kreisförmige, schwach polarisierbare Linienstromkreise, welche untereinander induktiv gekoppelt sind.

Flis et al. [1989] und *Hohmann und Newman* [1990] führten Modellrechnungen für polarisierbare geschichtete Halbräume und 3D-Strukturen durch. Für die 1D-Rechnungen in *Flis et al.* [1989] wurde der Gaver-Stehfest-Algorithmus nach *Knight und Raiche* [1982] verwendet, um die im Frequenzbereich berechneten Felder in den Zeitbereich zu transformieren. Zur Berechnung der TEM-Transienten über polarisierbaren 3D-Körpern wurde in beiden Arbeiten das elektromagnetische Feld für Frequenzen im Bereich von $10^{-3} - 10^6 \text{ Hz}$ mit dem Integralgleichungsverfahren berechnet [*Newman et al.*, 1986] und anschließend eine Transformation in den Zeitbereich durchgeführt. Die Modellrechnungen von *Flis et al.* [1989] zeigen, dass auch schwach polarisierbare Körper starke IP-Effekte hervorrufen können, wenn sie nahe der Oberfläche in einer schlecht leitenden Umgebung liegen. *Hohmann und Newman* [1990] stellten zudem fest, dass gute Leiter in der Nähe des Senders den IP-Effekt erhöhen und polarisierbare 3D-Strukturen bei gleicher Mächtigkeit stärkeren Einfluss auf die Messdaten ausüben können als 1D-Schichten mit gleichen elektrischen Eigenschaften. Modellrechnungen für die „Loop-Loop“-Anordnung mit größeren Abständen zwischen Sender- und Empfängerspule zeigen hingegen geringere IP-Effekte, sodass der Einfluss von IP-Effekten durch eine getrennte Anordnung der Sende- und Empfangsspule im Vergleich zur „Coincident-Loop“- beziehungsweise „In-Loop“-Methode vermindert werden kann.

Smith et al. [1988] stellten ein neues Verfahren zur Modellierung von TEM-Transienten über polarisierbaren Körpern für einfache Geometrien vor, das komplett im Zeitbereich nach der Perturbationsmethode arbeitet. Die Transienten werden dabei zunächst ohne Berücksichtigung der Polarisierung analytisch berechnet und anschließend mit der Antwortfunktion schwach polarisierbarer Körper — die für das Cole-Cole-Relaxationsmodell zum Beispiel aus Gleichung 3.4 hergeleitet werden kann — gefaltet. Dieses Verfahren wurde auch für die Modellrechnungen von *Smith und West* [1989] zur Anpassung von „Coincident-Loop“-Felddaten mit polarisierbaren horizontalen und geneigten Halbebenen benutzt. Die ausgeprägtesten IP-Effekte fanden die Autoren beim Zutreffen folgender drei Bedingungen (siehe auch Kapitel 1):

1. Der Sender befindet sich in der Nähe einer leitfähigen Struktur, sodass zu frühen Zeiten in dieser Struktur ein starker Strom induziert wird.

2. Der Polarisationsstrom fließt in der Nähe des Empfängers.
3. Der durch die reine EM-Kopplung hervorgerufene Transient fällt schneller ab als der Polarisationsstrom. Dadurch überwiegt zu späten Zeiten der IP-Effekt.

Lee und Thomas [1992] berechneten schließlich TEM-Transienten für eine polarisierbare Kugel in einem leitfähigen Halbraum nach dem Integralgleichungsverfahren. Die Beiträge des Halbraums, der Kugel und der Wechselwirkung zwischen beiden wurden getrennt berechnet und anschließend zum resultierenden Transienten zusammengefügt.

Die Ergebnisse der oben genannten Studien zum Einfluss der Induzierten Polarisation auf die „Coincident-Loop“-Methode lassen sich folgendermaßen zusammenfassen: Ein reiner IP-Effekt (ohne Berücksichtigung der EM-Kopplung) erzeugt einen negativen Transienten, der in Konkurrenz zu dem durch EM-Kopplung (ohne IP-Effekte) verursachten positiven Transienten steht. Da der IP-Transient in der Regel langsamer abklingt als der EM-Transient, kann zu späten Zeiten der negative Transient überwiegen, sodass ein Vorzeichenwechsel stattfindet. Der Zeitpunkt des Vorzeichenwechsels hängt dann von den Cole-Cole-Parametern des polarisierbaren Körpers und der Widerstandsverteilung der Umgebung ab. Für einen homogenen Halbraum verschiebt sich der Zeitpunkt des Vorzeichenwechsels mit zunehmendem m und ρ_0 sowie abnehmendem τ hin zu früheren Zeiten. In gemessenen Daten ist die Identifizierung solcher Vorzeichenwechsel oft schwierig, da zu späten Zeiten das Signal-Rauschverhältnis meist sehr klein ist.

Die folgende Tabelle soll einen Überblick über den Einfluss des IP-Effekts und der EM-Kopplung auf TEM-Transienten nach den oben zitierten Veröffentlichungen geben:

Die EM-Kopplung überwiegt	Der IP-Effekt überwiegt
zu frühen Zeiten	zu späten Zeiten
bei hohen Frequenzen	bei niedrigen Frequenzen
bei größeren Auslagen	in der Nähe des Senders
bei niedrigem Umgebungswiderstand	bei hohem Umgebungswiderstand
bei niedriger Aufladbarkeit	bei hoher Aufladbarkeit

Inwieweit diese Erkenntnisse auch auf die LOTEM-Methode übertragbar sind, sollen die Modellrechnungen in Kapitel 4 zeigen.

Die Methoden zur systematischen Berücksichtigung des Einflusses des IP-Effekts in TEM-Daten beschränken sich meist darauf, den IP-Effekt durch einen exponentiellen Abfall anzunähern und von den Daten abzuziehen. *Elliott* [1991] stellte eine Methode vor, bei der zunächst die TEM-Antwort des Halbraums sowie die Antwort dünner Schichten aus den TEM-Daten beseitigt wurde, um anschließend die negativen IP-Effekte im Spätzeitbereich der Transienten zu isolieren.

3.4 EM-Kopplung bei IP-Messungen

Für TEM-Methoden stellt der IP-Effekt eine unerwünschte Störgröße dar, die der EM-Kopplung überlagert ist. Umgekehrt können reine IP-Messungen durch den Einfluss der

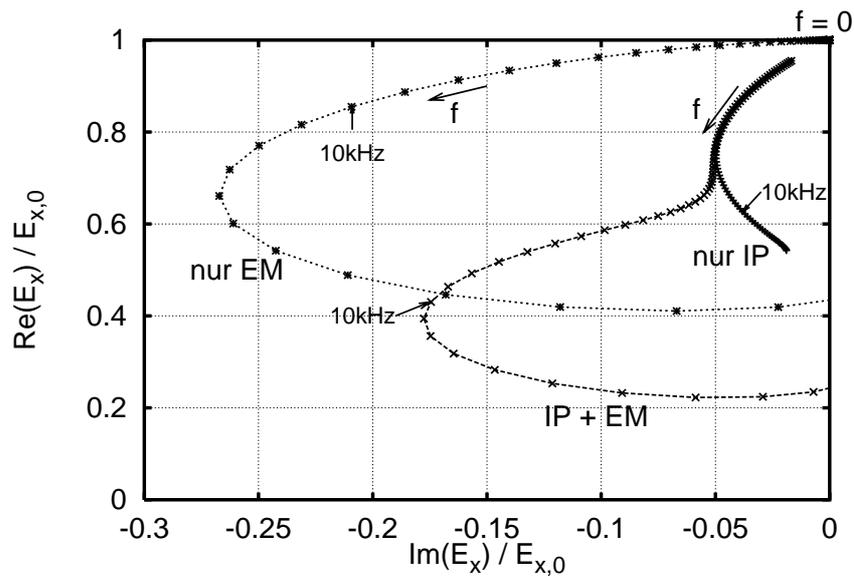


Abbildung 3.8: Argand-Diagramm für IP ohne EM-Kopplung, für IP mit EM-Kopplung und für reine EM-Kopplung. IP-Parameter: $m = 0.5$, $\tau = 0.01 \text{ s}$, $c = 0.25$; EM-Parameter: $\rho_0 = 100 \Omega \text{ m}$, Abstand vom Sender = 50 m .

EM-Kopplung verfälscht werden. Der physikalische Sachverhalt ist der gleiche, nur die Rollen des Stör- und Nutzsignals sind vertauscht. Auch für diesen Fall gilt obige Tabelle; durch die EM-Kopplung wird also besonders der Frühzeitbereich von IP-Messungen mit großen Auslagen verfälscht. Pol-Dipol-Anordnungen sind dabei stärker betroffen als Dipol-Dipol-Anordnungen [Dey und Morrison, 1973]. Nicht zu verwechseln ist die EM-Kopplung („ground coupling“) jedoch mit den Effekten, die durch induktive Kopplung zwischen den stromführenden Kabeln des Sende- und Empfangsteils der IP-Apparatur zustande kommen („cable coupling“).

Oft wird zur Vermeidung des Einflusses der EM-Kopplung nur der Spätzeitbereich (zum Beispiel $t \geq 0.5 \text{ s}$) von IP-Messungen ausgewertet [Bertin und Loeb, 1976; Sumner, 1976]. Dadurch gehen jedoch wertvolle Informationen verloren, da gerade die Aufladbarkeit besonders gut im Frühzeitbereich eines IP-Transienten bestimmt werden kann (M. Hönig, pers. Mitt.).

Benutzt man das Modell konstanter Phase (siehe Gleichung 3.2), so lässt sich die EM-Kopplung korrigieren, indem man die Phasenkurve bis zum Gleichstromfall ($\omega \rightarrow 0$) extrapoliert und dort den Phasenwert abliest [Hohmann, 1990; Grant, 1990].

Einen etwas anderen Weg schlagen Pelton et al. [1978] ein, welche die EM-Kopplung mit einem zweiten Cole-Cole-Relaxationsmodell anpassen, für das ein größerer Dispersionsindex ($0.95 \leq c \leq 1.0$) als beim IP-Effekt ($c \leq 0.5$) gewählt wird.

Wynn und Zonge [1975] stellten ein iteratives Verfahren zur Trennung der EM-Kopplung und der reinen IP-Effekte vor, das auf den Rechnungen von Dey und Morrison [1973] basiert. Die EM-Kopplung kann dann wiederum als zusätzliche Informationsquelle für die

Leitfähigkeitsstruktur des Untergrunds benutzt werden [Meyer, 1990]. Einen guten Überblick über den Einfluss der EM-Kopplung erhält man, indem man das — auf den Gleichstromfall normierte — elektrische Feld in ein *Argand-Diagramm* einträgt, bei dem auf der Abszisse der Imaginärteil und auf der Ordinate der Realteil in Abhängigkeit der Frequenz aufgetragen wird (Abbildung 3.8). Während normalerweise bei der Darstellung von IP-Daten die Amplitude und Phase getrennt abgebildet werden, sind hier beide Größen zu einer Kurve in der komplexen Zahlenebene zusammengefasst. Die Kurven für IP-Effekte und EM-Kopplung lassen sich im Argand-Diagramm in der Regel gut voneinander unterscheiden, sodass anhand der Kurvenform schnell entschieden werden kann, ab welcher Frequenz die EM-Kopplung überwiegt.

Eine sehr elegante Methode zur *gemeinsamen* Interpretation von Induzierter Polarisation *und* EM-Kopplung ist die Benutzung von Algorithmen, die eigentlich zur reinen EM-Modellierung vorgesehen sind, bei denen aber der IP-Effekt durch das Zulassen dispersiver Leitfähigkeiten berücksichtigt wird [Tripp *et al.*, 1990; Höning *et al.*, 1999]. Auch das in Kapitel 4.1 vorgestellte Programm *tipforward1d* geht diesen Weg; es kann also je nach Bedarf zur Modellierung von Transienten für EM-Methoden inklusive IP-Effekt oder auch für die Methode der Induzierten Polarisation unter Berücksichtigung der EM-Kopplung benutzt werden. Das Programm *tipforward1d* diente auch zur Berechnung der in Abbildung 3.8 dargestellten Daten.

Teil II

Modellrechnungen und Messungen

Modellrechnungen

Um die verschiedenen Aspekte des Einflusses der Induzierten Polarisation auf die LOTEM-Methode zu untersuchen, wurden für unterschiedliche Leitfähigkeitsverteilungen Modellrechnungen durchgeführt. Die Arbeitsweise des hierfür benutzten Programms *tipforward1d* wird in Kapitel 4.1 vorgestellt. Zur Funktionskontrolle werden in Kapitel 4.2 die EM-Felder für einige Spezialfälle auf analytischem Wege sowie mit anderen Modellierungsprogrammen berechnet und mit den mittels *tipforward1d* gewonnenen Ergebnissen verglichen. Zunächst wird dann in Kapitel 4.3 der Einfluss eines polarisierbaren, homogenen Halbraums und im anschließenden Kapitel 4.4 die Auswirkung von oberflächennahen IP-Schichten auf LOTEM-Transienten über einem geschichteten Halbraum berechnet. Zur Erkundung der Leitfähigkeitsstruktur des Vesuvs wurden im April 1997 und im September/Okttober 1999 LOTEM-Messungen in der Umgebung des Vulkans realisiert. Bei der zweiten Messkampagne führte man begleitend zur LOTEM-Messung an einer der Empfängerlokationen zusätzlich IP-Messungen durch. Dabei stellte man fest, dass sich in unmittelbarer Nähe der LOTEM-Empfängerstation zum Teil stark polarisierbare Bereiche befinden. Inwiefern dadurch die LOTEM-Daten beeinflusst werden können, sollen die Modellrechnungen in Kapitel 4.5 zeigen.

4.1 Das Programm *tipforward1d*

Zur numerischen Simulation des Einflusses der IP auf die LOTEM-Methode wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit das Programm *tipforward1d* entwickelt. Dieses Programm ermöglicht die Berechnung von TEM-Transienten unter Berücksichtigung von Leitfähigkeitsdispersion nach dem Cole-Cole-Relaxationsmodell für eindimensional geschichtete Halbräume. Daher wurde auch als Programmname „**t**ransient **i**nduced **p**olarization **f**orward **1**dimensional calculation“ (*tipforward1d*) gewählt. Mit dem Programm

können alle Komponenten der elektrischen Feldstärke (E_x, E_y, E_z) und die Komponenten der magnetischen Erregung (H_x, H_y, H_z) sowie deren Zeitableitungen ($\dot{E}_x, \dot{E}_y, \dot{E}_z, \dot{H}_x, \dot{H}_y, \dot{H}_z$) sowohl an der Oberfläche als auch im Untergrund berechnet werden.

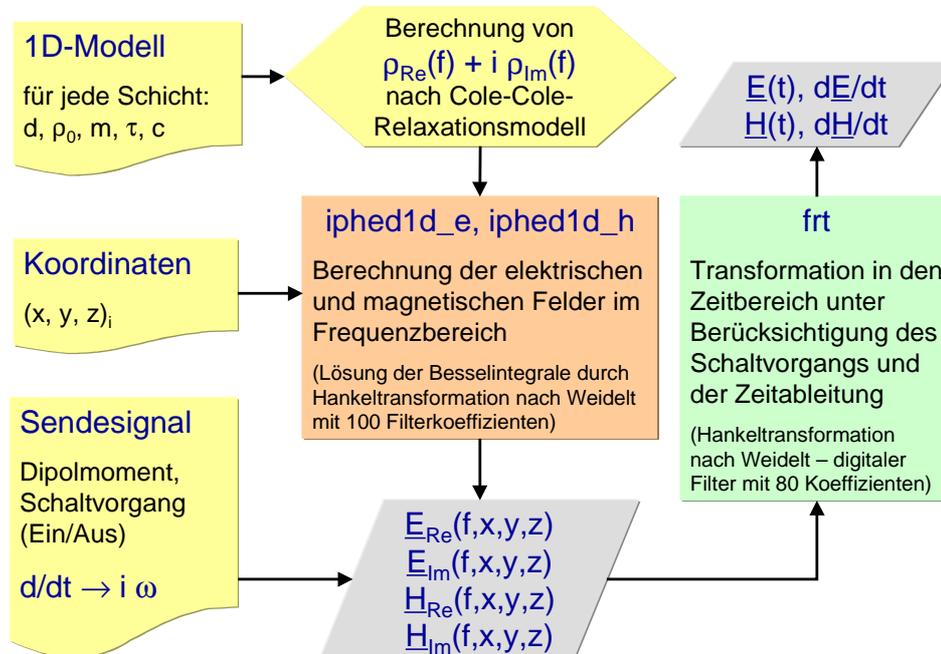


Abbildung 4.1: Flussdiagramm zur Berechnung des elektrischen und magnetischen Feldes mit dem Programm „tipforward1d“.

Das Flussdiagramm in Abbildung 4.1 gibt einen Überblick über die Funktionsweise des Programms. Die zentralen Unterprogramme *iphed1d_e* und *iphed1d_h* dienen zur Berechnung der elektrischen und magnetischen Felder im Frequenzbereich (siehe Kapitel 4.1.1) und sind eine abgewandelte Form des Unterprogramms *hed1d*, das für die Berechnung der EM-Felder ohne Berücksichtigung des IP-Effekts geschrieben wurde (T. Hanstein, pers. Mitt.). Die anschließende Transformation in den Zeitbereich wird in Kapitel 4.1.2 beschrieben. Eine Anleitung zur Benutzung des Programms ist im Anhang A zu finden.

4.1.1 Berechnung der elektrischen und magnetischen Felder im Frequenzbereich

In Kapitel 2.2.5 wurde skizziert, wie die elektrischen und magnetischen Feldkomponenten im Frequenz-Wellenzahl-Bereich über die Debye-Potentiale für eindimensional geschichtete Halbräume auf Besselfunktionsintegrale zurückgeführt werden können. Da diese Integrale im Allgemeinen nicht analytisch lösbar sind, muss auf numerische Näherungs-

verfahren zurückgegriffen werden. In dem hier entwickelten Programm wurde dazu die *schnelle Hankeltransformation* nach Weidelt [1986] implementiert. Dabei werden die auftretenden Integrale der Besselfunktionen nullter und erster Ordnung ($J_\nu(\kappa r)$, $\nu \in \{0, 1\}$) folgendermaßen durch diskrete Faltungen angenähert:

$$\begin{aligned} g_0(r) &= \int_0^\infty f(\kappa) J_0(\kappa r) d\kappa & \rightarrow & \quad g_0(r_m) = \frac{1}{r_m} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} f(\kappa_n) \tilde{H}_0(m-n) \\ g_1(r) &= \int_0^\infty f(\kappa) J_1(\kappa r) d\kappa & \rightarrow & \quad g_1(r_m) = \frac{1}{r_m} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} f(\kappa_n) \tilde{H}_1(m-n) \end{aligned} \quad (4.1)$$

$$\text{mit } r_m := \frac{1}{\kappa_m} := 10^{\frac{m}{10}} r_0 \quad m \in \{0, 1, \dots, 60\}$$

r_0 wird so gewählt, dass r_m für $m = 60$ gerade den maximal möglichen horizontalen Abstand r_{max} zwischen Sender und Empfänger ergibt: $r_0 := r_{max} \cdot 10^{-6}$.

Es ist jedoch darauf zu achten, dass sich die schnelle Hankeltransformation nur auf hinreichend glatte Funktionen $f(\kappa)$ anwenden lässt, da sonst die stark oszillierende Besselfunktion $J_\nu(\kappa r)$ für große κ -Werte noch Beiträge liefert. Die Kunst liegt nun in der Bestimmung geeigneter Koeffizienten $\tilde{H}_0(l)$ und $\tilde{H}_1(l)$. Um die Rechenzeit kurz zu halten, sollten die digitalen Filter mit einer geringen Anzahl von Koeffizienten auskommen und dabei trotzdem möglichst genaue Ergebnisse liefern. Die Unterprogramme *iphed1d_e* und *iphed1d_h* benutzen zur Faltung jeweils 100 Filterkoeffizienten, welche von $l = -59$ bis $l = 40$ indiziert sind. Auf jede Dekade im Wellenzahlbereich kommen jeweils 10 Koeffizienten, sodass mit 100 Filterkoeffizienten insgesamt 10 Dekaden im Wellenzahlbereich abgedeckt werden. Mittels der schnellen Hankeltransformation werden die Feldwerte an 61 logarithmisch verteilten Stützpunkten r_m berechnet (10 pro Dekade). Der kleinste Wert für n in Gleichung 4.1 beträgt somit $n_{min} = m_{min} - l_{max} = 0 - 40 = -40$. Analog berechnet sich der größte Wert für n zu $n_{max} = m_{max} - l_{min} = 60 - (-59) = 119$. Die unendlichen Summationsgrenzen in den Gleichungen 4.1 können somit durch $-40 \leq n \leq 119$ ersetzt werden. Eine Auflistung der Filterkoeffizienten und Bemerkungen zur Berechnung derselben sind in Weidelt [1986] zu finden. Die Werte zwischen den Stützpunkten r_m werden durch Spline-Interpolation ermittelt. Als Quellfeld dient ein oszillierender, horizontaler elektrischer Dipol, der mit konstanter Amplitude über den gesamten Frequenzbereich hinweg sendet. Das charakteristische Spektrum eines Einschaltvorgangs wird anschließend bei der Transformation in den Zeitbereich berücksichtigt (siehe Kapitel 4.1.2).

Mit Hilfe der schnellen Hankeltransformation lassen sich die EM-Felder für die LO-TEM-Messanordnung in der Regel sehr exakt berechnen; nur in unmittelbarer Nähe des Senders treten wegen der sehr großen Dynamik der Felder größere Ungenauigkeiten bei der Berechnung der magnetischen Feldkomponenten auf. In der Nähe des Senders befinden wir uns schon sehr früh im Spätzeitbereich des magnetischen Feldes, in dem die Rekursionsformel nach Wait [1982] — welche für die Anschlussbedingungen an den Grenzflächen in dem Programm *tipforward1d* verwendet wird — numerisch nicht stabil ist (T. Hanstein, pers. Mitt.).

4.1.2 Transformation in den Zeitbereich

Zur Transformation der im Frequenzbereich berechneten EM-Felder in den Zeitbereich dient das Unterprogramm *firt* nach Weidelt [1986]. Wegen

$$J_{\frac{1}{2}}(x) = \left(\frac{2}{\pi x}\right)^{\frac{1}{2}} \sin(x) \quad (4.2)$$

lässt sich die Fouriertransformation unter Berücksichtigung des Einschaltvorgangs des Sendestromes durch eine schnelle Hankeltransformation ersetzen:

$$f_{ein}(t) = -\frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \Im \left(\frac{F(\omega)}{i\omega} \right) \sin(\omega t) d\omega \quad (4.3)$$

$$\rightarrow f_{ein}(t_m) = -\left(\frac{2}{\pi t_m}\right)^{\frac{1}{2}} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \Im \left(\frac{F(\omega_n)}{i\sqrt{\omega_n}} \right) \tilde{H}_{\frac{1}{2}}(m-n) \quad (4.4)$$

$$\text{mit } t_m := 10^{\frac{m-1}{10}} t_a \quad m \in \{1, 2, \dots, m_t\} \quad (4.5)$$

$$\omega_n := 10^{\frac{41-n}{10}} \frac{1}{t_a} \quad n \in \{1, 2, \dots, m_t + 79\} \quad (4.6)$$

$F(\omega_n)$ ist das im Frequenzbereich an den Stützstellen ω_n berechnete Feld. $f_{ein}(t)$ ist die Fouriertransformierte von $F(\omega)$ unter Berücksichtigung des Spektrums eines Einschaltvorgangs zum Zeitpunkt $t = 0$. Das Unterprogramm *firt* benutzt 80 Filterkoeffizienten $\tilde{H}_{1/2}(l)$ mit $-39 \leq l \leq 40$ (10 pro Dekade), sodass zum Beispiel zur Bestimmung von $f_{ein}(t_m)$ an 41 logarithmisch zwischen 1 ms und 10 s verteilten Zeitpunkten t_m das Feld $F(\omega_n)$ für 120 verschiedene Frequenzen $\frac{\omega_n}{2\pi}$ im Bereich von $2 \cdot 10^{-6} \text{ Hz}$ bis $1.6 \cdot 10^6 \text{ Hz}$ berechnet werden muss. (Folgt durch Einsetzen von $m_t = 41$ und $t_a = 1 \text{ ms}$ in Gleichung 4.6.)

Bei der Berechnung der Zeitableitung der elektrischen und magnetischen Feldkomponenten können mit dem Programm *tipforward1d* zwei unterschiedliche Wege eingeschlagen werden: Bei der ersten Methode werden die Felder im Frequenzbereich mit $i\omega$ multipliziert und anschließend mit *firt* in den Zeitbereich transformiert. Für übliche LOTEM-Konfigurationen mit Sender-Empfänger-Abständen $> 1 \text{ km}$ ist diese Methode sehr genau; in der Nähe des Senders treten jedoch zum Teil sehr große Fehler auf, die vermutlich durch zu große Imaginärteile bei der Transformation verursacht werden. Für die Berechnung der Zeitableitung der Felder in der Nähe des Senders ist daher die zweite Methode zu empfehlen, bei der die Felder zuerst in den Zeitbereich transformiert werden und erst anschließend mit Hilfe der Differenzenformel

$$\dot{f}(t_m) = \frac{f(t_m) - f(t_{m-1})}{t_m - t_{m-1}} \quad (4.7)$$

nach der Zeit abgeleitet werden. Diese Methode hat sich insbesondere für die Bestimmung von Impulsantworten aus simulierten Stufenantworten des Messsystems bewährt

(T. Hanstein, pers. Mitt.). Mit der Differenzenformel können die Zeitableitungen der Felder auch in unmittelbarer Nähe des Senders über zwei Dekaden hinweg relativ genau bestimmt werden.

Zur Bestimmung der Transienten nach einem *Ausschaltvorgang* werden die im Frequenzbereich berechneten Felder vom Gleichstromfall abgezogen [Petry, 1987]:

$$f_{aus}(t_m) = - \left(\frac{2}{\pi t_m} \right)^{\frac{1}{2}} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \Im \left(\frac{F(\omega=0) - F(\omega_n)}{i\sqrt{\omega_n}} \right) \tilde{H}_{\frac{1}{2}}(m-n) \quad (4.8)$$

4.1.3 Näherung des ausgedehnten Sendebipols durch mehrere Stromdipole

Bei der Berechnung der EM-Felder in der Nähe des Sendekabels muss die endliche Ausdehnung des Sendebipols berücksichtigt werden. In dem Programm *tipforward1d* wurde dies durch numerische Integration längs des Sendekabels nach der Mittelpunktsformel realisiert. Dazu wird das Sendekabel in n gleiche Abschnitte unterteilt und das Feld jeweils für einen im Mittelpunkt eines jeden Abschnitts liegenden Stromdipol berechnet. Anschließend werden die Felder superponiert und auf die Anzahl der Abschnitte normiert.

Abbildung 4.2 zeigt die Ergebnisse von Modellrechnungen über einem stark polarisierbaren Halbraum, bei denen ein $1000m$ langer Sendebipol durch eine verschieden große Anzahl von Stromdipolen angenähert wurde. Die Näherung durch 100 Dipole kann in einem Abstand $> 50m$ zum Sendekabel als sehr genau angenommen werden und dient als Referenz für die Berechnung des relativen Fehlers in Abbildung 4.3. In der Verlängerung des Sendekabels erhält man durch die Näherung einen überwiegend zu geringen und seitlich dazu einen zu großen Betrag des E-Feldes. Bei der 3-Dipol-Näherung ist die Abweichung vom tatsächlichen Wert in einem Abstand von über zwei Senderlängen vom Sendekabel kleiner als $\pm 1\%$, bei der Näherung durch 10 Dipole reduziert sich der Fehler im selben Abstand auf $\pm 0.1\%$. Dies gilt für den gesamten hier berechneten Zeitbereich von $1ms - 10s$ nach dem Abschalten des Sendestromes. In den Abbildungen 4.2 und 4.3 wurden exemplarisch die Ergebnisse zum Zeitpunkt $0.1s$ dargestellt. Für gewöhnliche LOTEM-Anordnungen genügt eine Integration über 10 Dipole somit vollkommen, nur zur Berechnung des Feldes an Empfängerstationen in unmittelbarer Umgebung des Senders sollte über eine größere Anzahl von Dipolen integriert werden.

4.2 Vergleichsrechnungen

4.2.1 Vergleich mit analytischen Lösungen

An der Oberfläche eines homogenen Halbraums lässt sich das elektromagnetische Feld für einen horizontalen elektrischen Dipol ohne Berücksichtigung des IP-Effekts analytisch berechnen [Kaufman und Keller, 1983; Ward und Hohmann, 1988].

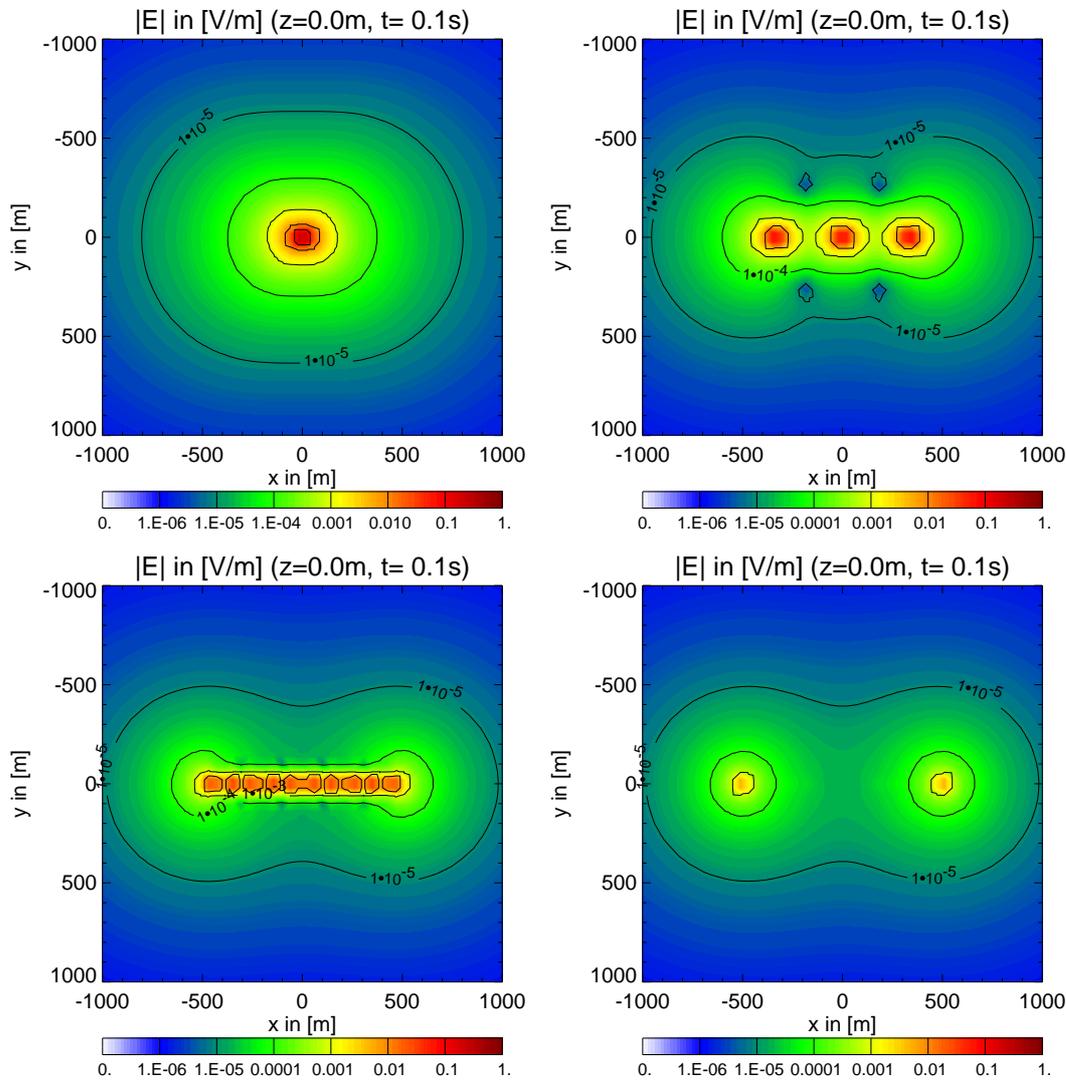


Abbildung 4.2: Näherung eines ausgedehnten Sendebipols durch mehrere Stromdipole. Dargestellt ist der Betrag des E -Feldes in $[\frac{V}{m}]$ für ein Sendekabel von 1000 m Länge ($y = 0$, $x = -500$ m bis $+500$ m), 0.1 s nach dem Abschalten des Sendestromes (1 A), genähert durch einen Dipol (oben links), drei Dipole (oben rechts), zehn Dipole (unten links) und 100 Dipole (unten rechts). Die Cole-Cole-Parameter des homogenen Halbraums lauten: $\rho_0 = 100 \Omega m$, $m = 0.5$, $\tau = 0.01$ s, $c = 0.25$.

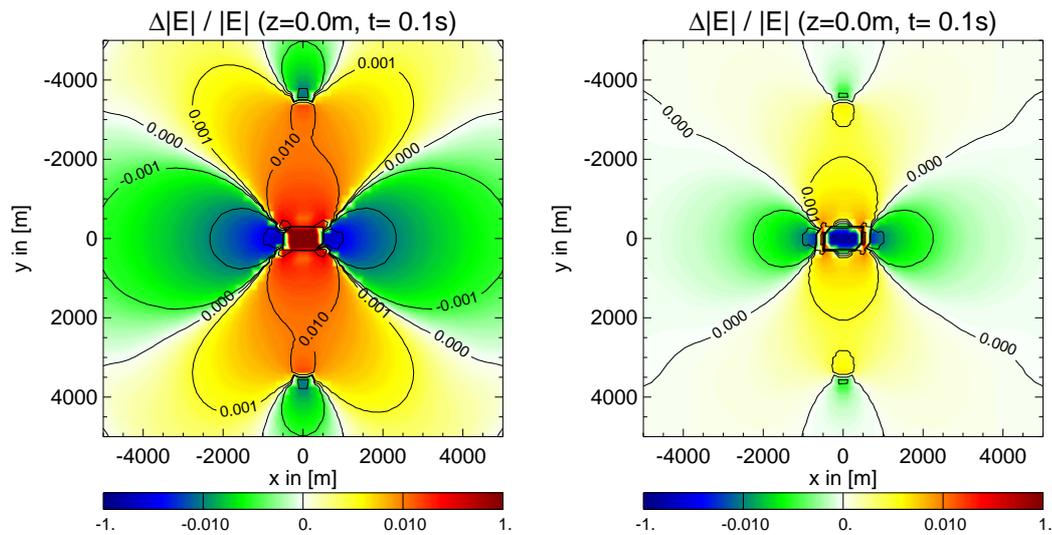


Abbildung 4.3: Relativer Fehler bei der Näherung eines ausgedehnten Sendebipols durch drei Dipole (links) und zehn Dipole (rechts). Parameter wie in Abbildung 4.2, man beachte aber den anderen Entfernungsmaßstab. Als Referenz dient die Näherung mit 100 Dipolen.

Ein Vergleich zwischen der analytischen Lösung nach *Kaufman und Keller* [1983] und den mit *tipforward1d* numerisch berechneten Feldern zeigt eine sehr gute Übereinstimmung der Felder an der gesamten Oberfläche. Einzige Ausnahme sind lokal begrenzte Abweichungen des Magnetfeldes in der Nähe des Senders. In Abbildung 4.4 sind exemplarisch die Ergebnisse des Vergleichs für den Punkt $x = y = 1000\text{ m}$ an der Oberfläche des Halbraums im Frequenzbereich von $0.1 - 10^4\text{ Hz}$ dargestellt.

Die Ungenauigkeiten bei der numerischen Berechnung der Felder werden hauptsächlich durch zwei Dinge verursacht: Erstens hat der verwendete numerische Datentyp (REAL) nur eine endliche Genauigkeit, sodass zum Beispiel bei der Bildung von Differenzen zwischen sehr großen und sehr kleinen Zahlen Rundungsfehler auftreten. Dies spiegelt sich im Wesentlichen in der absoluten Genauigkeit der berechneten Daten wider. Zweitens stellen die verwendeten Algorithmen numerische Näherungsverfahren dar, deren Ungenauigkeiten überwiegend zum relativen Fehler der berechneten Feldgrößen beitragen.

Die Abweichungen des Betrags des elektrischen Feldes sind bei einem Dipolmoment des Senders von 1 Am in der Regel kleiner als $\pm 10^{-9}\frac{\text{V}}{\text{m}}$. In der Nähe des Senders kann aufgrund der hohen Feldstärken der absolute Fehler etwas höher liegen, die relative Abweichung bleibt jedoch dort trotzdem unter $\pm 0.1\%$. Die Phasenwinkel zwischen Real- und Imaginärteil stimmen bis auf $\pm 1\text{ mrad}$ überein, außer in Bereichen mit sehr geringen Feldstärken, in denen die Phase nicht exakt bestimmt werden kann. E_z verschwindet an der Oberfläche eines Halbraums und wurde deshalb hier nicht berücksichtigt.

Bei der Berechnung von H_z beträgt der Fehler des Betrags in der Regel weniger als

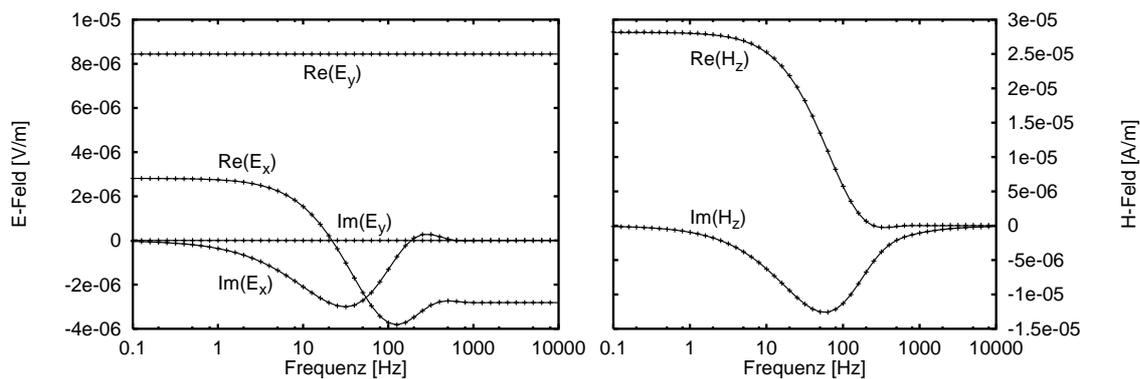


Abbildung 4.4: Vergleich des mit „tipforward1d“ berechneten Feldes (Linien) mit der analytischen Lösung nach Kaufman und Keller [1983] (Punkte) für einen horizontalen elektrischen Dipol an der Oberfläche eines homogenen Halbraums mit $\rho = 100\Omega m$ ohne IP-Effekte ($m = 0$). Dargestellt sind der Realteil (in Phase) und der Imaginärteil (90° phasenverschoben) von $E_x(f)$, $E_y(f)$ (links) sowie $H_z(f)$ (rechts) am Ort $x = y = 1000 m$.

$\pm 10^{-8} \frac{A}{m}$. Ausnahmen bilden hier die Bereiche in unmittelbarer Umgebung des Sendedipols, in denen insbesondere für sehr niedrige Frequenzen größere Abweichungen zwischen der analytischen und der numerischen Lösung auftreten können. In einer Entfernung von über $100 m$ vom Sendedipol ist für Frequenzen über $0.01 Hz$ entweder der relative Fehler kleiner als $\pm 0.3\%$ oder der absolute Fehler kleiner als die oben genannten $\pm 10^{-8} \frac{A}{m}$ (Sendedipolmoment = $1 Am$). Für H_x und H_y sind keine geschlossenen analytischen Formeln bekannt, sodass ein Vergleich dieser beiden Komponenten mit analytischen Lösungen nicht möglich ist.

4.2.2 Vergleich mit EMID

Wie oben gezeigt, kann für die Felder an der Oberfläche eines homogenen Halbraums im Frequenzbereich die Funktionsweise des Programms durch direkten Vergleich mit der analytischen Lösung überprüft werden. Damit ist aber noch nicht gewährleistet, dass die Transienten auch im Falle eines geschichteten Halbraums korrekt berechnet werden. Insbesondere das Verhalten der Felder im Untergrund kann für 1D-Schichtungen im Allgemeinen nicht analytisch berechnet werden. Darum wurde zusätzlich zur Kontrolle der Funktionsweise von tipforward1d das Programmpaket EMID, das uns von der „University of California at Berkeley — Engineering Geoscience“ zur Verfügung gestellt wurde (M. Hoverston, pers. Mitt.), herangezogen. Auch dieses Programmpaket benutzt zur Berechnung der Felder die Methode der schnellen Hankeltransformation, im Unterschied zu tipforward1d lassen sich mit EMID jedoch keine IP-Effekte modellieren, da den einzelnen Schichten jeweils nur ein reeller, frequenzunabhängiger Widerstand zugeordnet werden kann. Ob tipforward1d auch IP-Effekte korrekt wiedergibt, wird im anschließenden

Kapitel 4.2.3 getrennt untersucht.

Als Beispiel für die gute Übereinstimmung der Feldwerte sind in Abbildung 4.5 die für einen Ausschaltvorgang mit beiden Programmen berechneten E_x - und \dot{H}_z -Transienten für den Ort $x = 0$, $y = 2500\text{ m}$, $z = 100\text{ m}$ dargestellt. Den Rechnungen wurden zwei verschiedene Dreischichtfälle zugrunde gelegt, bei denen in ein homogenes Hintergrundmodell mit $\rho = 100\ \Omega\text{m}$ in einer Tiefe von $1000\text{ m} < z < 1500\text{ m}$ zum einen eine besser leitende Schicht mit $\rho = 10\ \Omega\text{m}$ (*H-Typ*) und zum anderen eine schlechter leitende Schicht mit $\rho = 1000\ \Omega\text{m}$ (*K-Typ*) eingelagert wurde. Die Abweichungen sind in beiden Fällen geringer als $\pm 1\%$, bis auf Ausnahmen in den Bereichen mit verhältnismäßig kleinen Feldstärken, bei denen die erreichbare absolute Genauigkeit der Programme eine Rolle spielt.

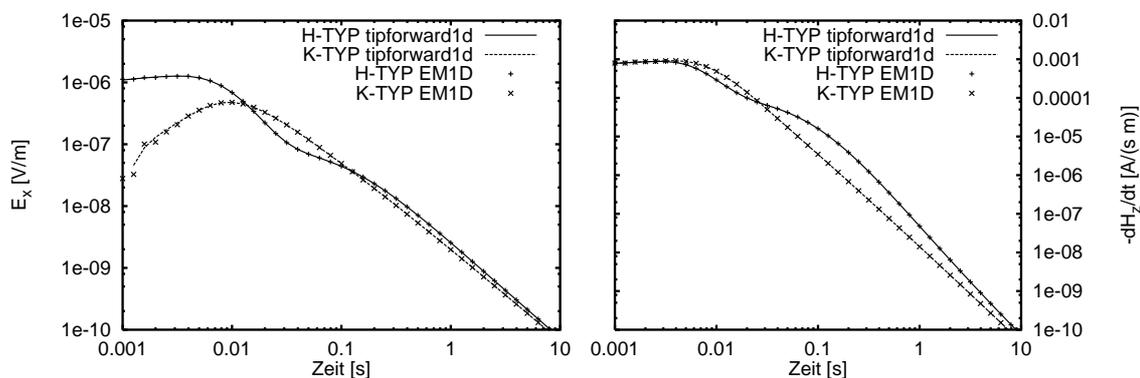


Abbildung 4.5: Vergleich zwischen den mit „tipforward1d“ (Linien) und „EM1D“ (Punkte) berechneten Transienten im Untergrund eines geschichteten Halbraums ohne IP-Effekte ($m = 0$) am Ort $x = 0$, $y = 2500\text{ m}$, $z = 100\text{ m}$ für einen an der Oberfläche liegenden, ausgedehnten Sender mit 1000 m Länge.

4.2.3 Vergleich mit *Guptasarma* [1982] für reine IP-Effekte

Die Transienten über einem polarisierbaren, homogenen Halbraum lassen sich im Zeitbereich unter Vernachlässigung der EM-Kopplung direkt mit Hilfe digitaler Filter berechnen. Ein solcher Filter mit 21 Koeffizienten für einen Ausschaltvorgang unter Berücksichtigung des Cole-Cole-Relaxationsmodells ist in *Guptasarma* [1982] beschrieben und wird hier zur weiteren Kontrolle der mit *tipforward1d* berechneten Transienten verwendet.

Der mittels *tipforward1d* berechnete Transient über einem polarisierbaren Halbraum mit den Cole-Cole-Parametern $m = 0.2$, $\tau = 1\text{ s}$ und $c = 0.25$ ist zusammen mit den in *Guptasarma* [1982] aufgelisteten Daten in Abbildung 4.6 dargestellt. Die Daten sind auf den Gleichspannungswert $E_{x,0}$ normiert und somit unabhängig vom spezifischen Widerstand des Halbraums und der Entfernung zum Sender. Während die aufgelisteten Daten nur den reinen IP-Effekt ohne EM-Kopplung widerspiegeln, ist in den mittels *tipforward1d* berechneten Daten zwangsläufig die EM-Kopplung mit enthalten. Damit ein

Vergleich der Daten trotzdem möglich ist, wurde der Transient in unmittelbarer Nähe des Senders berechnet ($x = 1\text{ m}, y = 0\text{ m}$), sodass der Einfluss der EM-Kopplung im dargestellten Zeitfenster vernachlässigbar ist. Die sehr gute Übereinstimmung der Daten zeigt, dass der IP-Effekt mit dem Programm sehr exakt berechnet werden kann. *tipforward1d* lässt sich deshalb nicht nur zur LOTEM-Modellierung, sondern auch zur Berechnung von IP-Transienten verwenden.

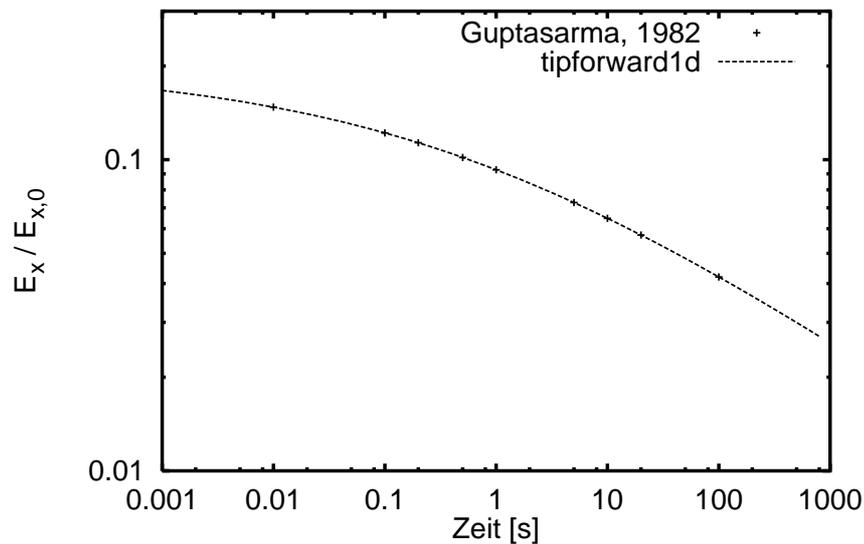


Abbildung 4.6: Vergleich des mit „tipforward1d“ berechneten Transienten (Linie) mit der Lösung nach Guptasarma [1982] (Punkte) für reinen IP-Effekt ohne Berücksichtigung der EM-Kopplung über einem polarisierbaren, homogenen Halbraum mit $m = 0.2$, $\tau = 1\text{ s}$ und $c = 0.25$. Der Transient ist auf den Gleichspannungswert $E_{x,0}$ normiert und somit unabhängig von ρ_0 .

4.3 Homogener Halbraum

Nachdem nun die Tests des Programms *tipforward1d* abgeschlossen sind, soll zunächst als einfachster Fall der Einfluss eines polarisierbaren, homogenen Halbraums auf LOTEM-Daten untersucht werden. Dazu wird in Kapitel 4.3.1 zunächst der grundsätzliche Verlauf der IP- und TEM-Transienten diskutiert. In Kapitel 4.3.2 werden dann die Transienten an der Oberfläche eines homogenen Halbraums mit und ohne IP-Effekt berechnet und miteinander verglichen. In Kapitel 4.3.3 werden anschließend die an ausgewählter Empfängerlokation im Frequenz- und Zeitbereich bestimmten Felder für verschiedene Aufladbarkeiten des Untergrunds gegenübergestellt. Um den Einfluss von unterschiedlich tief liegenden polarisierbaren Schichten auf die Transienten zu ermitteln, werden in Kapitel 4.3.4 1D-Sensitivitäten der Felder an der Oberfläche gegenüber Änderungen der

Aufladbarkeit im Untergrund vorgestellt.

4.3.1 EM-Kopplung versus IP-Effekt

Die Empfängerlokationen befinden sich bei LOTEM-Messungen meistens seitlich („broadside“) des Senders, es ist aber auch durchaus möglich, die Empfänger in Verlängerung („long line“) des Sendekabels aufzustellen. Unterschiedliche Empfängerlokationen haben aber auch im Falle eines homogenen Halbraums unterschiedliche Verläufe der LOTEM-Transienten zur Folge. Am Beispiel der E_x -Komponente lässt sich dies damit erklären, dass E_x im Gleichstromfall in Verlängerung des Sendekabels das umgekehrte Vorzeichen hat wie seitlich davon. Der nach Ein- beziehungsweise Ausschaltvorgängen durch Induktionsströme verursachte Anteil der E_x -Komponente weist hingegen räumlich gesehen überall das gleiche Vorzeichen auf, sodass in Verlängerung des Sendekabels das induzierte Feld das Gleichstromfeld verstärkt, während es seitlich davon dem Gleichstromfeld entgegenwirkt.

Ein weiterer Aspekt, der bei Modellrechnungen berücksichtigt werden muss, ist die Wahl des Sendesignals. Bei LOTEM-Messungen werden in der Regel die Felder während eines Umschaltvorgangs aufgezeichnet. Dieser Umschaltvorgang kann in der Theorie durch entsprechende Nivellierung der Daten als Ein- beziehungsweise Ausschaltvorgang behandelt werden, was jedoch zu Unterschieden im Verlauf der Transienten führt. Um eine Überdeckung der LOTEM-Transienten durch das räumlich sehr dynamische Gleichstromfeld zu vermeiden, werden in den flächenhaften Darstellungen der Felder in dieser Arbeit überwiegend Ausschaltvorgänge betrachtet. Der Einfluss der induzierten Polarisierung ist — absolut gesehen — für Ein- und Ausschaltvorgänge gleich groß. Der relative Einfluss ist hingegen für Ausschaltvorgänge in der Regel größer, da die Feldstärken, zu denen der IP-Effekt in Relation gesetzt wird, nach Abzug des Gleichspannungsanteils im Allgemeinen kleinere Absolutbeträge aufweisen.

Zur Illustration ist in Abbildung 4.7 der zeitliche Verlauf der E_x -Komponente für vier verschiedene Konfigurationen (Ein- / Ausschaltvorgang; seitlich / in Verlängerung des Sendekabels) im Abstand von 1000 m vom Sender für einen homogenen Halbraum dargestellt. Die elektrische Feldstärke wurde dabei auf den Gleichspannungswert $E_{x,DC}$ normiert, sodass ein Einschaltvorgang am Sender einen Sprung von 0 auf 1 und ein Ausschaltvorgang einen Sprung von 1 auf 0 bedeutet. Für jede Konfiguration wurden die reine EM-Kopplung, der reine IP-Effekt sowie die EM-Kopplung inklusive IP-Effekt getrennt voneinander berechnet und in die Abbildung eingezeichnet (zur Bestimmung des reinen IP-Effekts mit Hilfe des Programms *tipforward1d* siehe Kapitel 4.2.3). Um den IP-Effekt hervorzuheben, wurde bei der Modellrechnung eine relativ hohe Aufladbarkeit ($m = 0.5$) gewählt. Die anderen Cole-Cole-Parameter wurden auf $\tau = 0.01\text{ s}$ und $c = 0.25$ festgelegt.

Die für die EM-Kopplung verantwortlichen, im Untergrund induzierten Ströme sind gemäß der lenzschen Regel nach einem Einschaltvorgang (Abbildung 4.7 obere Reihe) dem Dipolmoment des Senders entgegengerichtet, während sie nach einem Ausschaltvorgang (untere Reihe) in Richtung des ursprünglichen Dipolmoments ausgerichtet sind. Das reine IP-Feld springt dagegen nach einem Einschaltvorgang sofort auf den $(1 - m)$ -ten Teil

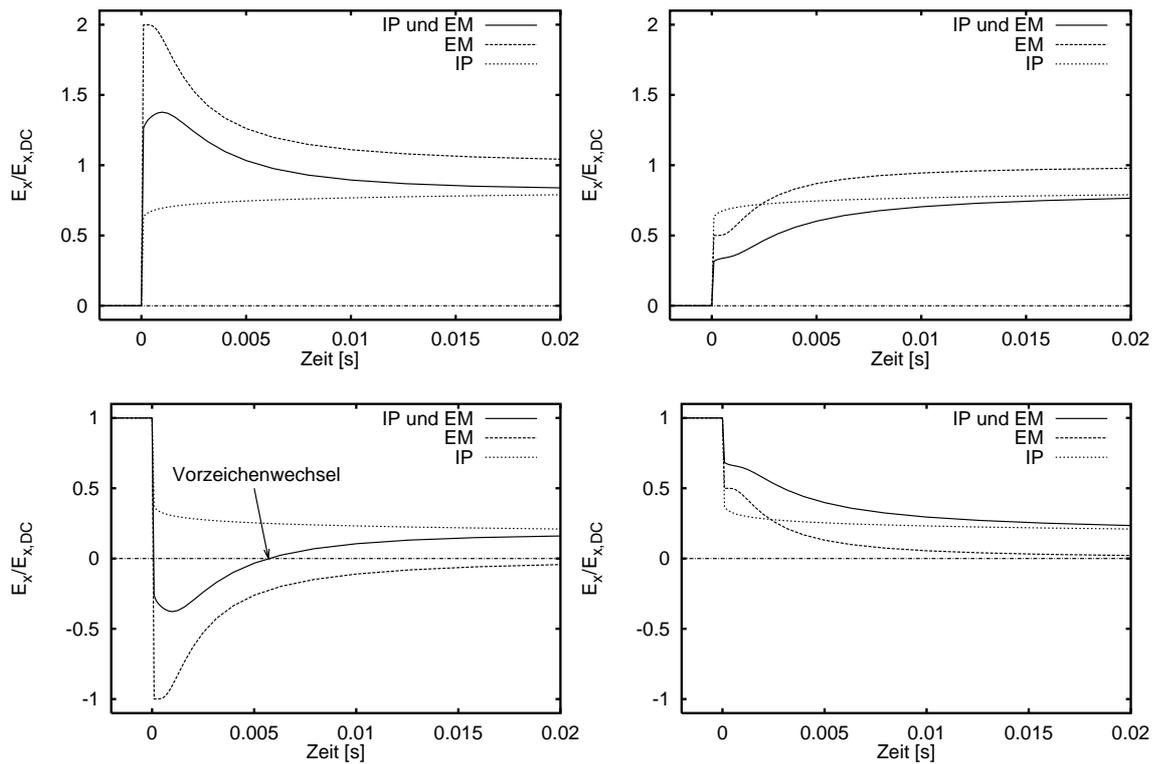


Abbildung 4.7: Gegenüberstellung von reiner EM-Kopplung (gestrichelte Linie), reinem IP-Effekt (punktierte Linie) sowie EM-Kopplung mit IP-Effekt (durchgezogene Linie) für die E_x -Komponente, normiert auf den Gleichspannungswert $E_{x,DC}$. Obere Reihe: Einschaltvorgang; untere Reihe: Ausschaltvorgang; linke Spalte: Empfänger seitlich des Sendekabels ($x = 0, y = 1000\text{ m}$); rechte Spalte: Empfänger in Verlängerung des Sendekabels ($x = 1000\text{ m}, y = 0$). Alle Achsen sind linear skaliert.

des Gleichspannungswertes, um sich dann relativ langsam dem Gleichspannungsniveau anzunähern. Nach einem Ausschaltvorgang fällt der reine IP-Transient zunächst auf den m -ten Teil des Gleichspannungswertes und klingt dann mit der Zeit auf null ab.

Nach einem Einschaltvorgang wird daher der Betrag der E_x -Komponente — sowohl seitlich des Sendekabels (oben links) als auch in Verlängerung dazu (oben rechts) — durch den IP-Effekt abgeschwächt. Anders sieht es hingegen nach einem Ausschaltvorgang aus: Seitlich des Senders (unten links) hat dann der IP-Transient das gleiche Vorzeichen wie das ursprüngliche Gleichstromfeld, während der reine TEM-Transient an dieser Stelle ein umgekehrtes Vorzeichen aufweist. Abhängig vom Zeitpunkt, vom Abstand zum Sender und von den Cole-Cole-Parametern des Untergrunds überwiegt nun entweder die EM-Kopplung oder der IP-Effekt. Bei der in Abbildung 4.7 (unten links) gezeigten Konfiguration dominiert zu frühen Zeiten der Einfluss der EM-Kopplung und zu späten Zeiten der IP-Effekt. Bei $t = 5.7\text{ ms}$ sind beide Einflüsse gleich groß, und der Transient

erfährt einen Vorzeichenwechsel. In Verlängerung des Sendekabels (unten rechts) haben EM-Kopplung und IP-Effekt das gleiche Vorzeichen, sodass durch den IP-Effekt der E_x -Transient verstärkt wird.

Zu beachten ist jedoch, dass der TEM-Transient inklusive IP-Effekt bei hohen Aufladbarkeiten nicht ohne weiteres — zum Beispiel durch Faltung — aus den Kurven der reinen EM-Kopplung und des IP-Effekts berechnet werden kann, da sich die Felder im Allgemeinen gegenseitig beeinflussen.

4.3.2 LOTEM-Transienten an der Oberfläche

Einen guten Überblick über die Auswirkung eines polarisierbaren Untergrunds erhält man durch eine flächenhafte Darstellung der Feldkomponenten an der Oberfläche des Halbraums. Hierzu wurden E_x -, \dot{H}_z - und \dot{H}_y -Transienten auf einem äquidistanten Raster mit 50×50 Gitterpunkten in einem $10\text{ km} \times 10\text{ km}$ großen Gebiet um den Sender für einen Ausschaltvorgang berechnet. Um auch in der Nähe des von $y = 0\text{ m}$, $x = -500\text{ m}$ bis $+500\text{ m}$ reichenden Sendekabels exakte Ergebnisse zu erhalten, wurde der Sender durch 100 Dipole angenähert (siehe Kapitel 4.1.3).

In Abbildung 4.8 ist das räumliche Verhalten von E_x an der Oberfläche eines homogenen Halbraums, 1 ms (linke Spalte) und 50 ms (rechte Spalte) nach dem Abschalten des Sendestromes von 1 A Stärke, dargestellt. Falls der Untergrund keine Polarisierbarkeit aufweist (obere Reihe), erhalten wir bei dieser Anordnung unmittelbar nach dem Abschalten über der gesamten Oberfläche eine positive E_x -Komponente in Richtung des Dipolmoments des Senders, welche umso größer wird, je mehr wir uns dem Sender nähern. Die E_y -Komponente verschwindet sofort nach dem Abschalten; E_z ist an der Oberfläche eines homogenen Halbraums immer null.

Anders hingegen verhält sich die E_x -Komponente, falls der Untergrund polarisierbar ist (untere Reihe). Hierbei wurden für die Modellrechnung dem gesamten Halbraum die Cole-Cole-Parameter $m = 0.1$, $\tau = 0.01\text{ s}$ und $c = 0.25$ zugeordnet. Die Größenordnung dieser Werte ist zwar typisch für Gesteine, die Elektrodenpolarisation aufweisen [Pelton *et al.*, 1978], trotzdem kann das Beispiel eines polarisierbaren, homogenen Halbraums als Abschätzung des maximalen IP-Effekts („Worst-Case“-Szenario) angesehen werden, da in der Geologie stark polarisierbare Gesteine meist auf kleinere, abgegrenzte Gebiete verteilt sind.

Zu sehr frühen Zeiten (linke Spalte) ist kaum ein Unterschied gegenüber den Feldern über einem unpolarisierbaren Halbraum zu erkennen. Nur in unmittelbarer Nähe der Einspeisungspunkte des Sendekabels wird durch den IP-Effekt die E_x -Komponente verstärkt. Deutlicher wird der Einfluss der Polarisierbarkeit des Untergrunds jedoch zu späteren Zeiten (rechte Spalte). In Verlängerung des Sendekabels (x -Achse) wird E_x deutlich verstärkt, seitlich davon (y -Achse) bildet sich ein anwachsender Bereich mit negativen E_x -Werten aus. Ein seitlich des Sendekabels zur Registrierung des E_x -Transienten platzierter Empfänger würde demnach aufgrund des IP-Effekts nach einem Ausschaltvorgang einen Vorzeichenwechsel aufzeichnen; ohne Polarisierbarkeit würde der Transient dagegen monoton auf null abfallen (vergleiche auch Abbildung 4.7 unten links).

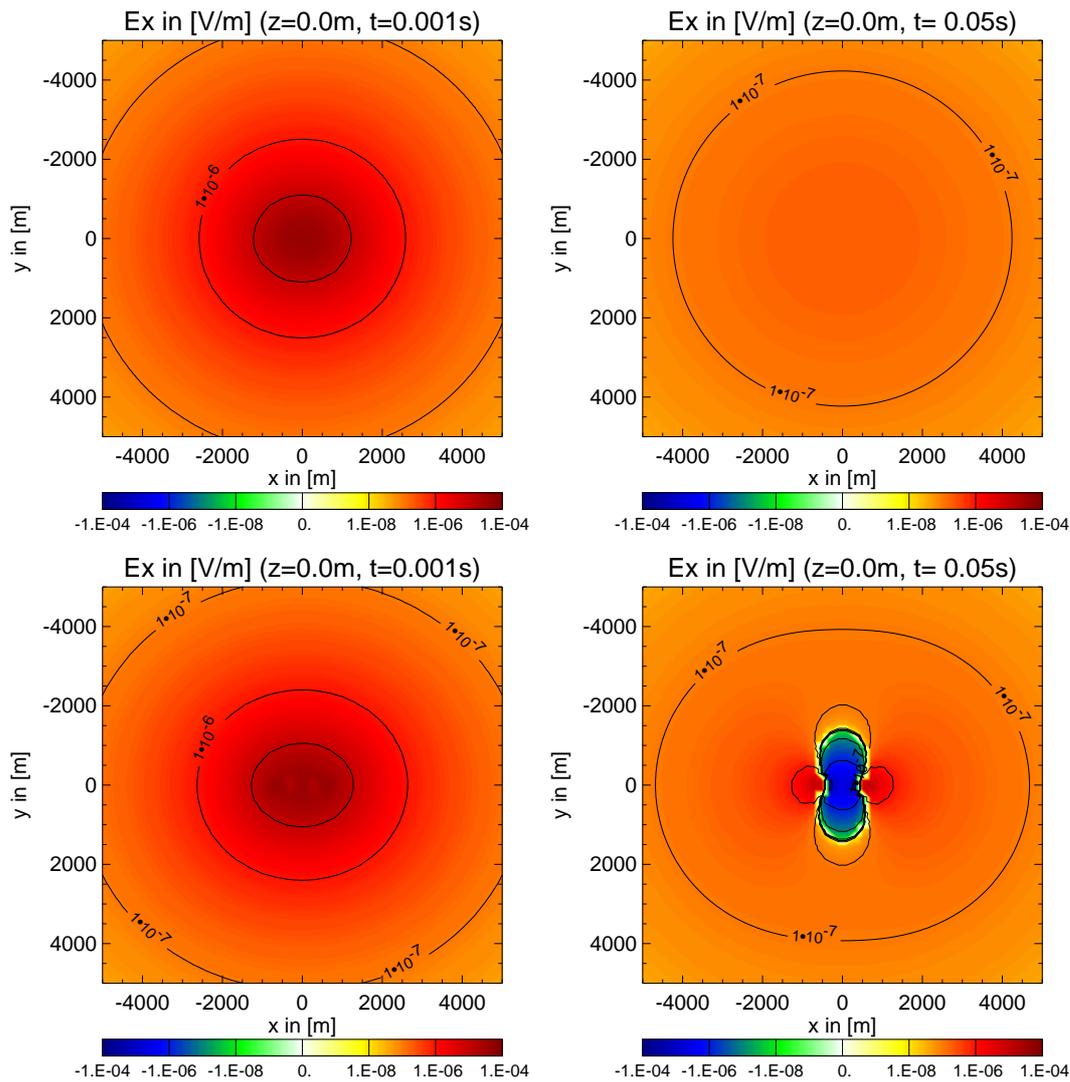


Abbildung 4.8: E_x in $\left[\frac{\text{V}}{\text{m}}\right]$ an der Oberfläche eines homogenen Halbraums, 1 ms (linke Spalte) und 50 ms (rechte Spalte) nach dem Abschalten des Sendestromes (1 A) (Sendekabel bei $y = 0 \text{ m}$, $x = -500 \text{ m}$ bis $+500 \text{ m}$); oben ohne IP-Effekt ($\rho_0 = 100 \Omega\text{m}$, $m = 0$); unten mit IP-Effekt ($\rho_0 = 100 \Omega\text{m}$, $m = 0.1$, $\tau = 0.01 \text{ s}$, $c = 0.25$).

Zur Verdeutlichung der Unterschiede ist in Abbildung 4.9 die relative Differenz zwischen den Feldern mit und ohne IP-Effekt dargestellt. Dafür wurde für jeden Ort und jeden Zeitpunkt $E_{x, \text{ ohne IP}}$ von $E_{x, \text{ mit IP}}$ abgezogen und auf den Absolutbetrag von $E_{x, \text{ ohne IP}}$ normiert. Die obere Reihe zeigt den relativen IP-Effekt für einen Ausschaltvorgang, die untere Reihe für einen Einschaltvorgang. In der Farbdarstellung ist eine Erhöhung des E_x -Wertes aufgrund des IP-Effekts durch gelb/rote Bereiche hervorgehoben (Graustufen-darstellung: dunkle Bereiche), eine Verkleinerung der Werte findet in den grün/blauen Bereichen statt (Graustufen-darstellung: helle Bereiche). Eine Isolinie mit der Bezeich-

nung „-0.1“ bedeutet zum Beispiel eine Verkleinerung der Feldstärke um 10%. Die Isolinien sind jeweils dekadenweise eingezeichnet, das heißt, auf die Isolinie „ $1 \cdot 10^k$ “ ($k \in \mathbb{Z}$) folgt die Isolinie „ $1 \cdot 10^{k-1}$ “ beziehungsweise „ $1 \cdot 10^{k+1}$ “ (Dies gilt auch für alle anderen flächenhaften Darstellungen in dieser Arbeit). Die einzige Ausnahme stellt die „0“-Linie dar, welche die positiven von den negativen Bereichen trennt. Weitere Einzelheiten zur Visualisierung der Daten sind in Anhang B zu finden.

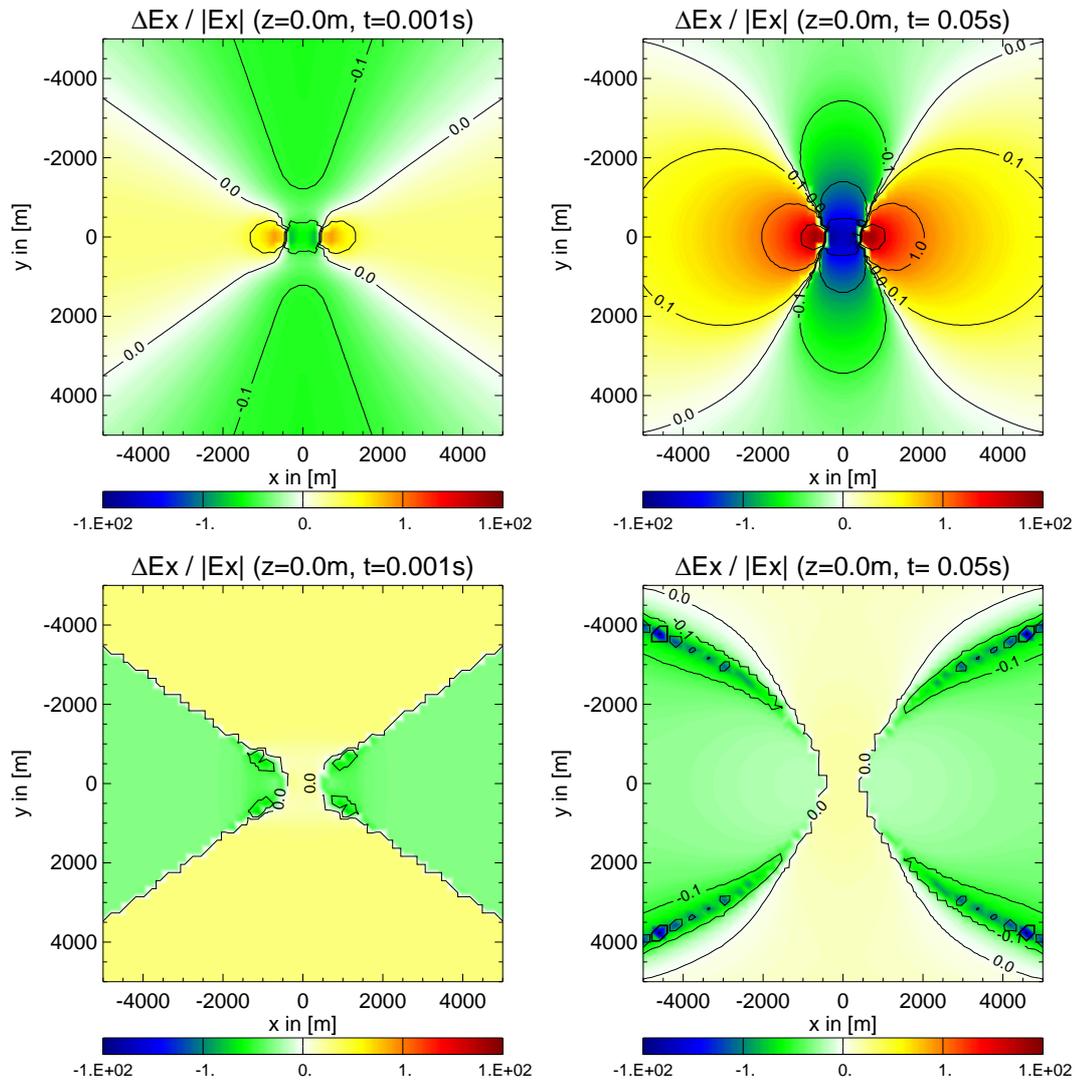


Abbildung 4.9: Relative Differenz zwischen E_x mit und ohne IP-Effekt an der Oberfläche eines polarisierbaren, homogenen Halbraums, 1 ms (linke Spalte) und 50 ms (rechte Spalte) nach dem Abschalten (obere Reihe) beziehungsweise Einschalten (untere Reihe) des Sendestromes; Parameter wie in Abbildung 4.8.

Der IP-Effekt weist für einen Ausschaltvorgang (Abbildung 4.9 obere Reihe) das umgekehrte Vorzeichen auf wie für einen Einschaltvorgang (untere Reihe). Die *absolute*

Änderung des Feldes durch den IP-Effekt ist zwar für den Ein- und Ausschaltvorgang bis auf das Vorzeichen identisch, sie wird aber bei einem Einschaltvorgang vom Gleichstromfeld überdeckt, sodass der Betrag der *relativen* Abweichung beim Einschaltvorgang in der Regel geringer ist. Ausnahmen bilden die Bereiche, in denen das Gleichspannungsfeld sehr klein ist (parabelförmige Gebiete in Abbildung 4.9 unten rechts).

Das räumliche Verhalten von \dot{H}_z ist in Abbildung 4.10 für einen Ausschaltvorgang dargestellt. Die Modellparameter sind dabei die gleichen wie in Abbildung 4.8. Da sich ein zeitlich konstanter Gleichspannungsanteil nicht auf die Zeitableitung der Felder auswirkt, ändert sich bei der Betrachtung eines Einschaltvorgangs nur das Vorzeichen von \dot{H}_z .

Während der Strom im Sendekabel fließt, ist der magnetische Fluss in Stromrichtung links ($y < 0$) nach oben und in Stromrichtung rechts ($y > 0$) nach unten in den Boden gerichtet. Mit einer nach unten positiv gewählten z -Achse erhält man somit in den Bereichen mit $y > 0$ positive und mit $y < 0$ negative H_z -Werte. Nach dem Abschalten fällt das Magnetfeld mit der Zeit auf null ab; die Zeitableitung \dot{H}_z ist dann für $y > 0$ negativ und für $y < 0$ positiv. Die Stelle, an der \dot{H}_z maximale beziehungsweise minimale Werte annimmt, liegt auf der y -Achse seitlich des Sendekabels und wandert von diesem mit fortschreitender Zeit weg.

Beim Vergleich der oberen und unteren Reihe stellt man fest, dass sowohl zu frühen als auch zu späteren Zeiten der Einfluss der Polarisierbarkeit des Halbraums auf die \dot{H}_z -Transienten bei den gegebenen Parametern nur sehr gering ist. In den Flächendarstellungen ist kaum ein Unterschied zu erkennen, der Verlauf der \dot{H}_z -Felder erscheint mit und ohne IP-Effekt identisch. Erst die Darstellung der relativen Differenz (Abbildung 4.11) zeigt, dass das Feld je nach Ort und Zeit durch den IP-Effekt um etwas mehr als 1% verstärkt beziehungsweise abgeschwächt wird. Zum Zeitpunkt 1 ms (links) wird in einem Bereich bis etwa 1 km Entfernung vom Sender der Absolutbetrag von \dot{H}_z verstärkt, das heißt, positive Werte werden erhöht, negative verkleinert (kaffeebohnenförmiges Gebiet um den Sender). Im restlichen dargestellten Bereich wird $|\dot{H}_z|$ hingegen abgeschwächt. Mit der Zeit wird das Gebiet, in dem $|\dot{H}_z|$ verstärkt wird, immer größer; zum Zeitpunkt 50 ms (rechts) geht es schon über den dargestellten Bereich hinaus (Isolinien in den Ecken). Nach etwa 4 ms (nicht abgebildet) entsteht in der Nähe des Senders ein neuer Bereich, in dem $|\dot{H}_z|$ wiederum durch den IP-Effekt abgeschwächt wird. Auch dieser Bereich wird mit der Zeit größer und umfasst nach 50 ms die Region bis etwa 800 m Entfernung vom Sender. Mit dem Abklingen des Transienten wird auch die relative Differenz zwischen den Feldern mit und ohne IP-Effekt größer; nach 1 s (nicht abgebildet) beträgt die Abschwächung von $|\dot{H}_z|$ im Umkreis von 1.5 km um den Sender über 10%. Die dazugehörige absolute Differenz ist jedoch sehr klein. Die relativen Differenzen sind für einen Ausschaltvorgang (obere Reihe) bis auf das Vorzeichen identisch mit denen eines Einschaltvorgangs (untere Reihe), da aber auch \dot{H}_z selber ein unterschiedliches Vorzeichen für Ein- und Ausschaltvorgang aufweist, gilt obige Diskussion für beide Fälle.

Dank kompakter Magnetfeldsensoren besteht seit einiger Zeit die Möglichkeit, bei LOTEM-Messungen auch die horizontalen Komponenten von \dot{H} aufzuzeichnen [Stahl, 1999]. Insbesondere die \dot{H}_y -Komponente wird seitdem neben den bisher gebräuchlichen

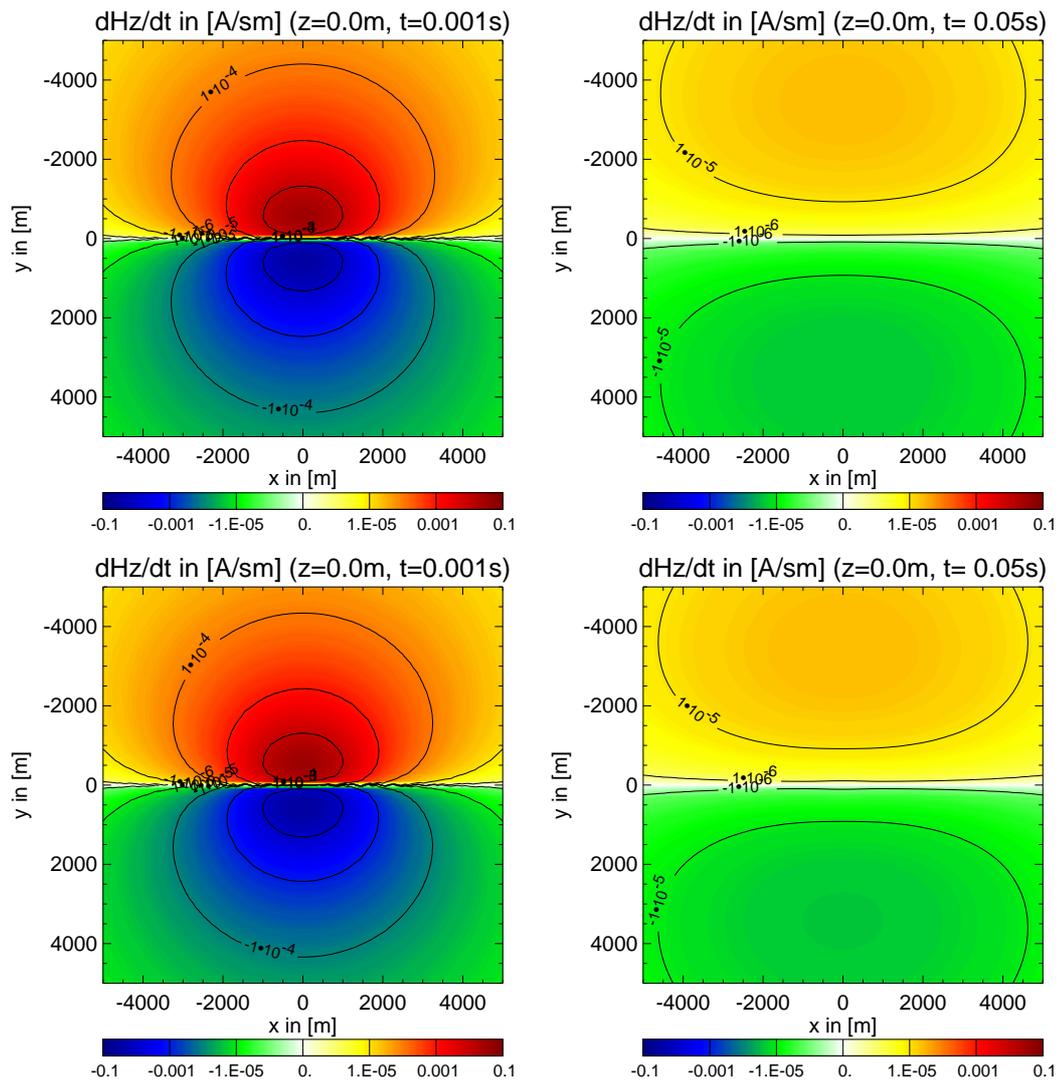


Abbildung 4.10: \dot{H}_z in $[\frac{A}{sm}]$ an der Oberfläche eines homogenen Halbraums, 1 ms (linke Spalte) und 50 ms (rechte Spalte) nach dem Abschalten des Sendestromes (1 A); oben ohne IP-Effekt; unten mit IP-Effekt; Parameter wie in Abbildung 4.8.

E_x - und \dot{H}_z -Komponenten verwendet. Daher soll auch der Einfluss eines polarisierbaren, homogenen Halbraums auf die \dot{H}_y -Komponente untersucht werden (Abbildung 4.12). Auch hier ist weder bei $t = 1\text{ ms}$ noch bei $t = 50\text{ ms}$ ein Unterschied zwischen dem Feld mit und ohne IP-Effekt direkt aus der Flächendarstellung der Felder zu erkennen. Erst die Darstellung der relativen Differenz zwischen \dot{H}_y mit und ohne IP-Effekt (untere Reihe) zeigt Abweichungen von ungefähr $\pm 1\%$ im gesamten Bereich. Die unregelmäßigen Gebiete mit größeren relativen Differenzen (diagonal verlaufende Bereiche für $t = 1\text{ ms}$ und Bereiche bei $y \approx \pm 4500\text{ m}$ für $t = 50\text{ ms}$) werden durch den Nulldurchgang der Felder verursacht. Dort ist $|\dot{H}_y|$ sehr klein und deshalb führen auch kleine absolute Differenzen

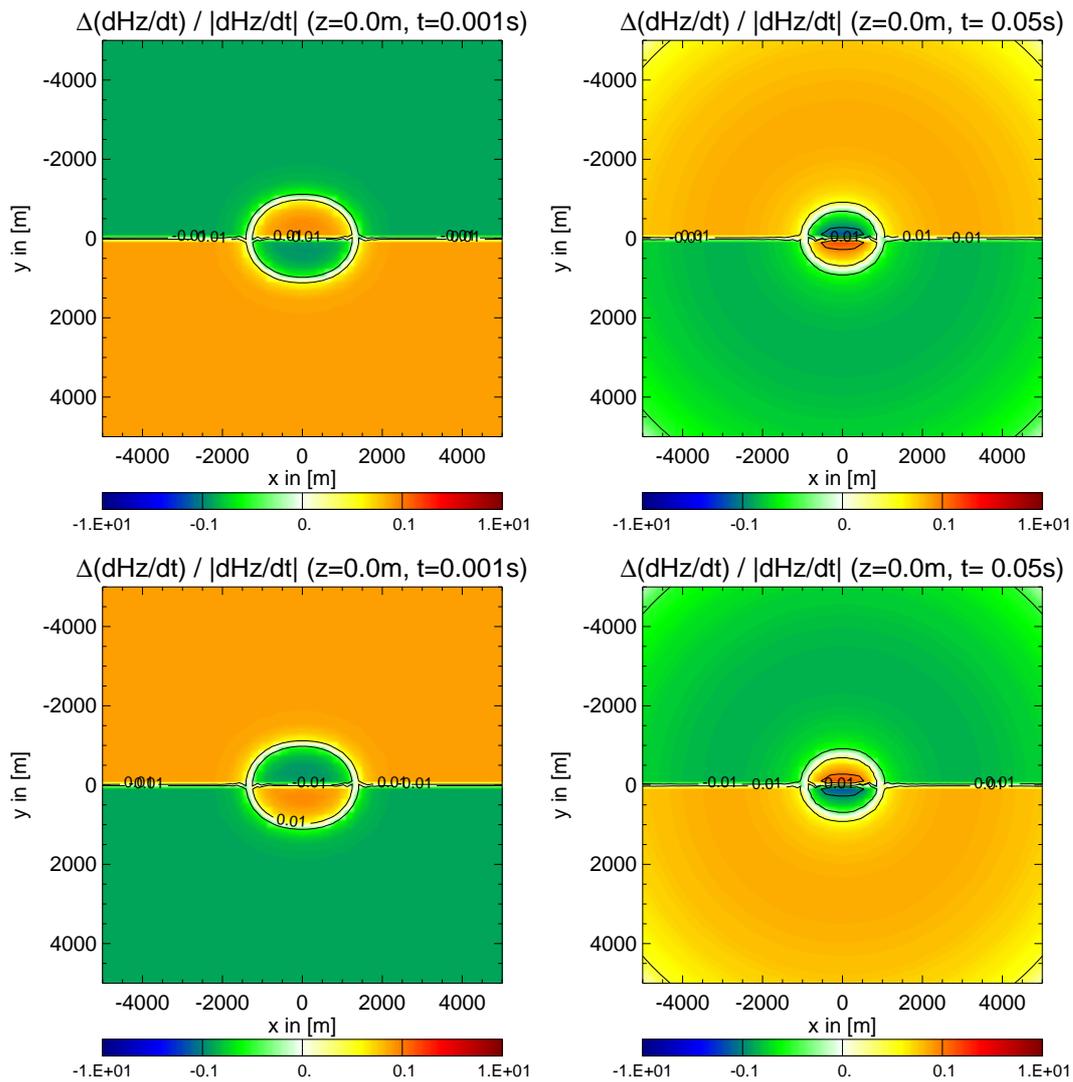


Abbildung 4.11: Relative Differenz zwischen \dot{H}_z mit und ohne IP-Effekt an der Oberfläche eines polarisierbaren, homogenen Halbraums, 1 ms (linke Spalte) und 50 ms (rechte Spalte) nach dem Abschalten (obere Reihe) beziehungsweise Einschalten (untere Reihe) des Sendestromes; Parameter wie in Abbildung 4.8.

zu sehr großen relativen Differenzen. Zu sehr frühen Zeiten (linke Spalte) findet durch den IP-Effekt hauptsächlich eine Abschwächung von $|\dot{H}_y|$ statt, das heißt, positive Werte werden verkleinert und negative vergrößert. Nur in einem Umkreis von etwa 1500 m um den Sender wird $|\dot{H}_y|$ überwiegend verstärkt. Dieser Bereich wird mit der Zeit größer; zum Zeitpunkt $t = 50 \text{ ms}$ umfasst er bereits das gesamte dargestellte Gebiet. Etwa 0.2 s nach dem Abschalten (nicht abgebildet) entsteht in der Nähe des Senders wiederum ein Gebiet, in dem \dot{H}_y um etwa 1% abgeschwächt wird.

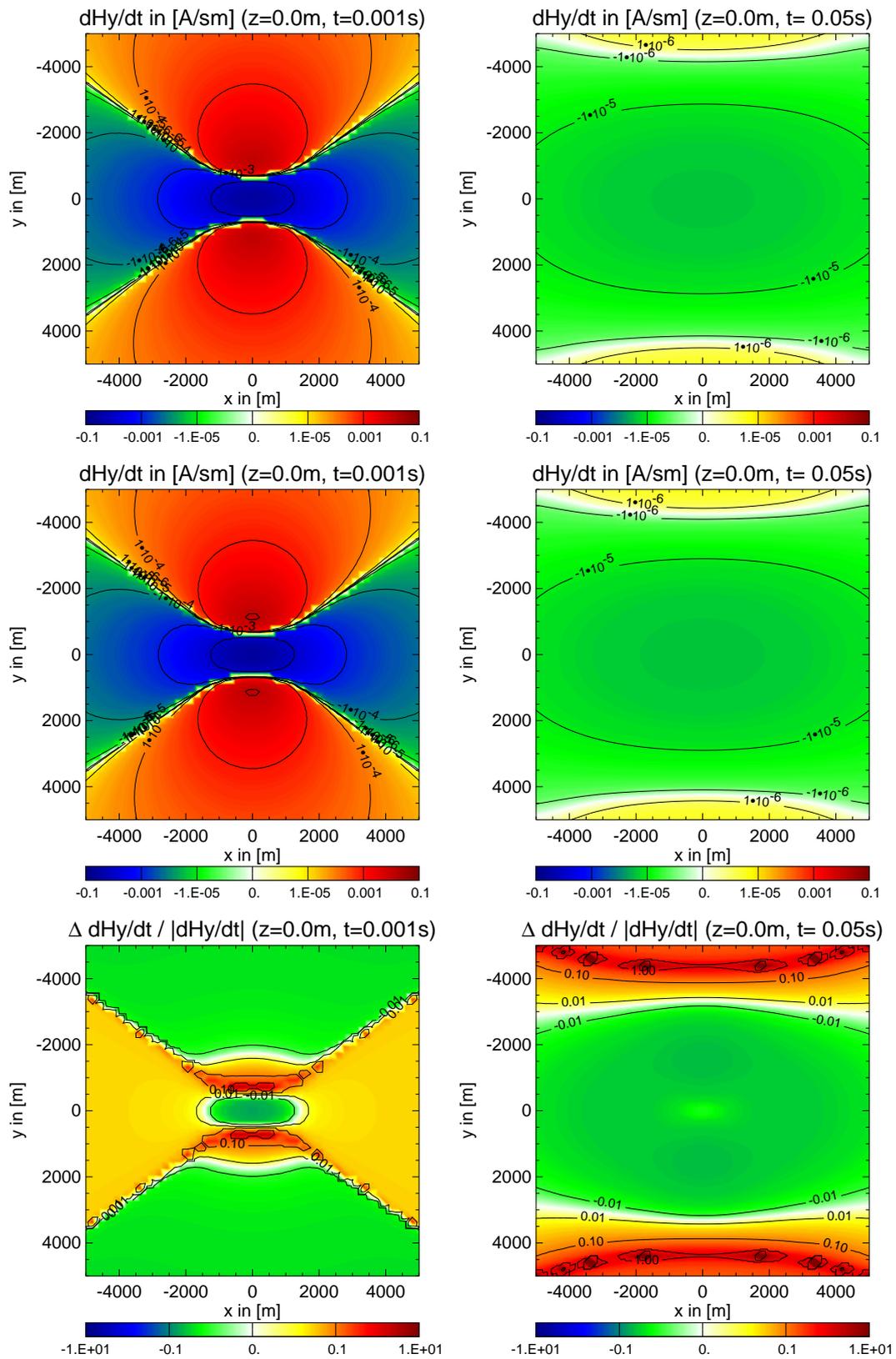


Abbildung 4.12: \dot{H}_y in $[\frac{\text{A}}{\text{sm}}]$ an der Oberfläche eines homogenen Halbraums, 1 ms (linke Spalte) und 50 ms (rechte Spalte) nach dem Abschalten des Sendestromes (1 A); oben ohne IP-Effekt; Mitte mit IP-Effekt; unten relative Differenz zwischen \dot{H}_y mit und ohne IP-Effekt; Parameter wie in Abbildung 4.8.

4.3.3 Der IP-Effekt im Frequenz- und Zeitbereich

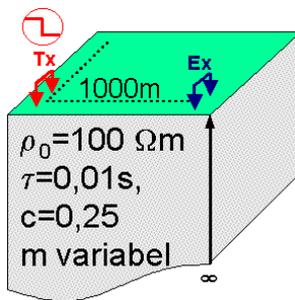


Abbildung 4.13: Modellparameter des homogenen Halbraums.

Um den Einfluss des IP-Effekts zu verdeutlichen, wird nun für einen ausgewählten Punkt an der Oberfläche des homogenen Halbraums für unterschiedliche Aufladbarkeiten sowohl der Verlauf von $E_x(f)$ und $H_z(f)$ im Frequenz- als auch von $E_x(t)$ und $\dot{H}_z(t)$ im Zeitbereich untersucht. Das zugrunde liegende Modell ist in Abbildung 4.13 dargestellt. Das Sendekabel ist wie im vorherigen Kapitel bei $y = 0$, $x = -500\text{m}$ bis $+500\text{m}$ positioniert. Die Empfänger befinden sich bei $x = 0$, $y = 1000\text{m}$ an der Oberfläche des polarisierbaren, homogenen Halbraums mit den Cole-Cole-Parametern $\rho_0 = 100\Omega\text{m}$, $\tau = 0.01\text{s}$, $c = 0.25$ und variabler Aufladbarkeit $m \in \{0, 0.1, 0.5, 0.9\}$.

Abbildung 4.14 zeigt die Ergebnisse der Modellrechnungen im Frequenzbereich unter Annahme eines im gesamten Frequenzbereich mit konstanter Amplitude oszillierenden Senders. Dargestellt sind jeweils der in Phase mit dem Sender schwingende Realteil $\Re(E_x)$ und $\Re(H_z)$ sowie der um 90° zum Sendesignal phasenverschobene Imaginärteil $\Im(E_x)$ und $\Im(H_z)$. Der IP-Effekt verursacht *lokal* eine Abnahme des Widerstands mit zunehmender Frequenz und somit im Falle des homogenen Halbraums auch eine Verringerung des Betrags der elektrischen Feldstärke bei hohen Frequenzen (siehe Pfeile im linken Bild). Es ist jedoch zu beachten, dass eine lokale Abnahme des Widerstands bei bestimmten Leitfähigkeitsverteilungen die Verteilung der Stromdichte im Untergrund derart beeinflussen kann, dass es durchaus auch zu einer Zunahme des Feldes am Ort des Empfängers kommen kann.

Während ohne Berücksichtigung des IP-Effekts $\Im(E_x)$ nur in einem abgegrenzten Frequenzbereich (hier etwa $1\text{Hz} - 1000\text{Hz}$) aufgrund der EM-Kopplung wesentlich von null abweicht, erhalten wir bei einem polarisierbaren Untergrund von null abweichende Werte bis hin zu relativ hohen Frequenzen. Dadurch wird eine zusätzliche Phasenverschiebung des elektrischen Feldes verursacht. Der Verlauf von $\Im(E_x)$ wird mit zunehmender Aufladbarkeit hin zu niedrigeren Frequenzen verschoben.

Der Einfluss der Induzierten Polarisation auf das Frequenzverhalten von H_z ist an dieser Empfängerlokation dagegen weniger ausgeprägt (Abbildung 4.14 rechts). Die Kurven werden mit zunehmender Aufladbarkeit des Untergrunds (Pfeile) hin zu niedrigeren Frequenzen verschoben. Die maximale Amplitude von $H_z(f)$ wird durch den IP-Effekt kaum beeinflusst.

Transformiert man die Felder aus Abbildung 4.14 unter Berücksichtigung des Ausschaltvorgangs sowie der Zeitableitung beim Magnetfeld in den Zeitbereich, so erhält man E_x - und \dot{H}_z -Transienten, die durch den IP-Effekt mehr oder weniger stark verzerrt worden sind (Abbildung 4.15). Während die E_x -Komponente für die reine EM-Kopplung ohne IP-Effekt — wie schon in Kapitel 4.3.2 erläutert — monoton auf null abfällt, wird an der ausgewählten Empfängerlokation seitlich des Sendekabels die E_x -Komponente durch den IP-Effekt so weit verringert, dass der Transient einen Vorzeichenwechsel erfährt (lin-

kes Bild). Der Zeitpunkt des Vorzeichenwechsels hängt stark von der Aufladbarkeit des Untergrunds ab. Der Einfluss des IP-Effekts auf den E_x -Transienten ist bei der gegebenen Anordnung insbesondere zu späten Zeiten sehr groß.

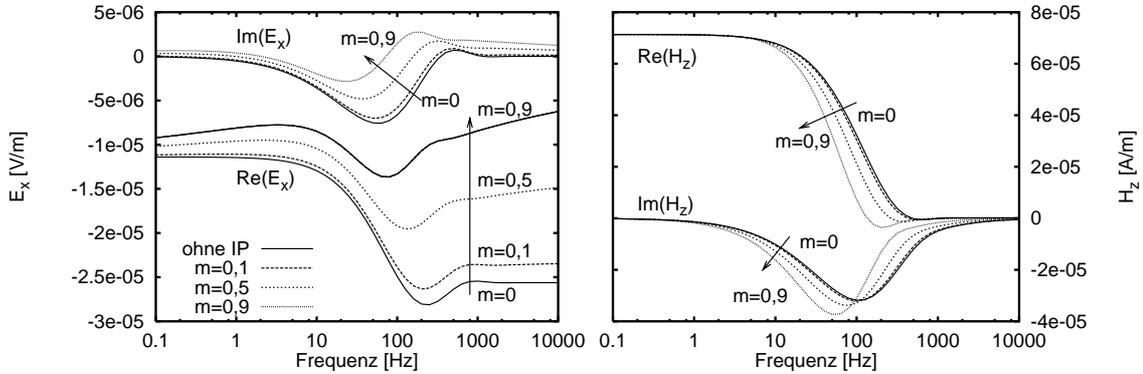


Abbildung 4.14: Realteil und Imaginärteil von E_x und H_z im Frequenzbereich über einem polarisierbaren, homogenen Halbraum; Modellparameter siehe Abbildung 4.13; Pfeile in Richtung zunehmender Aufladbarkeit.

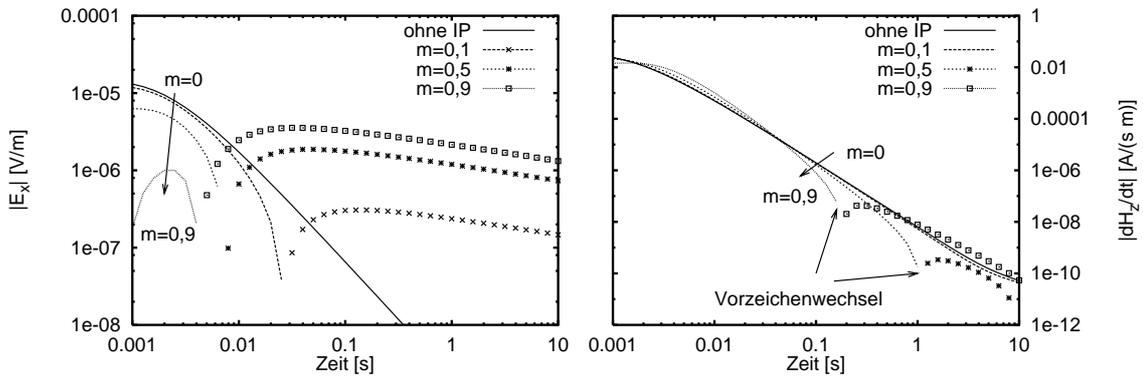


Abbildung 4.15: $|E_x|$ und $|\dot{H}_z|$ im Zeitbereich für einen Ausschaltvorgang über einem polarisierbaren, homogenen Halbraum; Modellparameter siehe Abbildung 4.13; Pfeile in Richtung zunehmender Aufladbarkeit. Linien bezeichnen die Transienten vor, Punkte die Transienten nach einem Vorzeichenwechsel.

Der oben erläuterte geringere Einfluss der Polarisierbarkeit auf die H_z -Komponente im Frequenzbereich überträgt sich auch auf die \dot{H}_z -Transienten im Zeitbereich (Abbildung 4.15 rechts). An der gewählten Empfängerlokation wird der Absolutbetrag von \dot{H}_z zu sehr frühen Zeiten ($t < 2\text{ ms}$) mit zunehmender Aufladbarkeit nur leicht abgeschwächt. Anschließend wird $|\dot{H}_z|$ im Bereich von $t = 2\text{ ms}$ bis 40 ms etwas verstärkt und zu späten

Zeiten ($t > 40\text{ ms}$) so weit verkleinert, dass bei hoher Aufladbarkeit Vorzeichenwechsel auftreten können. Der Bereich der Verstärkung entspricht der wachsenden, kaffeebohnenförmigen Region in Abbildung 4.10 (links unten). Der Zeitpunkt des Vorzeichenwechsels von \dot{H}_z hängt auch hier stark von der Aufladbarkeit des Untergrunds ab. Bei geringer Aufladbarkeit ($m \leq 0.1$) wird die Form des \dot{H}_z -Transienten in den gegebenen 1000 m Abstand vom Sender kaum durch den IP-Effekt beeinflusst.

Aufgrund der Verzerrung der Transienten durch die Polarisierbarkeit des Halbraums kann es zu Fehlinterpretationen gemessener LOTEM-Daten kommen. Die Vorzeichenwechsel können irrtümlich durch 2D- oder 3D-Strukturen erklärt werden; der schnelle Abfall der E_x - und \dot{H}_z -Transienten lässt schlecht leitende Schichten in der Tiefe vermuten, obwohl wir es hier mit einem homogenen Halbraum zu tun haben.

4.3.4 Sensitivitäten

In den vorangegangenen Kapiteln wurde ausschließlich der Einfluss eines insgesamt polarisierbaren, homogenen Halbraums auf LOTEM-Transienten untersucht. Dabei blieb unklar, welche Regionen im Untergrund nun hauptsächlich für die Verzerrung der LOTEM-Transienten an der Oberfläche verantwortlich sind. In diesem Kapitel soll deshalb der Einfluss der Tiefenlage polarisierbarer Schichten in Abhängigkeit des Abstands zwischen Sender und Empfänger näher analysiert werden.

Zur Berechnung der *Sensitivitäten* der Felder an der Oberfläche gegenüber einer Änderung der Aufladbarkeit in einer bestimmten Tiefe im Untergrund wurde in einem unpolarisierbaren homogenen Hintergrundmodell ($\rho = 100\ \Omega\text{m}$) in einer Tiefe z eine 20 m mächtige polarisierbare Schicht eingelagert und der Einfluss dieser Schicht auf die LOTEM-Transienten an der Oberfläche bestimmt. Der eingelagerten Schicht wurden die Cole-Cole-Parameter $\rho_0 = 100\ \Omega\text{m}$, $m = 0.1$, $\tau = 0.01\text{ s}$ und $c = 0.25$ zugeordnet. Die polarisierbare Schicht mit den soeben genannten Eigenschaften wird im Folgenden auch als *IP-Schicht* bezeichnet. Das Sendekabel reicht wieder von $y = 0\text{ m}$, $x = -500\text{ m}$ bis $+500\text{ m}$; der Sendestrom (1 A) wird zum Zeitpunkt $t = 0$ abgeschaltet. In den Abbildungen 4.16 bis 4.18 sind als Sensitivitäten jeweils die absolute Differenz zwischen den Feldern mit und ohne eingelagerter IP-Schicht nach einem Ausschaltvorgang dargestellt. Das Vorzeichen wurde so gewählt, dass der IP-Effekt bei positiven Sensitivitäten eine Vergrößerung und bei negativen Sensitivitäten eine Verkleinerung der entsprechenden Feldkomponente — und nicht des Betrags davon — nach sich zieht. Soll statt des Ausschaltvorgangs ein Einschaltvorgang behandelt werden, so ändert sich nur das Vorzeichen, die Absolutbeträge der Sensitivitäten bleiben gleich (vergleiche auch Kapitel 4.3.1).

Als Abszisse ist in den Abbildungen die x - beziehungsweise y -Koordinate des Empfängers eingezeichnet, als Ordinate die Tiefe z der Oberkante der polarisierbaren Schicht. Jeder Abbildung liegen 50 Modellrechnungen zugrunde, bei denen jeweils z in 20 m -Schritten von 0 m auf 980 m vergrößert wurde.

Abbildung 4.16 zeigt die Sensitivitäten des E_x -Feldes an der Oberfläche des homogenen Halbraums zu drei verschiedenen Zeitpunkten (1 ms , 50 ms , 1 s) für Empfängerlokalisationen seitlich des Sendekabels ($x = 0$). Die Darstellung entspricht einem Schnitt bei

$x = 0$ durch Abbildung 4.9 oben, wobei nun zwischen dem Einfluss von IP-Schichten mit unterschiedlicher Tiefenlage unterschieden wird.

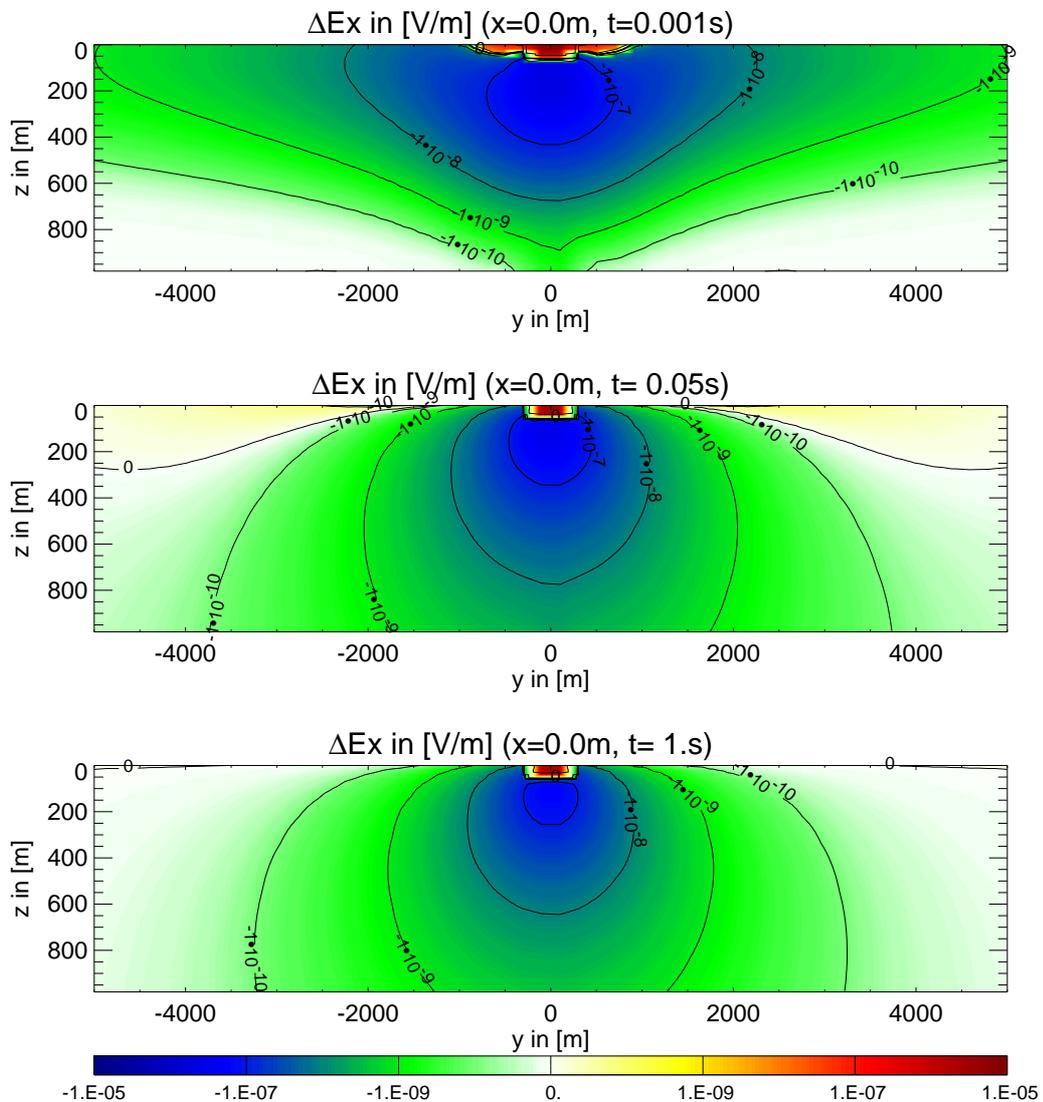


Abbildung 4.16: E_x -Sensitivitäten in $\left[\frac{\text{V}}{\text{m}}\right]$ gegenüber Änderung der Aufladbarkeit; Sendekabel bei $y = 0$ in das Blatt hinein; homogener Halbraum mit $\rho = 100\Omega\text{m}$; Empfänger auf der y -Achse an der Oberfläche seitlich des Sendekabels bei $x = 0$; $z =$ Tiefe der Oberkante der eingelagerten, 20 m mächtigen IP-Schicht mit den Cole-Cole-Parametern $\rho_0 = 100\Omega\text{m}$, $m = 0.1$, $\tau = 0.01\text{s}$ und $c = 0.25$; oben 1 ms, Mitte 50 ms, unten 1 s nach dem Abschalten.

Zu allen Zeitpunkten überwiegen in diesem Schnitt die negativen Sensitivitäten, was bedeutet, dass eine Zunahme der Aufladbarkeit in beliebiger Tiefe im Untergrund in der Regel eine Verkleinerung von E_x seitlich des Senders nach sich zieht.

Zu sehr frühen Zeiten (oben) treten einzig im Bereich bis etwa 30 m Tiefe in der Nähe des Senders ($|y| \lesssim 700\text{ m}$) positive Sensitivitäten auf. Ein dort an der Oberfläche angebrachter Empfänger würde also bei einer erhöhten Aufladbarkeit in einer oberflächennahen Schicht eine Verstärkung der E_x -Komponente registrieren. Falls jedoch alle Schichten eine gleichermaßen erhöhte Aufladbarkeit aufweisen, findet auch in der Nähe des Senders eine Verkleinerung von E_x statt, da seitlich des Senders die negativen Sensitivitäten der Schichten im Untergrund überwiegen. Ersetzt man bei den Modellrechnungen das ausgedehnte Sendekabel durch einen infinitesimal kleinen Stromdipol, so verschwindet der Bereich positiver Sensitivität. Daraus kann man schließen, dass die Verstärkung aufgrund des IP-Effekts in der Nähe des Sendekabels durch die endliche Ausdehnung des Sendekabels verursacht wird (*Bipoleffekt*).

Das Maximum der positiven Sensitivitäten liegt für Empfänger nahe des Senders bei Schichttiefen von etwa 20 m , das Maximum der negativen Sensitivitäten bei $z \approx 160\text{ m}$. In größerer Entfernung vom Sender ist das E_x -Feld weit weniger von der Aufladbarkeit des Untergrunds abhängig. Die Transienten können jedoch wegen den dort auftretenden sehr kleinen Feldstärken dennoch durch IP-Schichten stark verzerrt werden. Der Einfluss der Polarisierbarkeit nimmt zum Zeitpunkt $t = 1\text{ ms}$ mit der Tiefe der IP-Schichten ab.

Anders verhalten sich hingegen die Sensitivitäten 50 ms nach dem Abschalten des Sendestromes (Mitte). Oberflächennahe IP-Schichten zeigen dann auch in größerer Entfernung zum Sender verstärkende Wirkung, was im Gegensatz zu den positiven Sensitivitäten in Sendernähe nicht durch den Bipoleffekt verursacht wird. Für Schichten unterhalb von $z = 300\text{ m}$ erhalten wir wieder durchgehend negative Sensitivitäten, der Einfluss tieferer Schichten ist hier aber wesentlich größer als bei $t = 1\text{ ms}$.

Zu noch späteren Zeiten (unten) wird der Bereich positiver Sensitivitäten immer flacher und oberflächennahe IP-Schichten haben zunehmend geringeren Einfluss auf die E_x -Transienten. Der Einfluss tief liegender IP-Schichten bleibt hingegen auch zu späten Zeiten groß.

Abbildung 4.17 zeigt die E_x -Sensitivitäten für Empfängerlokationen in Verlängerung des Sendekabels ($y=0$) unter den gleichen Bedingungen wie in Abbildung 4.16. Die Darstellung entspricht einem Schnitt bei $y = 0$ durch Abbildung 4.9 oben. Die Daten für direkt auf dem Sendekabel liegende Empfängerstationen sind grau maskiert, da dort die Berechnung von E_x aufgrund der durch die horizontalen elektrischen Stromdipole verursachten Singularitäten ungenau ist. Entsprechend Abbildung 4.9 oben überwiegen für auf der x -Achse platzierte Empfänger positive Sensitivitäten. Dies entspricht dem Bereich, der auch üblicherweise für IP-Messungen genutzt wird. Das Maximum der Sensitivität wandert mit zunehmendem Abstand in größere Tiefen, weshalb auch bei IP-Messungen durch Variation des Sender-Empfänger-Abstands auf die Tiefe der IP-Schicht geschlossen werden kann.

Negative Sensitivitäten treten nur in unmittelbarer Umgebung der Einspeisungspunkte für tief liegende IP-Schichten auf. Der Einfluss oberflächennaher IP-Schichten ist hier jedoch besonders groß, sodass bei gleichmäßiger Polarisierung aller Schichten die positive Sensitivität überwiegt. Zu sehr frühen Zeiten (oben) wird E_x besonders durch oberflächennahe, zu späteren Zeiten (Mitte) durch tiefer liegende IP-Schichten verstärkt. Auch

zu noch späteren Zeiten (unten) bleibt der Einfluss tief im Untergrund liegender polarisierbarer Schichten groß.

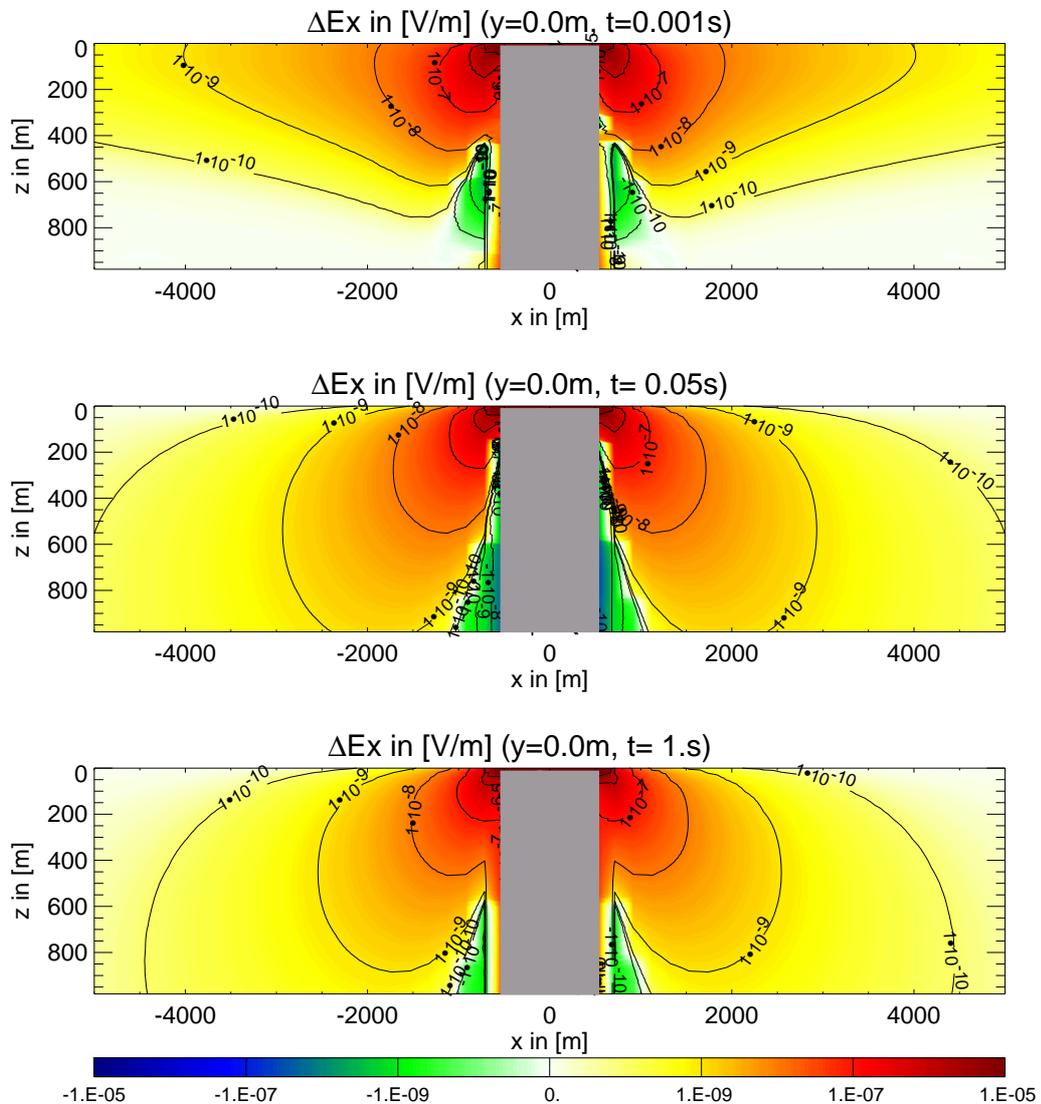


Abbildung 4.17: E_x -Sensitivitäten in $\left[\frac{V}{m}\right]$ gegenüber Änderung der Aufladbarkeit; Sendekabel von $x = -500m$ bis $+500m$ (grau maskierter Bereich); homogener Halbraum mit $\rho = 100\Omega m$; Empfänger auf der x -Achse an der Oberfläche in Verlängerung des Sendekabels bei $y = 0$; z = Tiefe der Oberkante der IP-Schicht, Cole-Cole-Parameter wie in Abbildung 4.16; oben 1 ms, Mitte 50 ms, unten 1 s nach dem Abschalten.

Ein räumlich und zeitlich generell anderes Verhalten zeigen die in Abbildung 4.18 dargestellten Sensitivitäten für \dot{H}_z . Da in Verlängerung des Senders ($y = 0$) keine \dot{H}_z -Komponente vorhanden ist, wird das Feld hier nur für Empfängerlokationen seitlich des

Sendekabels ($x = 0$) untersucht, was einem vertikalen Schnitt durch Abbildung 4.11 oben entspricht. Alle sonstigen Parameter sind wieder die gleichen wie in Abbildung 4.16. Zu sehr frühen Zeiten (oben) sind die Sensitivitäten in Abhängigkeit des Abstands und der Richtung vom Sender sowie der Tiefenlage der IP-Schicht in unterschiedliche Bereiche gruppiert. Bis zu einer Entfernung von $|y| \lesssim 1400\text{ m}$ wird rechts vom Sender ($y > 0$) \dot{H}_z durch oberflächennahe IP-Schichten verkleinert und durch tiefer liegende Schichten vergrößert. Links vom Sender ($y < 0$) ist der Einfluss genau umgekehrt. Da aber \dot{H}_z rechts vom Sender ein negatives und links davon ein positives Vorzeichen aufweist (siehe Abbildung 4.10) wird sowohl rechts als auch links vom Sender in diesem sendernahen Bereich der Absolutbetrag $|\dot{H}_z|$ durch oberflächennahe IP-Schichten verstärkt und durch tiefer liegende abgeschwächt. Aus den \dot{H}_z -Sensitivitäten wird ersichtlich, dass die kaffeebohnenförmige Struktur in Abbildung 4.11 rein durch den Einfluss flach liegender IP-Schichten mit $z \lesssim 400\text{ m}$ verursacht wird. Die abgegrenzten Gebiete positiver und negativer Sensitivitäten entstehen in der Nähe des Senders und wandern mit der Zeit zu weiter weg gelegenen Empfängerlokationen (unten). Die lokalen Maxima und Minima der \dot{H}_z -Sensitivitäten gelangen dabei zunehmend in tiefer liegende Schichten. Der Einfluss des polarisierbaren Untergrunds nimmt für alle Tiefenlagen mit der Zeit sehr schnell ab. Bei $t = 1\text{ s}$ ist quasi kein IP-Effekt mehr in den absoluten Sensitivitäten vorhanden (nicht abgebildet). Die größten *absoluten Änderungen* von \dot{H}_z durch den Einfluss oberflächennaher IP-Schichten erhält man für $t = 1\text{ ms}$ bei $y \approx \pm 500\text{ m}$. Die größten *relativen Änderungen* sind jedoch wegen der schnellen Abnahme des Transienten insbesondere zu späten Zeiten in unmittelbarer Umgebung des Senders zu erwarten. Um jedoch einen messbaren IP-Effekt in \dot{H}_z -Transienten zu erhalten, muss der Untergrund wegen den geringen \dot{H}_z -Sensitivitäten große Bereiche mit hohen Aufladbarkeiten vorweisen (vergleiche den insgesamt polarisierbaren Halbraum in Abbildung 4.15).

Zusammenfassend bleibt zu sagen, dass aufgrund der komplizierten Zusammenhänge zwischen den im Untergrund fließenden Strömen, den durch die Induzierte Polarisation angesammelten Ladungen sowie den messbaren EM-Feldern an der Oberfläche *keine* allgemein gültigen Aussagen der Art „ \dot{H}_z -Transienten werden generell durch polarisierbare Schichten abgeschwächt“ getroffen werden können. Der Einfluss von polarisierbaren Schichten auf LOTEM-Transienten ist auch für homogene Leitfähigkeitsverteilungen sehr komplex. Die hier vorgestellten Sensitivitäten ermöglichen jedoch eine gute Einschätzung der Ausmaße des IP-Effekts für unterschiedlich tief liegende polarisierbare Schichten in den einzelnen Feldkomponenten an der Oberfläche. Ein Versuch einer physikalischen Deutung der Prozesse, die bei der Einwirkung der IP-Effekte auf die LOTEM-Transienten stattfinden, wird in Kapitel 4.5.2 im Zusammenhang mit dem Leitfähigkeitsmodell des Vesuvs unternommen.

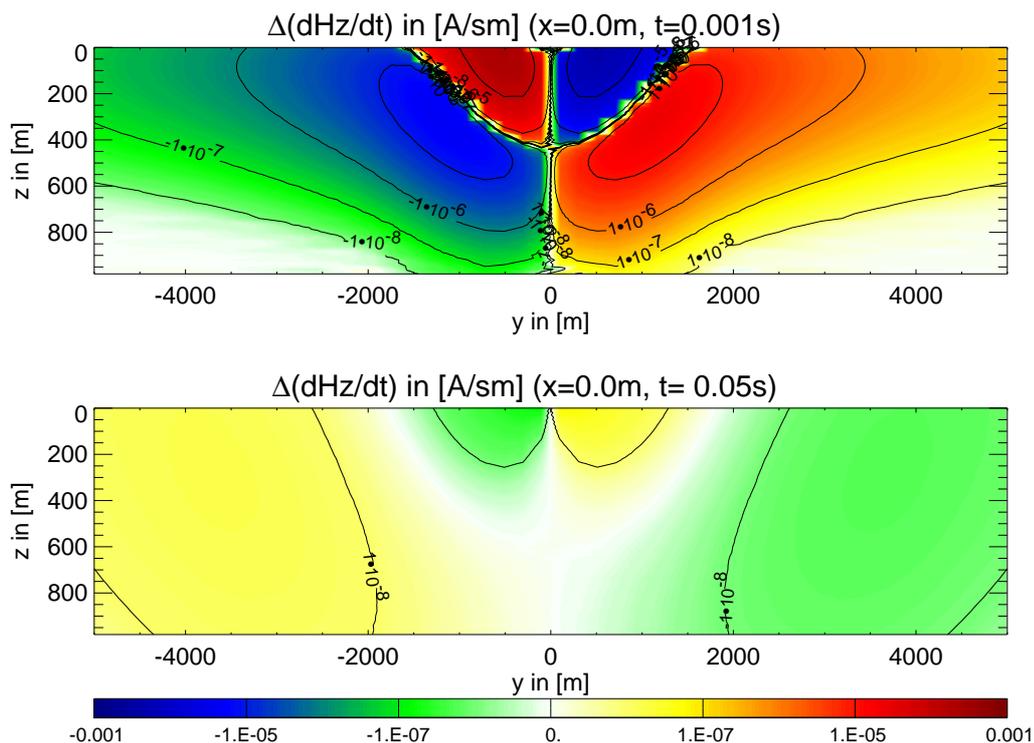


Abbildung 4.18: \dot{H}_z -Sensitivitäten in $\left[\frac{A}{sm}\right]$ gegenüber Änderung der Aufladbarkeit; Sendekabel bei $y = 0$ in das Blatt hinein; homogener Halbraum mit $\rho = 100\Omega m$; Empfänger auf der y -Achse an der Oberfläche seitlich des Sendekabels bei $x = 0$; $z =$ Tiefe der Oberkante der IP-Schicht, Cole-Cole-Parameter wie in Abbildung 4.16; oben 1 ms, unten 50 ms nach dem Abschalten.

4.4 Polarisierbare Deckschicht über geschichtetem Halbraum

In diesem Kapitel soll untersucht werden, wie sich der Einfluss einer polarisierbaren Deckschicht auf LOTEM-Transienten über einem geschichteten Halbraum auswirkt. Da die LOTEM-Methode oftmals dazu verwendet wird, tief im Untergrund liegende, gut leitfähige Schichten zu erkunden, soll den Rechnungen ein Dreischichtfall mit einer besser leitenden mittleren Schicht (*H-Typ*) zugrunde gelegt werden. Die dazugehörigen Modellparameter sind in Abbildung 4.19 dargestellt. Das Hintergrundmodell besteht aus einem unpolarisierbaren, homogenen Halbraum mit $\rho = 100\Omega m$, in dem ab einer Tiefe von $1000m$ eine $500m$ mächtige, gut leitende Schicht mit $\rho = 10\Omega m$ eingelagert ist. Der Gleichstromwiderstand der — als polarisierbare Deckschicht fungierenden — oberen $10m$ der ersten Schicht entspricht mit $\rho_0 = 100\Omega m$ dem des Hintergrundmodells. Zusätzlich werden der Deckschicht die Cole-Cole-Parameter $\tau = 0.01s$ und $c = 0.25$ zugewiesen. Die Aufladbarkeit m wird zwischen 0 und 0.9 variiert. Eine solche polarisierbare, oberflächennahe Schicht könnte zum Beispiel durch tonhaltigen Boden oder durch

mineralisierte Gesteine an der Oberfläche verursacht werden.

In Kapitel 4.4.1 wird exemplarisch der Einfluss dieser Deckschicht auf die E_x - und \dot{H}_z -Transienten an der Oberfläche untersucht. Als Sender dient wieder ein bei $y = 0$, $x = -500\text{ m}$ bis $+500\text{ m}$ ausgelegtes und an beiden Enden geerdetes Kabel. Der Sendestrom von 1 A wird zum Zeitpunkt $t = 0$ abgeschaltet. In Kapitel 4.4.2 wird für ausgewählte Empfängerlokationen der IP-Effekt auf die $E_x(f)$ - und $H_z(f)$ -Felder im Frequenzbereich sowie auf die $E_x(t)$ - und $\dot{H}_z(t)$ -Transienten im Zeitbereich untersucht.

4.4.1 LOTEM-Transienten an der Oberfläche

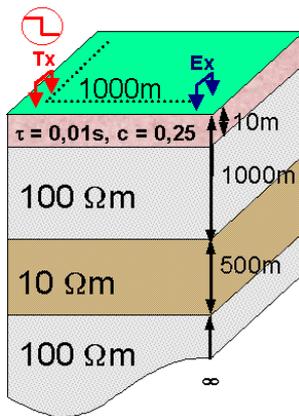


Abbildung 4.19: Modellparameter des geschichteten Halbraums mit polarisierbarer Deckschicht.

Abbildung 4.20 zeigt die Ergebnisse der Modellrechnungen für die E_x -Transienten an der Oberfläche ohne (obere Reihe) und mit Berücksichtigung der polarisierbaren Deckschicht (mittlere Reihe), jeweils für $t = 1\text{ ms}$ (linke Spalte) und $t = 50\text{ ms}$ (rechte Spalte). Die Flächendarstellungen in der unteren Reihe zeigen die relativen Differenzen zwischen den Feldern mit und ohne IP-Effekt.

Vergleicht man die hier dargestellten E_x -Felder mit den Ergebnissen für einen polarisierbaren, homogenen Halbraum (Abbildung 4.8), so fallen einige Unterschiede auf: Aufgrund der gut leitfähigen Schicht im Untergrund weicht E_x auch ohne Berücksichtigung der polarisierbaren Deckschicht deutlich von den Werten aus Abbildung 4.8 ab. Insbesondere zu frühen Zeiten (linke Spalte) treten in Verlängerung des Sendekabels negative E_x -Werte auf. Der Einfluss der Polarisierbarkeit der Deckschicht auf die E_x -Komponente ist im Vergleich zum Einfluss des polarisierbaren homogenen Halbraums jedoch gering (man beachte die unterschiedlichen Farbskalen). Bei $t = 1\text{ ms}$ wird E_x in den Bereichen seitlich des Sendekabels durch den

IP-Effekt der Deckschicht um etwa 0.1% abgeschwächt und in Verlängerung des Sendekabels um etwa 1% vergrößert. Die kreisförmig angeordneten Gebiete mit hohen relativen Differenzen bei $x \approx \pm 4000\text{ m}$ werden durch die Nulldurchgänge von E_x verursacht.

Anders sieht das Bild hingegen zum Zeitpunkt $t = 50\text{ ms}$ (Abbildung 4.20 rechts unten) aus. Hier wird E_x in Verlängerung des Sendekabels abgeschwächt und seitlich davon verstärkt. Dieses Verhalten entspricht im Wesentlichen dem Verlauf der E_x -Sensitivitäten für einen homogenen Halbraum (Abbildung 4.16 Mitte), nach denen oberflächennahe IP-Schichten seitlich des Senders eine Verstärkung und tief liegende IP-Schichten eine Verkleinerung von E_x bewirken. Im Allgemeinen lassen sich die Sensitivitäten jedoch nicht auf andere Leitfähigkeitsverteilungen übertragen, da sie selbst von der Schichtung des Untergrunds abhängen.

Die relative Differenz nimmt zu späteren Zeiten noch weiter zu und wird nach $t = 1\text{ s}$ stellenweise größer als $\pm 10\%$ (nicht abgebildet). In unmittelbarer Umgebung der Erdungspunkte des Sendekabels findet aufgrund der polarisierbaren Deckschicht zu späten

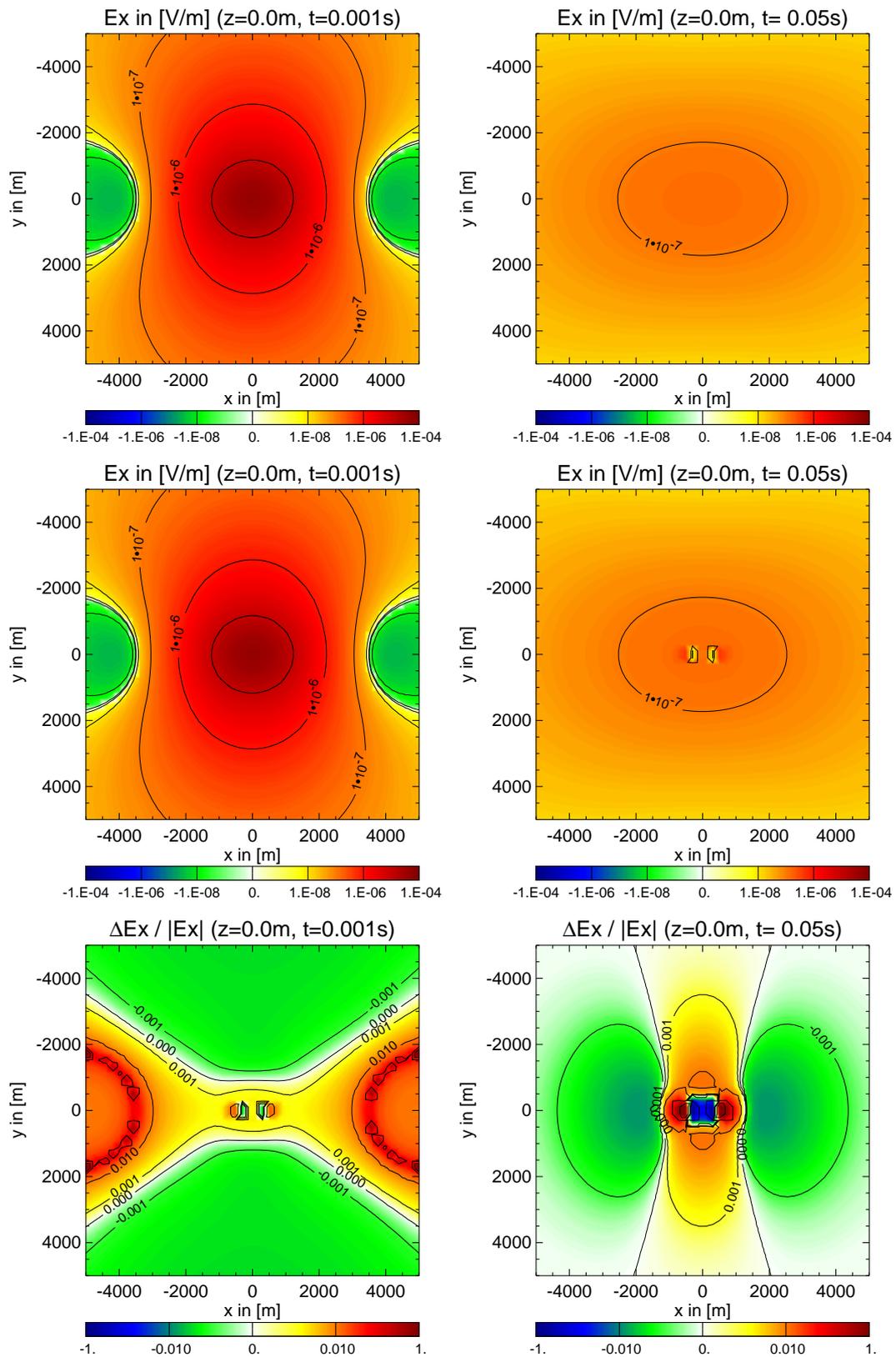


Abbildung 4.20: E_x in $\left[\frac{\text{V}}{\text{m}}\right]$ an der Oberfläche eines geschichteten Halbraums mit polarisierbarer Deckschicht, 1 ms (linke Spalte) und 50 ms (rechte Spalte) nach dem Abschalten des Sendestromes (1 A) (Sendekabel bei $y = 0\text{m}$, $x = -500\text{m}$ bis $+500\text{m}$); oben ohne IP-Effekt ($m = 0$); Mitte mit IP-Effekt (Deckschicht $m = 0.1$, $\tau = 0.01\text{s}$, $c = 0.25$); unten relative Differenz zwischen E_x mit und ohne IP-Effekt.

Zeiten eine Verstärkung des Feldes um über 100% statt. Direkt neben dem Sendekabel treten Vorzeichenwechsel von E_x auf, die insbesondere die Messung der Systemantwort beeinflussen können (dazu mehr in Kapitel 6).

Die Auswirkungen einer polarisierbaren Deckschicht auf die \dot{H}_z -Komponente sind relativ klein (nicht abgebildet) und verursachen zu frühen Zeiten eine Verzerrung des Transienten von etwa 0.1%. Zu späten Zeiten ist der Einfluss der polarisierbaren Deckschicht — außer in einem kleinen Gebiet in unmittelbarer Nähe des Sendekabels — verschwindend gering. Eine deutliche Verzerrung von \dot{H}_z -Transienten aufgrund polarisierbarer, oberflächennaher Schichten ist somit nur nahe des Senders zu sehr frühen Zeiten zu erwarten.

4.4.2 Der IP-Effekt im Frequenz- und Zeitbereich

Entsprechend den in Abbildung 4.19 dargestellten Modellparametern soll nun exemplarisch das Verhalten von E_x und H_z für die Empfängerlokation $x = 0, y = 1000\text{ m}$ zunächst im Frequenzbereich und anschließend im Zeitbereich untersucht werden.

Abbildung 4.21 zeigt die Ergebnisse der Modellrechnungen im Frequenzbereich für einen mit konstanter Amplitude oszillierenden Sender. Dargestellt sind jeweils der Real- und Imaginärteil von E_x und H_z für verschiedene Aufladbarkeiten der Deckschicht. Die Verzerrung der Felder ist im Falle einer 10 m mächtigen, polarisierbaren Deckschicht (Abbildung 4.21) wesentlich geringer als beim polarisierbaren, homogenen Halbraum (Abbildung 4.14). Während beim homogenen Halbraum $\Re(E_x)$ und $\Im(E_x)$ im gesamten Frequenzbereich durch den IP-Effekt erhöht werden, findet hier nur für Frequenzen oberhalb von 100 Hz eine deutliche Anhebung der Feldstärken statt. In den H_z -Feldern tritt nur ein sehr kleiner IP-Effekt im Frequenzbereich von $100\text{ Hz} - 1000\text{ Hz}$ auf.

In den Zeitbereich übertragen (Abbildung 4.22) ergibt sich für den E_x -Transienten

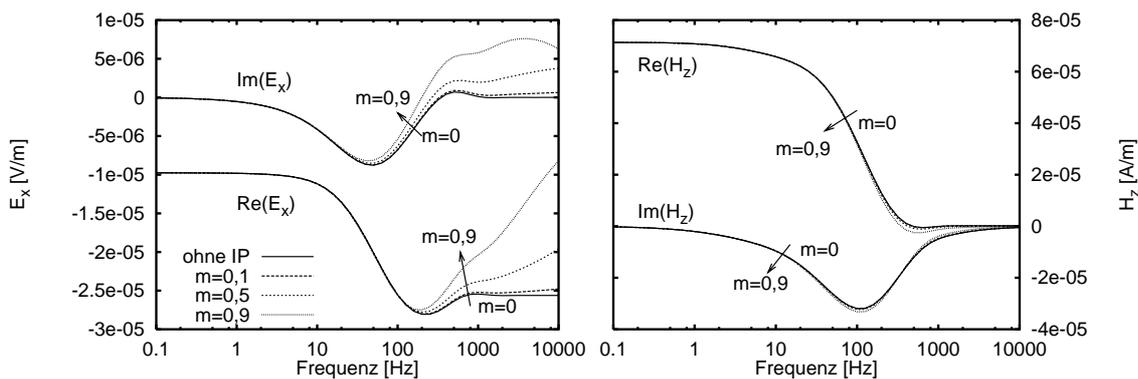


Abbildung 4.21: Realteil und Imaginärteil von E_x und H_z im Frequenzbereich über einem geschichteten Halbraum mit polarisierbarer Deckschicht am Punkt $x = 0, y = 1000\text{ m}$; Modellparameter siehe Abbildung 4.19.

eine leichte Anhebung der Werte zu späten Zeiten ($t > 0.1$ s). Der \dot{H}_z -Transient scheint an dieser Empfängerlokation jedoch von der polarisierbaren Deckschicht völlig unbeeinflusst zu sein. Die Kurven für die unterschiedlichen Aufladbarkeiten liegen deckungsgleich übereinander. Vorzeichenwechsel finden hier nicht statt.

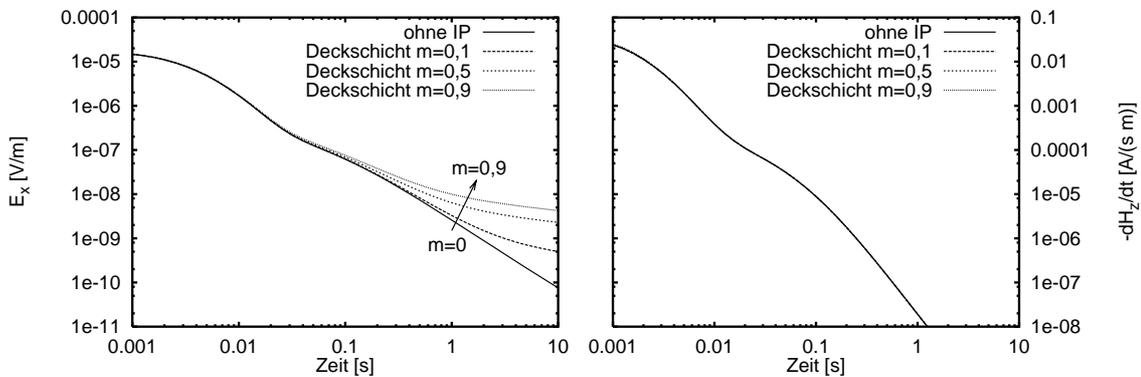


Abbildung 4.22: E_x und \dot{H}_z im Zeitbereich über einem geschichteten Halbraum mit polarisierbarer Deckschicht am Punkt $x = 0$, $y = 1000$ m; Modellparameter siehe Abbildung 4.19.

Im Gegensatz zum polarisierbaren, homogenen Halbraum (Kapitel 4.3), bei dem an derselben Empfängerlokation der E_x -Transient zu späten Zeiten stark abfällt, wird hier durch den — aufgrund der polarisierbaren Deckschicht langsam abfallenden — Transienten eine gut leitfähige Schicht in großer Tiefe vorgetäuscht. Der E_x -Transient für eine Deckschicht mit $m = 0.1$ in Abbildung 4.22 lässt sich zum Beispiel relativ gut durch eine 1D-Leitfähigkeitsverteilung ohne polarisierbare Bereiche erklären, wenn man ab etwa 3000 m Tiefe eine gut leitfähige Schicht mit $\rho = 1 \Omega m$ einfügt. Diese Schicht würde sich aber auch auf Verlauf des \dot{H}_z -Transienten auswirken, der durch den IP-Effekt an dieser Empfängerlokation nicht messbar beeinflusst wird.

Anders wirkt sich hingegen der IP-Effekt auf Empfänger aus, welche in direkter Nähe des Sendekabels platziert werden. Abbildung 4.23 zeigt die Transienten am Ort $x = 0$, $y = 50$ m. Die E_x -Komponente wird hier für hinreichend hohe Aufladbarkeiten so weit verkleinert, dass schon zu relativ frühen Zeiten Vorzeichenwechsel stattfinden können (das entspricht dem Bereich mit negativen relativen Differenzen um den Ursprung von Abbildung 4.20 unten rechts). Ursache hierfür ist wieder der Bipoleffekt aufgrund des ausgedehnten Sendekabels.

In den \dot{H}_z -Transienten findet durch den IP-Effekt bei stark polarisierbaren Deckschichten eine deutliche Abschwächung von $|\dot{H}_z|$ nach etwa 10 ms statt. Zu späten Zeiten wird $|\dot{H}_z|$ leicht verstärkt.

Die Polarisierbarkeit der Deckschicht kann demnach durch Verzerrung der E_x - sowie der \dot{H}_z -Komponente zu Fehlinterpretationen bei der Bestimmung der Systemantwort führen. Der Einfluss auf die \dot{H}_z -Komponente ist jedoch auch nahe des Senders relativ gering.

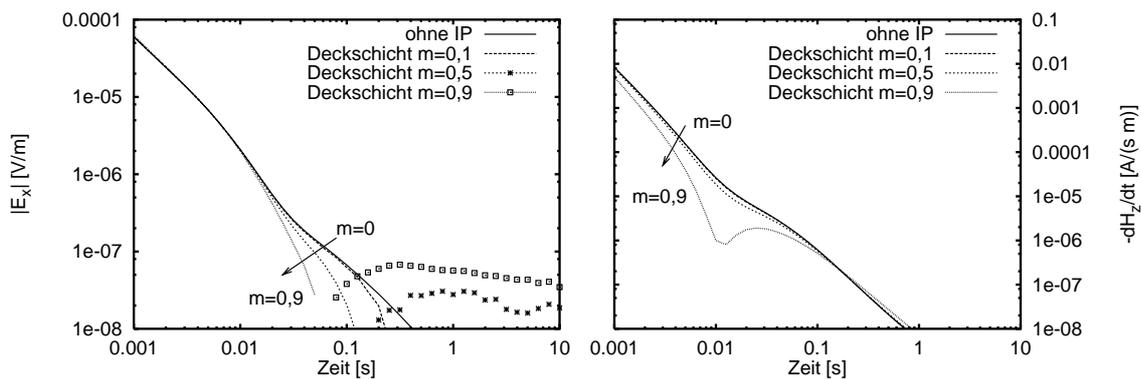


Abbildung 4.23: $|E_x|$ und \dot{H}_z im Zeitbereich über einem geschichteten Halbraum mit polarisierbarer Deckschicht am Punkt $x = 0$, $y = 50$ m; Modellparameter siehe Abbildung 4.19.

4.5 IP-Effekte bei der LOTEM-Messung am Vesuv

Im April 1997 wurden zur Erkundung der Leitfähigkeitsstruktur des Vesuvs erste LOTEM-Messungen an dem in der Nähe von Neapel/Italien liegenden Vulkan durchgeführt [Müller, 2000]. Der Vesuv ist ein Stratovulkan, auf dessen nördlicher Seite noch ein etwa 2 – 3 km langes Stück einer älteren Gipfelkaldera (Monte Somma) erhalten geblieben ist. Zwischen dem Monte Somma und dem Gipfel des Vesuvs liegt das Tal „Valle del Gigante“. Die letzte Eruptionsperiode des Vulkans war im Jahre 1944. Im September/Oktober 1999 wurde eine zweite LOTEM-Messkampagne am Vesuv realisiert, mit dem Ziel, die laterale und vertikale Ausdehnung des 1997 im Untergrund lokalisierten guten Leiters besser zu erfassen. An einer der LOTEM-Empfängerstationen in der Nähe ehemaliger Fumarolen im „Valle del Gigante“ wurden zusätzlich IP-Messungen durchgeführt, mit denen stark polarisierbare Bereiche in unmittelbarer Nähe des LOTEM-Empfängers nachgewiesen werden konnten (siehe Kapitel 5.1).

Das durch Inversion der LOTEM-Transienten gewonnene 1D-Leitfähigkeitsmodell des Vesuvs (C. Scholl, pers. Mitt.) wird in den folgenden Kapiteln als Grundlage für die theoretische Untersuchung des Einflusses von IP-Effekten auf die LOTEM-Daten am Vesuv verwendet. In Kapitel 4.5.1 wird zunächst auf die Struktur des ermittelten Leitfähigkeitsmodells und auf die Ursachen möglicher IP-Effekte an Vulkanen eingegangen. In Kapitel 4.5.2 wird das räumliche und zeitliche Verhalten des elektrischen und magnetischen Feldes im Untergrund mit und ohne Berücksichtigung von Induzierter Polarisation diskutiert. In Kapitel 4.5.3 wird dann anhand von Sensitivitätsstudien untersucht, wie groß der Einfluss potentiell vorhandener polarisierbarer Schichten für das vorgegebene Leitfähigkeitsmodell in Abhängigkeit des Abstands zwischen Sender und Empfänger sowie der Tiefe der polarisierbaren Schichten ist. Die LOTEM- und IP-Messdaten sowie deren Interpretation werden im Kapitel 5 vorgestellt.

4.5.1 1D-Leitfähigkeitsmodell des Vesuvs

Der überwiegende Teil der LOTEM-Transienten, die 1997 aufgezeichnet wurden, lässt sich durch eindimensionale Leitfähigkeitsmodelle gut anpassen. Die meisten Inversionen ergaben in der wesentlichen Struktur Dreischichtfälle, bei denen der Widerstand zunächst in geringen Tiefen auf Werte über $100\ \Omega m$ ansteigt und dann in größeren Tiefen auf Werte unter $20\ \Omega m$ abfällt. Die Oberkante dieses guten Leiters liegt bei etwa $500 - 1500\ m$ Tiefe, die Mächtigkeit der leitfähigen Schicht konnte mit den 1997er LOTEM-Daten jedoch nicht aufgelöst werden [Müller, 2000]. Die 1999 aufgezeichneten LOTEM-Transienten bestätigen die Existenz des guten Leiters im Untergrund, wobei die Daten zusätzlich Hinweise auf die Lage der Unterkante der leitfähigen Schicht bei etwa $3000 - 3500\ m$ liefern.

Da der Einfluss der Polarisierbarkeit des Bodens auf die LOTEM-Transienten auch von der Leitfähigkeitsstruktur des Untergrunds abhängt, können die in Kapitel 4.3 für den homogenen Halbraum gefundenen Zusammenhänge nicht ohne weiteres auf die LOTEM-Messdaten am Vesuv übertragen werden. Den folgenden Modell-

rechnungen wird deshalb das in Abbildung 4.24 dargestellte 1D-Leitfähigkeitsmodell des Vesuvs zugrunde gelegt, das aus einer Joint-Inversion von \dot{H}_z -Daten der Empfängerstation 4 im „Valle del Gigante“ und E_x -Daten der in der Nähe liegenden Station 2 hervorgegangen ist (Übersichtskarte in Abbildung 5.1). Auch für die anderen LOTEM-Stationen ergeben sich sehr ähnliche Schichtfolgen, sodass das Modell aus Abbildung 4.24 durchaus als repräsentativ für das gesamte Gebiet gelten kann (C. Scholl, pers. Mitt.).

Die Ursachen für die Existenz des guten Leiters im Untergrund sind bisher noch nicht ganz geklärt. Magma hat zwar eine sehr hohe Leitfähigkeit von unter $1 - 20\ \Omega m$ [Lénat, 1995], ist jedoch wegen der großen lateralen Ausdehnung des Leiters als alleinige Ursache auszuschließen. Zudem steht ein solch relativ flaches Magmareservoir im Wi-

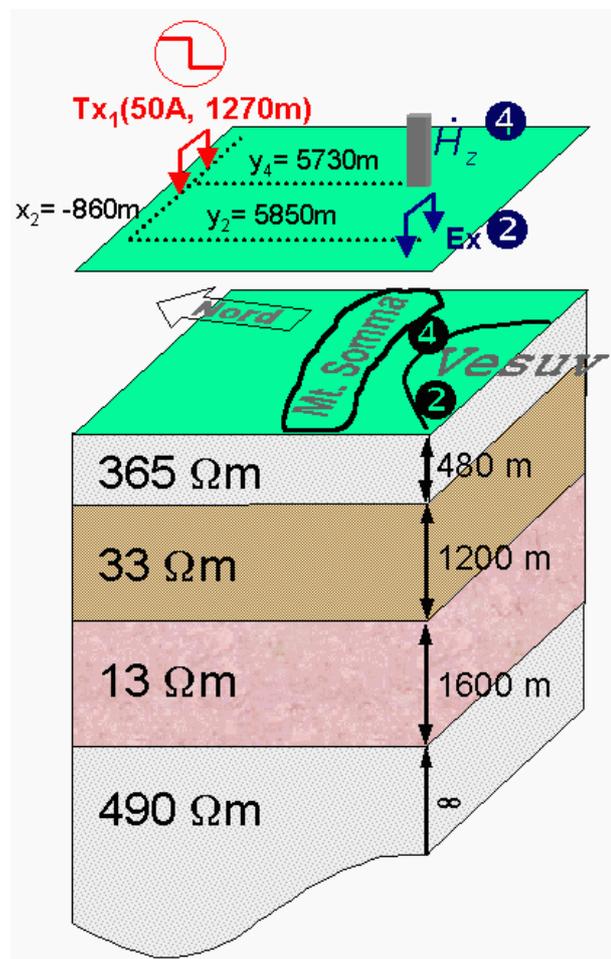


Abbildung 4.24: 1D-Leitfähigkeitsmodell des Vesuvs mit den dazugehörigen LOTEM-Stationen (C. Scholl, pers. Mitt.).

derspruch zu seismischen Untersuchungen [Zollo *et al.*, 1996; Gasparini, 1998], bei denen im entsprechenden Tiefenbereich keine Zone mit niedrigeren seismischen Geschwindigkeiten gefunden wurde. Als wahrscheinlichste Ursache für die guten Leitfähigkeiten im Untergrund wird zurzeit von der nahen Küste weiträumig eindringendes Meerwasser in Betracht gezogen. Bei entsprechender Gesteinsporosität können so die gemessenen Leitfähigkeiten durchaus erklärt werden [Müller, 2000].

Unter den an Vulkanen benutzten geophysikalischen Messverfahren bildet die IP-Methode neben häufiger eingesetzten EM-Methoden (zum Beispiel MT, LOTEM, CSAMT) zurzeit noch die Ausnahme. Daher gibt es bisher nur wenige Erkenntnisse über die Zusammenhänge zwischen der inneren Struktur von Vulkanen und Bereichen erhöhter Polarisierbarkeit. Durch Messungen belegt sind sehr starke Polarisierbarkeiten in der Nähe von Fumarolen, die auf den hohen Sulfidgehalt und die damit verbundene Elektrodenpolarisation des Umgebungsgesteins in den oberflächennahen Schichten zurückzuführen sind (siehe Kapitel 5). Hohe Aufladbarkeiten aufgrund von Elektrodenpolarisation finden sich auch in Gesteinen mit hohem Mineralisierungsgrad, die in der Umgebung von Vulkanen — zum Beispiel in Form von Erzlagerstätten — häufig anzutreffen sind. Nach den Ergebnissen der am Vesuv durchgeführten Gleichstromgeoelektrik- und Eigenpotentialmessungen wird angenommen, dass der Bereich unter dem Gipfel des Vesuvs zum großen Teil aus zementierter und mineralisierter Brekzie besteht [di Maio *et al.*, 1998].

In tiefer gelegenen Schichten könnten polarisierbare Bereiche aufgrund von Fluiden durch Membranpolarisation zum Beispiel im Bereich der hydrothermalen Systeme entstehen. Nach Telford *et al.* [1990] zeigen zudem vulkanische Tuffe (verfestigte Asche) und dichte Vulkanite erhöhte Aufladbarkeiten.

Die IP-Parameter von flüssigem Magma oder von Gesteinen in Teilschmelze sind hingegen weitgehend unbekannt. Wegen der sehr guten Leitfähigkeit von Gesteinsschmelzen sind hohe Aufladbarkeiten jedoch wenig wahrscheinlich.

4.5.2 Verhalten der Felder in der Tiefe

Durch eine flächenhafte Darstellung der verschiedenen Feldkomponenten in der Tiefe des geschichteten Halbraums soll in diesem Kapitel der Versuch unternommen werden, die Auswirkung polarisierbarer Bereiche auf den zeitlichen Verlauf der Felder speziell für das Leitfähigkeitsmodell des Vesuvs durch physikalische Zusammenhänge anschaulich zu erklären.

Den Modellrechnungen liegt das Leitfähigkeitsmodell aus Abbildung 4.24 zugrunde. Das wesentliche Merkmal dieses Modells ist ein von $z = 480\text{ m}$ bis $z = 3280\text{ m}$ reichender guter Leiter, dessen Widerstand bei $z = 1680\text{ m}$ von $33\ \Omega\text{m}$ auf $13\ \Omega\text{m}$ abfällt. Bei der Darstellung der Felder in den Abbildungen 4.25 und 4.26 wurden rechts vom Sendekabel ($y > 0$) keine IP-Effekte berücksichtigt; bei der Berechnung der Felder links vom Sendekabel ($y < 0$) wurden hingegen allen Schichten zusätzlich zu den gegebenen Gleichstromwiderständen die Cole-Cole-Parameter $m = 0.1$, $\tau = 0.01\text{ s}$ und $c = 0.25$ zugewiesen. Die Werte liegen für polarisierbare Gesteine in mittlerer Größenordnung [Pelton *et al.*, 1978]. In der Natur werden solch große Mengen an polarisierbarem Material jedoch kaum an-

zutreffen sein. Dass trotzdem *alle* Schichten als polarisierbar angenommen wurden, dient zur Abschätzung der Größenordnung des maximal möglichen IP-Effekts („Worst-Case“-Szenario) und zur Hervorhebung des IP-Effekts zu Illustrationszwecken.

Das Sendekabel hat eine Länge von 1270.6 m ($y = 0$, $x = -635.3\text{ m}$ bis $+635.3\text{ m}$). Der Sendestrom wurde bei der Messung zum Zeitpunkt $t = 0$ von $+25\text{ A}$ auf -25 A umgepolt, was in der Theorie durch entsprechende Nivellierung der Felder als Ein- oder Ausschaltvorgang eines 50 A -Sendestromes behandelt werden kann. Das Dipolmoment des Senders berechnet sich zu 63530 Am .

In Abbildung 4.25 ist die E_x -Komponente im Untergrund in der yz -Ebene seitlich des Sendekabels bei $x = 0$ für einen Ausschaltvorgang dargestellt. In dieser Ebene verschwinden bei 1D-Schichtungen die E_y - und E_z -Komponenten; die Feldlinien des E-Feldes zeigen hier entweder senkrecht in die Ebene hinein oder aus ihr heraus. Abbildung 4.26 zeigt den Betrag des dazugehörigen H-Feldes $|H| = \sqrt{H_y^2 + H_z^2}$. Die H_x -Komponente ist in der dargestellten Ebene null.

Vor dem Abschalten ($t < 0$, Abbildung 4.25 oben) fließt der Strom im Sendekabel in x -Richtung und wir erhalten in der gesamten yz -Ebene eine durch den Rückfluss des Stromes im Boden verursachte negative E_x -Komponente (entgegengesetzt zur Senderichtung), die — abhängig von der Leitfähigkeitsverteilung — mit der Entfernung vom Sender abnimmt. Eine Schicht mit geringerem spezifischen Widerstand bedeutet dabei eine langsamere räumliche Abnahme der elektrischen Feldstärke, was sich durch Knicke in den Isolinien an den Schichtgrenzen bei 480 m , 1680 m und 3280 m Tiefe bemerkbar macht.

Während der Sendestrom fließt, wird um das Sendekabel herum ein primäres magnetisches Feld erzeugt (Maxwellgleichung 2.2b), das von dem — durch die Ströme im Untergrund verursachten — sekundären Magnetfeld überlagert wird (Abbildung 4.26 oben). In den polarisierbaren Bereichen findet durch den Stromfluss zusätzlich Ladungstrennung statt, der Untergrund wird dort quasi „aufgeladen“. Da der Widerstand im polarisierbaren Untergrund für $f \rightarrow 0$ gegen ρ_0 geht, wird das Gleichstromfeld durch die Polarisierbarkeit des Untergrunds nicht beeinflusst.

Mit dem Abschalten des Sendestromes ($t = 0$) fällt die Ursache des primären Magnetfeldes weg, und das H-Feld würde sofort auf null abklingen, wenn nicht aufgrund des daraus resultierenden \dot{B} -Feldes ein Strom im leitfähigen Untergrund induziert würde, der dem Zerfall des H-Feldes entgegenwirkt (faradaysches Induktionsgesetz 2.2c). Die Aufgabe des Sendekabels wird sozusagen vom leitenden Untergrund übernommen. Da wir es ab jetzt mit zeitlich variablen Feldern zu tun haben, kommt nun der Einfluss der Induzierten Polarisation mit ins Spiel.

Zum Zeitpunkt $t = 1\text{ ms}$ zeigt das elektrische Feld eine Aufteilung in zwei Bereiche mit unterschiedlichen Vorzeichen (Abbildung 4.25, zweites Bild von oben). In Tiefen von mehr als 1000 m entspricht das Feld der Form nach noch dem Gleichstromfeld ($E_x < 0$); der oberflächennahe Bereich ($z < 800\text{ m}$) wird durch die in Senderrichtung ausgerichteten Induktionsströme ($E_x > 0$) dominiert.

Das induzierte elektrische Feld diffundiert nun gemäß der modifizierten Telegraphen-

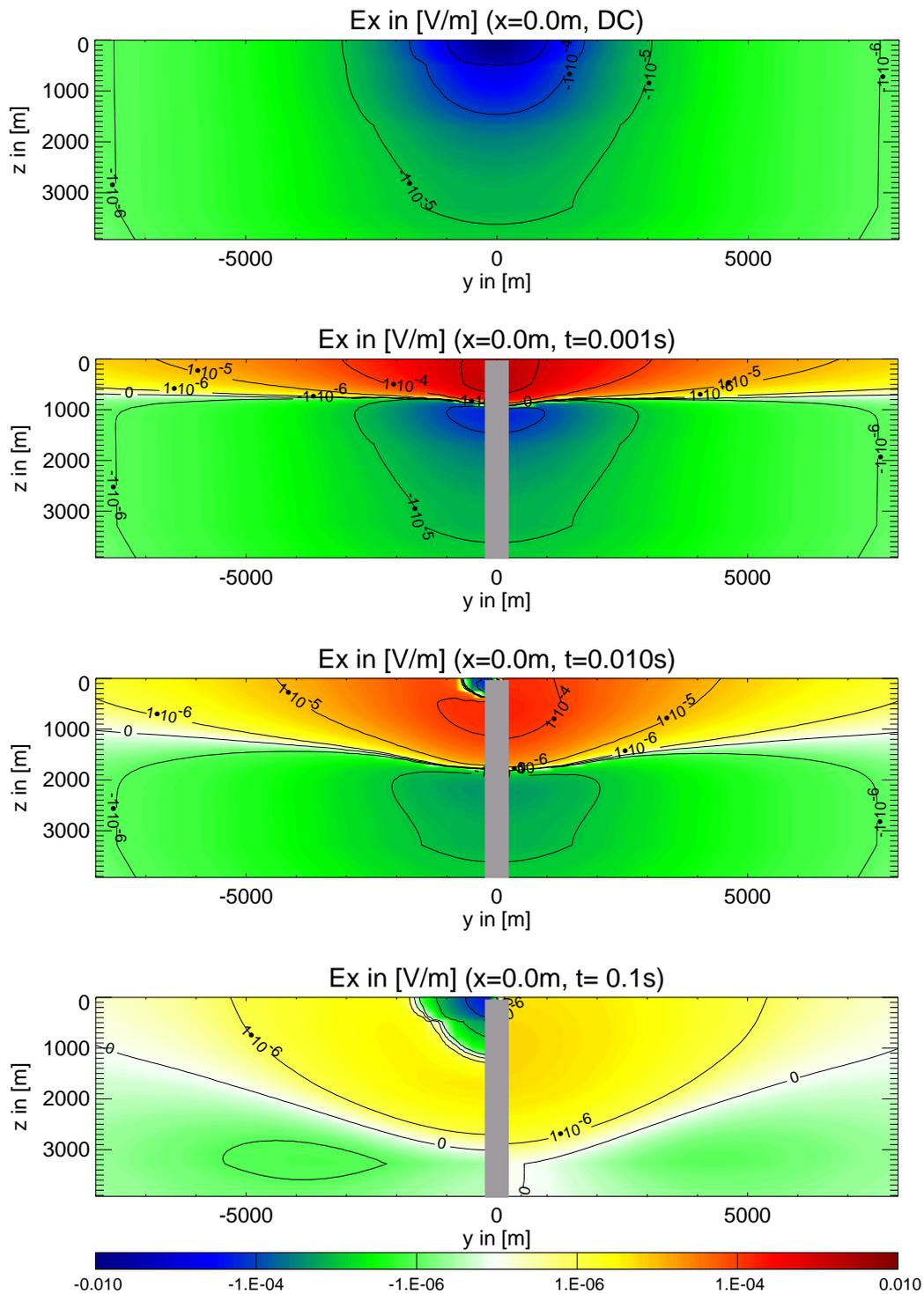


Abbildung 4.25: E_x in $\left[\frac{\text{V}}{\text{m}}\right]$ im Untergrund für das Vesuvmodell bei $x = 0$ (siehe Abbildung 4.24) mit IP-Effekt (linke Hälfte, $y < 0$) und ohne IP-Effekt (rechte Hälfte, $y > 0$); Sendekabel bei $y = 0$ in das Blatt hinein; von oben nach unten: $t < 0$ (Gleichstromfall vor dem Abschalten), $t = 1\text{ms}$, $t = 10\text{ms}$ und $t = 0.1\text{s}$ nach dem Abschalten.

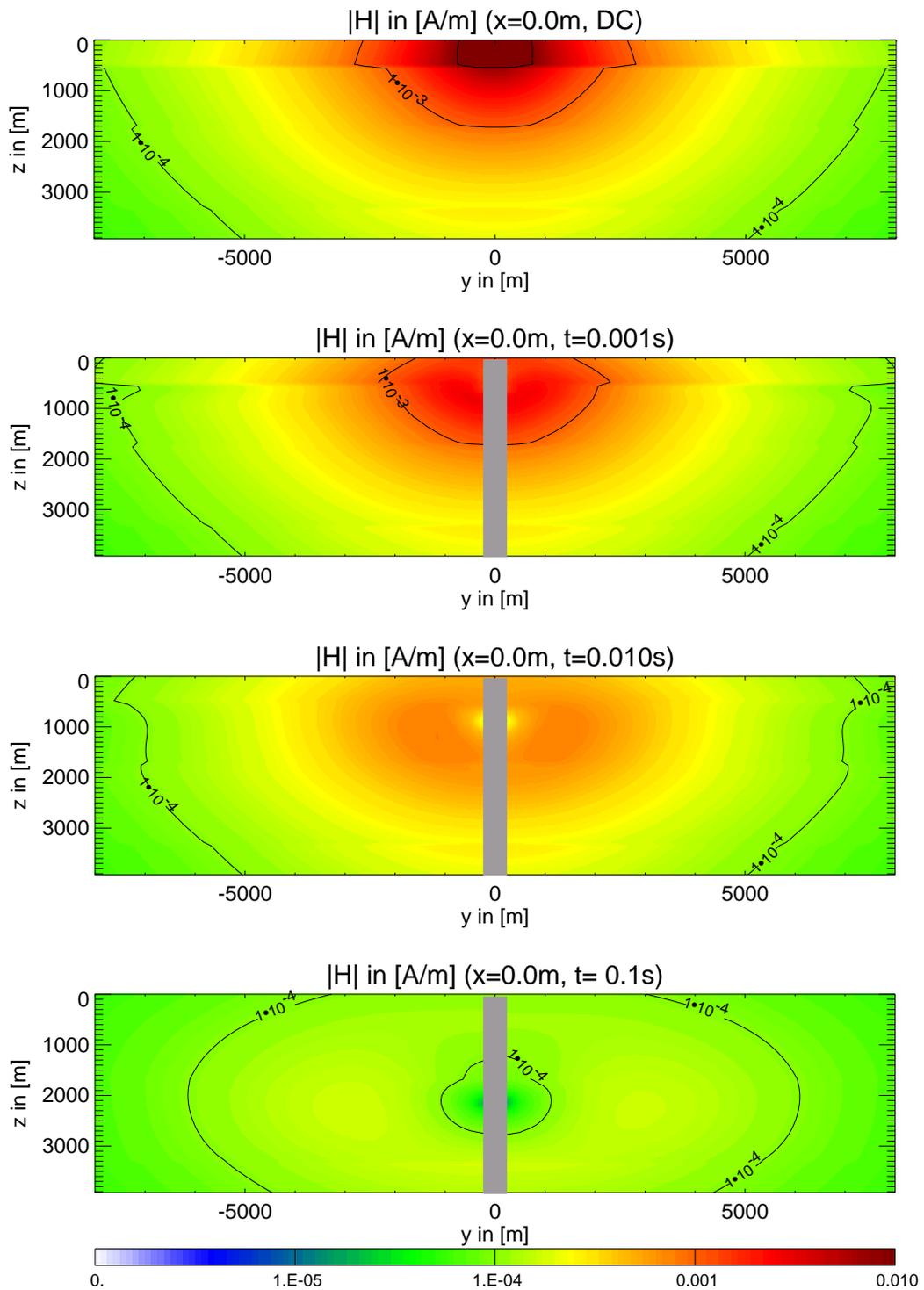


Abbildung 4.26: $|H|$ in $\left[\frac{\text{A}}{\text{m}}\right]$ im Untergrund für das Vesuvmodell bei $x = 0$ (siehe Abbildung 4.24) mit IP-Effekt (linke Hälfte, $y < 0$) und ohne IP-Effekt (rechte Hälfte, $y > 0$); Sendekabel bei $y = 0$ in das Blatt hinein; von oben nach unten: $t < 0$ (Gleichstromfall vor dem Abschalten), $t = 1\text{ms}$, $t = 10\text{ms}$ und $t = 0.1\text{s}$ nach dem Abschalten.

gleichung 2.10a durch den Untergrund, wobei es in den gut leitfähigen Schichten (480 m bis 3280 m Tiefe) besonders stark gedämpft wird. Dabei verdrängt es das ehemalige Gleichstromfeld, und die Grenze zwischen den positiven und negativen E_x -Werten wandert weiter nach unten (Abbildung 4.25, drittes Bild von oben). In den polarisierbaren Bereichen im Untergrund, in denen vor dem Abschalten ($t < 0$) Ladungstrennung stattfindet, fällt das Gleichstromfeld jedoch nicht sofort auf null ab, sondern klingt — abhängig von den Cole-Cole-Parametern — nur relativ langsam ab. Dieses abklingende elektrische Gleichstromfeld wird im Folgenden der Einfachheit halber *IP-Feld* genannt.

Das durch das Abschalten des Sendestromes induzierte Feld mit positiven E_x -Werten überlagert sich nun mit dem IP-Feld, dessen E_x -Komponente in der Ebene $x = 0$ ein negatives Vorzeichen hat. Zu sehr frühen Zeiten ist der Betrag des induzierten Feldes im oberflächennahen Bereich größer als das IP-Feld und die Polarisierbarkeit äußert sich durch reduzierte Feldstärken in der Nähe des Senders, erkennbar an der Deformation der sendernächsten Isolinie in Abbildung 4.25 (zweites Bild von oben). Falls das induzierte Feld schneller abklingt als das IP-Feld, so kann ab einem bestimmten Zeitpunkt der negative Anteil überwiegen, und wir erhalten einen Vorzeichenwechsel (Abbildung 4.25, drittes und viertes Bild von oben). Das Abklingverhalten des induzierten Feldes hängt vom Ort und von der Leitfähigkeitsverteilung im Untergrund ab, während das IP-Feld in erster Linie durch die Cole-Cole-Parameter des Untergrunds (vergleiche reine IP-Transienten in Abbildung 3.5) und durch das Gleichstromfeld vor dem Abschalten beeinflusst wird.

Die Stärke des IP-Effekts und damit auch der Zeitpunkt eines potentiellen Vorzeichenwechsels hängt also hauptsächlich von folgenden Bedingungen ab:

1. **Gleichstromfeld vor dem Abschalten:** Je stärker das elektrische Feld am Ort des polarisierbaren Gesteins vor dem Abschalten, desto intensiver die Ladungstrennung im Gestein und desto stärker das abklingende IP-Feld.
2. **Polarisierbarkeit des Untergrunds:** Je größer die Aufladbarkeit und die Zeitkonstante τ und je kleiner der Dispersionsindex c , desto langsamer klingt das IP-Feld ab.
3. **Leitfähigkeitsverteilung im Untergrund:** Hat zum einen Einfluss auf das Gleichstromfeld und zum anderen auf den Diffusionsprozess des induzierten Feldes. Klingt das induzierte Feld schneller ab als das IP-Feld, so überwiegt zu späten Zeiten der IP-Effekt. Im Allgemeinen gilt: Je näher am Sender und je schlechter die Leitfähigkeit des Untergrunds, desto schneller klingt das induzierte Feld ab.

In der Nähe des Senders ist der Einfluss des IP-Effekts besonders groß, da zum einen das induzierte Feld in Sendernähe sehr schnell abklingt und zum anderen dort das Gleichstromfeld die größten Feldstärken aufweist, sodass von vorherein ein starkes IP-Feld erzeugt wird. Bis zu einer Entfernung von etwa 700 m seitlich des Sendekabels findet der Vorzeichenwechsel zu sehr frühen Zeiten ($t < 10 \text{ ms}$) statt (Abbildung 4.25, drittes Bild von oben). Bei $y = 1600 \text{ m}$ treten erst nach etwa 0.1 s negative E_x -Werte an der Oberfläche auf (Abbildung 4.25 unten).

Die linsenförmige Struktur bei $y \approx -4000\text{ m}$ und $z \approx 3000\text{ m}$ in Abbildung 4.25 (unten) wird ebenfalls durch das IP-Feld verursacht. Die Form der Isolinie wird hauptsächlich durch die Schichtgrenze bei 3280 m vorgegeben.

Im Detail sind die Sachverhalte nicht ganz so einfach, da sich die Felder gegenseitig beeinflussen und das IP-Feld nicht getrennt vom induzierten Feld behandelt werden kann. So gibt es zum Beispiel Bereiche, in denen eine Erhöhung der Aufladbarkeit in oberflächennahen Schichten durchaus auch eine Verstärkung des induzierten Feldes verursachen kann (siehe auch Kapitel 4.5.3).

Das Verhalten des magnetischen Feldes ist über das faradaysche Induktionsgesetz (2.2b) an die Stromdichte im Untergrund und somit an das elektrische Feld gebunden. Wegen der Quellenfreiheit der magnetischen Feldstärke (Maxwellgleichung 2.2d) verhält sich bei konstanter magnetischer Permeabilität die H_z -Komponente an horizontalen Schichtgrenzen stetig. Im Gleichstromfall ($t < 0$) wird H_z zudem nicht durch die horizontale Schichtung beeinflusst. Die H_y -Komponente reagiert im Untergrund hingegen sehr empfindlich auf die Leitfähigkeitsunterschiede an den horizontalen Schichtgrenzen und den damit verbundenen Sprüngen in der Stromdichte (folgt aus Maxwellgleichungen 2.2b). Dies führt zu den Knicken in den Isolinien des Betrags der magnetischen Erregung an den Schichtgrenzen in Abbildung 4.26 oben.

Nach dem Abschalten des Sendestromes wandert das Maximum des magnetischen Feldes mit dem induzierten Stromsystem nach unten (Abbildung 4.26, zweites, drittes und viertes Bild von oben). Dabei wird das magnetische Feld nur sehr wenig von der Polarisierbarkeit des Untergrunds beeinflusst, obwohl es über $dH = j$ auch an die Polarisierungsströme gekoppelt ist.

4.5.3 Relative Sensitivitäten

Die Ursachen für die Existenz polarisierbarer Bereiche im Untergrund sind sehr vielseitig und dabei nicht auf oberflächennahe Schichten beschränkt (siehe auch Kapitel 4.5.1). Daher soll nun die Abhängigkeit des IP-Effekts von der Tiefenlage polarisierbarer Schichten und von dem Abstand zwischen Sender und Empfänger untersucht werden. Anders als in Kapitel 4.3.4, in dem die Sensitivitäten für ein homogenes Hintergrundmodell vorgestellt wurden, wird jetzt zusätzlich der Einfluss der Schichtung des Untergrunds mit berücksichtigt. Zur Berechnung der Sensitivitäten gegenüber einer Änderung der Aufladbarkeit wird als unpolarisierbares Hintergrundmodell das Leitfähigkeitsmodell aus Abbildung 4.24 verwendet, in das in einer Tiefe z eine 80 m mächtige polarisierbare Schicht mit den Cole-Cole-Parametern $m = 0.1$, $\tau = 0.01\text{ s}$ und $c = 0.25$ eingelagert ist. Im Folgenden wird für diese Schicht (wie auch schon in Kapitel 4.3.4) stellvertretend der Name *IP-Schicht* benutzt. Der Gleichstromwiderstand ρ_0 der IP-Schicht entspricht dem des unpolarisierbaren Hintergrundmodells. In den Abbildungen 4.27 und 4.28 sind die relativen Differenzen zwischen den Feldkomponenten an der Oberfläche mit und ohne eingelagerter IP-Schicht, normiert auf den Absolutbetrag der ungestörten Feldkomponente als relative Sensitivitäten dargestellt. In Bereichen mit positiven Sensitivitäten verursacht eine IP-Schicht eine Vergrößerung der Feldwerte und mit negativen Sensitivitäten eine Ver-

kleinerung. In Bereichen, in denen die Sensitivität null ist, werden durch polarisierbare Bereiche im Untergrund die Feldwerte an der Oberfläche nicht beeinflusst.

Als Abszisse ist der Abstand zwischen Sender und Empfänger und als Ordinate die Tiefe z der Oberkante der IP-Schicht aufgetragen.

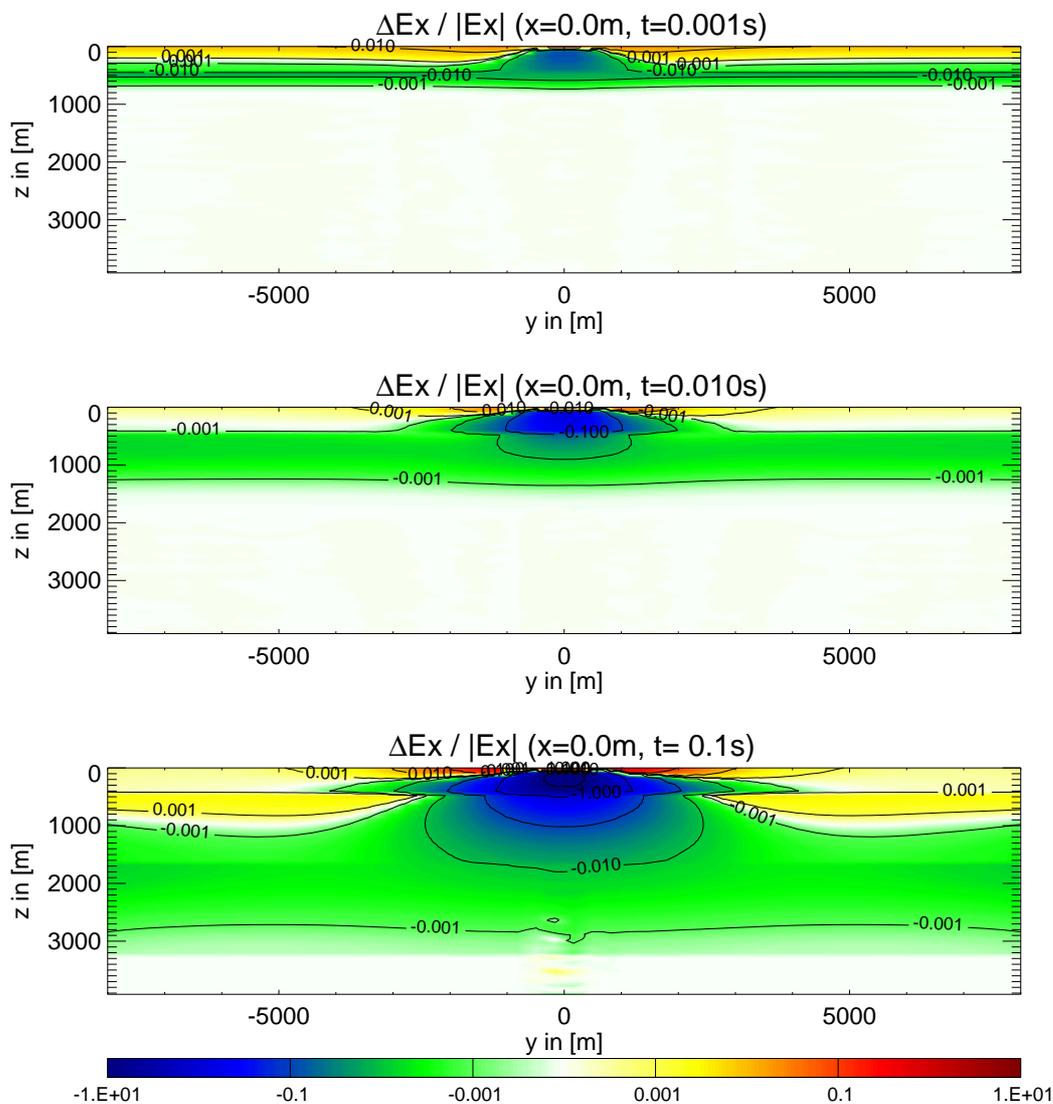


Abbildung 4.27: Relative E_x -Sensitivitäten gegenüber Änderung der Aufladbarkeit für das Vesuvmodell (siehe Abbildung 4.24); Sendekabel bei $y = 0$ in das Blatt hinein; Empfänger auf der y -Achse an der Oberfläche seitlich des Sendekabels bei $x = 0$; $z =$ Tiefe der Oberkante der IP-Schicht; oben 1 ms, Mitte 10 ms, unten 0.1 s nach dem Abschalten.

Der Einfluss von oberflächennahen, polarisierbaren Schichten auf die E_x -Komponente ist in der Nähe des Senders — wie nach den vorherigen Kapiteln zu erwarten — relativ

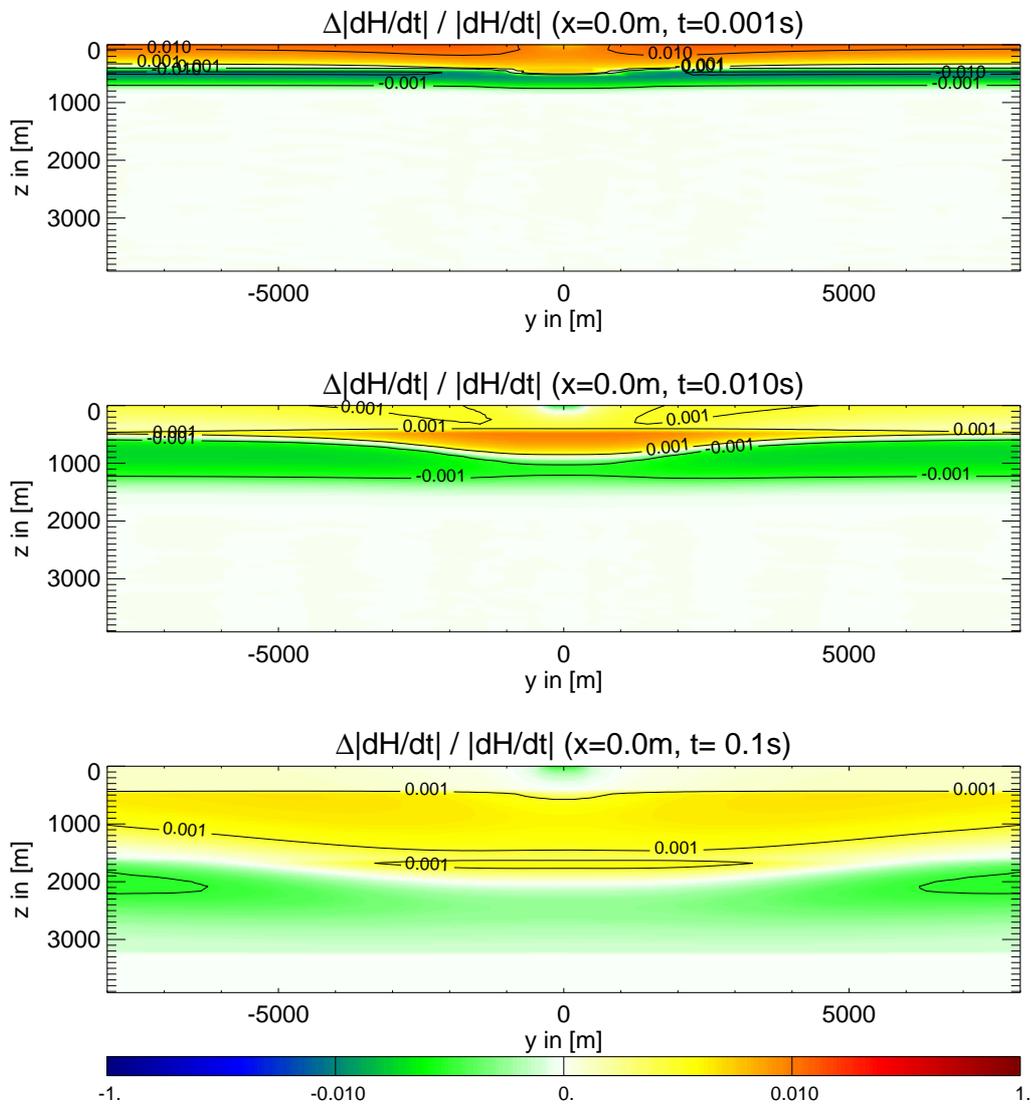


Abbildung 4.28: Relative $|\dot{H}|$ -Sensitivitäten gegenüber Änderung der Aufladbarkeit für das Vesuvmodell (siehe Abbildung 4.24); Sendekabel bei $y = 0$ in das Blatt hinein; Empfänger auf der y -Achse an der Oberfläche seitlich des Sendekabels bei $x = 0$; z = Tiefe der Oberkante der IP-Schicht; oben 1 ms, Mitte 10ms, unten 0.1 s nach dem Abschalten.

groß (Abbildung 4.27). Zu sehr frühen Zeiten ($t = 1 \text{ ms}$, oben) erhalten wir den größten Betrag der relativen Sensitivität bei Empfängerlokationen in unmittelbarer Nähe des Senders für polarisierbare Schichten in etwa 200 m Tiefe. Die $\Delta E_x/|E_x|$ -Sensitivität beträgt dort etwa -5% , das heißt, eine in 200 m Tiefe eingelagerte, 80 m mächtige IP-Schicht mit den oben genannten Cole-Cole-Parametern würde die E_x -Komponente um etwa 5% verkleinern, was bei den in Sendernähe vorherrschenden Feldstärken einer Reduktion des induzierten Feldes um etwa $10^{-4} \frac{\text{V}}{\text{m}}$ entspräche (nicht gezeigt). Durch flach liegende polarisierbare Schichten würde die E_x -Komponente an der Oberfläche hingegen verstärkt. IP-Schichten in einer Tiefe von über 1000 m haben bei $t = 1 \text{ ms}$ keinen merklichen Einfluss auf die E_x -Transienten an der Oberfläche, da die induzierten Ströme aufgrund der starken Dämpfung in der gut leitfähigen Schicht ab $z = 480 \text{ m}$ noch nicht bis in diese Tiefe diffundiert sind.

Zum Zeitpunkt $t = 10 \text{ ms}$ (Abbildung 4.27 Mitte) werden die relativen Sensitivitäten für IP-Schichten in $100 - 500 \text{ m}$ Tiefe für sendernahe Empfangsstationen besonders groß und verursachen bei den gegebenen Parametern eine Abschwächung des elektrischen Feldes um über 10% . Für weiter entfernte Stationen können zu diesem Zeitpunkt nur IP-Schichten zwischen 400 und 1300 m Tiefe einen messbaren Einfluss auf die E_x -Transienten ausüben. Die gute Leitfähigkeit in dieser Tiefenlage unterstützt den IP-Effekt, bedingt durch die langsame räumliche Abnahme des Gleichstromfeldes. Oberflächennahe IP-Schichten haben zu späten Zeiten ($t > 10 \text{ ms}$) kaum einen Einfluss auf Stationen, die weiter als 4000 m vom Sender entfernt sind.

Zu noch späteren Zeiten (Abbildung 4.27 unten) bleiben die relativen Sensitivitäten im sendernahen Bereich für IP-Schichten in $100 - 500 \text{ m}$ Tiefe weiterhin hoch (-10% bis -1000%). Bei Stationen, die weiter vom Sender entfernt liegen, kommt nun der Einfluss von tief liegenden polarisierbaren Schichten zunehmend zum Tragen. IP-Schichten in einer Tiefe von $480 - 700 \text{ m}$ verursachen an diesen Stationen eine Verstärkung, IP-Schichten in $1000 - 2900 \text{ m}$ Tiefe eine Abschwächung der E_x -Komponente an der Oberfläche ($> \pm 0.1\%$).

Im Unterschied zu den Sensitivitäten des elektrischen Feldes ist der Einfluss einer 80 m mächtigen IP-Schicht mit den oben genannten Cole-Cole-Parametern auf $|\dot{H}|$ fast überall kleiner als $\pm 1\%$ (Abbildung 4.28). Nur zu sehr frühen Zeiten kann durch eine IP-Schicht an der Oberfläche eine Verstärkung von $|\dot{H}|$ um über 1% stattfinden. Wie auch bei der E_x -Komponente haben wir hier wieder eine Zweiteilung in Bereiche, die eine Verstärkung beziehungsweise Abschwächung von $|\dot{H}|$ bei Vorhandensein von polarisierbarem Material bewirken.

Zum Zeitpunkt $t = 1 \text{ ms}$ (Abbildung 4.28 oben) findet durch IP-Schichten bis 400 m Tiefe eine Verstärkung und durch IP-Schichten in $400 - 800 \text{ m}$ Tiefe eine Abschwächung von $|\dot{H}|$ um über 0.1% statt. Polarisierbare Bereiche, die tiefer als 1000 m im Untergrund liegen, haben zu diesem Zeitpunkt noch keinen merklichen Einfluss auf das magnetische Feld an der Oberfläche.

10 ms nach dem Abschalten kommt wieder der Einfluss der gut leitfähigen Schicht zum Tragen, der sich durch vergleichbar hohe Sensitivitäten ($> \pm 0.1\%$) für IP-Schichten in $480 - 1300 \text{ m}$ Tiefe bemerkbar macht. $|\dot{H}|$ wird dabei an sendernahen Empfängerstatio-

nen überwiegend verstärkt und an weiter entfernten Stationen abgeschwächt (Abbildung 4.28 Mitte).

Zu späten Zeiten nehmen die relativen Sensitivitäten noch weiter ab. Bei $t = 0.1 \text{ s}$ ergeben sich positive Sensitivitäten für IP-Schichten in $480 - 1680 \text{ m}$ Tiefe (das entspricht der zweiten Schicht unseres Leitfähigkeitsmodells). Negative Sensitivitäten, die eine Abschwächung des magnetischen Feldes von über 0.1% bewirken, treten nur noch für Stationen mit großem Abstand zum Sender bei IP-Schichten in etwa 2000 m Tiefe auf (Abbildung 4.28 unten).

Die Unterschiede zwischen den in Abbildung 4.28 dargestellten $|\dot{H}|$ -Sensitivitäten und den entsprechenden Sensitivitäten für \dot{H}_z und \dot{H}_y sind relativ gering, sodass die in Abbildung 4.28 gezeigten Verläufe zumindest qualitativ auch auf die \dot{H}_z - und \dot{H}_y -Komponente übertragen werden können.

Analoge Modellrechnungen für IP-Schichten mit anderen Cole-Cole-Parametern zeigen vergleichbare Sensitivitäten mit einer etwas anderen zeitlichen Entwicklung. Polarisierbare Schichten mit $\tau = 10^{-5} \text{ s}$ führen zum Beispiel zu etwas schneller abklingenden Sensitivitäten.

Mit Hilfe dieser Sensitivitätsstudien sollte untersucht werden, zu welchen Zeiten und an welchen Empfängerlokationen IP-Schichten im Untergrund einen messbaren Einfluss auf die LOTEM-Daten an der Oberfläche haben können. Zusammenfassend lässt sich sagen, dass besonders für sendernahe Empfängerlokationen — wie sie zum Beispiel zur Bestimmung der Systemantwort verwendet werden — eine starke Abschwächung der E_x -Komponente zu späten Zeiten bei der Existenz oberflächennaher IP-Schichten zu erwarten ist. Der Einfluss auf die magnetischen Feldkomponenten ist relativ schwach. Der Abstand zwischen Sender und Empfänger bei den LOTEM-Messungen am Vesuv betrug in der Regel $3 - 9 \text{ km}$. In dieser Entfernung ist nach der obigen Studie in den E_x - und \dot{H}_z -Komponenten nur dann ein signifikanter IP-Effekt zu Zeiten ab 10 ms zu erwarten, wenn die gut leitfähige Schicht ab 480 m Tiefe Bereiche mit hoher Aufladbarkeit aufweist. Oberflächennahe IP-Schichten haben dort nur zu sehr frühen Zeiten eine Auswirkung auf die LOTEM-Daten. Modellrechnungen für ausgewählte Empfängerstationen, die den möglichen Einfluss polarisierbarer Schichten auf den zeitlichen Verlauf von LOTEM-Transienten beschreiben, werden zusammen mit den gemessenen LOTEM-Daten in Kapitel 5.2 vorgestellt.

IP- und LOTEM-Messungen am Vesuv

In gemessenen LOTEM-Transienten treten immer wieder Effekte auf, die sich nicht durch frequenzunabhängige, eindimensionale Leitfähigkeitsverteilungen erklären lassen. Oft verbessert sich die Anpassung der berechneten Daten an die Messdaten, wenn man den Modellrechnungen 2D- oder 3D-Leitfähigkeitsverteilungen zugrunde legt oder den Einfluss der Topographie sowie anisotroper Leitfähigkeiten mit berücksichtigt. Nach den Ergebnissen der Modellrechnungen in Kapitel 4 kommt nun als zusätzlicher physikalischer Parameter, den es bei der Interpretation von LOTEM-Daten zu berücksichtigen gilt, die Polarisierbarkeit des Untergrunds hinzu.

Begleitend zu einer LOTEM-Messkampagne am Vesuv wurden im Oktober 1999 IP-Messungen an einer der LOTEM-Empfängerstationen durchgeführt, wobei stark polarisierbare Bereiche entdeckt wurden (Kapitel 5.1). Daher lag der Verdacht nahe, dass in den am Vesuv aufgezeichneten LOTEM-Daten IP-Effekte vorhanden sein könnten. Die Untersuchungen hierzu werden in Kapitel 5.2 vorgestellt.

5.1 IP-Messung

Am 8.10.1999 wurden in der Nähe der Empfängerstation 4 (siehe Abbildung 5.1) in dem zwischen Vesuv und Monte Somma gelegenen „Valle del Gigante“ zwei IP-Sondierungen durchgeführt. Eine der Sondierungen wurde dabei direkt auf einer ehemaligen Fumarole vorgenommen, die andere am südlichen Rand davon (Abbildung 5.2). Für beide Sondierungen wurde die Schlumbergeranordnung gewählt, wobei die Richtung der Auslage 120° zur Nordrichtung betrug und somit etwa parallel zur Streichrichtung des Tales lag. Als Messgerät diente das *4-Punkt light μC* der Firma LGM (*Lippmann Geophysikalische Messgeräte*), das als Sendesignal einen Rechteckstrom mit einer Frequenz von 4.16 Hz über zwei Stromelektroden (A, B) in den Boden leitet und zwischen den Potentialelek-

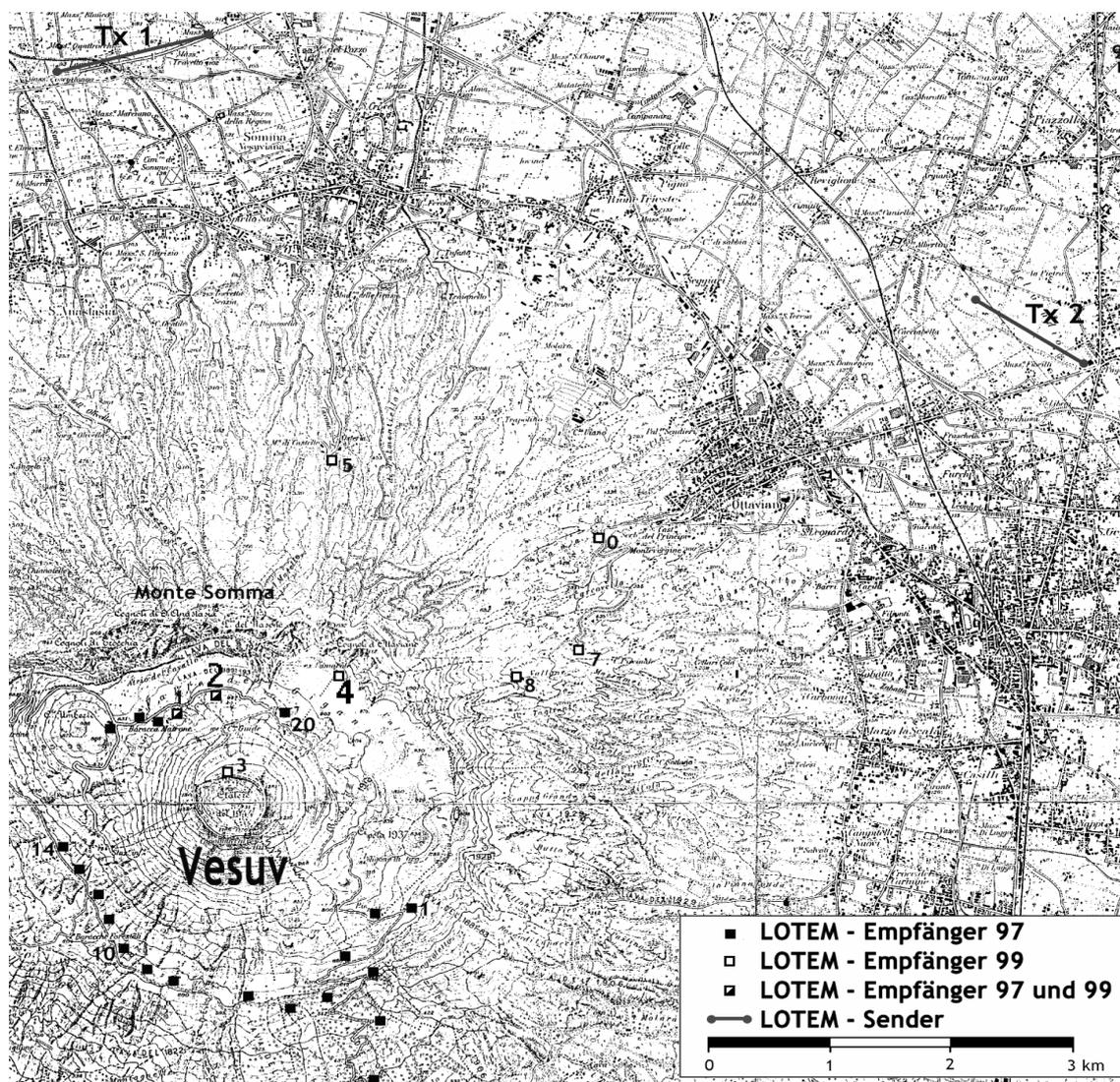


Abbildung 5.1: LOTEM-Messaufbau am Vesuv mit den Sendern Tx 1 im Norden und Tx 2 im Nordosten des Vesuvs sowie den LOTEM-Empfängern der Messkampagnen 1997 und 1999.

trodren (M, N) die Spannung in Phase (Realteil) und 90° phasenverschoben (Imaginärteil) zum Sendesignal aufzeichnet [Lippmann, 1999] (Abbildung 5.4). Der halbe Abstand zwischen den Potentialelektroden ($MN/2$) betrug je nach Auslage 0.5 m beziehungsweise 2.5 m , der halbe Abstand zwischen den Stromelektroden ($AB/2$) wurde zwischen 1.5 m und maximal 75 m variiert. Als Elektroden wurden einfache Metallspieße verwendet, so dass systematische Fehler aufgrund von Polarisation direkt an den Elektroden nicht ausgeschlossen werden können. Um die Größenordnung der Polarisierbarkeit im oberflächennahen Bereich der ehemaligen Fumarole zu ermitteln, genügt die Qualität der gemessenen

Daten aber vollkommen.

Der gemessene Real- und Imaginärteil der Spannung kann unter Berücksichtigung der Geometrie und des Sendestromes in einen komplexen, scheinbaren Widerstand umgerechnet werden, der wiederum durch seinen Betrag ρ_a und Phasenwinkel ϕ_a ausgedrückt werden kann (Gleichung 2.6). Die gemessenen, scheinbaren Werte wurden mit Hilfe des 1D-Inversionsprogramms *RESIX-IP* der Firma *Interpex* invertiert. Da das Programm Phasenwinkel nicht direkt verarbeiten kann, mussten die ermittelten Phasenwinkel in scheinbare Frequenzeffektwerte (FE_a) umgerechnet werden. Unter Annahme des Modells des konstanten Phasenwinkels (Gleichung 3.2) erhält man zusammen mit der Definition von FE (Gleichung 3.7) folgenden Zusammenhang zwischen FE und ϕ :

$$FE = \left(\frac{\omega_2}{\omega_1} \right)^{\frac{2}{\pi}\phi} - 1 \quad (5.1)$$

Der Phasenwinkel wird bei der Umrechnung als konstant angenommen, sodass man ω_2 beliebig wählen und FE nach Gleichung 5.1 berechnen kann. Das Verhältnis $\frac{\omega_2}{\omega_1}$ wurde hierbei willkürlich auf den Wert 10 festgelegt, das heißt, es wurde aus den Phasenwerten der Frequenzeffekt für die Frequenzen 4.16Hz und 41.6Hz berechnet und dem Inversionsprogramm übergeben. Die FE -Werte wurden nach der Inversion unter Verwendung von Gleichung 5.1 wieder zurück in Phasenwinkel umgerechnet.

Die Sondierungskurven (Abbildung 5.3) zeigen besonders in den gemessenen Phasenwinkeln deutliche Abweichungen zwischen den beiden Messlokalationen. In den Rohdaten der nördlichen Sondierung (4a) deuten jeweils zwei Maxima und Minima in den Sondierungskurven des scheinbaren Widerstands auf einen Vierschichtfall hin. Die scheinbaren Phasenwinkel betragen dort maximal 10mrad . Die Sondierungskurve am südlichen Rand der ehemaligen Fumarole (4b) lässt sich gut durch einen Dreischichtfall erklären (zwei Maxima, ein Minimum), wobei hier die scheinbaren Phasenwinkel mit zunehmender Auslage auf bis zu 58mrad anwachsen.

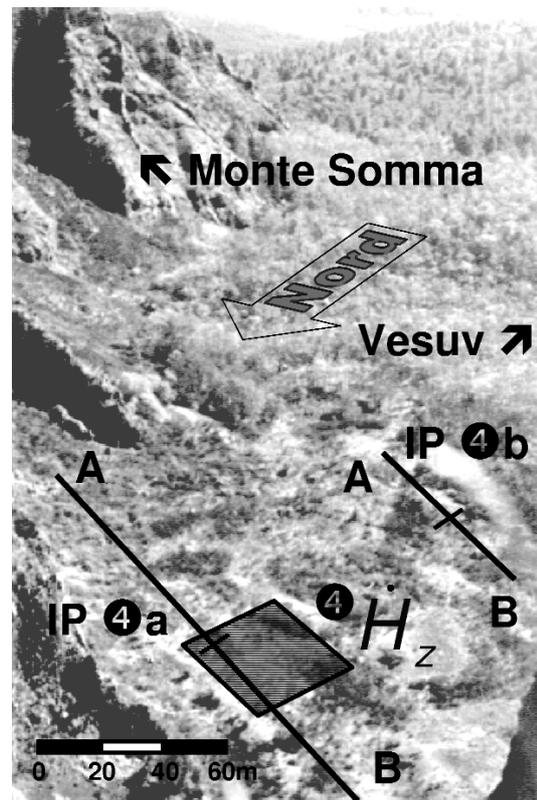


Abbildung 5.2: Blick vom Mt. Somma auf das „Valle del Gigante“ mit IP-Messaufbau und LOTEM-Empfänger Nr. 4. Links erstreckt sich halbkreisförmig der Mt. Somma, die ringförmigen Strukturen im Vordergrund sind ehemalige Fumarolen. Das schraffierte Viereck symbolisiert die Luftspule (H_z -Empfänger Nr. 4), die Linien die IP-Sondierungen 4a und 4b mit den Stromelektroden A und B.

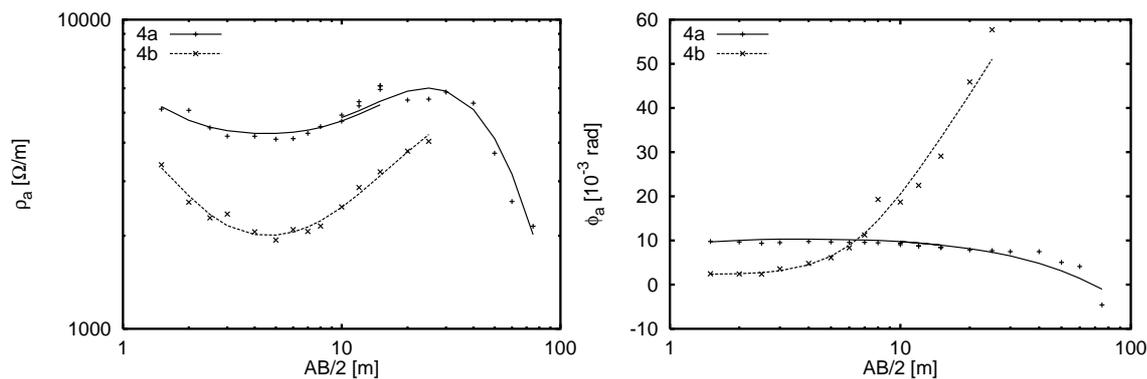


Abbildung 5.3: Sondierungskurven der IP-Messung am Vesuv, links scheinbarer Widerstand, rechts scheinbarer Phasenwinkel, jeweils für Sondierung 4a und 4b; Punkte: gemessene Daten; Linien: nach den Modellen aus Abbildung 5.4 berechnete Daten.

Die beiden mittels Inversionsrechnungen gewonnenen 1D-Modelle des Untergrunds sind in Abbildung 5.4 dargestellt. Der Auflösungsmatrix (hier nicht gezeigt), welche die Korrelation zwischen den einzelnen Parametern angibt, ist zu entnehmen, dass die Parameter der ersten und vierten Schicht sowie der hohe Widerstand der dritten Schicht bei Modell 4a nur ungenau bestimmbar sind. Die Parameter des Modells 4b lassen sich hingegen alle relativ genau aus den Rohdaten bestimmen. Beide Modelle zeigen Schichten mit einem deutlichen IP-Effekt, wobei an Lokation 4a die oberflächennahen Schichten in 0 – 9 m Tiefe Phasenwinkel von 8 – 10 mrad aufweisen, während an Lokation 4b extrem große Phasenwinkel (137 mrad) ab einer Tiefe von 6.6 m auftreten.

Der Ursache des starken IP-Effekts und der damit verbundenen großen Phasenwinkel liegt vermutlich in dem hohen Sulfidgehalt der Gesteine in der Umgebung der ehemaligen Fumarole. Diese Vermutung wird durch das Auftreten sehr großer Phasenwinkel ab 6.6 m Tiefe am südlichen Rand der ehemaligen Fumarole — also in Richtung des Vulkans, aus dessen Tiefen die schwefelhaltigen Gase herrührten — gestützt.

Das verwendete IP-Messgerät ermöglicht keine Bestimmung aller vier Cole-Cole-Parameter, da es nur bei einer einzigen, festgelegten Frequenz misst. Man kann jedoch die Größenordnung der Aufladbarkeit aus den ermittelten Phasenwinkeln ableiten, wenn man die Werte für τ und c grob abschätzt. Durch Einsetzen des Cole-Cole-Relaxationsmodells (Gleichung 3.1) in die Definition des Phasenwinkels (Gleichung 2.6) erhält man mit $c = 0.25$ bei der benutzten Frequenz $f = 4.16 \text{ Hz}$ den in Abbildung 5.5 für verschiedene τ -Werte dargestellten Zusammenhang zwischen dem Phasenwinkel ϕ und der Aufladbarkeit m . Ein Phasenwinkel von $\phi = 10 \text{ mrad}$ würde demnach einer Aufladbarkeit von $m \approx 0.1$ (vergleiche Modell 4a) und ein Phasenwinkel von $\phi = 137 \text{ mrad}$ einer Aufladbarkeit von $m > 0.75$ entsprechen (vergleiche Modell 4b).

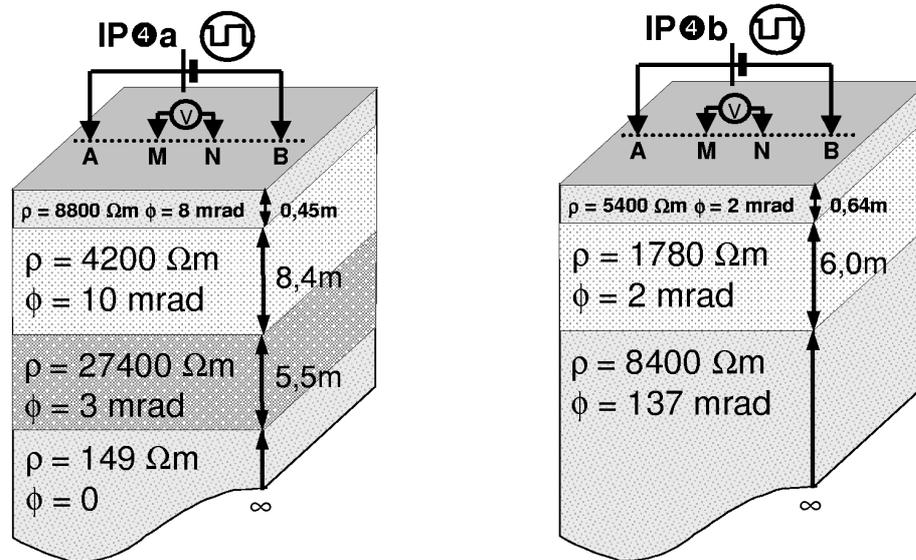


Abbildung 5.4: Durch Inversionsrechnung ermittelte 1D-Modelle für die IP-Sondierungen 4a und 4b am Vesuv.

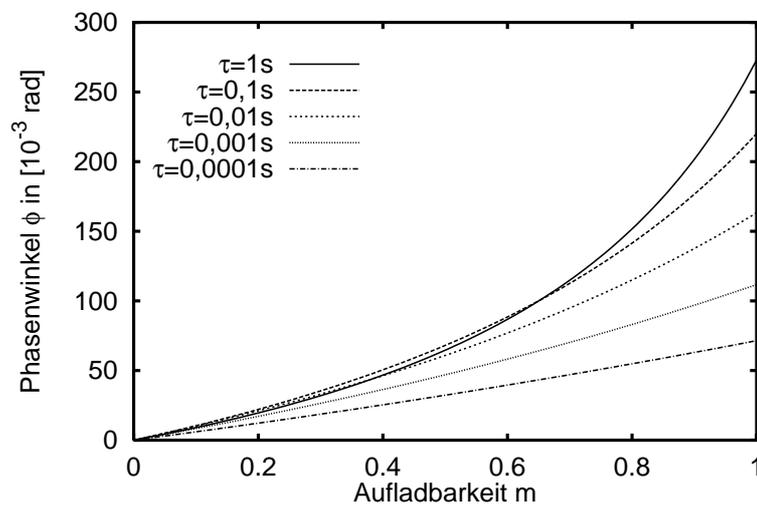


Abbildung 5.5: Zusammenhang zwischen dem Phasenwinkel ϕ und der Aufladbarkeit m für $c = 0.25$, $f = 4.16 \text{ Hz}$ sowie variablem τ .

5.2 LOTEM-Messung

Polarisierbare Schichten im Untergrund können nach den Sensitivitätsstudien in Kapitel 4.5.3 auch dann einen Einfluss auf LOTEM-Transienten haben, wenn die Empfängerstationen einige Kilometer vom Sender entfernt sind. Daher sollen nun exemplarisch die 1999 an den beiden Empfängerstationen 2 und 4 aufgezeichneten LOTEM-Transienten auf mögliche IP-Effekte hin untersucht werden. Das für die Messung der \dot{H}_z -Komponente an Station 4 verwendete Spulenkabel wurde direkt an der Oberfläche der ehemaligen Fumarole ausgelegt (siehe Abbildung 5.2), in deren Umgebung mit Hilfe der IP-Messungen stark polarisierbare Bereiche festgestellt wurden. Die Empfängerstation 2 lag etwa 840 m westlich von Station 4, in der Nähe der zum Gipfel des Vesuvs führenden Straße (Abbildung 5.1). Der dazugehörige Sender Tx1 befand sich nordwestlich der Stadt „Somma Vesuviana“, etwa 6 km von den beiden Empfängerstationen entfernt.

Als Grundlage für die Modellrechnungen werden im Folgenden — wie auch schon in Kapitel 4.5 — die Ergebnisse einer Joint-Inversion der jeweils gefilterten und gestapelten \dot{H}_z -Transienten von Station 4 sowie der E_x -Transienten von Station 2 verwendet. Das dazugehörige Leitfähigkeitsmodell ist in Abbildung 4.24 dargestellt (C. Scholl, pers. Mitt.). Anders als in den vorherigen Kapiteln werden nun *Einschaltvorgänge* betrachtet, da reell gemessene Daten meist auf das Gleichspannungsniveau vor dem Umschalten nivelliert werden, weil zu späten Zeiten die Transienten oft noch nicht ganz abgeklungen sind. Zudem wurden die berechneten Daten mit der am Sender gemessenen Impulsantwort gefaltet, um den Einfluss des Messsystems mit zu berücksichtigen. Insbesondere der Einfluss des analogen 300 Hz-Tiefpassfilters, der bei der Datenaufzeichnung als Antialiasfilter verwendet wurde, darf bei einem Vergleich von berechneten und gemessenen Daten besonders zu frühen Zeiten nicht außer Acht gelassen werden (siehe auch Kapitel 6).

Neben den an Station 2 aufgezeichneten E_x -Transienten sind in Abbildung 5.6 die anhand des 1D-Joint-Modells (Abbildung 4.24) berechneten Daten dargestellt. Bei den Modellrechnungen wurden jeweils einer der vier Schichten zusätzlich zum vorgegebenen Gleichstromwiderstand ρ_0 die Cole-Cole-Parameter $\tau = 0.01 s$, $c = 0.25$ und $m \in \{0, 0.1, 0.3, 0.5\}$ zugewiesen. Da der Kalibrierungsfaktor bei der Joint-Inversion frei gehalten wurde, mussten die berechneten Kurven nachträglich um den Faktor 0.525 nach unten verschoben werden, um eine möglichst gute Anpassung zu erhalten. Der Kalibrierungsfaktor dient zur Korrektur von „Static-Shift“-Effekten, die durch kleinräumige, oberflächennahe Strukturen — welche bei den Inversionsrechnungen nicht berücksichtigt werden — verursacht werden [Hördt, 1989].

Die berechneten Kurven zeigen ohne Berücksichtigung des IP-Effekts eine relativ gute Übereinstimmung mit den gemessenen Daten, mit Ausnahme des Bereichs $4 ms < t < 20 ms$, in dem die berechneten Feldstärken etwas zu niedrig ausfallen. Dieser Zeitbereich lässt sich zwar durch eine getrennte Inversion der E_x -Komponente besser anpassen, es soll hier aber gerade untersucht werden, ob man die Diskrepanz zwischen den E_x - und \dot{H}_z -Daten möglicherweise auf IP-Effekte zurückführen kann.

Eine erhöhte Aufladbarkeit der obersten, 480 m mächtigen Schicht macht sich in den berechneten E_x -Transienten kaum bemerkbar (Abbildung 5.6 oben links). Der IP-Effekt

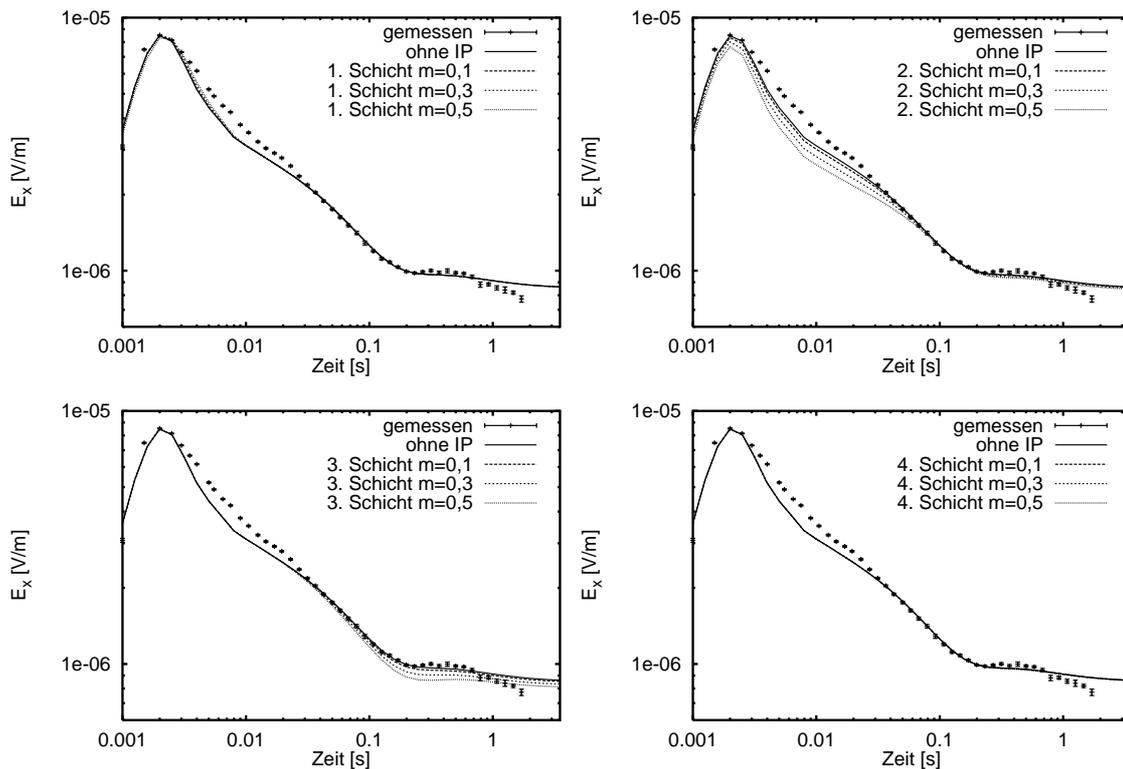


Abbildung 5.6: Auswirkung von polarisierbaren Schichten auf die E_x -Transienten an Station 2 der Vesuvmessung.

äußert sich hier nur durch eine sehr kleine Anhebung des Transienten zu sehr frühen Zeiten ($t \leq 2 \text{ ms}$) und eine geringe Abschwächung zu etwas späteren Zeiten ($3 \text{ ms} < t < 8 \text{ ms}$).

Wie nach der Sensitivitätsstudie in Kapitel 4.5.3 zu erwarten, ist der Einfluss des IP-Effekts am größten, wenn die zweite, gut leitfähige Schicht ($480 \text{ m} < z < 1680 \text{ m}$) polarisierbar ist (Abbildung 5.6 oben rechts). Durch den IP-Effekt wird der E_x -Transient im Bereich $1 \text{ ms} < t < 0.1 \text{ s}$ deutlich abgeschwächt. Zu späten Zeiten ($t > 0.1 \text{ s}$) findet eine leichte Vergrößerung der Feldstärke gegenüber dem nichtpolarisierbaren Fall statt. Die Anpassung der berechneten Daten an die gemessenen wird dadurch jedoch schlechter, das heißt, polarisierbare Bereiche in dieser Tiefe kommen als Ursache für die schlechte Anpassung bei $4 \text{ ms} < t < 20 \text{ ms}$ nicht in Frage.

Eine mögliche Polarisierbarkeit der dritten Schicht ($1680 \text{ m} < z < 3280 \text{ m}$) macht sich erst zu späten Zeiten ($t > 30 \text{ ms}$) durch eine Abschwächung der E_x -Komponente bemerkbar (Abbildung 5.6 unten links). Der Einfluss ist dabei etwas geringer als bei der zweiten Schicht. Eine Aufladbarkeit von $m = 0.1$ würde einen IP-Effekt in der Größenordnung der Messgenauigkeit hervorrufen.

Polarisierbare Gebiete in Tiefen $z > 3280 \text{ m}$ haben keinen messbaren Einfluss auf die E_x -Komponente an Station 2 (Abbildung 5.6 unten rechts). In den berechneten Kurven ist

kein Unterschied zwischen den verschiedenen Aufladbarkeiten zu erkennen.

In Abbildung 5.7 sind die dazugehörigen \dot{H}_z -Transienten von Station 4 dargestellt. Die berechneten Kurven wurden zunächst mit der gemessenen Impulsantwort des Messsystems gefaltet und dann um den Faktor 1.45 nach oben („Static-Shift“-Korrektur) sowie um 0.7 ms zu früheren Zeiten hin verschoben. Die Verschiebung auf der Zeitachse ist notwendig, um Verzögerungen bei der Datenaufzeichnung, die unter anderem durch driftende Uhren oder durch die Messelektronik verursacht werden können, auszugleichen (siehe auch Kapitel 6.2). Die auf Basis des Joint-Modells berechneten Daten stimmen gut mit den gemessenen Daten überein. Einzig zu sehr frühen Zeiten ($t < 5\text{ ms}$) ist die Anpassung schlecht und die berechneten Werte liegen unterhalb der gemessenen.

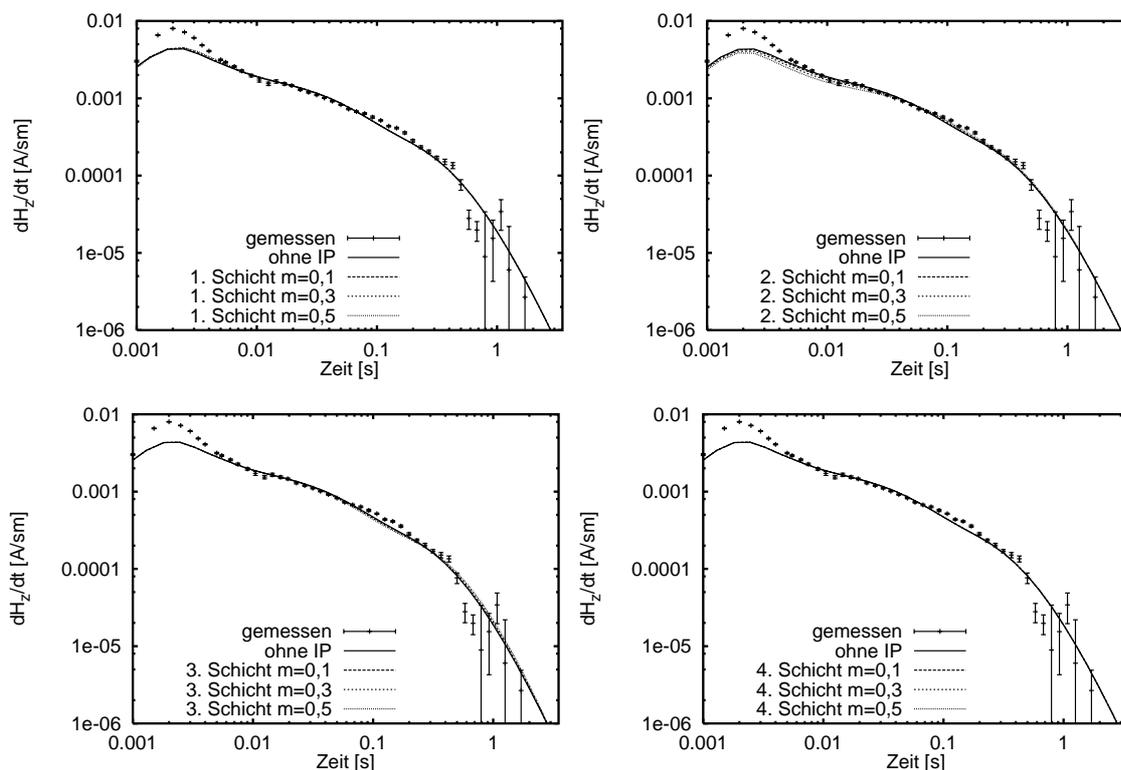


Abbildung 5.7: Auswirkung von polarisierbaren Schichten auf die \dot{H}_z -Transienten an Station 4 der Vesuvmessung.

Durch eine Polarisierbarkeit der obersten Schicht ($z < 480\text{ m}$) ergibt sich nur eine sehr geringe Abschwächung zu frühen Zeiten ($3\text{ ms} < t < 8\text{ ms}$) (Abbildung 5.7 oben links). Die stark polarisierbaren, oberflächennahen Bereiche, die durch die IP-Messungen an Station 4 nachgewiesen wurden, haben den Modellrechnungen zufolge also keinen signifikanten Einfluss auf die \dot{H}_z -Komponente.

Ein messbarer Einfluss von polarisierbaren Schichten auf den \dot{H}_z -Transienten ist nur für hohe Aufladbarkeiten in der zweiten Schicht ($480\text{ m} < z < 1680\text{ m}$) gegeben (Abbildung 5.7 oben rechts). Dort findet zu frühen Zeiten ($t < 50\text{ ms}$) eine Abschwächung und zu

späten Zeiten ($t > 50\text{ ms}$) eine geringe Verstärkung durch den IP-Effekt statt. Der Einfluss ist auf die \dot{H}_z -Komponente kleiner als auf die E_x -Komponente; die Verzerrung des \dot{H}_z -Transienten bei einer Aufladbarkeit der zweiten Schicht von $m = 0.1$ liegt in der Größenordnung der Messgenauigkeit. Es müssen also sehr hohe Polarisierbarkeiten in den gut leitfähigen Schichten im Untergrund vorhanden sein, um einen signifikanten IP-Effekt in \dot{H}_z an Station 4 hervorzurufen.

Der Einfluss von polarisierbaren Bereichen in der dritten und vierten Schicht (Abbildung 5.7 unten) ist sehr gering und mit der gegebenen Messgenauigkeit nicht auflösbar.

Zusammenfassend kann man sagen, dass sich zumindest eine mögliche Polarisierbarkeit der zweiten Schicht des Joint-Modells in den gemessenen Daten widerspiegeln müsste. Da die Anpassungen durch die Berücksichtigung des IP-Effekts an den Stationen 2 und 4 jedoch schlechter und nicht wie erhofft besser werden, scheint ein signifikanter Einfluss von polarisierbaren Schichten auf die Transienten an den untersuchten Empfängerstationen nicht vorhanden zu sein. Es kann vermutet werden, dass sich die — durch die IP-Messung an Station 4 — festgestellten hohen Aufladbarkeiten in oberflächennahen Schichten nicht in größere Tiefen fortsetzen und daher nur einen geringen Einfluss auf die LOTEM-Transienten ausüben. Die Abweichungen zwischen den gemessenen und den berechneten Daten können zumindest an den Stationen 2 und 4 nicht durch IP-Effekte erklärt werden und sind somit wahrscheinlich auf 3D-Leitfähigkeitsverteilungen, Effekte der Topographie oder systematische Fehler in der Datenerfassung zurückzuführen.

Die Modellrechnungen in diesem Kapitel lassen sich aber nicht ohne weiteres auf andere Stationen übertragen. Insbesondere für Stationen in der Nähe des Senders ist nach den Sensitivitätsstudien in Kapitel 4.5.3 ein größerer Einfluss durch oberflächennahe, polarisierbare Schichten zu erwarten.

Auswirkung des IP-Effekts auf die Messung der LOTEM-Systemantwort

Bei LOTEM-Messungen in unmittelbarer Nähe des Senders wird normalerweise davon ausgegangen, dass die aufgezeichneten Transienten nicht von der Schichtung des Untergrunds, sondern nur vom Verhalten der Messapparatur bestimmt werden, da die EM-Kopplung dort sehr schnell abklingt [Strack, 1992]. Die Abweichungen des gemessenen Transienten von der theoretisch erwarteten Form werden meist auf Einflüsse der Messelektronik (analoge Filter, A/D-Wandler etc.) und der verwendeten Sensoren sowie auf Abweichungen des Sendesignals von der Idealform zurückgeführt. Aus dem am Sender gemessenen Transienten bestimmt man dann die Impulsantwort $S(t)$ des Systems, die für alle Empfängerlokationen gleichermaßen verwendet wird, um die Einflüsse des Messsystems bei der Interpretation zu berücksichtigen. Wie aber aus den Modellrechnungen der vorherigen Kapitel deutlich wurde, ist insbesondere in der Nähe des Senders ein großer Einfluss polarisierbarer Bereiche auf die LOTEM-Messdaten besonders bei den E-Feldkomponenten zu erwarten. Durch diese IP-Effekte kann die ermittelte Systemantwort verzerrt werden, was zu Fehlinterpretationen führen kann.

Das bei einer Messung aufgezeichnete Signal $G(t)$ kann unter Berücksichtigung der beeinflussenden Größen durch eine Faltung ausgedrückt werden:

$$G(t) = T(t) * R(t) * I_a(t) * I_{step}(t) * EM_{Rx}(t) * IP_{Rx}(t) \quad (6.1)$$

$T(t)$ ist die Impulsantwort der verwendeten Aufzeichnungseinheit (Teamex-Box), $R(t)$ die der Feldsensoren (Elektroden, Spule, Kabel), $I(t)$ ist die Stromfunktion des Sendesignals, welche sich aus der idealen Stufenfunktion $I_{step}(t)$ und den Abweichungen des Sendesignals $I_a(t)$ von dieser Stufenfunktion zusammensetzt. $EM_{Rx}(t)$ beschreibt die EM-Kopplung des Untergrunds und $IP_{Rx}(t)$ den IP-Effekt am Ort des Empfängers. Es ist zu beachten, dass $IP(t)$ im Allgemeinen nicht unabhängig von $EM(t)$ ist, da beide Zeitreihen

von der Leitfähigkeitsverteilung im Untergrund abhängen. Um im Feld aufgezeichnete LOTEM-Zeitreihen unter Berücksichtigung der Eigenschaften des Messsystems mit modellierten Daten vergleichen zu können, berechnet man üblicherweise die EM-Kopplung am Ort des Empfängers für eine ideale Stufenfunktion mittels numerischer Methoden ($= E(t)$) und faltet das Ergebnis mit der gemessenen Systemantwort $S(t)$:

$$S(t) * E(t) = \underbrace{T(t) * R(t) * I_a(t)}_{S(t)} * \underbrace{\overbrace{EM_{sys}(t)}^{\approx \delta(t)} * IP_{sys}(t)} * I_{step}(t)}_{E(t)} * EM_{Rx}(t) \quad (6.2)$$

Die EM-Kopplung am Ort der Systemantwortmessung $EM_{sys}(t)$ klingt in unmittelbarer Nähe zum Sender sehr schnell ab und kann daher in der Regel vernachlässigt werden. Falls polarisierbare Bereiche in Sendernähe vorhanden sind, ist nach den Ergebnissen der Modellrechnungen in Kapitel 4 zu vermuten, dass die Systemantwort durch IP-Effekte ($IP_{sys}(t)$) beeinflusst werden kann. Die berechnete Zeitreihe $S(t) * E(t)$ entspricht aber nur dann den gemessenen Daten $G(t)$ (siehe Gleichung 6.1), wenn gilt:

$$IP_{sys}(t) \stackrel{?}{=} IP_{Rx}(t) \quad (6.3)$$

Da die Stärke des IP-Effekts unter anderem von der Entfernung zum Sender und von den Cole-Cole-Parametern des Untergrunds abhängt, ist Gleichung 6.3 im Allgemeinen nicht erfüllt und es folgt: $G(t) \neq S(t) * E(t)$. Ein Vergleich der berechneten Daten mit den gemessenen Daten führt dann zu Fehlinterpretationen.

6.1 Messung der LOTEM-Systemantwort in Longerich

Um den Einfluss des IP-Effekts auf die Messung der Systemantwort mit Felddaten zu belegen, wurden im Mai 1999 Messungen mit einer verkleinerten LOTEM-Auslage auf einer ehemaligen Deponie in Longerich/Köln, begleitend zu einer dort stattfindenden IP-Messkampagne [Hönig *et al.*, 1999], durchgeführt. Der Messaufbau wurde dabei dem einer Systemantwortmessung nachempfunden: Während bei LOTEM-Messungen die Länge des Sendekabels in der Regel etwa 1 – 2 km beträgt, wurde bei der Messung in Longerich allerdings der vorhandene IP-Sendebipol mit einer Länge von nur 3 m verwendet. Seitlich des Sendekabels wurde in einer Entfernung von 3 m die E_x -Komponente und in 3.5 m Abstand die \dot{H}_z -Komponente aufgezeichnet (Abbildung 6.1).

Bei einer Spannung zwischen den Einspeisungspunkten von 200 V bis 700 V betrug die Sendestromstärke 1.0 A bis 1.5 A. Das Sendesignal hatte die in Abbildung 3.4 dargestellte Stufenform. Die Feldkomponenten wurden mittels einer Teamex-Apparatur mit einer Abtastfrequenz von 1000 Hz beziehungsweise 4000 Hz während den Ausschaltvorgängen aufgezeichnet.

Aufgrund des verkleinerten Messaufbaus ist ein noch geringerer Einfluss der EM-Kopplung auf das Messsignal im Vergleich zu den Systemantwortmessungen an einem

„echten“ LOTEM-Messaufbau zu erwarten. Der Einfluss des IP-Effekts auf die Systemantwortmessung in Longerich lässt sich trotz der unterschiedlichen Abmessungen zumindest qualitativ auf die LOTEM-Methode übertragen.

In der Aufzeichnungseinheit ist vor dem A/D-Wandler ein analoger Tiefpassfilter eingebaut, der hohe Frequenzen, die zu Alias-Effekten führen können, stark dämpft. Dieser Filter wird im Folgenden *Antialiasfilter* genannt, auch wenn er Alias-Effekte nicht hundertprozentig unterdrückt. Die Grenzfrequenz des Filters wurde je nach Abtastfrequenz auf 300 Hz beziehungsweise 1000 Hz eingestellt. Da dieser Filter hohe Frequenzen aus dem Messsignal herausfiltert, werden steile Flanken und Stufen nur abgerundet aufgezeichnet, was sich besonders auf die ersten Messpunkte nach dem Ausschalten des Sendestromes auswirkt. Zudem wird das Messsignal auch durch andere Bauelemente der Aufzeichnungseinheit — wie zum Beispiel den A/D-Wandler oder nicht ganz linear arbeitende Vorverstärker — zusätzlich verfälscht, sodass für einen Vergleich der gemessenen Zeitreihen mit berechneten Daten die Eigenschaften der Teamex-Box gut bekannt sein müssen. Hierfür habe ich die bei der Messung in Longerich verwendete Teamex-Box Nr. 15 im Labor untersucht und durch das Registrieren eines definierten Signals die Impulsantwort der Aufzeichnungseinheit $T(t)$ ermittelt. Die Labormessungen werden im Anhang C.2 näher beschrieben.

Bei der Modellierung unberücksichtigt geblieben sind die Einflüsse, die durch Abweichungen des Sendesignals von der idealen Stufenform verursacht wurden ($I_a(t)$), sowie Effekte, die durch die Messsonden und Kabel hervorgerufen wurden ($R(t)$). Besonders bei der Registrierung der \dot{H}_z -Komponente mit den Kernspulen können Verzerrungen des Signals aufgrund von Sättigung der Spule oder Nichtlinearität des eingebauten Vorverstärkers auftreten.

6.2 Datenverarbeitung

In Longerich wurde an neun verschiedenen Lokationen die \dot{H}_z -Komponente und an fünf verschiedenen Lokationen die E_x -Komponente seitlich des von Messpunkt zu Messpunkt wandernden Sendebipols aufgezeichnet. An allen Stationen wurden jeweils 32 Ausschaltvorgänge registriert, wobei die Polarität des Sendestromes nach jedem Ausschaltvorgang gewechselt wurde.

Aus den für jede Lokation und Komponente aufgezeichneten 32 Zeitreihen wurde anschließend mit Hilfe der üblichen digitalen 50 Hz - und $16\frac{2}{3}\text{ Hz}$ -Filter das kohärente an-

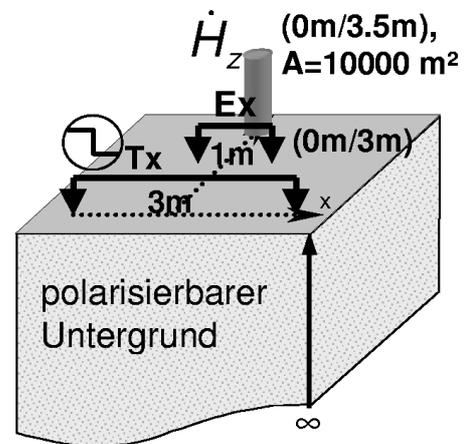


Abbildung 6.1: Messaufbau zur Messung der Systemantwort in Longerich/Köln mit Sender T_x sowie den Empfängern E_x und \dot{H}_z .

thropogene Rauschen entfernt. Danach wurden die Zeitreihen selektiv gestapelt und der Gleichspannungsanteil im Bereich vor dem Ausschalten ($t < 0$) auf null nivelliert, wodurch die gemessenen Ausschaltvorgänge in der Darstellung zu Einschaltvorgängen wurden. Für die Abbildungen mit logarithmischer Zeitachse wurden die Daten zudem über ein Hanningfenster mit zeitlich variabler Breite geglättet. Die resultierenden Zeitreihen sind mit den dazugehörigen Anpassungen in Anhang C.1 abgebildet. Zusätzlich ist dort auch eine Übersicht über die Parameter aller Messlokationen zu finden.

Exemplarisch sind in Abbildung 6.2 die an Station 171 und 153 mit jeweils unterschiedlichen Antialiasfiltern aufgezeichneten Zeitreihen der E_x -Komponente in doppelt-logarithmischer Form dargestellt. Während die linke Kurve (171) mit einer Abtastfrequenz von 1000 Hz und einem 300 Hz -Antialiasfilter aufgezeichnet wurde, betrug die Abtastfrequenz der rechten Kurve (153) 4000 Hz und die Grenzfrequenz des Filters 1000 Hz .

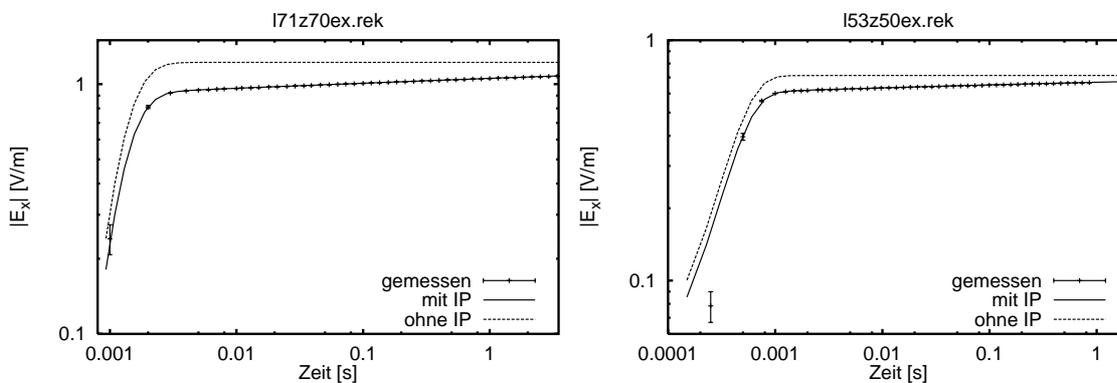


Abbildung 6.2: Gemessene und berechnete E_x -Transienten der Stationen 171 und 153. 171 (links): Abtastfrequenz 1000 Hz , 300 Hz -Antialiasfilter; 153 (rechts): Abtastfrequenz 4000 Hz , 1000 Hz -Antialiasfilter.

Die Form der Kurven zeigt eine deutliche Zweiteilung. Von $t = 0$ bis zum Zeitpunkt $t = 3\text{ ms}$ (171) (beziehungsweise $t = 1\text{ ms}$ bei Messung 153) findet eine sehr schnelle Zunahme des gemessenen Feldes statt. Theoretisch ist nach der Definition der Aufladbarkeit m (siehe Kapitel 3.1.2) ein sofortiger Sprung der E_x -Komponente bei $t = 0$ auf den Wert $E_x(t = +0) = (1 - m) E_x(t \rightarrow \infty)$ zu erwarten. Die Abweichungen davon sind im Wesentlichen auf den Einfluss des Antialiasfilters zurückzuführen, der diese Stufe durch Herausfiltern schneller Änderungen abrundet. Ab $t = 3\text{ ms}$ (171) (beziehungsweise $t = 1\text{ ms}$ bei Messung 153) findet ein langsamer Anstieg des Feldes bis zum Gleichspannungswert $E_x(t \rightarrow \infty)$ statt. Dieser Abschnitt wird hauptsächlich durch die Cole-Cole-Parameter des Untergrunds bestimmt.

Die EM-Kopplung $EM_{\text{sys}}(t)$ spielt in unmittelbarer Nähe des Senders in dem aufgezeichneten Zeitfenster keine Rolle (siehe auch Kapitel 3.3 und 3.4). Die gemessenen Daten lassen sich daher analog zum scheinbaren Widerstand bei der Geoelektrik mit den scheinbaren Cole-Cole-Parametern eines homogenen Halbraums anpassen. Hierzu wurde das ausgedehnte Sendekabel durch Integration über 10 Stromdipole angenähert. Die

berechneten Zeitreihen wurden anschließend mit der im Labor ermittelten Impulsantwort der Aufzeichnungseinheit $T(t)$ unter Berücksichtigung des verwendeten Antialiasfilters gefaltet. Nicht beachtet wurde die Ausdehnung des 1 m langen Empfangsdipols, was nach Modellrechnungen dazu führt, dass die ermittelten ρ_0 -Werte um etwa 2% zu niedrig ausfallen. Auf die restlichen Cole-Cole-Parameter hat dies aber keinen Einfluss.

Die berechneten Kurven wurden um maximal $\pm 0.35 \text{ ms}$ auf der Zeitachse verschoben, um eine möglichst gute Synchronisation mit den gemessenen Daten zu erhalten. Verzögertes Reagieren der Elektronik beim Ausschalten des Sendesignals oder driftende Uhren sowie Ungenauigkeiten bei der Interpolation der berechneten Daten und der Impulsantwort bei der Faltung können neben der Vernachlässigung von $R(t)$ und $I_a(t)$ Gründe für die auftretende zeitliche Verschiebung sein.

Zu den Messdaten konnten mittels Trial and Error Cole-Cole-Parameter gefunden werden, mit denen sich die gemessenen E_x -Transienten sehr gut erklären lassen (siehe Abbildung 6.2 sowie Anhang C.1). Die so ermittelten Cole-Cole-Parameter lauten für Station I71: $\rho_0 = 96.5 \Omega m$, $m = 0.315$, $\tau = 0.5 \text{ s}$, $c = 0.205$ und für Station I53: $\rho_0 = 56.2 \Omega m$, $m = 0.22$, $\tau = 0.02 \text{ s}$, $c = 0.2$.

Durch ρ_0 wird der Wert des E-Feldes zu späten Zeiten vorgegeben ($E_x(t \rightarrow \infty)$). Die Aufladbarkeit m macht sich besonders zu frühen Zeiten bemerkbar. Verfolgt man die reine IP-Kurve ohne Berücksichtigung der durch den Antialiasfilter beeinflussten Zeitpunkte bis zum Schaltzeitpunkt $t = +0$ zurück, so erhält man den $(1 - m)$ -ten Bruchteil des Gleichspannungswertes $E_x(t \rightarrow \infty)$. Die beiden Cole-Cole-Parameter τ und c spiegeln sich hauptsächlich in der Krümmung der Kurven wider (vergleiche auch Abbildung 3.5) und können von Messpunkt zu Messpunkt stark variieren. Wegen des geringen Abstands zwischen Sender und Empfänger sind die ermittelten physikalischen Parameter jeweils nur für ein sehr kleines Gebiet repräsentativ. Da der Untergrund im Messgebiet eine sehr inhomogene Struktur aufweist, sind die Cole-Cole-Parameter nur bedingt mit den Ergebnissen der parallel durchgeführten IP-Messung vergleichbar. Insbesondere die Werte für τ streuen bei beiden Messungen von Punkt zu Punkt sehr stark. Die Größenordnungen der gemessenen Werte stimmen aber gut überein.

Das gemessene Signal $E_x(t)$ lässt sich wieder durch eine Faltung ausdrücken:

$$E_x(t) = \overbrace{T(t)}^{\text{Labor}} * \underbrace{R(t)}_{\approx R\delta(t)} * \overbrace{I_a(t) * EM_{\text{sys}}(t)}^{\approx \delta(t)} * I_{\text{step}}(t) * IP_{\text{sys}}(t) \quad (6.4)$$

Die Einflüsse von $I_a(t)$ und $EM_{\text{sys}}(t)$ wurden bei den Modellrechnungen vernachlässigt. Zudem wurde angenommen, dass die Elektrodenanordnung zur Messung des elektrischen Feldes nur einen Einfluss auf die Amplitude des gemessenen Signals hat und somit $R(t)$ durch $R\delta(t)$ ersetzt werden kann. Der Faktor R ergibt sich dann direkt aus dem Abstand zwischen den beiden Elektroden. $T(t)$ ist aus den Labormessungen bekannt und $I_{\text{step}}(t) * IP_{\text{sys}}(t)$ kann mit dem Programm *tipforward1d* berechnet werden. Zur Umrechnung der aufgezeichneten beziehungsweise berechneten E_x -Transienten in Impulsantworten $S(t)$ wurden die Zeitreihen mit Hilfe einer Differenzenformel nach der Zeit abgeleitet und

anschließend auf die Fläche unter der Kurve normiert. Wegen $\partial_t I_{step}(t) = I\delta(t)$ [Buttkus, 1991] gilt dann mit Gleichung 6.2:

$$\frac{\partial_t E_x(t)}{I} = T(t) * R\delta(t) * IP_{sys}(t) = S(t) \quad (6.5)$$

Zur direkten Bestimmung der Impulsantwort wäre eine Deltafunktion als Sendesignal notwendig, was sich jedoch technisch nicht realisieren lässt. Die gemessenen \dot{H}_z -Transienten sind schon Zeitableitungen des Feldes und müssen somit nur noch auf die Fläche unter der Kurve normiert werden.

Bei der Anpassung der gemessenen \dot{H}_z -Impulsantworten durch berechnete Daten ergaben sich folgende Hindernisse:

- Die Berechnung des magnetischen Feldes ist in der Nähe des Senders mit dem verwendeten Algorithmus ungenau, da wir uns schon während den ersten Zeitpunkten im Spätzeitbereich des abklingenden Feldes befinden. Der Einfluss der Polarisierbarkeit des Untergrunds kann somit für die \dot{H}_z -Komponente nicht zuverlässig berechnet werden. Abhilfe könnte der neu entwickelte Algorithmus von T. Hanstein schaffen, der zum einen andere Anschlussbedingungen an den Grenzflächen und zum anderen neu berechnete und optimierte Koeffizienten für die Hankeltransformation verwendet (T. Hanstein, pers. Mitt.). Damit ließe sich die \dot{H}_z -Komponente auch für späte Zeiten noch sehr genau bestimmen.
- Das Unterprogramm *frit* — zuständig für die Transformation der im Frequenzbereich berechneten Felder in den Zeitbereich — arbeitet zwar bei der Transformation des elektrischen und magnetischen Feldes zuverlässig, bei der Transformation der Zeitableitung der Felder können jedoch in der Nähe des Senders sehr große Fehler auftreten. Gute Ergebnisse lassen sich dennoch erzielen, indem man die Felder zuerst in den Zeitbereich transformiert und dann mittels einer Differenzenformel nach der Zeit ableitet.
- Der Einfluss der Kernspulen auf das Messsignal ist weitgehend unbekannt, da für sie keine Impulsantworten $R(t)$ vorliegen, die unter definierten Bedingungen im Labor ermittelt wurden. Laut Herstellerangaben verhalten sich die Kernspulen im Bereich von 0.1 Hz bis 10000 Hz nahezu linear. Eine Sättigung der Spulen aufgrund zu hoher Feldstärken kann durch folgende Überlegung ausgeschlossen werden: Das größte detektierbare Signal liegt für die Kernspulen bei $68000\gamma\text{ Hz} = 6.8 \cdot 10^{-5}\text{ V/m}^2$ [Stahl, 1999], sodass mit $A = 10000\text{ m}^2$ eine maximale Ausgangsspannung von 0.68 V möglich ist. Die höchsten Spannungen der in Longerich aufgezeichneten \dot{H}_z -Zeitreihen lagen bei etwa 0.2 V . Nur an Station 182 wurden kurzzeitig 0.42 V erreicht.
- In der Zeitableitung des magnetischen Feldes sind bei der benutzten Messkonfiguration in dem berechneten Zeitfenster kaum Informationen über den Boden enthalten. Sämtliche Cole-Cole-Parameter können in großen Bereichen variiert werden, ohne dass sich die berechneten Daten merklich ändern.

Trotz der oben genannten Punkte lassen sich die gemessenen \dot{H}_z -Zeitreihen unter Berücksichtigung der im Labor gemessenen Impulsantworten relativ gut anpassen (siehe Anhang C.1). Daraus kann geschlossen werden, dass der Verlauf der \dot{H}_z -Komponente im Wesentlichen durch die Eigenschaften der Aufzeichnungseinheit und durch das Dipolmoment des Senders bestimmt werden.

6.3 Vergleich der Systemantworten

Die in Abbildung 6.3 dargestellten normierten Impulsantworten wurden auf unterschiedliche Arten bestimmt. Bei den in der oberen Reihe abgebildeten Kurven wurde bei der Aufzeichnung ein 300 Hz -Antialiasfilter verwendet. Das Maximum der im Labor bestimmten Impulsantwort liegt für diese Filtereinstellung bei $t = 0.75\text{ ms}$ und somit vor den Maxima der im Feld bestimmten Impulsantworten.

Die bei der Vesuv-Messung aus der E_x -Komponente mit einer Abtastfrequenz von 2000 Hz ermittelte Impulsantwort (Abbildung 6.3 oben rechts) stimmt mit der Labormessung bis auf eine Verschiebung auf der Zeitachse um etwa 0.25 ms recht gut überein. Kleinere Abweichungen sind zu späteren Zeiten zu beobachten, wo die Vesuv-Impulsantwort leicht um die Nulllinie herum schwankt.

Die in Longerich aus der E_x -Zeitreihe 171 abgeleitete Impulsantwort (oben links) scheint hingegen etwas langsamer abzufallen. Ob das Maximum mit der Labormessung übereinstimmt, lässt sich bei diesen Daten nicht feststellen, da zwischen $t = 0$ und $t = 1\text{ ms}$ bei einer Abtastfrequenz von 1000 Hz keine Abtastwerte liegen. Das langsame Abfallen der Impulsantwort kann in den Longerich-Daten auf den IP-Effekt zurückgeführt werden, wie weiter unten durch Modellrechnungen gezeigt wird.

Die Impulsantworten, die aus den \dot{H}_z -Zeitreihen gewonnen wurden, zeigen sowohl für die Kern- als auch für die Luftspule insgesamt eine breitere Form (Abbildung 6.3 oben). Die Maxima sind aufgrund der Normierung schwächer ausgeprägt als bei den anderen Impulsantworten. Die Abtastfrequenz betrug bei den Vesuv-Messungen sowohl für die Luftspule als auch für die Kernspule 2000 Hz .

Bei der Bestimmung der in Abbildung 6.3 unten rechts dargestellten Impulsantworten wurden 1000 Hz -Antialiasfilter verwendet. Die Abtastfrequenz betrug bei allen Messungen 4000 Hz . Im Gegensatz zu den Impulsantworten in der oberen Reihe haben hier die Kurven große Ähnlichkeit miteinander. Insbesondere die Maxima der Impulsantworten liegen alle fast deckungsgleich bei $t = 0.5\text{ ms}$.

Im Folgenden soll untersucht werden, inwiefern der IP-Effekt für Abweichungen der durch Feldmessung bestimmten Systemantwort verantwortlich sein kann. Während in den aufgezeichneten E_x -Transienten der Einfluss der Polarisierbarkeit deutlich zu sehen war (Abbildung 6.2), lassen sich die IP-Effekte in den aus Messungen bestimmten Impulsantworten $S(t)$ jedoch nur sehr schwer nachweisen, da andere Einflüsse die Effekte überdecken. Zudem ist die Abtastfrequenz oft niedrig, sodass die gesamte Impulsantwort durch weniger als 10 Werte wiedergegeben wird, bevor sie im Rauschen der Messwerte untergeht. In Abbildung 6.4 sind daher zur Verdeutlichung neben den im Labor und in

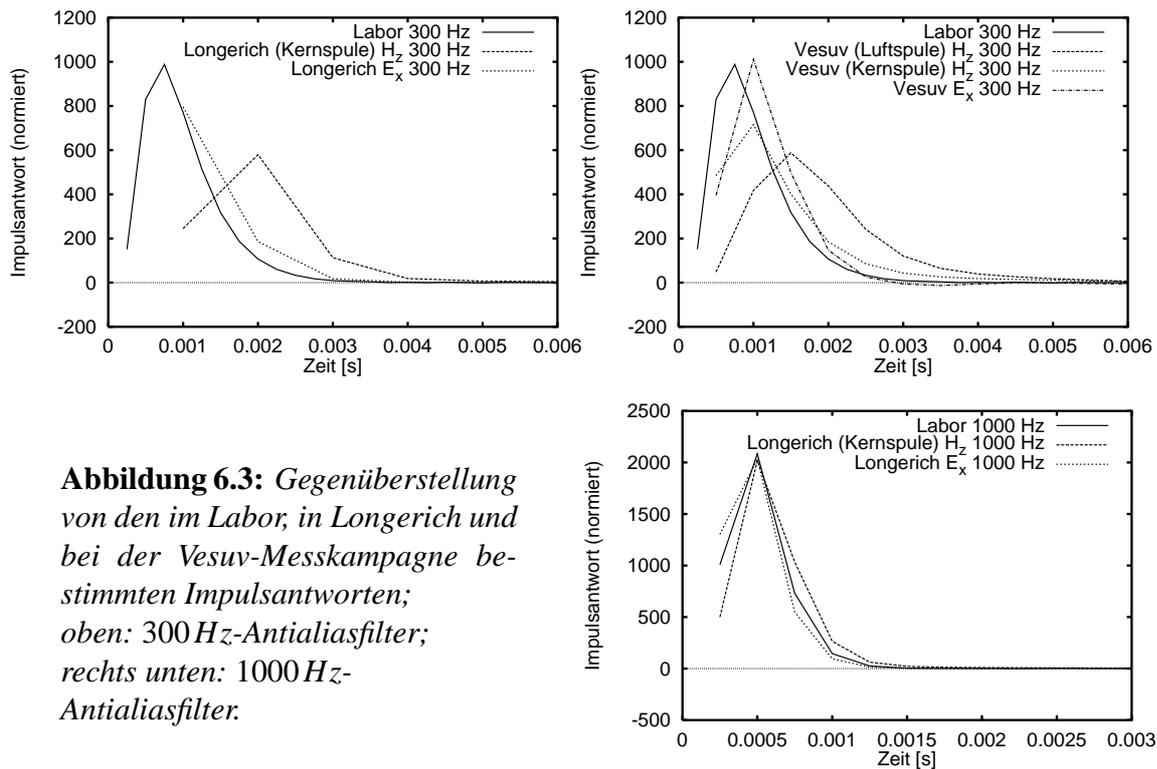


Abbildung 6.3: Gegenüberstellung von den im Labor, in Longerich und bei der Vesuv-Messkampagne bestimmten Impulsantworten; oben: 300 Hz-Antialiasfilter; rechts unten: 1000 Hz-Antialiasfilter.

Longerich gemessenen Impulsantworten auch berechnete Impulsantworten eingezeichnet, die durch Zeitableitung der in Abbildung 6.2 gezeigten Modellkurven bestimmt wurden.

Der IP-Effekt macht sich in den E_x -Zeitreihen bei einem Einschaltvorgang durch eine charakteristische langsame Zunahme des Feldes bemerkbar, wobei es unter Umständen einige Sekunden dauern kann, bis der Gleichspannungswert erreicht wird (Abbildung 6.2). Das hat zur Folge, dass die Zeitableitung der E_x -Zeitreihe nur sehr langsam abklingt, was sich dann auch in der daraus abgeleiteten Impulsantwort bemerkbar macht.

Das Abklingverhalten der Impulsantwort wird zwar zu frühen Zeiten noch in erster Linie durch die Eigenschaften der Aufzeichnungseinheit ($T(t)$) bestimmt, danach macht sich jedoch der IP-Effekt ($IP_{sys}(t)$) zunehmend bemerkbar. Die Größe des IP-Effekts hängt dabei von den Cole-Cole-Parametern m , τ und c ab. Um den Einfluss dieser Parameter auf die Systemantwort näher zu untersuchen, wurden Modellrechnungen durchgeführt, bei denen jeweils einer der Cole-Cole-Parameter variiert wurde, während die anderen beiden Parameter festgehalten wurden (Abbildung 6.5). Die berechneten Daten wurden mit der im Labor bestimmten Impulsantwort der Aufzeichnungseinheit ($T(t)$ mit 300 Hz-Antialiasfilter) gefaltet, um den Einfluss der Messapparatur zu berücksichtigen.

Die Modellrechnungen zeigen eine deutliche Abhängigkeit der Systemantwort von der Aufladbarkeit m (Abbildung 6.5 oben links). Die Verzerrung der Systemantwort nimmt besonders zu späten Zeiten mit wachsendem m zu. Die beiden Cole-Cole-Parameter τ (oben rechts) und c (unten rechts) haben hingegen einen geringeren Einfluss auf die Sys-

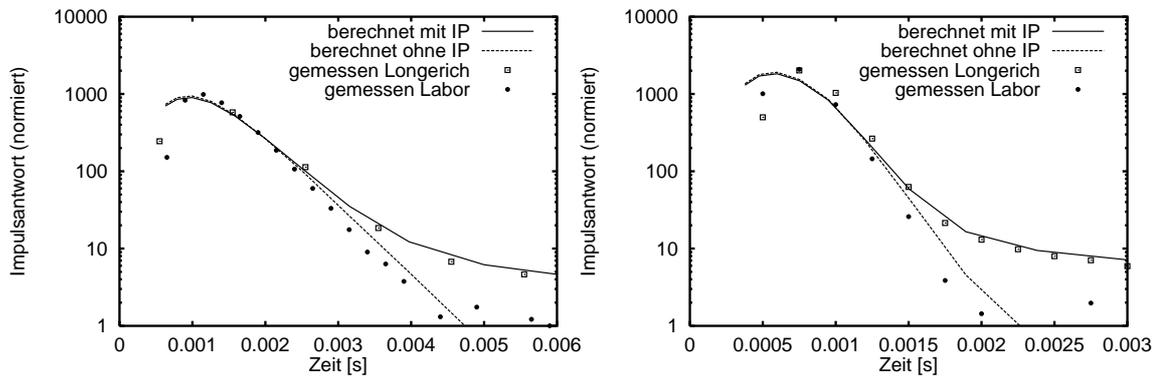


Abbildung 6.4: Berechnete und gemessene E_x -Impulsantworten; Zeitachse linear, normierte Impulsantwort logarithmisch skaliert; links mit 300 Hz-Filter: Longerich (171) um -0.45 ms, Labor um $+0.4$ ms verschoben; rechts mit 1000 Hz-Filter: Longerich (153) und Labor um $+0.25$ ms verschoben.

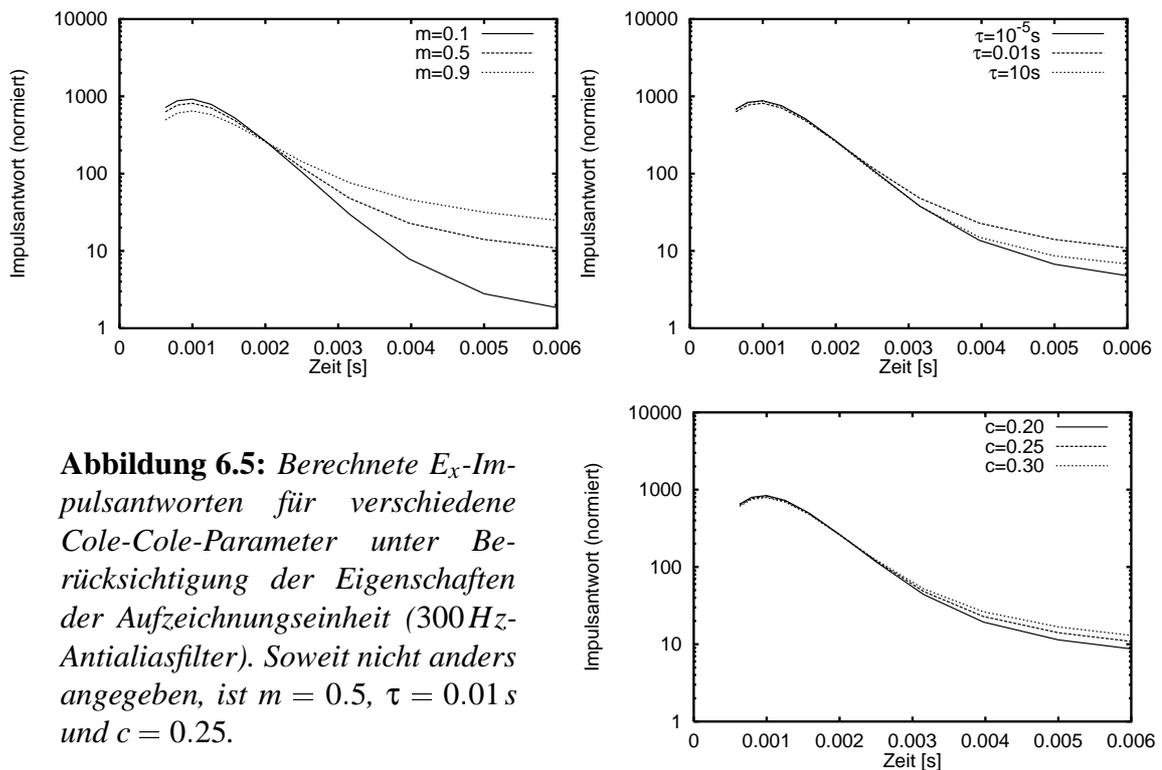


Abbildung 6.5: Berechnete E_x -Impulsantworten für verschiedene Cole-Cole-Parameter unter Berücksichtigung der Eigenschaften der Aufzeichnungseinheit (300 Hz-Antialiasfilter). Soweit nicht anders angegeben, ist $m = 0.5$, $\tau = 0.01$ s und $c = 0.25$.

temantwort. Die Verzerrung der Systemantwort ist für mittlere τ - und große c -Werte maximal.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die im Feld bestimmten Impulsantworten im Allgemeinen nicht nur wie gewünscht die Eigenschaften des Messsystems wiedergeben, sondern durchaus auch durch physikalische Parameter des Untergrunds beeinflusst werden können. Die EM-Kopplung darf zwar in unmittelbarer Nähe des Senders für $t > 1 \text{ ms}$ vernachlässigt werden; der IP-Effekt jedoch — der besonders in der Nähe des Senders großen Einfluss auf die E_x -Komponente hat — kann die gemessene Impulsantwort verzerren. Der IP-Effekt macht sich dabei hauptsächlich durch ein langsames Abklingen der Impulsantwort bemerkbar.

Die am Vesuv gemessenen E_x -Impulsantworten zeigen eine relativ gute Übereinstimmung mit den im Labor bestimmten Impulsantworten, sodass angenommen werden kann, dass in den Vesuv-Daten keine starkten IP-Effekte vorhanden sind. Das Schwanken der Werte um null zu späten Zeiten ist nicht typisch für einen IP-Effekt und ist vermutlich auf Oszillationen des Sendesignals oder auf ein niedriges Signal-Rauschverhältnis zurückzuführen. Da sich der IP-Effekt besonders in den E_x -Transienten und nicht so gut in deren Zeitableitung bemerkbar macht, sollte in Zukunft ein besonderes Augenmerk auf die im Feld aufgezeichneten E_x -Transienten gerichtet werden. Ist die Aufladbarkeit des Untergrunds hinreichend groß, so kann der Einfluss der Polarisierbarkeit des Untergrunds durch das charakteristische Abklingverhalten der IP-Kurve in der E_x -Komponente erkannt werden.

IP-Effekte könnten bei der Bestimmung der Impulsantwort des Messsystems jedoch durch eine andere Vorgehensweise auch komplett vermieden werden. Dazu müsste man die Impulsantworten jeder Komponente des Messsystems getrennt voneinander bestimmen und anschließend jeweils durch Faltung mit den berechneten Daten bei den Modellrechnungen berücksichtigen. Die Impulsantworten der verwendeten Sensoren $R(t)$ und der Aufzeichnungseinheit $T(t)$ lassen sich am besten im Labor unter definierten Umgebungsbedingungen bestimmen, soweit nicht schon zuverlässige technische Daten des Herstellers vorliegen. Aufgrund der sehr hohen und damit gefährlichen Spannungen am Sender konnte das wahre Sendesignal $I_a(t) * I_{step}(t)$ bisher nicht ohne weiteres aufgezeichnet werden. Durch einen entkoppelten Nebenschlusswiderstand im Sendekabel besteht neuerdings jedoch die Möglichkeit, das Sendesignal direkt an der Sendeapparatur aufzuzeichnen. Zur Bestimmung der Impulsantwort des gesamten Messsystems ist man damit nicht mehr auf Messungen der elektrischen und magnetischen Felder in der Nähe des Senders angewiesen und kann mögliche Einflüsse von polarisierbaren Bereichen auf die Impulsantwort prinzipiell vermeiden.

Teil III

Ergebnisse

Ergebnisse und Schlussfolgerungen

Wie auch bei der Magnetotellurik und der „Loop-Loop“-Methode kann die Induzierte Polarisation bei der LOTEM-Methode eine wichtige Rolle spielen. Verursacht werden die IP-Effekte durch elektrochemische und elektrokinetische Prozesse, die beim Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes (LOTEM-Sender) Ladungstrennung im Untergrund hervorrufen. Die dadurch erzeugte Polarisierung des Bodens hinkt dem verursachenden elektrischen Quellfeld hinterher, da die Ladungstrennung nicht instantan erfolgt, sondern zeitlich verzögert. Der Zusammenhang zwischen dem am Gestein anliegenden elektrischen Feld und dem Stromfluss durch das Gestein kann im Frequenzbereich durch das ohmsche Gesetz beschrieben werden, wenn man den ohmschen Widerstand durch eine frequenzabhängige, komplexe Impedanz ersetzt. Den Modellrechnungen in dieser Arbeit wurde das Cole-Cole-Relaxationsmodell zugrunde gelegt, welches das Frequenzverhalten des komplexen Widerstands in Gesteinen durch die vier Cole-Cole-Parameter ρ_0 (spezifischer Widerstand im Gleichstromfall), m (Aufladbarkeit), τ (Zeitkonstante des Relaxationsprozesses) und c (Dispersionsindex) beschreibt. Die sehr guten Modellanpassungen der in Longerich aufgezeichneten IP-Transienten bestätigen die Anwendbarkeit des Cole-Cole-Relaxationsmodells auf real auftretende polarisierbare Gesteine.

Die *schnelle Hankeltransformation* bewährte sich als eine sehr schnelle und für die meisten Konfigurationen auch äußerst genaue Methode zur Berechnung der elektromagnetischen Felder und deren Zeitableitungen unter Berücksichtigung der Induzierten Polarisation für eindimensional geschichtete Halbräume. Durch Vergleiche der mittels *tip-forward1d* berechneten Daten mit analytischen Lösungen sowie mit Ergebnissen anderer Modellierungsprogramme konnte für typische LOTEM-Konfigurationen gezeigt werden, dass die verwendeten Algorithmen sowohl im Frequenz- als auch im Zeitbereich sehr exakte Ergebnisse liefern. Größere Ungenauigkeiten zeigten sich jedoch in der Nähe des Senders bei der Berechnung des magnetischen Feldes sowie der Zeitableitung des elektrischen und magnetischen Feldes mittels Multiplikation der Felder mit $i\omega$ im Frequenz-

bereich. Zur numerischen Bestimmung der Impulsantworten in der Nähe des Senders wurden daher die berechneten Felder zunächst in den Zeitbereich transformiert, dort mit der im Labor bestimmten Impulsantwort der Aufzeichnungseinheit gefaltet und erst anschließend mit einer Differenzenformel nach der Zeit abgeleitet.

Es zeigte sich, dass die Berücksichtigung der Impulsantwort des LOTEM-Messsystems bei der Modellierung gemessener LOTEM-Daten sehr wichtig ist. Ohne die Bestimmung der exakten Impulsantwort der Aufzeichnungseinheit durch Labormessungen hätten die in Longerich aufgezeichneten Systemantworten nur unvollständig interpretiert werden können. Die stärksten Verzerrungen des Messsignals werden durch das Herausfiltern hoher Frequenzen mit den in der Aufzeichnungseinheit eingebauten Antialiasfiltern verursacht.

Die folgenden Kapitel beziehen sich wieder auf die eingangs in der Einleitung genannten zentralen Fragestellungen, deren Beantwortung das eigentliche Ziel der vorliegenden Arbeit ist.

7.1 Auswirkung von IP-Effekten auf LOTEM-Daten

Der Einfluss von polarisierbaren Schichten auf LOTEM-Daten ist auch für sehr einfache Konfigurationen äußerst komplex und hängt von vielen Parametern ab. Im Gegensatz zur „Coincident-Loop“-Methode, bei der IP-Effekte prinzipiell der EM-Kopplung entgegenwirken, können die Feldkomponenten bei der LOTEM-Methode durch IP-Effekte nicht nur abgeschwächt, sondern auch verstärkt werden.

Aufgrund der Verzerrung des elektrischen und magnetischen Feldes durch die Polarisierbarkeit des Untergrunds kann es zu Fehlinterpretationen gemessener LOTEM-Zeitreihen kommen. Eventuell auftretende Vorzeichenwechsel können irrtümlich durch 2D- oder 3D-Strukturen erklärt werden; eine Verstärkung beziehungsweise Abschwächung der Feldkomponenten durch IP-Effekte kann zu einer falschen Bestimmung der Schichtmächtigkeiten und der spezifischen Widerstände führen.

Da der Einfluss von Induzierter Polarisation auf die LOTEM-Methode neben der Polarisierbarkeit des Bodens insbesondere auch von der Messkonfiguration und von der Leitfähigkeitsverteilung im Untergrund abhängt, werden im Folgenden die Ergebnisse der Modellrechnungen für unterschiedliche eindimensionale Modelle des Untergrunds diskutiert. Dabei ist zu beachten, dass polarisierbare, dreidimensionale Störkörper möglicherweise noch stärkere IP-Effekte hervorrufen können als die in dieser Arbeit behandelten polarisierbaren, eindimensionalen Schichten.

7.1.1 Der Einfluss eines polarisierbaren homogenen Halbraums

Im Frequenzbereich äußert sich die Polarisierbarkeit des Untergrunds dadurch, dass aufgrund der Abnahme des spezifischen Widerstands des Gesteins mit zunehmender Frequenz die am Gestein abfallende Spannung bei konstant gehaltener Stromdichte kleiner wird und damit auch der Betrag des lokalen elektrischen Feldes verringert wird. Zudem

findet eine Phasenverschiebung statt, das heißt, das Verhältnis zwischen Realteil (in Phase) und Imaginärteil (90° phasenverschoben) der Feldkomponenten ändert sich.

In den Zeitbereich übertragen hat dies besonders großen Einfluss auf die E_x -Komponente zu späten Zeiten, wie durch Modellrechnungen für einen homogenen polarisierbaren Halbraum gezeigt werden konnte. In der Verlängerung des Sendekabels wird auch in großen Abständen zum Sender das elektrische Feld deutlich durch den IP-Effekt verstärkt, während es seitlich des Sendekabels so weit abgeschwächt wird, dass in der Nähe des Senders bei Ausschaltvorgängen Vorzeichenwechsel in der E_x -Komponente stattfinden können.

Der Einfluss der Polarisierbarkeit eines homogenen Halbraums auf die magnetischen Feldkomponenten ist relativ gering. Der IP-Effekt nimmt zwar mit der Zeit schnell ab, da aber die \dot{H}_y - und \dot{H}_z -Komponente oft noch schneller abklingen, kann es in der Nähe des Sendekabels zu späten Zeiten zu einem Vorzeichenwechsel kommen. Es ist jedoch anzunehmen, dass diese Vorzeichenwechsel in gemessenen Daten wegen des kleinen Signal-Rauschverhältnisses zu späten Zeiten praktisch nicht aufgelöst werden können.

Ein insgesamt polarisierbarer, homogener Halbraum verursacht zwar relativ starke IP-Effekte, in der Geologie treten polarisierbare Bereiche aber eher in Form von Schichten oder begrenzten Störkörpern auf. Nur für sehr kleine Sender-Empfänger-Abstände kann der Untergrund daher als homogen angesehen werden.

7.1.2 Der Einfluss von polarisierbaren Schichten in einem sonst homogenen Halbraum

Der Einfluss von polarisierbaren Schichten auf LOTEM-Daten hängt stark von deren Tiefenlage sowie vom Abstand zwischen Sender und Empfänger ab. Zu frühen Zeiten sind die stärksten IP-Effekte für flach liegende polarisierbare Schichten zu erwarten. Zu späten Zeiten nimmt der Einfluss von tief liegenden IP-Schichten in der Regel jedoch zu.

Eine einzelne, polarisierbare Schicht verursacht meist ähnliche Effekte wie ein polarisierbarer, homogener Halbraum, nur im geringeren Ausmaße. Eine Ausnahme bilden oberflächennahe polarisierbare Schichten, deren Einfluss im folgenden Kapitel (7.1.3) behandelt wird.

Der Einfluss von IP-Schichten auf die magnetischen Feldkomponenten ist zwar relativ gering, zeigt aber einige Besonderheiten: Auf die \dot{H}_z - und \dot{H}_y -Komponente können polarisierbare Schichten je nach Tiefenlage einen verstärkenden oder auch abschwächenden Einfluss haben, wobei das Vorzeichen des Einflusses (Zu- oder Abnahme) zusätzlich vom Abstand zum Sender sowie vom Zeitpunkt abhängt.

7.1.3 Der Einfluss einer polarisierbaren Deckschicht über einem geschichteten Halbraum

Modellrechnungen für eine polarisierbare, 10 m mächtige Deckschicht ($m = 0.1$) über einem Dreischichtfall (H-Typ) zeigen zu frühen Zeiten — ähnlich wie beim polarisierbaren

Halbraum — überwiegend eine leichte Verstärkung der E_x -Komponente in Verlängerung des Sendekabels und eine Verkleinerung seitlich davon. Zu späten Zeiten ist jedoch für die bei LOTEM üblichen Sender-Empfänger-Abstände umgekehrt in Verlängerung des Sendekabels mit einer Verkleinerung der E_x -Komponente und seitlich davon mit einer Verstärkung zu rechnen. Direkt neben dem Senderkabel kann die E_x -Komponente durch den IP-Effekt einer polarisierbaren Deckschicht mit entsprechender Aufladbarkeit hingegen so weit verkleinert werden, dass bei Ausschaltvorgängen zu späten Zeiten ein Vorzeichenwechsel stattfinden kann.

Auf die magnetischen Feldkomponenten ist der Einfluss einer polarisierbaren Deckschicht in der Regel kleiner als $\pm 0.1\%$. Nur für sehr hohe Aufladbarkeiten ist eine messbare Verkleinerung der magnetischen Feldkomponenten direkt neben dem Sendekabel zu erwarten.

7.1.4 Der Einfluss von IP-Effekten auf die LOTEM-Daten der Vesuv-Messung

Sensitivitätsstudien über die Auswirkung von polarisierbaren Schichten auf die LOTEM-Daten auf der Basis eines Leitfähigkeitsmodells des Vesuvs zeigen, dass sich erhöhte Aufladbarkeiten in Tiefen von 480 m bis 3280 m durch einen messbaren IP-Effekt in der E_x -Komponente bemerkbar machen würden. Dieser IP-Effekt, der an den E_x -Empfängerstationen seitlich des Sendekabels eine Verkleinerung des E-Feldes verursachen würde, wird durch den in diesem Tiefenbereich vermuteten guten Leiter begünstigt.

Unter Annahme realistischer Polarisierbarkeiten ist kein messbarer Einfluss von polarisierbaren Schichten auf die magnetischen Feldkomponenten an den LOTEM-Empfängerlokationen der 1997 und 1999 durchgeführten Vesuv-Messkampagne zu erwarten.

Im Oktober 1999 wurden an einer der LOTEM-Empfängerstationen am Vesuv IP-Messungen durchgeführt, mit denen oberflächennahe, stark polarisierbare Bereiche nachgewiesen werden konnten. Die in der Umgebung dieser Station aufgezeichneten E_x - und \dot{H}_z -Zeitreihen zeigen allerdings keine Anzeichen von IP-Effekten, sodass nicht davon ausgegangen werden kann, dass sich die nachgewiesenen polarisierbaren Bereiche in größere Tiefen fortsetzen.

7.2 Der Einfluss von IP-Effekten auf die Bestimmung der Impulsantwort des LOTEM-Messsystems

Mit Hilfe von Modellrechnungen konnte gezeigt werden, dass der Einfluss oberflächennaher polarisierbarer Schichten besonders in der Nähe des Sendekabels groß ist. Daher wird sich der IP-Effekt auch auf die Bestimmung der Impulsantwort des Messsystems auswirken, da diese auf der Messung der elektrischen und magnetischen Feldkomponenten in unmittelbarer Nähe des Sendekabels beruht.

Um die Modellrechnungen mit Felddaten zu belegen, wurden auf einem Gelände mit bekanntermaßen hohen Polarisierbarkeiten Systemantworten mit einer verkleinerten

LOTEM-Auslage aufgezeichnet. Anschließend wurde die Impulsantwort der im Feld benutzten Aufzeichnungseinheit im Labor in Abwesenheit von IP-Effekten bestimmt und mit der im Feld ermittelten Systemantwort verglichen. Dadurch konnte gezeigt werden, dass die im Feld aufgezeichneten E_x -Zeitreihen durch den IP-Effekt verzerrt wurden, was sich in den daraus bestimmten Systemantworten durch ein langsames Abklingen bemerkbar macht.

Ein messbarer IP-Effekt in Systemantworten, die aus \dot{H}_z -Zeitreihen ermittelt wurden, konnte nicht nachgewiesen werden. Aufgrund numerischer Probleme bei der Berechnung des magnetischen Feldes in unmittelbarer Nähe des Senders kann ein Einfluss polarisierbarer Schichten auf \dot{H}_z -Systemantworten jedoch nicht gänzlich ausgeschlossen werden.

Nachdem neuerdings die Möglichkeit besteht, das wahre Sendesignal direkt an der Sendeapparatur aufzuzeichnen, kann der Einfluss von IP-Effekten bei der Bestimmung der Impulsantwort des Messsystems bei zukünftigen LOTEM-Messkampagnen vermieden werden, indem die Aufzeichnungseinheiten und die verschiedenen Sensoren getrennt im Labor untersucht werden und deren Einfluss zusätzlich zum Einfluss des Sendesignals anschließend bei der Datenverarbeitung mit berücksichtigt wird.

7.3 Bedingungen für das Auftreten starker IP-Effekte

Das Ausmaß des Einflusses von polarisierbaren Schichten auf die einzelnen Feldkomponenten hängt im Wesentlichen von dem Verhältnis zwischen dem induzierten Feld, das aufgrund des Umschaltvorgangs des Senders erzeugt wird, und dem durch die Polarisierbarkeit verursachten IP-Feld ab.

Analog zu den Bedingungen, die bezüglich der „Loop-Loop“-Methode durch *Smith und West* [1989] aufgestellt wurden (siehe Einleitung Kapitel 1), können auch speziell für die LOTEM-Methode folgende drei Bedingungen formuliert werden, von denen das Auftreten starker IP-Effekte abhängt:

1. **Gleichstromfeld des Senders:** Durch das Gleichstromfeld des Senders wird der Untergrund polarisiert. Die Ladungstrennung in polarisierbaren Gesteinen ist umso intensiver, je stärker das elektrische Feld am Ort des Gesteins ist. Je intensiver die Ladungstrennung, desto stärker auch das abklingende IP-Feld, falls der Sender umgepolt beziehungsweise abgeschaltet wird. Der relative IP-Effekt ist jedoch unabhängig von der Sendestromstärke, da diese das induzierte Feld gleichermaßen erhöht.
2. **Polarisierbarkeit des Untergrunds:** Durch die Cole-Cole-Parameter des Untergrunds wird die anfängliche Stärke des IP-Feldes und sein Abklingverhalten bestimmt. Je größer die Aufladbarkeit und die Zeitkonstante τ und je kleiner der Dispersionsindex c , desto länger braucht das IP-Feld, bis es abgeklungen ist. Der IP-Effekt in Systemantwortmessungen ist hingegen für mittlere Werte von τ maximal und wächst mit zunehmenden m und c .

3. **Leitfähigkeitsverteilung im Untergrund:** Durch die Leitfähigkeitsverteilung im Untergrund wird zum einen das Gleichstromfeld beeinflusst (siehe Punkt 1.) und zum anderen der Diffusionsprozess des induzierten Feldes gesteuert. Klingt das induzierte Feld schneller ab als das IP-Feld, so überwiegt zu späten Zeiten der IP-Effekt. Im Allgemeinen gilt: je näher am Sender und je schlechter die Leitfähigkeit des Untergrunds, desto schneller klingt das induzierte Feld ab.

Die in Kapitel 3.3 zitierte Gegenüberstellung von EM-Kopplung und IP-Effekt kann nicht uneingeschränkt auf die LOTEM-Methode übertragen werden. Der IP-Effekt spielt zwar meist zu späten Zeiten eine größere Rolle, es gibt aber durchaus auch Konfigurationen, wo durch polarisierbare Bereiche im Untergrund besonders die frühen Zeiten von LOTEM-Transienten beeinflusst werden. In der Nähe des Senders ist der IP-Effekt oft besonders groß, da dort das Gleichstromfeld maximale Feldstärken aufweist und das induzierte Feld schnell abklingt. Tief liegende polarisierbare Schichten können aber bei bestimmten Konfigurationen auch in einigen *km* Entfernung zum Sender den stärksten Einfluss ausüben. Wie die Modellrechnungen auf der Basis des Leitfähigkeitsmodells des Vesuvs gezeigt haben, werden IP-Effekte durch gut leitfähige polarisierbare Schichten in schlechter leitendem Umgebungsgestein begünstigt.

7.4 Vermeidung von IP-Effekten bei LOTEM-Messungen

Der Einfluss von polarisierbaren Schichten auf LOTEM-Transienten, die mit üblichen Sender-Empfänger-Abständen aufgezeichnet wurden, kann in der Regel nicht durch Umpositionierung der Empfängerlokationen vermieden werden, da diese meist durch die Problemstellung sowie durch logistische Vorgaben festgelegt sind.

Vermeiden oder zumindest reduzieren lässt sich jedoch der Einfluss des IP-Effekts auf die Bestimmung der Impulsantwort des Messsystems, wenn man folgende Punkte beachtet:

- Das Gebiet, in dem der Sender aufgestellt wird, sollte keine starken Polarisierbarkeiten aufweisen. Dies kann durch begleitende IP-Messungen oder durch Analyse der am Sender aufgezeichneten E_x -Komponente kontrolliert werden.
- Durch Bestimmung der Impulsantwort der Sensoren und Aufzeichnungseinheiten im Labor sowie durch Aufzeichnen des wahren Sendesignals direkt an der Sendeapparatur kann die Bestimmung der Systemantwort durch Feldmessungen — und damit der Einfluss von IP-Effekten — vermieden werden.

7.5 Identifizierung von IP-Effekten in LOTEM-Daten

Da sich polarisierbare Schichten in verschiedener Weise auf LOTEM-Zeitreihen auswirken, können im Regelfall — besonders bei LOTEM-Messungen in Gebieten mit unbekannten IP-Parametern — IP-Effekte in den Daten nicht als solche identifiziert werden.

IP-Effekte können je nach Konfiguration und Zeitpunkt eine Verstärkung, Abschwächung oder auch eine Richtungsumkehr (Vorzeichenwechsel) der verschiedenen Feldkomponenten bewirken. Im Gegensatz zur „Coincident-Loop“-Methode, bei der Vorzeichenwechsel ausschließlich durch IP-Effekte verursacht werden können, ist bei der LOTEM-Methode das Auftreten von Vorzeichenwechseln auch in nichtdispersiven Medien möglich, zum Beispiel aufgrund von 2D- beziehungsweise 3D-Leitfähigkeitsstrukturen im Untergrund. Daher sind Vorzeichenwechsel in LOTEM-Daten keine eindeutigen Hinweise auf IP-Effekte.

In fast allen Fällen ist der Einfluss von polarisierbaren Schichten auf die elektrischen Feldkomponenten stärker als auf die magnetischen. Dies könnte als Ansatzpunkt zur Identifizierung von IP-Effekten dienen: Falls sich zum Beispiel kein Modell findet, welches die E_x - und \dot{H}_z -Transienten einer Station gleichermaßen gut anpasst, so können dafür IP-Effekte verantwortlich sein.

Im Zweifelsfall müssen Modellrechnungen unter Berücksichtigung möglicher polarisierbarer Bereiche durchgeführt werden und die so berechneten Daten mit den gemessenen verglichen werden. Dabei ist es sehr hilfreich, wenn zusätzliche Informationen über etwaige stark polarisierbare Bereiche im Messgebiet vorhanden sind, zum Beispiel aus geologischen Voruntersuchungen oder begleitenden IP-Messungen. Unter Umständen können die IP-Parameter des Untergrunds auch aus den E_x -Transienten, die in der Nähe des Senders aufgezeichnet wurden, bestimmt und für die Modellrechnung benutzt werden.

Während in den Vesuv-Daten der Empfängerstationen 2 und 4 keine IP-Effekte gefunden wurden, konnte die Verzerrung der in Longerich ermittelten Systemantworten eindeutig auf IP-Effekte zurückgeführt werden. Aus den dort gemessenen E_x -Transienten konnten außerdem die IP-Parameter des Untergrunds am Sender bestimmt werden.

7.6 Einbeziehung von IP-Parametern in die Interpretation von LOTEM-Daten

Falls die IP-Parameter des Untergrunds bekannt sind, können sie unter Verwendung geeigneter Modellierungsprogramme in die Interpretation von LOTEM-Daten mit einbezogen werden. Prinzipiell besteht auch die Möglichkeit, die Cole-Cole-Parameter bei der Inversion von LOTEM-Zeitreihen als freie Parameter mit zu invertieren. Bei der Inversion von E_x -Zeitreihen, die mit IP-Auslagen unter Verwendung der LOTEM-Apparatur aufgezeichnet wurden, wird dies bereits erfolgreich durchgeführt [Hönig *et al.*, 1999]. Für die LOTEM-Methode scheint diese Methode jedoch wegen der großen Anzahl freier Parameter sowie der Mehrdeutigkeit von EM-Kopplung und IP-Effekt nicht praktikabel, da IP-Effekte in einzelnen Transienten unter Umständen auch durch rein ohmsche Leitfähigkeitsverteilungen erklärt werden können. Die gemessenen Daten werden sich zwar aufgrund der zusätzlichen freien Parameter m , τ und c besser anpassen lassen, die ermittelten Modelle des Untergrunds werden dadurch jedoch nicht zwangsläufig näher an der Realität liegen.

Die besten Resultate bei der Interpretation von LOTEM-Daten, die über stark polarisierbarem Untergrund aufgezeichnet wurden, würde man meiner Meinung nach durch eine Joint-Inversion von LOTEM- und IP-Messdaten erhalten. Da die LOTEM-Apparatur auch für IP-Messungen verwendet werden kann, bietet sich diese Methode besonders an. Als problematisch könnte sich hingegen erweisen, dass die Eindringtiefen von LOTEM- und IP-Messungen sehr unterschiedlich sind. Die IP-Messung könnte gleichzeitig zur „Static-Shift“-Korrektur von LOTEM-Daten dienen.

Falls IP-Effekte in den LOTEM-Daten eindeutig identifiziert werden können, so kann man auch versuchen, die IP-Effekte durch entsprechende Korrekturterme zu beseitigen. Besonders das langsame Abfallen der im Feld bestimmten Impulsantwort zu späten Zeiten kann durch Anpassen einer IP-Kurve nach dem Cole-Cole-Relaxationsmodell an den gemessenen E_x -Transienten beseitigt werden.

In der vorliegenden Arbeit wurden der Einfluss von polarisierbaren Schichten auf die LOTEM-Methode untersucht und mögliche Ansätze zur Vermeidung beziehungsweise zur Berücksichtigung von IP-Effekten bei LOTEM-Messungen vorgestellt. Dadurch ergeben sich jedoch zugleich auch folgende neue Fragestellungen und Zukunftsperspektiven:

- Untersuchungen zum IP-Effekt bei der „Coincident-Loop“-Methode zeigen, dass 3D-Strukturen bei selber Polarisierbarkeit zum Teil stärkere IP-Effekte verursachen als entsprechende 1D-Strukturen. Daher erscheint es wichtig, auch für die LOTEM-Methode 3D-Modellrechnungen unter Berücksichtigung der Polarisierbarkeit des Untergrunds durchzuführen, um so zum Beispiel den Einfluss eines räumlich begrenzten polarisierbaren Körpers in der Nähe einer LOTEM-Empfängerstation abschätzen zu können. Solche 3D-Modellrechnungen könnten zum Beispiel auf Basis des Finite-Elemente-Programms von *Rätz* [in Vorbereitung] durchgeführt werden.
- Nicht berücksichtigt wurde bei den Modellrechnungen der Einfluss von frequenzabhängiger magnetischer Permeabilität [Buselli, 1982; Lee, 1984]. Da das Verhalten elektromagnetischer Felder im allgemeinen Fall auch von der Permeabilität des Untergrunds abhängt, besteht die Möglichkeit, dass dadurch LOTEM-Transienten ebenfalls verfälscht werden.
- IP-Effekte lassen sich in der Regel nur unter Verwendung von Zusatzinformationen in LOTEM-Daten eindeutig identifizieren. Daher scheint die kombinierte Durchführung von IP- und TEM-Messungen mit anschließender Joint-Inversion der Daten ein vielversprechender Ansatz zur Vermeidung von Vieldeutigkeiten bei der Erkundung von Gebieten mit hohen Polarisierbarkeiten zu sein.
- Aufgrund numerischer Probleme konnten die Zeitableitungen der magnetischen Feldkomponenten nicht hinreichend genau in unmittelbarer Nähe des Senders be-

rechnet werden. Abhilfe könnte der neu entwickelte Algorithmus zur Berechnung der elektrischen und magnetischen Feldkomponenten von T. Hanstein (pers. Mitt.) schaffen.

- Bei LOTEM-Messkampagnen sollten möglichst viele Informationsquellen genutzt werden, die Auskunft über die physikalische Beschaffenheit des Untergrunds im Messgebiet geben können. Zur Berücksichtigung des IP-Effekts bei der LOTEM-Methode sind besonders Laboruntersuchungen zur Ermittlung der IP-Parameter von Gesteinen (insbesondere in der Nähe des Senders) sowie begleitende IP-Messungen wünschenswert.

Teil IV
Anhänge

Anleitung zum Programm *tipforward1d*

Das Programm *tipforward1d* wurde in der Programmiersprache *FORTRAN90* geschrieben und kann auf allen gängigen Plattformen, auf denen ein *FORTRAN90*-Compiler verfügbar ist, installiert werden. Die zum Zeitpunkt der Abgabe der Diplomarbeit gültige Versionsnummer von *tipforward1d* ist Version 4.9.

tipforward1d wird ausschließlich über Initialisierungsdateien gesteuert, die mit dem Suffix *.ini* enden müssen. Nehmen wir zum Beispiel an, dass wir die elektrischen und magnetischen Feldkomponenten sowie die Zeitableitungen der magnetischen Feldkomponenten für einen Dreischichtfall mit polarisierbarer mittlerer Schicht an der Oberfläche sowie in 500m und 1000m Tiefe berechnen wollen. Dazu legen wir eine Datei (in unserem Beispiel die Datei *test.ini*) mit folgendem Inhalt an:

```
&time ta=1.E-3, mt=41 /
&dipole tx_current=100., tx_length=100., tx_n_dipole=5
        signal=0, normalize=0, electric=1, magnetic=3, analytic=0
        fn_sys_e='rx0300.syt', fn_sys_h='rx0300.syt' /
&coords nx=10, ny=10, nz=3, xmin=-1000., xmax=1000.
        ymin=-1000., ymax=1000., zmin=0., zmax=1000. /
&layers nl=3
        d(1)=1000., rho0(1)=100., m(1)=0.0, tau(1)=0.01, c(1)=0.25
        d(2)=500., rho0(2)=10., m(2)=0.5, tau(2)=0.01, c(2)=0.25
        rho0(3)=100., m(3)=0.0, tau(3)=0.01, c(3)=0.25 /
```

Die Einträge sind in vier Blöcke unterteilt: *&time* enthält die Angaben über das zu berechnende Zeitintervall, *&dipole* gibt die Eigenschaften des Senders, die zu berechnenden Feldkomponenten und die Dateinamen der Impulsantworten des Messsystems an. Mit *&coords* werden die Punkte, an denen die Felder berechnet werden sollen, festgelegt und in dem Block *&layers* wird das eindimensionale Modell des Untergrunds mit seinen

Cole-Cole-Parametern angegeben. Jeder Block beginnt mit dem Namen des Blockes und endet mit einem „/“. Die einzelnen Einträge jedes Blockes werden durch Kommas oder Zeilenumbrüche voneinander getrennt.

Hier nun die Bedeutung der Einträge im Einzelnen:

<code>ta</code>	erster zu berechnender Zeitpunkt nach dem Ein- beziehungsweise Ausschaltvorgang in [s]
<code>mt</code>	Anzahl der Zeitpunkte, die berechnet werden sollen (10 pro Dekade)
<code>tx_current</code>	Sendestrom in [A] Standardwert: <code>tx_current=1</code>
<code>tx_length</code>	Sendekabellänge in [m] Standardwert: <code>tx_length=1</code>
<code>tx_n_dipole</code>	Anzahl der idealen Stromdipole, mit denen der ausgedehnte Sender angenähert werden soll Standardwert: <code>tx_n_dipole=1</code>
<code>signal</code>	Art des Sendesignals =0 → Ausschaltvorgang =1 → Einschaltvorgang (Standardwert) =2 → Berechnung nur im Frequenzbereich
<code>normalize</code>	Normierung der Felder auf den Gleichstromfall =0 → Normierung aus (Standardwert) =1 → Normierung ein
<code>electric</code>	Berechnung der E -Feldkomponenten =0 → keine Berechnung des E -Feldes =1 → $E(t)$ beziehungsweise $E(f)$ (Standardwert) =2 → $\dot{E}(t)$ =4 ¹ → $q = \epsilon_0 d * E$ =16 ² → $\dot{E}(t)$ nach $(E(t_m) - E(t_{m-1}))/\Delta t$ Die Argumente können beliebig addiert werden. (Beispiel: <code>electric=7</code> entspricht <code>electric=1, 2 und 4</code>)

¹Diese Option ist nur unter Vorbehalt zu benutzen, da sie noch nicht ausreichend getestet wurde. Die Felder werden numerisch auf dem angegebenen Gitter berechnet (à la Finite-Elemente), sodass die Ergebnisse von der Gittergröße abhängen können. An den Rändern des Gitters werden zum Teil die Werte auf null gesetzt.

²Zur Berechnung der Impulsantwort ist diese Differenzenformel relativ gut geeignet. Zu beachten sind aber die Verschiebungen auf der Zeitachse um jeweils $\Delta t/2$ sowie numerische Probleme bei langsamen Feldänderungen.

<code>magnetic</code>	<p>Berechnung der H-Feldkomponenten</p> <p>=0 → keine Berechnung des H-Feldes (Standardwert)</p> <p>=1 → $H(t)$ beziehungsweise $H(f)$</p> <p>=2 → $\dot{H}(t)$</p> <p>=4¹ → $\ast d \ast H$ (sollte null sein wegen $dB = 0$)</p> <p>=8¹ → $\dot{H}(t)$ nach $-\frac{1}{\mu_0} \ast dE$ (Gleichungen 2.2c und 2.3b)</p> <p>=16² → $\dot{H}(t)$ nach $(H(t_m) - H(t_{m-1}))/\Delta t$</p> <p>Die Argumente können beliebig addiert werden. (Beispiel: <code>magnetic=3</code> entspricht <code>magnetic=1</code> und <code>2</code>)</p>
<code>analytic</code>	<p>analytische Berechnung der Felder im Frequenzbereich an der Oberfläche eines homogenen Halbraums ohne IP-Effekte</p> <p>=0 → analytische Berechnung aus (Standardwert)</p> <p>=1 → analytische Berechnung ein</p>
<code>fn_sys_e</code>	<p>Dateiname der <code>*.syt</code>-Datei mit der Systemantwort des E-Feldes (Impulsantwort des Messsystems)</p> <p>='' → keine Faltung mit der Systemantwort (Standardwert)</p>
<code>fn_sys_h</code>	<p>Dateiname der <code>*.syt</code>-Datei mit der Systemantwort des H-Feldes (Impulsantwort des Messsystems)</p> <p>='' → keine Faltung mit der Systemantwort (Standardwert)</p>
<code>nx</code>	Anzahl der Gitterpunkte in x -Richtung
<code>ny</code>	Anzahl der Gitterpunkte in y -Richtung
<code>nz</code>	Anzahl der Gitterpunkte in z -Richtung
<code>xmin</code>	kleinste x -Koordinate des Gitters in $[m]$
<code>xmax</code>	größte x -Koordinate des Gitters in $[m]$
<code>ymin</code>	kleinste y -Koordinate des Gitters in $[m]$
<code>ymax</code>	größte y -Koordinate des Gitters in $[m]$
<code>zmin</code>	kleinste z -Koordinate des Gitters in $[m]$
	z zählt positiv nach unten. Felder können sowohl an der Oberfläche ($z = 0$) als auch im Untergrund ($z > 0$) jedoch nicht in der Luft ($z < 0$) berechnet werden.
<code>zmax</code>	größte z -Koordinate des Gitters in $[m]$
<code>n1</code>	<p>Anzahl der Schichten (maximal 10)</p> <p>Standardwert: <code>n1=1</code></p>
<code>d(i)</code>	Schichtmächtigkeit der i -ten Schicht in $[m]$ (<code>d(n1) → ∞</code>)
<code>rho0(i)</code>	spezifischer Widerstand der i -ten Schicht für $\omega \rightarrow 0$ in $[\Omega m]$
<code>m(i)</code>	Aufladbarkeit der i -ten Schicht
<code>tau(i)</code>	Zeitkonstante des Relaxationsprozesses der i -ten Schicht in $[s]$
<code>c(i)</code>	Dispersionsindex der i -ten Schicht

Die Reihenfolge der Blöcke sowie die der Einträge in jedem Block ist beliebig. Zudem können Kommentarzeilen vor oder nach den einzelnen Blöcken eingefügt werden. Der Mittelpunkt des Senders befindet sich im Ursprung des Koordinatensystems; der Strom im Sendekabel fließt positiv in x -Richtung.

Nach dem Programmaufruf mittels

```
> tipforward1d
```

wird man zur Eingabe des Dateinamens der Initialisierungsdatei aufgefordert. In unserem Beispiel ist also „test“ einzugeben:

```
*****
# this is tipforward1d version 4.9
*****
# please enter filename for initialization (without .ini)
test_
```

Diese interaktive Eingabe kann man auf UNIX-Systemen durch folgendes Kommando umgehen:

```
> echo test | tipforward1d
```

Je nachdem, wie die einzelnen Variablen in der Initialisierungsdatei gesetzt wurden, erstellt *tipforward1d* einige Ausgabedateien:

Suffix	Inhalt der Datei	Variablen in der Initialisierungsdatei
.rho	$\Re(\rho(f)), \Im(\rho(f))$	
.edc	$E(\omega \rightarrow 0)$	signal=0 oder normalize=1
.et	$E(t)$	electric=1, signal=0 oder 1
.ef	$E(f)$	electric=1, signal=2
.edt	$\dot{E}(t)$	electric=2
.edt3	$\dot{E}(t)$	electric=16
.det	$q = \epsilon_0 d * E$	electric=4
.hdc	$H(\omega \rightarrow 0)$	signal=0 oder normalize=1
.ht	$H(t)$	magnetic=1, signal=0 oder 1
.hf	$H(f)$	magnetic=1, signal=2
.hdt	$\dot{H}(t)$	magnetic=2
.hdt2	$\dot{H}(t)$	magnetic=8
.hdt3	$\dot{H}(t)$	magnetic=16
.dht	$*d * H(t)$	magnetic=4

In unserem Beispiel wurde unter anderem die Datei `test.et` mit den drei E -Feldkomponenten $E_x(x,y,z,t)$, $E_y(x,y,z,t)$ und $E_z(x,y,z,t)$ erstellt. In den Kopfzeilen dieser Datei sind die wesentlichen Modellparameter und Programmooptionen noch einmal aufgeführt:

```
# this is tipforward1d version 4.8
# dipole-moment= 10000. A*m, dipole-length= 100. m
# number of dipoles= 5, signal= 0, normalize= 0
# electric= 1, magnetic= 3, analytic= 0
# system-response: fn_sys_e=rx0300.syt, fn_sys_h=rx0300.syt
# 1. layer: rho0= 100. Ohm*m, m= 0.
#         tau= 0.00999999978 s, c= 0.25 h= 1000.
# 2. layer: rho0= 10. Ohm*m, m= 0.5
#         tau= 0.00999999978 s, c= 0.25 h= 500.
# 3. layer: rho0= 100. Ohm*m, m= 0.
#         tau= 0.00999999978 s, c= 0.25
# x y z t Ex(t) Ey(t) Ez(t) [V/m]
-1000.000 -1000.000 0.000 1.00000E-03 0.268477197E-04 ...
-1000.000 -1000.000 0.000 1.25893E-03 0.364902771E-04 ...
-1000.000 -1000.000 0.000 1.58489E-03 0.467789177E-04 ...
-1000.000 -1000.000 0.000 1.99526E-03 0.545188814E-04 ...
-1000.000 -1000.000 0.000 2.51189E-03 0.566305353E-04 ...
-1000.000 -1000.000 0.000 3.16228E-03 0.536464213E-04 ...
-1000.000 -1000.000 0.000 3.98107E-03 0.471255626E-04 ...
-1000.000 -1000.000 0.000 5.01187E-03 0.385826825E-04 ...
-1000.000 -1000.000 0.000 6.30957E-03 0.295655082E-04 ...
...
```

Getestet wurde das Programm auf einer Linux-Plattform (SuSE Linux 6.0 (i386) - Kernel 2.0.36) unter Verwendung eines VAST/f90-Compilers (<http://www.psrv.com/>) sowie auf einer Alpha-Plattform (Digital UNIX V4.0E / DIGITAL Fortran 90 V5.1-594). Um das Programm auch auf anderen Plattformen zu benutzen, muss es dort neu übersetzt werden:

```
> make tipforward1d
```

Die Installation kann nach Anpassung der entsprechenden Verzeichniseinträge in der Datei `Makefile` mit Hilfe der Kommandos

```
> make linux
```

beziehungsweise

```
> make alpha
```

durchgeführt werden.

Zum Übersetzen des Programms werden folgende Dateien benötigt:

Makefile	Automatisierung der Programmübersetzung und der Programminstallation
tipforward1d.f90	Hauptprogramm
tipforward1d_param.f90	Definition der Variablen; verschiedene Routinen, die von tipforward1d benötigt werden.
defs.f90	Definition von SP (single precision) und DP (double precision)
const.f90	Definition einiger Konstanten (π , μ_0 , ϵ_0 , ...)
iphed1d_e.f	Unterprogramm zur numerischen Berechnung des elektrischen Feldes im Frequenzbereich
iphed1d_h.f	Unterprogramm zur numerischen Berechnung des magnetischen Feldes im Frequenzbereich
iphed1d_param.f90	Definition der Variablen, die für iphed1d_e und iphed1d_h benötigt werden
iphed1d_funct.f90	Routinen <i>filter1</i> , <i>splin1</i> und <i>splin2</i> , die für die Unterprogramme iphed1d_e und iphed1d_h benötigt werden
anahed1d_e.f	Unterprogramm zur analytischen Berechnung des elektrischen Feldes im Frequenzbereich (ohne IP-Effekt)
anahed1d_h.f	Unterprogramm zur analytischen Berechnung des magnetischen Feldes im Frequenzbereich (ohne IP-Effekt)
frrt.f	Unterprogramm zur Transformation der Felder in den Zeitbereich
spconv.f	Unterprogramm zur Faltung der Daten mit der Impulsantwort des Messsystems
tip_field_output.f90	Routinen zur Ausgabe der berechneten Daten

Die Algorithmen zu Berechnung der Felder und deren Transformation in den Zeitbereich sind in Kapitel 4.1 ausführlicher beschrieben.

Visualisierung der Daten mit *IDL*

Die flächenhaften Darstellungen der Felder in der vorliegenden Arbeit wurden mit Hilfe der „Interactive Data Language“ (*IDL* Version 5.2) des Herstellers *RSI* (Research Systems, Inc.; <http://www.rsinc.com>) erstellt. *IDL* ist, wie der Name schon andeutet, kein reines Programm zur Visualisierung von Daten, sondern basiert auf einer eigenen, an *FORTRAN77* angelehnten Programmiersprache, mit der zum Beispiel auch Datenanalyse betrieben werden kann. In diesem Kapitel soll keine vollständige Einführung in *IDL* gegeben werden, sondern lediglich anhand eines Beispiels erläutert werden, wie bei der Visualisierung der einzelnen Feldkomponenten in dieser Arbeit vorgegangen wurde. Eine ausführliche Online-Hilfe erhält man durch das Kommando `idlhelp`.

Zur Darstellung der Feldkomponenten in einer xy -Ebene (zum Beispiel an der Oberfläche) diente das *IDL*-Programm *ps_xy*, das in mehrere Abschnitte aufgeteilt werden kann:

1. Definition und Initialisierung von Parametern und Variablen
2. Einlesen der Anzahl von Gitterpunkten in x -, y - und z -Richtung sowie der Anzahl von Zeitpunkten aus der Initialisierungsdatei von *tipforward1d* (zum Beispiel `test.ini`)
3. Einlesen der Daten $(x, y, z, t, f_x, f_y, f_z)$ aus der entsprechenden Ausgabedatei von *tipforward1d* (zum Beispiel `test.et`)
4. Datenverarbeitung, Skalierung der Daten (linear um null, sonst logarithmisch)
5. Darstellung der Daten: Interpolation mittels Delaunay-Triangulation, Skalierung auf die verfügbare Anzahl Farben, Anzeigen des Bildes, Überlagerung des Bildes durch eine Isoliniendarstellung der unskalierten Daten, Erstellung der Farblegende

Die einzelnen Abschnitte des Programms werden nun anhand von Auszügen aus dem Quelltext beschrieben:

Definition und Initialisierung

```

PRO ps_xy, fileroot, xyz, i_zc, logdec, n_comment_lines, i_tp
IF NOT KEYWORD_SET(n_comment_lines) THEN BEGIN
  PRINT, 'Aufruf: ps_xy, <Datei>, <xyz>, <i_zc>, <logdec>, <n_comm_lines>, <i_tp>'
  PRINT, '      Datei = Eingabedatei ohne Suffix (in Anführungsstrichen!)'
  PRINT, '      xyz = Komponente -----'
  PRINT, '      ex(t) =0, ey(t) =1, ez(t) =2, etotal(t) =3,'
  PRINT, '      hx(t) =4, hy(t) =5, hz(t) =6, htotal(t) =7,'
  PRINT, '      exdc =8, eydc =9, ezdc =10, edctotal =11,'
  PRINT, '      hxdc =12, hydc =13, hzdc =14, hdctotal =15,'
  PRINT, '      dhx/dt=16, dhy/dt=17, dhz/dt=18, dhtotal/dt=19,'
  PRINT, '      charge density=20, div(H)/abs(H)=21,'
  PRINT, '      rel. Diff. etotal=22, rel. Diff. ex=23,'
  PRINT, '      rel. Diff. dhz/dt=24, rel. Diff. dhy/dt=25'
  PRINT, '      rel. Diff. dhtotal/dt=26'
  PRINT, '      -----'
  PRINT, '      i_zc = Anzahl Gitterpunkte in z-Richtung bei der die xy-Ebene'
  PRINT, '            dargestellt werden soll (ganz oben=0)
  PRINT, '      logdec = Anzahl der Dekaden bei logarithmischer Darstellung'
  PRINT, '      n_command_lines = Anzahl der Kommentarzeilen in Eingabedatei'
  PRINT, '      i_tp = Zeitpunkt (Integer)'
  STOP
ENDIF

```

Die erste Zeile definiert den Programmnamen und die zu übergebenden Parameter. *fileroot* gibt den Namen der *tipforwardId*-Dateien (ohne Suffix) an (zum Beispiel "test"). Mit Hilfe der Variablen *xyz* kann die darzustellende Feldkomponente ausgewählt werden (zum Beispiel $xyz=0 \rightarrow E_x(t)$). *i_zc* gibt den Gitterpunkt in *z*-Richtung an, bei dem die *xy*-Ebene dargestellt werden soll. In der Datei *test.et* entspricht $i_zc=0 \rightarrow z=0m$, $i_zc=1 \rightarrow z=500m$ und $i_zc=2 \rightarrow z=1000m$. Mit der Variable *logdec* kann die Anzahl der Dekaden angegeben werden, die logarithmisch skaliert werden sollen. Ist zum Beispiel $|E_x| < 10^{-3} \frac{V}{m}$, so wird E_x bei *logdec*=5 in den Intervallen $-10^{-3} \frac{V}{m} \leq E_x \leq -10^{-8} \frac{V}{m}$ und $10^{-8} \frac{V}{m} \leq E_x \leq 10^{-3} \frac{V}{m}$ logarithmisch und im Bereich $-10^{-3} \frac{V}{m} < E_x < 10^{-3} \frac{V}{m}$ linear skaliert. *n_comment_lines* gibt die Anzahl der Zeilen an, die beim Einlesen der Daten übersprungen werden müssen. In der Datei *test.et* wären das die 12 Kopfzeilen, die vor den eigentlichen Daten von *tipforwardId* als Kommentarzeilen eingefügt wurden (siehe Anhang A). Der letzte zu übergebende Parameter *i_tp* gibt den Zeitpunkt an, zu dem das Feld dargestellt werden soll (*test.et*: $i_tp=0 \rightarrow t=1ms$, $i_tp=17 \rightarrow t=50ms$). Falls der Aufruf von *ps_xy* ohne Parameter erfolgt, erscheint ein kurzer Hilfetext und das Programm wird gestoppt.

Als Nächstes werden einige Variablen und Standardwerte gesetzt:

```

filepath = '/home/hoheisel/diplom/modelle/'
resfactor_x = 8 ; Anzahl der Pixel in x-Richtung pro berechnetem Punkt

```

```

resfactor_y = 8 ; Anzahl der Pixel in y-Richtung pro berechnetem Punkt
linrange = 1./(logdec+1.) ; Bereich, der linear dargestellt wird
palette_fn = 'hoheisel.tbl'
palette_nr = 5 ; 5 -> Farbpalette neg/pos (blau/grün/weiß/gelb/rot)
                ; 6 -> S/W-Palette neg/pos, (dunkel/grau/hell)
                ; 7 -> Farbpalette pos (blau/grün/gelb/rot)
                ; 8 -> Farbpalette pos (weiß/blau/grün/gelb/rot)
legende = 1 ; 1 -> Farblegende zeichnen
!P.CHARSIZE = 1.5 ; Schriftgröße
!P.THICK = 2 ; Liniendicke
!P.FONT = 0 ; 0 -> Hardwarefont benutzen
plotzero = 0 ; 0 -> Null-Isolinie wird nicht dargestellt
min_eee = 0 ; Minimaler darzustellender Wert
                ; 0 -> automatische Ermittlung
max_eee = 0 ; Maximaler darzustellender Wert
                ; 0 -> automatische Ermittlung

dummy_str = ' '
dummy_x = 0.
nxx = 0 ; Anzahl der Gitterpunkte in x-Richtung
nyy = 0 ; Anzahl der Gitterpunkte in y-Richtung
nzz = 0 ; Anzahl der Gitterpunkte in z-Richtung
mt = 0 ; Anzahl der Zeitpunkte
dc=0 ; Anzahl der Zeitpunkte
nxyz=3 ; Anzahl der Komponenten in der tipforwardid-Datei
str_i_tp= STRCOMPRESS(String(i_tp), /REMOVE_ALL)
print, str_i_tp
file_ini = filepath + fileroot + '.ini'

IF (xyz EQ 0) THEN BEGIN
  titel = "Ex in [V/m]"
  file_time = filepath + fileroot + '.et'
  fn = fileroot + "_ex_xy_" + str_i_tp + ".eps"
  GOTO, WEITER
ENDIF
IF (xyz EQ 1) THEN BEGIN
  titel = "Ey in [V/m]"
  file_time = filepath + fileroot + '.et'
  fn = fileroot + "_ey_xy_" + str_i_tp + ".eps"
  GOTO, WEITER
ENDIF
...
IF (xyz EQ 26) THEN BEGIN
  titel = "!9D!4|dH/dt| / |dH/dt|" ; Delta |dH/dt| / |dH/dt|
  file_time = filepath + fileroot + '.hdt'
  fn = fileroot + "_yz_" + str_i_tp + ".eps"
  xyz = 0
  nxyz = 1
  GOTO, WEITER
ENDIF
PRINT, "FEHLER: <xyz> muss zwischen 0 und 26 liegen!"
STOP
WEITER:

```

Die Bedeutung der meisten Parameter und Variablen geht aus den Kommentaren im Quelltext hervor. Die Zeichenkette `filepath` enthält den Namen des Verzeichnisses, in dem die Modelldaten abgelegt sind. Mit `palette_nr` kann eine der Farb- beziehungsweise Schwarz-Weiß-Paletten, die in der Datei `palette_fn` gespeichert wurden, ausgewählt werden. Mit `legende` kann eingestellt werden, ob am unteren Rand der Grafik eine Farb- legende angezeigt wird. `plotzero` gibt an, ob die Isoliniendarstellung die Isolinie „0“, welche die negativen von den positiven Werten trennt, enthalten soll. Mit den beiden Variablen `min_eee` und `max_eee` kann der kleinste beziehungsweise größte darzustellende Wert festgelegt werden. Falls diese Variablen auf null gesetzt werden, wird die gesamte Matrix nach dem kleinsten beziehungsweise größten Wert der entsprechenden Feldkomponente durchsucht. `nxx`, `nyy`, `nzz` und `mt` werden hier nur als Integer-Werte initialisiert und später mit den richtigen Werten überschrieben.

Je nachdem, wie `xyz` gesetzt war, werden mittels der IF-Abfragen unter anderem der Titel sowie die Namen der Ein- und Ausgabedatei festgelegt.

Einlesen der Initialisierungsdatei von *tipforward1d*

```

CLOSE, 1
OPENR, 1, file_ini
PRINT, ' lese Datei: ', file_ini
WHILE NOT EOF(1) DO BEGIN
  READF, 1, dummy_str
  IF STRPOS(dummy_str, '&time') GE 0 THEN BEGIN
    mt = FIX(STRMID(dummy_str, STRPOS(dummy_str, 'mt=')+3, 4))
  ENDIF
  IF STRPOS(dummy_str, '&coords') GE 0 THEN BEGIN
    nxx = FIX(STRMID(dummy_str, STRPOS(dummy_str, 'nx=')+3, 4))
    nyy = FIX(STRMID(dummy_str, STRPOS(dummy_str, 'ny=')+3, 4))
    nzz = FIX(STRMID(dummy_str, STRPOS(dummy_str, 'nz=')+3, 4))
  ENDIF
ENDWHILE
CLOSE, 1
IF dc THEN BEGIN
  mt = 1
  i_tp = 0
ENDIF
xx = FLTARR(nxx,nyy,nzz)      ; x-Koordinate für jeden Punkt(i_x,i_y,i_z)
yy = FLTARR(nxx,nyy,nzz)      ; y-Koordinate für jeden Punkt(i_x,i_y,i_z)
zz = FLTARR(nxx,nyy,nzz)      ; z-Koordinate für jeden Punkt(i_x,i_y,i_z)
tt = FLTARR(mt)               ; Zeit für jeden Zeitpunkt(i_t)
eee = FLTARR(4,mt,nxx,nyy,nzz) ; Rohdaten(xyz, i_t, i_x, i_y, i_z)
fff = FLTARR(mt,nxx,nyy,nzz)   ; skalierte Daten(i_t, i_x, i_y, i_z)
res = [FIX(nxx*resfactor_x),FIX(nyy*resfactor_y)]

```

In diesem Programmabschnitt wird zunächst die Initialisierungsdatei von *tipforward1d* geöffnet und nach der Zeichenkette `&time` durchsucht. Die Zeile mit der Fundstelle wird dann weiter nach der Zeichenkette `mt=` durchsucht, und die nachfolgenden Ziffern werden der Variablen `mt` zugewiesen. Analog wird anschließend die Anzahl der Gitter-

punkte in x , y und z -Richtung aus dem Block `&coords` eingelesen. Damit kann nun auch die Größe der Matrizen `xx`, `yy`, `zz`, `tt`, `eee` und `fff` sowie die Anzahl der Pixel in x - und y -Richtung festgelegt werden.

Einlesen der Daten aus der Ausgabedatei von *tipforward1d*

```

CLOSE, 2
OPENR, 2, file_time
PRINT, ' lese Datei: ', file_time

; überspringe Kommentarzeilen
FOR i=1,n_comment_lines DO READF, 2, dummy_str

IF nxyz EQ 3 THEN BEGIN
  FOR i_z=0,nzz-1 DO BEGIN
    FOR i_y=0,nyy-1 DO BEGIN
      FOR i_x=0,nxx-1 DO BEGIN
        FOR i_t=0,mt-1 DO BEGIN
          READF, 2, x, y, z, t, ex, ey, ez
          xx[i_x,i_y,i_z] = x
          yy[i_x,i_y,i_z] = y
          zz[i_x,i_y,i_z] = z
          tt[i_t] = t
          eee[0,i_t,i_x,i_y,i_z] = ex
          eee[1,i_t,i_x,i_y,i_z] = ey
          eee[2,i_t,i_x,i_y,i_z] = ez
          eee[3,i_t,i_x,i_y,i_z] = SQRT(ex^2+ey^2+ez^2)
        ENDFOR
      ENDFOR
    ENDFOR
  ENDFOR
ENDIF ELSE BEGIN
; nxyz EQ 1
  FOR i_z=0,nzz-1 DO BEGIN
    FOR i_y=0,nyy-1 DO BEGIN
      FOR i_x=0,nxx-1 DO BEGIN
        FOR i_t=0,mt-1 DO BEGIN
          READF, 2, x, y, z, t, ex
          xx[i_x,i_y,i_z] = x
          yy[i_x,i_y,i_z] = y
          zz[i_x,i_y,i_z] = z
          tt[i_t] = t
          eee[0,i_t,i_x,i_y,i_z] = ex
          eee[1,i_t,i_x,i_y,i_z] = 0
          eee[2,i_t,i_x,i_y,i_z] = 0
          eee[3,i_t,i_x,i_y,i_z] = SQRT(ex^2)
        ENDFOR
      ENDFOR
    ENDFOR
  ENDFOR
ENDIF
ENDELSE

```

```

CLOSE, 2

!X.RANGE = [xx[0,0,0], xx[nxx-1,0,0]]
!Y.RANGE = [yy[0,nyy-1,0], yy[0,0,0]]
limit_xy = [xx[0,0,0], yy[0,0,0], xx[nxx-1,0,0], yy[0,nyy-1,0]]

```

Mit der OPENR-Anweisung wird die Datei `file_time` zum Lesen geöffnet. Anschließend werden die Kopfzeilen am Anfang der Datei übersprungen. Beim Einlesen der Daten muss eine Fallunterscheidung getroffen werden, da je nach darzustellender physikalischer Größe die Ausgabedatei von `tipforward1d` entweder drei Komponenten oder aber nur eine Komponente enthält (zum Beispiel: `*.et` → `nxyz=3`; `*.det` → `nxyz=1`). In der Matrix `eee` wird neben den einzelnen Feldkomponenten auch der Betrag des Feldes ($f_x^2 + f_y^2 + f_z^2$)^{1/2} abgespeichert. Mit Hilfe der Systemvariablen `!X.RANGE` und `!Y.RANGE` wird der Bereich festgelegt, der bei der Isoliniendarstellung abgebildet werden soll. `limit_xy` wird später bei der Triangulation der Daten benötigt.

Skalierung der Daten

```

PRINT, " bearbeite Daten..."
IF (min_eee EQ 0) THEN min_eee = MIN(eee[xyz,*,*,i_zc])
IF (max_eee EQ 0) THEN max_eee = MAX(eee[xyz,*,*,i_zc])

max_p = MAX([max_eee, -1*min_eee]) ; größter Absolutbetrag
min_p = max_p/(10.^logdec)         ; kleinster log. pos. Betrag
min_n = -1*min_p                   ; kleinster log. neg. Betrag
min_log = ALOG10(min_p)
logfac = (1-linrange)/logdec

FOR i_z=0,nzz-1 DO BEGIN
  FOR i_y=0,nyy-1 DO BEGIN
    FOR i_x=0,nxx-1 DO BEGIN
      FOR i_t=0,mt-1 DO BEGIN
        e = eee[xyz,i_t,i_x,i_y,i_z]
        IF e GE min_p THEN $
          fff[i_t,i_x,nyy-1-i_y,i_z] = $
            linrange + (ALOG10(e)-min_log)*logfac $
        ELSE IF e LE min_n THEN $
          fff[i_t,i_x,nyy-1-i_y,i_z] = $
            -1*linrange - (ALOG10(-1*e)-min_log)*logfac $
        ELSE fff[i_t,i_x,nyy-1-i_y,i_z] = e*linrange/min_p
      ENDFOR
    ENDFOR
  ENDFOR
ENDFOR

```

Die elektromagnetischen Felder zeigen für typische LOTEM-Konfigurationen in der Regel sowohl eine sehr große räumliche als auch eine starke zeitliche Dynamik, die sich über einige Größenordnungen erstrecken kann. Zudem können bei einigen Feldkomponenten Vorzeichenwechsel auftreten, sodass eine rein logarithmische Skalierung der Da-

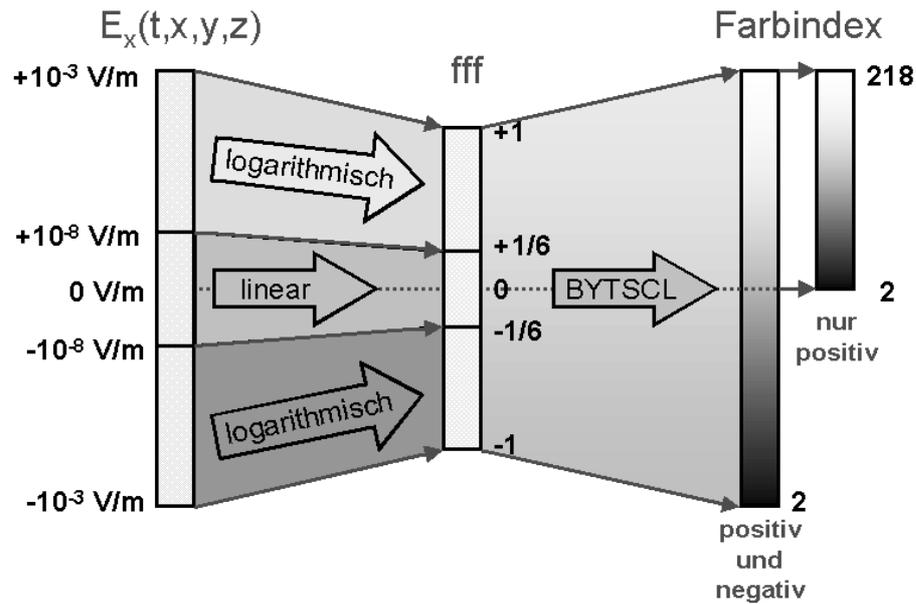


Abbildung B.1: Beispiel für Skalierung der Daten mit „ps_xy“:
 $|E_x(t,x,y,z)| \leq 10^{-3} \frac{V}{m}$, $locdec=5$, verfügbare Farbindices: 2 bis 218.

ten nicht möglich ist. Hier werden daher die darzustellenden Daten in drei Intervalle unterteilt, die jeweils unterschiedlich skaliert werden (siehe Abbildung B.1): Werte, die größer als min_p sind, werden logarithmisch skaliert und auf das Intervall $linrange \leq fff \leq 1$ abgebildet. Die negativen Werte, die kleiner als min_n sind, werden zunächst mit -1 multipliziert, dann logarithmisch skaliert und anschließend wieder mit -1 multipliziert. Dadurch wird dieser Wertebereich auf das Intervall $-1 \leq fff \leq -linrange$ abgebildet. Die Werte zwischen min_n und min_p werden linear auf das Intervall $-linrange < fff < +linrange$ abgebildet. $linrange$ ist ein Wert zwischen null und eins, der im Abschnitt *Definition und Initialisierung* auf $1/(logdec+1)$ gesetzt wurde.

Darstellung der Daten

Bevor die Daten dargestellt werden können, wird die Zeichenkette, die als Titel über der Grafik erscheinen soll, definiert. Außerdem werden die Isolinien sowie die Beschriftung der Farblegende festgelegt:

```
IF NOT dc THEN zeit="t=" + STRCOMPRESS(STRING(tt[i_tp], FORMAT='(G5.1)')) + 's' $
  ELSE zeit='DC'
titel = titel + " (z=" + STRCOMPRESS(STRING(zz[0,0,i_zc], $
  FORMAT='(G3.2E1)')) + "m, " + zeit + ")"

; Isolinien und Farblegende festlegen
c_pow_n = -1*FINDGEN(logdec+1) + logdec + ROUND(min_log)
c_pow_p = FINDGEN(logdec+1) + ROUND(min_log)
c_lev = REFORM( [ -10.^c_pow_n, 0, 10.^c_pow_p ] ) ; mit "0"-Isolinie
```

```

c_lev_o0 = REFORM( [ -10.^c_pow_n, 10.^c_pow_p ] ) ; ohne "0"-Isolinie
c_lab = INTARR(2*logdec+3) + 1 ; Jede Isolinie bekommt Label c_lab={1,1,...}

IF (xyz EQ 3) THEN BEGIN ; Betrag (nur positive Werte)
  barmax=logdec+2
  colbarlab = FLTARR(barmax)
  FOR i=0, barmax-1 DO BEGIN
    colbarlab[i]=c_lev[logdec+1+i] ; Jede positive Isolinie in die Farblegende
  ENDFOR
ENDIF ELSE BEGIN ; sowohl negative als auch positive Werte
  barmax=(N_ELEMENTS(c_lev)+1)/2
  colbarlab = FLTARR(barmax)
  FOR i=0, barmax-1 DO BEGIN
    colbarlab[i]=c_lev[i*2] ; Jede zweite Isolinie in die Farblegende
  ENDFOR
ENDELSE
IF (plotzero EQ 0) THEN c_lev = c_lev_o0

```

Das eindimensionale Feld `c_lev` gibt die Werte vor, für die jeweils eine Isolinie gezeichnet werden soll. `c_lab` ist ein Feld mit lauter Einsen, das dafür sorgt, dass jede Isolinie beschriftet wird. Mit dem Feld `colbarlab` wird die Beschriftung der Farblegende festgelegt.

Als nächstes wird unter anderem das Grafikformat der Ausgabedatei sowie die Größe der Abbildung in *cm* festgelegt (hier: „encapsulated PostScript“ (eps); ohne Farblegende: $16.0\text{ cm} \times 15.5\text{ cm}$; mit Farblegende: $16.0\text{ cm} \times 16.5\text{ cm}$). Zudem wird die Farbpalette ausgewählt und für den Fall, dass nur positive Beträge dargestellt werden sollen, diese komplett für den positiven Wertebereich ($0 \leq \text{fff} \leq 1$) reserviert:

```

SET_PLOT, "PS"
DEVICE, /COLOR, BITS=16, /ENCAPSUL, FILENAME=fn, /HELVETICA, FONT_INDEX=4,$
      XSIZE=16, YSIZE=15.5+legende*1

; Farbpalette wählen, für Betrag (xyz=3) alles für pos. Hälfte
LOADCT, palette_nr, FILE=palette_fn
f_bottom=0
PRINT, " Max. Anzahl Farben: ", !D.N_COLORS
IF (xyz EQ 3) THEN BEGIN
  f_bottom=(!D.N_COLORS-1)*0.5
  LOADCT, palette_nr, FILE=palette_fn, BOTTOM=f_bottom
ENDIF

```

Schließlich erfolgt der eigentliche Aufruf der Routinen zur Interpolation und Darstellung der Daten:

```

TRIANGULATE, REFORM(xx[*,* ,i_zc]), REFORM(yy[*,* ,i_zc]), tr_xy

image_xy = TRIGRID(REFORM(xx[*,* ,i_zc]),$
                  REFORM(yy[*,* ,i_zc]),$
                  REFORM(fff[i_tp,* ,i_zc]),$
                  tr_xy, [0,0], limit_xy, NX=res[0], NY=res[1])

```

```

; erste und letzte Farbe sind reserviert und werden anderweitig benutzt
image_xy = BYTSCL(image_xy, MIN=-1, MAX=+1, TOP=!D.N_COLORS-3)+1

TV, image_xy, 3, 2+legende*1, /CENTIMETERS, XSIZE=12, YSIZE=12

CONTOUR, REFORM(eee[xyz,i_tp,*,*,i_zc]),$
          REFORM(xx[*,*,i_zc]),$
          REFORM(yy[*,*,i_zc]),$
          /DEVICE, /NOERASE, TRIANGULATION=tr_xy,$
          LEVELS=c_lev, C_LABELS = c_lab, C_CHARSIZE=1.1, COLOR=255,$
          POSITION = [3000, 2000+legende*1000, 15000, 14000+legende*1000],$
          XSTYLE = 1, YSTYLE = 1, TITLE = titel,$
          XTITLE = "x in [m]", YTITLE = "y in [m]"

IF legende THEN $
  COLBAR, FIX(f_bottom+1), !D.N_COLORS-2, colbarlab, 3, 0.8, 12, 0.5

DEVICE, /close
END

```

Die Routine TRIANGULATE erzeugt eine Delaunay-Triangulation des Gitters, auf dem die Daten berechnet wurden. In der Variablen `tr_xy` werden die Dreiecke abgespeichert, auf denen dann mittels der Routine TRIGRID linear zwischen den Gitterpunkten interpoliert wird. Die skalierten Werte liegen jetzt noch im Bereich zwischen -1 und $+1$ und müssen mit BYTSCL auf die Anzahl der verfügbaren Farb-Bits abgebildet werden. Mit Hilfe der Routine TV wird das in der Matrix `image_xy` abgespeicherte Bild in die Grafikdatei geschrieben. Die Isolinien, die Achsenbeschriftung und der Titel werden mit der Routine CONTOUR eingezeichnet. Bei der Erstellung der Isolinien wird wieder auf den mittels TRIANGULATE erstellten Dreiecken linear interpoliert. Schließlich wird gegebenenfalls die Farblegende am unteren Rand der Grafik abgebildet. Die dazu verwendete selbstgeschriebene Routine COLBAR sieht folgendermaßen aus:

```

PRO COLBAR, fvon, fbis, colbarlab, xoffset, yoffset, breite, hoehe
  farben = fbis-fvon+1
  barmax = N_ELEMENTS(colbarlab)
  farbverlauf = REBIN(BINDGEN(farben)+fvon,farben,8)
  TV, farbverlauf, xoffset, yoffset, /CENTIMETERS, XSIZE=breite, YSIZE=hoehe
  PLOT, FLTARR(8), /DEVICE, /NOERASE, X RANGE=[0., barmax], XSTYLE=1, $
    Y RANGE=[0., 1.], YSTYLE=4, COLOR=255, $
    POSITION=ROUND([xoffset, yoffset, xoffset+breite, yoffset+hoehe]*1000), $
    CHARSIZE=1.2, $
    XTICKNAME=STRCOMPRESS(STRING(colbarlab, FORMAT='(G7.0)'), $
    XTICKS=barmax-1, XTICKLEN=hoehe
END

```

Mit den Übergabeparametern `fvon` und `fbis` werden der kleinste beziehungsweise größte darzustellende Farbindex der geöffneten Farbpalette festgelegt. `colbarlab` enthält die Beschriftung der einzelnen Striche in der Farblegende. `xoffset`, `yoffset`, `breite` und `hoehe` geben die Position und Größe der Farblegende in *cm* an.

Aufruf von *ps_xy*

Zur Benutzung des *IDL*-Programms *ps_xy* muss zunächst der Kommandozeilen-Modus von *IDL* aufgerufen werden:

```
> idl
```

Die Erstellung einer Grafikdatei im *eps*-Format mit einer flächenhaften Darstellung der E_x -Komponente unserer Beispieldatei *test.et* zum Zeitpunkt $t = 50\text{ms}$ in der *xy*-Ebene $z = 500\text{m}$ erfolgt mit dem Befehl:

```
IDL> ps_xy, "test", 0, 1, 5, 12, 17
```

Hinzufügen von Farbpaletten

Bei der Erstellung neuer Farbpaletten ist zu beachten, dass die zu verwendenden Linien-, Schrift- und Hintergrundfarben in der Farbpalette mit enthalten sein müssen. Hier wurde daher jeweils der erste Farbindex für weiß (Hintergrundfarbe) und der letzte für schwarz (Linien- und Schriftfarbe) reserviert. Außerdem ist darauf zu achten, dass ein Windows-Manager benutzt wird, der *IDL* genügend Farben zur Verfügung stellt (zum Beispiel der ressourcenschonende *twm*). Das folgende Beispiel zur Erstellung einer neuen Farbpalette geht von mindestens 202 verfügbaren Farbindizes aus:

```
IDL> FARBEN=202
IDL> loadct, 6, FILE="hoheisel.tbl", NCOLORS=FARBEN
IDL> xpalette
IDL> tvlct, R, G, B, /GET
IDL> R256=BYTARR(256)
IDL> G256=BYTARR(256)
IDL> B256=BYTARR(256)
IDL> R256 = CONGRID(R[0:FARBEN-1],256)
IDL> G256 = CONGRID(G[0:FARBEN-1],256)
IDL> B256 = CONGRID(B[0:FARBEN-1],256)
IDL> modifyct, 7, "neu", R256, G256, B256, FILE="hoheisel.tbl"
```

Mit dem Befehl *loadct* wird die Farbpalette Nr. 6 aus der Datei *hoheisel.tbl* geladen und auf die am Bildschirm darstellbaren 202 Farbindizes verteilt. Anschließend können mit Hilfe der Routine *xpalette* die Farben interaktiv nach Belieben modifiziert werden (Abbildung B.2). Der Befehl *tvlct* kopiert die veränderte Farbpalette in die drei Felder *R*, *G* und *B* (rot, grün, blau), die dann jeweils mittels *CONGRID* auf die in *IDL* üblichen 256 Farbabstufungen skaliert werden. Mit *modifyct* wird die neue Farbpalette schließlich als Palette Nr. 7 in die Datei *hoheisel.tbl* geschrieben.

Animierte Darstellung

Da mit dem Programm *tipforwardId* die elektromagnetischen Felder für aufeinanderfolgende Zeitpunkte berechnet werden, liegt es nahe, auch die Darstellung der Felder im

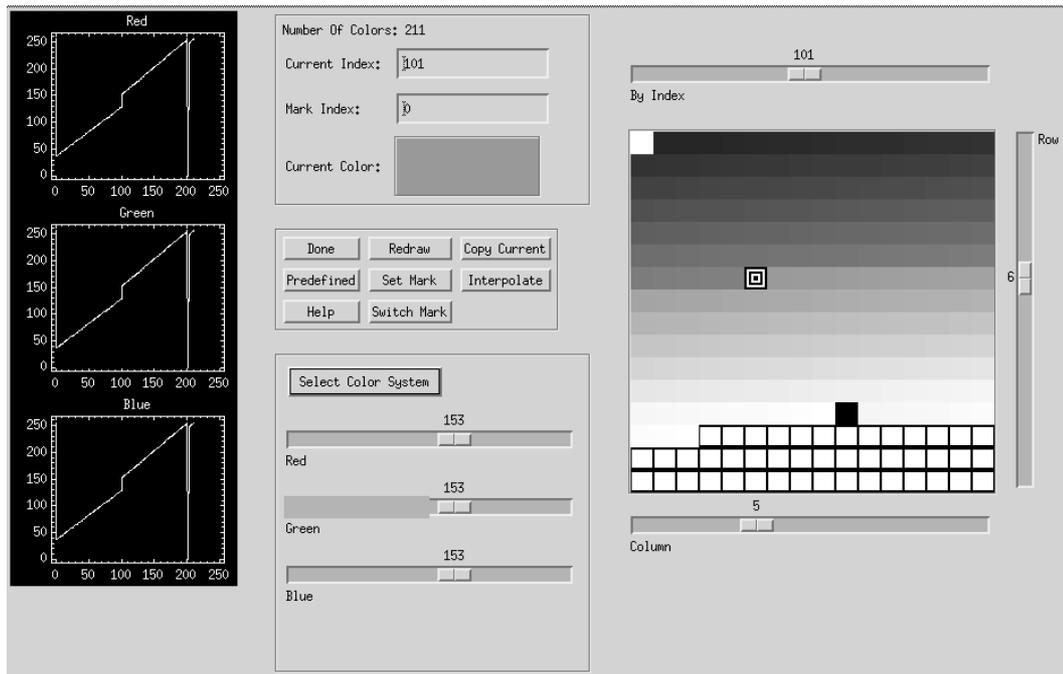


Abbildung B.2: Erstellen einer Farbpalette für „IDL“ unter Verwendung der Routine „xpalette“. In dem Kasten auf der rechten Seite sind alle Farben der Farbpalette dargestellt. Dem ersten Farbindex (links oben) wurde hier die Farbe „Weiß“, dem 202. Farbindex (unten Mitte) die Farbe „Schwarz“ zugeordnet.

Zeitbereich erfolgen zu lassen, zum Beispiel in Form von animierten Grafiken. Mit IDL kann dies unter Verwendung der Routine XINTERANIMATE realisiert werden. Dazu sind in *ps_xy.pro* einige Veränderungen vorzunehmen:

```

...
SET_PLOT, 'X'
...
WINDOW, 1, XSIZE=res[0]+150, YSIZE=res[1]+100
XINTERANIMATE, SET=[res[0]+150,res[1]+100,mt],TITLE=titel
FOR i_tp=0,mt-1 DO BEGIN
  PRINT, '  generiere Bild ', i_tp+1,' von ',mt
  ...
  TV, image_xy, 100, 50
  CONTOUR, ..., POSITION = [100, 50, res[0]+100, res[1]+50], ...
  XINTERANIMATE, FRAME=i_t, WIN=1
ENDFOR
WDELETE, 1
XINTERANIMATE, 10
...

```

Die Abmessungen werden jetzt nicht mehr in *cm*, sondern in Pixel angegeben. Zusätzlich benötigt man zur animierten Darstellung eine Schleife über alle Zeitpunkte, für die

das räumliche Verhalten des Feldes mit *tipforward1d* berechnet wurde. Jeder Zeitpunkt entspricht später einem Bild des Filmes.

Durch die animierte Darstellung einzelner Feldkomponenten lässt sich sehr schnell ein Überblick — nicht nur über den räumlichen, sondern auch über den zeitlichen Verlauf der Felder — gewinnen. Eine geeignete Darstellung der elektromagnetischen Felder in Raum und Zeit ist oft eine notwendige Bedingung zum Verständnis der zugrunde liegenden physikalischen Zusammenhänge.

Messung der LOTEM-Systemantwort

C.1 Messung in Longerich

Station	x [m]	I [A]	Abtast- frequenz [Hz]	Tief- pass [Hz]	Parameter der berechneten Daten					
					ρ_0 [Ωm]	m	τ [s]	c	Fak- tor	Δt [ms]
112 \dot{H}_z	171.5	1.0	1000	300					1.2	-0.3
122 \dot{H}_z	177.5	1.0	1000	300					1.2	-0.3
132 \dot{H}_z	183.5	1.0	1000	300					1.2	-0.3
142 \dot{H}_z	189.5	1.0	1000	300					1.2	-0.3
153 E_x	195.5	1.0	4000	1000	56.2	0.220	0.02	0.2		-0.15
158 \dot{H}_z	195.5	1.0	4000	1000					1.0	-0.2
161 E_x	201.5	1.0	1000	300	74.1	0.226	0.1	0.205		+0.35
162 \dot{H}_z	201.5	1.0	1000	300					1.3	-0.1
171 E_x	207.5	1.0	1000	300	96.5	0.315	0.5	0.205		+0.3
172 \dot{H}_z	207.5	1.0	1000	300					1.4	-0.2
181 E_x	213.5	1.5	1000	300	139.7	0.200	0.1	0.205		+0.32
182 \dot{H}_z	213.5	1.5	1000	300					1.6	-0.25
191 E_x	219.5	1.2	1000	300	87.1	0.235	0.05	0.205		+0.28
192 \dot{H}_z	219.5	1.2	1000	300					1.3	-0.25

Die Koordinaten sind in dem Koordinatensystem der IP-Messung, die zur selben Zeit auf der Deponie in Longerich stattfand, angegeben (S. Recher, pers. Mitt.). Das Sendekabel hatte eine Länge von 3 m und war längs des Profils $y = -100\text{ m}$ ausgelegt. Die Potentialelektroden zur Messung der E_x -Komponente waren bei $y = -97\text{ m}$ seitlich des Sendekabels positioniert. Der Abstand zwischen den Elektroden betrug 1 m . Die zur Re-

gistrierung der \dot{H}_z -Komponente verwendete Kernspule wurde mittels eines Stativs bei $y = -96.5\text{ m}$ befestigt. Die x -Koordinaten der Sensoren und des Mittelpunktes des Sendekabels sind für jede Station in der Tabelle angegeben.

Der Tabelleneintrag *Faktor* gibt an, mit welchem Wert die berechneten \dot{H}_z -Daten multipliziert wurden, um eine möglichst gute Übereinstimmung mit den gemessenen Daten zu erreichen („Static-Shift“-Korrektur). Δt gibt den berücksichtigten Zeitversatz der berechneten Kurven an. Die \dot{H}_z -Transienten enthalten in der Nähe zum Sender kaum Information über die physikalischen Parameter des Untergrunds. Deshalb wurden für die berechneten \dot{H}_z -Transienten keine Cole-Cole-Parameter in der Tabelle aufgeführt.

C.1.1 E_x -Transienten

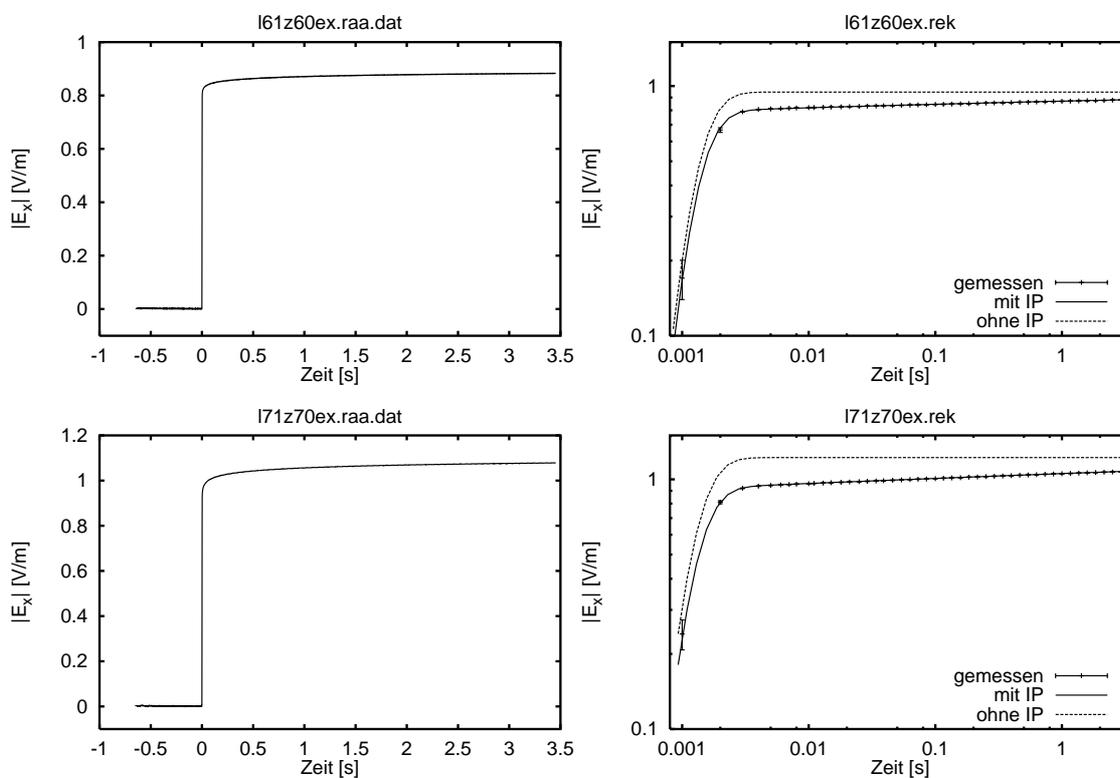


Abbildung C.1: Gemessene und berechnete E_x -Transienten der Stationen l61 und l71; links linear, rechts doppeltlogarithmisch skaliert.

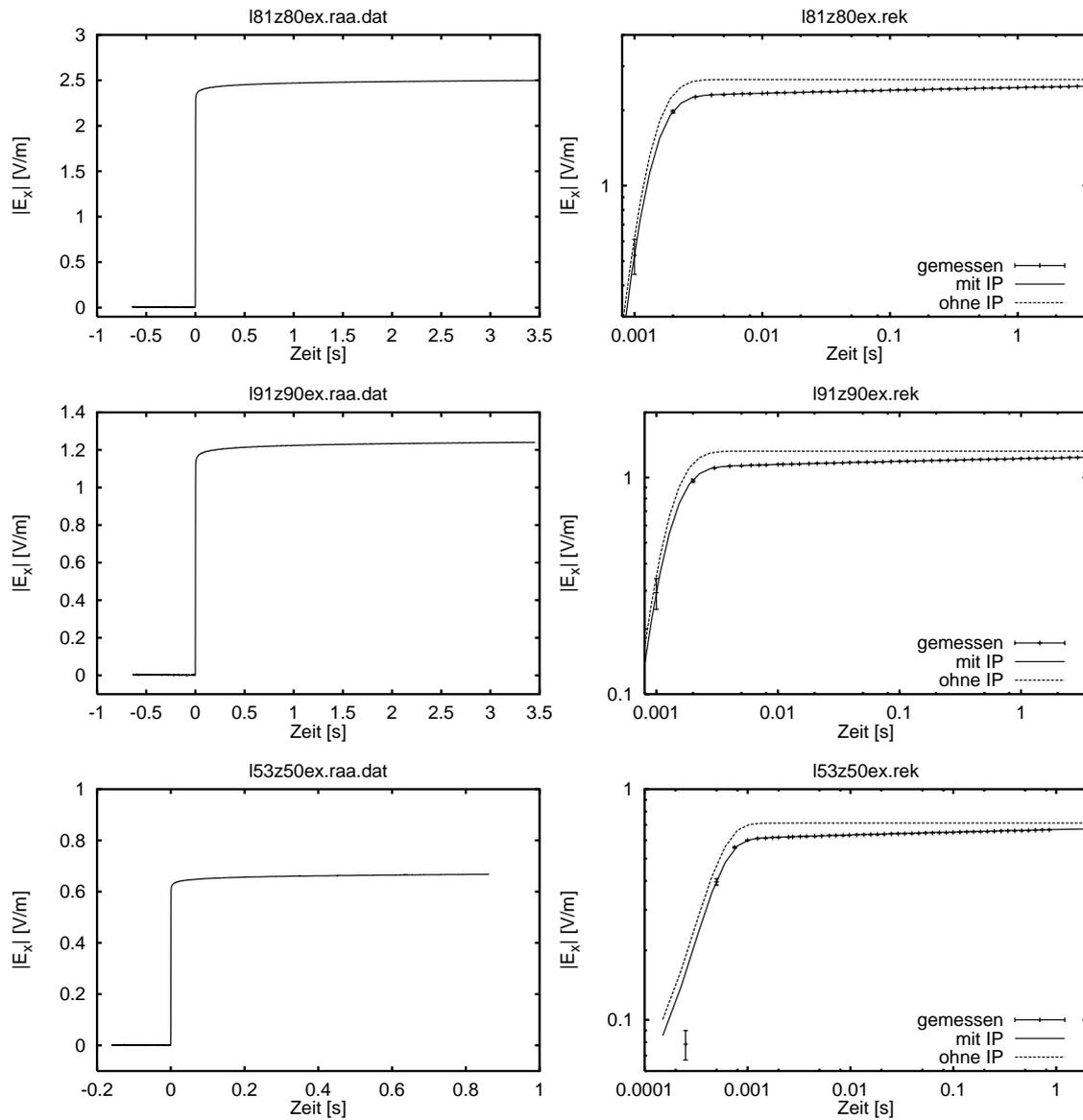


Abbildung C.2: Gemessene und berechnete E_x -Transienten der Stationen 181, 191 und 153; links linear, rechts doppeltlogarithmisch skaliert.

C.1.2 \dot{H}_z -Transienten

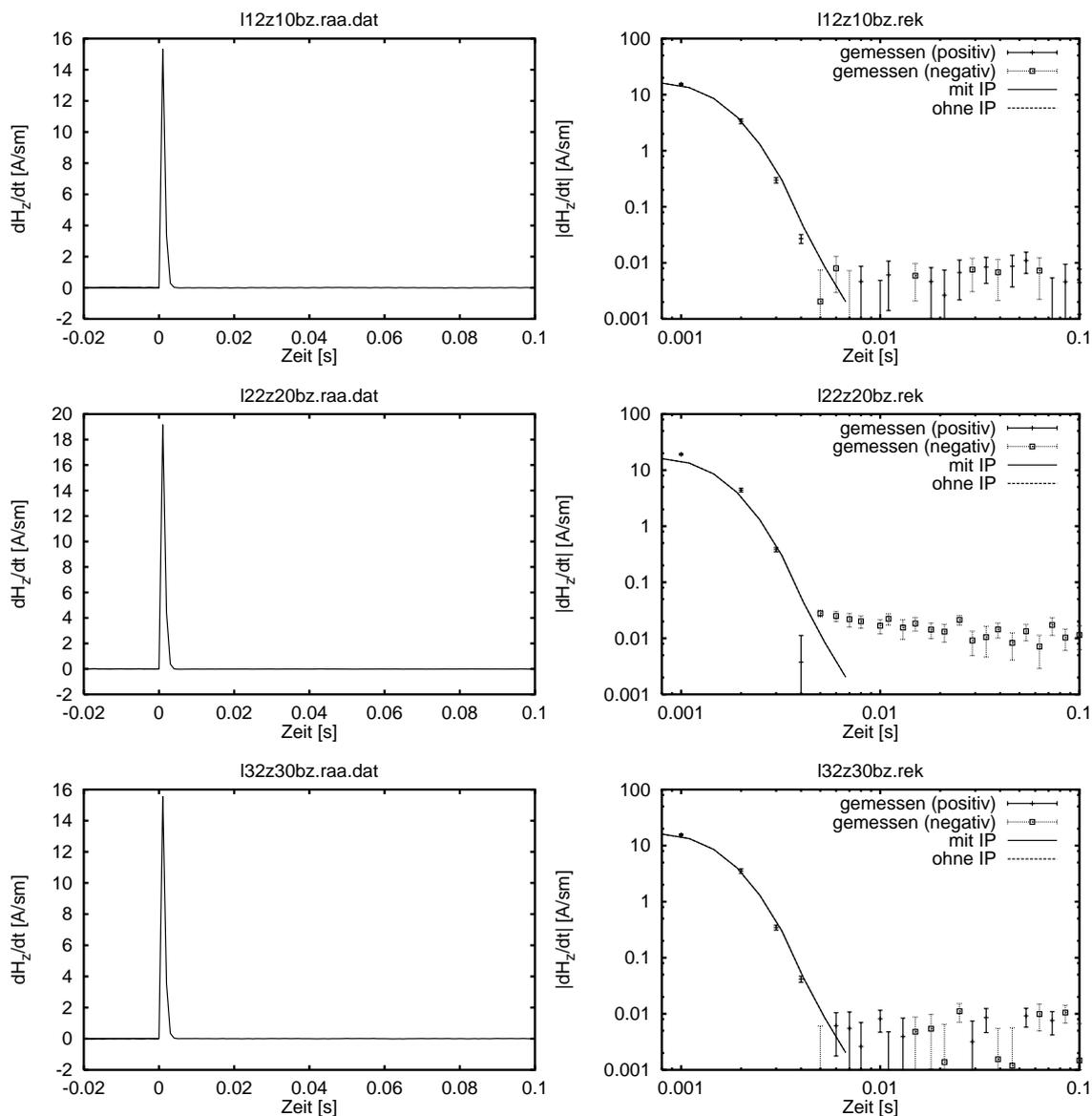


Abbildung C.3: Gemessene und berechnete \dot{H}_z -Transienten der Stationen 112, 122 und 132; links linear, rechts doppeltlogarithmisch skaliert.

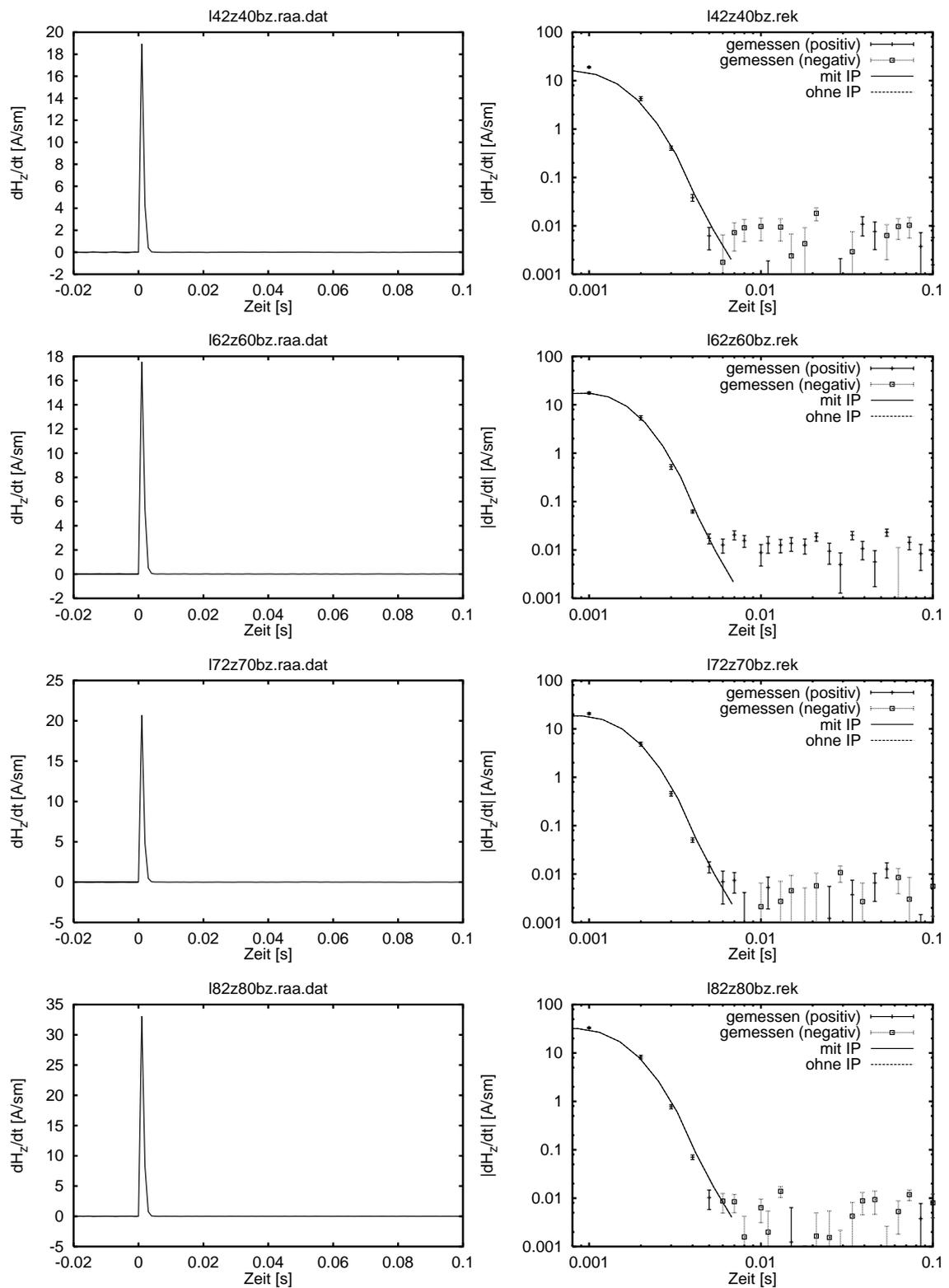


Abbildung C.4: Gemessene und berechnete \dot{H}_z -Transienten der Stationen l42, l62, l72 und l82; links linear, rechts doppeltlogarithmisch skaliert.

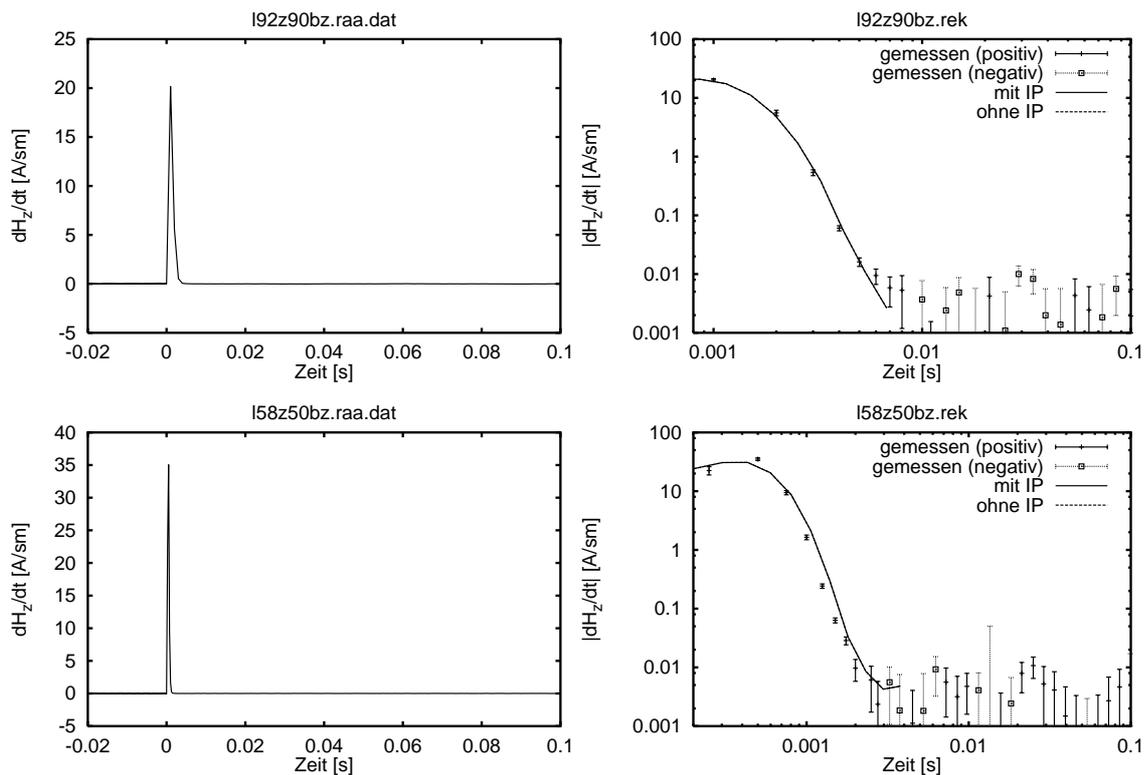


Abbildung C.5: Gemessene und berechnete \dot{H}_z -Transienten der Stationen 192 und 158; links linear, rechts doppeltlogarithmisch skaliert.

C.2 Labormessung

Untersucht wurde Kanal 1 der Teamex-Box Nr. 15, die bei der Messung in Longerich zur Aufzeichnung der Systemantwort verwendet wurde. Dazu wurde bei den beiden Messungen 110z72ex und 130z73ex das zum Triggern der Aufzeichnungseinheit verwendete Stufensignal der Uhr über einen Spannungsteiler abgegriffen und mit Hilfe der Teamex-Box aufgezeichnet. Bei den Messungen 130z74ex und 110z75ex diente zur Vermeidung möglicher Störeffekte der Triggerbox eine zweite, synchronisierte Uhr als Signalgeber. Die Abtastfrequenz betrug bei allen Messungen 4000 Hz . Die Grenzfrequenz des in der Teamex-Box eingebauten analogen Antialiasfilters wurde bei den Messungen 110z72ex und 110z75ex auf 1000 Hz und bei den Messungen 130z73ex und 130z74ex auf 300 Hz eingestellt. Die bei jeder Messung aufgezeichneten 32 Zeitreihen wurden bei der Datenverarbeitung gefiltert, selektiv gestapelt und auf das Gleichspannungsniveau vor dem Einschalten nivelliert. Die Impulsantwort wurde durch Ableitung des gemessenen Signals nach der Zeit berechnet (Differenzenformel) und auf die Fläche unter der Kurve normiert.

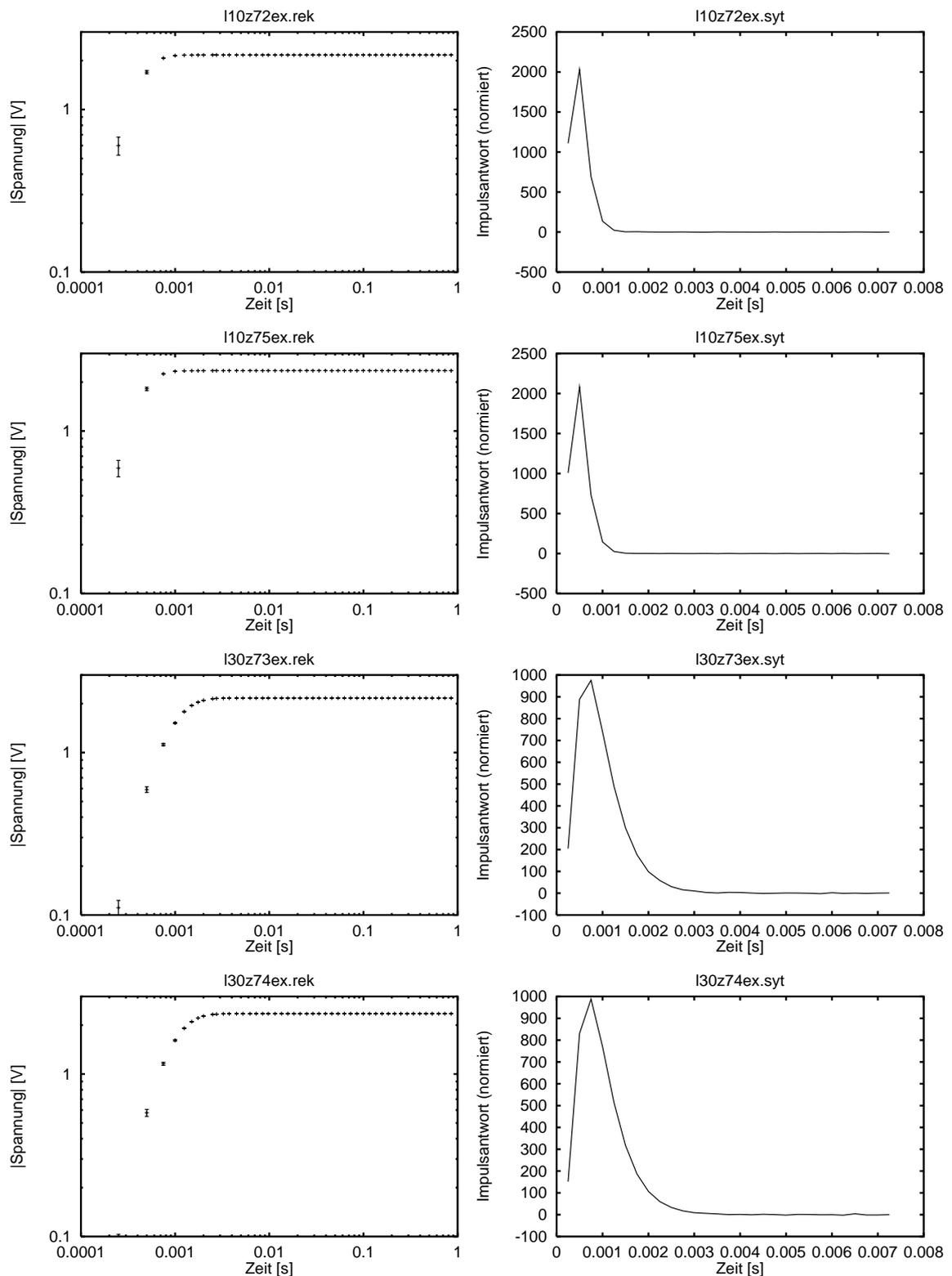


Abbildung C.6: Messung der Systemantwort im Labor; links: gefilterte, selektiv gestapelte und nivellierte Zeitreihen (doppeltlogarithmisch); rechts: daraus abgeleitete Impulsantworten (linear). 110z72ex und 110z75ex mit 1000 Hz-Antialiasfilter; 130z73ex und 130z74ex mit 300 Hz-Antialiasfilter

Literaturverzeichnis

- Aigner, H. und H. Militzer**, Methoden auf der Grundlage physiko-chemischer Felder, in *Angewandte Geophysik*, herausgegeben von H. Militzer und F. Weber, Bd. 2, Kapitel 1.5, 174–214, Springer-Verlag, 1985.
- Bertin, J. und J. Loeb**, *Experimental and theoretical aspects of induced polarization*, Bd. 1, Borntraeger, 1976.
- Bröcker, T.**, *Analysis III*, BI Wissenschaftsverlag, 1992.
- Buselli, G.**, The effect of near-surface superparamagnetic material on electromagnetic measurements, *Geophysics*, 47, (9), 1315–1324, 1982.
- Buttkus, B.**, *Spektralanalyse und Filtertheorie in der angewandten Geophysik*, Springer, Berlin, 1991.
- Cole, K. S. und R. H. Cole**, Dispersion and absorption in dielectrics, I. Alternating current characteristics, *J. Chem. Phys.*, 9, 341–351, 1941.
- Collett, L. S.**, History of the induced-polarization method, in *Induced Polarization: Applications and Case Histories*, herausgegeben von J. B. Fink et al., Kapitel 1, 5–21, Soc. Expl. Geophys., 1990.
- Dey, A. und H. F. Morrison**, Electromagnetic coupling in frequency and time-domain induced-polarization surveys over a multilayered earth, *Geophysics*, 38, (2), 380–405, 1973.
- di Maio, R., P. Mauriello, D. Patella, Z. Petrillo, S. Picitelli und A. Siniscalchi**, Electric and electromagnetic outline of the Mount Somma-vesuvius structural setting, *J. Volc. Geother. Res.*, 82, (1–4), 219–238, 1998.
- Elliott, P.**, An empirical procedure for removal of polarisation effects observed in TEM field data, *Exploration Geophysics*, 22, 575–582, 1991.

- Engels, O. G.**, Ein Multikanalverarbeitungssystem für LOTEM und Feldtest in Südafrika, Diplomarbeit, Universität zu Köln, Institut für Geophysik und Meteorologie, Januar 1992.
- Flis, M. F., G. A. Newman und G. W. Hohmann**, Induced-polarization effects in time-domain electromagnetic measurements, *Geophysics*, 54, (4), 514–523, 1989.
- Fuller, B. D. und S. H. Ward**, Linear system description of the electrical parameters of rocks, *IEEE Trans. Geosci. Electronics*, GE-8, (1), 7–18, 1970.
- Gasparini, P.**, Looking inside Mt. Vesuvius, *EOS*, 79, (19), 229–232, 1998.
- Grahame, D. C.**, The electrical double layer and the theory of electrocapillarity, *Chem. Rev.*, 41, 441–501, 1947.
- Grant, T. W.**, Dipole-dipole electromagnetic coupling for three-dimensional models, Diplomarbeit, University of Utah, August 1990.
- Grauert, H. und I. Lieb**, *Differential- und Integralrechnung III*, Springer-Verlag, 2. Auflage, 1977.
- Guptasarma, D.**, Computation of the time-domain response of a polarizable ground, *Geophysics*, 47, (11), 1574–1576, 1982.
- Guptasarma, D.**, Positivity of the coincident loop transient electromagnetic response, *Geophysics*, 49, (2), 194, 1984.
- Hohmann, G. W.**, Three-dimensional IP models, in *Induced Polarization: Applications and Case Histories*, herausgegeben von J. B. Fink et al., Kapitel 2, 150–178, Soc. Expl. Geophys., 1990.
- Hohmann, G. W. und G. A. Newman**, Transient electromagnetic responses of surficial, polarizable patches, *Geophysics*, 55, (8), 1098–1100, 1990.
- Hönig, M., S. Recher, B. Tezkan und F. M. Neubauer**, Application of induced polarization and radiomagnetotellurics to a waste site in the north of Cologne, Poster auf dem „5th EGS-ES Meeting“ Budapest, Ungarn, September 1999.
- Hördt, A.**, Ein Verfahren zur 'Joint Inversion' angewandt auf 'Long Offset Electromagnetics' (LOTEM) und Magnetotellurik (MT), Diplomarbeit, Universität zu Köln, Institut für Geophysik und Meteorologie, Oktober 1989.
- Hördt, A.**, *Interpretation transient elektromagnetischer Tiefensondierungen für anisotrop horizontal geschichtete und für dreidimensionale Leitfähigkeitsstrukturen*, Dissertation, Universität zu Köln, Institut für Geophysik und Meteorologie, 1992.

- Hördt, A., O. Engels und K. Vozoff**, Transient electromagnetics applied to gas storage monitoring, in *SEG 63rd annual Meeting and Exposition, Expanded Abstracts*, SEG, 1995.
- Jackson, J. D.**, *Classical Electrodynamics*, John Wiley & Sons, Inc., 2. Auflage, 1975.
- Kamenetsky, F. M. und P. V. Novikov**, A physical study of low-frequency dispersion of rock conductivity in time-domain electromagnetics, *Geophys. Prospect.*, *45*, 421–434, 1997.
- Kaufman, A. A. und G. V. Keller**, *Frequency and transient soundings*, Methods in Geochemistry and Geophysics, Bd. 16, Elsevier, 1983.
- Keller, G. V. und F. C. Frischknecht**, *Electrical methods in geophysical prospecting*, Pergamon Press, 1966.
- Knight, J. H. und A. P. Raiche**, Transient electromagnetic calculations using the Gaver-Stehfest inverse Laplace transform method, *Geophysics*, *47*, (1), 47–50, 1982.
- Landau, L. D. und E. M. Lifschitz**, Elektrodynamik der Kontinua, in *Lehrbuch der Theoretischen Physik*, herausgegeben von G. Lehmann, Bd. VIII, Akademie-Verlag Berlin, 3. Auflage, 1974.
- Lee, T.**, The effect of displacement currents on time domain electromagnetic fields, *Bull., Austral. Soc. Explor. Geophys.*, *12*, 34–36, 1981a.
- Lee, T.**, Transient electromagnetic response of a polarizable ground, *Geophysics*, *46*, (7), 1037–1041, 1981b.
- Lee, T.**, The effect of a superparamagnetic layer on the transient electromagnetic response of a ground, *Geophys. Prospect.*, *32*, 480–496, 1984.
- Lee, T. und L. Thomas**, The transient electromagnetic response of a polarizable sphere in a conducting half space, *Geophys. Prospect.*, *40*, 541–563, 1992.
- Lénat, J. F.**, Geoelectrical methods in volcano monitoring, in *Monitoring active volcanoes*, herausgegeben von B. McGuire, C. Kilburn, und J. Murray, 248–274, UCL Press, 1995.
- Lippmann, E.**, *4-Punkt light μC — Kurzbeschreibung und Bedienungsanleitung*, Lippmann Geophysikalische Messgeräte, 1999.
- Meyer, W. H.**, EM inversion of spectral IP data, in *Induced Polarization: Applications and Case Histories*, herausgegeben von J. B. Fink et al., Kapitel 2, 104–127, Soc. Expl. Geophys., 1990.
- Müller, M.**, *Elektromagnetik an Vulkanen*, Dissertation, Universität zu Köln, Institut für Geophysik und Meteorologie, 2000.

- Müller, M., A. Hördt und F. M. Neubauer**, Electromagnetic techniques's success at Vesuvius points to use in forecasting eruptions, *EOS*, 80, (35), 393–401, 1999.
- Newman, G. A., G. W. Hohmann und W. L. Anderson**, Transient electromagnetic response of a three-dimensional body in a layered earth, *Geophysics*, 51, (8), 1608–1627, 1986.
- Olhoeft, G. R.**, Low-frequency electrical properties, *Geophysics*, 50, (12), 2492–2503, 1985.
- Osman, A.**, Interpretation der long offset transient electromagnetics-Daten in näherer Umgebung des Kontinentalen Tiefbohrprogrammes der Bundesrepublik Deutschland, Diplomarbeit, Universität zu Köln, Institut für Geophysik und Meteorologie, Juni 1995.
- Pelton, W. H., S. H. Ward, P. G. Hallof, W. R. Sill und P. H. Nelson**, Mineral discrimination and removal of inductive coupling with multifrequency IP, *Geophysics*, 43, (3), 588–609, 1978.
- Petry, H.**, Transient elektromagnetische Tiefensondierungen — Modellrechnungen und Inversion, Diplomarbeit, Universität zu Köln, Institut für Geophysik und Meteorologie, Oktober 1987.
- Pretzschner, C.**, *Quantitative Modellierung des Einflusses der Polarisierbarkeit auf elektromagnetische Nah- und Fernfeldmethoden*, Dissertation, TU Freiberg, 1993.
- Radic, T. und A. Weller**, Induzierte Polarisation, in *Handbuch zur Erkundung des Untergrundes von Deponien und Altlasten — Geophysik*, herausgegeben von K. Knödel, H. Krummel, und G. Lange, Bd. 3, Kapitel 5, 166–206, Springer, 1997.
- Raiche, A. P.**, Negative transient voltage and magnetic field responses for a half-space with a Cole-Cole impedance, *Geophysics*, 48, (6), 790–791, 1983.
- Rätz, S.**, *Ein dreidimensionales Finite Elemente Programm zur Simulation elektromagnetischer Oberflächen- und Bohrlochverfahren*, Dissertation, Universität zu Köln, Institut für Geophysik und Meteorologie, in Vorbereitung.
- Schönfelder, T.**, Interpretation von LOTEM-Daten bei anisotroper Leitfähigkeitsverteilung, Diplomarbeit, Universität zu Köln, Institut für Geophysik und Meteorologie, Februar 1995.
- Seigel, H. O.**, Mathematical formulation and type curves for induced polarization, *Geophysics*, 24, (3), 547–565, 1959.
- Seigel, H. O. und A. W. Howland-Rose**, Magnetic induced-polarization method, in *Induced Polarization: Applications and Case Histories*, herausgegeben von J. B. Fink et al., Kapitel 2, 23–56, Soc. Expl. Geophys., 1990.

- Smith, R. S., P. W. Walker, B. D. Polzer und G. F. West**, The time-domain electromagnetic response of polarizable bodies: An approximate convolution algorithm, *Geophys. Prospect.*, 36, 772–785, 1988.
- Smith, R. S. und J. Klein**, A special circumstance of airborne induced-polarization measurements, *Geophysics*, 61, (1), 66–73, 1996.
- Smith, R. S. und G. F. West**, Inductive interaction between polarizable conductors: An explanation of a negative coincident-loop transient electromagnetic response, *Geophysics*, 53, (5), 677–690, 1988.
- Smith, R. S. und G. F. West**, Field examples of negative coincident-loop transient electromagnetic responses modeled with polarizable half-planes, *Geophysics*, 54, (11), 1491–1498, 1989.
- Sommerfeld, A.**, Elektrodynamik, in *Vorlesungen über theoretische Physik*, Bd. 3, Akademische Verlagsgesellschaft Geest & Portig K.-G., 1961.
- Spies, B. R.**, A field occurrence of sign reversals with the transient electromagnetic method, *Geophys. Prospect.*, 28, 620–632, 1980.
- Stahl, U.**, Horizontale Magnetfeldkomponenten und Magnetfeldsensoren der long-offset transient electromagnetics (LOTEM)-Methode, Diplomarbeit, Universität zu Köln, Institut für Geophysik und Meteorologie, 1999.
- Stephan, A., H. Schniggenfittig und K.-M. Strack**, Long-offset transient EM sounding north of the Rhine-Ruhr coal district, Germany, *Geophys. Prospect.*, 39, (4), 505–526, 1991.
- Stiefelhagen, W.**, Bestimmung von geologischen Streichrichtungen mit Hilfe transient elektromagnetischer Tiefensondierungen, Diplomarbeit, Universität zu Köln, Institut für Geophysik und Meteorologie, November 1993.
- Stoyer, C. H.**, Consequences of induced polarization in magneto-telluric interpretation, *PAGEOPH*, 114, 435–449, 1976.
- Stoyer, C. H.**, Efficient computation of transient sounding curves for wire segments of finite length using an equivalent dipole approximation, *Geophys. Prospect.*, 38, 87–99, 1990.
- Strack, K. M.**, *Das Transient-Elektromagnetische Tiefensondierungsverfahren angewandt auf die Kohlenwasserstoff- und Geothermie-Exploration*, Dissertation, Universität zu Köln, Institut für Geophysik und Meteorologie, 1985.
- Strack, K. M.**, *Exploration with deep transient electromagnetics*, Methods in Geochemistry and Geophysics, Bd. 30, Elsevier, Amsterdam, 1992.

- Strack, K.-M., E. Lüschen und A. W. Kötz**, Long-offset transient electromagnetic (LO-TEM) depth soundings applied to crustal studies in the Black Forest and Swabian Alb, Federal Republic of Germany, *Geophysics*, 55, (7), 834–842, 1990.
- Sumner, J. S.**, *Principles of induced polarization for geophysical exploration*, Elsevier Scientific Pub. Co., 1976.
- Sylvester, D.**, Bearbeitung und Interpretation von Daten transient-elektromagnetischer Tiefensondierungen im Umfeld der Kontinentalen Tiefbohrung (KTB) unter Berücksichtigung von Anisotropie, Diplomarbeit, Universität zu Köln, Institut für Geophysik und Meteorologie, Juni 1997.
- Telford, W. M., L. P. Geldart und R. E. Sheriff**, *Applied Geophysics*, Cambridge University Press, 2. Auflage, 1990.
- Thern, H. F.**, Datenverarbeitung und erste Ergebnisse bei der Auflösung einer ehemaligen Subduktionszone mittels transient elektromagnetischer Tiefensondierung (LO-TEM), Diplomarbeit, Universität zu Köln, Institut für Geophysik und Meteorologie, Dezember 1996.
- Tripp, A. C., J. D. Klein, M. O. Halverson, J. Kingman und T. W. Grant**, Induced-polarization spectral interpretation including electromagnetic coupling data — a field example, in *Induced Polarization: Applications and Case Histories*, herausgegeben von J. B. Fink et al., Kapitel 2, 179–198, Soc. Expl. Geophys., 1990.
- Vozoff, K.**, The Magnetotelluric Method, in *Electromagnetic methods in applied geophysics*, herausgegeben von M. N. Nabighian, Bd. 2, Kapitel 8, 641–711, Soc. Expl. Geophys., 1991.
- Wait, J. R.**, *Geo-Electromagnetism*, Academic Press, New York, 1982.
- Ward, S. H. und G. W. Hohmann**, Electromagnetic theory for geophysical applications, in *Electromagnetic methods in applied geophysics*, herausgegeben von M. N. Nabighian, Bd. 1, Kapitel 4, 131–311, Soc. Expl. Geophys., 1988.
- Weidelt, P.**, Response characteristics of coincident loop transient electromagnetic systems, *Geophysics*, 47, (9), 1325–1330, 1982.
- Weidelt, P.**, Einführung in die elektromagnetische Tiefenforschung, Vorlesungsskript Technische Universität Braunschweig, 1986.
- Weller, A., M. Seichter und A. Kampke**, Induced-polarization modelling using complex electrical conductivities, *Geophys. J. Int.*, 127, 387–398, 1996.
- Wynn, J. C. und K. L. Zonge**, EM coupling, its intrinsic value, its removal and the cultural coupling problem, *Geophysics*, 40, (5), 831–850, 1975.

Zadorozhnaya, V. Y. und V. P. Lepeshkin, Induced polarization effect on the inductive sounding of multilayered sections, *Physics of the Solid Earth*, 34, (4), 314–320, 1998.

Zirnbauer, M. R., Elektrodynamik, Vorlesungsskript, Universität zu Köln, Institut für Theoretische Physik, Juli 1998.

Zollo, A. et al., Seismic evidence for a low-velocity zone in the upper crust beneath Mount Vesuvius, *Science*, 274, 592–594, 1996.

Danksagung

Das Gelingen einer wissenschaftlichen Arbeit hängt oft von der Mithilfe anderer ab, sei es durch lebhafte Diskussionen auf dem Institutsflur oder durch kritische Bemerkungen nach einem Vortrag im Oberseminar. Daher möchte ich allen danken, die direkt oder indirekt zur Entstehung dieser Arbeit beigetragen haben.

Besonders danke ich Dr. A. Hördt für das interessante Thema, für die Betreuung der Diplomarbeit, für die vielen Anregungen sowie für das Bestehen auf Feldmessungen, ohne die eine theoretische Untersuchung — wie ich nun einsehe — wenig Aussagekraft hat. Ihm und Prof. Dr. F. M. Neubauer danke ich auch für die Nachsicht gegenüber meinem Beharren auf dem (ach so eleganten) äußeren Kalkül.

Die Messung in Longerich wäre nicht ohne die Hilfe von S. Recher und M. Hönig möglich gewesen, in deren IP-Messung ich mich — sozusagen als Trittbrettfahrer — mit meinen Sensoren eingeklinkt habe. Ich danke natürlich auch allen anderen, die bei der Longerich-Messung mitgeholfen haben.

Weiterhin gilt mein Dank dem gesamten Team der Vesuv-Messung 1999, insbesondere R. Bergers für seine Hilfe bei der Bedienung des *4-Punkt light μC* sowie (mittlerweile Dr.) M. Müller und C. Scholl für die Bereitstellung der LOTEM-Messdaten.

Ich danke auch T. Hanstein für die stets fruchtbaren Diskussionen sowie für seine *FORTRAN77*-Routinen zur Berechnung der Felder „à la Weidelt“.

Bedanken möchte ich mich auch bei allen anderen Leuten des Instituts, die sich immer wieder von mir in ein Gespräch über IP-Effekte verwickeln ließen. Besonders S. Rätz, S. Recher, S. Helwig und M. Hönig hatten oft keine Chance, meinem Mitteilungsdrang zu entfliehen. Davon betroffen waren sicherlich auch die Kollegen in Zimmer 416: Danke M. Müller für die Shellskripts, A. Welker für die Früchtedrops, M. Daub für den Tee, T. Kalscheuer für die Erdbeerschnitten und T. Schneider für die Diskussionen über bunte Sensitivitäten.

Last but not least möchte ich mich bei Tanja für das Korrekturlesen (neue Rechtschreibung!) und die nicht nur moralische Unterstützung sowie bei meinen Eltern bedanken, die mir das Studium erst ermöglicht haben.

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit ohne fremde Hilfe verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Köln, den 31. Mai 2000,

(Andreas Hoheisel)