
ANALYTISCHE BERECHNUNG,
FINITE ELEMENTE SIMULATION
UND
INVERSION VON METALLDETEKTORSIGNALEN
IM ZEIT- UND FREQUENZBEREICH.

UNTERSUCHUNGEN ZUR REDUKTION DER FEHLALARMRATE BEI DER
LANDMINENSUCHE.

I N A U G U R A L – D I S S E R T A T I O N
ZUR
ERLANGUNG DES DOKTORGRADES
DER MATHEMATISCH–NATURWISSENSCHAFTLICHEN FAKULTÄT
DER UNIVERSITÄT ZU KÖLN

VORGELEGT VON
JÖRN OLAF LÖHKEN
AUS KÖLN

KÖLN, 2007

Berichtersteller:

Prof. Dr. B. Tezkan

Prof. Dr. A. Hördt

Tag der mündlichen Prüfung: 31.10.2007

KURZZUSAMMENFASSUNG

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit dem Signal von Metalldetektoren für den Spezialfall der Landminensuche. Anhand von analytischen, numerischen und experimentellen Daten wird das Verhalten von Continuous Wave und Pulse Induction Detektoren untersucht und ein Auswertalgorithmus, der auf einer Inversion der Daten basiert, vorgestellt.

Die analytischen Berechnungen zeigen das Verhalten des Signals über Kugeln und einzelnen Rotationsellipsoiden. Am Beispiel zweier Kugeln wird veranschaulicht, dass die Gegeninduktion bei kleinen Abständen der Metallobjekte zueinander eine nicht mehr zu vernachlässigende Rolle spielt. Für die Berechnung des Signals der Rotationsellipsoide werden Approximationen vorgestellt, die eine schnelle Berechnung ermöglichen. Weiterhin wird der Einfluss des Bodens auf das Signal diskutiert. Für dessen elektrische Leitfähigkeit werden statische und frequenzabhängige Modelle, wie sie bei einem IP-Effekt vorkommen können, untersucht.

Ein superparamagnetischer Boden liegt vor, wenn die magnetische Suszeptibilität des Bodens von der Frequenz abhängt. Der daraus entstehende Effekt wird an Bodenproben erforscht und sein Einfluss auf das Signal im Vergleich zu der Auswirkung einer statischen Suszeptibilität vorgestellt.

Die numerischen Simulationen wurden mit der finiten Elemente Methode durchgeführt. Diese bietet die Möglichkeit beliebige Geometrien zu untersuchen. Es zeigt sich, dass das Gehäuse einer Mine bei den CW-Detektoren eine Rolle spielt, jedoch nachträglich berücksichtigt werden kann. Für die Simulationen der Mine müssen daher nur die Metallteile modelliert werden. Die Simulationen der Metallteile des Minensurrogats M3A veranschaulichen das komplexe Zusammenwirken der einzelnen Komponenten. Je nach betrachteter Frequenz und abhängig von dem Signalteil, dominieren andere Komponenten der Mine das Signal. Vergleiche mit Simulationen von Rotationsellipsoiden belegen jedoch, dass ein einfacher Körper, wie ein Rotationsellipsoid, das gleiche Signal erzeugen kann.

Für die Inversion der Signale wurde daher das Modell eines Rotationsellipsoiden in Luft gewählt. Um genaue Ergebnisse zu erzielen wurden die technischen Eigenschaften der beiden untersuchten Detektoren, dem Förster Minex 2FD 4.500 und dem Ebinger EBEX 421 GC, bei der Vorwärtsrechnung so exakt wie möglich berücksichtigt. Die so erzielten Genauigkeiten bei der Bestimmung der Größe, Form und Position der untersuchten Messungen über verschiedenen Kugeln liegen im Millimeterbereich. Zudem kann anhand der erhaltenen elektromagnetischen Parameter die Metallart abgeschätzt werden.

Die Untersuchungen von Messungen über Minensurrogaten zeigen, dass auch das Signal realer Minen durch ein Modell mit ein oder zwei charakteristischen Rotationsellipsoiden beschrieben werden kann. Diese Tatsache ermöglicht eine Identifizierung der Mine und ihrer Tiefe.

Darauf basierend wird ein Auswertalgorithmus vorgestellt und an Messdaten des Testfeldes in Ispra/Italien angewendet, der es ermöglicht Minen zu identifizieren und von anderen Metallobjekten zu unterscheiden. Ist das Objekt keine Mine, erweitert die Angabe der Form, der Größe, des Materials und der Position des Objektes durch die Inversion, die bisherigen Informationen über das geortete Objekt. Die für die Inversion notwendige Ortsreferenzierung

der Daten wird durch ein selbst entwickeltes, mechanisches Positionierungssystem erreicht.

ABSTRACT

This thesis deals with the signal of metal detectors in the special case of searching landmines. The properties of Continuous Wave (CW) and Pulse Induction (PI) detectors are investigated by means of analytical, numerical and experimental data and a data interpretation algorithm is introduced which is based on the inversion of the data.

The analytical calculations show the characteristics of the signal above spheres and single spheroids. Two spheres are used to exemplify that the mutual inductance cannot be neglected, if distances between the metallic objects are small. Approximations for the calculation of the spheroid's signal are introduced, which allow fast computation. Further the soil's influence on the signal is discussed. The influence of its electrical conductivity is investigated by using static and, due to an IP effect, frequency dependend mathematical models.

A soil is called superparamagnetic if its susceptibility is frequency dependent. The resulting effect is examined by using soil samples and its impact on the signal, in comparison with the effect of static susceptibility, is presented.

The numerical simulations were realized by the method of finite elements, since this method provides an opportunity to examine arbitrary geometries. It can be seen that a mine's enclosure is only relevant for CW detectors, yet it can be taken into account additionally. Therefore only the metallic parts have to be modelled for the simulation of the landmine. The simulations of the landmine surrogate M1A show the complex interaction of the single components. Yet comparisons with the signal of a spheroid show that the same signal can be produced by simple shaped bodies, like for example a spheroid.

Hence, for the inversion of the signals the model of a spheroid in air was chosen. To get accurate results, the technical specifications of both used detectors, the Förster Minex 2FD 4.500 and the Ebinger EBEX 421 GC, were considered as exact as possible. The received accuracies of the inversion results when determining the size, shape and position of spheres and cylinders out of the measured data, lie in the range of millimeters. Additionally the material of the object can be estimated by the electromagnetic parameters of the resulting spheroid.

The examination of measurements above landmine surrogates shows that their signals can be described by a modell with one or two characteristical spheroids. This provides the possibility to identify a special landmine and to determine its depth.

Based on the above mentioned, a data interpretation algorithm is presented, which is applied to measuring data of the test field in Ispra/Italy. This algorithm allows for the identification of landmines and the distinction from other metallic objects. If the detected object is not a landmine, the results of the inversion enlarge the information about the detected object by giving its shape, size, material and position. The spatial referencing of the data, which is necessary for the inversion, was achieved by a self-developed mechanical positioning system.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Hintergrund	1
1.2	Stand der Forschung	2
1.3	Ziele dieser Arbeit	3
1.4	Inhalt	4
2	Analytische Berechnung von Metalldetektorsignalen	7
2.1	Metalldetektoren	8
2.2	Grundlagen zur Berechnung elektromagnetischer Felder	9
2.2.1	Randbedingungen	11
2.3	Analytische Berechnung des Signals für eine Kugel	12
2.3.1	Das Magnetfeld einer Spule	12
2.3.2	Eine leitfähige und magnetisch permeable Kugel in einem homogenen Magnetfeld	14
2.4	Rotationsellipsoide	19
2.5	Gegeninduktion	26
2.6	Transformation in den Zeitbereich	29
2.6.1	Das Signal von Kugeln und Rotationsellipsoiden im Zeitbereich	30
2.7	Der Einfluss des Bodens auf das Signal	33
2.7.1	Ein magnetischer Dipol im Vollraum	33
2.7.2	Das Primärfeld einer Spule im homogenen Halbraum	35
2.7.3	Der Einfluss der elektrischen Leitfähigkeit des Bodens auf das Signal eines geschichteten Halbraums	37
2.7.3.1	Der IP-Effekt	41
2.7.4	Der Einfluss der magnetischen Permeabilität des Bodens auf das Signal eines geschichteten Halbraum	44
2.7.4.1	Statische magnetische Permeabilität	45
2.7.4.2	Magnetisch viskose Böden	47
2.7.5	Örtliche Variation der Bodeneigenschaften	51
2.8	Zusammenfassung	53
3	Finite Elemente Simulation von Metalldetektorsignalen	55
3.1	Die Finite Elemente Methode zur Lösung der Maxwellschen Gleichungen	56
3.2	2D-Simulationen mit Rotationssymmetrie im Zeit- und Frequenzbereich	57
3.2.1	Gegeninduktion zweier Kugeln	58
3.2.2	Der Einfluss des Minengehäuses	61

3.3	3D-Simulationen im Frequenzbereich	64
3.3.1	Vergleich der numerischen mit der analytischen Lösung für eine Kugel	64
3.3.1.1	Einfluss der Modellraumgröße	65
3.3.1.2	Einfluss der Elementgröße	66
3.4	Modellierung einzelner Minen	68
3.4.1	M3A	70
3.4.2	M3B	76
3.5	Zusammenfassung	81
4	Inversion von Metalldetektordaten	83
4.1	Grundlagen der Inversion	84
4.1.1	Inversionsstatistik	86
4.1.2	Inversion simulierter Daten im Zeit- und Frequenzbereich	88
4.1.2.1	Frequenzbereich	89
4.1.2.2	Zeitbereich	92
4.2	Inversion von Labordaten im Frequenzbereich	95
4.2.1	Labormessungen	95
4.2.2	Aufbereitung der Daten	97
4.2.3	Bestimmung der Detektoreigenschaften	101
4.2.4	Kugeln in Luft	107
4.2.5	Zylinder in Luft	111
4.2.6	Minen in Luft	114
4.2.6.1	M1A in Luft	115
4.2.6.2	M3B in Luft	117
4.2.6.3	M2B in Luft	122
4.2.7	Objekte im Boden	125
4.3	Inversion von Labordaten im Zeitbereich	131
4.3.1	Labormessungen	132
4.3.2	Simulation der Labormessungen	134
4.3.3	Bestimmung der Detektoreigenschaften	137
4.3.4	Kugeln in Luft	139
4.3.5	Zylinder in Luft	143
4.3.6	Minen in Luft	145
4.3.6.1	M1A in Luft	145
4.3.6.2	M2B in Luft	146
4.3.6.3	M3B in Luft	148
4.4	Inversion von Felddaten im Frequenzbereich	151
4.4.1	Das Messfeld in Ispra/Italien	151
4.4.2	Automatisierung der Inversion	154
4.4.2.1	Identifikation des Signals	154
4.4.2.2	Reduktion der Datenmenge	154
4.4.2.3	Analyse der Daten zur Erstellung eines Startmodells	156
4.4.2.4	Inversion der Daten und Bewertung des Inversionsergebnisses	156
4.5	Realisierung im Feld	162
4.6	Zusammenfassung	164

5	Schlussfolgerungen und Ausblick	167
5.1	Ausblick	170
	Literaturverzeichnis	173
A	Anhang zu Kapitel 2	179
A.1	Ringe	179
A.2	Approximation von Rotationsellipsoiden durch äquivalente magnetische Kugeln	180
A.3	Modellstudien zum IP-Effekt	182
A.4	Untersuchung der magnetischen Viskosität von Bodenproben	185
B	Anhang zu Kapitel 3	190
B.1	Variation der Halbraumgröße bei 3D-Simulationen	190
B.2	Simulationen der M3A-Einzelteilkombinationen	192
C	Anhang zu Kapitel 4	195
C.1	Labordaten des Förster Minex 2FD 4.500	195
C.2	Labordaten des Ebinger EBEX 421 GC	228
C.2.1	Invertierte Daten mit Anpassung der Inversionen aus Kapitel 4.3	233
C.3	Daten mit Pinpointing der Objekte der Messungen in Ispra	254
	Danksagung	265

Abbildungsverzeichnis

2.1	Verschiedene Spulenkonfigurationen bei Metalldetektoren	8
2.2	Das Magnetfeld einer Spule mit 10 cm Radius.	13
2.3	Kugel mit Radius a_K im Koordinatenursprung unter einer Spule.	14
2.4	Der Reflexionsfaktor D	16
2.5	Induzierte Stromdichte in der Kugel	17
2.6	Vergleich der exakten Berechnung der induzierten Spannungen mit der Dipolnäherung	18
2.7	Polar elliptische Koordinaten	20
2.8	Das auf das Primärfeld H_0 normierte axiale und transversale Dipolmoment M_z und M_t von leitfähigen, nicht magnetisch suzeptiblen Rotationsellipsoiden, sowohl für den prolaten als auch für den oblaten Fall, im Vergleich zu der Approximation von <i>Smith und Morrison</i> [2006].	23
2.9	Das auf das Primärfeld H_0 normierte axiale und transversale Dipolmoment M_z und M_t von magnetischen und leitfähigen Rotationsellipsoiden, sowohl für den prolaten als auch für den oblaten Fall, im Vergleich zu der Approximation von <i>Smith und Morrison</i> [2006]	24
2.10	Gegeninduktion bei zwei Kugeln: Vergleich der induzierten Spannungen mit und ohne Berücksichtigung der Gegeninduktion.	27
2.11	Gegeninduktion bei zwei Kugeln: Vergleich der induzierten Spannungen mit und ohne Berücksichtigung der Gegeninduktion.	28
2.12	Induzierte Spannung für verschiedene Kugeln.	31
2.13	Vergleich der induzierten Spannungen berechnet nach <i>Smith und Morrison</i> [2006] und <i>Ao</i> [2001] für ein prolates Rotationsellipsoid im Zeitbereich.	32
2.14	Amplitudenabnahme und Phasendrehung von H_R relativ zum Dipolfeld in Luft für verschiedene Leitfähigkeiten und Permittivitäten bei 19,2kHz.	34
2.15	Magnetfelder H_z im Boden in 10 cm und 30 cm Tiefe mittig unter der Spule (R=10 cm) bei einem Ausschaltvorgang.	37
2.16	Sekundäres Magnetfeld für den homogenen Halbraum und den Zweischichtfall als Funktion der Frequenz. Variiert wird die Leitfähigkeit des Halbraums. Zusätzlich ist links das Primärfeld gezeigt.	38
2.17	Durch die sekundären Felder induzierten Spannungen für den homogenen Halbraum (durchgezogene Linie) und den Zweischichtfall (gestrichelte Linie) als Funktion der Frequenz. Variiert wird die Leitfähigkeit des Halbraums. Zusätzlich ist links die durch das Primärfeld induzierte Spannung gezeigt.	39
2.18	Induzierte Spannungen für den homogenen Halbraum und den Zweischichtfall als Funktion der Zeit. Variiert wird die Leitfähigkeit des Halbraums.	40

2.19	SIP-Fuchs-Messungen (Amplitude und Phase) an einer Probe des Pseudogley-Parabraunerde-Bodens (sandig-lehmiger Schluff) aus Seelze bei einer Bodenfeuchte von 20 % (Symbole) für verschiedene Frequenzen. Zusätzlich gezeigt ist die Anpassung der Daten durch die im Titel aufgeführten Cole-Cole-Parameter (Linie).	41
2.20	Induzierte Spannungen mit (gestrichelt: negative Spannungen, gepunktet positive Spannungen) und ohne IP-Effekt (durchgezogene Linie) für den Seelze-Boden und für das „Recher“-Modell als Funktion der Frequenz. Rechts ist der Realteil gezeigt, links der Imaginärteil (hier -Imag., wegen der doppelt logarithmischen Darstellung). Die Cole-Cole-Parameter sind im Text angegeben.	42
2.21	Induzierte Spannungen mit (gestrichelt: negative Spannungen, gepunktet positive Spannungen) und ohne IP-Effekt (durchgezogene Linie) für das „Recher“-Modell als Funktion der Frequenz. Zusätzlich berechnet wurden die Spannungen für eine kleine Kugel ($\sigma = 17 \text{ MS/m}$, $\mu_r = 1$ und $a_K = 2,5 \text{ mm}$), je einmal in Luft, im Boden mit IP-Effekt und im Boden ohne IP-Effekt.	43
2.22	Induzierte Spannungen mit (gestrichelt: positive Spannungen, gepunktet: negative Spannungen) und ohne IP-Effekt (durchgezogene Linie) für den Seelze-Boden und für das „Recher“-Modell als Funktion der Zeit (links). Zusätzlich berechnet wurden die Spannungen für eine kleine Kugel ($\sigma = 17 \text{ MS/m}$, $\mu_r = 1$ und $a_K = 2,5 \text{ mm}$), je einmal in Luft (schwarz), im Boden mit IP-Effekt (rot) und im Boden ohne IP-Effekt (blau).	44
2.23	Sekundäres Magnetfeld für den homogenen Halbraum und den Zweischichtfall als Funktion der Frequenz. Variiert wird die relative magnetische Permeabilität des Halbraums.	45
2.24	Induzierte Spannungen für den homogenen Halbraum und den Zweischichtfall als Funktion der Frequenz. Variiert wird die relative magnetische Permeabilität des Halbraums.	46
2.25	Induzierte Spannungen für den homogenen Halbraum als Funktion der Zeit. Variiert wird die relative magnetische Permeabilität des Halbraums.	47
2.26	Suszeptibilitätsmodelle nach Lee und Cole & Cole als Funktion der Zeit und der Frequenz.	48
2.27	Induzierte Spannungen für eine koinzidente Spulenanordnung als Funktion der Zeit für superparamagnetische Böden.	49
2.28	Das sekundäre Magnetfeld als Funktion der Frequenz für die Böden aus Lich und Benkovac.	50
2.29	Das sekundäre Magnetfeld als Funktion der Frequenz für die Böden aus Ispra.	51
2.30	Suszeptibilitäts- und Leitfähigkeitsverteilung eines Tonbodens.	52
3.1	Modellraum und Gitter für die 2D-axialsymmetrische Simulation der Gegeninduktion bei zwei Kugeln.	58
3.2	Numerisch und analytisch berechnete Spannungen für zwei Kugeln, berechnet mit und ohne Berücksichtigung der Gegeninduktion.	59
3.3	In den Kugeln induzierte Stromdichten für verschiedene Abstände der Kugeln zueinander. Die Frequenz beträgt $2,4 \text{ kHz}$	60

3.4	Induzierte Spannungen für ein Minengehäuse im Boden im Vergleich zum Bodensignal.	61
3.5	Induzierte Stromdichten im Boden für verschieden Zeitpunkte.	62
3.6	Induzierte Stromdichten im Boden für verschiedene Modellraumauschnitte. Die Frequenz beträgt $19,2\text{ kHz}$	63
3.7	Modellraum und Gitter der Simulationen für eine Kugel.	65
3.8	Variation der Modellraumgröße bei 3D-Simulationen.	66
3.9	Verhältnis der numerischen Lösung zur analytischen Lösung für eine Kugel mit $5,1\text{ mm}$ Radius in 10 cm Tiefe mittig unter der Spule in Abhängigkeit von der maximalen Elementgröße in der Kugel.	67
3.10	Skizzen der Minen M3A (Zylindrisch, $R = 5,5\text{ cm}$, $H = 4\text{ cm}$) und M3B (Zylindrisch, $R = 5,5\text{ cm}$, $H = 5\text{ cm}$). Die Abbildungen sind aus <i>Nesti und Verlinde</i> [2003].	69
3.11	Foto, Modell und Gitter für die Mine M3A	70
3.12	Induzierte Spannungen für eine koinzidente Spulenanordnung bei $2,4\text{ kHz}$ und $19,2\text{ kHz}$ für die gesamte Mine, die Einzelteile, sowie die Addition der drei Einzelteilsignale.	71
3.13	Induzierte Spannungen für eine differentielle Spulenanordnung bei $2,4\text{ kHz}$ und $19,2\text{ kHz}$ für die M3A in verschiedenen Tiefen und Orientierungen und Vergleich mit einem Ellipsoiden	73
3.14	Induzierte Spannungen für eine differentielle Spulenanordnung bei $2,4\text{ kHz}$ und $19,2\text{ kHz}$ für die M3A in verschiedenen Tiefen und Orientierungen und Vergleich mit einem Ellipsoiden	74
3.15	Gewichtete Differenz der Imaginärteile der induzierten Spannungen für eine koinzidente und eine differentielle Spulenanordnung für die gesamte Mine, die Einzelteile, sowie die Addition der drei Einzelteilsignale.	75
3.16	Induzierte Stromdichte in den Metallteilen der M3A bei $19,2\text{ kHz}$	75
3.17	Diskretisierung der Metallteile der M3B	76
3.18	Betrag der induzierten Stromdichte in den Metallteilen der M3B für eine Tiefe von $7,5\text{ cm}$ unter der Spule an der Position $y = 0\text{ cm}$ bei $19,2\text{ kHz}$	77
3.19	Induzierte Spannungen für eine koinzidente und eine differentielle Spulenanordnung bei $2,4\text{ kHz}$ und $19,2\text{ kHz}$ für die gesamte Mine M3B, die Einzelteile, sowie die Addition der beiden Einzelteilsignale.	78
3.20	Induzierte Spannungen für eine differentielle Spulenanordnung bei $2,4\text{ kHz}$ und $19,2\text{ kHz}$ für die Mine M3B und einen Rotationsellipsoiden für verschieden Tiefe und Ausrichtungen	80
3.21	Maßstabsgetreue Skizze der relativen Lage von M3B und dem zugehörigen Rotationsellipsoiden. Die Maße der Körper sind im Text angegeben.	80
4.1	Definition der Deklination D und Inklination I des Rotationsellipsoiden	88
4.2	Synthetische Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion für das in Tabelle 4.1 beschriebene Modell.	90
4.3	Sensitivitäten $\partial U/\partial m^{tr}$ bezüglich der einzelnen Inversionsparameter m^{tr} für die in Abbildung 4.2 gezeigten Daten.	91

4.4	Induzierte Spannungen und Anpassung der Daten durch die Inversion für das in Tabelle 4.3 beschriebene Modell an den Positionen $y = 5\text{ cm}$, $y = 10\text{ cm}$ und $y = 20\text{ cm}$	92
4.5	Induzierte Spannungen als Profildarstellung für jeden einzelnen Zeitpunkt in linearer und semilogarithmischer Darstellung. Zudem sind die Sensitivitäten für den Zeitpunkt $t = 10\text{ }\mu\text{s}$ und für $t = 100\text{ }\mu\text{s}$ gezeigt	93
4.6	Labora Aufbau in Rostock für die Messungen mit den Metalldetektoren. Der Aufbau besteht aus einer Wanne, einem Rahmen auf dem der 3-Achsen Scanner aufliegt und einem MessPC.	96
4.7	Drift der Messwerte. Gezeigt sind die Messwerte der vier Kanäle normiert auf den Wert zur Zeit Null. Die Daten wurden kontinuierlich über 150 min aufgezeichnet, wobei jeweils über eine Minute gemittelt wurde.	97
4.8	Messung in leerer („luftgefüllter“) Wanne für einen Abstand von 25 mm zum Objektträger (Holzhocker, ohne Objekt) für alle vier Signalkanäle	98
4.9	Daten eines Randprofils (jeweils bei $x = 0\text{ cm}$ für die y-Richtung und bei $y = 0\text{ cm}$ für die x-Richtung) und Anpassung der Daten durch eine Gerade für alle vier Signalkanäle. Von den Daten wurde zuvor der Mittelwert abgezogen.	99
4.10	Trendbereingte und zentrierte Daten der Messung in der leeren („luftgefüllten“) Wanne für einen Abstand von 25 mm zum Objektträger (Holzhocker, ohne Objekt) für alle vier Signalkanäle	100
4.11	Foto des Förster Minex 2FD 4.500 (rechts) und seines Sensorkopfes, sowie eine Skizze der vermuteten Leiterbahnen. Die Sendespule liegt zwischen den beiden roten gestrichelten Linien, die Bänder der Empfängerspulen zwischen den blau gestrichelten. Die durchgezogenen Linien geben die Lage der einadrigen Sende und Empfängerspulen an, wie sie für die Inversion benutzt wurden.	102
4.12	Messung über einer Kupferkugel ($d=28\text{ mm}$) in 25 mm Abstand	103
4.13	Simulation der Messung über einer Kupferkugel ($d=28\text{ mm}$) in 25 mm Abstand anhand des Inversionsergebnisses	103
4.14	Real- und Imaginärteil der gemessenen Spannungen über einer Kupferkugel ($a_K=14\text{ mm}$) in $2,5\text{ cm}$ Abstand zum Detektor für $2,4\text{ kHz}$ und $19,2\text{ kHz}$ und die Anpassung der Daten durch die Inversion.	107
4.15	Messdaten und deren Anpassung durch die Inversion für ein Profil direkt über der Kugel (Stahl) für verschiedene Tiefen.	108
4.16	Messdaten und deren Anpassung durch die Inversion für ein Profil direkt über der Kugel (Aluminium und Kupfer) für verschiedene Tiefen.	109
4.17	Messdaten und deren Anpassung durch die Inversion für ein Profil direkt über einen Stahlzylinder in 10 cm Tiefe dessen Rotationsachse parallel zur z-Achse ist.	111
4.18	Messdaten und deren Anpassung durch die Inversion für ein Profil direkt über verschiedenen Zylinder in 10 cm Tiefe für verschiedene Orientierungen der Rotationsachse.	112
4.19	Skizze des Minensurrogats M1A (aus <i>Nesti und Verlinde</i> [2003]). Die Höhe beträgt 58 mm , und der Durchmesser 55 mm	115
4.20	Gemessenes Profil über die M1A in $2,5\text{ cm}$ Abstand und Anpassung der Daten durch die Inversion.	115

4.21	Messdaten und deren Anpassung durch die Inversion für ein Profil direkt über die M1A in verschiedenen Tiefen	116
4.22	Gemessenes Profil über die M3B für verschiedene Abstände und Anpassung der Daten durch die Inversion. Der Schlagbolzen der Mine ist in x-Richtung orientiert.	118
4.23	Gemessenes Profil über die M3B für verschiedene Abstände und Anpassung der Daten durch die Inversion. Der Schlagbolzen der Mine ist in y-Richtung orientiert.	119
4.24	Gemessenes Profil über die M3B für verschiedene Abstände und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Modell ist bei allen Daten ein Rotationsellipsoid mit $a = 4,1 \text{ mm}$, $b = 61,2 \text{ mm}$, $\sigma = 5,5 \text{ MS/m}$ und $\mu_r = 42$. Der Schlagbolzen der Mine ist in x-Richtung orientiert.	120
4.25	Gemessenes Profil über die M3B für verschiedene Abstände und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Modell ist bei allen Daten ein Rotationsellipsoid mit $a = 4,1 \text{ mm}$, $b = 61,2 \text{ mm}$, $\sigma = 5,5 \text{ MS/m}$ und $\mu_r = 42$. Der Schlagbolzen der Mine ist in y-Richtung orientiert.	121
4.26	Skizze des Minensurrogats M2B (aus <i>Nesti und Verlinde</i> [2003]). Die Höhe beträgt 40 mm , und der Durchmesser 82 mm . Die grüne Ellipse zeigt das maßstabgetreue Inversionsergebnis der Inversion mit einem Rotationsellipsoiden, die beiden roten das der Inversion mit zwei Ellipsoiden.	122
4.27	Messdaten und deren Anpassung durch die Inversion für ein Profil direkt über die M2B in verschiedenen Tiefen	123
4.28	Messdaten und deren Anpassung mit zwei Rotationsellipsoiden durch die Inversion für ein Profil direkt über die M2B in verschiedenen Tiefen	124
4.29	Messung ohne Objekt über dem kooperativer Boden. Der Abstand des Detektors zum Boden beträgt 30 mm	126
4.30	Wiederholungsmessungen im kooperativen Boden über einer Stahlkugel ($a_K = 14 \text{ mm}$) die 15 cm tief im Boden verborgen ist. Gezeigt ist das Profil direkt über der Kugel.	127
4.31	Differenz der Imaginärteile aus Abbildung 4.30.	127
4.32	Anpassung der Wiederholungsmessungen durch die Inversion.	128
4.33	Messung ohne Objekt über dem unkooperativen Boden. Der Abstand des Detektors zum Boden beträgt 30 mm	129
4.34	Anpassung der Messungen über einer Stahlkugel ($a_K = 14 \text{ mm}$) im unkooperativen Boden durch die Inversion. Die Tiefe der Kugel variiert zwischen 2 cm und 8 cm	130
4.35	Foto des Ebinger EBEX 421 GC (weiss) mit Detailaufnahmen des Sensorkopfes von oben (a) und unten (b), sowie des Vallon VMH 3 (schwarz).	131
4.36	Strom, induzierte Spannung und gemessene Spannung beim EBEX 421 GC .	132
4.37	Vergleich der an der Sendespule gemessenen Spannung mit der an der Schnittstelle gemessenen Spannung. Das Objekt ist eine Kupferkugel direkt am Sensorkopf.	133

4.38	Signal über einer Stahlkugel direkt am Sensorkopf. Oben links: kontinuierliche Zeitreihe über 10 Perioden. Die gestrichelte Line zeigt die Summe der Spannungen des Messzeitfensters nach dem ersten Puls an. Oben rechts: Acht je über 40 Perioden gemittelte Signalaare. Unten: Vergrößerung der oben rechts dargestellten acht gemittelten Signale nach dem ersten (links) und dem zweiten Puls (rechts).	134
4.39	Links: Ausschnitt des Modellraums der Simulation. Rechts induzierte Spannungen für eine Simulation mit und ohne Scannerring, sowie analytisch berechnete Werte für einen $10\Omega m$ - und einen $20\Omega m$ -Halbraum.	135
4.40	Links: Maximaler, minimaler und mittlerer Transient mit Standardabweichungen einer Messung in der x-y-Ebene von $60\text{ cm} \times 60\text{ cm}$ mit $2,5\text{ mm}$ Schrittweite über der leeren Wanne jeweils für das Messzeitfenster des ersten und des zweiten Pulses. Rechts: Summe der induzierten Spannungen im Zeitfenster nach dem ersten Puls für jeden Punkt der Leermessung.	136
4.41	Ersatzschaltbild einer Induktionsspule mit Berücksichtigung der Windungskapazität (aus Helwig [2005]).	137
4.42	Stromfunktion des EBEX (Puls 1) und Anpassung durch eine Rampen- und eine Exponentialfunktion.	138
4.43	Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist eine Stahlkugel ($a_K = 14\text{ mm}$) bei $x = 0,3\text{ m}$ und $y = 0,3\text{ m}$ in 5 cm vertikalem Abstand zum Detektor.	140
4.44	Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist eine Aluminiumkugel ($a_K = 14\text{ mm}$) bei $x = 0,3\text{ m}$ und $y = 0,3\text{ m}$ in $2,5\text{ cm}$ vertikalem Abstand zum Detektor.	141
4.45	Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist ein Stahlzylinder ($R=14\text{ mm}$, $H=57\text{ mm}$) bei $x = 0,3\text{ m}$ und $y = 0,3\text{ m}$ in 10 cm vertikalem Abstand zum Detektor. Die Rotationsachse des Zylinders liegt parallel zur y-Achse.	144
4.46	Summe der gemessenen Spannungen im Messzeitfenster nach dem ersten Puls für jeden Punkt einer Messung $2,5\text{ cm}$ über der M1A mit $2,5\text{ mm}$ Messpunkt Abstand.	145
4.47	Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist das Minensurrogat M1A bei $x = 0,3\text{ m}$ und $y = 0,3\text{ cm}$ in $2,5\text{ cm}$ vertikalem Abstand zum Detektor.	146
4.48	Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist das Minensurrogat M2B bei $x = 0,3\text{ m}$ und $y = 0,3\text{ m}$ in $2,5\text{ cm}$ vertikalem Abstand zum Detektor.	147
4.49	Daten der Messung über der M3B mit $2,5\text{ mm}$ Messpunkt Abstand. Gezeigt ist die Summe der Spannungen des Messzeitfensters nach dem ersten Sendepuls. Der Abstand der Mine zum Detektor beträgt $2,5\text{ cm}$	149
4.50	Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist das Minensurrogat M3B bei $x = 0,3\text{ m}$ und $y = 0,35\text{ m}$ in $2,5\text{ cm}$ vertikalem Abstand zum Detektor.	150

4.51	Rechts: Messfeld in Ispra, links: Anordnung der im Boden eingebrachten Objekte. Minensurrogate werden mit einem „M“, Metallschrott mit „CL“ (CL2: Stacheldraht (ca. 7,5 cm lang); CL3: 0,33l-Getränkedose; CL6: Messingpatrone (4,5 cm lang, Durchmesser 9 mm), und Referenzkugeln aus Stahl mit „RE“ oder „PT“ bezeichnet (RE1: $a_K = 2,55$ cm, RE2: $a_K = 9,55$ mm, PT: $a_K = 7,5$ mm). Die übrigen CL-Objekte sind nicht metallisch (aus <i>Nesti und Verlinde</i> [2003]).	152
4.52	Transformierte Daten der Differenz der Imaginärteile für das Feld 2C	152
4.53	Transformierte Daten des Feldes 2C	153
4.54	Gemessene Daten (Differenz der Imaginärteile) über dem Objekt M3B in 10 cm Tiefe.	155
4.55	Inversion der Daten aus Feld 2C über der M3A und CL6, die jeweils in 0 cm und 5 cm Tiefe liegen.	157
4.56	Positionierungssystem bestehend aus Koordinatenbrett und Zeigerarm.	162
4.57	Gemessene (oben) und durch die Inversion bestimmte Daten (unten) für eine Messung über einer Messingkugel in 9 cm Tiefe.	163
A.1	Das auf das Primärfeld H_0 normierte axiale und transversale Dipolmoment M_z und M_t von leitfähigen Rotationsellipsoiden, sowohl für den prolaten als auch für den oblaten Fall, im Vergleich zu der magnetisch äquivalenten Kugel Approximation.	180
A.2	Das auf das Primärfeld H_0 normierte axiale und transversale Dipolmoment M_z und M_t von magnetischen und leitfähigen Rotationsellipsoiden, sowohl für den prolaten als auch für den oblaten Fall, im Vergleich zu der magnetisch äquivalenten Kugel Approximation.	181
A.3	Vergleich der induzierten Spannungen berechnet nach Ao (Linie) und MaKA (Punkte) für ein prolates Rotationsellipsoid im Zeitbereich.	182
A.4	Induzierte Spannungen für verschiedene Cole-Cole-Parameter als Funktion der Frequenz. Hier Variation der Variable c . Positive Werte sind mit durchgezogenen Linien dargestellt, negative durch Punkte.	183
A.5	Induzierte Spannungen für verschiedene Cole-Cole-Parameter als Funktion der Frequenz. Hier Variation der Variable m	183
A.6	Induzierte Spannungen für verschiedene Cole-Cole-Parameter als Funktion der Frequenz. Hier Variation der Variable ρ	183
A.7	Induzierte Spannungen für verschiedene Cole-Cole-Parameter als Funktion der Frequenz. Hier Variation der Variable τ	184
A.8	Induzierte Spannungen für verschiedene Cole-Cole-Parameter als Funktion der Zeit.	184
A.9	Gemessene komplexe Suszeptibilitäten von verschiedenen Bodenproben der GGA.	186
A.10	Messdaten der Bodenprobe aus Benkovac und Anpassung der Daten durch ein Cole-Cole- und ein Lee-Modell.	186
A.11	Messdaten der Bodenprobe aus Lich und Anpassung der Daten durch ein Cole-Cole- und ein Lee-Modell.	186

A.12	Messdaten der Bodenprobe aus Ispra (Feld 4) und Anpassung der Daten durch ein Cole-Cole- und ein Lee-Modell.	187
A.13	Messdaten der Bodenprobe aus Ispra (Feld 7) und Anpassung der Daten durch ein Cole-Cole- und ein Lee-Modell.	187
A.14	Induzierte Spannungen für ein koinzidentes Spulensystem als Funktion der Zeit für die Böden aus Ispra.	188
A.15	Induzierte Spannungen für ein koinzidentes Spulensystem als Funktion der Zeit für die Böden aus Lich und Benkovac.	188
B.1	Variation der Modellraumgröße bei 3D-Simulationen.	190
B.2	Variation der Modellraumgröße bei 3D-Simulationen.	191
B.3	Variation der Modellraumgröße bei 3D-Simulationen.	191
B.4	Induzierte Spannungen für eine koaxiale Spulenanordnung bei 2,4 kHz und 19,2 kHz für die gesamte Mine, die Einzelteile, sowie die drei möglichen Einzelteilkombinationen.	192
B.5	Induzierte Spannungen für eine koaxiale Spulenanordnung bei 2,4 kHz und 19,2 kHz für die Kombination von Hut und Bolzen, beide Einzelteile, sowie die Summe der beiden Einzelteile und für den Hut und die Feder, beide Einzelteile, sowie die Summe der beiden Einzelteile bei 2,4 kHz	193
B.6	Induzierte Spannungen für eine koaxiale Spulenanordnung bei 2,4 kHz und 19,2 kHz für die Kombination von Bolzen und Feder, beide Einzelteile, sowie die Summe der beiden Einzelteile und für den Hut und die Feder, beide Einzelteile, sowie die Summe der beiden Einzelteile bei 19,2 kHz	194
C.1	Leermessung für einen Abstand von 25 mm zum Objektträger, Rohdaten . .	196
C.2	Leermessung für einen Abstand von 50 mm zum Objektträger, Rohdaten . .	196
C.3	Leermessung für einen Abstand von 25 mm zum Objektträger, trendbeseitigt	197
C.4	Leermessung für einen Abstand von 50 mm zum Objektträger, trendbeseitigt	197
C.5	Leermessung für einen Abstand von 100 mm zum Objektträger, Rohdaten . .	198
C.6	Leermessung für einen Abstand von 150 mm zum Objektträger, Rohdaten . .	198
C.7	Leermessung für einen Abstand von 100 mm zum Objektträger, trendbeseitigt	199
C.8	Leermessung für einen Abstand von 150 mm zum Objektträger, trendbeseitigt	199
C.9	Aluminiumkugel (d=28 mm) in 25 mm Abstand	200
C.10	Aluminiumkugel (d=28 mm) in 50 mm Abstand	200
C.11	Aluminiumkugel (d=28 mm) in 100 mm Abstand, Rohdaten	201
C.12	Aluminiumkugel (d=28 mm) in 150 mm Abstand, Rohdaten	201
C.13	Aluminiumkugel (d=28 mm) in 100 mm Abstand, trendbeseitigt	202
C.14	Aluminiumkugel (d=28 mm) in 150 mm Abstand, trendbeseitigt	202
C.15	Kupferkugel (d=28 mm) in 25 mm Abstand	203
C.16	Kupferkugel (d=28 mm) in 50 mm Abstand	203
C.17	Kupferkugel (d=28 mm) in 100 mm Abstand, Rohdaten	204
C.18	Kupferkugel (d=28 mm) in 150 mm Abstand, Rohdaten	204
C.19	Kupferkugel (d=28 mm) in 100 mm Abstand	205
C.20	Kupferkugel (d=28 mm) in 150 mm Abstand, trendbeseitigt	205
C.21	Stahlkugel (d=28 mm) in 25 mm Abstand	206

C.22	Stahlkugel (d=28 mm) in 50 mm Abstand	206
C.23	Stahlkugel (d=28 mm) in 100 mm Abstand, Rohdaten	207
C.24	Stahlkugel (d=28 mm) in 150 mm Abstand, Rohdaten	207
C.25	Stahlkugel (d=28 mm) in 100 mm Abstand, trendbeseitigt	208
C.26	Stahlkugel (d=28 mm) in 150 mm Abstand, trendbeseitigt	208
C.27	Aluminiumzylinder (R=14mm, H=57mm), Achse in x-Richtung, in 10cm Abstand	209
C.28	Aluminiumzylinder (R=14mm, H=57mm), Achse in y-Richtung, in 10cm Abstand	209
C.29	Aluminiumzylinder (R=14mm, H=57mm), Achse in z-Richtung, in 10cm Abstand	210
C.30	Kupferzylinder (R=14mm, H=57mm), Achse in x-Richtung, in 10 cm Abstand	210
C.31	Kupferzylinder (R=14mm, H=57mm), Achse in y-Richtung, in 10 cm Abstand	211
C.32	Kupferzylinder (R=14mm, H=57mm), Achse in z-Richtung, in 10 cm Abstand	211
C.33	Stahlzylinder (R=14 mm, H=57 mm), Achse in x-Richtung, in 10 cm Abstand	212
C.34	Stahlzylinder (R=14 mm, H=57 mm), Achse in y-Richtung, in 10 cm Abstand	212
C.35	Stahlzylinder (R=14 mm, H=57 mm), Achse in z-Richtung, in 10 cm Abstand	213
C.36	M1A in 25 mm Abstand	213
C.37	M1A in 50 mm Abstand	214
C.38	M1A in 100 mm Abstand	214
C.39	M1A in 150 mm Abstand	215
C.40	M2B in 25 mm Abstand, aufrecht	215
C.41	M2B in 50 mm Abstand, aufrecht	216
C.42	M2B in 100 mm Abstand, aufrecht	216
C.43	M2B in 150 mm Abstand, aufrecht	217
C.44	M3B in 25 mm Abstand, Metallteil in positiver x-Richtung	217
C.45	M3B in 25 mm Abstand, Metallteil in positiver y-Richtung	218
C.46	M3B in 50 mm Abstand, Metallteil in positiver x-Richtung	218
C.47	M3B in 50 mm Abstand, Metallteil in positiver y-Richtung	219
C.48	M3B in 100 mm Abstand, Metallteil in positiver x-Richtung	219
C.49	M3B in 100 mm Abstand, Metallteil in positiver y-Richtung	220
C.50	M3B in 150 mm Abstand, Metallteil in positiver x-Richtung	220
C.51	M3B in 150 mm Abstand, Metallteil in positiver y-Richtung	221
C.52	Stahlkugel (d=28 mm) in 150 mm Tiefe in kooperativem Boden, Messung a .	221
C.53	Stahlkugel (d=28 mm) in 150 mm Tiefe in kooperativem Boden, Messung b .	222
C.54	Stahlkugel (d=28 mm) in 150 mm Tiefe in kooperativem Boden, Messung c .	222
C.55	Stahlkugel (d=28 mm) in 20 mm Tiefe in unkooperativem Boden	223
C.56	Stahlkugel (d=28 mm) in 40 mm Tiefe in unkooperativem Boden	223
C.57	Stahlkugel (d=28 mm) in 60 mm Tiefe in unkooperativem Boden	224
C.58	Stahlkugel (d=28 mm) in 80 mm Tiefe in unkooperativem Boden	224
C.59	Stahlkugel (d=28 mm) in 100 mm Tiefe in unkooperativem Boden	225
C.60	Stahlkugel (d=28 mm) in 120 mm Tiefe in unkooperativem Boden	225
C.61	Differenzen der Real- und Imaginärteile für eine Stahlkugel (d=28 mm) in 20 mm Tiefe in unkooperativem Boden	226

C.62	Differenzen der Real- und Imaginärteile für eine Stahlkugel ($d=28$ mm) in 40 mm Tiefe in unkooperativem Boden	226
C.63	Differenzen der Real- und Imaginärteile für eine Stahlkugel ($d=28$ mm) in 60 mm Tiefe in unkooperativem Boden	226
C.64	Differenzen der Real- und Imaginärteile für eine Stahlkugel ($d=28$ mm) in 80 mm Tiefe in unkooperativem Boden	227
C.65	Differenzen der Real- und Imaginärteile für eine Stahlkugel ($d=28$ mm) in 100 mm Tiefe in unkooperativem Boden	227
C.66	Differenzen der Real- und Imaginärteile für eine Stahlkugel ($d=28$ mm) in 120 mm Tiefe in unkooperativem Boden	227
C.67	Daten der Messung über einer Stahlkugel mit 2,5 mm Messpunkt- abstand. Gezeigt ist die Summe der Spannungen des Messzeitfensters nach dem ersten Sendepuls. Der Abstand der Kugel zum Detektor beträgt: oben links 2,5 cm, oben rechts 5 cm, unten links 10 cm und unten rechts 15 cm.	228
C.68	Daten der Messung über einer Kupferkugel mit 2,5 mm Messpunkt- abstand. Gezeigt ist die Summe der Spannungen des Messzeitfensters nach dem ersten Sendepuls. Der Abstand der Kugel zum Detektor beträgt: oben links 2,5 cm, oben rechts 5 cm, unten links 10 cm und unten rechts 15 cm.	229
C.69	Daten der Messung über einer Aluminiumkugel mit 2,5 mm Messpunkt- abstand. Gezeigt ist die Summe der Spannungen des Messzeitfensters nach dem ersten Sendepuls. Der Abstand der Kugel zum Detektor beträgt links 2,5 cm, rechts 5 cm.	229
C.70	Daten der Messung über einer Aluminiumkugel mit 2,5 mm Messpunkt- abstand. Gezeigt ist die Summe der Spannungen des Messzeitfensters nach dem ersten Sendepuls. Der Abstand der Kugel zum Detektor beträgt links 10 cm und rechts 15 cm.	230
C.71	Daten der Messung über einem Aluminium- und einem Stahlzylinder mit 2,5 mm Messpunkt- abstand. Gezeigt ist die Summe der Spannungen des Messzeitfensters nach dem ersten Sendepuls. Der Aluminiumzylinder befindet sich in 2,5 cm Abstand. Seine Ausrichtung ist: oben links parallel zur x-Achse, oben rechts parallel zur y-Achse und unten links parallel zur z-Achse. Der Stahlzylinder (unten rechts) befindet sich in 10 cm Abstand. Seine Ausrichtung ist parallel zur x-Achse.	230
C.72	Daten der Messung über einem Stahlzylinder mit 2,5 mm Messpunkt- abstand. Gezeigt ist die Summe der Spannungen des Messzeitfensters nach dem ersten Sendepuls. Der Stahlzylinder befindet sich in 10 cm Abstand. Seine Ausrichtung ist links parallel zur y-Achse und rechts parallel zur z-Achse.	231
C.73	Daten der Messung über der M2B mit 2,5 mm Messpunkt- abstand. Gezeigt ist die Summe der Spannungen des Messzeitfensters nach dem ersten Sendepuls. Der Abstand der Mine zum Detektor beträgt: oben links 2,5 cm, oben rechts 5 cm, unten links 10 cm und unten rechts 15 cm.	231
C.74	Daten der Messung über der M3B mit 2,5 mm Messpunkt- abstand. Gezeigt ist die Summe der Spannungen des Messzeitfensters nach dem ersten Sendepuls. Der Abstand der Mine zum Detektor beträgt links 2,5 cm, rechts 5 cm	232

C.75	Daten der Messung über der M3B mit 2,5mm Messpunkt- abstand. Gezeigt ist die Summe der Spannungen des Messzeitfensters nach dem ersten Sendepuls. Der Abstand der Mine zum Detektor beträgt links 10 cm, rechts 15 cm.	232
C.76	Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist eine Aluminiumkugel ($a_K = 14mm$) bei $x = 0,3m$ und $y = 0,3m$ in 5 cm vertikalem Abstand zum Detektor.	233
C.77	Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist eine Aluminiumkugel ($a_K = 14mm$) bei $x = 0,3m$ und $y = 0,3m$ in 10 cm vertikalem Abstand zum Detektor.	234
C.78	Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist eine Aluminiumkugel ($a_K = 14mm$) bei $x = 0,3m$ und $y = 0,3m$ in 15 cm vertikalem Abstand zum Detektor.	235
C.79	Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist eine Stahlkugel ($a_K = 14mm$) bei $x = 0,3m$ und $y = 0,3m$ in 2,5 cm vertikalem Abstand zum Detektor. Die Daten in der Sättigung $U > 5V$ wurden nicht mit invertiert.	236
C.80	Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist eine Stahlkugel ($a_K = 14mm$) bei $x = 0,3m$ und $y = 0,3m$ in 10 cm vertikalem Abstand zum Detektor.	237
C.81	Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist eine Stahlkugel ($a_K = 14mm$) bei $x = 0,3m$ und $y = 0,3m$ in 15 cm vertikalem Abstand zum Detektor.	238
C.82	Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist eine Kupferkugel ($a_K = 14mm$) bei $x = 0,3m$ und $y = 0,3m$ in 2,5 cm vertikalem Abstand zum Detektor.	239
C.83	Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist eine Kupferkugel ($a_K = 14mm$) bei $x = 0,3m$ und $y = 0,3m$ in 5 cm vertikalem Abstand zum Detektor.	240
C.84	Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist eine Kupferkugel ($a_K = 14mm$) bei $x = 0,3m$ und $y = 0,3m$ in 10 cm vertikalem Abstand zum Detektor.	241
C.85	Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist eine Kupferkugel ($a_K = 14mm$) bei $x = 0,3m$ und $y = 0,3m$ in 15 cm vertikalem Abstand zum Detektor.	242
C.86	Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist ein Aluminiumzylinder (R=14mm, H=57mm) bei $x = 0,3m$ und $y = 0,3m$ in 2,5 cm vertikalem Abstand zum Detektor. Die Rotationsachse des Zylinders liegt parallel zur x-Achse.	243
C.87	Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist ein Aluminiumzylinder (R=14mm, H=57mm) bei $x = 0,3m$ und $y = 0,3m$ in 2,5 cm vertikalem Abstand zum Detektor. Die Rotationsachse des Zylinders liegt parallel zur y-Achse.	244

C.88	Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist ein Aluminiumzylinder ($R=14\text{mm}$, $H=57\text{mm}$) bei $x = 0,3\text{m}$ und $y = 0,3\text{m}$ in $2,5\text{ cm}$ vertikalem Abstand zum Detektor. Die Rotationsachse des Zylinders liegt parallel zur z-Achse.	245
C.89	Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist ein Stahlzylinder ($R=14\text{mm}$, $H=57\text{mm}$) bei $x = 0,3\text{m}$ und $y = 0,3\text{m}$ in 10 cm vertikalem Abstand zum Detektor. Die Rotationsachse des Zylinders liegt parallel zur x-Achse.	246
C.90	Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist ein Stahlzylinder ($R=14\text{mm}$, $H=57\text{mm}$) bei $x = 0,3\text{m}$ und $y = 0,3\text{m}$ in 10 cm vertikalem Abstand zum Detektor. Die Rotationsachse des Zylinders liegt parallel zur z-Achse.	247
C.91	Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist die M2B bei $x = 0,3\text{m}$ und $y = 0,3\text{m}$ in 5 cm vertikalem Abstand zum Detektor.	248
C.92	Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist die M2B bei $x = 0,3\text{m}$ und $y = 0,3\text{m}$ in 10 cm vertikalem Abstand zum Detektor.	249
C.93	Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist die M2B bei $x = 0,3\text{m}$ und $y = 0,3\text{m}$ in 15 cm vertikalem Abstand zum Detektor.	250
C.94	Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist die M3B bei $x = 0,3\text{m}$ und $y = 0,35\text{m}$ in 5 cm vertikalem Abstand zum Detektor.	251
C.95	Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist die M3B bei $x = 0,3\text{m}$ und $y = 0,35\text{m}$ in 10 cm vertikalem Abstand zum Detektor.	252
C.96	Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist die M3B bei $x = 0,3\text{m}$ und $y = 0,35\text{m}$ in 15 cm vertikalem Abstand zum Detektor.	253
C.97	Transformierte Daten des Feldes 2A	254
C.98	Transformierte Daten des Feldes 2B	255
C.99	Transformierte Daten des Feldes 4A	256
C.100	Transformierte Daten des Feldes 4B	257
C.101	Transformierte Daten des Feldes 4C	258
C.102	Transformierte Daten des Feldes 5A	259
C.103	Transformierte Daten des Feldes 5B	260
C.104	Transformierte Daten des Feldes 5C	261
C.105	Transformierte Daten des Feldes 7A	262
C.106	Transformierte Daten des Feldes 7B	263
C.107	Transformierte Daten des Feldes 7C	264

Tabellenverzeichnis

2.1	Eindringtiefen δ_{FD} für verschiedene Leitfähigkeiten bei 2400 Hz und 19200 Hz, sowie Diffusionstiefen δ_{TD} für 10 μs und 100 μs	35
3.1	Ergebnisse der Simulation eines Minengehäuses für 2,4 kHz und 19,2 kHz. Die Bezeichnungen bedeuten U_G : induzierte Spannung für das Gehäuse im Boden, U_B : nur Boden, U_{KG} : Kugel im Gehäuse, U_{KB} : Kugel direkt im Boden und U_K : Kugel in Luft. Die Zahlen geben das Verhältnis der Realteile an, in Klammern steht das Verhältnis der Imaginärteile.	62
4.1	Parameter mit verwendeter Transformation, wahres Modell, Inversionsergebnis, Standardabweichungen und Wichtigkeiten des Inversionsergebnisses im Frequenzbereich wenn alle vier Kanäle verwendet werden. In Klammern stehen die Wichtigkeiten für die Parameter, wenn nur die beiden Realteile und die Differenz der Imaginärteile invertiert werden.	90
4.2	Auflösungsmatrix der Modellparameter des Inversionsergebnisses aus Tabelle 4.1 im Frequenzbereich	91
4.3	Parameter mit verwendeter Transformation, wahres Modell, Inversionsergebnis, Standardabweichungen und Wichtigkeiten des Inversionsergebnisses für alle Zeitpunkte	94
4.4	Ergebnisse der Inversion der Kugeln aus Kupfer (Cu), Stahl (St) und Aluminium (Al) für verschiedene Abstände. Die Zeile Mittelwert gibt den Mittelwert aller Ergebnisse an und Stabw. die zugehörigen Standardabweichungen.	106
4.5	Ergebnisse der Inversion für die Messungen über verschiedenen Kugeln in verschiedenen Tiefen (Abstand Spule - Kugeloberfläche). Die mit einem Stern gekennzeichneten Daten wurden mit Hilfe einer automatisierten Startmodellsuche invertiert.	110
4.6	Ergebnisse der Inversion für die Messungen über verschiedenen Zylindern (Aluminium, Kupfer und Stahl, $H = 57 mm$, $R = 14 mm$) in 10 cm Tiefe (Abstand Spule - Zylinderoberfläche) und mit verschiedenen Orientierungen. Die Rotationsachse des Zylinders befindet sich parallel zur x-Achse ($D = 0^\circ$, $I = 0^\circ$), zur y-Achse ($D = 90^\circ$, $I = 0^\circ$) und zur z-Achse ($D = beliebig$, $I = 90^\circ$).	113
4.7	Ergebnisse der Inversion für die Messungen über der M1A in verschiedenen Tiefen. Invertiert wurden die Realteile für 2,4 kHz und 19,2 kHz sowie die Differenz der Imaginärteile. Bei dem mit 4K gekennzeichneten Ergebnis wurden alle vier Signalkanäle invertiert.	116

4.8	Ergebnisse der Inversion für die Messungen über der M3B in verschiedenen Tiefen und mit verschiedenen Orientierungen. Der Schlagbolzen liegt einmal in x-Richtung und einmal in y-Richtung. Invertiert wurden die Realteile für 2,4 kHz und 19,2 kHz sowie die Differenz der Imaginärteile.	119
4.9	Ergebnisse der Inversion für die Messungen über der M3B in verschiedenen Tiefen z_{obj} und mit verschiedenen Orientierungen. Der Schlagbolzen liegt einmal in x-Richtung (x-Rtg.) und einmal in y-Richtung (y-Rtg.). Das Modell ist bei allen Daten ein Rotationsellipsoid mit $a = 4,1 \text{ mm}$, $b = 61,2 \text{ mm}$, $\sigma = 5,5 \text{ MS/m}$ und $\mu_r = 42$. Die mittels der Inversion bestimmte Tiefe ist z_{inv}	120
4.10	Ergebnisse der Inversion für die Messungen über der M2B in verschiedenen Tiefen z_{obj} . Das Modell ist bei allen Daten ein Rotationsellipsoid mit $a = 12,3 \text{ mm}$, $b = 10,1 \text{ mm}$, $\sigma = 40,6 \text{ MS/m}$ und $\mu_r = 3610$. Die mittels der Inversion bestimmte Tiefe ist z_{inv}	123
4.11	Ergebnisse der Inversion für die Messungen über der M2B in verschiedenen Tiefen z_{obj} . Das Modell sind die im Text beschriebenen zwei Rotationsellipsoide. Die Tiefe z_{inv} bezieht sich auf den Mittelpunkt des oberen Ellipsoiden.	125
4.12	Ergebnisse der Inversion für die Wiederholungsmessungen über einer Stahlkugel ($a_K = 14 \text{ mm}$) die 15 cm tief im Boden liegt. Der Detektor befindet sich 3 cm über dem Boden. Invertiert wurden die Realteile für 2,4 kHz und 19,2 kHz sowie die Differenz der Imaginärteile.	126
4.13	Ergebnisse der Inversion für die Messungen über einer Stahlkugel ($a_K = 14 \text{ mm}$) im unkooperativen Boden für verschiedene Tiefen (Abstand Spule - Kugeloberfläche). Der Detektor befindet sich 3 cm über dem Boden. Invertiert wurden die Realteile für 2,4 kHz und 19,2 kHz sowie die Differenz der Imaginärteile.	130
4.14	Ergebnisse der Inversion für die Messungen über verschiedenen Kugeln in verschiedenen Tiefen (Abstand Spule - Kugeloberfläche). Das Startmodell betrug bei allen Inversionen $a = b = 1 \text{ cm}$, $\sigma = 10 \text{ MS/m}$, $\mu_r = 6$, $z = 10 \text{ cm}$, $D = 135^\circ$, $I = 45^\circ$	142
4.15	Ergebnisse der Inversion für die Messungen über einem Aluminiumzylinder ($H = 57 \text{ mm}$, $R = 14 \text{ mm}$) in 2,5 cm Tiefe und einem Stahlzylinder in 10 cm Tiefe (Abstand Spule - Zylinderoberfläche) mit verschiedenen Orientierungen. Die Rotationsachsen der Zylinder befinden sich parallel zur x-Achse ($D = 0^\circ$, $I = 0^\circ$), zur y-Achse ($D = 90^\circ$, $I = 0^\circ$) und zur z-Achse ($D = \text{beliebig}$, $I = 90^\circ$).	143
4.16	Ergebnisse der Inversion für die Messungen über der M2B in verschiedenen Tiefen.	148
4.17	Ergebnisse der Inversion für die Messungen über der M3B in verschiedenen Tiefen. Die Orientierung des Schlagbolzens ist parallel zur y-Achse.	149
4.18	Ergebnisse der Inversion für Feld 2. Die Tiefe z bezieht sich auf die kürzeste Distanz zur Ellipsoid/Objektoberfläche.	158
4.19	Ergebnisse der Inversion für Feld 4. Die Tiefe z bezieht sich auf die kürzeste Distanz zur Ellipsoid/Objektoberfläche.	159
4.20	Ergebnisse der Inversion für Feld 5. Die Tiefe z bezieht sich auf die kürzeste Distanz zur Ellipsoid/Objektoberfläche.	160
4.21	Ergebnisse der Inversion für Feld 7. Die Tiefe z bezieht sich auf die kürzeste Distanz zur Ellipsoid/Objektoberfläche.	160

A.1	Aus der Inversion erhaltene Parameter eines Lee-Modells für die einzelnen Bodenproben. Zusätzlich ist in Klammern die Wichtigkeit des jeweiligen Parameters für die Inversion angegeben.	187
A.2	Aus der Inversion erhaltene Parameter eines Cole-Cole-Modells für die einzelnen Bodenproben. Zusätzlich ist in Klammern die Wichtigkeit des jeweiligen Parameters für die Inversion angegeben.	187

Wir dürfen jetzt nur nicht den Sand in den Kopf stecken!
(Lothar Matthäus)

1.1 Hintergrund

Als Hinterlassenschaften bewaffneter Konflikte gefährden Landminen in vielen Ländern die Bevölkerung und verhindern die Nutzung wichtiger Landflächen. Die rasche und vollständige Beseitigung der weltweit etwa 100 Millionen vergrabenen Landminen ist daher von großer sozialer, politischer als auch wirtschaftlicher Bedeutung.

Das dabei am häufigsten verwendete Hilfsmittel ist der Metalldetektor, der die in den Minen verwendeten Metallteile aufspürt. Durch ein vom Detektor gesendetes zeitlich variables magnetisches Feld werden in den Metallteilen sekundäre elektromagnetische Felder erzeugt, die mit Hilfe von Induktionsspulen registriert werden. Eine Elektronik im Gerät wertet das Signal aus und gibt durch ein akustisches, visuelles oder Vibrationssignal an, ob ein Metall vorliegt oder nicht. Anhand des Alarms kann jedoch nicht unterschieden werden, ob das geortete Metallstück Teil einer Mine ist oder Metallschrott, der zahlreich in den betroffenen Gebieten vorhanden ist. Vorsichtige Schätzungen gehen von 200 - 400 gefundenen Metallschrottteilen pro gefundener Mine aus, wobei jedem Alarm mit äußerster Vorsicht und somit mit großem Zeitaufwand nachgegangen werden muss.

Ein Beitrag zur Verbesserung der Situation soll durch das Forschungsprojekt des *Bundesministeriums für Bildung und Forschung* „HuMin/MD - Minensuche mit Metalldetektoren: Entwicklungspotentiale bei Datenanalyse und Messtechnik“ geleistet werden, in dessen Rahmen diese Arbeit entstand. Das Ziel besteht in einer verbesserten Signalauswertung, die es

erlaubt, Objekte zu identifizieren oder zumindest zusätzliche Informationen wie die Tiefe des Metalls aus der Messung abzuleiten.

Innerhalb des Projektes werden mehrere Ansätze zur Erreichung dieses Ziels verfolgt, die sich in drei Gruppen einordnen lassen.

Im Bereich der Signalanalyse wird versucht die Daten anhand von empirisch bestimmten Parametern zu klassifizieren um so Aussagen über das geortete Objekt treffen zu können (z.B. *Eigenbrodt* [2006]). Der von den mathematischen Instituten verfolgte Weg der Tomographie versucht, in Anlehnung an die tomografischen Verfahren in der Akustik, die Geometrie des Streukörpers, also des Metallobjektes, aus den Daten zu bestimmen (z.B. *Gebauer et al.* [2005]). Die Maxwell'schen Gleichungen dienen hierzu als Grundlage. Die Vorgehensweise der dritten Gruppe, zu der auch der in dieser Arbeit verfolgte Ansatz gehört, benötigt zur Auswertung der Daten eine Vorwärtsrechnung, also eine Simulation des Detektorsignals für ein konkretes Modell, mit der durch iterative Verfahren das gemessene Signal interpretiert wird.

1.2 Stand der Forschung

Die Verwendung induktiver Verfahren zur Aufspürung von elektrisch gut leitenden Strukturen wurde in der Geophysik zunächst für die Erzexploration entwickelt. Das Erzvorkommen wird in der theoretischen Beschreibung (*Wait* [1951], *March* [1953]) durch eine leitfähige und magnetisch permeable Kugel abstrahiert, die sich in einem zeitlich harmonisch variierenden, homogenen Magnetfeld befindet. Spätere Veröffentlichungen erweitern diese Lösung für den transienten Fall in den Zeitbereich (*Wait und Spies* [1969]). Die Beschreibung des Signals einer Kugel unter einer Induktionsspule, wie sie bei einem Metalldetektor benutzt wird, ist daher seit Mitte des letzten Jahrhunderts bekannt und wegen seiner Einfachheit auch das am besten untersuchte Modell.

Eine erste Anwendung für Metalldetektoren zeigen *Das et al.* [1984]. Sie berechnen das Signal einer Kugel im Zeitbereich, die sich auf der Rotationsachse der Induktionsspule befindet. Durch die genaue Berücksichtigung der Übertragungsfunktion der Spule und des Sendepulses erhalten sie eine ausgezeichnete Übereinstimmung mit ihren experimentellen Ergebnissen. Die Kugel darf sich jedoch bei dieser Lösung nicht abseits der Achse befinden.

Eine entscheidende Weiterentwicklung gelingt *Braunisch et al.* [2001], *Ao* [2001] und *Barrows* [2004]. Um die Daten von Metalldetektormessungen bei der UXO-Suche (von „*unexploded ordnances*“, zu deutsch „*Blindgänger*“), besser interpretieren zu können, entwickeln sie eine Lösung, die das sekundäre Feld eines elektrisch leitfähigen und magnetisch permeablen Rotationsellipsoiden in einem beliebigen harmonischen Magnetfeld berechnet. *Sun et al.* [2005] stellt basierend auf dieser Vorwärtsrechnung einen Auswertalgorithmus vor, mit dem es ihm gelingt die im Feld gemessenen Daten über UXOs zu rekonstruieren und zu klassifizieren.

Smith und Morrison [2006] präsentierten eine Approximation für die Berechnung der sekundären Felder eines Rotationsellipsoiden, die auf den Dipolmomenten von Kugeln basiert. Diese ist im Gegensatz zur bisherigen Lösung schnell genug, um eine Auswertung direkt vor Ort zu ermöglichen.

Weitere Arbeiten zur UXO-Suche mit Metalldetektoren im Zeitbereich wurden von *Pasion und Oldenburg* [2001] und *Billings et al.* [2003] veröffentlicht. Zur Beschreibung des Signals benutzten sie zwei gekreuzte Dipole, deren Parameter durch eine Inversion bestimmt werden und für eine Klassifikation heran gezogen werden können. Zusätzlich zeigen sie, dass der Einfluss des magnetischen Permeabilität, je nachdem ob sie frequenzabhängig ist oder nicht, einen dramatischen Einfluss auf das gemessene Signal und somit die Detektierbarkeit von Objekten haben kann.

Eine Untersuchung von Metalldetektoren zur Landminensuche mit numerischen Methoden zeigt *Dietrich* [2002]. Der Metalldetektor wird dabei mit einem 2D Finite Differenzen Verfahren durch zwei unendlich lange antiparallele Leiter approximiert. Das Minengehäuse und das Metall der Mine werden jeweils durch unendlich lange Quader repräsentiert, die sich im leitfähigen Boden befinden. Schwerpunkt der Untersuchungen ist die Fähigkeit des Detektors zur Objektdiskriminierung.

Eine umfassende Arbeit über die Identifikation von Landminen mit Metalldetektoren im Frequenzbereich wurde von *Bruschini* [2002] vorgestellt. Der Autor untersucht ausführlich das Verhalten des Detektors mit analytischen und experimentellen Methoden und versucht durch die Analyse der Phase des harmonischen Nutzsignals Landminen von anderen Metallteilen zu unterscheiden.

In einer späteren Veröffentlichung (*Bruschini* [2004]) wird zudem gesondert auf die Rolle des magnetischen Bodens bei der Landminensuche eingegangen.

1.3 Ziele dieser Arbeit

Eine erste Zielsetzung der Arbeit wurde durch den Forschungsauftrag des BMBF formuliert. Die Fragestellung, ob die Fehlalarmrate bei der Minensuche mit Metalldetektoren durch eine nachgeschaltete Signalauswertung verringert werden kann, soll hier durch eine parametrisierte Inversion des Signals angegangen werden, die in der Geophysik erfolgreich bei der Interpretation von Messungen angewandt wird.

Diese sieht vor, das Metalldetektorsignal für ein konkretes Modell zu berechnen und die Parameter des Modells durch ein iteratives Inversionsverfahren so zu verändern, dass die berechneten und gemessenen Daten möglichst gut übereinstimmen. Um die Vorwärtsrechnung und die Inversion möglichst schnell durchführen zu können sollte das Modell einfach und durch wenige Parameter beschreibbar sein. Aufgrund der bisher verfügbaren Lösungen bietet sich hierfür ein Rotationsellipsoid an, der sowohl eine Münzenform als auch eine Stiftform annehmen kann und somit eine große Flexibilität bietet. Numerische Simulationen, die eine noch größere Modellvariabilität zuließen, wären für eine direkte Auswertung im Feld zu zeitaufwendig und kommen daher nicht in Frage.

Eine zweite Frage die sich somit stellt ist, ob die Signale von Minen und Metallobjekten durch Rotationsellipsoide beschrieben werden können und wenn ja, ob sich daraus eine Möglichkeit ergibt Minen zu identifizieren oder zusätzliche Informationen über das geortete Objekt zu erhalten.

Gelingt es, eine Verbesserung der Signalauswertung zu erreichen, stellt sich zuletzt die Frage, ob ein solches System praktikabel und realisierbar ist.

In dieser Arbeit wird versucht Antworten auf diese Fragestellungen zu finden.

1.4 Inhalt

Im ersten Teil der Arbeit (Kapitel 2) wird das Signal des Metalldetektors für einfache und daher analytisch beschreibbare Szenarien untersucht. An einem Kugelmodell werden zunächst die grundlegenden physikalischen Vorgänge bei der Signalbildung erläutert. Anhand von Untersuchungen an Rotationsellipsoiden zeigt sich die besondere Bedeutung der Form eines Objektes auf das Signal. Neben der exakten Lösung wird die Approximation von *Smith und Morrison* [2006] und eine weitere, im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Approximation des Rotationsellipsoiden durch Kugeln vergleichend vorgestellt. Sind mehrere Metallkörper in unmittelbarer Nähe zueinander, spielt die Gegeninduktion eine große Rolle, deren Bedeutung durch ein einfaches Modell mit zwei Kugeln illustriert wird.

Um die beiden in der Praxis verwendeten Metalldetektorsysteme, die entweder mit einer harmonischen (Continuous Wave (CW) Detektoren) oder einer pulsformigen (Pulse Induction (PI) Detektoren) Anregung arbeiten, gleichberechtigt zu untersuchen, werden die Untersuchungen sowohl für den Zeit-, als auch für den Frequenzbereich gezeigt.

Eine wichtige Bedeutung bei der Minendektion kommt dem Bodensignal zu, das maßgeblich für die Detektierbarkeit der Metallobjekte ist. Basierend auf der Untersuchung von Bodenproben wird der Einfluss der elektrischen Leitfähigkeit und der magnetischen Permeabilität auf das Signal untersucht. In der Geophysik bekannt und gut untersucht ist der Effekt des Superparamagnetismus, der durch die Frequenzabhängigkeit der magnetischen Suszeptibilität entsteht. Für die untersuchten Bodenproben werden zwei mathematische Modelle zur Beschreibung dieses Effektes und die dadurch entstehenden unterschiedlichen Auswirkungen auf das Signal untersucht. Für den Fall einer frequenzabhängigen elektrischen Leitfähigkeit, wie sie bei der induzierten Polarisation auftritt, zeigen sich ebenfalls deutliche Unterschiede zum statischen Fall, die bisher für Metalldetektoren noch nicht untersucht wurden.

Der zweite Teil der Arbeit (Kapitel 3) befasst sich mit der numerischen Simulation des Metalldetektorsignals. Mit der Methode der Finiten Elemente werden Modelle untersucht, die aufgrund ihrer Komplexität nicht mehr mit analytischen Methoden beschrieben werden können. Dies betrifft vor allem Landminen, die meist mehrere komplexe Metallteile wie Federn oder Zündhütchen beinhalten. Interessant ist hier die Fragestellung wie sich die einzelnen Bauteile gegenseitig beeinflussen und welche das Signal dominieren. Für zwei Beispiele werden diese Fragestellungen untersucht und diskutiert, inwieweit und unter welchen Voraussetzungen sich diese Signale durch einen Rotationsellipsoiden beschreiben lassen.

Der dritte Teil der Arbeit (Kapitel 4) widmet sich der Auswertung von Messdaten durch die parametrisierte Inversion. Diese wird zunächst anhand eines Beispiels an synthetischen Daten sowohl im Zeit- als auch im Frequenzbereich vorgestellt.

Die für die Auswertung genutzten Messdaten wurden für den gesamten Projekt-Verbund

HuMin/MD zentral durch die Universität Rostock und durch das Fraunhofer Institut für zerstörungsfreie Prüfung, Saarbrücken, durchgeführt. Die dazu verwendeten Metalldetektoren wurden von den Herstellern mit Schnittstellen ausgestattet, an denen die Daten abgegriffen werden konnten. Eine erste Herausforderung besteht darin, die Vorwärtsrechnung speziell auf den jeweiligen Detektor abzustimmen, um eine möglichst hohe Genauigkeit der Inversionsergebnisse zu erzielen. Anhand von Labormessungen über Kugeln wird gezeigt, wie gut eine Rekonstruktion des Objektes aus den Daten mit der Inversion gelingt. Auswertungen von Labormessungen über Zylindern und Ersatzminen, so genannte Minensurrogate, zeigen, wie gut sich ihr Signal durch einen Rotationsellipsoiden anpassen lässt. Die genannten Untersuchungen werden für beide Metalldetektortypen, also die CW- und die PI-Detektoren vorgestellt.

Aufbauend auf den erzielten Erkenntnissen der Auswertung der Labormessungen wird eine automatisierte Inversion vorgestellt, die mit dem CW-Detektor auf einem Testfeld aufgezeichnete Daten automatisch interpretiert. Es wird dabei versucht zwischen Metallschrott und Mine zu unterscheiden und diese so genau wie möglich zu spezifizieren.

Ein abschließend gezeigtes, tragbares System zeigt, wie ein solcher automatischer Algorithmus im Feld angewandt werden könnte.

ANALYTISCHE BERECHNUNG VON METALLDETEKTORSIGNALEN

Das Signal eines Metalldetektors wird von drei Faktoren bestimmt: dem Detektor, dem detektierten Objekt und dem Medium, in dem sich das Objekt befindet.

Bei den Detektoren kann zwischen verschiedenen Spulenanordnungen und Formen, sowie zwischen Geräten mit harmonischer oder pulsformiger Anregung unterschieden werden. Die im Gerät verwendete Elektronik verändert das ursprüngliche Signal und muss daher zur exakten Simulation berücksichtigt werden (siehe Kapitel 4).

Die zeitlich variierenden elektromagnetischen Felder des Detektors induzieren in der nahen Umgebung Ströme oder magnetisieren diese. Objekte mit hoher magnetischer Permeabilität oder elektrischer Leitfähigkeit wie Metalle erzeugen daher besonders starke Signale und können detektiert werden. Die genaue Form und Stärke des Signals wird von den elektromagnetischen Eigenschaften und der Gestalt des Objektes bestimmt.

Betrachtet man den Spezialfall der Landminendetektion, so kann die Vielfalt der in den Minen verbauten Metallteile auf wenige Hauptformen eingeschränkt werden. Das Signal einfacher geometrischer Körper wie Kugeln, Ringe und Rotationsellipsoide kann analytisch berechnet werden. Nicht möglich ist dies hingegen für weitere typische Bauteile wie Zylinder, Zylindermäntel und Federn. Numerische Modellierungen (Kapitel 3) und im Kapitel 4 gezeigte Daten sollen zeigen inwieweit diese und weitere kompliziertere Geometrien von den analytisch berechenbaren Modellen unterschieden werden können.

Die elektrische Leitfähigkeit und magnetische Permeabilität von Böden sind deutlich geringer als die von Metallen. Das empfangene Sekundärfeld wird daher im Wesentlichen durch Induktion in den Metallteilen erzeugt und der Einfluss des Bodens ist meist vernachlässigbar. In bestimmten Fällen wie z. B. bei magnetischen Untergründen kann aber auch das Boden-

signal überwiegen und so die Empfindlichkeit der Detektoren gegenüber Metallteilen deutlich verringern. In Kapitel 2.7 wird daher der Einfluss des Bodens genauer untersucht.

Einführend sollen kurz die Metalldetektoren und die elektromagnetischen Grundlagen dargestellt werden. Vertiefende Ausführungen der in Kapitel 2.2 aufgeführten Theorie findet man bei *Ward und Hohmann* [1987] oder *Kaufman und Eaton* [2001]. Die sich daraus ergebenden Gleichungen und deren analytische und numerische Lösungen für verschiedene Modelle werden in den sich daran anschließenden Kapiteln untersucht.

2.1 Metalldetektoren

Die Metalldetektoren werden entsprechend ihres Arbeitsprinzips in zwei Kategorien eingeteilt, in Continuous Wave (CW) und in Pulse Induction (PI) Metalldetektoren.

Die CW-Geräte senden ein harmonisch oszillierendes Magnetfeld für verschiedene Frequenzen und zeichnen mit einer oder mehreren Empfängerspulen die induzierten Spannungen auf. Da die direkt in der Empfängerspule induzierten Spannungen wesentlich größer sind als die durch das sekundäre Feld des Störkörpers hervorgerufenen, muss das Primärfeld kompensiert werden. *Won* [1996] verwendet zu diesem Zweck eine kleinere zweite koaxiale Sendespule mit entgegengesetzter Wicklung (Abbildung 2.1 links). Die Wicklungszahl dieser Spule wird so gewählt, dass sich der magnetische Fluss beider Spulen am Ort der Empfängerspule aufhebt und keine Spannung durch das Primärfeld induziert wird.

Eine weitere Möglichkeit der Kompensation ist die in Abbildung 2.1 in der Mitte gezeigte Verwendung von einer Sendespule und zwei differentiell angeordneten Empfängerspulen (*Ebinger* [1987], *Förster* [1990]). Sind diese symmetrisch zur Rotationsachse der Sendespule angeordnet, hebt sich die durch das Primärfeld induzierte Spannung in beiden Spulen auf. Ein solcher Sensor misst nur den Gradienten des sekundären Magnetfeldes senkrecht zur Symmetrieachse in der Spulenebene. Inhomogenitäten im Boden wie Metallteile werden so detektiert, während ein homogener Boden unabhängig von seinen elektromagnetischen Eigenschaften kein Signal erzeugt.

Die PI-Detektoren senden einzelne Pulse, die meist bipolar, also mit alternierendem Vorzeichen, gesendet werden. Die verwendete Stromfunktion eines Pulses hat je nach Detektor die

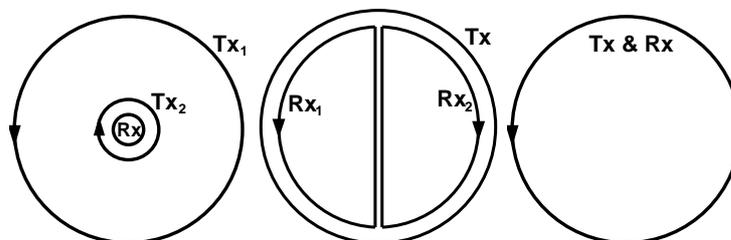


Abbildung 2.1: Verschiedene Spulenkonfigurationen bei Metalldetektoren. Links: Zwei Sendespulen, die innere entgegengesetzt gewickelte Sendespule Tx_2 kompensiert das magnetische Feld der äußeren Spule Tx_1 am Ort der Empfängerspule Rx . Mitte: Eine Sendespule Tx und zwei entgegengesetzt gewickelte Empfängerspulen Rx_1 und Rx_2 . Rechts: Empfänger- und Sendespule sind identisch.

Form eines Sägezahns oder eines Rechtecks (siehe z. B. *Ebinger* [1995]). Während der Strom in der Sendespule fließt etabliert sich ein Magnetfeld, das bei Abschalten des Stroms zusammenbricht. Die abrupte Änderung des primären Magnetfeldes bewirkt gemäß der Lenz'schen Regel Wirbelströme in der leitfähigen Umgebung, die versuchen, das primäre Feld zu erhalten. Die auf diese Weise entstehenden sekundären magnetischen Felder werden aufgezeichnet. Ein Primärfeld liegt daher nur während der sehr kurzen Ein- und Ausschaltzeiten vor. Sein Einfluss auf die Messung kann durch eine einfache Diodenschaltung unterdrückt werden, so dass das Primärfeld nicht kompensiert werden muss und einfache Single Loop Systeme verwendet werden können (Abbildung 2.1 rechts).

Gemäß der beiden Arbeitsweisen der Detektoren werden die folgenden Untersuchungen sowohl für den Frequenzbereich (CW-Detektoren), als auch für den Zeitbereich (PI-Detektoren) durchgeführt.

Anwendungsbeispiele für Metalldetektoren sind die Kampfmittelsuche, Personen- und Gepäckkontrollen an Flughäfen sowie bei Großveranstaltungen, die Schatzsuche oder das Auffinden von metallischen Leitungen in Wänden. Im Weiteren sollen die Metalldetektoren hinsichtlich der Detektion von im Boden verborgenen Metallteilen untersucht werden, wie es bei der Landminensuche der Fall ist.

2.2 Grundlagen zur Berechnung elektromagnetischer Felder

Die elementaren Gleichungen zur Berechnung elektromagnetischer Felder sind die vier Maxwell'schen Gleichungen und die Kontinuitätsgleichung. In integraler (jeweils links) und differentieller Form (jeweils rechts) lauten sie:

$$\oint_L \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_S \vec{B} \cdot \vec{n} dS \quad \nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.1)$$

$$\oint_L \vec{H} \cdot d\vec{l} = \int_S \vec{j} \cdot \vec{n} dS + \int_S \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \cdot \vec{n} dS \quad \nabla \times \vec{H} = \sigma \vec{E} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\oint_S \vec{D} \cdot d\vec{S} = -q \quad \nabla \cdot \vec{D} = \rho \quad (2.3)$$

$$\oint_S \vec{B} \cdot d\vec{S} = 0 \quad \nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.4)$$

$$\oint_S \vec{j} \cdot d\vec{S} = -\frac{\partial q}{\partial t} \quad \nabla \cdot \vec{j} = -\frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (2.5)$$

In den genannten Formeln bezeichnet \vec{E} die elektrische Feldstärke in V/m , \vec{D} die dielektrische Verschiebung in As/m^2 , \vec{H} die magnetische Feldstärke in A/m , \vec{B} die magnetische Induktion in Vs/m^2 , \vec{j} die elektrische Stromdichte in A/m^2 , q die elektrische Ladung in As und ρ die elektrische Ladungsdichte in As/m^3 . L ist der Rand der Fläche S mit der Flächennormalen \vec{n} . ∇ bezeichnet den Nabla-Operator in vektorieller Form. Um das Verhalten der

elektromagnetischen Felder in der Materie beschreiben zu können, benötigt man zusätzlich zu den Maxwell'schen Gleichungen noch die drei Materialgleichungen 2.6-2.8.

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} = \epsilon_0 \epsilon_r \vec{E} \quad (2.6)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} = \mu_0 \mu_r \vec{H} = \mu_0 (1 + \kappa) \vec{H} \quad (2.7)$$

$$\vec{j} = \sigma \vec{E} \quad (2.8)$$

Die dort auftretenden Materialparameter, die elektrische Permittivität ϵ ($\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \frac{As}{Vm}$: elektrische Permittivität des Vakuums, ϵ_r : relative elektrische Permittivität), die elektrische Leitfähigkeit σ und die magnetische Permeabilität μ ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{Vs}{Am}$: magnetische Permeabilität des Vakuums, μ_r : relative magnetische Permeabilität, κ : magnetische Suszeptibilität), können zum einen richtungsabhängig und somit ein Tensor und zum anderen komplex und frequenzabhängig sein. Ihr Einfluss wird in Kapitel 2.7 näher erläutert.

Von den ersten fünf Gleichungen sind nur drei unabhängig. Eine vollständige Beschreibung erhält man zum Beispiel durch die ersten beiden Gleichungen, dem Faraday'schen und Ampere'schen Gesetz, und entweder dem Coulomb'schen Gesetz (Gleichung 2.3) oder der Kontinuitätsgleichung (Gleichung 2.5).

Aufgrund von Gleichung 2.4 können die magnetische Induktion beziehungsweise die magnetische Feldstärke auch als Rotation eines Vektorpotentials \vec{A} geschrieben werden, das wegen $\nabla \times (\nabla V) = 0$ bis auf den Gradienten eines Skalarpotentials eindeutig ist.

$$\vec{H} = \nabla \times \vec{A} \quad (2.9)$$

Unter Verwendung eines skalaren Potentials V erhält man für das elektrische Feld

$$\vec{E} = -\nabla V - \mu \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad (2.10)$$

Für den Fall einer harmonischen Anregung kann das zeitliche Verhalten der elektrischen und magnetischen Felder durch eine Exponentialfunktion mit komplexen Exponenten beschrieben werden:

$$\vec{H} = \vec{H}_0 e^{i\omega t} \quad (2.11)$$

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i\omega t} \quad (2.12)$$

Zeitliche Ableitungen bedeuten so eine Multiplikation mit $i\omega$. Erweitert man die auf der rechten Seite des Ampere'schen Gesetzes auftretenden Ströme um eine externe Stromquelle \vec{j}_e und setzt die Gleichungen 2.9 und 2.10 in Gleichung 2.2 ein, so erhält man für harmonische Anregungen unter Verwendung der Lorentzgleichung $\nabla \cdot \vec{A} = -(\sigma + i\omega\epsilon)V$ eine inhomogene Helmholtz Gleichung:

$$\nabla^2 \vec{A} - (i\omega\mu\sigma - \omega^2\mu\epsilon)\vec{A} = -\vec{j}_e \quad (2.13)$$

Das Vektorpotential und die Quellstromdichten sind also parallel. Diese Formulierung ist vor allem bei der finiten Elemente Lösung von Vorteil, da dort nur mit elektrischen Quellen gerechnet wird.

Unter der Annahme, dass keine freien Ladungen vorliegen, die Ladungsdichte also null ist, kann aufgrund von Gleichung 2.3, äquivalent zu dem vorherigen Fall, ein Vektorpotential \vec{F} hergeleitet werden, das zu magnetischen Quellen \vec{j}_m parallel orientiert ist:

$$\vec{E} = -\nabla \times \vec{F} \quad (2.14)$$

$$\vec{H} = -\sigma \vec{F} - \epsilon \frac{\partial \vec{F}}{\partial t} - \nabla U \quad (2.15)$$

$$\nabla^2 \vec{F} - (i\omega\mu\sigma - \omega^2\mu\epsilon)\vec{F} = -\vec{j}_m \quad (2.16)$$

Hierbei wurde wiederum eine Lorentzgleichung der Art $\nabla \cdot \vec{F} = -i\omega\mu U$ benutzt. Diese Formulierung bietet sich bei der Berechnung von elektromagnetischen Feldern mit magnetischen Quellen, wie zum Beispiel bei der Berechnung des Feldes eines magnetischen Dipols, an.

Die Schelkunoff Potentiale genannten Vektorfelder \vec{A} und \vec{F} können so in Potentiale elektrischen und magnetischen Typs unterschieden werden.

Aus den angegebenen Gleichungen lassen sich nicht nur die elektromagnetischen Felder in der Materie ableiten, sondern auch ihr Verhalten an Grenzflächen, wie sie bei endlichen Körpern vorkommen.

2.2.1 Randbedingungen

Die Maxwellschen Gleichungen gelten auch, wenn die in der integralen Form auftretenden geschlossenen Wege und Oberflächen Grenzflächen schneiden, die zwei Medien mit den Eigenschaften $\sigma_1, \mu_1, \epsilon_1$ und $\sigma_2, \mu_2, \epsilon_2$ von einander trennen. Somit gilt aufgrund von Gleichung 2.4 für die magnetische Induktion $\vec{B}_{1,2}$ in den Medien 1 und 2 :

$$\vec{n} \cdot (\vec{B}_1 - \vec{B}_2) = \vec{n} \cdot (\mu_1 \vec{H}_1 - \mu_2 \vec{H}_2) = 0 \quad (2.17)$$

Die Normalkomponente der magnetischen Induktion ist demnach stetig, während die Magnetfeldstärke um den Faktor μ_1/μ_2 sprunghaft ansteigt.

Die in den Gleichungen 2.1 und 2.2 auftretende Fläche S ist beliebig. Sie kann also auch ein senkrecht auf der Grenzfläche stehendes Rechteck mit den Seiten dp und ds sein, mit dp parallel und ds senkrecht zur Fläche. Wählt man das Rechteck so, dass die Grenzfläche jeweils die Seiten ds teilt, liegt je eine Kante der Länge dp auf einer Seite der Grenzfläche. Lässt man nun die Länge ds gegen Null gehen verschwindet der Flächeninhalt $dS = dp \cdot ds$ und somit die rechten Seiten der Gleichungen 2.1 und 2.2. Der Rand der Fläche $dl = 2dp + 2ds$ hingegen reduziert sich lediglich auf die tangential zur Fläche orientierten Anteile $2dp$. Hieraus folgt unmittelbar die Stetigkeit der Tangentialkomponenten des elektrischen Feldes und der magnetischen Feldstärke, also:

$$\vec{n} \times (\vec{E}_1 - \vec{E}_2) = 0 \quad (2.18)$$

$$\vec{n} \times (\vec{H}_1 - \vec{H}_2) = 0 \quad (2.19)$$

Unter der Annahme, dass keine freien Ladungen vorliegen, ergibt sich, analog zu Gleichung 2.17, aus der Kontinuitätsgleichung und dem Ohmschen Gesetz die Stetigkeit der Normalkomponente der Stromdichte und der Sprung der Normalkomponente des elektrischen Feldes um den Faktor σ_1/σ_2 . Dies impliziert jedoch bereits die Annahme der Quasi-Stationarität, dass also Verschiebungsströme vernachlässigt werden.

2.3 Analytische Berechnung des Signals für eine Kugel

Im Folgenden werden nun analytische Formeln zur Beschreibung der elektromagnetischen Felder eines Metalldetektors für verschiedene Modelle vorgestellt. Ein einfach zu beschreibender dreidimensionaler Störkörper ist eine leitfähige und magnetisch permeable Kugel im leitfähigen Vollaum. Die Anzahl der Publikationen ist dementsprechend groß (z. B. *Wait* [1951], *March* [1953], *Ward und Hohmann* [1987] und *Kaufman und Eaton* [2001]). Hierbei muss jedoch unterschieden werden, ob die anregende Quelle ein homogenes magnetisches Wechselfeld, ein harmonisch angeregter magnetischer Dipol oder eine Spule ist. Zur genaueren Untersuchung dieser Frage soll daher zunächst das primäre Magnetfeld eines Metalldetektors betrachtet werden.

2.3.1 Das Magnetfeld einer Spule

Die in dieser Arbeit verwendeten Metalldetektoren besitzen Sendespulen, die entweder kreisrund oder annähernd kreisrund sind. Von ihrer Größe und Form her können daher beide zunächst durch eine Kreisspule mit 10 cm Radius beschrieben werden. Nach Biot-Savart lässt sich die magnetische Feldstärke eines stromdurchflossenen Leiterelements $d\vec{l}$ im Abstand \vec{r} durch

$$d\vec{H} = \frac{I}{4\pi} \frac{d\vec{l} \times \vec{r}}{r^3} \quad (2.20)$$

beschreiben. Für eine Stromdichte $\vec{j}(\vec{p})$ am Ort \vec{p} im Abstand \vec{r} erhält man die allgemeinere Formulierung

$$\vec{H}(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi} \nabla \times \int_V \frac{\vec{j}(\vec{p})}{r} dV. \quad (2.21)$$

Bei einer Leiterschleife mit dem Mittelpunkt im Ursprung eines zylindrischen Koordinatensystems und der Flächennormalen parallel zur z-Achse hat die Stromdichte \vec{j} nur eine Φ -Komponente. Ein Vergleich von Gleichung 2.21 mit Gleichung 2.9 legt nahe, zur Berechnung der magnetischen Feldstärke das Vektorpotential \vec{A} zu wählen, das so ebenfalls nur eine Φ -Komponente besitzt. Zunächst soll das Magnetfeld auf der Spulenachse betrachtet werden. Dort besitzt die magnetische Feldstärke aus Symmetriegründen nur eine z-Komponente, da sich Radialkomponenten gegenüberliegender Stromelemente aufheben. Anhand von Gleichung 2.20 ergibt sich für das Magnetfeld einer Leiterschleife mit Radius a und Strom I :

$$H_z = \frac{Ia^2}{2(a^2 + z^2)^{3/2}}. \quad (2.22)$$

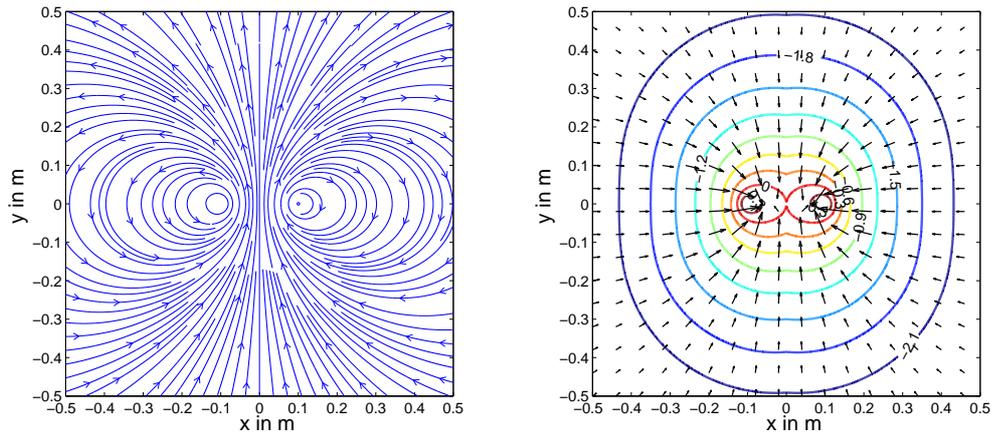


Abbildung 2.2: Das Magnetfeld einer Spule mit 10 cm Radius. Links: Darstellung der Feldlinien des Magnetfeldes. Rechts: Konturlinien: Logarithmus des Absolutbetrages des Magnetfeldes normiert auf den Wert im Zentrum der Spule. Die Pfeile beschreiben den Gradient des Logarithmus von dem Absolutbetrag des Magnetfeldes. Ihre Länge ist proportional zum Absolutbetrag des Gradienten.

Mit wachsender Entfernung z nimmt das Magnetfeld auf der Spulenachse demnach ab. Der Einfluss des Spulenradius auf das Magnetfeld kann in zwei Bereiche unterteilt werden. Im Zentrum der Spule in Bereichen mit $z \ll a$ fällt die Feldstärke mit wachsendem Radius, da der Abstand eines jeden Leiterelementes zunimmt. Ist die Entfernung $z \gg a$, ändert sich hingegen der Einfluss. Je größer der Radius wird, desto größer ist das Dipolmoment $M = I\pi a^2$. Die Feldstärke nimmt also mit a^2 zu. Für jede Entfernung z_{target} gibt es daher einen optimalen Radius, bei dem die magnetische Feldstärke in dieser Distanz am größten ist. Man erhält ihn durch $a_{opt} = \sqrt{2z_{target}^2}$ (Kaufman und Eaton [2001]).

Die maximale Tiefe in der Landminen erwartet werden beträgt in etwa 20 cm. Der optimale Radius wäre 14,14 cm. Um die Geräte möglichst kompakt zu halten werden jedoch kleinere Radien von etwa 10 cm verwendet. Diese entsprechen einem optimalen Radius für eine Tiefe von 14,14 cm.

Abseits der Spulenachse erhält man für die Komponenten des magnetischen Feldes durch Berechnung des Potentials A_ϕ und anschließende Anwendung von Gleichung 2.9 (Kaufman und Eaton [2001]):

$$H_r = \frac{I}{2\pi r} \frac{z}{[(a+r)^2 + z^2]^{1/2}} \left[-K(k) + \frac{a^2 + r^2 + z^2}{(a-r)^2 + z^2} E(k) \right] \quad (2.23)$$

$$H_z = \frac{I}{2\pi} \frac{1}{[(a+r)^2 + z^2]^{1/2}} \left[K(k) + \frac{a^2 - r^2 - z^2}{(a-r)^2 + z^2} E(k) \right] \quad (2.24)$$

Hierbei sind $K(k)$ und $E(k)$ die vollständigen elliptischen Integrale erster und zweiter Gattung (siehe z. B. Bronstein et al. [1993]) mit Argument $k = \sqrt{\frac{4ar}{(a+r)^2 + z^2}}$. Für große Entfernungen $R = \sqrt{(r^2 + z^2)} \gg a$ geht das Feld einer Spule über in das Feld eines magnetischen Dipols.

Dieses kann in Kugelkoordinaten mit Winkel θ zwischen z-Achse und Radiusvektor durch

$$H_R = \frac{M}{2\pi R^3} \cos(\theta) \quad \text{und} \quad H_\theta = \frac{M}{4\pi R^3} \sin(\theta) \quad (2.25)$$

beschrieben werden.

Das nach den Gleichungen 2.23 und 2.24 berechnete Magnetfeld einer Spule ist in Abbildung 2.2 links in Form eines Feldlinendiagramms dargestellt. Rechts sind die Absolutbeträge und deren Gradienten gezeigt. Da das Feld in größeren Abständen dem eines Dipols gleicht und somit kubisch mit wachsendem Abstand abnimmt, wurde eine logarithmische Skala gewählt und die Feldstärken auf den Wert des Feldes im Zentrum der Spule normiert. Wie an den Gradienten und an den Feldlinien zu sehen ist, liegt im Inneren der Spule ein weitgehend homogenes Feld vor, während in direkter Nähe der Leiterbahnen die größten Gradienten auftreten. In größerer Entfernung entspricht das Feld einem Dipolfeld. Die Ausdehnung eines kleinen Objekts von wenigen Zentimetern entspricht dort nur noch geringen relativen Änderungen der Entfernung R und des Winkels θ , wodurch lokal die Annahme eines homogenen Feldes gerechtfertigt ist.

Zur Berechnung des Magnetfeldes von nicht kreisförmigen Spulen empfiehlt es sich, den Weg der Leiterschleife zu parametrisieren und Gleichung 2.20 numerisch über den Weg zu integrieren. Für die komplexere Spule des Förster Gerätes wurde so verfahren.

2.3.2 Eine leitfähige und magnetisch permeable Kugel in einem homogenen Magnetfeld

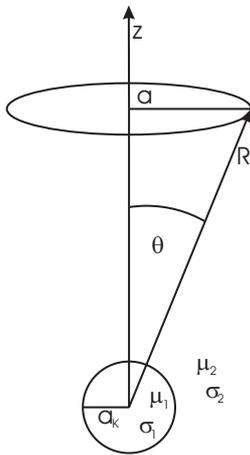


Abbildung 2.3: Kugel mit Radius a_K im Koordinatensystem unter einer Spule.

Betrachtet werden soll zunächst eine Kugel mit Radius a_K , elektrischer Leitfähigkeit σ_1 , Permittivität ϵ_1 und relativer magnetischer Permeabilität μ_1 in einem homogenen harmonisch oszillierenden Magnetfeld $H_0 e^{i\omega t}$, wie es zum Beispiel durch große Spulen erzeugt werden kann. Die Umgebung habe die Leitfähigkeit σ_2 , die Permittivität ϵ_2 und die relative magnetische Permeabilität μ_2 (Abbildung 2.3). Die Wellenlänge $\lambda_2 = 2\pi/k_2$ des anregenden Feldes ist durch Lösung von Gleichung 2.16 gegeben: $k_2^2 = (i\omega\mu_2\sigma_2 - \omega^2\mu_2\epsilon_2)$. Für die betrachteten Größenordnungen der Leitfähigkeit ($\approx 1 - 10^{-14} S/m$), der relativen magnetischen Permeabilität (≈ 1), der Frequenz ($\approx 1 - 10^6 Hz$) und der Permittivität ($\approx 1 - 80$) ist die Wellenlänge des anregenden Feldes mit minimal 2,23 m immer noch deutlich größer als die Abmessungen der Kugel ($R < 2 cm$), so dass das Feld am Ort der Kugel als homogen betrachtet werden kann.

Für die Berechnung der sekundären Felder \vec{H}^s bietet sich die Wahl von Kugelkoordinaten an. Kaufman und Eaton [2001] leiten die Lösung direkt über die Maxwell'schen Gleichungen her, Wait [1951] und Ward und Hohmann [1987] benutzen zunächst das in den Gleichungen 2.14 - 2.15 definierte Vektorpotential \vec{F} . Bei einem Vergleich der verschiedenen Literatur muss zudem auf die unterschiedlichen Ansätze für das anregende Feld und die Wellenzahl Rücksicht genommen werden.

Unter Berücksichtigung der Stetigkeit der Tangentialkomponenten von \vec{E} und \vec{H} erhält man für ein anregendes Primärfeld parallel zur z-Achse $\vec{H}^p = (0, 0, H_z^p)$ für die sekundären Felder außerhalb der Kugel ($R > a_K$):

$$H_R = \frac{Da_K^3}{R^3} H_z^p \cos(\theta) \quad (2.26)$$

$$H_\theta = \frac{Da_K^3}{2R^3} H_z^p \sin(\theta) \quad (2.27)$$

Ein Vergleich mit den Gleichungen 2.25 zeigt, dass es sich um das Feld eines Dipols handelt, mit komplexem Dipolmoment

$$\vec{M} = 2\pi a_K^3 D \vec{H}^p. \quad (2.28)$$

D bezeichnet den komplexen Reflexionsfaktor. Er ist eine Funktion der Frequenz, der Kugelgröße, deren elektromagnetischen Eigenschaften, sowie der relativen magnetischen Permeabilität der Umgebung. Nach *Wait* [1951] ergibt sich für ihn:

$$D = \frac{(2\mu_1/\mu_2 + 1)x - [(2\mu_1/\mu_2 + 1) + x^2] \tanh(x)}{(\mu_1/\mu_2 - 1)x + [(1 - \mu_1/\mu_2) + x^2] \tanh(x)} \quad (2.29)$$

Hierbei bezeichnet die Variable $x = a_K k = a_K \sqrt{i\sigma_1 \mu_1 \omega - \omega^2 \mu \epsilon}$ das Produkt von Wellenzahl und Radius.

Da für Metallkugeln ($\sigma > 1 \text{ MS/m}$) und die hier betrachteten Frequenzen ($f < 100 \text{ kHz}$) $\sigma_1 \mu_1 \omega \gg \omega^2 \mu_1 \epsilon_1$ gilt, die Leitungsströme also viel größer als die Verschiebungsströme sind, kann der zweite Term der Wellenzahl vernachlässigt werden.

Man erhält $x = a_K k = a_K \sqrt{i\sigma_1 \mu_1 \omega} = (1 + i) \frac{a_K}{\delta}$ mit $\delta = \sqrt{2/\omega \mu_1 \sigma_1}$. Das Verhältnis $\frac{a_K}{\delta}$ des Kugelradius zur Skineindringtiefe δ bezeichnet man als Induktionszahl. Im Grenzfall besonders kleiner x kann $\tanh(x)$ in einer Taylorreihe entwickelt werden und man erhält für D :

$$x \ll 1: \quad D \approx \frac{2(\mu_1/\mu_2 - 1)}{2 + \mu_1/\mu_2} - i\omega\sigma_1 a_K^2 \frac{3\mu_1}{5\mu_2(\mu_1/\mu_2 + 2)^2} \quad (2.30)$$

Für $\omega = 0$ bleibt nur der erste Term. Da D positiv ist, wird im Fall eines statischen Magnetfeldes das anliegende Feld verstärkt. Der zweite Term beschreibt die Induktionsströme in der Kugel. Diese wirken gemäß der Lenzschen Regel dem anliegenden Feld entgegen. Der zweite Term ist daher negativ und bewirkt eine Phasenverschiebung gegenüber dem Primärfeld. Im Fall einer nicht magnetischen Kugel ist D rein imaginär, die Phasenverschiebung also 90° , im Fall einer nicht leitenden Kugel nur real.

Für einen idealen Leiter, also $\sigma \rightarrow \infty$ oder unendliche große Frequenzen $\omega \rightarrow \infty$, gilt $x \rightarrow \infty$ und $\tanh(x) = 1$. Man erhält $D = -1$. Das anregende Feld wird also perfekt reflektiert. Die induzierten Ströme fließen aufgrund der perfekten Leitfähigkeit direkt, also ohne Phasenverschiebung gegenüber dem Primärfeld.

Abbildung 2.4 zeigt links den Reflexionsfaktor für verschiedene Induktionszahlen und verschiedene relative magnetische Permeabilitäten der Kugel μ_1 . Für die Permeabilität des umgebenden Mediums gilt $\mu_2 = 1$. Die Symbole kennzeichnen die Reflexionsfaktoren und Induktionszahlen einer Kugel mit 14 mm Radius, einmal aus Aluminium ($\mu_r = 1$, $\sigma = 17,07 \text{ MS/m}$,

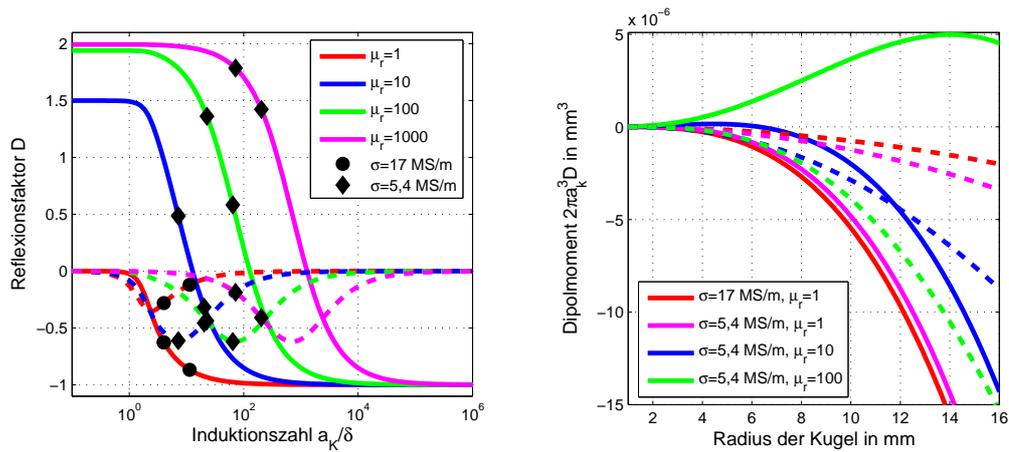


Abbildung 2.4: Realteil (durchgezogene Linie) und Imaginärteil (gestrichelte Linie) des Reflexionsfaktors D als Funktion der Induktionszahl a_K/δ (links) und des Dipolmoments als Funktion des Radius bei 19,2 kHz (rechts) für verschiedene relative magnetische Permeabilitäten und Leitfähigkeiten. Die Symbole in der linken Grafik kennzeichnen die Werte für Aluminium (Kreis) und Stahl (Raute) für die Frequenzen 2,4 kHz und 19,2 kHz.

Kreise) und des weiteren aus Stahl ($\mu_r = 10, 100, 1000$, $\sigma = 5,46 \text{ MS/m}$, Raute) für die bei dem benutzten Detektor typischen Frequenzen 2,4 kHz und 19,2 kHz.

Für nicht magnetische Kugeln ($\mu_r = 1$) sind Real- (durchgezogene Linie) und Imaginärteil (gestrichelte Linie) negativ, für $\mu_r > 1$ kann der Realteil auch positive Werte annehmen. Man erhält also anhand des Vorzeichens bereits eine erste Information über die magnetischen Eigenschaften des Metalls.

Der Realteil von D fällt streng monoton, so dass D für 19,2 kHz immer kleinere Werte annimmt als für 2,4 kHz. Die Differenz des Reflexionsfaktors für 2,4 kHz und 19,2 kHz, die in der Auswertung zur Bodenkompensation benutzt wird, ist also unabhängig von den magnetischen Eigenschaften immer positiv, so dass dann die Möglichkeit, anhand des Vorzeichens die magnetischen Eigenschaften zu bestimmen, entfällt.

Wie aus den Grenzwertbetrachtungen hervor geht, verschwindet der Imaginärteil für $\omega \rightarrow 0$ und $\omega \rightarrow \infty$. Für mittlere Induktionszahlen erreicht er ein Minimum, dessen Position mit steigender magnetischer Permeabilität zu hohen Induktionszahlen hin wandert.

Zusätzlich ist in Abbildung 2.4 rechts das auf das Primärfeld normierte Dipolmoment als Funktion des Radius für verschiedene magnetische Permeabilitäten und Leitfähigkeiten bei 19,2 kHz gezeigt. Man erhält durch diese Darstellung einen realistischeren Eindruck des durch die Kugel hervorgerufenen Sekundärfeldes und des Verhältnisses von Real- und Imaginärteil zu einander. Da sich die geometrische Lage und die Frequenz nur noch durch Multiplikation mit einer reellen Zahl auswirken, bleiben die Relationen auch bei Betrachtung der induzierten Spannungen erhalten (die Multiplikation mit $i\omega$ bewirkt allerdings eine Vertauschung von Real- und Imaginärteil). In diesem Bereich mittlerer Induktionszahlen wirken sich Änderungen der Permeabilität und Leitfähigkeit auf beide Teile aus. Eine Aussage, dass sich zum Beispiel die magnetischen Eigenschaften nur auf den Realteil auswirken wäre falsch. Ebenso können auch keine allgemein gültigen Aussagen darüber getroffen werden, wie sich die Leitfähigkeit oder

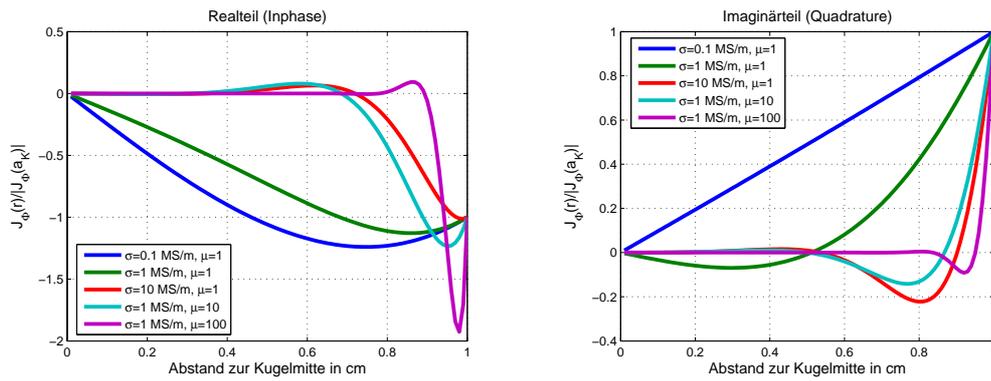


Abbildung 2.5: Induzierte Stromdichte in der Kugel ($a_K = 1$ cm) normiert auf den Betrag des Wertes bei $r = a_K$ als Funktion des Abstandes vom Kugelmittelpunkt für verschiedene Leitfähigkeiten und magnetische Permeabilitäten bei 19,2 kHz.

die Permeabilität auf das Signal auswirken, da im Realteil des Reflexionsfaktors je nachdem positive oder negative Werte vorkommen können und im Imaginärteil der Ort des Minimums darüber entscheidet, ob der Wert nun mit steigender Frequenz zu- oder abnimmt (Abbildung 2.4, links). Lediglich für den Radius gilt, je größer er ist, desto stärker ist das Dipolmoment der Kugel.

Zur Berechnung der in der Empfängerspule induzierten Spannungen ist es praktikabel gemäß den Gleichungen 2.1 und 2.31, das elektrische Feld entlang der Leiterbahnen numerisch zu integrieren, da so beliebige Spulenformen auf einfache Art berücksichtigt werden können. Für das elektrische Feld innerhalb (E_{Φ}^i) und außerhalb der Kugel (E_{Φ}^e) für ein homogenes äußeres Magnetisches Feld H_z^p gilt nach *Kaufman und Eaton* [2001]:

$$E_{\Phi}^e = E_{\Phi}^p + \frac{i\omega\mu_2}{2} H_z^p D a_K^3 R^{-2} \sin(\theta) \quad (2.31)$$

$$E_{\Phi}^i = \frac{i\omega\mu_2}{2} H_z^p C R^{-1/2} I_{3/2}(ikR) \sin(\theta) \quad (2.32)$$

wobei E_{Φ}^p das primäre elektrische Feld ist, $I_{\nu}(x)$ die modifizierte Besselfunktion erster Gattung und

$$C = \frac{3\mu_1 x a_K^{3/2}}{(\mu_1 - \mu_2)x I_{-1/2}(x) + (\mu_2(1 + x^2) - \mu_1) I_{1/2}(x)}. \quad (2.33)$$

Die gemäß Gleichung 2.33 berechneten Ströme in der Kugel bei 19,2 kHz zeigt Abbildung 2.5. Der Realteil (Inphase) stellt eine Momentaufnahme des Stromsystems bei maximalem Primärfeld dar, der Imaginärteil (Quadrature) für den Fall, dass es minimal ist. Ist die Skin-eindringtiefe größer als der Kugelradius, wie es bei 0,1 MS/m und $\mu_r = 1$ gegeben ist, fließen im gesamten Volumen der Kugel Ströme, wobei diese zur Kugelmitte hin abnehmen. Bei steigender Leitfähigkeit oder erhöhter magnetischer Permeabilität dringt das elektrische Feld nicht mehr so tief in die Kugel ein. Der Stromfluss findet hauptsächlich wenige Millimeter unterhalb der Kugeloberfläche statt. Diese Ringströme wiederum erzeugen ein sekundäres Feld im Inneren mit entgegen gesetztem Vorzeichen. Daraus resultiert ein kleiner Bereich in der Kugel in

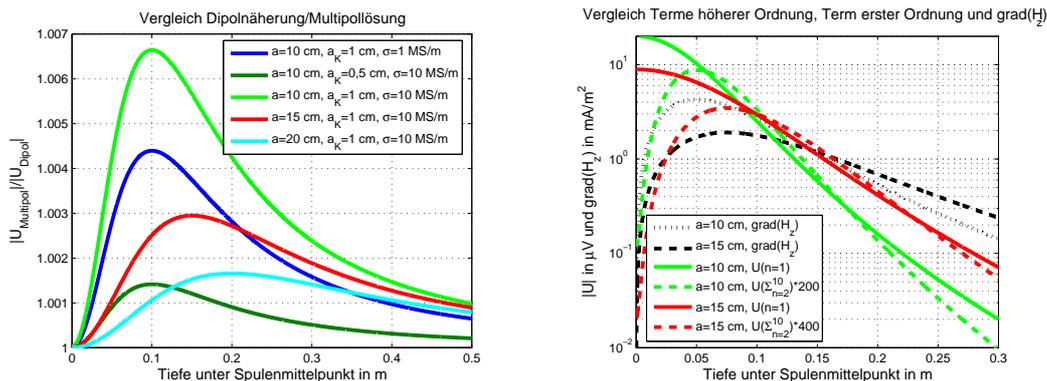


Abbildung 2.6: Vergleich der exakten Berechnung der induzierten Spannungen mit der Dipolnäherung für verschiedene Leitfähigkeiten, Kugelradien a_K und Spulenradien a als Funktion der Kugeltiefe (links). Vergleich des Dipolterms ($n = 1$) mit der Summe der Multipolterme ($n = 2, \dots, 10$) und dem Gradienten des primären magnetischen Feldes für zwei verschiedene Spulenradien a als Funktion der Kugeltiefe (rechts).

dem die Ströme andersherum fließen. Weiter innen bleibt die Kugel feldfrei. Ist die Eindringtiefe also wesentlich kleiner als der Kugelradius fließen die Ströme nur auf der Oberfläche, deren Größe somit maßgeblich ist. Zudem findet eine Abschirmung des Kugelinneren statt. Bei großer Skintiefe hingegen gewinnt das Volumen der Kugel an Bedeutung. Näherungen, wie die im folgenden Kapitel diskutierte, bei denen die Oberfläche zur Approximation herangezogen wird, könnten daher ungenau werden.

Ein für die Interpretation wichtiger Punkt ist die Genauigkeit der Dipolnäherung. *Kaufman und Eaton* [2001] geben eine exakte Lösung für das sekundäre elektrische Feld einer leitfähigen, nicht permeablen Kugel im magnetischen Feld einer Kreispule an, wobei sich die Kugel auf der Symmetrieachse befindet. Bei konsistenter Definition der Induktionszahl und mit den in Abbildung 2.3 gezeigten Variablen ergibt sich für das sekundäre elektrische Feld:

$$E_{\Phi}^s = -\frac{i\omega\mu_2 I}{2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sin(\theta)}{(n+1)n} D_n \left(\frac{a_K}{R}\right)^{2n+1} P_n^1(\cos(\theta)) P_n^1(\cos(\theta)), \quad (2.34)$$

wobei $P_n^1(x)$ die assoziierten Legendre Polynome 1. Art sind und

$$D_n = \frac{I_{n+3/2}(ka)}{I_{n-1/2}(ka)} \quad (2.35)$$

Für $n = 1$ stimmen die sekundären Felder aus Gleichung 2.34 und Gleichung 2.31 überein, wobei für die Berechnung des Primärfeldes Gleichung 2.22 benutzt werden kann. Der Term für $n = 1$ entspricht also dem Fall eines homogenen Magnetfeldes, wie es für $R \gg a_k$ der Fall ist. Gemäß dem Induktionsgesetz führt die Multiplikation mit dem Umfang der Spule zu den in der Spule induzierten Spannungen. Diese sind in Abbildung 2.6 gezeigt. Um einen Eindruck der Genauigkeit der Dipolnäherung zu erlangen, ist links das Verhältnis der Beträge der mit der exakten Lösung berechneten Spannungen zu den mit der Dipolnäherung berechneten Spannungen für verschiedene Kugel- und Spulenradien und Leitfähigkeiten dargestellt. Während der maximale Wert der Abweichung vom Dipolmoment der Kugel und dem Radius der Spule

abhängt, ist der Ort des Maximums in den hier gewählten Beispielen nur durch den Spulenradius bestimmt. In guter Näherung liegt dieses in einer Entfernung von einem Spulenradius. Die deutlichste Abweichung ($\approx 0,68\%$) erhält man für das größte induzierte Dipolmoment ($\sigma = 10\text{ MS/m}$ und $a_K = 1\text{ cm}$) und den kleinsten Spulenradius ($a = 10\text{ cm}$).

Zunächst liegt es nahe, das Maximum am Ort der größten Inhomogenität des Primärfeldes zu vermuten. In Abbildung 2.6 rechts ist daher der Gradient des primären Magnetfeldes als Maß für die Inhomogenität für zwei verschiedene Spulenradien gezeigt (schwarz, gestrichelt). Je größer der Radius desto größer der Abstand z des Maximums. Farblich gestrichelt sind zudem die Summe der Multipolterme für $n = 2, \dots, 10$ und der Dipolterm eingezeichnet. Wie erwartet ist das Maximum der Summe der Multipolterme in etwa am Ort des stärksten Primärfeldgradienten. Da aber das Dipolfeld und Multipolfeld mit wachsendem Abstand zur Spule unterschiedlich zu- bzw. abnehmen, liegt der maximale Einfluss der höheren Terme auf das Gesamtfeld in größerer Tiefe. Zur Verdeutlichung dieses Sachverhaltes wurden die Multipolanteile in Abbildung 2.6 200- bzw. 400-fach verstärkt. Insgesamt ist der Einfluss der höheren Terme vernachlässigbar, so dass nur der Term mit $n = 1$ betrachtet werden muss.

Kugeln stellen die einfachsten Körper dar. Bei der Berechnung der Sekundärfelder ist die Richtung des anregenden Feldes stets identisch mit der Richtung des Dipolmomentes der Kugel und somit mit der Richtung des Sekundärfeldes. Eine Abhängigkeit des Signals von der Orientierung des Körpers entfällt. Dies ändert sich bei den im nächsten Abschnitt beschriebenen Rotationsellipsoiden.

2.4 Rotationsellipsoide

Die große Anzahl verschiedener Metallobjekte im Boden lässt sich nicht allein durch Kugeln beschreiben. Vor allem sehr lange oder sehr flache Objekte zeigen ein von sphärischen Körpern deutlich verschiedenes Sekundärfeld. Da Rotationsellipsoide sowohl scheiben- als auch nadelförmig sein können, stellen sie eine gute Modellannahme dar, mit der möglichst viele verschiedene Objekte beschrieben werden können.

Die analytische Berechnung der quasi-statischen elektromagnetischen Sekundärfelder von leitfähigen und magnetisch permeablen prolaten Rotationsellipsoiden bei axialem Primärfeld wurde erstmals von *Braunisch et al.* [2001] veröffentlicht. Die Erweiterung auf oblate Rotationsellipsoide und beliebige Primärfelder wurde etwas später von *Ao* [2001] und *Barrows* [2004] aus der gleichen Arbeitsgruppe vorgestellt. Im Folgenden soll kurz der Lösungsansatz vorgestellt werden. Vertiefende Ausführungen findet man in den genannten Veröffentlichungen.

Ein leitfähiger und magnetisch permeabler Rotationsellipsoid mit Halbachse b parallel zur Rotationsachse und Halbachse a quer dazu befinde sich im Zentrum eines polaren elliptischen (*engl.: spheroidal*) Koordinatensystems (Abbildung 2.7, siehe auch *Flammer* [1957]). Das anregende Feld $\vec{H}_0(\vec{r})$ sei in diesem Fall proportional zu $e^{-i\omega t}$. Dieser Term wird im Folgenden nicht mehr mit aufgeführt. Das umgebende homogene Medium sei schlecht leitend, also $\sigma \approx 0$ und nur wenig magnetisch, so dass für die Wellenzahl $k_0 \approx 0$ gilt. Im Falle vernachlässigbarer Verschiebungsströme kann das Magnetfeld nach Gleichung 2.15 als Gradient eines skalaren Potentials beschrieben werden, welches die Laplace Gleichung in polar elliptischen Koordinaten

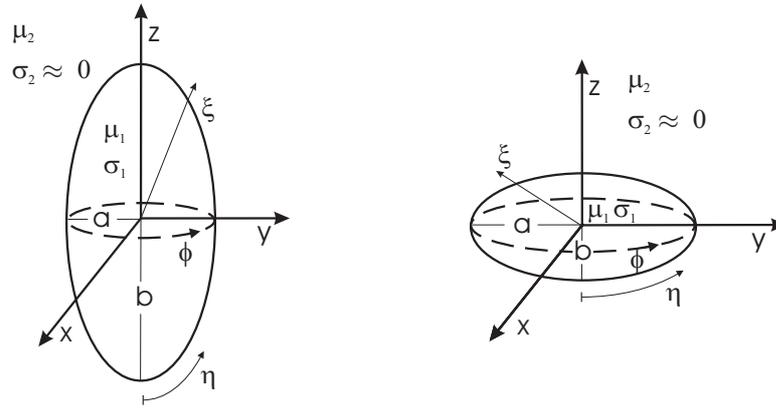


Abbildung 2.7: Polar elliptische Koordinaten für oblate und prolate Rotationsellipsoide. Es gilt: $-1 \leq \eta \leq 1$, $0 \leq \phi \leq 2\pi$, $0 \leq \xi < \infty$ (oblat: $1 \leq \xi < \infty$), $x = \frac{d}{2} [(1 \mp \eta^2)(\xi^2 \mp 1)]^{\frac{1}{2}} \cos(\phi)$, $y = \frac{d}{2} [(1 \mp \eta^2)(\xi^2 \mp 1)]^{\frac{1}{2}} \sin(\phi)$, $z = \frac{d}{2} \eta \xi$, $e = \frac{b}{a}$, $\xi = \pm(1 - e^{-2})^{-\frac{1}{2}}$, $d = 2(\pm(b^2 - a^2))^{\frac{1}{2}}$, prolata ($b > a$): oberer Operator, oblat ($b < a$): unterer Operator.

löst.

Die Lösung 1. Art der Laplace Gleichung für das Potential des äußeren Primärfeldes kann dann wie folgt formuliert werden:

$$U_o(\vec{r}) = H_0 \frac{d}{2} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=m}^{\infty} \sum_{p=0}^1 b_{pmn} P_n^m(\eta) P_n^m(\xi) T_{pm}(\phi), \quad (2.36)$$

wobei $P_n^m(x)$ die assoziierten Legendre Polynome 1. Art von Grad n und Ordnung m sind und

$$T_{pm}(\phi) = \begin{cases} \cos(m\phi) & p = 0, \\ \sin(m\phi) & p = 1. \end{cases} \quad (2.37)$$

Die Koeffizienten b_{pmn} beschreiben das Primärfeld. Eine Beschreibung, wie diese für spezielle Spulenanordnungen zu bestimmen sind, findet man bei *Sun et al.* [2005]. Nach *Ao* [2001] gilt, dass für ein homogenes Feld parallel zur Rotationsachse nur $b_{001} \neq 0$ ist und für die dazu senkrechte Richtung nur $b_{010} \neq 0$. Das Primärfeld kann also, ähnlich wie im vorherigen Kapitel bei Gleichung 2.34, durch nur einen Term für jede Anrichtungsrichtung beschrieben werden.

Das Potential des äußeren Sekundärfeldes sollte im Unendlichen verschwinden. Man wählt daher die Lösung der Laplace Gleichung 2. Art:

$$U_s(\vec{r}) = H_0 \frac{d}{2} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=m}^{\infty} \sum_{p=0}^1 B_{pmn} P_n^m(\eta) Q_n^m(\xi) T_{pm}(\phi). \quad (2.38)$$

$Q_n^m(x)$ sind die assoziierten Legendre Polynome 2. Art von Grad n und Ordnung m , die für $\xi \rightarrow \infty$ regulär sind. Außerdem gilt $Q(\xi) \rightarrow 0$ für $\xi \rightarrow \infty$. Die B_{pmn} sind die unbekanntenen Koeffizienten des Sekundärfeldes, die zu bestimmen sind.

Das gesamte äußere Magnetfeld setzt sich aus Primär- und Sekundärfeld zusammen:

$$\vec{H}_2 = \vec{H}_0 + \vec{H}_1 = -\nabla U_o - \nabla U_s. \quad (2.39)$$

Um die gesuchten Koeffizienten zu bestimmen benutzt man die Stetigkeit der Tangentialkomponenten des Magnetfeldes und der Normalkomponenten des magnetischen Flusses an der Grenzfläche des Rotationsellipsoiden. Dazu wird das Feld im Inneren, $\vec{H}_1(\vec{r})$, benötigt. Um es zu berechnen muss die vektorielle Helmholtzgleichung in polar elliptischen Koordinaten gelöst werden:

$$\nabla \times \nabla \times \vec{H}_1(\vec{r}) - k_1^2 \vec{H}_1(\vec{r}) = 0 \quad (2.40)$$

mit $k_1 = i\omega\sigma_1\mu_1$. Die Lösung kann als unendliche Summe von vektoriellen polar elliptischen Wellenfunktionen (*engl: spheroidal vector wave functions (SVWF)*), \vec{M} und \vec{N} (*Flammer [1957]*), formuliert werden (*Ao [2001]*):

$$\vec{H}_1 = H_0 \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=m}^{\infty} \sum_{p=0}^1 \left[A_{pmn}^{(M)} \vec{M}_{pmn}^{r(1)}(c_1; \eta, \xi, \phi) + A_{pmn}^{(N)} \vec{N}_{pmn}^{r(1)}(c_1; \eta, \xi, \phi) \right]. \quad (2.41)$$

Der zur Induktionszahl äquivalente Parameter c ergibt sich aus der Wellenzahl k_1 im Rotationsellipsoiden und der Brennweite d :

$$c_1 = \frac{k_1 d}{2}. \quad (2.42)$$

Für große Entfernungen, $\xi \rightarrow \infty$ geht das polar elliptische Koordinatensystem in das sphärische über, also $\frac{d}{2}\xi \rightarrow r$ und $\eta \rightarrow \cos(\theta)$. Nimmt man weiterhin an, dass das Primärfeld in der x-z-Ebene liegt, geht Gleichung 2.38 über in

$$U_s \approx H_0 \frac{\pi d^3}{6} \frac{1}{4\pi r^3} [B_{001}z + 2B_{011}x] = \frac{1}{4\pi r^3} \vec{r} \cdot \vec{M}. \quad (2.43)$$

Der Vektor \vec{M} setzt sich hierbei zusammen aus dem axialen und dem transversalen Dipolmoment des Rotationsellipsoiden.

$$M_z = H_0 \frac{\pi d^3}{6} B_{001} \quad \text{und} \quad M_t = H_0 \frac{\pi d^3}{3} B_{011} \quad (2.44)$$

Das sekundäre Magnetfeld eines Rotationsellipsoiden in größerer Entfernung an beliebiger Position lässt sich demnach als Superposition der Felder zweier senkrecht zueinander stehender Dipole schreiben, die sich aus M_z und M_t ergeben.

Die Berechnung der Koeffizienten B_{pmn} , $A_{pmn}^{(M)}$ und $A_{pmn}^{(N)}$ lässt sich auf verschiedene Art vereinfachen und wird bei *Ao [2001]* genauer beschrieben. Wegen der Nicht-Orthogonalität der SVWF bleibt die Bestimmung der Koeffizienten jedoch aufwendig. Zum Zweiten wird die Berechnung der SVWF für $|c| \geq 30$ instabil, weshalb weitere Approximationen für hohe Frequenzen entwickelt wurden (*Barrows [2004]*). Ähnlich wie bei einer Impedanz-Randbedingung wird bei der *Small Penetration-depth Approximation (SPA)* angenommen, dass die elektromagnetischen Felder wegen der geringen Skintiefe für hohe Induktionszahlen kaum in den Körper eindringen. Dadurch kann das Feld im Inneren des Rotationsellipsoiden vereinfacht dargestellt und berechnet werden. Da c in den meisten hier besprochenen Fällen genügend klein ist, soll an dieser Stelle nicht weiter auf diese Approximationen eingegangen werden.

Die gleiche Annahme, nämlich dass die Felder bei hohen Leitfähigkeiten und Permeabilitäten kaum eindringen, benutzten *Hanstein et al. [2005]* zur Approximation der beiden Dipolmomente des Rotationsellipsoiden durch Dipolmomente von Kugeln. Für ideal leitende Rotationsellipsoide können axiales und transversales Dipolmoment durch einfache analytische Formeln

berechnet werden (Gleichung 2.45 mit $\mu_r = 0$). Zunächst werden diese beiden Momente für die korrekten Abmessungen des Rotationsellipsoiden berechnet. Der Radius der äquivalenten Kugeln wird nun so gewählt, dass diese im Fall idealer Leitfähigkeit das gleiche Dipolmoment besitzen wie die zu approximierenden axialen und transversalen Dipolmomente des Rotationsellipsoiden. Die approximierten Momente des endlich leitenden Rotationsellipsoiden ergeben sich dann aus den Dipolmomenten der endlich leitenden Kugeln, die für die vorher bestimmten Radien und die gewünschte Leitfähigkeit berechnet wurden. Diese Approximation kann auf gleiche Art und Weise für den ideal magnetischen oder magnetischen Fall durchgeführt werden, um so magnetische Eigenschaften zu berücksichtigen. Vergleiche für den magnetisch äquivalenten Fall mit der analytischen Lösung sind im Anhang A.2 beigefügt.

Eine weitere Näherung durch Dipolmomente von Kugeln wurde von *Smith und Morrison* [2006] vorgestellt. Formeln für die entsprechenden Radien der Kugeln wurden dabei empirisch bestimmt. Im Folgenden soll diese Approximation kurz vorgestellt werden.

Für den Fall eines statischen äußeren Feldes ($\omega = 0$) gilt für das Dipolmoment eines Rotationsellipsoiden (*Silvester und Omeragic* [1995]):

$$M_z(\omega = 0) = \frac{\mu_r - 1}{1 + A_z(\mu_r - 1)} V_{Ell} H_0, \quad M_t(\omega = 0) = \frac{\mu_r - 1}{1 + A_t(\mu_r - 1)} V_{Ell} H_0 \quad (2.45)$$

mit $V_{Ell} = \frac{4}{3}\pi a^2 b$ und den Depolarisationskoeffizienten:

$$A_z = \frac{\rho^2}{1 - \rho^2} \left[\frac{\operatorname{arctanh}\sqrt{1 - \rho^2}}{(1 - \rho^2)^{\frac{1}{2}}} - 1 \right], \quad A_t = \frac{1}{2(1 - \rho^2)} \left[1 - \frac{\rho^2 \operatorname{arctanh}\sqrt{1 - \rho^2}}{(1 - \rho^2)^{\frac{1}{2}}} \right] \quad (2.46)$$

für den prolaten Fall mit $\rho = \frac{1}{e} = \frac{a}{b} < 1$. Für den oblaten Fall, also $\rho > 1$ gilt:

$$A_z = \frac{\rho^2}{\rho^2 - 1} \left[1 - \frac{\operatorname{arctanh}\sqrt{\rho^2 - 1}}{(\rho^2 - 1)^{\frac{1}{2}}} \right], \quad A_t = \frac{1}{2(\rho^2 - 1)} \left[\frac{\rho^2 \operatorname{arctanh}\sqrt{\rho^2 - 1}}{(\rho^2 - 1)^{\frac{1}{2}}} - 1 \right] \quad (2.47)$$

Für Kugeln, also $\rho \rightarrow 1$, müssen der axiale und der transversale Depolarisationskoeffizient identisch sein. Der gemeinsame Grenzwert ist $A_z(\rho \rightarrow 1) = A_t(\rho \rightarrow 1) = \frac{1}{3}$. Das resultierende Dipolmoment entspricht dem statischen Fall in Gleichung 2.30. Für unendlich hohe Frequenzen erhält man die Dipolmomente der Rotationsellipsoide $M_z(\omega = \infty)$ und $M_t(\omega = \infty)$ aus Gleichung 2.45 durch Einsetzen von $\mu_r = 0$.

Die Approximation sollte nun für die beiden Grenzfälle $\omega \rightarrow 0$ und $\omega \rightarrow \infty$ jeweils die analytischen Werte aus Gleichung 2.45 für μ_r und $\mu_r = 0$ annehmen. Dies wird durch folgende Skalierung erreicht:

$$M_z^{approx} \approx M_z(\omega = 0) + \nu_z [M_{Kugel(b')}(\omega) - M_{Kugel(b')}(\omega = 0)], \quad (2.48)$$

$$M_t^{approx} \approx M_t(\omega = 0) + \nu_t [M_{Kugel(a')}(\omega) - M_{Kugel(a')}(\omega = 0)], \quad (2.49)$$

mit

$$\nu_z = \frac{M_z(\omega = \infty) - M_z(\omega = 0)}{M_{Kugel(b')}(\omega = \infty) - M_{Kugel(b')}(\omega = 0)}, \quad (2.50)$$

$$\nu_t = \frac{M_t(\omega = \infty) - M_t(\omega = 0)}{M_{Kugel(a')}(\omega = \infty) - M_{Kugel(a')}(\omega = 0)}. \quad (2.51)$$

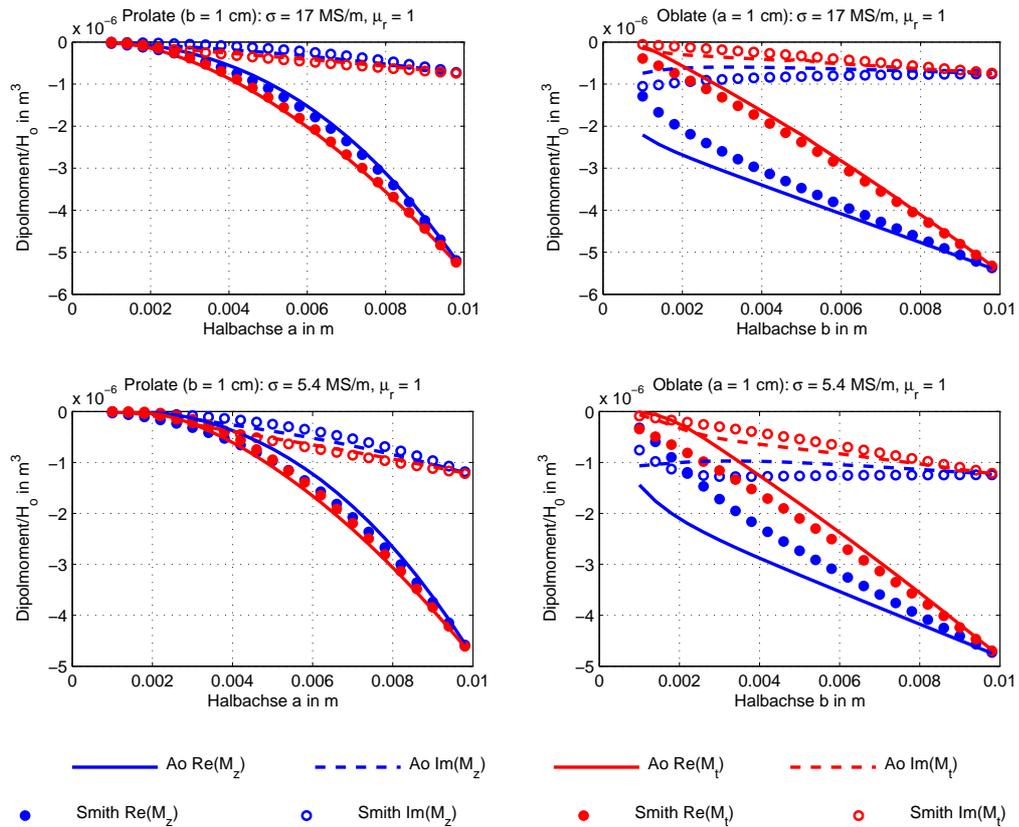


Abbildung 2.8: Das auf das Primärfeld H_0 normierte axiale und transversale Dipolmoment M_z und M_t von leitfähigen Rotationsellipsoiden, sowohl für den prolaten als auch für den oblaten Fall, im Vergleich zu der Approximation von Smith und Morrison [2006] für verschiedene Achsenverhältnisse (prolat: $a = 1, \dots, 10 \text{ mm}$, $b = 10 \text{ mm}$, oblat: $b = 1, \dots, 10 \text{ mm}$, $a = 10 \text{ mm}$) und Leitfähigkeiten ($\sigma = 17 \text{ MS/m}$ und $\sigma = 5,4 \text{ MS/m}$ bei $19,2 \text{ kHz}$ und $\mu_r = 1$).

Für die Radien $a_K = a'$ und $a_K = b'$ der äquivalenten Kugeln mit Dipolmoment $M_{Kugel(a_K)}$ bieten sich zunächst die Halbachsen des Rotationsellipsoiden an. Für prolate ($b > a$) Rotationsellipsoide zeigen diese beiden Radien die besten Ergebnisse und es gilt daher: $a' = a$ und $b' = b$. Bei oblaten Rotationsellipsoiden wird das axiale Dipolmoment genauer durch $b' = \sqrt{\frac{b^2 + ab}{2}}$ wiedergegeben. Für das transversale Moment gilt wiederum $a' = a$. Smith und Morrison [2006] geben die Genauigkeit ihrer Approximation mit minimal 95 % für prolate und 93 % für oblate magnetische Ellipsoide an (bezüglich der Lösung von Ao [2001]). Zudem ist die Übereinstimmung mit der Lösung von Ao [2001] größer für den Fall eines zur kürzeren Halbachse parallelen Primärfeldes.

Die Approximationen von Hanstein et al. [2005] und Smith und Morrison [2006] sind in ihrer Genauigkeit ähnlich (siehe Anhang A.2). Letztere ist bei höheren Permeabilitäten genauer, während die Erstgenannte bei niedrigen Permeabilitäten bessere Ergebnisse erzielt. Da es sich bei den meisten in Landminen verbauten Teilen um magnetische Metalle handelt, wird im Folgenden zunächst die Smith-Approximation verwendet.

Die Autoren zeigen in ihrer Veröffentlichung ausführliche vergleichende Darstellung der Ap-

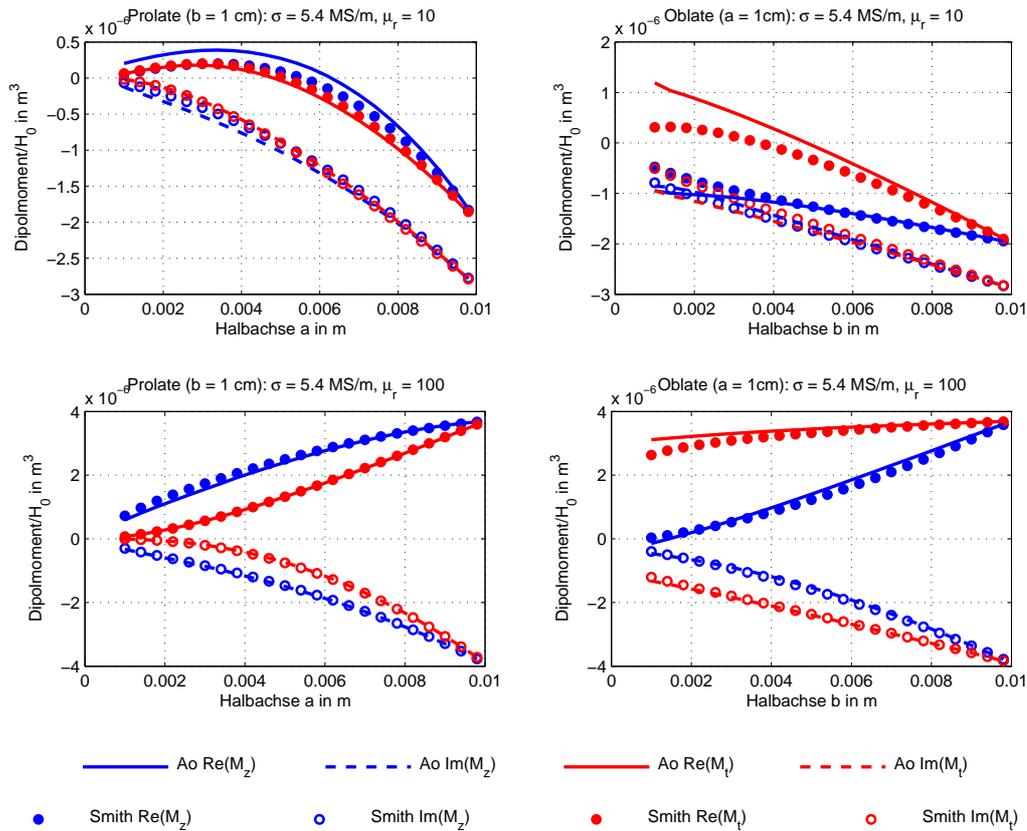


Abbildung 2.9: Das auf das Primärfeld H_0 normierte axiale und transversale Dipolmoment M_z und M_t von magnetischen und leitfähigen Rotationsellipsoiden, sowohl für den prolaten als auch für den oblaten Fall, im Vergleich zu der Approximation von Smith und Morrison [2006] für verschiedene Achsenverhältnisse (prolat: $a = 1, \dots, 10 \text{ mm}$, $b = 10 \text{ mm}$, oblat: $b = 1, \dots, 10 \text{ mm}$, $a = 10 \text{ mm}$) und Permeabilitäten ($\mu_r = 10$ und $\mu_r = 100$) bei $19,2 \text{ kHz}$ und $5,4 \text{ MS/m}$ Leitfähigkeit.

proximation für Induktionszahlen in dem Intervall zwischen 0,1 und 1000. Es soll daher hier nur auf den speziellen Bereich kleiner Rotationsellipsoide eingegangen werden, deren Halbachsen nicht größer als 1 cm sind. Die Darstellungen 2.8 und 2.9 zeigen die auf das Primärfeld normierten axialen und transversalen Dipolmomente oblater und prolater Rotationsellipsoide für verschiedene Leitfähigkeiten, magnetische Permeabilitäten und Achsenverhältnisse. Jeweils eine Halbachse ist 1 cm lang, während die andere zwischen $0,1 \text{ cm}$ und 1 cm variiert. Für den Fall eines oblaten Rotationsellipsoiden erhält man so im extremsten Fall eine Scheibe mit 2 cm Durchmesser und 2 mm Höhe, Abmessungen also, wie man sie zum Beispiel bei Münzen findet. Der gestreckteste prolate Ellipsoid hat eine Länge von 2 cm und ein Durchmesser von 2 mm und kann als Beispiel für einen Nagel oder eine Schraube angesehen werden.

An den Abbildungen 2.8 und 2.9 können einige wesentliche Eigenschaften illustriert werden. Wichtig dabei sind folgende Punkte:

- Wie bei Kugeln sind die Effekte durch die magnetischen Eigenschaften (Verstärkung des Feldes) und der induzierten Ströme (gemäß der Lenz'schen Regel wirken diese dem anliegenden Feld entgegen) entgegengesetzt. Die Dipolmomente sind daher für den statischen

Fall für $\mu_r > 1$ positiv (Gleichung 2.45). Sind die Rotationsellipsoide nicht magnetisch ergeben sich für alle Frequenzen nur negative Dipolmomente (Abbildung 2.8).

- In prolaten Rotationsellipsoiden können sich bei größer werdender Elongation aus geometrischen Gründen nur noch kleine Stromsysteme ausbilden. Nimmt man an, dass diese hauptsächlich am Äquator und wegen der geringen Eindringtiefe nur außen fließen, ist der Umfang um die zur Anregungsrichtung parallelen Achse maßgebend. Bei axialer Anregung ist dieser am kleinsten und bei transversaler Anregung größer. Daher gilt im nicht magnetisch suszeptiblen Fall ($\mu_r = 1$) $|M_t| > |M_z|$.
- Bei transversaler Anregung besitzen prolate und oblate Rotationsellipsoide den gleichen Umfang. Aus diesem Grund ergeben sich im nicht magnetischen Fall ähnliche Dipolmomente. Zudem erklärt es, warum in der Smith-Approximation für beide transversalen Dipolmomente $a' = a$ gilt. Ist die Anregung axial, bleibt bei oblaten Rotationsellipsoiden der äquatoriale Umfang bei abnehmender Elongation gleich. Da die induzierten Ströme nicht nur am Äquator fließen, sondern ein Volumen in Anspruch nehmen, wird auch in diesem Fall das Dipolmoment mit abnehmender Halbachse kleiner, jedoch deutlich weniger ausgeprägt als im transversalen Fall. Zudem resultiert aus dem konstanten Umfang, dass der Unterschied zwischen M_z und M_t wesentlich größer wird bei abnehmender Elongation als beim prolaten Ellipsoiden.
- Ist der Rotationsellipsoid magnetisch, überwiegt der Effekt der Magnetisierung. Für $b > a$ (prolat) gilt im statischen Fall $M_z(\omega = 0) > M_t(\omega = 0)$ und für $b < a$ (oblat) $M_z(\omega = 0) < M_t(\omega = 0)$. Dies bleibt auch für den nicht statischen Fall gültig, wobei der Unterschied bei größerer Permeabilität deutlicher ist. *Lowrie* [1997] erklärt die geometrisch verursachte magnetische Anisotropie im statischen Feld durch das geringere zu kompensierende Depolarisationsfeld im Inneren, wenn die längere Achse parallel zum anregenden Feld ist. Kommt man zurück auf die in dieser Arbeit diskutierten Dipole, kann man dies auch auf einem zweiten Weg erklären. Betrachtet man den magnetisierten Körper als eine Ansammlung von magnetischen Dipolen, so werden diese durch ein äußeres Feld alle gleich ausgerichtet. Das Magnetfeld seitlich benachbarter Dipole hebt sich auf (bis auf die Äußersten) und das Feld übereinander Angeordneter addiert sich. Ist nun die längere Halbachse parallel zum primären Feld, sind mehr Dipole übereinander und das Moment daher am stärksten.

Die unterschiedlichen Dipolmomente für verschiedene Formen und Anregungsrichtungen in Abhängigkeit der Materialparameter erlauben es durch Messungen an verschiedenen Orten die Orientierung, die Form und das Material des Rotationsellipsoiden zu bestimmen. Da aber zum Beispiel bei nicht magnetischen prolaten Körpern die Unterschiede zwischen M_z und M_t nur gering sind, ist eine genaue Auflösung der Parameter stark von der Messgenauigkeit abhängig.

Die Smith-Approximation ist für $\mu_r = 100$ für alle vier Dipolmomente sehr genau, lediglich bei kleinen Elongationen für oblate Ellipsoide wird diese etwas schlechter. Bei niedrigeren Permeabilitäten und zunehmendem Abweichen von der Kugelform werden die Abweichungen größer. Für $a > b$, $\sigma = 5,4 \text{ MS/m}$ und $\mu_r = 10$ beobachtet man im Imaginärteil zum Beispiel ein umgekehrtes Größenverhältnis von axialem und transversalem Dipolmoment im Vergleich

zur analytischen Lösung. Solche Ungenauigkeiten können später Ursache für Schwierigkeiten bei der Bestimmung der Ellipsoidenparameter durch die Inversion sein.

Wesentlich einfacher zu berechnen ist das Dipolmoment von Ringen. Wegen der im Vergleich zu Rotationsellipsoiden eingeschränkten Vielfalt an Formen die sich durch Ringe erklären lassen, sind diese als Modellvorgabe für die Inversion weniger geeignet als Rotationsellipsoide. Daher soll hier und auch im Weiteren nicht näher auf Ringe eingegangen werden. Eine Beschreibung ist jedoch im Anhang A.1 zu finden.

Nachdem in den bisherigen Kapiteln die Induktion in einzelnen Körpern besprochen wurde, soll nun die Wechselwirkung zwischen zwei benachbarten Objekten untersucht werden.

2.5 Gegeninduktion

Bisher wurde davon ausgegangen, dass lediglich ein Objekt das Signal im Detektor erzeugt. Betrachtet man den typischen Aufbau von Landminen, so ist meist mehr als ein Metallteil verbaut. Ebenso können natürlich auch Schrapnell- oder andere Metallteile in unmittelbarer Nachbarschaft zu einander auftreten. Es soll daher in diesem Kapitel die Wechselwirkung zwischen mehreren Objekten untersucht werden. Für eine Kugel am Ort (x_K, y_K, z_K) eines kartesischen Koordinatensystems gilt für das sekundäre Magnetfeld an der Position (x, y, z) :

$$\vec{H}_s = \mathbf{G} m_K \vec{H}_0, \quad (2.52)$$

mit

$$\mathbf{G} = \frac{1}{4\pi R^5} \begin{bmatrix} 3(x - x_K)^2 - R^2 & 3(x - x_K)(y - y_K) & 3(x - x_K)(z - z_K) \\ 3(x - x_K)(y - y_K) & 3(y - y_K)^2 - R^2 & 3(y - y_K)(z - z_K) \\ 3(x - x_K)(z - z_K) & 3(y - y_K)(z - z_K) & 3(z - z_K)^2 - R^2 \end{bmatrix}, \quad (2.53)$$

der Polarisierbarkeit $m_K = 2\pi a_k^3 D_K$ und $R = \sqrt{(x - x_K)^2 + (y - y_K)^2 + (z - z_K)^2}$.

Ist nun eine zweite Kugel in unmittelbarer Nähe, kommt zum primären Feld \vec{H}_0^1 das sekundäre Feld der zweiten Kugel \vec{H}_2^1 am Ort der ersten Kugel hinzu. Der entsprechende Tensor sei \mathbf{G}_2^1 . Im Folgenden beschreibt der untere Index den Ursprung des Feldes oder bei dem Tensor \mathbf{G} den Ort (x_K, y_K, z_K) der Kugel. Der obere Index kennzeichnet den Ort, an dem das Feld berechnet wird. Der Index 0 steht für das Primärfeld. Man erhält für das sekundäre Feld der ersten Kugel:

$$\vec{H}_1 = \mathbf{G}_1 m_1 (\vec{H}_0^1 + \vec{H}_2^1) = \mathbf{G}_1 m_1 \vec{H}_0^1 + \mathbf{G}_2^1 m_2 \mathbf{G}_1 m_1 (\vec{H}_0^2 + \vec{H}_1^2), \quad (2.54)$$

sowie für das sekundäre Feld der zweiten Kugel:

$$\vec{H}_2 = \mathbf{G}_2 m_2 (\vec{H}_0^2 + \vec{H}_1^2) = \mathbf{G}_2 m_2 \vec{H}_0^2 + \mathbf{G}_1^2 m_1 \mathbf{G}_2 m_2 (\vec{H}_0^1 + \vec{H}_1^1). \quad (2.55)$$

Beide Gleichungen lassen sich kürzen und zu einem Gleichungssystem zusammenfassen:

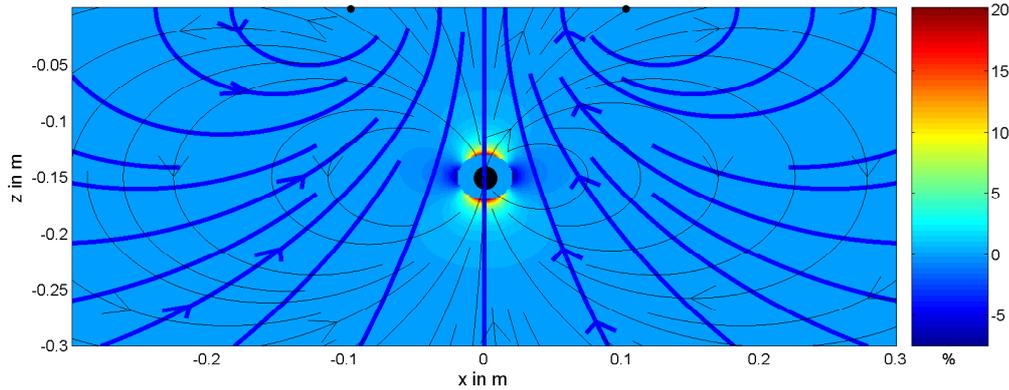


Abbildung 2.10: Gegeninduktion bei zwei Kugeln: Vergleich der induzierten Spannungen mit und ohne Berücksichtigung der Gegeninduktion bei 2,4 kHz. Für beide Kugeln gilt: $a_K = 1 \text{ cm}$, $\sigma = 5,4 \text{ MS/m}$ und $\mu_r = 100$. Kugel 1 befindet sich bei $x = 0 \text{ cm}$ und $y = -15 \text{ cm}$. Die Position der zweiten Kugel wird variiert. Sende- und Empfängerspule sind identisch mit $R = 10 \text{ cm}$. Für jede Position der zweiten Kugel zeigt die Farbskala die relative Änderung des Betrages der induzierten Spannung mit Gegeninduktion zum Betrag der induzierten Spannung ohne Gegeninduktion. Zusätzlich sind die Feldlinien des Primärfeldes (blau) und des Sekundärfeldes der ersten Kugel (schwarz) eingezeichnet. In dem Bereich, wo sich die Kugeln überschneiden wurde 0 % gewählt.

$$\begin{pmatrix} \mathbf{I} & -\mathbf{G}_2^1 m_2 \\ -\mathbf{G}_1^2 m_1 & \mathbf{I} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \vec{H}_2^1 \\ \vec{H}_1^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mathbf{G}_2^1 m_2 \vec{H}_0^2 \\ \mathbf{G}_1^2 m_1 \vec{H}_0^1 \end{pmatrix}, \quad (2.56)$$

wobei \mathbf{I} die dreidimensionale Einheitsmatrix ist. Die durch die Gegeninduktion entstehenden Felder \vec{H}_2^1 und \vec{H}_1^2 können so einfach durch Lösen des Gleichungssystems berechnet werden.

Abbildung 2.10 zeigt den so berechneten Effekt der Gegeninduktion am Beispiel von zwei Kugeln. Beide Kugeln haben die gleiche Leitfähigkeit ($5,4 \text{ MS/m}$), magnetische Permeabilität ($\mu_r = 100$) und den gleichen Radius (1 cm). Die Sendespule mit Radius 10 cm ist identisch mit der Empfängerspule. Während die erste Kugel immer 15 cm unterhalb der Spule auf der Spulenachse positioniert ist, wird der Ort der zweiten Kugel im gesamten gezeigten Raum variiert. Für jede Position wurde die Spannung berechnet, die durch das Sekundärfeld beider Kugeln in der Empfängerspule induziert wird. Dabei wurden einmal die nach Gleichung 2.56 berechneten Felder \vec{H}_1^2 und \vec{H}_2^1 , also die Gegeninduktion, berücksichtigt und einmal nicht. Die Farbskala in Abbildung 2.10 zeigt für jede Position der zweiten Kugel die Abweichung zwischen den beiden Spannungen in Prozent. Positive Werte bedeuten eine Feldverstärkung durch die Gegeninduktion und negative eine Abschwächung. Es zeigt sich zunächst, je näher die Kugeln zu einander sind, desto stärker die Wechselwirkung. Zudem wirkt die Gegeninduktion bei horizontal benachbarten Kugeln abschwächend und bei vertikal benachbarten verstärkend. Zum besseren Verständnis sind die Feldlinien des Primärfeldes der Spule und die des Sekundärfeldes der ersten Kugel eingezeichnet. Es wird so schnell klar, dass in Regionen in denen die Feldlinien entgegengesetzt sind die Gegeninduktion das Sekundärfeld beider Kugeln abschwächt und in Regionen paralleler Feldlinien verstärkt. Der Effekt der Verstärkung bei vertikaler Anordnung ist mit maximal 20 % Abweichung deutlich größer als die Abschwächung des Signals bei horizontaler Anordnung der Kugeln (maximal 7 %). Sind die Kugeln einen Durchmesser von

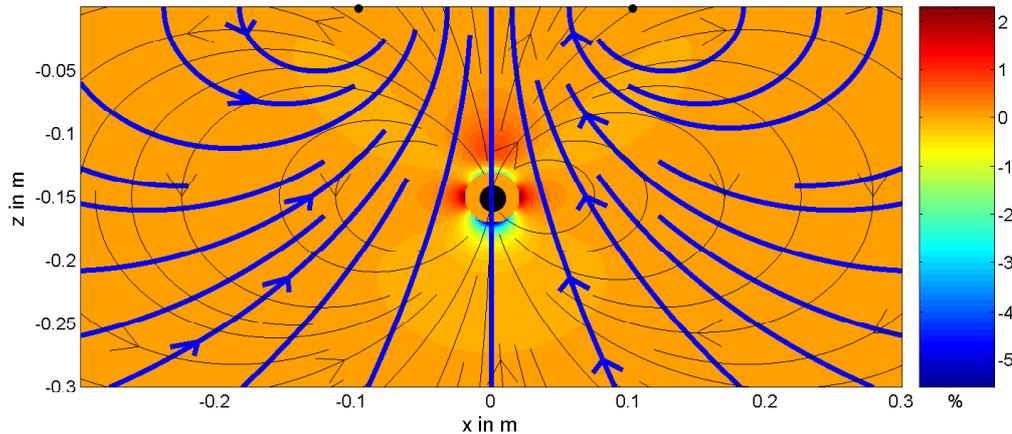


Abbildung 2.11: Gegeninduktion bei zwei Kugeln: Vergleich der induzierten Spannungen mit und ohne Berücksichtigung der Gegeninduktion bei 2,4 kHz. Für die Kugeln gilt: $a_K = 1 \text{ cm}$, $\sigma = 5,4 \text{ MS/m}$ und $\mu_r = 100$ für Kugel 1 und $\mu_r = 1$ für Kugel 2. Kugel 1 befindet sich bei $x = 0 \text{ cm}$ und $y = -15 \text{ cm}$. Die Position der zweiten Kugel wird variiert. Sende- und Empfängerspule sind identisch mit $R = 10 \text{ cm}$. Für jede Position der zweiten Kugel zeigt die Farbskala die relative Änderung des Betrages der induzierten Spannung mit Gegeninduktion zum Betrag der induzierten Spannung ohne Gegeninduktion. Zusätzlich sind die Feldlinien des Primärfeldes (blau) und des Sekundärfeldes der ersten Kugel (schwarz) eingezeichnet. In dem Bereich, wo sich die Kugeln überschneiden wurde 0 % gewählt.

einander entfernt, reduziert sich die Wirkung auf maximal 4 %; bei einer Entfernung von zwei Durchmessern auf 1%.

Der Einfluss der Gegeninduktion ist jedoch vor allem abhängig von den Dipolmomenten der Kugeln. Während das Dipolmoment magnetischer Kugeln parallel zum anregenden Feld ist, erhält man für nicht magnetische Kugeln aufgrund der Lenz'schen Regel ein antiparalleles Dipolmoment. Für die Kombination einer nicht magnetischen und einer magnetischen Kugel wirkt sich daher die Gegeninduktion anders aus.

Abbildung 2.11 illustriert dies. Wie im vorherigen Beispiel befindet sich eine magnetische Kugel in einer Tiefe von 15 cm. Die zweite, diesmal nicht magnetische Kugel wird bewegt. Man erhält jetzt für Regionen, in denen die Kugeln übereinander angeordnet sind, eine Abschwächung der Felder, die bei größerer Entfernung in eine Verstärkung übergeht. Bei seitlicher Anordnung werden die Felder ebenfalls verstärkt. Insgesamt ist der Effekt für dieses Beispiel deutlich kleiner als für das vorherige. Die Gegeninduktion benachbarter Körper spielt also bei kleinen Abständen eine große Rolle und sollte bei der Simulation mehrerer Körper berücksichtigt werden. Ob sie Feld verstärkend oder abschwächend wirkt, hängt von der Position und den elektromagnetischen Eigenschaften ab. Generell kann die Gegeninduktion bei größeren Abständen ab drei Radien vernachlässigt werden, so dass eine Addition der Einzelsignale genügt.

Barrows [2004] berechnet ebenfalls den Effekt der Gegeninduktion für beliebig viele Rotationsellipsoide. Dabei wird jedoch lediglich das Feld des Zweiten Körpers am Ort des ersten Körpers zum Primärfeld hinzu addiert, während in der hier vorgestellten Lösung auch berücksichtigt wird, dass die erste Kugel wiederum das Feld am Ort der zweiten Kugel verstärkt.

Beiden Lösungen beachten jedoch nicht den Effekt, der durch die Geometrie des Objektes entsteht wie er später bei den numerischen Simulationen in Kapitel 3 gezeigt wird. Bei der hier vorgestellten Betrachtung wird die Kugel als punktförmige Dipolquelle angenommen. In größerer Entfernung ist dies, wie in Kapitel 2.3.2 gezeigt, zutreffend. Kommen sich die Kugeln jedoch sehr nahe, spielt eventuell die Ausdehnung der Kugeln eine wichtige Rolle. Exemplarische Untersuchungen dazu werden in Kapitel 3.3.1 gezeigt.

Bisher wurde nur auf Signale im Frequenzbereich eingegangen. Da aber auch Pulse-Induction-Detektoren, die im Zeitbereich arbeiten, untersucht werden sollen, wird zunächst kurz die Transformation der gezeigten Formeln in den Zeitbereich vorgestellt.

2.6 Transformation in den Zeitbereich

Die übliche Art Signale vom Frequenzbereich in den Zeitbereich zu übertragen ist die Fourier-Transformation. Für eine komplexe Funktion $F(\omega)$ erhält man:

$$f(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega)(\cos(\omega t) + i \sin(\omega t))d\omega \quad (2.57)$$

Berücksichtigt man, dass das Signal im Zeitbereich rein reell ist und zudem, dass für transiente Signale $f(t) = 0$ für $t < 0$ gilt, vereinfacht sich die Transformation zu:

$$f(t) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \Im(F(\omega)) \sin(\omega t) d\omega. \quad (2.58)$$

Alternativ kann eine Cosinus Transformation des Realteils durchgeführt werden. Gleichung 2.58 kann auch als Spezialform der schnellen Hankeltransformation formuliert werden. Diese ermöglicht eine äußerst schnelle Berechnung des Integrals und wird im Folgenden verwendet. Eine detaillierte Beschreibung der benutzten schnellen Hankeltransformation gibt es zum Beispiel bei *Johansen und Sørensen* [1979] oder *Weidelt* [1986].

Die Funktion $F(t)$ beschreibt die Impulsantwort, also das sekundäre Feld, wenn das anregende Feld aus einem einzelnen Deltaimpuls $\delta(t)$ zum Zeitpunkt $t = 0$ besteht. Bei der Transient-Elektromagnetik interessiert jedoch die Antwort des Magnetfeldes auf eine Stufenfunktion (Heaviside Funktion)

$$u(t) = \begin{cases} 1 & t \leq 0 \\ 0 & t > 0 \end{cases}, \quad (2.59)$$

deren Ableitung im Falle eines Ausschaltvorgangs bei $t = 0$ $-\delta(t)$ ist. Gleichzeitig kann wegen der in der Praxis verwendeten Induktionsspulen nur die zeitliche Änderung des Magnetfeldes gemessen werden. Die dazu notwendige Ableitung von $F(t)$ hebt sich mit der Integration zur Berechnung der Stufenantwort auf. Man erhält also durch die Transformation von $\vec{H}(\omega)$ die Stufenantwort von $\partial \vec{H}(t)/\partial t$.

Alle im Folgenden gezeigten Transienten sind Fouriertransformationen der entsprechenden Formeln im Frequenzbereich. Für einige der hier gezeigten Formeln existieren auch Lösungen

direkt im Zeitbereich (*Wait und Spiess* [1969], *Lee und Thomas* [1992], *Smith und Morrison* [2006]), die jedoch wegen aufwendiger Summenentwicklungen keine schnellere Berechnung des Signals erlauben würden.

2.6.1 Das Signal von Kugeln und Rotationsellipsoiden im Zeitbereich

Befindet sich eine leitfähige und permeable Kugel in einem homogenen Magnetfeld, das bei $t = 0$ abgeschaltet wird, erhält man das sekundäre Feld durch die Fouriertransformation der Gleichungen 2.26 und 2.27. Die einzige frequenzabhängige Größe ist der Reflexionsfaktor. Das Abklingen des sekundären Feldes wird daher durch die Fouriertransformation von D bestimmt. Es sei

$$\dot{M}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} D(\omega) e^{i\omega t} d\omega. \quad (2.60)$$

Wait und Spiess [1969] erhalten für $\dot{M}(t)$ eine unendliche Reihe von Exponentialfunktionen mit immer kleiner werdenden Zerfallskonstanten. Für späte Zeiten dominiert der erste Term und man erhält

$$\dot{M}(t) \propto e^{-t/\tau_0} \quad (2.61)$$

mit $\tau_0 = \sigma \mu a_K^2 / \pi^2$ für $t > \tau_0$. Das Abklingverhalten ist exponentiell. Je größer σ , μ_r und a_K sind, desto langsamer fallen die induzierten Felder ab.

Abbildung 2.12 zeigt die induzierten Spannungen für verschiedene Kugeln im Vergleich. Die Sende- und Empfängerspule sind koinzident und haben einen Radius von 10 cm. Die Kugel befindet sich in 10 cm Abstand zur Spule auf der Spulenachse. Variiert wird entweder die Leitfähigkeit (oben links), die relative magnetische Permeabilität (oben rechts) oder der Radius (unten links). In allen drei Fällen erkennt man die exponentielle Abnahme des Feldes zu späten Zeiten und die Proportionalität der Zerfallskonstanten zu den drei Parametern.

Für frühe Zeiten gilt im nicht magnetischen Fall (*Kaufman und Eaton* [2001])

$$\dot{M}(t) \propto \frac{1}{\sqrt{t\tau_0}}. \quad (2.62)$$

Für $t \ll \tau_0$ ist daher das zeitliche Verhalten proportional zu $\tau_0^{-1/2}$ und das induzierte Feld nimmt mit $t^{-1/2}$ ab. Je größer die Leitfähigkeit, desto länger bleibt die Amplitudenabnahme proportional zu $t^{-1/2}$. Zudem wird die Amplitude kleiner, je größer die Leitfähigkeit ist (Abbildung 2.12 oben links). Da das Dipolmoment nach Gleichung 2.28 proportional zu a_K^3 ist, steigt die Amplitude jedoch mit wachsendem Radius (Abbildung 2.12 unten links).

Zu Zeiten $t < 0$ ist das äußere Feld ein statisches Magnetfeld. Das magnetische Dipolmoment einer magnetischen Kugel ist dann durch Gleichung 2.45 gegeben. Dabei gilt je höher die magnetische Permeabilität desto höher das magnetische Dipolmoment. Zum Zeitpunkt Null ist daher das anregende Feld in der Kugel größer als bei einer nicht magnetischen Kugel. Dies hat zur Folge, dass zu frühen Zeiten das Dipolmoment und somit die Amplitude größer ist (Abbildung 2.12 oben rechts).

Es zeigt sich, dass der Einfluss von magnetischer Permeabilität, elektrischer Leitfähigkeit und Radius über den gesamten Zeitbereich betrachtet verschieden ist. Zur Veranschaulichung

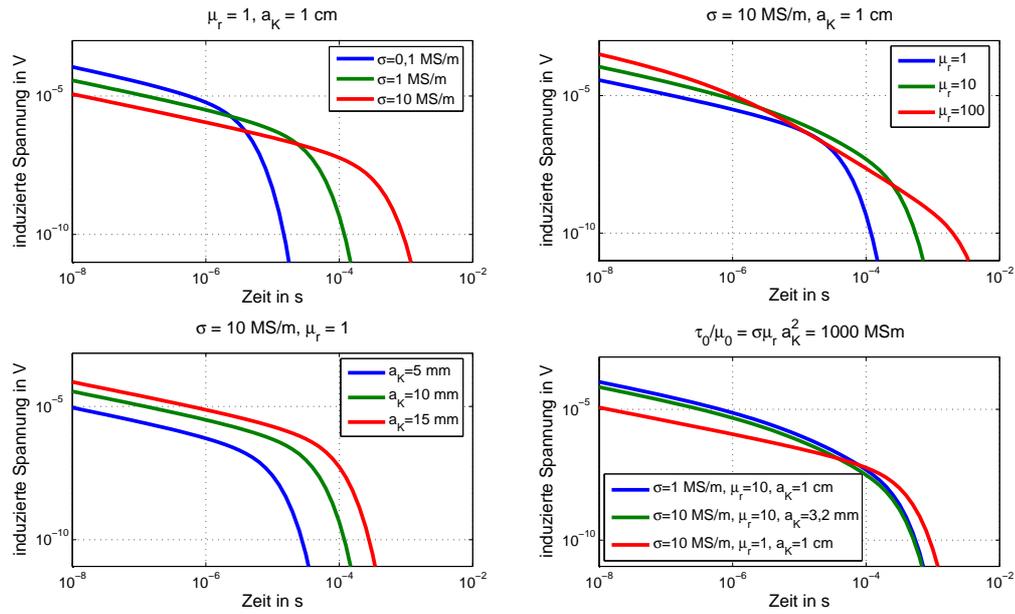


Abbildung 2.12: Induzierte Spannung für verschiedene Kugeln. Der Radius der koinzidenten Sende- und Empfängerspule beträgt 10 cm. Die Kugel befindet sich in 10cm Abstand mittig unter der Spule. Variiert werden die Leitfähigkeit (oben links), magnetische Permeabilität (oben rechts) und der Radius der Kugel (unten links). Unten Rechts ist τ_0 konstant und jeweils ein Parameter wurde variiert.

sind in Abbildung 2.12 nochmals drei Transienten von Kugeln mit gleichem τ_0 , jedoch unterschiedlichem μ_r , σ und a_K dargestellt. Zur besseren Vergleichbarkeit sind bei verschiedenen Kugeln immer zwei Parameter gleich. Wie erwartet ist das Abklingverhalten zu späten Zeiten ähnlich. Zu frühen Zeiten sind jedoch bei der nicht magnetischen und der kleineren Kugel die induzierten Spannungen kleiner und zudem bei der nicht magnetischen Kugel zeitlich verschoben.

Basierend auf den oben gezeigten Näherungen für $\dot{M}(t)$ entwickelten *Pasion und Oldenburg* [2001] eine Approximation für die Dipolmomente eines Rotationsellipsoiden im Zeitbereich. Sie erhalten

$$\dot{M}(t) \propto k(t + \alpha)^{-\beta} e^{-t/\gamma} \quad (2.63)$$

Die Parameter k , α , β und γ müssen durch eine Inversion bestimmt werden und können zur Klassifizierung von Objekten genutzt werden. Sie sind allerdings nicht eindeutig μ_r , σ und a_K zuzuordnen, weshalb der Ansatz in dieser Arbeit nicht weiter verfolgt wurde.

Abbildung 2.13 zeigt die induzierten Spannungen berechnet für einen Rotationsellipsoiden. Der prolate Ellipsoid befindet sich mit seinem Mittelpunkt 10 cm unterhalb der Spule auf ihrer Rotationsachse, wobei Sende- und Empfängerspule identisch sind mit einem Radius von 10 cm. Die große Halbachse des Rotationsellipsoiden b misst 1 cm, die kleine Halbachse a 2,5 mm. Im linken Bild sind Leitfähigkeit und Permeabilität typisch für Aluminium, im rechten typisch für Stahl. In beiden Fällen wird die Neigung zwischen den Rotationsachsen des Ellipsoiden und der Spule variiert. Gezeigt sind jeweils die Lösung nach *Ao* [2001] und nach *Smith und Morrison* [2006].

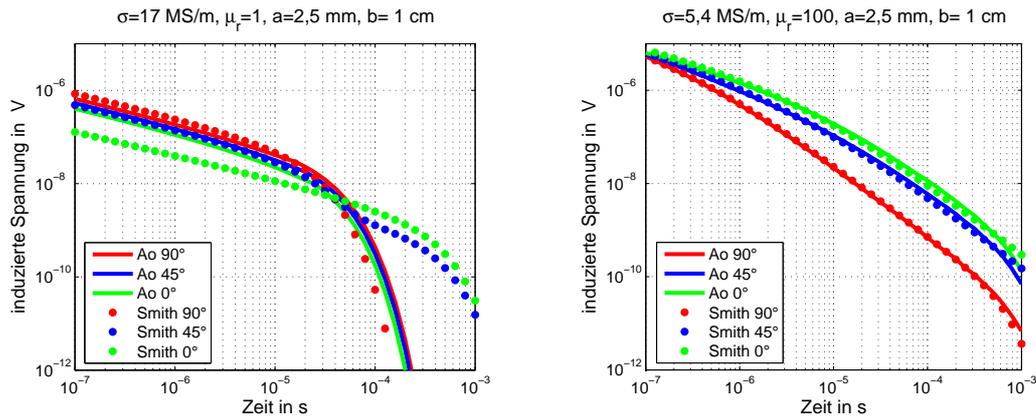


Abbildung 2.13: Vergleich der induzierten Spannungen berechnet nach Smith und Morrison [2006] (Linie) und Ao [2001] (Punkte) für ein prolates Rotationsellipsoid im Zeitbereich. Sende- und Empfängerspule sind identisch ($R = 10 \text{ cm}$). Der Ellipsoid befindet sich mit seinem Mittelpunkt 10 cm mittig unter der Spule. Die Neigung zwischen der Rotationsachse des Ellipsoiden und der Spule variiert.

Im nicht magnetischen Fall ist nach Kapitel 2.4 das transversale Dipolmoment größer, als das Axiale. Dementsprechend ist bei den nach Ao [2001] berechneten Transienten die Spannung für 90° größer als bei 0° . Das sekundäre Feld für 45° Neigung ergibt sich aus der Superposition des transversalen und axialen Dipolmomentes. Daher liegt die dafür berechnete Spannung zwischen den beiden anderen.

Die Approximation von Smith und Morrison [2006] zeigt auch im Zeitbereich für nicht magnetische Ellipsoide ihre Schwächen. Für die Berechnung der Dipolmomente nach Gleichung 2.49 gilt zum einen $b' > a'$. Das bedeutet, dass im axialen Fall (0° , $a_K = b'$) das Feld zu späten Zeiten langsamer abfällt als im transversalen Fall (0° , $a_K = a'$). Für das prolate nicht magnetische Rotationsellipsoid ist jedoch $\nu_z < \nu_t$, weshalb wie theoretisch zu erwarten zu frühen Zeiten die Spannungen für 0° kleiner sind als für 90° . Beides zusammen genommen bewirkt, dass sich die Spannungskurven für 0° und 90° kreuzen und daher für 45° ein Sattel entsteht.

Deutlich besser ist die Übereinstimmung zwischen der Approximation und der Lösung von Ao [2001] für das magnetische Rotationsellipsoid. Hier erhält man für beide Lösungen gemäß Kapitel 2.4 für 0° die größten Spannungen. Erst ab $0,1 \text{ ms}$ weichen beide Lösungen deutlicher von einander ab. Wie schon im Frequenzbereich ist die Smith-Approximation für magnetische Ellipsoide genauer als für nicht magnetische. Da die Mehrzahl der zu erwartenden Störkörper magnetisch ist, sollte diese Approximation gegenüber der Approximation mit magnetisch äquivalenten Kugeln bevorzugt werden. Ein Nachteil ist jedoch der „Sattel“ bei 45° im nicht magnetischen Fall.

Zum Vergleich sind im Anhang die Ergebnisse der Approximation mit magnetisch äquivalenten Kugeln im Zeitbereich gezeigt. Wiederum zeigt diese für nicht magnetische Rotationsellipsoide bessere und für magnetische schlechtere Ergebnisse als die Lösung von Smith und Morrison [2006].

Prinzipiell wäre es sinnvoll die Approximation mit magnetisch äquivalenten Kugeln und die Smith-Approximation zu kombinieren. Dies wäre zum Beispiel durch Definition eines Schwel-

lenwertes für μ_r möglich. Beim Inversionsprozess würde diese Unstetigkeit jedoch eine Konvergenz bei der iterativen Bestimmung des Minimums erschweren. Es wurde daher auf die Entwicklung einer kombinierten Lösung verzichtet.

Abschließend wird in den folgenden Kapiteln der Einfluss des magnetisch permeablen und leitfähigen Bodens auf das Signal untersucht. Dieser ist im Wesentlichen von der Art des Detektors abhängig. Für Pulse Induction Metalldetektoren ist dieser anders als bei den Continuous Wave Detektoren.

2.7 Der Einfluss des Bodens auf das Signal

Die bisher diskutierten Objekte befanden sich entweder im leitfähigen und magnetisch permeablen Vollraum wie die Kugel oder in Luft wie die Rotationsellipsoide. In der Realität sind die Metallteile jedoch entweder unmittelbar auf dem Boden oder in diesem vergraben. Es stellt sich demnach die Frage nach dem Einfluss des Bodens auf das Signal.

In einem leitfähigen Boden werden durch das anliegende Feld Ströme induziert, die ein Sekundärfeld erzeugen. Weiterhin wird ein magnetisch permeabler Boden durch das primäre Magnetfeld magnetisiert, wodurch ebenfalls ein Sekundärfeld entsteht. Beide Felder überlagern das gesuchte Signal des Störkörpers und können für den Fall, dass sie genügend stark sind eine Detektion unmöglich machen.

Eine weitere Möglichkeit der Einflussnahme ist die Dämpfung der elektromagnetischen Felder. Bisher wurde davon ausgegangen, dass sich das Primärfeld im nicht leitfähigen Raum ausbreitet. In diesem Fall ist das Magnetfeld einfach und schnell berechenbar, eine Abnahme der Amplitude ist nur geometrisch bedingt und die Phase räumlich konstant. Breitet sich das Primärfeld jedoch im Boden aus, so wird es zusätzlich durch die ohmschen Verluste gedämpft und die Phasenlage ändert sich mit wachsendem Abstand. Das anregende Feld am Ort des Objektes ist im Vergleich zum Feld in Luft also schwächer und phasenverschoben. Da sich das sekundäre Feld des Objektes ebenfalls im Boden ausbreitet, gilt für dieses das Gleiche. Inwieweit das gemessene Signal eines Körpers im Boden sich nun vom Signal eines Körpers in Luft unterscheidet wird im folgenden Kapitel untersucht.

Es sei noch angemerkt, dass es auch eine galvanische Kopplung zwischen Boden und Metall gibt. Wegen des enormen Leitfähigkeitskontrastes von über $1 : 10^6$, ist diese jedoch vernachlässigbar (*Kaufman und Eaton* [2001]). In der Natur können Leitfähigkeit und Permeabilität richtungsabhängig sein und müssen dann als tensorielle Größe behandelt werden. Im Folgenden soll diese Form der Anisotropie der Einfachheit halber vernachlässigt werden. Beide Materialeigenschaften werden als skalare Größen behandelt.

2.7.1 Ein magnetischer Dipol im Vollraum

Das Potential eines Dipols im Vollraum berechnet man durch Lösen der homogenen Helmholtzgleichung für das magnetische Vektorpotential (Gleichung 2.16) und aus der speziellen Lösung für den statischen Fall (Gleichung 2.25). In Kugelkoordinaten erhält man für das magnetische

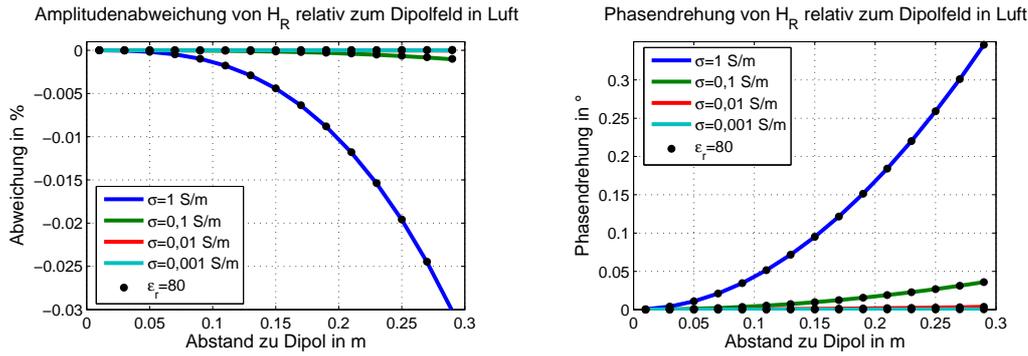


Abbildung 2.14: Amplitudenabnahme und Phasendrehung von H_R relativ zum Dipolfeld in Luft für verschiedene Leitfähigkeiten und Permittivitäten als Funktion des Abstandes R bei $19,2\text{ kHz}$.

Feld (Kaufman und Keller [1983]):

$$H_R = \frac{M}{2\pi R^3} e^{-kR} (1 + kR) \cos(\theta) = H_R^{Luft} e^{-kR} (1 + kR) \quad (2.64)$$

$$H_\theta = \frac{M}{4\pi R^3} e^{-kR} (1 + kR + k^2 R^2) \sin(\theta) = H_\theta^{Luft} e^{-kR} (1 + kR + k^2 R^2) \quad (2.65)$$

mit $k^2 = (i\omega\mu\sigma - \omega^2\mu\epsilon)$. Ein Vergleich mit der Lösung in Luft, \vec{H}^{Luft} , (Gleichung 2.25) zeigt, dass Dämpfung und Phasenverschiebung durch die Terme mit kR bestimmt werden.

Abbildung 2.14 stellt die relative Amplitudenabweichung und die Phasendrehung der Radialkomponente des Magnetfeldes im Boden zu der selben Komponente in Luft als Funktion des Abstandes R für $19,2\text{ kHz}$ dar. Die Leitfähigkeit und die Permittivität des Bodens wird variiert. Für Böden erwartet man Leitfähigkeiten $< 0,1\text{ S/m}$. Da auch Wasser als Medium in Betracht kommt wurde zusätzlich ein Wert von 1 S/m modelliert (je nach Salzgehalt liegt der Widerstand von Wasser etwas höher oder niedriger. Süßwasser leitet deutlich schlechter.). Selbst bei diesen hohen Werten ergeben sich für größere Tiefen nur Abweichungen von unter $0,05\%$ bei der Amplitude und von unter $0,4^\circ$ bei der Phase. Ansonsten sind diese deutlich niedriger. Eine Dämpfung und Phasendrehung durch die elektrische Leitfähigkeit kann also in den betrachteten Fällen vernachlässigt werden.

Ein Vergleich der Modellierungen mit $\epsilon_r = 1$ (Linien) und $\epsilon_r = 80$ (Punkte) zeigt keine Unterschiede. Die Permittivität wirkt sich daher, selbst für ihren Höchstwert von 80 für reines Wasser, nicht merklich auf die Dämpfung und Phasendrehung des Signals aus.

Die relative magnetische Permeabilität der meisten Mineralien ist nahe eins (Telford et al. [1990]) und wurde daher nicht variiert.

Innerhalb der ersten 30 cm unterscheidet sich das Magnetfeld in einem Luftvolumen also nicht nennenswert von dem in einer leitfähigen und dielektrischen Umgebung.

Die exponentielle Abnahme der Amplitude macht die Definition einer Eindringtiefe, bei der die Amplitude auf ein e-tel ihres Anfangswertes abgesunken ist, sinnvoll. Man erhält:

$$k = a + ib = \omega \left(\frac{\mu\epsilon}{2} \right)^{1/2} \left[\left(1 + \frac{\sigma}{\omega\epsilon} \right)^{1/2} + 1 \right]^{1/2} + i\omega \left(\frac{\mu\epsilon}{2} \right)^{1/2} \left[\left(1 + \frac{\sigma}{\omega\epsilon} \right)^{1/2} - 1 \right]^{1/2} \quad (2.66)$$

	2400 Hz	19200 Hz	10 μs	100 μs
1 S/m	10,3 m	3,63 m	3,98 m	12,6 m
0,1 S/m	32,5 m	11,5 m	12,6 m	39,9 m
0,01 S/m	102 m	36,3 m	39,9 m	126 m
0,001 S/m	324 m	114 m	126 m	398 m

Tabelle 2.1: Eindringtiefen δ_{FD} für verschiedene Leitfähigkeiten bei 2400 Hz und 19200 Hz, sowie Diffusionstiefen δ_{TD} für 10 μs und 100 μs

Der Imaginärteil gibt die Dämpfung an. Die Eindringtiefe δ_{FD} erhält man durch die Forderung $b\delta_{FD} = 1$. Im Fall vernachlässigbarer Verschiebungsströme erhält man $a = b = 1/\delta_{FD} = (\sigma\mu\omega/2)^{1/2}$. Je höher Frequenz, Leitfähigkeit und Permeabilität, desto größer die Dämpfung. Für die genannten Frequenzen und Leitfähigkeiten liegt die Eindringtiefe zwischen 3,6 m und 114 m (Tabelle 2.1) und ist somit wesentlich größer als die Tiefe, in der Landminen erwartet werden (20 cm).

Im Zeitbereich kann durch die Diffusionstiefe $\delta_{TD} = \sqrt{2t/\sigma\mu}$ eine ähnliche Größe definiert werden (*Spies und Frischknecht* [1991]). Sie gibt die Schwerpunkttiefe des diffundierenden Stromsystems an. Für den bei Metalldetektoren üblichen Zeitbereich von (10 μs – 100 μs) beträgt diese bereits über 3 m. Zahlenwerte für verschiedene Leitfähigkeiten sind in Tabelle 2.1 angegeben.

In der Realität befindet sich der Detektor jedoch in Luft und das Metall im Boden. Eine treffendere Beschreibung liefert daher der homogene Halbraum.

2.7.2 Das Primärfeld einer Spule im homogenen Halbraum

Der Einfluss des homogenen Bodens auf das Signal eines Metalldetektors wurde zuletzt von *Bruschini* [2004] untersucht. Der Autor diskutiert den Einfluss der verschiedenen elektromagnetischen Parameter auf das sekundäre Feld des Bodens und gibt eine reichhaltige Literaturliste zu diesem Thema an. Die Berechnung der Felder eines Spulensenders im homogenen oder geschichteten Halbraum wurde oft beschrieben und kann zum Beispiel bei *Ward und Hohmann* [1987] nachgelesen werden.

Der Boden beeinflusst das Signal der Metalldetektoren dabei auf verschiedene Weise. Zum einen verändert er das primäre Feld des Senders am Ort des Metallobjektes im Boden durch eine Dämpfung und Phasendrehung des Signals. Aus Gründen der Reziprozität wird das in der Empfängerspule gemessene „zurückgeworfene“ sekundäre Feld des Metallobjektes auf die gleiche Art und Weise gedämpft und gedreht. Für beide Vorgänge reicht also die Betrachtung des Primärfeldes im Boden. Zuletzt erzeugt der Boden selbst ein sekundäres Feld, das mitgemessen wird.

Die hier interessanten Felder sind daher das magnetische Feld eines Spulensenders im Boden und das in einer Empfängerspule gemessene sekundäre Feld des Bodens. Dazu betrachten wir ein zylindrisches Koordinatensystem. Für $z > 0$ gelten die elektromagnetischen Parameter der Luft, ϵ_0 , μ_0 und σ_0 , für $z < 0$ die des Bodens, ϵ_1 , μ_1 und σ_1 . Die Sendespule mit Radius R_T

befindet sich in Luft in der Höhe h . Für die Felder im Boden erhält man (*Bruschini* [2004]):

$$H_z = \frac{Ia}{2} \int_0^\infty \left[\frac{2\mu_1\xi}{\lambda_0\mu_1 + \mu_0\lambda_1} \right] e^{\lambda_1 z - \lambda_0 h} J_0(\xi r) J_1(\xi R_T) \xi d\xi \quad (2.67)$$

$$H_r = \frac{-Ia}{2} \int_0^\infty \left[\frac{2\mu_1\lambda_1}{\lambda_0\mu_1 + \mu_0\lambda_1} \right] e^{\lambda_1 z - \lambda_0 h} J_1(\xi r) J_1(\xi R_T) \xi d\xi \quad (2.68)$$

wobei J_0 und J_1 die Besselfunktionen 1. Gattung der Ordnung 0 und 1 sind und k_0 und k_1 die Wellenzahlen in Luft und im Boden bezeichnen. Weiterhin gilt: $\lambda_0 = \sqrt{\xi^2 + k_0^2}$ und $\lambda_1 = \sqrt{\xi^2 + k_1^2}$. Zur Berechnung der induzierten Spannung in einer zur Erdoberfläche parallelen Empfängerspule in der Höhe h benötigt man die z -Komponente des magnetischen Feldes. Das primäre magnetische Feld kann mit Gleichung 2.24 berechnet werden. Das sekundäre Feld des Bodens erhält man durch:

$$H_z = \frac{Ia}{2} \int_0^\infty \left[\frac{\lambda_0\mu_1 - \mu_0\lambda_1}{\lambda_0\mu_1 + \mu_0\lambda_1} \right] e^{\lambda_0|z-h|} J_0(\xi r) J_1(\xi R_T) \frac{\xi^2}{\lambda_0} d\xi \quad (2.69)$$

Wie an Gleichung 2.68 zu sehen ist, wird im Halbraum das Magnetfeld exponentiell gedämpft. Auf Grund des im Vergleich zum Dipolfeld unterschiedlichen Nahfeldes einer Spule ist die Dämpfung durch den Boden jedoch geringer als beim Dipol im Vollraum. Bei einer Spule mit 10 *cm* Radius über einem Halbraum mit einer Leitfähigkeit von 1 *S/m* weicht die Amplitude in 30 *cm* Entfernung nur 0,02 % und die Phase lediglich 0,3° von den Werten in Luft ab. Bei niedrigeren Leitfähigkeiten wie sie bei den meisten Böden zu erwarten sind beträgt die Phasendrehung nur noch weniger als 0,01° und die Amplitudendämpfung ist mit 0,001 % kaum noch messbar. Der dämpfende Einfluss des leitfähigen Bodens auf das anregende und das sekundäre Feld kann demnach für den hier betrachteten Frequenz- und Leitfähigkeitsbereich vernachlässigt werden.

Im Zeitbereich betrachten wir zunächst einen Ausschaltvorgang. In diesem Fall hatte das primäre Feld Zeit genug sich zu etablieren. Da für die relative magnetische Permeabilität der meisten Böden $\mu_r^{Boden} \approx \mu_r^{Luft} \approx 1$ gilt, entspricht das Feld in der Tiefe $-z$ wegen der Stetigkeit des Magnetfeldes (Gleichungen 2.17 und 2.19) dem Feld in Luft (Gleichungen 2.22 und 2.24) in gleicher Tiefe. Im Moment des Ausschaltens wird nun das sekundäre Feld der Kugel „eingeschaltet“. Da es sich für den hier gegebenen Fall vernachlässigbarer Verschiebungsströme um einen Diffusionsvorgang handelt, verschwindet das primäre Feld am Ort der Kugel aber nicht direkt bei $t = 0$, sondern etwas später.

Abbildung 2.15 zeigt das Magnetfeld in 10 *cm* und 30 *cm* Tiefe unter der Spulenmitte ($R = 10$ *cm*) als Funktion der Zeit für einen Ausschaltvorgang. Abhängig von der Leitfähigkeit des Bodens dauert es 0,1 *ns* bis zu 100 *ns* bis das Feld auf ein Hunderstel des Ursprungswertes abgefallen ist. Aufgrund der Bodenleitfähigkeit kommt das Signal demnach etwas verspätet an. Bedenkt man, dass die gleiche Verzögerung bei der Messung des Sekundärefeldes, also auf dem „Rückweg“, auftritt erhält man maximale Verzögerungen im Bereich von 200 *ns*. Das Messfenster bei Metalldetektoren liegt bei den betrachteten Detektoren zwischen 10 μ s und 100 μ s. Die Verzögerungen äußern sich daher im schlechtesten Fall durch eine Ungenauigkeit in der Zeitmessung von 2 % bis 0,2 % und können vernachlässigt werden. Mathematisch gesehen geht

die Multiplikation mit dem Primärfeld im Frequenzbereich aus Gleichung 2.28 im Zeitbereich in eine Faltung über, wobei der leitfähige Boden wie ein Tiefpassfilter agiert. Weitere Betrachtungen zum Effekt des leitfähigen Bodens auf die Messung der Sekundärfelder darunterliegender Objekte findet man bei *West und Macnae* [1991].

Zur Berechnung der Primärfelder und Sekundärfelder der Metallobjekte genügt also die Berechnung in Luft, die durch die numerische Anwendung des Biot-Savart'schen Gesetzes für beliebige Positionen und Spulenform einfach durchzuführen ist. Das Gesamtsignal eines Metallobjektes im Boden kann so einfach durch die Superposition der Sekundärfelder des Bodens und des Objektes in Luft berechnet werden.

In den folgenden Kapiteln wird nun das Sekundärfeld des Bodens untersucht. Wie schon vorher diskutiert, kann bei Metalldetektoren der Einfluss der relativen elektrischen Permittivität auf das Signal vernachlässigt werden. Anders ist dies bei der elektrischen Leitfähigkeit.

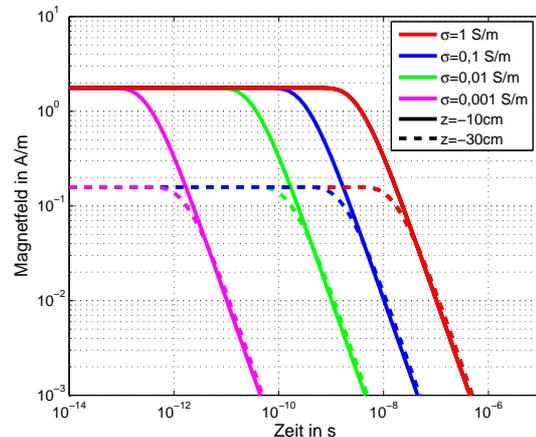


Abbildung 2.15: Magnetfelder H_z im Boden in 10 cm (durchgezogene Linie) und 30 cm Tiefe (gestrichelte Linie) mittig unter der Spule ($R=10$ cm) bei einem Ausschaltvorgang.

2.7.3 Der Einfluss der elektrischen Leitfähigkeit des Bodens auf das Signal eines geschichteten Halbraums

Mit Boden bezeichnet man die oberste Schicht der Erdkruste, die sich zwischen der Luft oder Pflanzendecke und dem anschließenden Grundgestein befindet. Seine festen Bodenbestandteile werden von Mineralen und Gesteinsbruchstücken unterschiedlicher Art und Größe sowie von organischen Stoffen, wie dem Humus gebildet. Die Bodenschicht selber wird noch einmal in einzelne Horizonte gegliedert, deren Zusammensetzung oben vom Humus und mit zunehmender Tiefe vom Grundgestein geprägt ist (*Igel und Preetz* [2005a]). Die Anordnung dieser einzelnen Bodenhorizonte ist horizontal, womit die Annahme eines horizontal geschichteten Halbraums sinnvoll ist. Die Gesamtmächtigkeit der meisten Böden variiert zwischen 15 cm und 1,2 m (*Sponagel* [2005]). Da die Eindringtiefe oder Diffusionstiefe der Metalldetektoren mindestens 3 m beträgt, bedeutet dies, dass nicht nur die elektrische Leitfähigkeit der Böden wichtig ist, sondern ebenfalls die des darunter liegenden Grundgesteins sowie der örtliche Grundwasserspiegel.

Die elektrischen Eigenschaften des Bodens werden neben der Durchfeuchtung und dem Salzgehalt ganz maßgeblich von der Körnung und wenn vorhanden, von der organischen Substanz bestimmt. Die Korngrößenverteilung wirkt sich hier zum einen indirekt über ihren Einfluss auf die Porengrößenverteilung und damit auf die Menge des gespeicherten Bodenwassers aus und zum anderen direkt in Form der Grenzflächenleitfähigkeit der Tone. Der wichtigste Leitfähigkeitsmechanismus ist die elektrolytische Leitung des Stromes durch das Porenfluid der Böden.

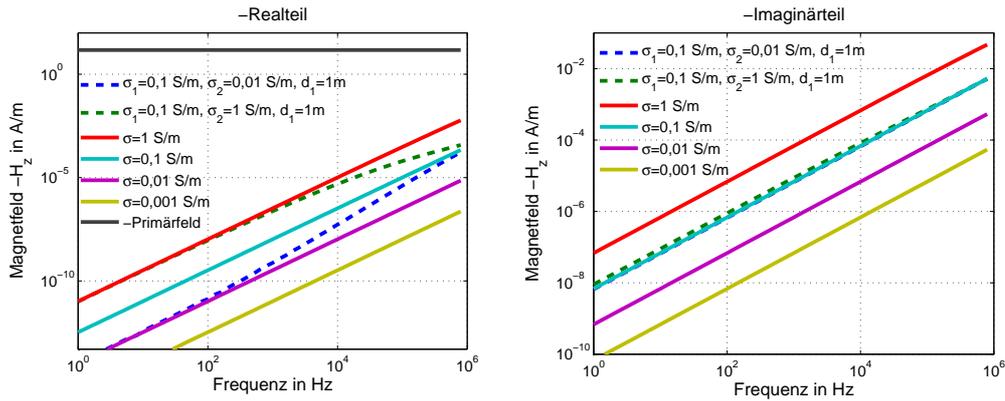


Abbildung 2.16: Sekundäres Magnetfeld für den homogenen Halbraum und den Zweischichtfall als Funktion der Frequenz. Variiert wird die Leitfähigkeit des Halbraums. Zusätzlich ist links das Primärfeld gezeigt.

Beschrieben werden kann sie durch empirische Formeln, wie sie zum Beispiel bei *Archie* [1942] oder erweitert bei *Knödel et al.* [1997] zu finden sind. Untersuchungen zu den in dieser Arbeit untersuchten Böden findet man bei *Nesti und Verlinde* [2003], *Igel und Preetz* [2005b] und *Igel und Preetz* [2005a]. Letztere erhalten je nach Boden und Feuchte Werte zwischen $0,024 \text{ S/m}$ und $0,0007 \text{ S/m}$. Die elektrische Leitfähigkeit des Grundgesteins kann ebenfalls stark schwanken. Für die meisten Gesteine liegt sie jedoch zwischen $0,1 \text{ S/m}$ und 10^{-4} S/m (*Palacky* [1988], *Knödel et al.* [1997]).

Im Folgenden soll nun kurz der Einfluss der Leitfähigkeit auf das Signal untersucht werden. Ausführliche Untersuchungen zum Einfluss des homogenen Bodens gibt es dazu bereits von *Bruschini* [2004]. Es werden daher nur die wesentlichen Merkmale des homogenen Halbraums diskutiert. Erweitert wird die Betrachtung hier durch die Hinzunahme von Zweischichtfällen, die der natürlichen Geologie eher entsprechen. Befindet sich über dem homogenen Halbraum mit λ_2 , k_2 und den Parametern σ_2 und μ_2 eine Schicht der Dicke d_1 mit λ_1 , k_1 , σ_1 und μ_1 , so ergibt sich das sekundäre Magnetfeld in der Höhe $-z$ über dem Boden aus (*Ward und Hohmann* [1987]):

$$H_z = \frac{Ia}{2} \int_0^\infty \left[\frac{Y_0 - \hat{Y}_1}{Y_0 + \hat{Y}_1} \right] e^{\lambda_0|z-h|} J_0(\xi r) J_1(\xi R_T) \frac{\xi^2}{\lambda_0} d\xi \quad (2.70)$$

mit $Y_0 = \lambda_0/i\omega\mu_0$, $Y_1 = \lambda_1/i\omega\mu_1$, $Y_2 = \lambda_2/i\omega\mu_2$ und $\hat{Y}_1 = Y_1 \frac{Y_2 + Y_1 \tanh(\lambda_1 d_1)}{Y_1 + Y_2 \tanh(\lambda_1 d_1)}$.

Die in diesem Kapitel gezeigten Beispiele im Zeit- und Frequenzbereich wurden jeweils für eine Sendespule mit 10 cm Radius und 1 A Sendestrom berechnet, die sich 1 cm über dem Boden befindet.

Abbildung 2.16 zeigt die primären und sekundären magnetischen Felder für verschiedene Leitfähigkeiten im Frequenzbereich zwischen 1 Hz und 10^6 Hz . Gleichung 2.69 kann dann für kleine Induktionszahlen R/δ_{FD} wie sie hier gegeben sind, entwickelt werden. In erster Näherung erhält man für den Realteil $\Re(H_z) \propto (\sigma\omega)^{3/2}$ und für den Imaginärteil $\Im(H_z) \propto \sigma\omega$ (*Kaufman und Eaton* [2001]). Der in Phase mit dem Primärfeld oszillierende Realteil reagiert demnach stärker auf Leitfähigkeitsunterschiede als der Imaginärteil. Bei Letzterem steigt die Amplitude

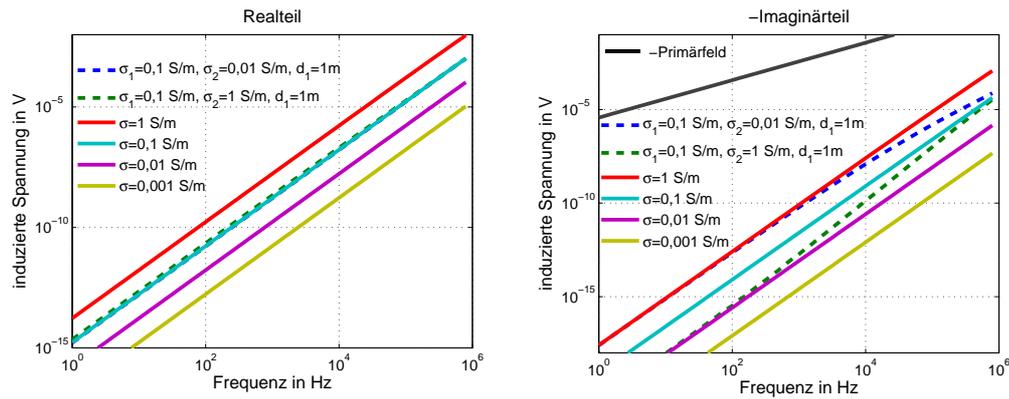


Abbildung 2.17: Durch die sekundären Felder induzierten Spannungen für den homogenen Halbraum (durchgezogene Linie) und den Zweischichtfall (gestrichelte Linie) als Funktion der Frequenz. Variiert wird die Leitfähigkeit des Halbraums. Zusätzlich ist links die durch das Primärfeld induzierte Spannung gezeigt.

des Magnetfeldes proportional zur Frequenz, beim Realteil hingegen mit $\omega^{3/2}$. Da die meisten Metalldetektoren in dem dargestellten Frequenzbereich arbeiten, gelten für sie die genannten Proportionalitäten.

Das rein reelle primäre Feld der Sendespule (Abbildung 2.16, links, schwarz) ist selbst für die höchsten Frequenzen und Leitfähigkeit jedoch immer noch tausend mal größer, als der Realteil des Sekundärfeldes. Für eine Auswertung des Realteils ist es daher sinnvoll dieses starke Primärfeld zu kompensieren um auch die Sekundärfelder kleinerer Objekte messen zu können. Benutzt werden dazu in der Praxis Kompensationsmethoden wie differentielle Empfängerspulen oder Kompensationsendespulen.

Wie erwähnt haben Bodenschichten Mächtigkeiten in der Größenordnung von 1 m . Die auf Minentestfeldern künstlich eingebrachten Böden haben ebenfalls Dicken zwischen 70 cm und 1 m und auch der im Labor verwirklichte Aufbau bietet nur eine Bodenschicht von 60 cm Tiefe. Zur Abschätzung des daraus resultierenden Effektes auf die Messdaten ist in Abbildung 2.16 das Magnetfeld zweier Zweischichtfälle gezeigt. Die 1 m dicke Deckschicht besitzt eine Leitfähigkeit von $0,1\text{ S/m}$. Der anschließende Halbraum wurde mit $0,01\text{ S/m}$ und 1 S/m modelliert. Die Eindringtiefe beträgt für die Deckschichtleitfähigkeit bereits für 10^6 Hz $1,6\text{ m}$. Der von den Feldern beanspruchte Induktionsraum umfasst daher für die gezeigten Frequenzen beide Schichten. Im Realteil entspricht das sekundäre Magnetfeld für niedrige Frequenzen in beiden Fällen dem des unter der Deckschicht liegenden Halbraums. Für höhere Frequenzen nähert es sich dann dem $0,1\text{ S/m}$ Halbraum. Im Imaginärteil zeigt sich kaum ein Unterschied zwischen homogenen $0,1\text{ S/m}$ Halbraum und den Zweischichtfällen. Lediglich für den 1 S/m Halbraum weicht das Magnetfeld bei niedrigen Frequenzen ab. Kaufman und Eaton [2001] entwickeln Gleichung 2.70 für kleine Induktionszahlen. Es zeigt sich, dass der Imaginärteil für den Fall, dass der Spulenradius deutlich kleiner ist als die Dicke der Deckschicht, praktisch unabhängig ist von der Halbraumleitfähigkeit.

Die verwendeten Metalldetektoren besitzen als Empfänger Induktionsspulen. Sie messen also nur die zeitliche Änderung des Magnetfeldes. Im Frequenzbereich bedeutet dies eine Multiplikation mit $i\omega$. Beim Vergleich des Magnetfeldes mit den induzierten Spannungen vertauschen

sich daher die Eigenschaften des Real- und Imaginärteils und die Frequenzabhängigkeit steigert sich um den Faktor ω . Abbildung 2.17 zeigt die induzierten Spannungen berechnet für die gleichen Modelle wie in Abbildung 2.16. Für das Signal von Metalldetektoren gilt daher: Der Realteil ist proportional zu $\omega^{5/2}$ und $\sigma^{3/2}$. Zudem sieht er praktisch nur die Leitfähigkeit der Deckschicht. Der Imaginärteil des Signals wird überlagert vom starken Primärfeld, das zunächst kompensiert werden muss. Er ist proportional zu ω^2 und σ und reagiert bei typischen Bodenleitfähigkeiten und Frequenzen hauptsächlich auf die Leitfähigkeit der unter dem Boden befindlichen Schichten.

Im Zeitbereich unterscheidet man zwischen dem Früh- und dem Spätzeitbereich. Maßgeblich ist dabei das Verhältnis der Diffusionstiefe zur Empfängerspulenlänge δ_{TD}/R (Spies und Frischknecht [1991]). Zu frühen Zeiten $\delta_{TD}/R < 1$ befindet sich das induzierte Stromsystem in unmittelbarer Nähe des Empfängers und diffundiert im Wesentlichen in die Tiefe, so dass die induzierten Spannungen zunächst nur langsam abklingen. Ist $\delta_{TD}/R \gg 1$ wie bei Metalldetektoren, entfernt sich der Schwerpunkt der induzierten Stromsysteme auch lateral von der Spule weg und die induzierten Spannungen fallen schneller ab (Nabighian [1979]). Im Fall einer auf der Halbraumgrenze liegenden Spule kann die zeitliche Änderung des Magnetfeldes an der Oberfläche zu späten Zeiten durch

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} \approx \frac{-I\sigma^{3/2}\mu_0^{3/2}R^2}{20\pi^{1/2}}t^{-5/2} \quad (2.71)$$

berechnet werden. Die in einer Empfängerspule gemessenen Spannungen fallen also mit $t^{-5/2}$ ab und sind proportional zu $\sigma^{3/2}$.

Abbildung 2.18 zeigt die induzierten Spannungen für verschiedene Leitfähigkeiten als Funktion der Zeit. Der Zeitbereich wurde größer gewählt als der für Metalldetektoren typische ($10^{-5} \text{ s} - 10^{-4} \text{ s}$). Deutlich erkennbar sind die genannten Abhängigkeiten. Der exemplarisch gewählte Zweischichtfall zeigt wiederum, dass davon auszugehen ist, dass im Zeitbereich eher die Leitfähigkeit der unter dem Boden anstehenden Geologie wichtig ist und nicht die der Bodenschicht. Gleiches gilt für die Messungen im Labor und auf den Testfeldern. Auch dort wird die Leitfähigkeit des Bodens in der Wanne und in den Testfeldern kaum ein Rolle spielen. Wichtiger wird die Leitfähigkeit des Laborbodens und die der natürlichen Geologie unter den Testfeldern sein.

Bisher wurde davon ausgegangen, dass die Leitfähigkeit statisch ist. Bei bestimmten Bodenverhältnissen kann diese jedoch Frequenz abhängig werden. Der daraus resultierende Effekt ist Thema des nächsten Abschnitts.

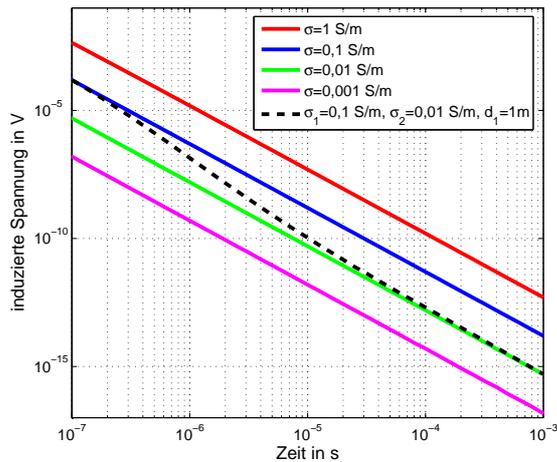


Abbildung 2.18: Induzierte Spannungen für den homogenen Halbraum und den Zweischichtfall als Funktion der Zeit. Variiert wird die Leitfähigkeit des Halbraums.

2.7.3.1 Der IP-Effekt

Der Effekt der induzierten Polarisation wurde bisher bei Metalldetektoren nicht untersucht. Im Rahmen des HuMin/MD Projektes wurden jedoch einige Bodenproben mit einer SIP-Fuchs-Apparatur der Firma *Radic Research* untersucht (*Igel und Preetz [2005a]*). Die gemessenen Daten wurden im Rahmen dieser Arbeit ausgewertet. Die Ergebnisse dienen als Beispielparameter für die folgenden Modellierungen.

Der IP-Effekt entsteht durch die Wechselwirkung des Elektrolyts mit dem Porenraum. Es können dabei bei Anlegen eines äußeren elektrischen Feldes aufgrund von Porenraumverenungen, leitfähigen Mineralkörnern oder geladen Mineraloberflächen Polarisationseffekte entstehen. Im Fall abrupten Ausschaltens klingen die Felder nur langsam ab, da die im Elektrolyt gelösten Ionen sich nur langsam wieder in den Gleichgewichtszustand begeben. Im Frequenzbereich bewirkt der IP-Effekt im wesentlichen eine Phasenverschiebung und Frequenzabhängigkeit der gemessenen Amplituden.

Die am weitesten verbreitete Beschreibung des IP Effekts ist die Cole-Cole-Formel (*Cole und Cole [1941]*), die die Relaxationsprozesse durch einen komplexen Widerstand beschreibt:

$$\rho(\omega) = \rho_0 \left\{ 1 - m \left[1 - \frac{1}{1 + (i\omega\tau)^c} \right] \right\}. \quad (2.72)$$

ρ_0 beschreibt den Gleichstromwiderstand, m die Aufladbarkeit, die Zeitkonstante τ (in s) die Relaxationsdauer und c die Frequenzabhängigkeit des Relaxationsprozesses. Untersuchungen zum Einfluss der einzelnen Parameter im Frequenzbereich wurden zum Beispiel von *Pelton et al. [1978]* und im Zeitbereich von *Flis et al. [1989]* veröffentlicht und werden daher hier nur im Anhang A.3 gezeigt. Die von den Autoren diskutierten Werte liegen für m zwischen 0 und 0,98, für τ zwischen $10^{-3} s$ und $5 \cdot 10^3 s$ und für c zwischen 0,1 und 0,6. Für den Gleichstromwiderstand gelten die im vorherigen Kapitel diskutierten Werte.

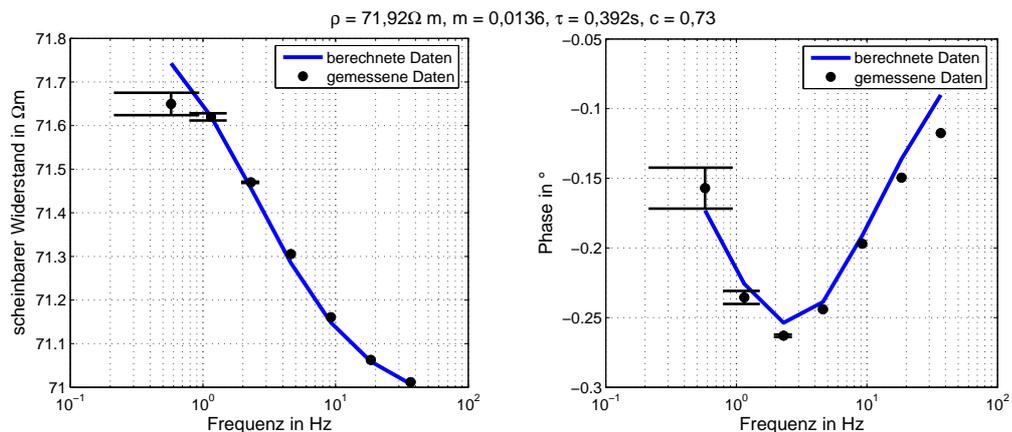


Abbildung 2.19: SIP-Fuchs-Messungen (Amplitude und Phase) an einer Probe des Pseudogley-Parabraunerde-Bodens (sandig-lehmiger Schluff) aus Seelze bei einer Bodenfeuchte von 20 % (Symbole) für verschiedene Frequenzen. Zusätzlich gezeigt ist die Anpassung der Daten durch die im Titel aufgeführten Cole-Cole-Parameter (Linie).

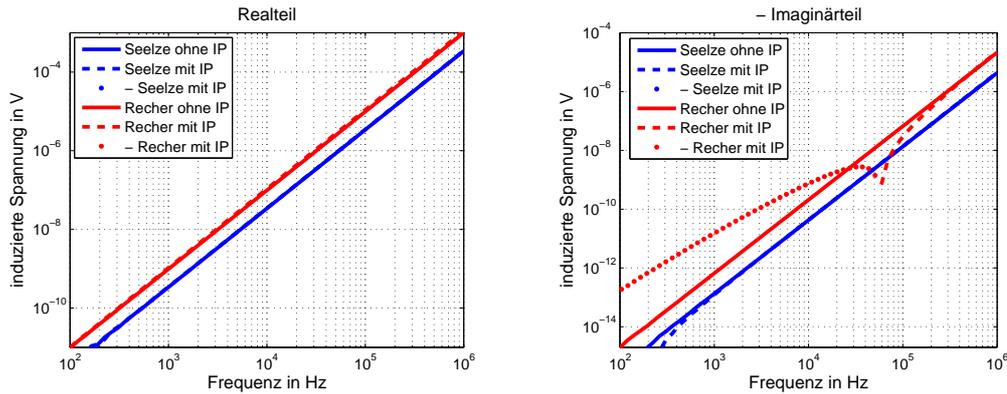


Abbildung 2.20: Induzierte Spannungen mit (gestrichelt: negative Spannungen, gepunktet positive Spannungen) und ohne IP-Effekt (durchgezogene Linie) für den Seelze-Boden und für das „Recher“-Modell als Funktion der Frequenz. Rechts ist der Realteil gezeigt, links der Imaginärteil (hier -Imag., wegen der doppelt logarithmischen Darstellung). Die Cole-Cole-Parameter sind im Text angegeben.

In diesem Kapitel soll nur exemplarisch an zwei Beispielen gezeigt werden, wie der IP Effekt das Signal von Metalldetektoren beeinflusst.

Abbildung 2.19 zeigt die SIP-Fuchs-Messungen vom Institut für Geowissenschaftliche Gemeinschaftsaufgaben (GGA) an einer Probe eines Pseudogley-Parabraunerde-Bodens (sandig-lehmiger Schluff) aus Seelze bei einer Bodenfeuchte von 20 %. Dieser Boden wurde bei den Labormessungen in Rostock als kooperativer Boden gewählt und ist daher von Interesse. Die Daten wurden durch eine Marquart-Levenberg-Inversion (Kapitel 4.1) mit einer Cole-Cole Formel angepasst. Die Werte der Cole-Cole-Parameter ($m = 0,0136$, $\tau = 0,392$ s, $\rho_0 = 71,92 \Omega m$ und $c = 0,73$) liegen nur zum Teil in dem oben genannten Rahmen, da die Aufladbarkeit sehr klein ist und c größer als der oben angegebene Bereich. Aufgrund der geringen Messfehler (Angabe der GGA) ist der Anpassungsfehler ($\chi = 306$, siehe Kapitel 4.1) zwar sehr hoch, die qualitative Anpassung, wie zu sehen, aber sehr gut. Die erhaltenen Parameter können daher als vertrauenswürdig angesehen werden.

Abbildung 2.20 zeigt die berechneten induzierten Spannungen mit und ohne Berücksichtigung des IP-Effektes im Frequenzbereich für die gewohnte koinzidente Spulenordnung ($R = 10$ cm) für Frequenzen zwischen 50 Hz und 10^6 Hz. Neben dem Modell, das sich aus der Auswertung der Seelze-Bodenprobe ergab, wurde zusätzlich ein zweites Cole-Cole-Modell modelliert. Dieses beruht auf Werten, die Recher [2002] bei der Auswertung zahlreicher Bodenproben erhielt und kann daher als realistisch angesehen werden. Als Modell wurde $m = 0,1$, $\tau = 0,001$ s, $\rho_0 = 25 \Omega m$ und $c = 0,4$ gewählt. Wie zu sehen ist, zeigt sich der Einfluss des IP-Effektes nur im Imaginärteil der Spannungen. Für die Seelze-Probe (blau) sieht man nur für Frequenzen < 500 Hz eine Abweichung zwischen den Spannungen mit IP (gestrichelt: negative Spannungen, gepunktet positive Spannungen) und ohne IP (durchgezogene Linie). Im für Metalldetektoren typischen Frequenzbereich zwischen 10 kHz und 100 kHz sieht man keinen Unterschied, so dass der Effekt für diesen Boden vernachlässigt werden kann.

Dass der IP-Effekt dennoch Einfluss auf die Messungen mit Metalldetektoren haben kann zeigen die Modellierungen mit dem zweiten Modell („Recher“, Abbildungen 2.20 und 2.21). Die höhere Aufladbarkeit m bewirkt einen stärkeren IP-Effekt. Wegen der deutlich kleineren Zeit-

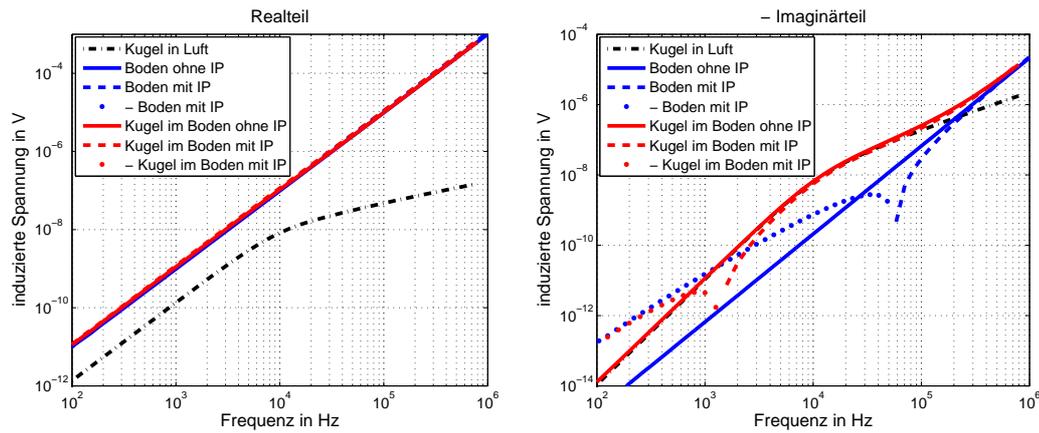


Abbildung 2.21: Induzierte Spannungen mit (gestrichelt: negative Spannungen, gepunktet positive Spannungen) und ohne IP-Effekt (durchgezogene Linie) für das „Recher“-Modell als Funktion der Frequenz. Zusätzlich berechnet wurden die Spannungen für eine kleine Kugel ($\sigma = 17 \text{ MS/m}$, $\mu_r = 1$ und $a_K = 2,5 \text{ mm}$), je einmal in Luft, im Boden mit IP-Effekt und im Boden ohne IP-Effekt. Rechts ist der Realteil gezeigt, links der Imaginärteil (hier -Imag., wegen der doppelt logarithmischen Darstellung). Die Cole-Cole-Parameter sind im Text angegeben.

konstante τ findet der Vorzeichenwechsel im Imaginärteil zudem bei höheren Frequenzen statt und ist daher auch für Metalldetektoren von Bedeutung. Unterhalb von 50 kHz erzeugt der polarisierte Boden eine weitere Verzögerung der sekundären Felder gegenüber dem Primärfeld, so dass die Spannungen im Imaginärteil ihr Vorzeichen wechseln. Ist ein Objekt im Boden, das detektiert werden soll, wird das sekundäre Feld des Objektes dadurch abgeschwächt. Abbildung 2.21 illustriert dies am Beispiel einer 10 cm tief im Boden verborgenen Kugel ($\sigma = 17 \text{ MS/m}$, $\mu_r = 1$ und $a_K = 2,5 \text{ mm}$). Für die Modellierung des Bodens wurde das „Recher“-Modell gewählt, einmal mit IP-Effekt und einmal ohne. Aufgrund des geringeren Sekundärfeldes der Kugel ist diese im Realteil des Signals schon nicht mehr erkennbar. Das Bodensignal maskiert das Kugelsignal im gesamten gezeigten Frequenzbereich. Im Imaginärteil heben sich die Spannungen mit Kugel jedoch deutlich vom Boden ohne IP-Effekt ab, womit die Kugel detektierbar wäre. Der polarisierte Boden erzeugt bei niedrigen Frequenzen allerdings ein solch starkes Sekundärfeld, dass die Kugel in den Daten nicht mehr sichtbar ist.

Im Zeitbereich erzeugt ein polarisierbarer Boden ebenfalls einen Vorzeichenwechsel. Zu späten Zeiten ist das durch die Relaxationsprozesse hervorgerufene Feld größer als das induzierte Feld. Da das polarisierende induzierte Feld dem depolarisierenden Feld entgegengesetzt ist, kommt es so bei Böden mit IP-Effekt zum Vorzeichenwechsel. Abbildung 2.22 zeigt links dies für das Seelze-Boden und für das „Recher“-Modell. Wie schon im Frequenzbereich ist das Seelze-Modell im für Metalldetektoren wichtigen Bereich zwischen $10 \mu\text{s}$ und $100 \mu\text{s}$ identisch mit den Daten die ohne IP-Effekt berechnet wurden. Induzierte Polarisation spielt für Metalldetektoren auf diesem Boden also keine Rolle. Beim „Recher“-Modell ist der Effekt von größerer Bedeutung. Ab etwa $80 \mu\text{s}$ ist das Signal einer Kugel im polarisierbaren Boden nicht mehr vom Bodensignal zu unterscheiden und eine Detektion der Kugel somit nicht mehr möglich (Abbildung 2.22, rechts).

Der IP-Effekt bei Böden kann die Detektion von in ihm verborgenen Objekten wie gezeigt

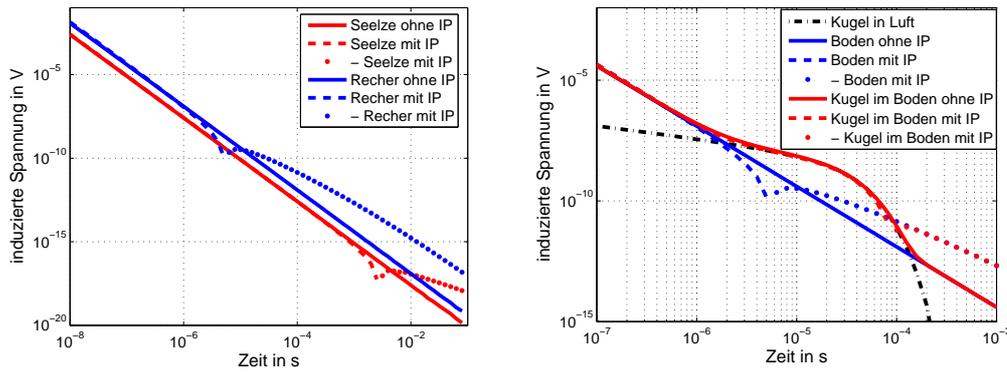


Abbildung 2.22: Induzierte Spannungen mit (gestrichelt: positive Spannungen, gepunktet: negative Spannungen) und ohne IP-Effekt (durchgezogene Linie) für den Seelze-Boden und für das „Recher“-Modell als Funktion der Zeit (links). Zusätzlich berechnet wurden die Spannungen für eine kleine Kugel ($\sigma = 17 \text{ MS/m}$, $\mu_r = 1$ und $a_K = 2,5 \text{ mm}$), je einmal in Luft (schwarz), im Boden mit IP-Effekt (rot) und im Boden ohne IP-Effekt (blau).

deutlich erschweren. Die Auswertung der Bodenprobe aus Seelze zeigt, dass dieser Effekt für den im Labor verwendeten Boden allerdings nicht von Bedeutung ist.

Weitere Modellierungen des IP-Effektes bei Metalldetektoren sind im Anhang A.3 gezeigt.

2.7.4 Der Einfluss der magnetischen Permeabilität des Bodens auf das Signal eines geschichteten Halbraum

In der Geophysik wird der Einfluss eines magnetisch permeablen Bodens bei elektromagnetischen Methoden meist vernachlässigt. Aufgrund der meist sehr kleinen Werte der Suszeptibilität der Gesteine von $\kappa = \mu_r - 1 \approx 10^{-3} - 10^{-7}$ (Knödel et al. [1997]) wird bei der Auswertung der Messungen näherungsweise $\mu_r \approx 1$ angenommen. Dies gilt vor allem im Zeitbereich. Im Frequenzbereich sieht man bei suszeptiblen Untergründen einen zum Teil starken Einfluss auf den Imaginärteil des Signals. Bei den Continuous Wave Metalldetektoren ist die statische, also frequenzunabhängige Magnetisierbarkeit daher ein wichtiges Thema. Im Zeitbereich ist vor allem die frequenzabhängige Suszeptibilität von Bedeutung. Sie wird in der Literatur oft als Superparamagnetismus oder magnetische Viskosität bezeichnet und wird in Kapitel 2.7.4.2 näher betrachtet.

Im Wesentlichen werden die magnetischen Eigenschaften der Böden von ihrem Gehalt an ferrimagnetischen (Magnetit, Maghemit, Titanomagnetit und Pyrrhotit) und antiferromagnetischen (Goethit und Hämatit) Mineralien bestimmt. Eine wichtige Rolle spielt dabei die Korngröße der Mineralien. Man unterscheidet zwischen Multi-domain- (Korngröße $> 10 \mu\text{m}$), stable Single-domain (Korngröße $> 0,5 \mu\text{m}$) und superparamagnetischen Teilchen (Korngröße $< 0,05 \mu\text{m}$, Worm [1998]). Der Begriff Domäne bezeichnet dabei einen Bereich im Kristallgitter, in dem die magnetischen Momente der Atome gleich ausgerichtet sind. In Multi-domain-Teilchen können sich, wie der Name schon sagt, mehrere magnetische Domänen ausbilden, die jedoch nicht notwendigerweise gleich ausgerichtet sein müssen. Dies führt zu einer relativ hohen, frequenzunabhängigen Suszeptibilität. Die stable Single-domain-Teilchen bilden nur eine

Domäne aus und sind daher magnetisch härter, das heißt man benötigt ein stärkeres Magnetfeld um sie zu demagnetisieren. Ein frequenzabhängiges Verhalten kommt erst bei superparamagnetischen Teilchen vor. Bei ihnen ist die Magnetisierung zu gering, um die Ausrichtung des Teilchens länger gegenüber der thermischen Bewegung stabil zu halten.

2.7.4.1 Statische magnetische Permeabilität

Zunächst soll jedoch der Fall einer frequenzunabhängigen magnetischen Permeabilität betrachtet werden. Im Frequenzbereich sind die induzierten Spannungen proportional zum Produkt von Frequenz und Magnetfeld. Um später diskutierte Kompensationsmethoden besser verstehen zu können, ist ein Blick auf die Magnetfelder hilfreich, da zur Kompensation oftmals einfach auf eine Frequenzwichtung zurückgegriffen wird (*Bruschini [2004]*).

Für kleine Suszeptibilitäten, wie sie in der Regel gegeben sind, kann der in den eckigen Klammern stehende Reflexionsfaktor in Gleichung 2.69 entwickelt werden. Für die Herleitung benutzt man die Erweiterung $-\mu_0 \frac{\mu_r - 1}{\mu_r + 1} + \mu_0 \frac{\mu_r - 1}{\mu_r + 1}$. Man erhält für den Reflexionsfaktor (*Hanstein, persönliche Mitteilung*):

$$\mu_0 \frac{\lambda_0 \mu_r - \lambda_1}{\lambda_0 \mu_r + \lambda_1} \approx \mu_0 \frac{\lambda_0 - \lambda_1'}{\lambda_0 + \lambda_1'} + \mu_0 \frac{\kappa}{2} \quad (2.73)$$

mit $\mu_r = (1 + \kappa)$ und $\lambda_1' = \sqrt{\xi^2 + i\omega\mu_0\sigma}$.

In erster Näherung kann die statische Magnetisierung des Bodens also einfach durch die Addition des frequenzunabhängigen Terms $\mu_0 \frac{\kappa}{2}$ berücksichtigt werden. Da die Magnetisierung des Bodens zudem in Phase mit dem anregenden Feld schwingt, ist dieser rein reell. Wie in Abbildung 2.23 zu sehen ist, wirkt sich eine frequenzunabhängige Suszeptibilität des Bodens somit nur auf den Realteil des sekundären Magnetfeldes aus. Zu dem induktiven Anteil, der mit steigender Frequenz zunimmt, kann einfach ein statischer Wert hinzu addiert werden, der den magnetischen Anteil berücksichtigt. Abbildung 2.23 zeigt, dass der Realteil dadurch um

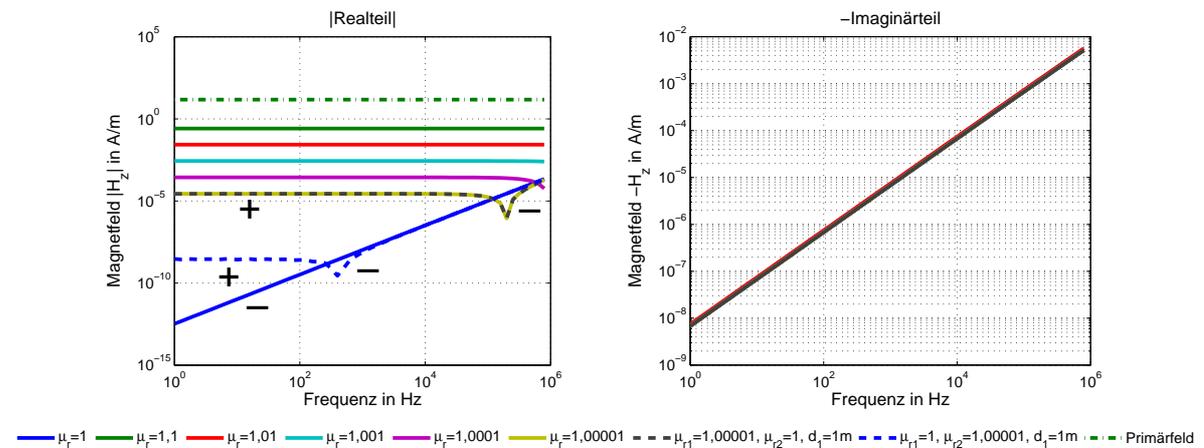


Abbildung 2.23: Sekundäres Magnetfeld für den homogenen Halbraum und den Zweischichtfall als Funktion der Frequenz. Variiert wird die relative magnetische Permeabilität des Halbraums. Die Leitfähigkeit beider Schichten und des Halbraums beträgt $0,1 \text{ S/m}$.

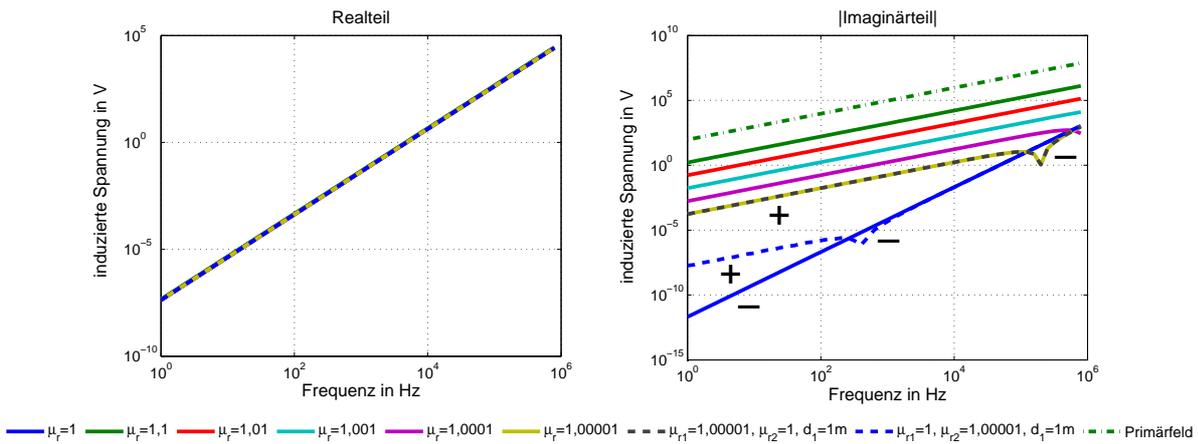


Abbildung 2.24: Induzierte Spannungen für den homogenen Halbraum und den Zweischichtfall als Funktion der Frequenz. Variiert wird die relative magnetische Permeabilität des Halbraums. Die Leitfähigkeit beider Schichten und des Halbraums beträgt $0,1 \text{ S/m}$.

mehrere Größenordnungen zunehmen kann und so deutlich größer wird als der Imaginärteil. Abschätzungen zur Größe des additiven Terms findet man zum Beispiel bei *Thomas [1977]*.

Im Fall eines geschichteten Halbraums, dessen Schichten sich nur durch ihre magnetische Permeabilität unterscheiden, kann wegen der Frequenzunabhängigkeit des additiven Wertes, die Schichtung nicht durch eine Frequenzsondierung festgestellt werden (*Hanstein, persönlicher Kommentar*). Die in *Abbildung 2.23* gezeigten Zweischichtfälle illustrieren dies. Ist nur die 1 m dicke Deckschicht magnetisch, kann über den gesamten gezeigten Frequenzbereich kein Unterschied zu der Situation festgestellt werden, in der der gesamte Halbraum die gleiche Permeabilität wie die Deckschicht besitzt. Das sekundäre Feld wird demnach im Wesentlichen von den obersten Zentimetern des Bodens geprägt. Im umgekehrten Fall eines magnetischen Halbraums unter einer nicht magnetischen Deckschicht ist der Unterschied zum nicht magnetischen Halbraum deutlich geringer. Es zeigt sich erneut, dass vor allem die magnetischen Eigenschaften der obersten Bodenschichten das Signal prägen.

Die für den Metalldetektor berechneten Spannungen sind in *Abbildung 2.24* gezeigt. Da diese lediglich eine Multiplikation des Magnetfeldes mit $i\omega$ darstellen, zeigt sich nun der Einfluss des magnetischen Bodens im Imaginärteil. Die einfache Proportionalität zur Frequenz und das über weite Bereiche statische Verhalten des Magnetfeldes macht man sich nun bei der Kompensation magnetischer Böden zu nutzen. Misst man bei verschiedenen Frequenzen die induzierten Spannungen und wichtet diese mit ihrer Frequenz, so ist der Anteil des magnetischen Bodens am Signal zu jeder Frequenz gleich. Durch Differenzbildung zweier gewichteter Spannungen, die bei verschiedenen Frequenzen gemessen wurden, kann so der magnetische Anteil aus dem Signal entfernt werden. Übrig bleibt der frequenzabhängige Anteil des Signals der durch Induktion in der Umgebung erzeugt wurde.

Bei Messungen im Zeitbereich ist das Primärfeld ausgeschaltet. Das sekundäre Feld, das durch die Magnetisierung des Bodens entsteht, ist somit ebenfalls nicht mehr vorherrschend. Der Effekt im Zeitbereich beschränkt sich daher auf die Verstärkung des anliegenden Feldes vor dem Ausschalten und die Verstärkung der sekundären Felder nach dem Ausschalten.

Für verschiedene Suszeptibilitäten sind die induzierten Spannungen in Abbildung 2.25 gezeigt. Um den Unterschied gut sichtbar zu machen wurde nur ein kleiner Zeitbereich ausgewählt. Nur für relative magnetische Permeabilitäten von 1,1 erkennt man einen Unterschied zum nicht magnetischen Boden von etwa 15 % (der relative Unterschied ist für kleine Suszeptibilitäten in etwa proportional zu $\mu_r^{3/2}$). Für die meisten Böden gelten hingegen wesentlich kleinere Werte für die Suszeptibilität, so dass der Effekt im Zeitbereich in der Regel vernachlässigbar ist.

Anders verhält es sich wenn die Magnetisierung des Bodens nach Abschalten des Primärfeldes nicht direkt abklingt. Der Boden verhält sich dann magnetisch viskos.

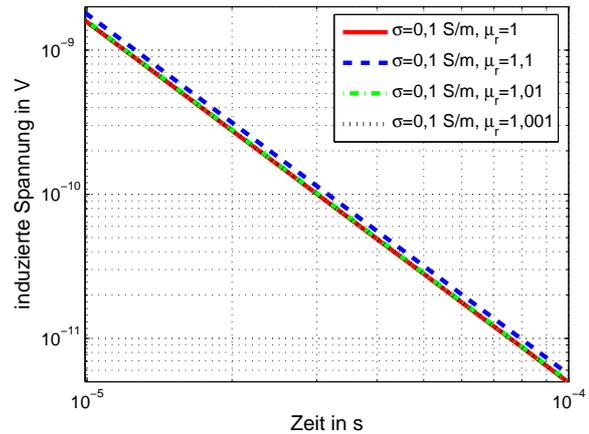


Abbildung 2.25: Induzierte Spannungen für den homogenen Halbraum als Funktion der Zeit. Variiert wird die relative magnetische Permeabilität des Halbraums. Seine Leitfähigkeit beträgt 0,1 S/m.

2.7.4.2 Magnetisch viskose Böden

Die statische Magnetisierung kann wie beschrieben relativ einfach kompensiert werden. Problematisch wird dies bei einem frequenzabhängigen Verhalten der Suszeptibilität, da dann eine Frequenzwichtung ohne Kenntnis der genauen Frequenzabhängigkeit nicht mehr funktioniert. Ein solches Verhalten beobachtet man bei magnetisch viskosen Böden, die meist vulkanischen oder tropischen Ursprungs sind und einen signifikanten Anteil an superparamagnetischen Teilchen haben. Bei ihnen wird durch den Boden eine Detektion deutlich erschwert, da der Boden selbst schon ein Alarmsignal erzeugt. Im Folgenden soll dieser Effekt untersucht werden.

Werden superparamagnetische Teilchen ($< 50 \text{ nm}$) durch ein Magnetfeld ausgerichtet, verlieren sie nach Abschalten des Magnetfeldes erst langsam ihre Orientierung. Dieser Relaxationsprozess des Magnetfeldes ist proportional zu $e^{-t/\tau}$. Die Zeitkonstante τ kann durch

$$\tau = \tau_0 e^{\frac{KV}{kT}} \quad (2.74)$$

(Neel [1950]) beschrieben werden. Wobei K eine magnetische Anisotropiekonstante, V das Partikelvolumen, kT die thermische Energie ist und für $\tau_0 \approx 10^{-9} \text{ s}$ gilt (Worm [1998], Dabas et al. [1992]). Ausschlaggebend ist also das Verhältnis von magnetischer zu thermischer Energie, bzw. das Partikelvolumen. Betrachtet man eine Bodenprobe, so findet man dort magnetische Mineralkörner mit verschiedener Größe und somit mit verschiedenen Zeitkonstanten. Um das Relaxationsverhalten einer solchen Probe beschreiben zu können, muss daher über alle vorkommenden Zeitkonstanten τ integriert werden. Entscheidend für das Resultat ist die Verteilungsfunktion der Zeitkonstanten, bzw. der Mineralkorngrößen. Eine auch experimentell belegte Annahme ist die Gleichverteilung der Zeitkonstanten zwischen zwei Schranken τ_1 und τ_2 (Chikazumi [1966], Dabas et al. [1992]). Man erhält für die komplexe Suszeptibilität im Frequenzbereich (Lee [1984]):

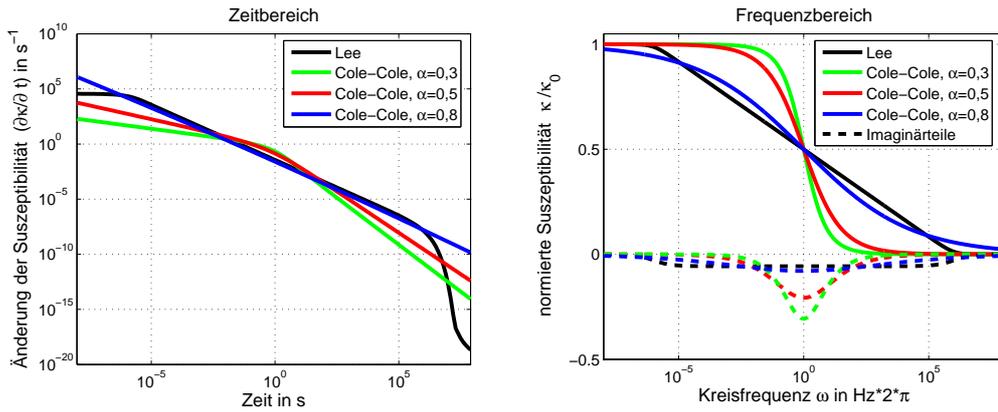


Abbildung 2.26: Suszeptibilitätsmodelle nach Lee und Cole & Cole als Funktion der Zeit und der Kreisfrequenz. Für das Lee-Modell gilt $\tau_1 = 10^{-6} \text{ s}$, $\tau_2 = 10^6 \text{ s}$ und für die Cole-Cole-Modelle $\tau = 1 \text{ s}$ und $\alpha = 0,3/0,5/0,8$

$$\kappa = \kappa_0 \left[1 - \frac{1}{\ln(\tau_2/\tau_1)} \ln \left(\frac{i\omega\tau_2 + 1}{i\omega\tau_1 + 1} \right) \right] \quad (2.75)$$

wobei $\kappa_0 = \kappa(\omega \rightarrow 0)$ gilt. In dem Frequenzbereich, wo $\omega\tau_1 \ll 1 \ll \omega\tau_2$ kann Gleichung 2.75 noch weiter vereinfacht werden:

$$\kappa \approx \kappa_0 \left(1 - \frac{\ln(i\omega\tau_2)}{\ln(\tau_2/\tau_1)} \right) \longrightarrow \frac{\partial \Re(\kappa)}{\partial(\ln(\omega))} = -\frac{\kappa_0}{\ln(\tau_2/\tau_1)} = \frac{2}{\pi} \Im(\kappa) \quad (2.76)$$

In der Literatur (z.B. *Pasion et al.* [2002]) werden für die beiden Zeitkonstanten meist Werte von $\tau_1 \approx 10^{-6} \text{ s} - 10^{-9} \text{ s}$ und $\tau_2 \approx 10^6 \text{ s} - 10^9 \text{ s}$ benutzt. In dem in dieser Arbeit betrachteten Frequenzbereich gilt also, dass der Realteil der superparamagnetischen Suszeptibilität linear mit dem Logarithmus der Frequenz fällt. Die Steigung entspricht dem $\frac{2}{\pi}$ -fachen des Imaginärteils, der in dem genannten Frequenzbereich konstant ist.

Neben dem Modell von Lee wird auch häufig eine Cole-Cole-Verteilungsfunktion angenommen (*Dabas et al.* [1992], *Fannin und Charles* [1995] oder *Pasion et al.* [2002]). Für die Suszeptibilität erhält man unter der Annahme, dass $\kappa(\omega \rightarrow \infty) = 0$:

$$\kappa = \frac{\kappa_0}{1 + (i\omega\tau)^{1-\alpha}}, \quad (2.77)$$

wobei die Zeitkonstante τ und der Parameter α (es gilt $0 < \alpha < 1$) den Relaxationsprozess bestimmen. κ_0 bezeichnet wieder den statischen Wert der Suszeptibilität.

Abbildung 2.26 zeigt die Suszeptibilitäten für beide Modelle im Zeit- und Frequenzbereich. Gut zu erkennen ist die lineare Abnahme des Realteils des Lee-Modells in der semi-logarithmischen Darstellung und der konstante Imaginärteil. Für große α kann auch das Cole-Cole-Modell einen linearen Verlauf über größere Frequenzbereiche annehmen. Der Imaginärteil ist nicht konstant und besitzt ein Minimum bei $\omega\tau = 1$. Die Bestätigung beider Modelle durch experimentelle Daten findet man zum Beispiel bei (*Dabas et al.* [1992]).

Im Rahmen des HuMin-Projektes führte die GGA Suszeptibilitätsmessungen an den in dieser Arbeit verwendeten Böden durch. Die Daten sowie die Anpassung der Daten mit den beiden

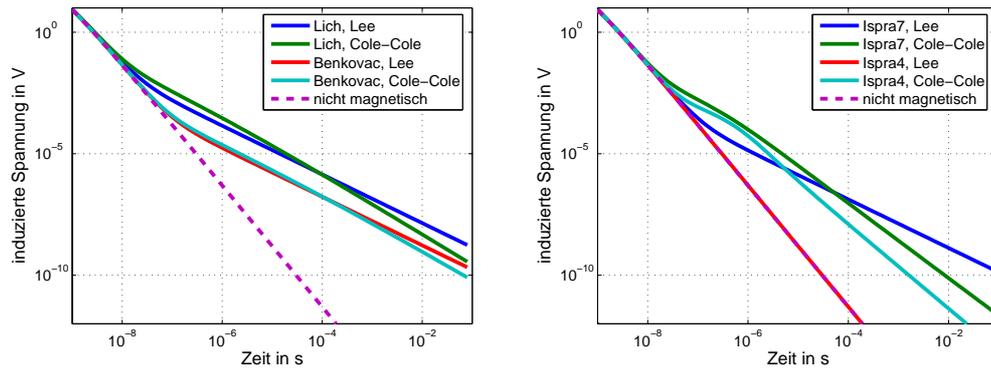


Abbildung 2.27: Induzierte Spannungen für eine koinzidente Spulenanordnung als Funktion der Zeit für superparamagnetische Böden. Die Bodenleitfähigkeit wurde mit $0,1 \text{ S/m}$ angenommen. Zur Modellierung wurden die Formeln von Lee und Cole-Cole benutzt. Die gewählten Parameter sind in den Tabellen A.1 und A.2 angegeben.

Modellen sind in Anhang A.4 gezeigt. Es finden sich für beide Modelle typische Eigenschaften. Bei den stark magnetischen Proben aus Lich und Benkovac sieht man zwar das lineare Verhalten des Realteils, der Imaginärteil ist jedoch nicht konstant und somit nicht mit dem Lee-Modell vereinbar. Das Cole-Cole-Modell kann die Frequenzabhängigkeit des Imaginärteils erklären, da es aber dennoch keine wesentlich bessere Übereinstimmung mit den Daten zeigt, kann keines der beiden Modelle den gemessenen Daten eindeutig zugeordnet werden.

Für den Zeitbereich geben *Fannin und Charles* [1995] Formeln für die Suszeptibilität beider Modelle an. Um den Bezug zu den induzierten Spannungen herzustellen wird die zeitliche Änderung $\partial\kappa/\partial t$ der Suszeptibilität betrachtet. Für das Cole-Cole-Modell erhält man zu Zeiten $t < \tau$ ein Abklingen in etwa proportional zu $t^{-\alpha}$ und für $t > \tau$ von näherungsweise $t^{-1/\alpha}$ (Abbildung 2.26). Die dem Lee-Modell zugrunde liegende Zeitbereichsformulierung wurde von *Chikazumi* [1966] veröffentlicht. Er erhält:

$$\frac{\partial\kappa}{\partial t} = \frac{\kappa_0}{\ln(\tau_2/\tau_1)} (e^{-t/\tau_1} - e^{-t/\tau_2}) \frac{1}{t} \quad \longrightarrow \quad \frac{\partial\kappa}{\partial t} \approx \frac{\kappa_0}{\ln(\tau_2/\tau_1)} \frac{1}{t} \quad \text{für } \tau_1 \ll t \ll \tau_2. \quad (2.78)$$

Das Signal fällt also mit t^{-1} und ist proportional zu $\frac{\kappa_0}{\ln(\tau_2/\tau_1)}$. Dieser Faktor ist mit der aus dem Frequenzbereich bekannten Steigung des Realteils bis auf das Vorzeichen identisch. Im Feld hat dies einen praktischen Nutzen. Die Suszeptibilität wird dort oftmals mit Kappametern gemessen, die bei zwei Frequenzen arbeiten wie das Bartington MS2, das bei 465 Hz und $4,65 \text{ kHz}$ misst. Für beide Frequenzen ist die Bedingung $\omega\tau_1 \ll 1 \ll \omega\tau_2$ erfüllt, so dass man aufgrund von Gleichung 2.76 den superparamagnetischen Effekts einfach bestimmen kann. Man erhält $\frac{\kappa_0}{\ln(\tau_2/\tau_1)} = (\kappa(4,65 \text{ kHz}) - \kappa(465 \text{ Hz})) \cdot c_f$ mit $c_f = 1/(\ln(4650) - \ln(465)) = 0,434$. Je größer die Differenz zwischen den beiden Messwerten ist, desto stärker ist der Einfluss des superparamagnetischen Bodens. Die Proportionalitätskonstante c_f hängt dabei nur von den gewählten Messfrequenzen ab.

Abbildung 2.27 zeigt die Modellierung des superparamagnetischen Bodens für das bekannte koinzidente Spulensystem. Die Bodenleitfähigkeit wurde mit $0,1 \text{ S/m}$ angenommen und die Suszeptibilität mit den Formeln von Lee und von Cole-Cole berechnet. Als Parameter wurden

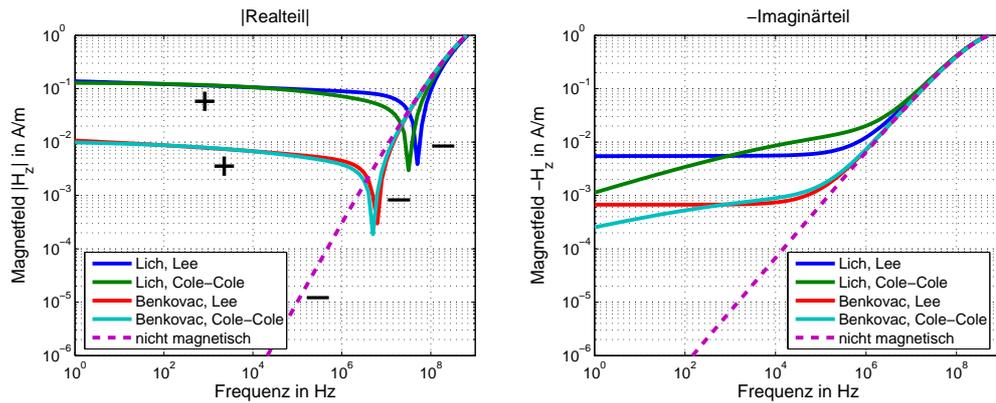


Abbildung 2.28: Das sekundäre Magnetfeld im Zentrum der Spule als Funktion der Frequenz für die Böden aus Lich und Benkovac und eine Sendespule mit $R = 10 \text{ cm}$. Die Bodenleitfähigkeit wurde mit $0,1 \text{ S/m}$ angenommen. Zur Modellierung wurden die Formeln von Lee und Cole-Cole benutzt. Die gewählten Parameter sind in den Tabellen A.1 und A.2 angegeben.

die Ergebnisse der Bodenprobenanalyse gewählt (Tabellen A.1 und A.2). Bei den beiden stark magnetischen Proben aus Lich und Benkovac ist schon zu sehr frühen Zeiten (ab $t > 10^{-7} \text{ s}$) der superparamagnetische Effekt größer als der induktive. Die Spannung fällt in diesem Bereich für alle Modelle in etwa mit t^{-1} ab. Wegen des hohen Wertes für α ist der Unterschied zwischen dem Cole-Cole- und dem Lee-Modell gering. Bei den Proben aus Ispra ist der Unterschied zwischen beiden Formeln deutlich größer, da der Wert für α kleiner ist. Während die Spannungen berechnet mit dem Lee-Modell bei Ispra7 mit t^{-1} abfallen, zeigt sich bei dem Cole-Cole-Modell eine deutlich geringere Steigung ($\approx t^{-3/2}$). Für den Boden Ispra4 erhält man sogar je nach Modell, entweder einen superparamagnetischen Effekt oder nicht. Messungen im Zeitbereich können also Aufschluss darüber geben, welche der beiden Modellannahmen die Daten besser beschreibt. Eine Labormethode zur Messung der Zeitantwort von Bodenproben wurde zum Beispiel von *Neumann et al.* [2006] vorgestellt. Er erhält für die Probe aus Lich ein Verhalten proportional zu t^{-1} . Ein Lee-Modell scheint dort also wahrscheinlicher.

Im Zeitbereich, also bei Pulse-Induction-Detektoren, erzeugt ein superparamagnetischer Boden wie gezeigt wesentlich größere Spannungen als ein nicht magnetischer Boden. Das Sekundärfeld des Bodens kann in diesem Fall das Sekundärfeld eines Metallobjektes übersteigen und so eine Detektion unmöglich machen. Ein weiteres Problem entsteht dadurch, dass das Abklingverhalten des magnetischen Bodens (t^{-1}) dem einer Kugel ($t^{-1/2}$ zu frühen Zeiten) wesentlich ähnlicher ist als dem des nicht magnetischen Bodens ($t^{-5/2}$) und daher ein superparamagnetischer Boden oftmals ein Alarmsignal erzeugt.

Die Abbildungen 2.28 und 2.29 zeigen die entsprechenden Modellierungen im Frequenzbereich. Dargestellt ist das sekundäre magnetische Feld des Bodens. Die dazugehörigen Spannungen sind im Anhang A.4 dargestellt. Im Vergleich zum statisch magnetischem Boden zeigen sich wesentliche Unterschiede. Zum einen zeigt der Realteil bei niedrigen Frequenzen kein konstantes Feld (Abbildung 2.28), sondern er fällt zunächst mit steigender Frequenz. Die im vorherigen Kapitel besprochene Kompensation des magnetischen Bodens durch Frequenzwichtung ist daher nicht mehr sinnvoll. Zum anderen wird nun auch der Imaginärteil deutlich durch die frequenzabhängige Suszeptibilität beeinflusst. Je nachdem ob das Lee- oder das Cole-Cole-

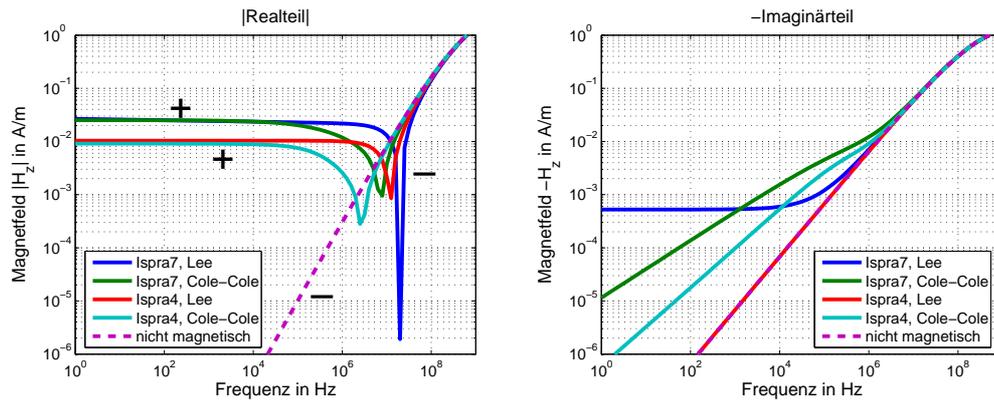


Abbildung 2.29: Das sekundäre Magnetfeld im Zentrum der Spule als Funktion der Frequenz für die Böden aus Ispra und eine Sendespule mit $R = 10\text{ cm}$. Die Bodenleitfähigkeit wurde mit $0,1\text{ S/m}$ angenommen. Zur Modellierung wurden die Formeln von Lee und Cole-Cole benutzt. Die gewählten Parameter sind in den Tabellen A.1 und A.2 angegeben.

Modell zutrifft ist ein frequenzunabhängiges oder mit der Frequenz leicht ansteigendes Feld bei niedrigen Frequenzen die Folge. Für das Lee-Modell wäre also eine Kompensation durch Frequenzwichtung möglich. Wie schon im Zeitbereich erhält man für die Proben Lich, Benkovac und Ispra7 deutliche Effekte durch den superparamagnetischen Boden. Für die Probe Ispra4 ist der Einfluss abhängig von der Wahl des Modells.

Ein Boden mit frequenzabhängiger Suszeptibilität erzeugt im Zeit- und Frequenzbereich deutlich höhere Signale als ein nicht magnetischer oder statisch magnetischer Boden. Dies kann soweit gehen, dass nur noch das Signal größerer Metallobjekte einen messbaren Unterschied zum Boden erzeugt. Eine Kompensation des magnetischen Bodens durch Frequenzwichtung wird durch die Frequenzabhängigkeit erschwert und im Zeitbereich können durch den Boden Fehlalarme erzeugt werden. Die Verteilungsfunktion der magnetischen Partikel im Boden ist zwar wesentlich für die mathematische Beschreibung, die Auswirkungen auf die Detektierbarkeit bleiben jedoch für beide Modelle bei stark viskosen Böden die gleichen. Für den Fall, dass eines der besprochenen Modelle die Labordaten korrekt beschreibt, wäre es zwar möglich eine Kompensationsmethode zu entwickeln, jedoch würde dabei implizit verlangt werden, dass sich die Bodenparameter innerhalb des Meßfeldes nicht ändern. Im folgenden Kapitel soll daher die örtliche Variabilität der elektromagnetischen Eigenschaften kurz angesprochen werden.

2.7.5 Örtliche Variation der Bodeneigenschaften

Die Durchmesser der Spulen bei Metaldetektoren beträgt ca. 20 cm . Das Bodenvolumen, das die Messung beeinflusst ist dementsprechend klein. Innerhalb des HuMin/MD-Projektes wurden daher von Igel und Preetz [2005a] Untersuchungen zur lateralen Variabilität der elektromagnetischen Parameter durchgeführt.

Abbildung 2.30 zeigt die Ergebnisse für die Suszeptibilität und die elektrische Leitfähigkeit auf einem Tonboden mit Grasbewuchs. Die Suszeptibilitätsmessungen wurden mit dem Bartington MS2D durchgeführt. Der Messpunktabstand betrug auf einer $20\text{ m} \times 20\text{ m}$ großen Fläche 1 m und auf einer kleineren $2\text{ m} \times 2\text{ m}$ großen Teilfläche $0,1\text{ m}$. Für die Leitfähigkeitsbestimmung

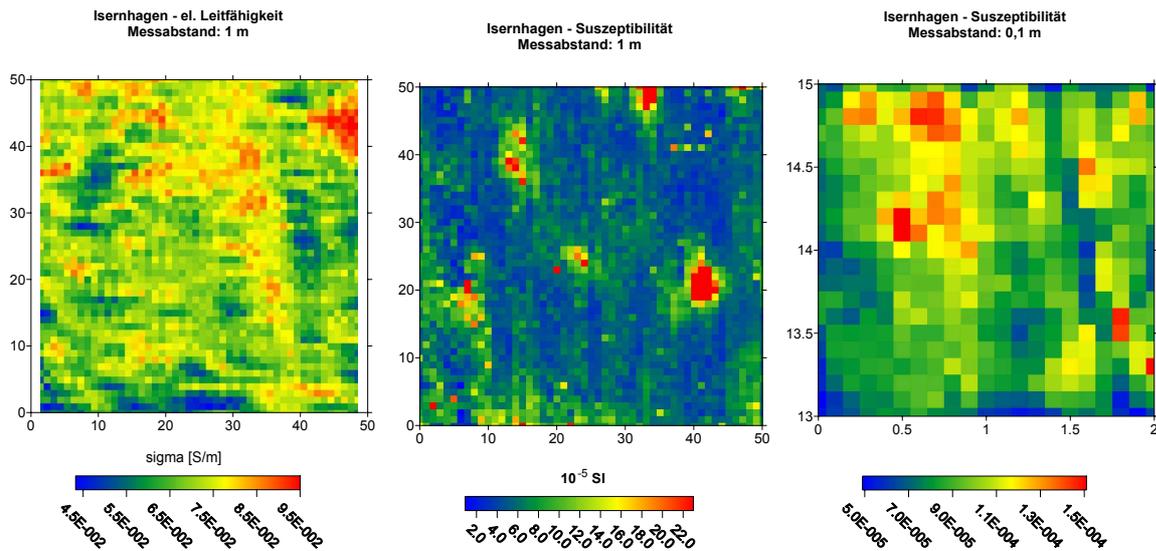


Abbildung 2.30: Suszeptibilitäts- und Leitfähigkeitsverteilung eines Tonbodens. Die Einheiten der Achsenbeschriftung sind m. Im linken und im mittleren Bild ist der Messpunktabstand 1 m, im rechten 0,1 m. Die Farbskala der mittleren und rechten Abbildung beschreibt die dimensionslose Suszeptibilität und links die elektrische Leitfähigkeit. Die Abbildungen sind aus Igel und Preetz [2005a] entnommen.

wurde nur das grobe Gitter verwendet. Genutzt wurde eine 1 m-Dipol-Dipol-Anordnung.

Das Beispiel zeigt, dass die Suszeptibilität auf wenigen Metern um ein zehnfaches höhere Werte annehmen kann. Selbst bei kleineren Messpunktabständen zeigen sich noch Variationen um einen Faktor drei. Die Annahme eines homogenen Bodens ist also nicht gerechtfertigt. Bei Kompensationsmethoden, die den Boden an einer Stelle vermessen um ihn an anderen Stellen des gleichen Bodens zu kompensieren, kann dies zu Schwierigkeiten führen. Obwohl es sich in dem gezeigten Beispiel um eine frequenzunabhängige Suszeptibilität handelt, ist anzunehmen, dass man bei superparamagnetischen Böden eine ähnliche Variabilität vorfindet. Dies wird auch durch Messungen der GGA bestätigt. Es ist also durchaus realistisch, dass sich superparamagnetische und statisch magnetische Bereiche in unmittelbarer Nähe befinden. In diesem Fall müsste eine Kompensationsmethode in der Lage sein dies zu unterscheiden. Wegen dieser Schwierigkeit wurde innerhalb der vorliegenden Arbeit auf eine Untersuchung der einzelnen Kompensationstechniken verzichtet.

Die Leitfähigkeit zeigt geringere Unterschiede zwischen benachbarten Messpunkten. Die Werte variieren nur um einen Faktor zwei. Solche Unterschiede können durch den Bewuchs oder lokale Abflusskanäle im Boden entstehen, da dort eine erhöhte Feuchtigkeit vorliegt. Die Variabilität der Leitfähigkeit sollte jedoch, solange sie in dieser Größenordnung liegt, keinen Einfluss auf Metalldetektormessungen haben.

2.8 Zusammenfassung

In Kapitel 2 wurden analytische Formeln zur Berechnung von Metalldetektorsignalen für verschiedene Körper und Böden gezeigt. Sie bilden die Grundlage der später gezeigten Inversionsrechnungen. Von elementarer Bedeutung ist daher die genaue Kenntnis der benutzten Approximationen und ihrer Schwächen. Es zeigt sich, dass das primäre Feld am Ort des Objektes als homogen angesehen werden kann ohne dabei größere Fehler in Kauf zu nehmen. Zudem ist der dämpfende Einfluss des Bodens auf das Signal gering, womit eine Primärfeldberechnung in Luft ausreichend ist. Das Signal eines Körpers im Boden kann daher einfach durch Addition des Signals des Körpers in Luft und dem Bodensignal berechnet werden.

Die sekundären Felder von Rotationsellipsoiden können durch Approximationen gut wiedergegeben werden und sind somit wesentlich einfacher und schneller zu berechnen, als die exakte Lösung. Ebenso zeigt sich, dass die Gegeninduktion zwischen zwei Kugeln nur bei kleinen Abständen der Körper zueinander einen wesentlichen Einfluss auf das Signal hat und bei größeren Entfernungen in erster Näherung vernachlässigt werden kann.

Das Signal von Böden wurde ausführlich untersucht, mit Schwerpunkt auf die Frequenzabhängigkeit der Leitfähigkeit und magnetischen Permeabilität. Anhand der Auswertung von Bodenproben konnte ein IP-Effekt auf die Messdaten dieser Arbeit ausgeschlossen werden. Generell ist aber ein Einfluss der induzierten Polarisierung auf die Messungen durchaus möglich und führt zu einer verminderten Detektierbarkeit der in dem Boden verborgenen Objekte. Die magnetischen Eigenschaften des Bodens spielen eine wichtigere Rolle. Sowohl die statische, als auch die frequenzabhängige Suszeptibilität bewirken im Frequenzbereich deutlich höhere Sekundärfelder des Bodens als die des nicht magnetischen Untergrundes. Diese können das Signal der Metallteile übersteigen und somit unkenntlich machen. Im Zeitbereich trifft dies nur zu, wenn die Suszeptibilität frequenzabhängig ist. Ist diese statisch, kann der Einfluss vernachlässigt werden.

Die Auswertung der Suszeptibilitätsmessungen an Bodenproben ermöglichte zwar keine eindeutige Aussage über die Verteilungsfunktion der superparamagnetischen Teilchen und somit über das mathematische Modell, mit dem die Daten beschrieben werden können, ein deutlicher Einfluss auf die Messungen konnte aber dennoch gezeigt werden.

Die Variabilität des superparamagnetischen Effektes je nachdem wie Verteilung der superparamagnetischen Teilchen ist und die große laterale Inhomogenität der elektromagnetischen Eigenschaften des Bodens machen eine Kompensation des Bodensignals sehr schwer. Lediglich für statisch magnetische Böden kann durch einfache Subtraktion des frequenzgewichteten Signals zweier unterschiedlicher Frequenzen der magnetische Anteil des Bodensignals eliminiert werden.

FINITE ELEMENTE SIMULATION VON METALLDETEKTORSIGNALEN

Die bisher gezeigten Modellierungen der Metalldetektorsignale beschränkten sich auf einfache Formen, wie Kugeln, Ringe oder Rotationsellipsoide. Durch die analytische Beschreibung können diese Signale schnell berechnet werden und sind somit für eine Inversion bestens geeignet. Der große Nachteil ist die fehlende Flexibilität des Modells. In kaum einer Mine sind Rotationsellipsoide oder Kugeln eingebaut. Vielmehr trifft man auf Federn, Schlagbolzen oder Zündkapseln. Es stellt sich daher die Frage, inwieweit sich die Signale von Minen und Rotationsellipsoiden ähneln und welche Komponenten einer Mine wesentlich für die Signalform sind. Weitere Fragestellungen sind die nach der Bedeutung der Gegeninduktion bei komplexeren Geometrien oder inwieweit das sprengstoffgefüllte Gehäuse der Mine das Signal beeinflusst.

Die finite Elemente Methode bietet die Möglichkeit solche Fragestellungen zu beantworten. Da der Modellraum nahezu beliebig diskretisiert werden kann, können jegliche Formen modelliert werden. Die Berechnung der elektromagnetischen Felder geschieht durch numerisches Lösen der zugehörigen partiellen Differentialgleichung.

Die in diesem Kapitel gezeigten Simulationen wurden mit der kommerziellen Software COMSOL MULTIPHYSICS (ehemals FEMLAB) durchgeführt. Das Hauptaugenmerk lag auf einer möglichst genauen Simulation des Metalldetektorsignals mit der gegebenen Software, um dann verschiedene Fragestellungen untersuchen zu können. Das Programm diente dabei als Mittel zum Zweck, so dass in den folgenden Kapiteln der Schwerpunkt auf die Ergebnisse der Simulationen und nicht auf die finite Elemente Methode selbst gelegt wird. Die Beschreibung der zugrunde liegenden Theorie der finiten Elemente Methode im nächsten Abschnitt beschränkt sich daher auf die wesentlichen Merkmale. Vertiefende Ausführungen findet man bei *Jin* [1993] oder *Monk* [2003]. Ebenfalls empfehlenswert sind die Handbücher der verwendeten Software (*COMSOL AB* [2005]).

3.1 Die Finite Elemente Methode zur Lösung der Maxwell'schen Gleichungen

Die Grundlage der Beschreibung der elektromagnetischen Felder sind die Maxwell'schen Gleichungen (2.1-2.4) und die Materialgleichungen (2.6-2.8). Betrachtet wird zunächst der harmonische Fall bei dem die Felder proportional zu $e^{i\omega t}$ sind. Anders als bei Gleichung 2.9 wird bei *COMSOL* das Vektorpotential für die magnetische Induktion \vec{B} definiert.

$$\vec{B} = \nabla \times \vec{A} \quad (3.1)$$

Für das elektrische Feld erhält man:

$$\vec{E} = -\frac{A}{\partial t} - \nabla V \quad (3.2)$$

Setzt man Gleichungen 3.1 und 3.2, sowie die Materialgleichungen in Gleichung 2.2 ein, ergibt sich:

$$\nabla \times \mu^{-1} \nabla \times \vec{A} + (i\omega\sigma - \omega^2\epsilon)A + (\sigma + i\omega\epsilon)\nabla V = \vec{J}_s \quad (3.3)$$

wobei Gleichung 2.2 um eine externe Stromdichte \vec{J}_s erweitert wurde.

Die beiden Potentiale \vec{A} und V sind nicht eindeutig bestimmt. Es können neue Potentiale \vec{A}' und V' eingeführt werden, die ebenfalls Gleichungen 3.1 und 3.2 erfüllen. Für sie gilt:

$$\vec{A}' = \vec{A} + \nabla\Psi \quad \text{und} \quad V' = V - \frac{\partial\Psi}{\partial t} \quad (3.4)$$

Wählt man die Eichbedingung $\Psi = -iV/\omega$, kann Gleichung 3.3 in eine elliptische partielle Differentialgleichung zweiter Ordnung umgeformt werden:

$$\nabla \times \mu^{-1} \nabla \times \vec{A}' + (i\omega\sigma - \omega^2\epsilon)A' = \vec{J}_s \quad (3.5)$$

Um das Potential \vec{A}' auf dem gesamten Modellraum Ω zu bestimmen, benötigt man Randbedingungen. Für die Modellierungen wurde für die äußeren Randflächen $(\partial\Omega)_{\text{aussen}}$ das Verschwinden der Tangentialkomponente des Vektorpotentials und somit des elektrischen Feldes, also $\vec{n} \times \vec{A} = 0$ auf $(\partial\Omega)_{\text{aussen}}$ verlangt. Die Magnetfeldlinien im Modellraum sind demnach geschlossen. Je näher man den äußeren Rändern des Modellgebietes kommt, desto mehr wird das Ergebnis durch diese Zwangsbedingung verzerrt.

Für die inneren Randflächen $(\partial\Omega)_{\text{innen}}$ wird die Stetigkeit der Tangentialkomponenten des Magnetfeldes gemäß Gleichung 2.19 verlangt.

Um nun eine stromdurchflossene Spule zu simulieren wird zusätzlich auf den Kanten ausgewählter Flächen $\partial\partial\Omega$, in unserem Fall auf der Kante eines Kreises, ein Strom I_0 eingeführt.

Zur Lösung von Gleichung 3.5 auf Ω unter Berücksichtigung der Randbedingungen wird der Modellraum in finite Elemente, wie zum Beispiel Tetraeder zerlegt und das Potential A' durch eine diskrete Approximation ersetzt:

$$\vec{A}' \approx \sum_{i=1}^N a_i \phi_i \quad (3.6)$$

Das Potential wird als Linearkombination von komplexen Koeffizienten $a_i (i = 1, \dots, N)$ und Basisfunktionen $\phi_i (i = 1, \dots, N)$ formuliert.

Die Art der Basisfunktionen bestimmt den Elementtyp. Für elektromagnetische Fragestellungen bieten sich Vektorelemente, auch Kanten- oder Nédéleclemente genannt, an. Deren N Freiheitsgrade sind über die Tangentialkomponenten der Kanten und Seitenflächen eines Tetraeders definiert. Die Vektorelemente sind daher besonders zur Beschreibung von Randbedingungen für Tangentialkomponenten geeignet, wie sie hier benötigt werden. Näheres dazu findet man zum Beispiel bei *Jin* [1993].

Die Bestimmung des Potentials \vec{A}' auf Ω kann nun auf die Lösung eines linearen Gleichungssystems zurückgeführt werden. Hierzu stellt die Software verschiedene iterative und direkte Löser zur Verfügung, die in dem Handbuch näher beschrieben werden. Für die in dieser Arbeit gezeigten Simulationen wurden ausschließlich direkte Löser wie zum Beispiel Spooles oder UMFPACK (siehe *COMSOL AB* [2005]) verwendet.

Für die Behandlung transienter Spannungen im Zeitbereich muss Gleichung 3.5 umformuliert werden. Um Zeitableitungen zweiter Ordnung zu vermeiden werden die Verschiebungsströme nicht berücksichtigt. Nach Kapitel 2.7 ist der daraus resultierende Fehler jedoch vernachlässigbar. Man erhält:

$$\sigma \frac{\partial \vec{A}'}{\partial t} + \nabla \times \mu^{-1} \nabla \times \vec{A}' = \vec{J}_s \quad (3.7)$$

Die Bestimmung des Potentials zu den gewünschten Zeitpunkten kann mit verschiedenen zeitabhängigen Lösern geschehen. Weiterführende Informationen, wie diese genau arbeiten, findet man bei *COMSOL AB* [2005].

3.2 2D-Simulationen mit Rotationssymmetrie im Zeit- und Frequenzbereich

Für den Fall eines rotationssymmetrischen Modellraums ist es günstiger Gleichung 3.5 in Zylinderkoordinaten zu betrachten. Ein solcher ist zum Beispiel bei einer Kugel, die sich mittig unterhalb einer kreisrunden Spule befindet, gegeben. Die induzierten Ströme fließen bei dieser Konfiguration nur in azimuthaler Richtung, so dass lediglich die ϕ -Komponente des Vektorpotentials \vec{A}' bestimmt werden muss. Die Felder sind zudem für alle Werte von $\phi \in [0, 2\pi]$ konstant. Der Modellraum kann daher auf die Betrachtung der Radial- und der z -Komponente reduziert werden und ist somit nur noch zweidimensional.

Auch die Randbedingungen ändern sich im 2D Fall mit Rotationssymmetrie. Aus Symmetriegründen muss auf der Rotationsachse sowohl $B_r = 0$ als auch $\frac{\partial B_z}{\partial r} = 0$ sein. Die Implementierung eines Stromes geschieht durch die Zuweisung eines Stromes I_0 auf einen Punkt im Modellraum. Durch die Rotation des Punktes um die Achse entspricht dies dann einer Spule.

Untersuchungen zur Genauigkeit der Lösung im Zeitbereich findet man bei *Lange et al.* [2005b] und *Lange et al.* [2005c]. Einführend wird hier ein Beispiel zur Gegeninduktion bei zwei Kugeln im Frequenzbereich gezeigt und das Ergebnis mit den analytischen Lösungen verglichen. Man erhält so einen Eindruck der Genauigkeit der Simulation und kann zudem die

theoretischen Untersuchungen zur Gegeninduktion aus Kapitel 2.5 um numerische Untersuchungen erweitern.

3.2.1 Gegeninduktion zweier Kugeln

Das in Kapitel 2.5 gezeigte Beispiel der Gegeninduktion zweier Kugeln wurde bisher nur für die punktuelle Dipolapproximation der Kugeln berechnet, ohne dass dabei die tatsächliche Ausdehnung der Objekte eine Rolle spielte. In diesem Abschnitt soll daher untersucht werden, ob die analytische Berechnung der Gegeninduktion ausreicht, oder ob durch die geometrische Ausdehnung der Kugeln zusätzliche Effekte entstehen.

Betrachtet werden wiederum zwei identische Kugeln mit $a_K = 1\text{ cm}$, $\sigma = 5,4\text{ MS/m}$ und $\mu_r = 100$ in Luft ($\sigma = 0$). Beide Kugeln befinden sich mit ihrem Mittelpunkt auf der Achse einer Sendespule mit $R = 10\text{ cm}$. Diese ist bei $z = 1\text{ cm}$ platziert und wie schon in Kapitel 2.5 befindet sich die eine Kugel 15 cm darunter, also bei $z = -14\text{ cm}$. Die Tiefe der zweiten Kugel wird variiert (von $z = -2\text{ cm}$ bis $z = -12\text{ cm}$ und von $z = -16\text{ cm}$ bis $z = -30\text{ cm}$). Abbildung 3.1 zeigt den gesamten Modellraum und einen Ausschnitt am Ort der Kugeln, jeweils mit dem verwendeten Gitter. Die Größe des Modellraums beträgt 200 m . Randeffekte werden so durch die große Entfernung zu den Kugeln und der Spule vermieden. Das gesamte Gitter umfasst etwa 400.000 Elemente, wobei auf jede Kugel in etwa 67.000 Elemente entfallen. Auf dem halbkreisförmigen Rand der Kugeln befinden sich jeweils 320 Elemente mit einer Länge von unter $0,1\text{ mm}$, also einem Viertel der Skineindringtiefe. Zusätzlich wurde das Gitter am Ort der Spule verfeinert um die Genauigkeit bei der Berechnung der Feldes der Spule zu erhöhen.

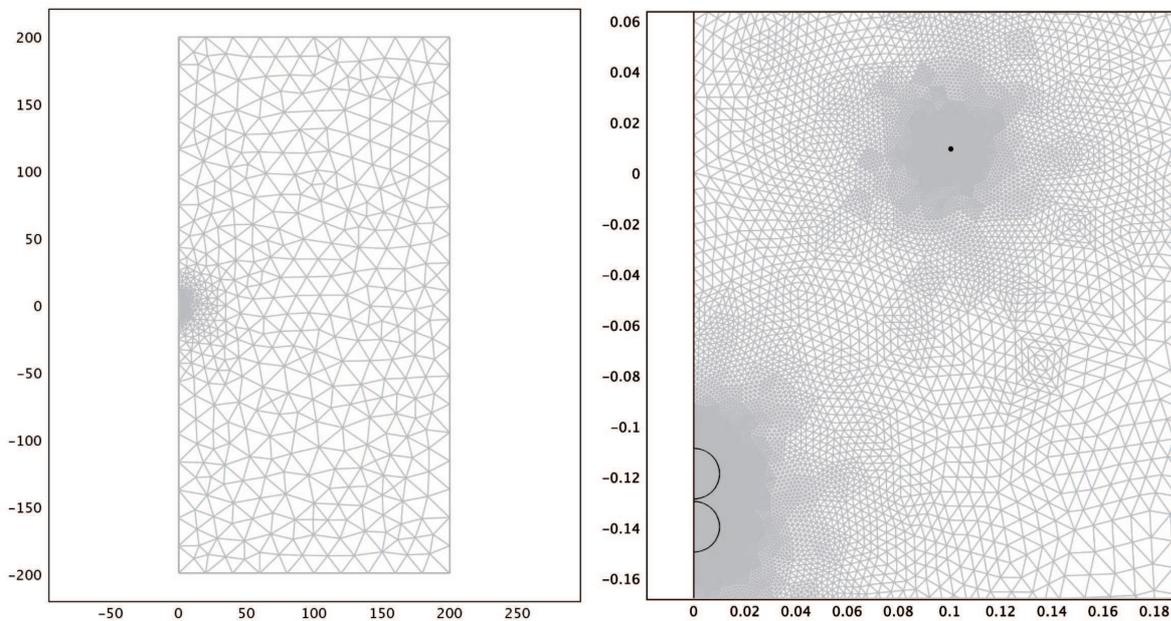


Abbildung 3.1: Modellraum und Gitter für die 2D-axialsymmetrische Simulation der Gegeninduktion bei zwei Kugeln. Links: gesamter Modellraum, rechts: Teilausschnitt am Ort der Kugeln. Der linke Rand entspricht der Rotationsachse. Die Abszisse zeigt die radiale Entfernung von der Rotationsachse in m , die Ordinate die z -Komponente in m .

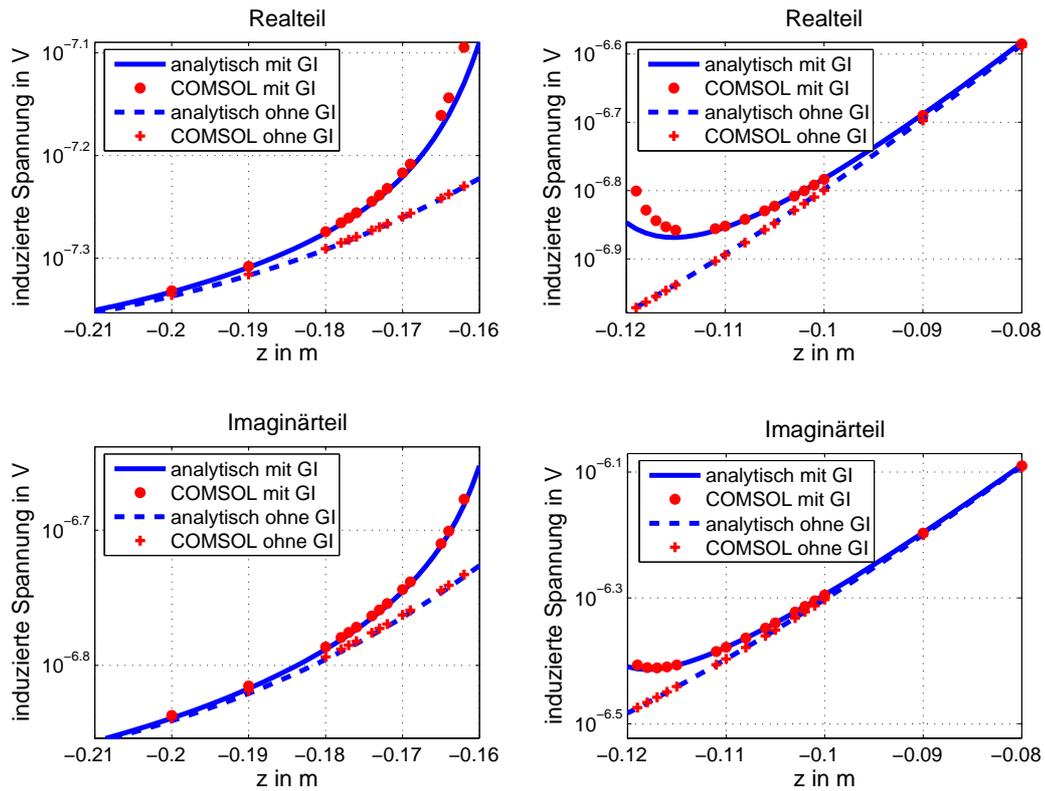


Abbildung 3.2: Numerisch und analytisch berechnete Spannungen für zwei Kugeln, berechnet mit und ohne Berücksichtigung der Gegeninduktion (GI) bei 2,4 kHz. Die linken Abbildungen zeigen den Bereich, wo die Position der zweiten Kugel unterhalb der ersten ist und die Rechten, wo Ihre Position oberhalb der ersten ist.

Die Ergebnisse der Simulationen beinhalten als Randbedingung immer den Strom der Sendespule und somit das Primärfeld. Zur Berechnung der sekundären Felder der Kugeln muss daher immer eine separate Simulation der Primärfelder durchgeführt werden, die dann vom Ergebnis der Modellierungen mit Störkörper subtrahiert wird. Man erhält sie, indem bei einer erneuten Simulation bei gleichem Gitter die Leitfähigkeiten und magnetischen Permeabilitäten aller Objekte auf die Werte von Luft, also 0 S/m bzw. $\mu_r = 1$ gesetzt werden. Um den Effekt der Gegeninduktion vergleichen zu können, wurden zudem, ebenfalls bei gleichem Gitter, die induzierten Spannungen für die einzelnen Kugeln berechnet. Für jede Position der zweiten Kugel wurden daher 4 Simulationen mit dem gleichen Gitter durchgeführt. Die zweite Kugel nähert sich der ersten Kugel auf der Rotationsachse mit einer Schrittweite von 1 cm . Wurde der Abstand zwischen den Kugeln kleiner als 1 cm wurde die Schrittweite auf 1 mm reduziert. Bei manchen Positionen konnte von der Software kein Gitter generiert werden, so dass dort Datenlücken entstanden sind.

Abbildung 3.2 zeigt die berechneten Spannungen für die analytische und die numerische Lösung, jeweils mit und ohne Berücksichtigung der Gegeninduktion. Die Werte ohne Gegeninduktion entsprechen dabei einfach der Summe der Einzelsignale der Kugeln. Um trotz der enormen Dynamik des Signals die Daten gut vergleichen zu können, wurden die Bereiche, in

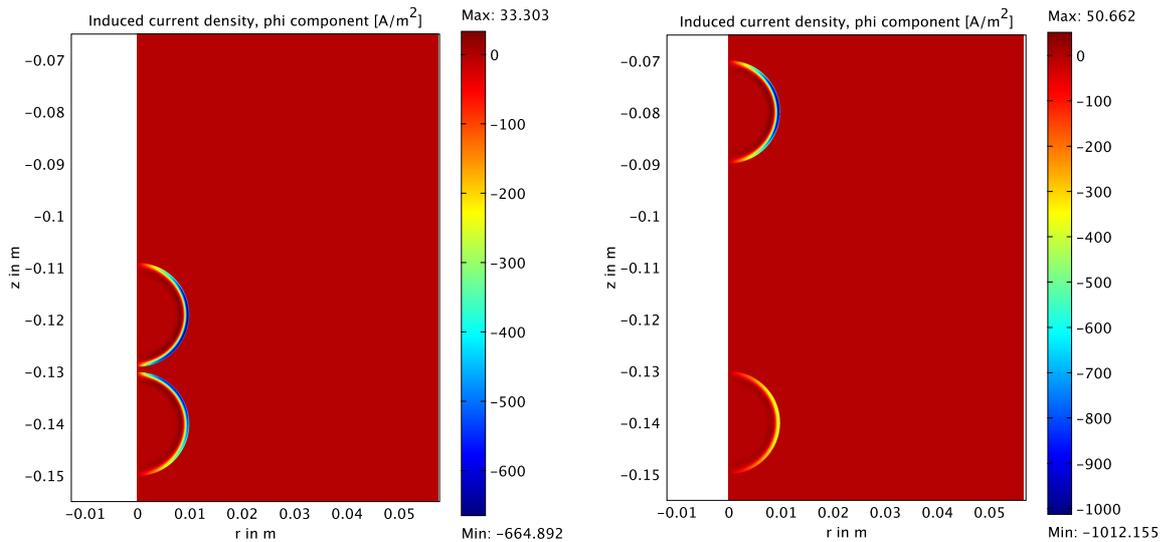


Abbildung 3.3: In den Kugeln induzierte Stromdichten für verschiedene Abstände der Kugeln zueinander. Die Frequenz beträgt 2,4 kHz.

denen die zweite Kugel oberhalb der ersten ist und die Bereiche wo, sie unterhalb ist, getrennt dargestellt. Der Vergleich der analytischen Lösung mit der numerischen für die Spannungen ohne Gegeninduktion zeigt die hohe Genauigkeit der COMSOL-Lösung (Abweichung $< 0,1\%$). Die jeweiligen Werte stimmen sowohl für den Real- als auch für den Imaginärteil sehr gut überein. Es zeigt sich zudem, dass die analytische Beschreibung der Gegeninduktion für Abstände zwischen den Kugeln größer als 5 mm sich qualitativ gut mit den numerischen Ergebnissen deckt. Die Unterschiede bei kleinen Abständen beider Kugeln zeigen, dass wie vermutet, die Ausdehnung der Kugeln ebenfalls eine Rolle spielt. Vor allem im Realteil erhält man einen noch größeren Einfluss der Gegeninduktion auf die gemessenen Signale als es bei der analytischen Berechnung der Fall ist.

Inwieweit die Geometrie dabei eine Rolle spielt veranschaulicht Abbildung 3.3. Dargestellt ist dort der Realteil der induzierten Stromdichten in den Kugeln, einmal für einen großen Abstand und einmal für einen kleinen Abstand zwischen den Kugeln. Wie schon in Abbildung 2.5 zu sehen ist, fließen die gesamten Ströme auf einer dünnen Außenschale, der sich nach innen ein kleiner Bereich anschließt, in dem die Ströme anders herum fließen. Bei großer Entfernung der Kugeln zueinander konzentrieren sich die Stromsysteme um den Äquator. Ihre Schwerpunkttiefe entspricht dem Mittelpunkt der jeweiligen Kugeln. Sind sich die Kugeln sehr nahe, verlagern sich die Stromsysteme der Kugeln weg vom Äquator, hin zu der anderen Kugel. Ihr Abstand ist daher kleiner als bei der analytischen Lösung und die Gegeninduktion größer.

Die in den Minen verbauten Metallteile haben eine weitaus komplexere Geometrie, wie zum Beispiel Bolzen, die von Federn umgeben sind. Die Wechselwirkungen der einzelnen Komponenten können dann nur noch exemplarisch für konkrete Beispiele untersucht werden, wie dies in Kapitel 3.4 der Fall ist. Zunächst soll jedoch untersucht werden, welche Rolle das Gehäuse einer Mine spielt.

3.2.2 Der Einfluss des Minengehäuses

Das Gehäuse einer Mine und der darin befindliche Sprengstoff können nach *Dietrich* [2002] als nicht magnetisch und nicht leitfähig angesehen werden und stellen somit eine negative Leitfähigkeitsanomalie im Boden dar. Eine einfache Simulation des Gehäuses ist daher durch einen luftgefüllten Raum im leitfähigen Boden möglich. *Dietrich* [2002] untersucht diese Konfiguration mit einem numerischen 2D Modell ohne Axialsymmetrie, bei dem die Spule durch zwei parallele, entgegengesetzt stromdurchflossene Leiter approximiert wird. Es zeigt sich, dass eine Anomalie messbar ist. Sie erreicht ihr Maximum, wenn das Gehäuse direkt unter der Leiterbahn ist, und ist etwas kleiner für den Fall, dass es sich zwischen den Leiterbahnen befindet. Im Folgenden soll diese Aussage für den 3D-Fall verifiziert und zum Vergleich auch im Zeitbereich untersucht werden.

Bei der axialsymmetrischen Simulation kann der Körper nicht unter der Spule hinweg bewegt werden, weil dadurch die Rotationssymmetrie verletzt würde. Das Gehäuse wurde daher so groß gewählt, dass es sich auch unter dem Spulendraht befindet. In den gezeigten Simulationen handelt es sich um einen Zylinder mit 12 cm Radius und 5 cm Höhe, dessen Oberkante 2 cm unter der Halbraumgrenze liegt. Der Boden besitzt eine Leitfähigkeit von $0,05\text{ S/m}$. Die Spule hat einen Radius von 10 cm und befindet sich 1 cm über dem Boden. Ergänzend wurden Simulationen durchgeführt, bei denen sich eine Kugel mit $5,1\text{ mm}$ Radius und 17 MS/m Leitfähigkeit mittig in dem Gehäuse befindet.

Abbildung 3.4 zeigt die berechneten Spannungen als Funktion der Zeit. Wegen des großen Zeitbereichs der Simulation und der hohen Dynamik des Signals wurde die Darstellung in zwei Zeitfenster aufgeteilt. Die linke Grafik zeigt die frühen Zeiten. In diesem Zeitbereich ist nicht auszuschließen, dass Verschiebungsströme eine Rolle spielen. Die verwendete Software erlaubt jedoch nicht ihre Berücksichtigung. Das Signal der Kugel ist deutlich kleiner als das Bodensignal und wird daher nicht dargestellt. Zwischen den Situationen mit Gehäuse und ohne Gehäuse ergeben sich nur in dem Zeitbereich zwischen 10^{-11} s und 10^{-9} s kleine Unterschiede. Im übrigen Zeitraum, also auch im typischen Messzeitfenster der Detektoren zwischen $t = 5 \cdot 10^{-5}\text{ s}$ und $t = 5 \cdot 10^{-4}\text{ s}$, sind beide Signale identisch. Das Gehäuse im Boden zeigt sich also nur

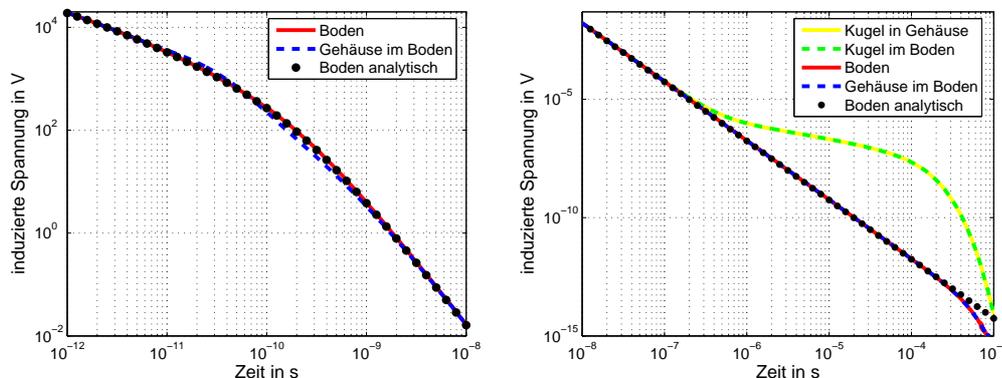


Abbildung 3.4: Induzierte Spannungen für ein Minengehäuse im Boden im Vergleich zum Bodensignal. Links zu frühen Zeiten, rechts zu späten. Die rechte Grafik zeigt zudem das Signal einer Kugel im Boden und im Gehäuse.

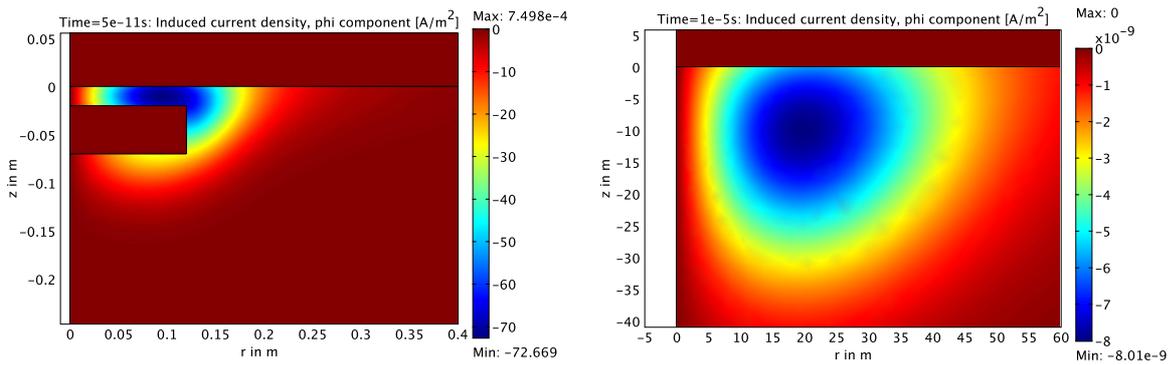


Abbildung 3.5: Induzierte Stromdichten im Boden für verschieden Zeitpunkte.

zu sehr frühen Zeiten. Abbildung 3.5 illustriert dies. Gezeigt sind die induzierten Stromdichten im Boden bei $t = 5 \cdot 10^{-11} \text{ s}$ und bei $t = 10^{-5} \text{ s}$. Zum frühen Zeitpunkt befindet sich das Stromsystem in etwa in der Tiefe des Gehäuses. Zunächst wird es zwischen Oberfläche und der Gehäuseoberkante „eingeschlossen“. Die Spannungen sind etwas höher als das Bodensignal. Ab etwa $t = 5 \cdot 10^{-11} \text{ s}$ passieren die Stromsysteme den Körper. Da sie sich noch in unmittelbarer Nähe zum Gehäuse befinden, macht sich nun das Fehlen von leitfähigem Material bemerkbar und die Spannungen sind etwas niedriger als das Bodensignal. Zu den Zeiten, bei denen die Detektoren messen, also etwa $t = 10^{-5} \text{ s}$, befindet sich der Schwerpunkt des Stromsystems bereits in mehreren Metern Tiefe (Abbildung 3.5, rechts), so dass das Gehäuse keinen Einfluss mehr hat.

Zur Veranschaulichung der Genauigkeit der Simulation ist in Abbildung 3.4 zusätzlich die analytische Lösung für den homogenen Halbraum gezeigt. Man erhält nahezu über den gesamten Zeitbereich eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den Daten. Die Abweichung zu späten Zeiten illustriert eine empirische Abschätzung zur benötigten Größe des Modellraums. Die zahlreichen Tests ergaben für den Zeitbereich, dass der Halbraum mindestens doppelt so groß sein muss wie die Diffusionstiefe des letzten benötigten Zeitpunktes. In diesem Fall ist der Halbraum 200 m groß mit einer Leitfähigkeit von $0,05 \text{ S/m}$. Die Diffusionstiefe beträgt bei $t = 3 \cdot 10^{-4} \text{ s}$ 97 m . Wie zu sehen ist, entspricht dieser Zeitpunkt in etwa dem Wert, bei dem analytische und numerische Lösung von einander abweichen.

Die Ergebnisse der Simulationen für eine harmonische Anregung sind in Tabelle 3.1 zusammengefasst. Es zeigt sich, dass in diesem Fall das Gehäuse für die Metalldetektor typischen Frequenzen von $2,4 \text{ kHz}$ und $19,2 \text{ kHz}$ durchaus einen Einfluss hat. Wie schon beim ge-

Frequenz	U_G/U_B	U_{KG}/U_{KB}	$U_{KG}/(U_G + U_K)$
$2,4 \text{ kHz}$	0,8814 (0,9995)	0,9913 (1)	1 (1)
$19,2 \text{ kHz}$	0,8810 (0,9987)	0,9403 (1)	1 (1)

Tabelle 3.1: Ergebnisse der Simulation eines Minengehäuses für $2,4 \text{ kHz}$ und $19,2 \text{ kHz}$. Die Bezeichnungen bedeuten U_G : induzierte Spannung für das Gehäuse im Boden, U_B : nur Boden, U_{KG} : Kugel im Gehäuse, U_{KB} : Kugel direkt im Boden und U_K : Kugel in Luft. Die Zahlen geben das Verhältnis der Realteile an, in Klammern steht das Verhältnis der Imaginärteile.

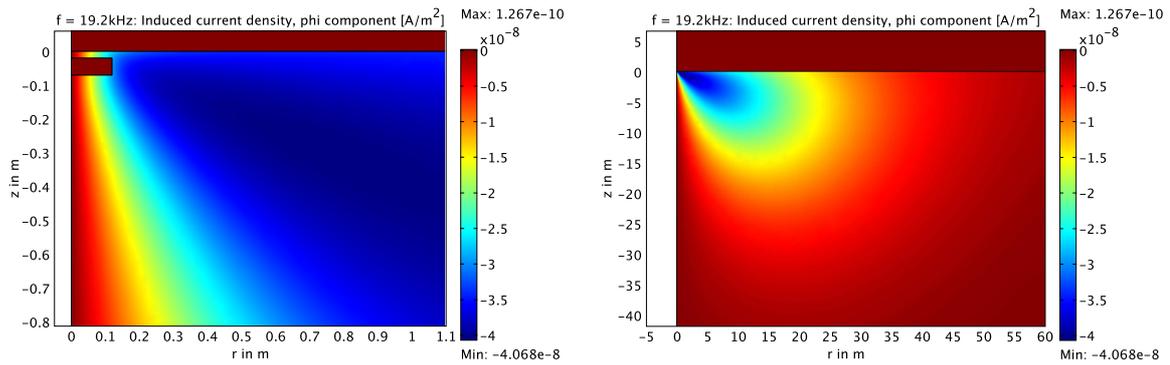


Abbildung 3.6: Induzierte Stromdichten im Boden für verschiedene Modellraumausschnitte. Die Frequenz beträgt 19,2 kHz.

schichteten Halbraum ist vor allem im Realteil ein deutlicher Effekt zu sehen, die induzierten Spannungen sind um ein Zehntel kleiner.

Befindet sich nun eine Kugel im Gehäuse, ist der Realteil ebenfalls kleiner als wenn diese direkt im Boden ist. Dies gilt vor allem für die höhere Frequenz. Im Imaginärteil ist hingegen für beide Frequenzen kein Unterschied messbar.

Dass die Wechselwirkung zwischen Boden und Kugel vernachlässigt werden kann, zeigt die letzte Spalte. Das Signal der Kugel im Gehäuse kann einfach durch eine Addition des Kugelsignals in Luft und des Gehäusesignals ersetzt werden.

Abbildung 3.6 zeigt den Realteil der induzierten Stromdichten bei 19,2 kHz. Eine Darstellung des Imaginärteils ist wegen des starken Primärfeldes wenig aufschlussreich. Obwohl der von den Stromsystemen beanspruchte Raum bis in eine Tiefe von über 15 m reicht (rechte Darstellung), erhält man in unmittelbarer Nähe der Spule immer noch die größten Stromdichten. Eine negative Leitfähigkeitsanomalie wirkt sich daher signalabschwächend aus. Hier zeigt sich auch eine Stärke der numerischen Simulationen. Durch die Berechnung der Felder im gesamten Modellraum können die physikalischen Vorgänge besser visualisiert werden und dienen so einem besseren Verständnis der physikalischen Vorgänge.

Die obigen Simulationen zeigen, dass eine negative Leitfähigkeitsanomalie, wie ein Minengehäuse, nur im Frequenzbereich mit einem Metalldetektor detektierbar ist. Diese Signaländerung ist jedoch, wenn Metall in der Mine ist, so schwach, dass Sie nicht als zusätzliches Indiz für eine Mine und somit für eine verbesserte Minendetektion herangezogen werden kann. Hinzu kommt, dass das hier gewählte Minengehäuse einen etwa doppelt so großen Durchmesser hat wie die später diskutierten Minen und der Boden als sehr leitfähig angenommen wurde. Der Effekt wird daher meist kleiner sein, als in diesem Beispiel. Für die numerischen Simulationen muss das Gehäuse nicht berücksichtigt werden. Es kann später zusammen mit dem Bodensignal einfach zu dem Signal der Metallteile in Luft hinzu addiert werden. In den folgenden Kapiteln werden daher nur die Metallteile modelliert.

3.3 3D-Simulationen im Frequenzbereich

Bei den bisher simulierten Körpern wurden immer Symmetrien ausgenutzt um die Berechnungen zu vereinfachen. In realen Minen sind aber allein schon die verbauten Federn nicht mehr in rotationssymmetrischen Modellräumen beschreibbar. Zudem ist es wünschenswert Profile des Detektors über die Mine zu berechnen, also auch an Positionen abseits der Rotationsachse. Es ist daher notwendig die elektromagnetischen Felder in einem dreidimensionalen Raum zu berechnen. Durch die zusätzliche dritte Dimension wird die Anzahl der Freiheitsgrade im Modell und somit der Speicherplatzbedarf deutlich größer. Es müssen Kompromisse eingegangen werden zwischen der Genauigkeit und der Geschwindigkeit der Simulationen. Je nach Modell kann der Speicherplatzbedarf die zur Verfügung stehenden Kapazitäten übersteigen. Eine Simulation ist dann nicht mehr möglich. Dies ist vor allem bei 3D-Simulationen im Zeitbereich der Fall, die aus diesem Grund hier nicht gezeigt sind.

Die hier vorgestellten Berechnungen sind mit den Softwareversionen COMSOL Multiphysics 3.2 und 3.3 erstellt worden. Die Weiterentwicklung der Software in den letzten drei Jahren war rasant. Zu Beginn erdachte Lösungen, wie zum Beispiel die Modellraumzerlegung (*Lange et al. [2005b]*), die die Gittergenerierung vereinfachte, wurden mit der nächsten Softwareversion überfällig, da diese einen leistungsfähigeren Gittergenerator mit sich brachte. Einige der hier diskutierten Aspekte, werden daher künftig anders gelöst werden. So bieten sich aktuell schon infinite Elemente an, mit denen die Randbedingungen eventuell vereinfacht und verbessert werden können. Auch werden aufgrund steigender Rechnerleistungen mit Sicherheit aufwendigere Modelle im Zeitbereich lösbar sein.

Zunächst wurde die Genauigkeit der numerischen Simulationen untersucht. Als Referenz diente die analytische Lösung für eine Kugel aus Kapitel 2.3.

3.3.1 Vergleich der numerischen mit der analytischen Lösung für eine Kugel

Die wesentlichen Aspekte der numerischen Simulationen hinsichtlich der Genauigkeit sind die Modellraumgröße und die Diskretisierung der einzelnen Teilräume. Beides ist in Abbildung 3.7 gezeigt. Der Modellraum besteht aus zwei übereinander angeordneten Würfeln von je $2m$ Kantenlänge. Sie repräsentieren einen oberen und einen unteren Halbraum, die im Gegensatz zu üblichen Halbräumen, die unendlich ausgedehnt sind, hier seitlich begrenzt sind. Prinzipiell sind auch quaderförmige oder zylindrische Modellräume denkbar. Sie erbrachten aber gegenüber dem gewählten Modell keinen Vorteil bei der Anzahl der Gitterelemente oder der Gittergenerierung und werden daher hier nicht weiter diskutiert.

Für den Sender und den Empfänger wurde eine identische Kreisscheibe mit 10 cm Radius in 5 cm Höhe über der Halbraumgrenze angenommen. Auf ihrem Rand fließt ein Strom $I_0 = 1\text{ A}$. Um auch differentielle Spulenanordnungen berechnen zu können wurde die Kreisscheibe in zwei gleich große Halbkreise geteilt (Abbildung 3.7 rechts oben). Die induzierten Spannungen in der Spule werden über Gleichung 2.1 durch Flächenintegration der zeitlichen Änderung des magnetischen Flusses, also $i\omega B_z$ berechnet. Es ist daher notwendig die Spule möglichst fein zu diskretisieren. Weiterhin erwies es sich als hilfreich für den Gittergenerator den Modellraum zu schachteln um den Kontrast zwischen den Geometrien zu verkleinern. Der große Zylinder

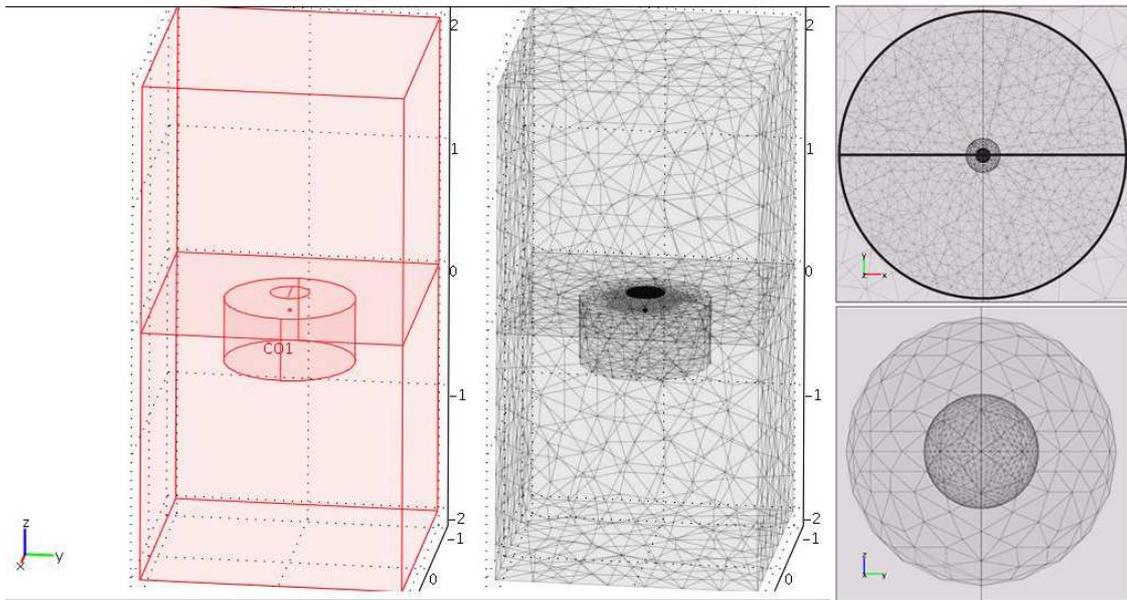


Abbildung 3.7: Modellraum (links) und Gitter der Simulationen für eine Kugel. Die Achsenbeschriftung der linken und mittleren Abbildung ist Meter. Die beiden rechten Abbildungen zeigen Vergrößerungen der mittleren Abbildung. Oben rechts gezeigt ist die Diskretisierung der Spule ($R = 10 \text{ cm}$, Aufsicht auf die x - y -Ebene) und unten rechts die der Kugel ($a_K = 5,1 \text{ mm}$, Aufsicht auf die y - z -Ebene).

($R = H = 0,5 \text{ m}$, Abbildung 3.7 links CO1) und die äußere Kugelschale (Abbildung 3.7 rechts unten) wurden daher allein zu diesem Zweck in den Modellraum eingebaut.

3.3.1.1 Einfluss der Modellraumgröße

Betrachtet werden soll nun der Einfluss der Modellraumgröße. Sie wirkt sich in zweierlei Hinsicht aus. Zum Einen gilt: je größer der Modellraum, desto mehr Elemente werden benötigt. Die Genauigkeit steigt wegen der geringeren Randeffekte, aber auch Speicherplatzbedarf wird größer. Zum Anderen nimmt mit den Ausmaßen des äußeren Modellraums der Kontrast zwischen den kleinsten und den größten Geometrien im Modell zu, was zu einer erschwerten Gittergenerierung führt, die selbst durch Schachtelung nicht erleichtert werden kann.

Abbildung 3.8 zeigt den Vergleich zwischen den analytisch berechneten Daten und dem Ergebnis der numerischen Simulationen für ein Halbprofil über eine nicht magnetische Kugel mit $5,1 \text{ m}$ Radius und 17 MS/m Leitfähigkeit. Dargestellt ist das Verhältnis der jeweiligen Real- und Imaginärteile. Die Spule ($R = 10 \text{ cm}$) bleibt immer am gleichen Ort während die Kugel in 10 cm Tiefe unter der Spule horizontal weg von der Spulenchse (bei $x = 0 \text{ cm}$) bewegt wird und sich somit den Modellraumrändern nähert. Durch die gewählte Randbedingung, nämlich dass die Tangentialkomponente des magnetischen Potentials auf dem Rand gleich null ist, kommt es zu einer Verdichtung der Magnetfeldlinien in Randnähe und somit zu einer Erhöhung der primären und sekundären Felder. Die Abbildung zeigt diesen Effekt deutlich. Das Verhältnis von numerischer zu analytischer Lösung nimmt nach außen hin zu. Dabei gilt, je kleiner der Modellraum, desto stärker die Zunahme. Dies ist auch für die im Anhang B.1 beigefügten Modellierungen der Fall, bei denen die gleiche Untersuchung für andere Frequenzen

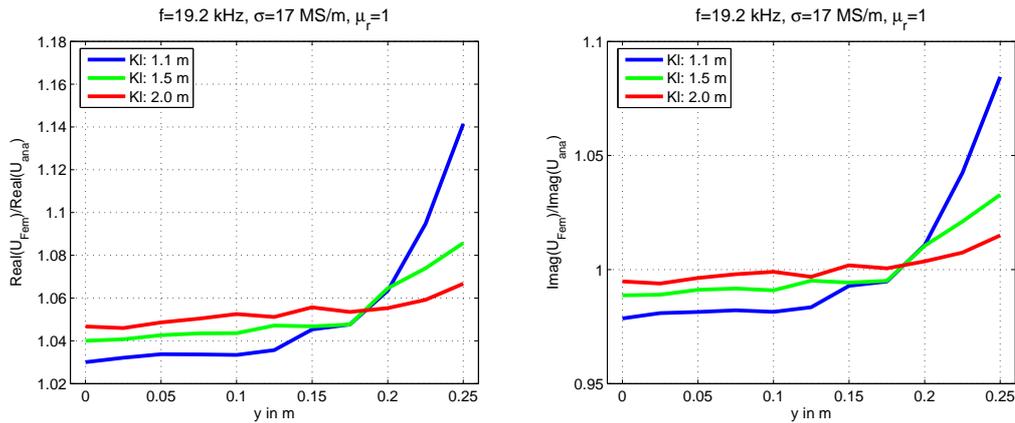


Abbildung 3.8: Variation der Modellraumgröße bei 3D-Simulationen für eine Aluminium-Kugel ($a_K = 5,1 \text{ mm}$) bei $19,2 \text{ kHz}$. Variiert wird die Kantenlänge (Kl) der beiden Würfel aus denen der Modellraum besteht. Die Kugel befindet sich in 10 cm vertikalem Abstand zur Spule. Berechnet wurde jeweils ein Halbprofil, das heißt die horizontale Position der Kugel variiert von 0 cm bis 25 cm Abstand zur Spulennachse. Aufgetragen ist das Verhältnis der Real- (links) und Imaginärteile (rechts) der numerischen Lösung zu den jeweiligen Real- und Imaginärteilen der analytischen Lösung.

und Materialparameter gezeigt ist.

Für die weiteren Simulationen wurde eine Kantenlänge der beiden Würfel von 2 m gewählt. Zwar ist deutlich, dass bei dieser Länge immer noch Randeffekte auftreten, die Genauigkeit der Lösung ändert sich jedoch von innen nach außen nur noch gering ($< 2\%$). Eine weitere Vergrößerung des Modellraums würde die Anzahl der benötigten Gitterelemente weiter erhöhen. Dies geht jedoch insbesondere bei komplexeren Geometrien auf Kosten der Auflösung in den Metallteilen, da insgesamt nur eine begrenzte Speicherkapazität und somit Elementanzahl zur Verfügung steht.

3.3.1.2 Einfluss der Elementgröße

Eine weitere wichtige Größe bei den Simulationen ist die Elementgröße. Dies ist die Länge einer Seite eines gleichseitigen Tetraeders, der das gleiche Volumen hat wie das betrachtete Element. In zwei Dimensionen ist es die Länge eines flächengleichen gleichseitigen Dreiecks. Die Software erlaubt es die maximale erlaubte Elementgröße auf allen Teilgebieten und Flächen zu spezifizieren. Es ist so möglich speziell die Diskretisierung der Spule (maximale Elementgröße= $1 \text{ cm} \approx 1100$ Elemente) und der Metallobjekte feiner zu wählen. Während eine große Anzahl von Elementen bei der Spulenfläche die Integrationsgenauigkeit bei der Berechnung der induzierten Spannungen erhöht, muss bei den Metallobjekten die Skineindringtiefe δ_{FD} berücksichtigt werden. Das Handbuch der Software empfiehlt mehrere Elemente pro Eindringtiefe. Dieser Empfehlung kann bei den Simulationen jedoch nicht immer nachgekommen werden. Bei $19,2 \text{ kHz}$ erhält man für eine magnetische Kugel mit typischen Werten für die Leitfähigkeit (5 MS/m) und die relative magnetische Permeabilität (20) eine Eindringtiefe von $0,3 \text{ mm}$. Die maximale Elementgröße müsste daher kleiner als $0,17 \text{ mm}$ sein, also kleiner als ein Zehntausendstel der Modellraumgröße. Für diesen großen Kontrast gelingt es aber derzeit nicht für alle Positionen ein Gitter zu erstellen. Zudem erhöht eine derart feine Diskretisierung die An-

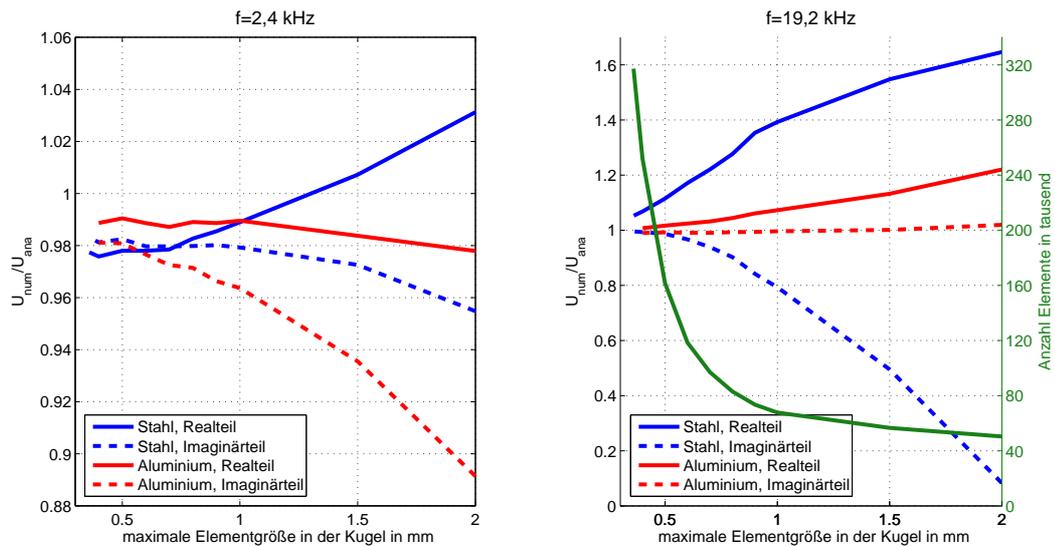


Abbildung 3.9: Verhältnis der Real- und Imaginärteile der numerischen Lösung zur analytischen Lösung für eine Kugel mit 5,1 mm Radius in 10 cm Tiefe mittig unter der Spule in Abhängigkeit von der maximalen Elementgröße in der Kugel für 2,4 kHz (links) und 19,2 kHz (rechts). Die Kugel besteht einmal aus Stahl ($\sigma = 5 \text{ MS/m}$, $\mu_r = 20$) und einmal aus Aluminium ($\sigma = 17 \text{ MS/m}$, $\mu_r = 1$). Zusätzlich ist in der rechten Abbildung noch die absolute Elementanzahl des gesamten Modellraums in Abhängigkeit von der maximalen Elementgröße in der Kugel gezeigt (grün).

zahl der Gitterelemente enorm, so dass eine genügend kleine Elementwahl auch eine Frage des zur Verfügung stehenden Speicherplatzes ist. Die Leitfähigkeiten oder auch Permeabilitäten müssen daher entsprechend kleiner gewählt werden. Die folgenden Untersuchungen zeigen allerdings, dass es nicht nötig ist mehrere Elementgrößen pro Eindringtiefe zu wählen.

Abbildung 3.9 stellt wieder das Verhältnis der Real- und Imaginärteile der numerischen zu den analytischen Lösungen für eine Kugel mit 5,1 mm Radius dar. Der Mittelpunkt der Kugel befindet sich 10 cm unterhalb der Spule auf ihrer Achse. Variiert wird diesmal nicht die Position der Kugel, sondern die maximale Elementgröße in der Kugel, für die hier zwei verschiedene Materialien, Aluminium und Stahl, angenommen wurden. Bei beiden Frequenzen und beiden Materialien konvergieren die Ergebnisse für kleiner werdende Elementgrößen gegen einen konstanten Wert. Während bei 19,2 kHz dieser 1 ist und somit die analytische Lösung erreicht wird, konvergieren die Verhältnisse bei 2,4 kHz gegen 0,98. Der analytische Wert wird also nicht erreicht. Da viele Faktoren die Qualität der Lösung beeinflussen kann nicht genau festgestellt werden, warum der numerische Wert zu klein ist. Mögliche Ursachen sind die geringere Signalstärke bei der niedrigeren Frequenz, so dass numerisches Rauschen eine größere Rolle spielt oder eine zusätzliche Frequenzabhängigkeit der Modellraumgröße. Nichtsdestotrotz ist eine Abweichung von 2 % ein sehr genaues Ergebnis, so dass eine weitere Untersuchung nicht nötig erscheint.

Es stellt sich jedoch immer noch die Frage nach der notwendigen Auflösung der Eindringtiefe bei der Simulation der Metallteile. Diese beträgt bei Aluminium ($\sigma = 17 \text{ MS/m}$, $\mu_r = 1$) für 2,4 kHz 2,49 mm und bei 19,2 kHz 0,88 mm. Bei Stahl ($\sigma = 5 \text{ MS/m}$, $\mu_r = 20$) erhält man für 2,4 kHz 1,02 mm und für 19,2 kHz 0,36 mm. Die benutzten maximalen Elementgrößen

liegen zwischen 2 mm und $0,36\text{ mm}$. Feinere Auflösungen benötigten zu viel Speicherplatz und konnten nicht realisiert werden. Zur Veranschaulichung des steigenden Speicherplatzbedarfs mit steigender Auflösung zeigt Abbildung 3.9 rechts in grün die Gesamtanzahl der Elemente im Modellraum in Abhängigkeit von der maximalen Elementgröße in der Kugel. In dem hier gezeigten Fall konnten maximal Modelle mit 320.000 Elementen berechnet werden, was einer maximalen Elementgröße von $0,36\text{ mm}$ in der Kugel entspricht. Bei Stahl und $19,2\text{ kHz}$ ist bei dieser Auflösung die Abweichung zwischen analytischer Lösung und numerischer Lösung bei ca. 5 %. Bessere Übereinstimmungen sind hier also nicht möglich. Nimmt man 5 % als Grenzwert, so erhält man für Aluminium eine benötigte Auflösung von $0,8\text{ mm}$ als maximale Elementgröße. Beide Werte entsprechen den jeweiligen Eindringtiefen, so dass für die folgenden Simulationen immer mit einer Auflösung von einem Element pro Eindringtiefe gerechnet wurde.

Es sei allerdings noch darauf hingewiesen, dass die Eindringtiefe stark von der Geometrie und dem betrachteten Signalteil, also Real- oder Imaginärteil, abhängt. Wie in Abbildung 2.5 zu sehen ist, kann schon bei Kugeln ein Unterschied festgestellt werden, zum einen zwischen den verschiedenen tief eindringenden Feldern im Real- und Imaginärteil und zum anderen zwischen den tatsächlichen und den berechneten Eindringtiefen (nicht gezeigt). Die allgemein benutzte Formel kann daher nur als Näherung angesehen werden, da sie nur für die Eindringtiefe einer ebenen Welle in einen homogenen Halbraum gilt.

3.4 Modellierung einzelner Minen

Nachdem im vorherigen Kapitel die Genauigkeit der numerischen Simulationen untersucht wurde und sich für die gewählte Modellraumgröße ($2\text{ m} \times 2\text{ m} \times 4\text{ m}$) und Diskretisierung (ein Element pro Skineindringtiefe) eine zufriedenstellende Genauigkeit ergab (Abweichungen zwischen numerischer und analytischer Lösung $< 5\%$) werden nun Simulationen komplexerer Körper durchgeführt. Für diese gibt es keine analytische Vergleichslösung, bei gleichem Modellraum und gleicher Diskretisierung sollten die Ergebnisse ähnlich genau sein, wie die der Kugelsimulationen.

Die Untersuchungen in Kapitel 3.2.2 zeigen, dass der Einfluss des Minengehäuses durch eine Addition des Signals des Gehäuses im Boden zu dem Signal der Metallteile in Luft berücksichtigt werden kann. Es kann daher getrennt von den Metallteilen betrachtet und später hinzu addiert werden. Bei den folgenden Simulationen der Minen wurde deshalb nur das Signal der Metallteile in Luft berechnet.

Zu Beginn der Arbeit stellte sich die Frage nach dem richtigen Ansatz für die Inversionsrechnungen. Klassische geophysikalische Inversionsverfahren zerteilen den Untergrund in diskrete Teilbereiche deren elektromagnetischen Eigenschaften bestimmt werden. Abgesehen von den Schwierigkeiten den Modellraum genügend fein zu diskretisieren und das Inversionsproblem im Feld, also in kürzester Zeit, zu lösen, stellt sich die Frage, ob durch eine Anpassung der Daten eine eindeutige Rekonstruktion der Mine überhaupt möglich ist. Durch die im Vergleich zu den Abmessungen der Metallteile große Entfernung des Detektors zur Mine und die beschränkte Messgenauigkeit im Feld können nur die ersten Terme des Multipolfeldes der Mine bestimmt werden. Die höheren Terme, die eine genaue Rekonstruktion erlauben würden, stehen nicht

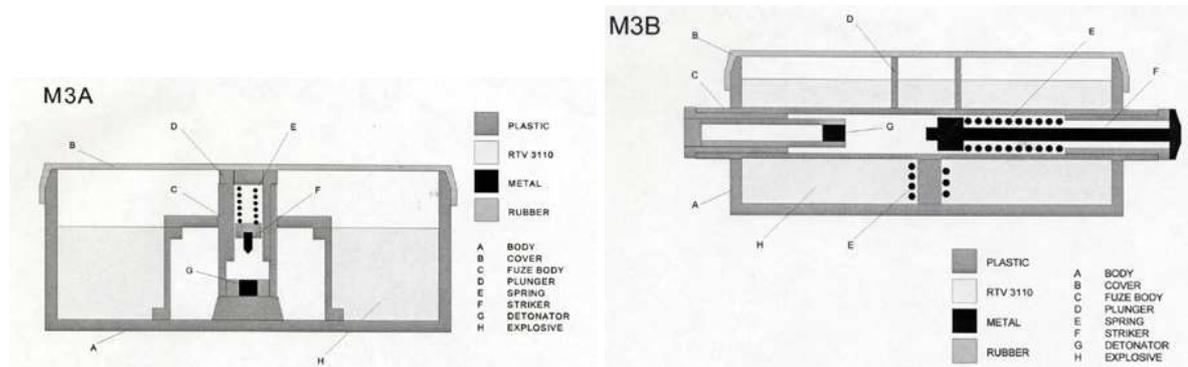


Abbildung 3.10: Skizzen der Minen M3A (Zylindrisch, $R = 5,5 \text{ cm}$, $H = 4 \text{ cm}$) und M3B (Zylindrisch, $R = 5,5 \text{ cm}$, $H = 5 \text{ cm}$). Die Abbildungen sind aus Nesti und Verlinde [2003].

zur Verfügung. Es ist daher eventuell möglich das sekundäre Feld durch einfache Dipolfelder, wie sie für die Berechnung der Felder von Rotationsellipsoiden im homogenen äußeren Feld benutzt werden, zu erklären. Eine genaue Rekonstruktion der Minenteile durch die Inversion wäre dann weder möglich noch nötig.

Mit Hilfe der numerischen Simulationen soll zunächst das Signal der Minen untersucht werden. Die beiden Objekte, deren Signal hier simuliert wird, sind Minensurrogate. Dies sind Ersatzkörper die in etwa das gleiche elektromagnetische Verhalten besitzen wie echte Minen oder Minenklassen. Sie werden im Folgenden der Einfachheit halber auch als Minen bezeichnet. Nähere Untersuchungen zu den Minensurrogaten wurden innerhalb des EU-Projektes *MIME-VA* durchgeführt und können bei *Fortuny-Guasch et al.* [2001] nachgelesen werden. Beide Körper wurden bei allen im HuMin/MD-Projekt durchgeführten Messungen benutzt und sind daher von besonderem Interesse. Abbildung 3.10 zeigt Skizzen von ihnen. Die für die Modellierungen wesentlichen Metallteile sind schwarz dargestellt. Bei der linken M3A handelt es sich von den Metallteilen her um eine Mine mit kleinstem Metallgehalt, die zum Beispiel die jugoslawischen PMA-1 und PMA-3 oder die tschechische PP-Mi-Ba repräsentiert. Die rechts gezeigte M3B ist eine Mine mit hohem Metallgehalt, die unter anderem für die russische PMN und PMN-2 oder die chinesische Type 58 typisch ist (*Nesti und Verlinde* [2003]).

Zunächst bestand der Anspruch, das gemessene Signal über diesen Minen exakt zu simulieren. Eine Recherche der elektromagnetischen Eigenschaften von Metallen (zum Beispiel bei *www.matweb.com* oder bei *Landolt* [1992]) zeigte jedoch, dass diese ohne exakte Spezifizierung des Metalls, die nicht immer vorlag, um einen Faktor zehn variieren können oder gar nicht erst bekannt sind. Zudem werden oftmals durch die Bearbeitung des Metalls die magnetischen Eigenschaften nachträglich verändert. Eine Übereinstimmung mit den gemessenen Daten wurde daher nicht weiter angestrebt. Nichtsdestotrotz wurde versucht die gewählten Minen so genau wie möglich nachzubilden.

Im Folgenden werden Simulationen beider Minen, sowie Vergleiche mit den Signalen von Rotationsellipsoiden gezeigt.

3.4.1 M3A

Die Mine M3A kann geöffnet werden und ermöglicht daher die verbauten Metallteile genauer zu rekonstruieren. Ein Foto ist in Abbildung 3.11 links dargestellt. Ein Vergleich mit der Skizze zeigt, dass diese die Metallteile nur ungenügend genau beschreibt. Der Bolzen zum Beispiel besitzt keine Spitze und ist tatsächlich viel näher an der Zündkapsel als es die Skizze vermuten lässt.

Anhand des Fotos wurde nun versucht die Metallteile so genau wie möglich nachzubilden. Das entsprechende Modell, sowie das Gitter sind ebenfalls in Abbildung 3.11 in der Mitte, bzw. rechts dargestellt. Feinheiten, wie der Drehsinn der Feder, die Abflachung ihrer Enden oder das Gewinde der abgesägten Schraube wurden vernachlässigt. Bei Feder und Bolzen handelt es sich um rostfreien Stahl und bei der Zündkapsel um Aluminium. Für die Modellierungen wurde für den Stahl $\sigma = 5 \text{ MS/m}$ und $\mu_r = 20$ und für das Aluminium $\sigma = 17 \text{ MS/m}$ und $\mu_r = 1$ angenommen. Um den Eindringtiefen bei $19,2 \text{ kHz}$ Rechnung zu tragen wurde als maximale Elementgröße bei den Stahlkörpern $0,3 \text{ mm}$ und bei der Aluminiumkapsel $0,8 \text{ mm}$ gewählt. Die Maße der einzelnen Körper sind in der Bildunterschrift angegeben. Modellraum und Spule sind wie in Kapitel 3.3.1 gewählt.

Das für dieses Modell erzeugte Gitter besteht aus ca. 250.000 Elementen. Auf dem zur Verfügung stehenden Rechner (AMD Athlon, 64 bit-Architektur, Taktfrequenz 2 GHz, 3 GB Arbeitsspeicher, 40 GB Swap) benötigt man mit dem Spooles-Löser (siehe COMSOL AB [2005]) 3 Stunden pro Frequenz und Position zur Berechnung der Lösung. Hinzu kommt eine weitere Stunde zur Berechnung des Primärfeldes für jedes Gitter und jede Frequenz. Um ein

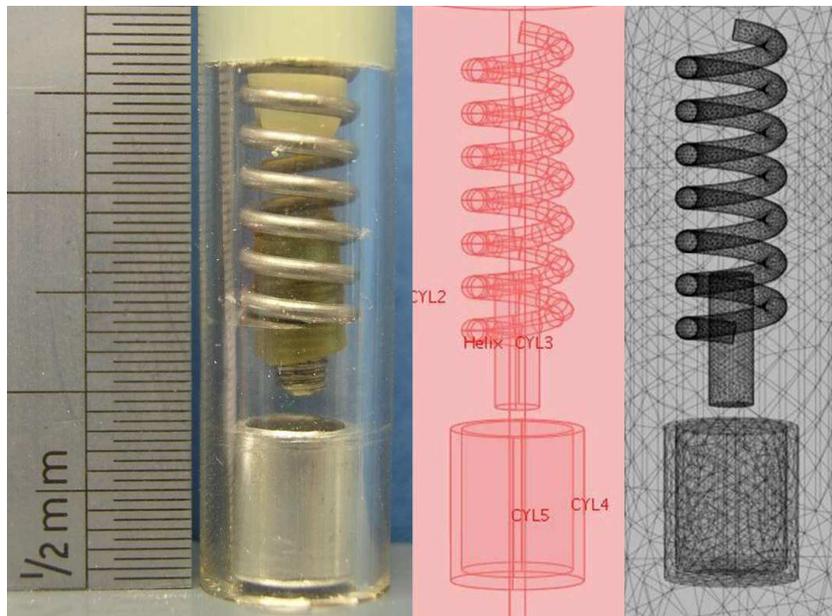


Abbildung 3.11: Foto, Modell und Gitter für die Mine M3A. Die Oberkante der Zylinder $CYL4$ (aussen, Radius=3 mm, Höhe= 7 mm) und $CYL5$ (innen, Radius=2,5 mm, Höhe=6,5 mm), deren Zwischenraum die Zündkapsel darstellt ist in einer Tiefe von $z=-0,1 \text{ m}$. Die Unterkante des Bolzens ($CYL3$, Radius=1 mm, Höhe=6 mm) liegt bei $z=-0,099 \text{ m}$ und die der Feder ($R_{\text{Draht}} = 0,5 \text{ mm}$, $R_{\text{Feder}} = 2 \text{ mm}$, $H = 14 \text{ mm}$, Abstand zwischen zwei Windungen=2 mm) bei $z = -0,096 \text{ m}$.

Halbprofil mit 11 Positionen für 2 Frequenzen zu erzeugen bedarf es also mehr als dreieinhalb Tage. Modellierungen des Einflusses einzelner Parameter oder gar Inversionsrechnungen sind daher sehr zeitaufwendig und wurden nicht durchgeführt.

Zunächst wurde ein Halbprofil über die M3A in der in Abbildung 3.11 beschriebenen Tiefe, also ca. 15 cm unter der Spule (bei $z = 5\text{ cm}$), simuliert. Zusätzlich wurde das Signal der einzelnen Bauteile und der drei möglichen Kombinationen zweier Bauteile für das Halbprofil berechnet. Abbildung 3.12 zeigt die induzierten Spannungen für eine koinzidente Spulenanordnung bei 2,4 kHz und 19,2 kHz für die gesamte Mine, die Einzelteile, sowie die Addition der drei Einzelteilsignale. Die Abbildungen C.36-C.39 im Anhang C zeigen das mit einer differentiellen Spulenanordnung gemessene Signal für die baugleiche Mine M1A.

Durch den Vergleich der Summe der Einzelsignale mit dem Signal der Mine kann auch hier wieder der Einfluss der Gegeninduktion untersucht werden. Im Realteil bewirkt die Gegeninduktion eine Verstärkung des Signals. Den größten Anteil am Signal hat hier für beide Frequenzen das nicht magnetische Zündhütchen („Hut“), gefolgt vom Bolzen und der Feder. Im Imaginärteil kommt der größte Signalanteil von der Feder. Hierbei ist das große magnetisierbare Volumen der Feder ausschlaggebend. Der Hut spielt bei 2,4 kHz kaum eine Rolle, bei

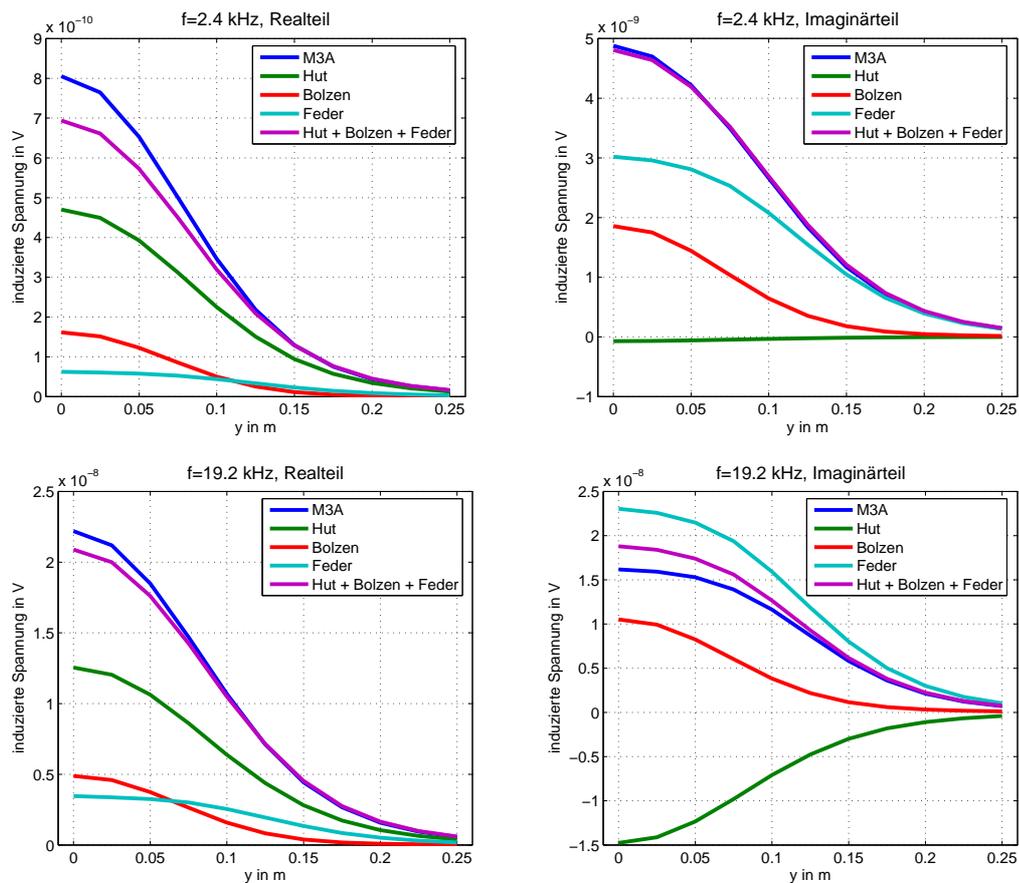


Abbildung 3.12: Induzierten Spannungen für eine koinzidente Spulenanordnung bei 2,4 kHz (oben) und 19,2 kHz (unten) für die gesamte Mine M3A, ihre Einzelteile, sowie die Addition der drei Einzelteilsignale.

19,2 kHz erzeugt er eine den anderen Einzelteilsignalen entgegengesetzte Spannung und wirkt daher signalabschwächend. Bei 2,4 kHz entspricht das M3A-Signal nahezu der Summe der Signale von Bolzen und Feder. Die Gegeninduktion zwischen den Teilen ist gering. Anders ist dies bei 19,2 kHz , wo die Gegeninduktion abschwächend wirkt. Die wichtigste Wechselwirkung ist hier die zwischen Hut und Bolzen (siehe auch Abbildungen B.4 und B.5 im Anhang B.2).

Die gegenseitige Beeinflussung der Teile ist also äußerst komplex. Je nach Frequenz zeigen sich im Real- und Imaginärteil unterschiedliche Verhalten der einzelnen Metallteile und somit schwankt ihre Bedeutung für das Gesamtsignal. Die Mine muss daher als ein komplexes Gebilde verstanden werden und nicht als Summe von Einzelteilen. Die Volumina, magnetischen und elektrischen Eigenschaften und Formen der jeweiligen Teile, sowie ihre Abstände zueinander beeinflussen das Gesamtsignal. Eine detaillierte Rekonstruktion der Mine aus dem Signal scheint daher wegen der Vielzahl an entscheidenden Parametern und der begrenzten Frequenzanzahl, sowie die durch den Boden beschränkte Vielfalt an Messpositionen relativ zur Mine schwierig.

Es bleibt die Frage, ob das Minensignal durch andere, geometrisch einfacher zu beschreibende Körper reproduziert werden kann. Um dies zu beantworten wurde das Signal zunächst für eine differentielle Empfängerspulenordnung, wie sie in Abbildung 2.1 und 3.7 zu sehen ist, berechnet. Die in den beiden Spulenhälften induzierte Spannung wurde dazu voneinander subtrahiert, statt wie vorher addiert. Die Daten wurden daraufhin mit dem später in Kapitel 4 vorgestellten Inversionsprogramm ausgewertet. Anders als bei der Auswertung der realen Metalldetektordaten, wo die Smith-Approximation benutzt wird um die Geschwindigkeit der Inversion zu erhöhen, wurde die exakte analytische Lösung von *Ao* [2001] als Vorwärtsrechnung verwendet um möglichst genau die physikalischen und geometrischen Parameter des Rotationsellipsoiden zu bestimmen. Um ausschließen zu können, dass das aus der Inversion erhaltene Modell nur für eine Tiefe oder Orientierung repräsentativ ist, wurden drei Modelle gerechnet, in 10 cm Tiefe, in 15 cm Tiefe und eine um 90° um die Doppel-D-Achse der Empfängerspule gekippte M3A, ebenfalls in 15 cm Tiefe. Die Tiefenangaben beziehen sich auf die Oberkante des Zündhütchens, beziehungsweise bei horizontaler Ausrichtung auf die Tiefe der Rotationsachse des Zündhütchens.

Die Abbildungen 3.13 und 3.14 zeigen die Anpassungen der Daten durch einen Rotationsellipsoiden. Versucht man denjenigen zu bestimmen der alle vier Signalkomponenten (die Real- und Imaginärteile beider Frequenzen) am besten anpasst, also das kleinste χ^2 zur Folge hat, erhält man die in Abbildung 3.13 dargestellten Daten. Das Modell ist ein oblater Rotationsellipsoid mit $\sigma = 1,82 MS/m$, $\mu_r = 2,98$, $b = 2,17 mm$ und $a = 3,63 mm$, der in etwa die Dimensionen des Zündhütchen hat, jedoch jeweils ca. 1 cm höher liegt. Er ist nur leicht magnetisch und weniger leitfähig als jedes der einzelnen Metallteile. Die Signale können allerdings auch nur ungenügend durch diesen Rotationsellipsoiden beschrieben werden. Aufgrund der Komposition des Signals aus verschiedenen Körpern mit verschiedenen Materialien, gelingt es nicht die Amplituden und den lateralen Verlauf für beide Frequenzen und beide Signalteile durch einen einzelnen Rotationsellipsoiden anzupassen.

Anders verhält es sich, wenn nur die gewichtete Differenz der Imaginärteile und die beiden Realteile betrachtet werden (Abbildung 3.14) wie es bei Felddaten aufgrund der Bodenkompensation geschieht. In diesem Fall können alle drei Signalkanäle für alle untersuchten Tie-

fen und Orientierungen perfekt durch einen Rotationsellipsoiden in der exakt gleichen Tiefe wie die Mine beschrieben werden. Die Dimensionen des prolaten Ellipsoiden ($2b = 2,14\text{ cm}$, $2a = 4,36\text{ mm}$) entsprechen in etwa denen der Metallteilkombination (Gesamthöhe mit Feder: $2,7\text{ cm}$, ohne Feder: $1,4\text{ cm}$, Breite: 6 mm). Die elektrische Leitfähigkeit ($\sigma = 4,56\text{ MS/m}$) entspricht in etwa dem der Stahlteile ($\sigma = 5\text{ MS/m}$), die relative magnetische Permeabilität ist jedoch deutlich niedriger ($\mu_r = 2,88$ gegenüber $\mu_r = 20$ bei den Stahlteilen).

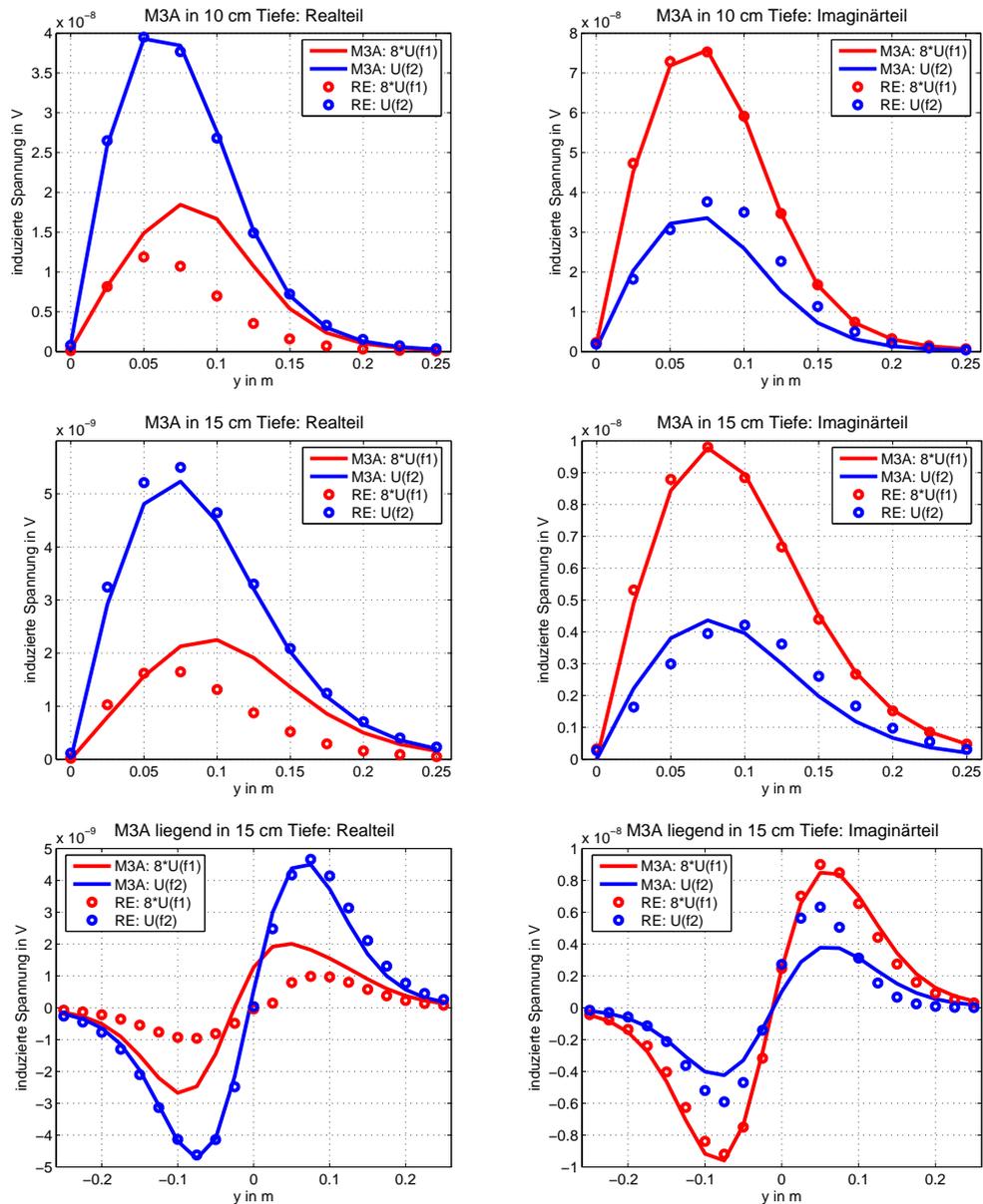


Abbildung 3.13: Induzierte Spannungen U für eine differentielle Spulenanordnung bei $f_1 = 2,4\text{ kHz}$ und $f_2 = 19,2\text{ kHz}$ für die M3A in 10 cm (oben) und 15 cm (mitte) Tiefe (Oberkante des Zündhütchens) und Orientierungen (oben und mitte aufrecht, unten horizontal) und Vergleich mit den induzierten Spannungen eines Rotationsellipsoiden („RE“, $\sigma = 1,82\text{ MS/m}$, $\mu_r = 2,98$, $b = 2,17\text{ mm}$, $a = 3,63\text{ mm}$, Tiefen, oben: $13,47\text{ cm}$, mitte: $8,59\text{ cm}$, unten: $13,87\text{ cm}$). Das Signal für $2,4\text{ kHz}$ ist achtfach verstärkt.

Warum jetzt eine andere Anpassung möglich ist und der Ellipsoid nur eine kleine relative magnetische Permeabilität besitzt, kann anhand von Abbildung 3.15 erklärt werden. Gezeigt ist die gewichtete Differenz der Imaginärteile für eine koinzidente Empfängerspule und für die differentielle Empfängerspulenordnung. Der größte Signalanteil kommt nun von dem Zündhütchen und dem Bolzen. Die Feder hingegen hat im Gegensatz zu ihrem Signal bei den

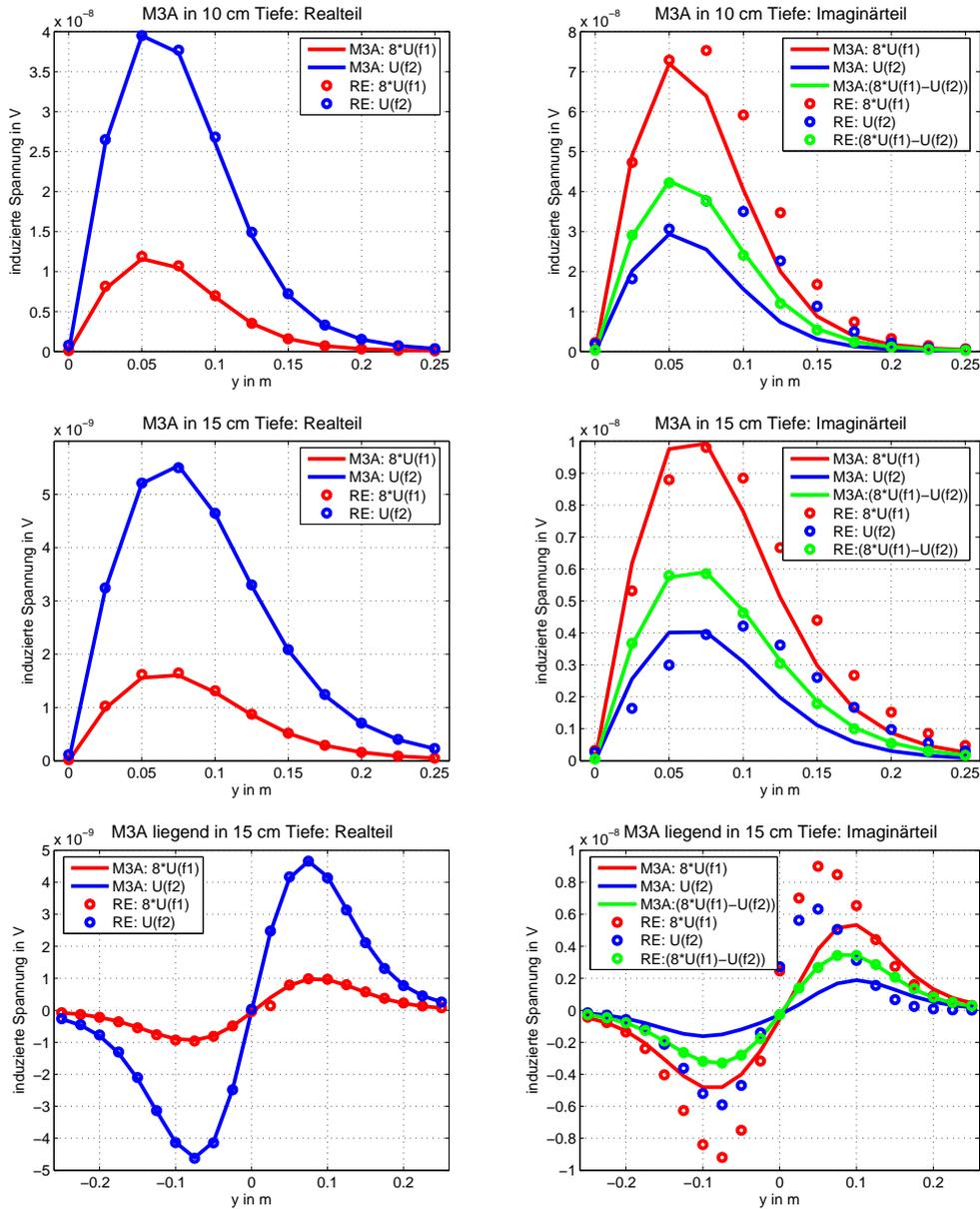


Abbildung 3.14: Induzierte Spannungen U für eine differentielle Spulenordnung bei $f_1 = 2,4 \text{ kHz}$ und $f_2 = 19,2 \text{ kHz}$ für die M3A in 10 cm (oben) und 15 cm (mitte) Tiefe (Oberkante des Zündhütchens) und Orientierungen (oben und mitte aufrecht, unten horizontal) und Vergleich mit den induzierten Spannungen eines Rotationsellipsoiden („RE“, $\sigma = 4,56 \text{ MS/m}$, $\mu_r = 2,88$, $b = 1,07 \text{ cm}$, $a = 2,18 \text{ mm}$, Tiefen, oben: 15,04 cm, mitte: 10 cm, unten: 14,99 cm). Das Signal für 2,4 kHz ist achtfach verstärkt. Für den Imaginärteil ist zudem die gewichtete Differenz der beiden Imaginärteile gezeigt ($8 \cdot U(f = 2,4 \text{ kHz}) - U(f = 19,2 \text{ kHz})$).

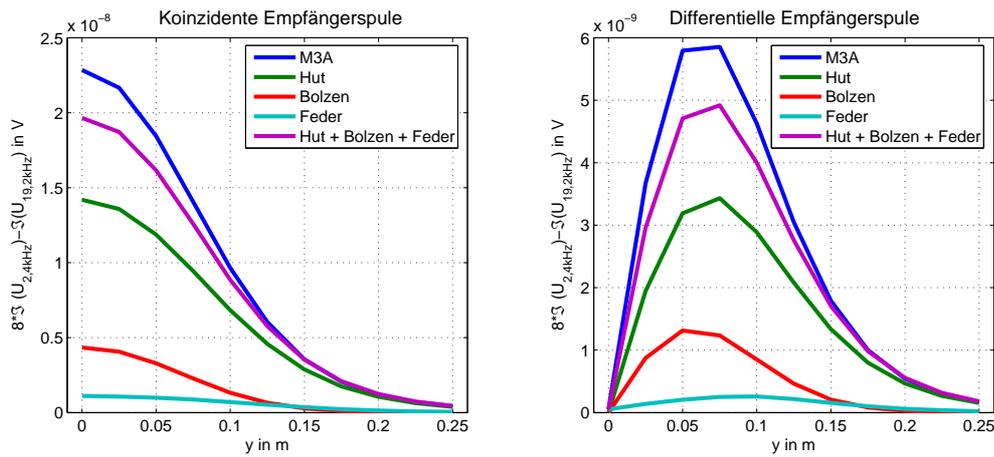


Abbildung 3.15: Gewichtete Differenz der Imaginärteile der induzierten Spannungen für eine koinzidente (links) und eine differentielle Spulenanordnung (rechts) für die gesamte Mine, die Einzelteile, sowie die Addition der drei Einzelteilsignale. Gezeigt ist jeweils die Differenz zwischen dem achtfachen des Imaginärteils bei 2,4 kHz und dem einfachen des Imaginärteils bei 19,2 kHz.

Imaginärteilen in Abbildung 3.12, wo sie den größten Anteil ausmacht, kaum noch einen Einfluss auf das Signal. Sie wurde, ähnlich wie ein statisch magnetischer Boden nahezu kompensiert. Der Grund hierfür liegt in ihrer Geometrie. Eine Feder wie sie hier verwendet wird, also ohne anliegende Enden, entspricht im Wesentlichen einem geraden Drahtstück. Die Stromsysteme können sich daher nur begrenzt ausbreiten. Die Fläche, die sie dabei in Anspruch nehmen hat in etwa die Ausmaße des Drahtquerschnitts, hier also $\frac{\pi}{4} mm^2$.

Wie Abbildung 3.16 zeigt, sind dem zufolge die Ströme in der Feder am niedrigsten. Ihr Signal wird hauptsächlich durch ihre magnetischen Eigenschaften verursacht. Wie bereits in Kapitel 2.3.2 diskutiert, erzeugen diese im Fall von Kugeln und niedrigen Induktionszahlen ein Frequenz unabhängiges und rein reelles sekundäres Magnetfeld. In dem hier vorliegenden Fall sind die niedrigen Induktionszahlen wegen des kleinen Drahtdurchmessers gegeben. Die induzierten Spannungen ergeben sich durch die Multiplikation des Magnetfeldes mit $i\omega$. Sie sind daher im Wesentlichen imaginär und proportional zur Frequenz. Das Signal der Feder im Imaginärteil kann somit durch Frequenzwichtung fast vollständig eliminiert werden.

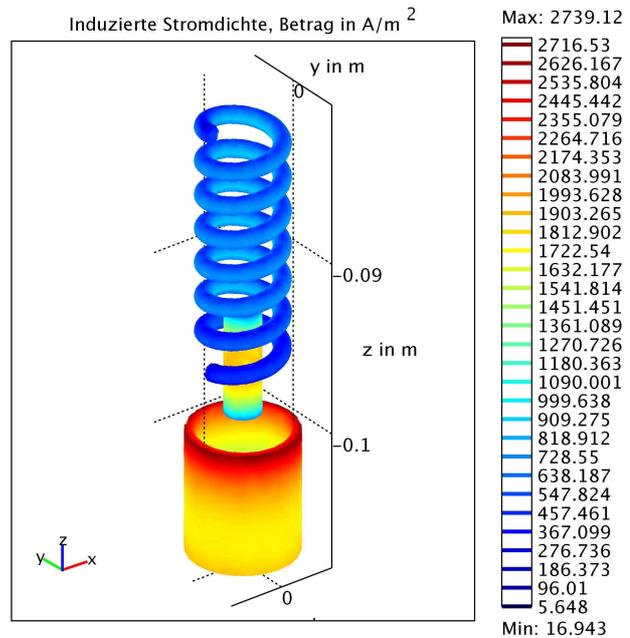


Abbildung 3.16: Induzierte Stromdichte in den Metallteilen der M3A bei 19,2 kHz.

Die gewichtete Differenz der Imaginärteile des Minensignals beinhaltet also kaum noch Informationen über die Feder. Dieser Verlust an Komplexität ermöglicht jedoch die Anpassung der Daten durch einen Rotationsellipsoiden, der zudem auch für verschiedene Tiefen und Orientierungen das gleiche Signal wie die Mine erzeugt.

3.4.2 M3B

Die Minensurrgate M3B stellt, wie bereits erwähnt, eine Mine mit hohem Metallgehalt dar, die zudem durch die eher ungewöhnliche horizontale Ausrichtung der Metallteile von Interesse ist. Die Grundlage des Modells ist die in Abbildung 3.10 gezeigte Skizze. Ein zerstörungsfreies Öffnen der Mine um die Metallteile genauer zu spezifizieren war nicht möglich. Laut *Nesti und Verlinde* [2003] handelt es sich bei dem Bolzen um eine 65 mm lange Schraube (6 mm Durchmesser) mit Mutter und bei dem Zündhütchen um das gleiche wie bei der M3A. Die gezeigten Federn bestehen aus Klavierseiten, die um die Schraube bzw. einen inneren Gehäuseteil gewickelt sind. Abbildung 3.17 zeigt die Diskretisierung der Metallteile, die simuliert wurden. Das gesamte Modell besteht aus ca. 260.000 Gitterelementen. Die beiden Federn konnten nicht berücksichtigt werden, da ein solches Modell 1.500.000 Gitterelemente benötigt und daher viel mehr Speicherplatz verbrauchen würde, als aktuell zur Verfügung steht.

Die Mine besteht somit nur aus dem Zündhütchen, für das die gleichen Abmessungen gewählt wurden wie bei der M3A, und der Schraube. Diese besteht in dem Modell aus mehreren Zylindern, hat eine Gesamtlänge von 68 mm und einen Durchmesser von 6 mm. Der zylindrische Kopf hat einen Durchmesser von 13 mm und ist 3 mm hoch. Die Mutter (Radius=5 mm, Höhe=5 mm) sitzt 4 mm vor dem Ende der Schraube. Für die Position „0 cm“ befindet sich die Spitze der Schraube bei $y = 0$ cm, ihr Kopf bei -6,8 cm und das Hütchen bei $y = 2,16$ cm. Weiterhin wurde für die Stahlschraube eine Leitfähigkeit von 1 MS/m und ein $\mu_r = 20$ angenommen, um bei einer maximalen Elementgröße von 0,5 mm eine genügend genaue Simulation zu gewährleisten. Die Erhöhung der maximalen Elementgröße und somit die Erniedrigung der Leitfähigkeit wurden nötig, da durch das große Volumen des Bolzens sonst zu viele Elemente zur Diskretisierung benötigt worden wären. Für das nicht magnetische Aluminiumhütchen wurde daher auch eine etwas niedrigere Leitfähigkeit von 12 MS/m gewählt.

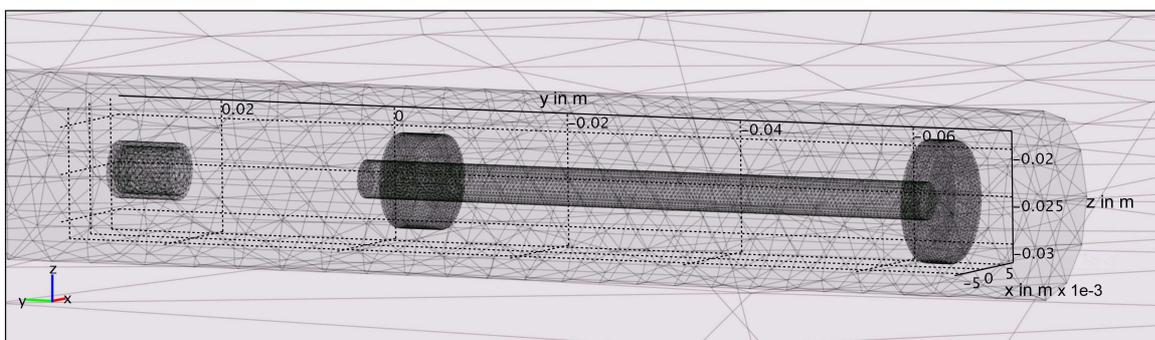


Abbildung 3.17: Diskretisierung der Metallteile der M3B

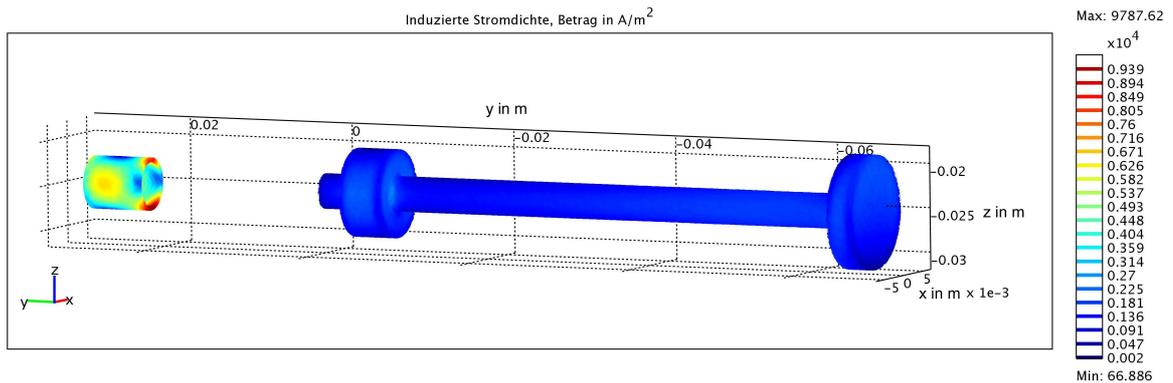


Abbildung 3.18: Betrag der induzierten Stromdichte in den Metallteilen der M3B für eine Tiefe von 7,5 cm unter der Spule an der Position $y = 0$ cm bei 19,2 kHz

Aufgrund der nicht mehr gegebenen Rotationssymmetrie bezüglich der Spulenchse (bei $y = 0$ cm) wurden für die M3B Profile für Positionen von -25 cm bis 25 cm in einer Tiefe der Schraubenachse von 7,5 cm und 15 cm unter der Spule simuliert.

Die induzierten Stromdichten in den Metallteilen bei Position $y = 0$ cm in 7,5 cm Tiefe zeigt Abbildung 3.18. Die induzierten Spannungen für die Mine, den Hut, den Bolzen und die Summe der Signale von Hut und Bolzen für das gesamte Profil sind in Abbildung 3.19 zu sehen. Dargestellt sind zum einen die in einer koinzidenten Spule induzierten Spannungen und zum anderen die Spannungen für eine differentielle Spulenanordnung bei der der Mittelsteg senkrecht zur Minenachse ausgerichtet ist. Die Abbildungen C.44-C.51 im Anhang C zeigen das mit einer differentiellen Spulenanordnung gemessene Signal.

Anders als bei der M3A stimmen hier die Addition der beiden Einzelteilsignale und das Minensignal gut überein. Die Gegeninduktion zwischen den Teilen spielt demnach keine Rolle. Dies liegt zum einen daran, dass das Signal des Zündhütchens wesentlich kleiner ist, als das des Bolzens und zum anderen an dem relativ großen Abstand (> 2 cm) beider Teile zueinander. Überhaupt erhält man für beide Frequenzen nur im Realteil einen nennenswerten Einfluss des Hütchens auf das Signal. Die wesentliche Signalform wird allein durch den Bolzen bestimmt.

Ein wesentliches Merkmal solch lang gestreckter Körper ist das hier deutlich erkennbare Minimum des Signals über dem Objekt. Es entsteht durch das Zusammenspiel zweier Vorgänge. Zum einen ist die Entfernung zwischen der Spule und der Mine bei etwa $x = -3,4$ cm am geringsten, da sich hier die Spule direkt über der Schraubenmitte befindet. Wird die Spule nach rechts oder links bewegt wird die Entfernung größer und somit das Primärfeld am Ort der M3B schwächer. Auf der anderen Seite ändert sich auch die Richtung des Primärfeldes am Ort der Mine. Ist die Spule darüber, ist es senkrecht zur Schraubenachse. Wird die Spule in x-Richtung zur Seite bewegt, ändert sich die Richtung des Primärfeldes am Ort der Mine und der Anteil, der parallel zur Schraubenachse ist, steigt. In Abhängigkeit von der Tiefe erreicht man einen Punkt an dem Primärfeld und Schraubenachse ausschließlich parallel sind. Bei noch größeren Entfernungen steigt dann wieder der senkrechte Anteil (siehe auch Abbildung 2.2 links). Stellt man sich die Schraube vereinfacht als magnetischen Rotationsellipsoiden vor, wird bei einer Spulenposition direkt über der Mine nur das kleinere transversale Dipolmoment angeregt, während bei den Positionen abseits der Mine das größere axiale Dipolmoment angeregt

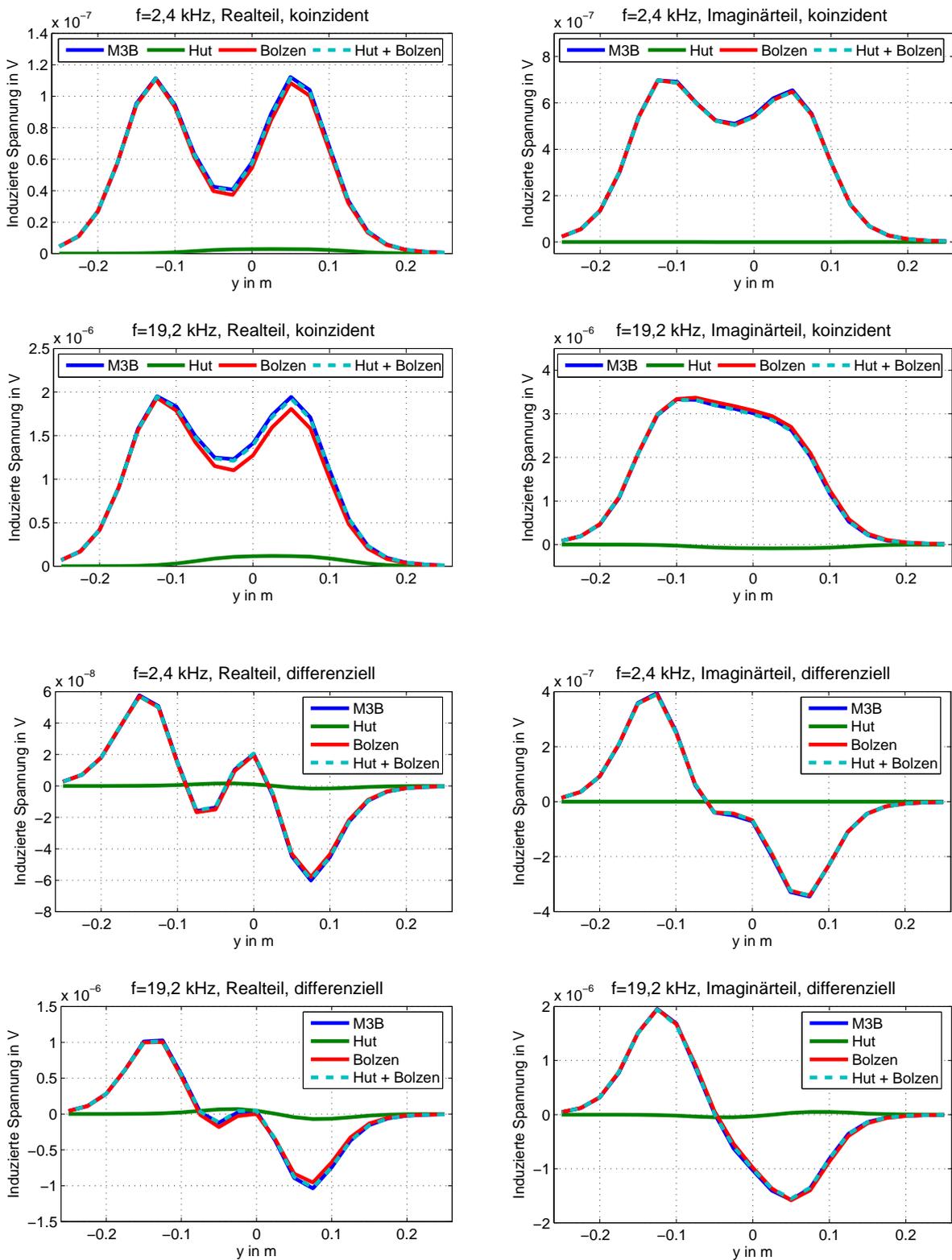


Abbildung 3.19: Induzierte Spannungen für eine koinzidente (oben) und eine differenzielle Spulen-anordnung (unten) bei 2,4 kHz und 19,2 kHz für die gesamte Mine M3B, ihre Einzelteile, sowie die Addition der beiden Einzelteilsignale. Die Mine befindet sich 7,5 cm unterhalb der Spule.

wird. Anders als das Primärfeld am Ort der Mine, das kleiner wird, wenn die Spule zur Seite wegbewegt wird, wird das Dipolmoment der Schraube aufgrund der Richtungsänderung des anregenden Magnetfeldes größer. Je nach dem welcher der beiden Effekte überwiegt, erhält man ein Minimum oder ein Maximum über der Mine. In dem hier gezeigten Fall dominiert der Effekt, der durch die Änderung der Magnetfeldrichtung entsteht. Es sei noch angemerkt, das neben der Tiefe des Objektes vor allem der Unterschied zwischen transversalem und axialem Dipolmoment wichtig ist. Da die Dipolmomente und somit der Unterschied frequenzabhängig sind, ist der oben beschriebene Effekt im Imaginärteil der Daten für die Frequenz $19,2 \text{ kHz}$ kaum ausgeprägt.

Bei der differentiellen Empfängerspulenordnung erhält man, da es sich um eine Horizontalgradientenmessung handelt, dementsprechend einen dreifachen Vorzeichenwechsel (Abbildung 3.19). Aufgrund der Größe der beiden Empfängerspulen treten diese jedoch nicht für alle Signalteile auf. Weiterhin ist vor allem im Imaginärteil bei $19,2 \text{ kHz}$ ein deutlicher Trend im Signal zu beobachten, der durch den asymmetrischen Aufbau der Schraube entsteht. Abbildung 3.20 zeigt zusätzlich die induzierten Spannungen für eine differentielle Spulenordnung für die M3B in 15 cm Tiefe (mitte), sowie für eine um 90° gedrehte M3B, bei der also Schraubenachse und Doppel-D-Achse parallel sind, ebenfalls in 15 cm Tiefe (unten). Bei letzterer genügte es aufgrund der Symmetrie nur ein halbes Profil zu berechnen.

Bei dem Vergleich der Simulationen für die beiden verschiedenen Tiefen ist deutlich der Einfluss der Tiefe des Objektes auf die Vorzeichenwechsel erkennbar. In größerer Tiefe liegen die beiden Punkte, an denen das Primärfeld parallel zur Spulenachse ist, weiter auseinander (Abbildung 2.2 links). Die Extrema haben daher einen größeren Abstand zu einander und werden durch die differentiellen Spulen besser aufgelöst. Das Signal ist jedoch um ein 20-faches kleiner, so dass es auch eine Frage der Messgenauigkeit ist, ob dieser Zugewinn an Auflösung auch messbar ist. Für die Ausrichtung der Mine mit der Schraubenachse parallel zur Doppel-D-Achse erhält man ein Signal ähnlich dem einer Kugel. Für eine vollständige Identifikation der Mine sind daher Messungen in der gesamten Ebene und nicht nur entlang eines Profils nötig.

Auch für die M3B wurde wiederum versucht das Signal durch einen Rotationsellipsoiden zu beschreiben. In Abbildung 3.20 sind die induzierten Spannungen für einen solchen gezeigt. Das durch eine Inversionsrechnung bestimmte Rotationsellipsoid hat die Halbachsen $b = 2,336 \text{ cm}$ und $a = 0,503 \text{ cm}$, eine elektrische Leitfähigkeit von 443404 S/m und eine relative magnetische Permeabilität von $\mu_r = 15$. Die elektromagnetischen Parameter sind demnach kleiner als die der Schraube, der Ellipsoid ist jedoch etwas kürzer, aber dafür dicker. Er liegt jeweils 5 mm tiefer als die Mine, also in 8 cm bzw. $15,5 \text{ cm}$ Tiefe und befindet sich mit seinem Mittelpunkt bei $y = -3,58 \text{ cm}$, also in etwa am Ort des Mittelpunktes der Schraube. Abbildung 3.21 unten illustriert die relative Lage des Ellipsoiden zu der Mine. Wie zu sehen ist, ist der Rotationsellipsoid wegen dem asymmetrischen Aufbau der Schraube entlang ihrer Achse und dem daraus resultierenden Trend im Signal leicht ($1,28^\circ$) gegenüber der Schraubenachse gekippt.

Die Übereinstimmung zwischen dem Signal der Mine und dem des Ellipsoiden ist für alle 4 Signalkanäle gut. Vor allem die Vorzeichenwechsel und Amplituden des Minensignals werden gut durch den Rotationsellipsoiden wiedergegeben. Dennoch sind kleinere Abweichungen wegen der unterschiedlichen Geometrien der Körper zu sehen. Eine Anpassung des Messsignals durch

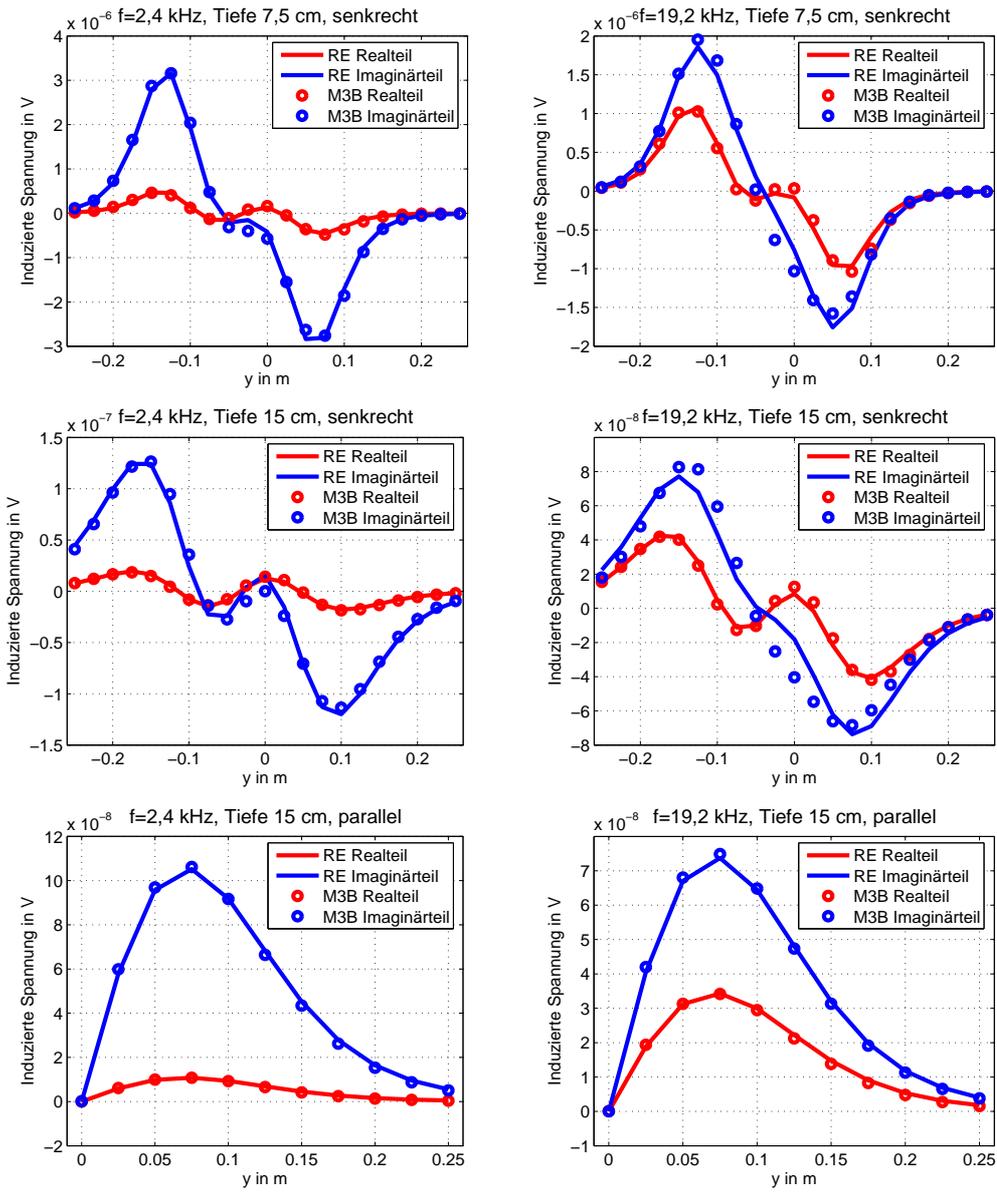


Abbildung 3.20: Induzierte Spannungen für eine differentielle Spulenanordnung bei 2,4 kHz und 19,2 kHz für die Mine M3B und einen Rotationsellipsoiden für verschiedene Tiefen und Ausrichtungen der Mine (Schraubenachse senkrecht zur Doppel-D-Achse oder quer dazu). In allen Beispielen liegt die Schraubenachse in der x-y-Ebene. Die Tiefenangabe bezieht sich jeweils auf die Tiefe der Rotationsachse der Schraube.

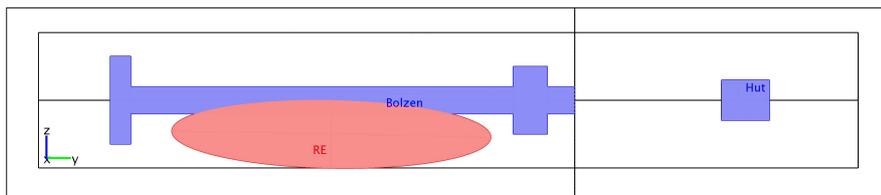


Abbildung 3.21: Maßstabgetreue Skizze der relativen Lage von M3B und dem zugehörigen Rotationsellipsoiden. Die Maße der Körper sind im Text angegeben.

einen Ellipsoiden wird daher immer mit einem zusätzlichen Fehler behaftet sein, der durch die Approximation der Mine durch den Ellipsoiden entsteht. Die Anpassung ist, wie in Abbildung 3.20 zu sehen ist, jedoch für verschiedene Tiefen und Ausrichtungen gleich gut, so dass der Ellipsoid als für die M3B typisch betrachtet werden kann und so eine Identifikation der Mine erlaubt.

3.5 Zusammenfassung

In Kapitel 3 wurden Fragestellungen untersucht, die nicht durch analytische Betrachtungen beantwortet werden können. Als Methode wurde die finite Elemente Methode gewählt, wobei eine kommerzielle Software für die Simulationen benutzt wurde. Die Genauigkeit der Lösung bei einer 3D-Simulation ist dabei vor allem von der Modellraumgröße und der Diskretisierung der Spule und der Metallobjekte abhängig. Ein Vergleich mit der analytischen Lösung für eine Kugel ergibt für die gewählten Gitterauflösungen und Modellräume mindestens eine 95 % Übereinstimmung zwischen den numerisch und den analytisch berechneten Spannungen. Weiterhin wurden auch 2D-Modellräume mit der Randbedingung der Rotationssymmetrie verwendet. Für diese Konfiguration konnten wesentlich größere Modellräume und feinere Gitter verwendet werden, weshalb eine hohe Genauigkeit erreicht wurde. Aus den Simulationen konnten die folgenden Schlüsse gezogen werden.

Das nicht leitfähige Minengehäuse kann für die hier diskutierten Geräte nur durch Messungen im Frequenzbereich detektiert werden. Im Zeitbereich würde dazu eine Messung zu sehr frühen Zeiten, wie sie derzeit technisch nicht möglich ist, nötig sein. Die resultierende Anomalie ist jedoch sehr gering und nur im Realteil des Signals erkennbar. Aufgrund der Untersuchungen in Kapitel 2.7.5 ist davon auszugehen, dass sie sich kaum von natürlichen Bodeninhomogenitäten unterscheiden lässt. Der Einfluss des Gehäuses ist demnach vernachlässigbar.

Die analytische Berechnung des Effektes der Gegeninduktion ist für kleine Abstände der Körper zueinander ungenau. In dem hier untersuchten Fall wurden bei Abständen kleiner 5 mm deutliche Effekte durch die geometrische Ausdehnung der Objekte festgestellt.

Bei der Simulation der Minen zeigte sich ebenfalls ein deutlicher Effekt durch die Gegeninduktion. Sie macht das resultierende Signal noch komplexer und so eine genaue Rekonstruktion aufgrund der Vielzahl an Einfluss nehmender Faktoren sehr schwierig. Es wurde daher versucht Rotationsellipsoide zu bestimmen, deren Signal dem der Minen auch für verschiedene Tiefen und Orientierungen entsprechen. Bei der Mine M3B ist dies möglich. Ihr Signal wird von ihrem Schlagbolzen dominiert, dessen Signal gut durch einen Ellipsoiden beschrieben werden kann.

Die komplexere M3A Mine erlaubt eine solche Approximation bei der Verwendung der Bodenkomensation. Durch Frequenzwichtung und Reduktion der beiden Imaginärteilsignale zu einem Differenzsignal wird der Einfluss der Feder nahezu eliminiert. Das Signal verliert dadurch an Komplexität und kann durch das Signal eines Rotationsellipsoiden beschrieben werden. Nimmt man hingegen alle vier Signalkanäle ist eine Anpassung durch einen Rotationsellipsoiden nicht möglich.

Aus den Untersuchungen ergibt sich also, dass eine genaue Rekonstruktion der Metallteile

der Mine aus dem gemessenen Signal nicht möglich scheint. Eine Beschreibung des Signals der Mine durch einen Rotationsellipsoiden ist für die gezeigten Beispiele jedoch möglich und bietet daher die Option bestimmte Minen anhand von typischen Rotationsellipsoiden zu identifizieren und deren Tiefe und Orientierung zu bestimmen.

INVERSION VON METALLDETEKTORDATEN

Die bisherigen Kapitel befassten sich mit der Simulation des Metalldetektorsignals über verschiedenen Metallkörpern und Böden. Solche Vorwärtsrechnungen, die für ein gegebenes Modell Daten erzeugen, erlauben es, die physikalischen Vorgänge bei der induktiven Metalldetektion besser zu verstehen und zu erkennen, welche Parameter, wie zum Beispiel die Bodenleitfähigkeit oder die Orientierung des Objektes, das Signal beeinflussen. Dieses hinzugewonnene Verständnis des Detektorsignals hilft zwar bei der Interpretation von Messungen, eindeutige Rückschlüsse auf das Objekt sind aber nicht möglich. Wünschenswert wäre eine zur Vorwärtsrechnung inverse Abbildung, die aus den Daten ein Modell errechnen kann. In dem hier gegebenen Fall ist die direkte Angabe der inversen Funktion allerdings nicht möglich. Über das Hilfsmittel der Linearisierung kann sie jedoch approximiert werden. Diese Umkehrung der Vorwärtsrechnung soll nun in den Grundlagen der Inversion genauer erläutert werden.

Im Gegensatz zu der in dieser Arbeit verwendeten parametrisierten Inversion, bei der ein Modell angenommen wird, dessen Parameter bestimmt werden, gibt es auch noch Verfahren, die ganz ohne Modellannahme und Vorwärtsrechnung auskommen. Diese auf den Maxwell-Gleichungen basierenden tomografischen Methoden, wie die Faktorisierungsmethode (*Kirsch* [2004]) oder die Lineare-Sampling-Methode (*Gebauer et al.* [2005]) benötigen zur Zeit jedoch noch Daten von Multisensorarrays mit sehr hoher Messgenauigkeit, die so nicht verfügbar sind.

Die Literatur zur parametrisierten Inversion von Daten ist zahlreich. Die folgenden Ausführungen orientieren sich im Wesentlichen an dem sehr empfehlenswerten Buch von *Aster et al.* [2005].

4.1 Grundlagen der Inversion

Gegeben sei eine Vorwärtsrechnung F die zu einem m -dimensionalen Modellvektor \vec{m} an einer Position $\vec{r} = (x, y, z)$ und zu einer Zeit t oder einer Frequenz f den Datenpunkt $F(\vec{m}, \vec{r}, t)$ bzw. $F(\vec{m}, \vec{r}, f)$ berechnet. Weiterhin existieren n Messdaten $d_{i=1, \dots, n}$ von n_p Positionen und zu n_{tf} Zeiten oder Frequenzen, so dass $n = n_{tf} \cdot n_p$ gilt. Die zu jedem Zeitpunkt und zu jeder Position der Messdaten für das Modell \vec{m} berechneten Daten können dann zu einem n -dimensionalen Vektor $\vec{F}(\vec{m})$ zusammengefaßt werden. Ziel ist es nun, ein Modell zu finden, dass die Daten im Rahmen der Messfehler erklärt, so dass für jeden Datenpunkt die Abweichung zwischen dem Messwert und dem berechnetem Wert kleiner oder höchstens gleich dem Messfehler ist, also $d_i - F_i \leq \Delta d_i$ gilt, wobei $\Delta d_{i=1, \dots, n}$ die Standardabweichungen zu den jeweiligen Messwerten sind. Unter der Annahme, dass die Messfehler normal verteilt und von einander unabhängig sind führt dies zur Methode der kleinsten Fehlerquadrate (*Aster et al.* [2005]), bei der das Minimum des Funktionals

$$\left\| \mathbf{W}(\vec{d} - \vec{F}(\vec{m})) \right\|_2^2 = \sum_{i=1}^n \frac{(d_i - F_i(\vec{m}))^2}{\Delta d_i^2} = \chi_n^2 \quad (4.1)$$

gesucht ist. \mathbf{W} bezeichnet hierbei eine Diagonalmatrix mit den Einträgen $W_{ii} = 1/\Delta d_i$ für $i = 1, \dots, n$. Minimiert wird also die nach Fehlern gewichtete L2-Norm der Abweichung der gemessenen von den berechneten Daten. Für den Fall, dass die Abweichung der Daten von den Messwerten nicht größer ist als die jeweiligen Standardabweichungen gilt $\chi_n^2 \leq n$, womit ein Maß und ein Schwellenwert definiert sind, die die Anpassungsqualität beschreiben. Im folgenden wird zur Vereinfachung χ_n^2 auf die Anzahl der Datenpunkte normiert. Der normierte Wert wird mit χ^2 bezeichnet. Eine ausreichende Anpassung der Daten ist dann ab $\chi_n^2/n = \chi^2 \leq 1$ gegeben.

Zur Minimierung des Funktionals wird die Funktion $\vec{F}(\vec{m})$ zunächst linearisiert. Eine Taylorentwicklung bis zur ersten Ordnung ergibt:

$$\vec{F}(\vec{m}) \approx \vec{F}(\vec{m}_0) + \mathbf{J}\Delta\vec{m} \quad \text{mit} \quad J_{ij} = \left. \frac{\partial F_i}{\partial m_j} \right|_{\vec{m}_0} \quad \text{für} \quad i = 1, \dots, n, \quad j = 1, \dots, m \quad (4.2)$$

wobei die Jacobimatrix \mathbf{J} an der Stelle $\vec{m}_0 = \vec{m} - \Delta\vec{m}$ berechnet wird. Die notwendige Bedingung für ein Minimum von Gleichung 4.1 ist, dass die Ableitung am Ort des Minimums nach den Modellparametern gleich Null ist. Dies führt zur Gauss-Newton-Methode:

$$(\mathbf{J}^T \mathbf{W}^2 \mathbf{J}) \Delta\vec{m} = \mathbf{J}^T \mathbf{W}^2 (\vec{d} - \vec{F}(\vec{m}_0)) \quad \longrightarrow \quad \Delta\vec{m} = (\mathbf{J}^T \mathbf{W}^2 \mathbf{J})^{-1} \mathbf{J}^T \mathbf{W}^2 (\vec{d} - \vec{F}(\vec{m}_0)) \quad (4.3)$$

Gleichung 4.3 stellt nun eine approximierete Inverse zu der Vorwärtsrechnung dar, die den Datenvektor \vec{d} auf den Modellvektor $\vec{m} = \vec{m}_0 + \Delta\vec{m}$ abbildet. Wegen der Nichtlinearität der Vorwärtsrechnung ist \vec{m} jedoch nicht notwendigerweise direkt das Minimum von Gleichung 4.1, sondern nur eine Modellverbesserung hinsichtlich des Anpassungsfehlers im Vergleich zu

\vec{m}_0 . Das Gauss-Newton-Verfahren ist daher ein iteratives Verfahren, wobei ein Iterationsschritt durch Gleichung 4.3 gegeben ist mit $\vec{m}_{i+1} = \vec{m}$ und $\vec{m}_i = \vec{m}_0$. Die erste Modellannahme \vec{m}_0 wird im Weiteren als Startmodell bezeichnet.

In der Praxis können jedoch Probleme auftreten, wenn $(\mathbf{J}^T \mathbf{W}^2 \mathbf{J})$ singular wird. Dies ist zum Beispiel dann der Fall, wenn sich ein Modellparameter nicht auf die Vorwärtsrechnung auswirkt. Die entsprechenden Einträge in der Jacobimatrix sind somit null, weshalb $(\mathbf{J}^T \mathbf{W}^2 \mathbf{J})$ nicht mehr den vollen Rang hat und nicht mehr invertierbar ist, wie es zur Lösung von Gleichung 4.3 nötig wäre. Beim Marquardt-Levenberg-Verfahren (*Marquardt* [1963]) wird daher ein stabilisierender Term in Gleichung 4.3 eingeführt:

$$\Delta \vec{m} = (\mathbf{J}^T \mathbf{W}^2 \mathbf{J} + \beta^2 \mathbf{I})^{-1} \mathbf{J}^T \mathbf{W}^2 (\vec{d} - \vec{F}(\vec{m}_0)). \quad (4.4)$$

\mathbf{I} bezeichnet die m -dimensionale Einheitsmatrix. Die Implementierung von $\beta^2 \mathbf{I}$ hat zunächst den praktischen Grund der Stabilisierung. Dieser Term kann jedoch auch theoretisch durch die zusätzliche Einbeziehung von $\|\Delta \vec{m}\|_2^2$ in das zu minimierende Funktional aus Gleichung 4.1 erreicht werden. Die Forderung, die Norm der Modellverbesserung $\Delta \vec{m}$ zu minimieren, macht zudem aus zweierlei Hinsicht Sinn. Zum einen steigt die Genauigkeit der Linearisierung von \vec{F} mit kleiner werdendem $\Delta \vec{m}$. Zum anderen bewirkt es, dass schlecht aufgelöste Modellparameter möglichst wenig geändert werden und die Lösung somit stabil bleibt.

Zur Lösung von Gleichung 4.4 wird als Hilfsmittel eine Singulärwertzerlegung (SVD) der Jacobimatrix benutzt. Man erhält $\mathbf{J} = \mathbf{U} \mathbf{S} \mathbf{V}^T$, wobei \mathbf{U} eine $n \times n$ -Matrix ist, deren Zeilen die orthonormalen Basisvektoren des Datenraums und deren Spalten die Eigenvektoren von $\mathbf{J} \mathbf{J}^T$ sind. \mathbf{V} ist eine $m \times m$ -Matrix, deren Zeilen die orthonormalen Basisvektoren des Modellraums und deren Spalten die Eigenvektoren von $\mathbf{J}^T \mathbf{J}$ sind und \mathbf{S} ist eine $n \times m$ -Diagonalmatrix, deren Einträge S_{jj} die Eigenwerte von $\mathbf{J}^T \mathbf{J}$ bzw. $\mathbf{J} \mathbf{J}^T$ sind. Sei nun $\mathbf{J}_W = \mathbf{U} \mathbf{S} \mathbf{V}^T$ die Singulärwertzerlegung von $\mathbf{J}_W = \mathbf{J} \mathbf{W}$. Für Gleichung 4.4 erhält man somit (*Jupp und Vozoff* [1975]):

$$\Delta \vec{m} = \mathbf{V} \mathbf{F} \mathbf{S}^* \mathbf{U}^T \mathbf{W} (\vec{d} - \vec{F}(\vec{m}_0)), \quad (4.5)$$

mit der Diagonalmatrix \mathbf{F} mit den Einträgen $F_{jj} = \frac{S_{jj}^{2k}}{S_{jj}^{2k} + \beta^{2k}}$ für $j = 1, \dots, m$ und der generalisierten Inversen von \mathbf{S} , $\mathbf{S}^* = (\mathbf{S}^T \mathbf{S})^{-1} \mathbf{S}^T$. Der Faktor k beschreibt die Ordnung der Dämpfung. Für $k \rightarrow \infty$ geht Gleichung 4.5 in eine „truncated SVD“ (siehe zum Beispiel *Xu* [1998]) über, bei der die Eigenwerte, die kleiner sind als ein Schwellenwert, in diesem Fall β^2 , gleich Null gesetzt werden. In dieser Arbeit wurden mit $k = 2$ die besten Ergebnisse erzielt.

Die Wahl des Regularisierungsparameters β , der zwischen den beiden Normen wichtet, ist für die Inversion wesentlich. Für große β geht Gleichung 4.4 in das Gradientenverfahren über bei dem die L1-Norm der Anpassung minimiert wird. Das Verfahren zeigt zwar ein gutes Konvergenzverhalten, jedoch werden die einzelnen Iterationsschritte sehr klein, da sie proportional zu $1/\beta^2$ sind. Für sehr kleine β erhält man wiederum das Gauss-Newton-Verfahren.

Farquarson und Oldenburg [2004] diskutieren verschiedene automatisierte Verfahren zur Bestimmung des optimalen β . Bei dem L-Kurven Kriterium fällt die Wahl auf den Wert, der sowohl eine kleine Modellnorm als auch einen kleinen Anpassungsfehler erzeugt. Das „genera-

lized cross-validation“ Kriterium sucht den Wert, bei dem ein fehlender Datenpunkt am besten reproduziert würde, und beim „active constraint balancing“ (*Yi et al.* [2003]) wird für jeden Modellparameter ein eigenes β bestimmt, dessen Wert davon abhängt wie gut ein Parameter aufgelöst ist und inwieweit er von den Nachbarparametern beeinflusst wird. Schließlich gibt es noch die Möglichkeit β gar nicht zu variieren, sondern einen festen Wert für alle Iterationsschritte zu wählen.

Die gesamten oben genannten Methoden wurden jedoch auf Modelle angewandt, bei denen im Modellvektor meist nur eine physikalische Größe steht, bei elektromagnetischen Methoden zum Beispiel die elektrische Leitfähigkeit. Der in dieser Arbeit verwendete Modellvektor besteht hingegen aus unterschiedlichen physikalischen Größen, wie der Position, der Leitfähigkeit, der Permeabilität oder der Größe und Orientierung des Objektes, deren numerische Werte viele Größenordnungen auseinander liegen. Dies scheint der wesentliche Grund dafür zu sein, dass die einfache Forderung, den Wert für β zu wählen, der den kleinsten Anpassungsfehler liefert („discrepancy principle“), die besten Ergebnisse lieferte. Zur Bestimmung dieses Minimums wurde in dieser Arbeit ein Golden Section Search durchgeführt (siehe *Press et al.* [1992]).

Da es sich bei dem vorgestellten Verfahren um einen iterativen Prozess handelt, muss ein Abbruchkriterium gewählt werden, bei dem der Algorithmus stoppt. Sinnvoll ist eine Kombination mehrerer Kriterien. Zum einen soll, wie vorher definiert, der Anpassungsfehler χ^2 kleiner oder gleich 1 sein. Die Datenanpassung liegt dann innerhalb der Fehlergrenzen der Messdaten. Oftmals ist dieses Kriterium nicht erfüllbar. Dies kann zum einen an einer schlechten Abschätzung der Messfehler liegen, zum anderen entstehen aber auch Abweichungen durch Approximationen in der Vorwärtsrechnung oder ein zu stark vereinfachtes Modell. In diesem Fall wird die Bedingung $\chi^2 \leq 1$ nicht erreicht und der Inversionsprozess nicht abgebrochen. Um dies zu vermeiden wird in dieser Arbeit eine maximale Anzahl von Iterationen definiert, die nicht überschritten werden darf. Eine weitere Möglichkeit ist die Angabe eines Grenzwertes für die relative Änderung des Anpassungsfehlers oder der Modellparameter zwischen zwei aufeinander folgenden Iterationsschritten. Dieser wird für den Fall, dass das Verfahren konvergiert, immer kleiner, je mehr Iterationen gerechnet wurden. In der Praxis zeigt sich allerdings, dass der Inversionsprozess schon mal eine Iteration lang „hängt“, wobei sich das Modell und der Anpassungsfehler kaum ändern, und erst im folgenden Iterationsschritt wieder größere Fortschritte gemacht werden. Es ist daher sinnvoll für diesen Parameter einen sehr kleinen Wert zu wählen.

4.1.1 Inversionsstatistik

Bei der Interpretation des Inversionsergebnisses interessieren vor allem zwei Dinge: Kann ein Parameter durch die Inversion bestimmt werden und wie genau ist dann das Ergebnis? Eine Antwort darauf geben die Auflösungsmatrix \mathbf{R}_m und die Kovarianzmatrix \mathbf{C}_m der Modellparameter.

Gegeben sei zunächst ein für ein Modell \vec{m}' berechneter Datensatz $\vec{d} = \vec{F}(\vec{m}')$. Die Frage ist nun ob diese Modellparameter durch die Inversion der Daten wieder rekonstruiert werden können. Setzt man das Ergebnis der Taylorentwicklung nach Gleichung 4.2 von $\vec{F}(\vec{m}')$ am Ort des Startmodells $\vec{m}' = \vec{m}_0 + \Delta\vec{m}'$ in Gleichung 4.5 ein, erhält man:

$$\Delta \vec{m} \approx \mathbf{VFS}^* \mathbf{U}^T \mathbf{W} ((\vec{F}(\vec{m}_0) + \mathbf{J} \Delta \vec{m}') - \vec{F}(\vec{m}_0)) = \mathbf{VFS}^* \mathbf{U}^T \mathbf{USV}^T \Delta \vec{m}' = \mathbf{V} \mathbf{FV}^T \Delta \vec{m}' \quad (4.6)$$

Inwieweit sich also eine Änderung eines Modellparameters durch die Inversion rekonstruieren lässt wird durch die Modellauflösungsmatrix $\mathbf{R}_m = \mathbf{V} \mathbf{FV}^T$ bestimmt. Ihre Einträge sind aufgrund der Orthonormalität der V-Matrix Werte zwischen null und eins. Im Idealfall entspricht die Auflösungsmatrix der Einheitsmatrix, alle Parameter werden dann eindeutig durch die Inversion bestimmt. Die Diagonalelemente von \mathbf{R}_m , auch Parameterimportances oder Parameterwichtigkeiten genannt (*Menke* [1984]), haben daher besondere Bedeutung. Sie werden meist als Maß gewählt um zu beschreiben, wie gut ein Parameter aufgelöst ist. Auf gleiche Art und Weise lassen sich die Auflösungsmatrix der Daten $\mathbf{R}_d = \mathbf{U} \mathbf{F} \mathbf{U}^T$ und die Datenwichtigkeit (Datenimportances) herleiten, die angeben, inwieweit sich ein Datenpunkt aus dem Inversionsergebnis wieder reproduzieren lässt. Die Auflösungsmatrizen sind jedoch nicht nur von der Vorwärtsrechnung abhängig, sondern werden auch durch die Messfehler, den Regularisierungsparameter und den Modellparameterwert, an dem die Jacobimatrix berechnet wurde, beeinflusst. Da das endgültige Inversionsergebnis bewertet werden soll, wird hier immer als Modell das Endergebnis der Inversion gewählt und für β 1 % des größten Eigenwertes der Jacobimatrix.

Die Kovarianzen der Modellparameter können ebenfalls aus der Jacobimatrix berechnet werden. Gemäß Gleichung 4.2 gibt sie eine lineare Näherung für die Abbildung von den Modelländerungen auf die Datenänderungen an. Mit ihrer Hilfe kann daher die Datenkovarianzmatrix \mathbf{C}_d , die hier eine Diagonalmatrix ist, nämlich \mathbf{W}^2 , auf die Kovarianzmatrix der Modellparameter abgebildet werden. Nach *Aster et al.* [2005] erhält man:

$$\mathbf{C}_m \approx (\mathbf{J}^T \mathbf{W}^2 \mathbf{J})^{-1} = (\mathbf{J}_W^T \mathbf{J}_W)^{-1} = \mathbf{V} (\mathbf{S}^T \mathbf{S})^{-1} \mathbf{V}^T \quad (4.7)$$

Die Standardabweichungen der Modellparameter ergeben sich aus den Quadratwurzeln der Diagonalelemente von \mathbf{C}_m . Aufgrund der Linearisierung entsteht jedoch ein Approximationsfehler. Wie aussagekräftig die so berechneten Werte sind, wird später bei den Beispielen mit synthetischen Daten zu sehen sein.

Ein wesentlicher Punkt für die Konvergenz der Inversion und die Auflösbarkeit der einzelnen Modellparameter sind die Fehler und somit die Wichtung der Messdaten. Bei zu großen Fehlerwerten bricht die Inversion zu früh ab, also bevor wesentliche Merkmale des Signals angepasst wurden, da die Bedingung $\chi^2 \leq 1$ zu schnell gegeben ist. Die einzelnen Parameter wären dann nur ungenügend genau bestimmt. Bei zu kleinen Fehlerwerten hingegen wird die Bedingung $\chi^2 \leq 1$ eventuell gar nicht erst erreicht.

Die in dieser Arbeit verwendeten Messdaten wurden von den Projektpartnern der Universität Rostock und des Fraunhofer Instituts für zerstörungsfreie Prüfung zur Verfügung gestellt. Obwohl an jedem Punkt mehrere Wiederholungsmessungen durchgeführt wurden, gibt es keine Informationen über die zugehörigen Standardabweichungen, da bereits in der Messapparatur gemittelt wurde und diese nur die Mittelwerte ausgibt. Die Fehler der Daten müssen daher abgeschätzt werden. Der Gesamtwert sollte sich aus zwei Anteilen zusammensetzen, einem relativen Fehler $\Delta \vec{d}_{rel}$ und einem absoluten Fehler $\Delta \vec{d}_{abs}$. Der relative Fehler berücksichtigt die

statistischen Schwankungen des Messwertes und Ungenauigkeiten in der Positionsbestimmung, der absolute Fehler das Rauschniveau und das minimale Auflösungsvermögen der Messapparatur. Zudem sorgt man durch die Angabe eines absoluten Fehlers dafür, dass Werte nahe Null, wie sie bei der Differenzspule vorkommen, nicht zu großen Einfluss auf den Anpassungsfehler haben. Der Gesamtfehler $\Delta\vec{d} = \Delta\vec{d}_{rel} + \Delta\vec{d}_{abs}$ setzt sich dann aus beiden Werten zusammen. Auf die jeweilige Wahl der Fehler für die Messungen wird in den entsprechenden Kapiteln eingegangen.

Anhand von simulierten Daten werden nun im folgenden Kapitel die Eigenschaften und Details der Inversion illustriert und diskutiert.

4.1.2 Inversion simulierter Daten im Zeit- und Frequenzbereich

Kapitel 3.4 zeigte, dass Metalldetektormessdaten über Landminen durch das Signal von Rotationsellipsoiden beschrieben werden können. Im Folgenden soll daher die Inversion der Daten für ein Rotationsellipsoidenmodell diskutiert werden.

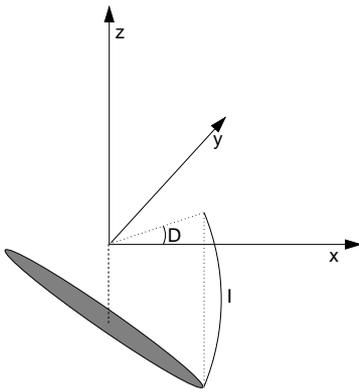


Abbildung 4.1: Definition der Deklination D und Inklination I des Rotationsellipsoiden

Die Modellparameter zur Beschreibung des Rotationsellipsoiden sind seine elektrische Leitfähigkeit σ , seine relative magnetische Permeabilität μ_r , seine beiden Halbachsen b und a , die Position des Mittelpunktes des Ellipsoiden (x, y, z) , sowie seine Orientierung. Zur Beschreibung dieser werden wegen der Rotationsymmetrie nur zwei Winkel benötigt. Hierzu eignen sich die aus der Beschreibung des Erdmagnetfeldes bekannten Winkel der Deklination D und Inklination I (Abbildung 4.1).

Bei den Messungen mit differentieller Spule wird die x-Achse des benutzten Koordinatensystems durch die Richtung des Mittelstegs zwischen den beiden Kreishälften und die z-Achse als die zur Spulenebene normale Richtung definiert. Die Deklination beschreibt dann den Winkel zwischen der Projektion der Rotationsachse des Ellipsoiden auf die x-y-Ebene und der x-Achse und die Inklination den Winkel zwischen der Projektion der Rotationsachse auf die x-z-Ebene und der x-Achse. Der Ursprung der Koordinatensystems kann frei gewählt werden. Bei den Messungen mit Scanner ist dieser durch die Nullposition der Scannerachsen gegeben.

Für die Inversion ist es auf Grund der Linearisierung der Vorwärtsrechnung mit Hilfe der Taylorentwicklung von Vorteil, wenn die Abhängigkeit von den Modellparametern möglichst linear ist. Betrachtet man die in Kapitel 2.6.1 beschriebene Berechnung des Signals eines Rotationsellipsoiden, so tauchen die elektrische Leitfähigkeit, die relative magnetische Permeabilität und die Radien als Argument von Exponentialfunktionen auf, wobei die Radien zusätzlich noch kubisch Einfluss nehmen. Für eine bessere Konvergenz der Inversion ist es daher sinnvoll, diese Parameter vor der Linearisierung zu transformieren. Aufgrund der exponentiellen Abhängigkeit eignet sich hier der natürliche Logarithmus. Die durch die Inversion bestimmten Parameter sind dann die transformierten Parameter, die sich durch $m^{tr} = \ln m$ aus den Modellparametern ergeben. Die entsprechende Rücktransformation lautet dann $m = \exp(m^{tr})$.

Die Einträge in der für die Inversion benötigten Jakobimatrix ändern sich somit zu:

$$\vec{F}(\vec{m}^{tr}) \approx \vec{F}(\vec{m}_0^{tr}) + \mathbf{J}^{tr} \Delta \vec{m}^{tr} \quad \text{mit} \quad J_{ij}^{tr} = \left. \frac{\partial F_i}{\partial m_j^{tr}} \right|_{\vec{m}_0^{tr}} = \left. \frac{\partial F_i}{\partial m_j} \frac{\partial m_j}{\partial \ln m_j} \right|_{\vec{m}_0^{tr}} = \left. \frac{\partial F_i}{\partial m_j} m_j \right|_{\vec{m}_0} \quad (4.8)$$

für $i = 1, \dots, n$, $j = 1, \dots, m$ und $\Delta \vec{m}^{tr} = \vec{m}^{tr} - \vec{m}_0^{tr}$.

Da der natürliche Logarithmus nur für positive Argumente definiert ist, garantiert eine solche Transformation, dass man nur positive Werte für die elektrische Leitfähigkeit, die Radien und die relative magnetische Permeabilität erhält. Bei letzterer ist es sogar wünschenswert nur Werte größer eins zu erhalten, da Metalle, wenn überhaupt, nur minimal paramagnetisch sind (auf www.matweb.com findet sich nur ein paramagnetisches Metall, eine Beryllium-Kupferlegierung mit $\mu_r = 0,99997$). Es bietet sich daher an, statt der relativen magnetischen Permeabilität die magnetische Suszeptibilität $\kappa = \mu_r - 1$ als Modellparameter zu wählen, um auszuschließen das Werte für μ_r kleiner eins auftreten können.

Eine ebenfalls ausschließlich positive Größe mit exponentiellem Einfluss ist die Tiefe z des Objektes, die daher ebenfalls wie oben beschrieben transformiert wird. Die laterale Position (x, y) hingegen kann je nach Koordinatensystem sowohl positive als auch negative Werte annehmen. Zudem ist sie aufgrund der differentiellen Spulenordnung durch die auftretenden Vorzeichenwechsel gut bestimmt und wird nicht transformiert. Gleiches gilt für die beiden Winkel. Auch sie werden nicht transformiert um keinen Winkel zu begünstigen. Die Werte werden hier lediglich mittels Modulo-Funktion immer wieder in das Intervall $[0 : 360]$ überführt.

4.1.2.1 Frequenzbereich

Abbildung 4.2 zeigt die für das in Tabelle 4.1 angegebene Modell berechneten Daten und die Anpassung der Daten durch die Inversion für ein Messprofil über den Körper. Die synthetischen Daten wurden mit 1 % gaussverteiltem Rauschen versehen und für eine differentielle Spulenordnung bei den beiden Frequenzen des Förstergeräts, 2,4 kHz und 19,2 kHz, berechnet. Das Startmodell betrug $\sigma = 10 \text{ MS/m}$, $\mu_r = 6$, $a = b = 1 \text{ cm}$, $y = 0$ und $I = 0^\circ$. Die übrigen Parameter wurden nicht variiert.

In Abbildung 4.3 sind die Einträge der Jakobimatrix $\partial U / \partial m^{tr}$ für die Tiefe, die Halbachsen, die Leitfähigkeit und die Suszeptibilität für jeden Messpunkt des Profils zusammen mit den synthetischen Daten gezeigt. Diese auch Sensitivitäten genannten Einträge der Jakobimatrix geben Auskunft darüber, inwieweit sich die Änderung eines Modellparameters auf die Vorwärtsrechnung auswirkt. Je größer ihr Absolutwert ist, desto besser kann der entsprechende Parameter durch die Inversion aufgelöst werden.

Zunächst zeigt sich für alle Signale, dass Änderungen der Tiefe den größten Einfluss auf das Signal haben, gefolgt von den Radien des Ellipsoiden und seinen elektromagnetischen Eigenschaften. Eine Vergrößerung der Tiefe bewirkt dabei eine Abschwächung des Signals (die Sensitivitäten und die Daten haben daher ein unterschiedliches Vorzeichen) und eine Vergrößerung der Radien eine Verstärkung. Die elektrische Leitfähigkeit und die magnetische

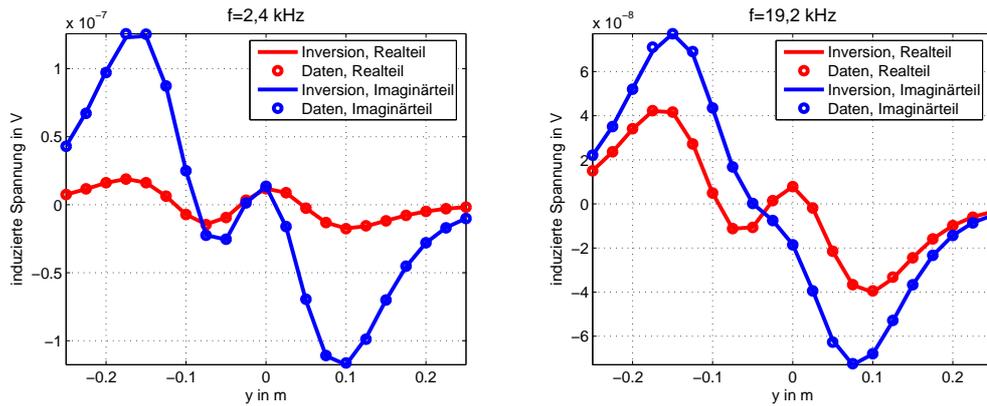


Abbildung 4.2: Synthetische Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion für das in Tabelle 4.1 beschriebene Modell.

Suszeptibilität hingegen können je nach Frequenz und Real- oder Imaginärteil sowohl eine Verstärkung, als auch eine Verringerung des Signals bewirken. Im Realteil bei 19,2 kHz zeigt sich zudem am deutlichsten, dass je nach Modellparameter unterschiedliche Messpositionen wichtig sind. Für die elektromagnetischen Parameter haben die Werte in der Nähe zum Objekt größere Bedeutung und für die Tiefe die etwas weiter außen gelegenen. Ein Vergleich mit dem Imaginärteil zeigt jedoch, dass dies zum Beispiel für die elektromagnetischen Parameter von Signalteil zu Signalteil variieren kann.

Tabelle 4.1 zeigt die Standardabweichungen und Wichtigkeiten der Modellparameter. Die zugehörige Auflösungsmatrix ist in Tabelle 4.2 aufgelistet. Bei den Standardabweichungen ist zu beachten, dass die Inversion nur die Standardabweichungen der transformierten Parameter bestimmt. Die Standardabweichungen der wahren Parameter müssen aus denen der transformierten berechnet werden mit:

$$m = e^{m^{tr} \pm \delta m^{tr}} = e^{\ln m \pm \delta m^{tr}} = m \cdot e^{\delta m^{tr}} \quad \vee \quad m \div e^{\delta m^{tr}} \quad (4.9)$$

Die Werte in Tabelle 4.1 geben also bei den Parametern die transformiert werden, den Fak-

	Trafo	m	m_{inv}	δm	Wichtigkeit
σ	$\ln \sigma$	443404 S/m	447764 S/m	1,0005	0,186 (0,168)
μ_r	$\ln \kappa$	15,00	14,98	1,0003	0,174 (0,174)
b	$\ln b$	23,00 mm	22,97 mm	1,0006	0,761 (0,781)
a	$\ln a$	5,00 mm	4,97 mm	1,0007	0,803 (0,832)
y	x	3,550 cm	3,548 cm	$\pm 0,002$ cm	1 (1)
z	$\ln z$	15,40 cm	15,38 cm	1,0005	0,952 (0,963)
I	$I \bmod 360$	1,200°	1,2038°	$\pm 0,001$ °	0,019 (0,013)

Tabelle 4.1: Parameter mit verwendeter Transformation, wahres Modell, Inversionsergebnis, Standardabweichungen und Wichtigkeiten des Inversionsergebnisses im Frequenzbereich wenn alle vier Kanäle verwendet werden. In Klammern stehen die Wichtigkeiten für die Parameter, wenn nur die beiden Realteile und die Differenz der Imaginärteile invertiert werden.

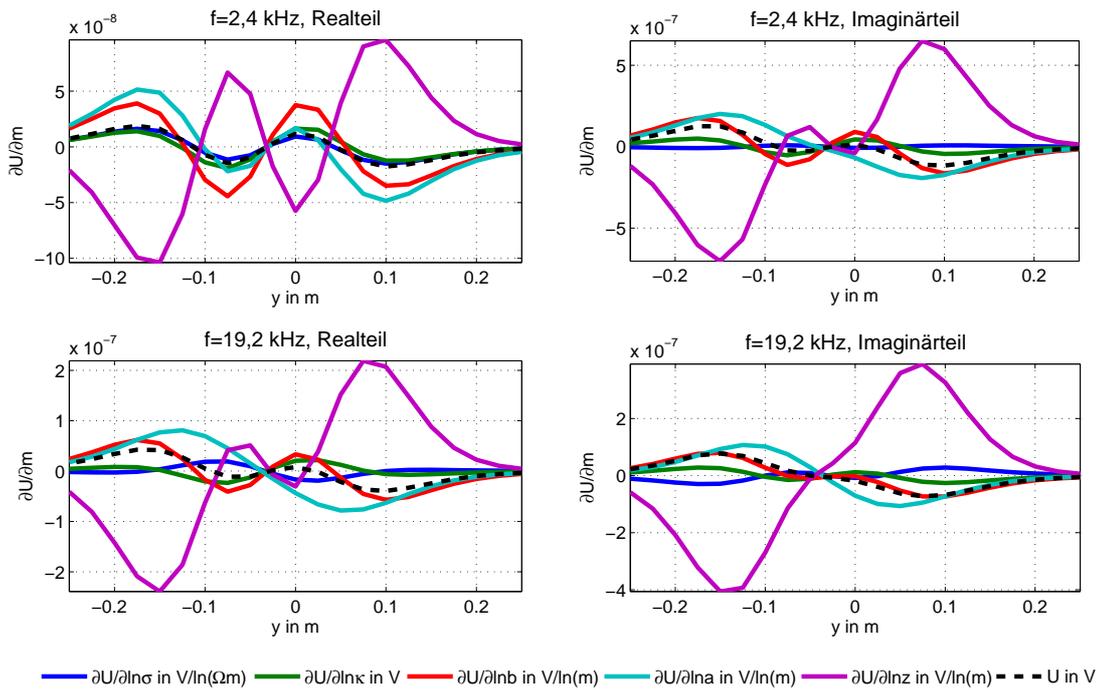


Abbildung 4.3: Sensitivitäten $\partial U/\partial m^{tr}$ bezüglich der einzelnen Inversionsparameter m^{tr} für die in Abbildung 4.2 gezeigten Daten.

tor $e^{\delta m^{tr}}$ an um den der untransformierte Parameter innerhalb seiner Fehlergrenzen variieren kann. Als Fehler wurde $\Delta \vec{d}_{rel} = 0,01 \cdot \vec{d}$ und $\Delta \vec{d}_{abs} = 1e - 10V$ angenommen. Die sich ergebenden Standardabweichungen sind extrem klein. Für die σ , κ , a , b und z betragen sie nur wenige Promille und für die Inklination sogar nur 1 Hundertstel Grad. Beides sind unrealistisch kleine Werte. Lediglich der Wert für die x -Position stimmt innerhalb seiner Fehlergrenzen, auch wenn diese ebenfalls sehr klein sind, mit dem wahren Wert überein. Ein Grund für die kleinen Standardabweichungen liegt wahrscheinlich in der starken Nichtlinearität der Vorwärtsrechnung. Als Maß für die Genauigkeit des Inversionsergebnisses können sie daher nicht dienen. Inversionen von synthetischen Daten im Zeitbereich und von Messdaten bestätigen dies.

Die Wichtigkeiten belegen, was die Sensitivitäten schon zeigten. Die Position des Objektes

	$\ln \sigma$	$\ln \kappa$	$\ln b$	$\ln a$	y	$\ln z$	I
$\ln \sigma$	0,186	0,031	0,116	0,273	0,002	0,103	-0,005
$\ln \kappa$	0,031	0,174	0,352	-0,105	0,000	-0,001	-0,014
$\ln b$	0,116	0,352	0,761	-0,071	-0,001	-0,062	-0,032
$\ln a$	0,273	-0,105	-0,071	0,803	-0,001	-0,091	0,035
y	0,002	0,000	-0,001	-0,001	1,000	-0,001	-0,005
$\ln z$	0,103	-0,001	-0,062	-0,091	-0,001	0,952	0,005
I	-0,005	-0,014	-0,032	0,035	-0,005	0,005	0,019

Tabelle 4.2: Auflösungsmatrix der Modellparameter des Inversionsergebnisses aus Tabelle 4.1 im Frequenzbereich

ist am besten bestimmt, gefolgt von den Halbachsen, den elektromagnetischen Parametern und der Orientierung. Der Grund hierfür liegt in der Art der Messung. Diese wurde für 21 Positionen und zwei Frequenzen durchgeführt. Eine Variation der Detektorposition erlaubt zwar eine genaue Bestimmung der Position des Objektes, jedoch können so nur die beiden Dipolmomente des Ellipsoiden bestimmt werden. Für eine genauere Aufschlüsselung der Parameter, die das Dipolmoment bestimmen steht, lediglich die Messung mit zwei verschiedenen Frequenzen zur Verfügung, da die Frequenz ebenfalls mit in das Dipolmoment eingeht. Für eine bessere Auflösung der elektromagnetischen Parameter wären daher mehr Frequenzen nötig.

In Tabelle 4.1 sind weiterhin in Klammern die Wichtigkeiten der Parameter für den Fall, dass nur die beiden Realteile und die gewichtete Differenz der Imaginärteile invertiert werden, gezeigt. Eine solche Inversion wird bei der Auswertung der Felddaten die Regel sein, da durch die Differenzbildung der Einfluss des statisch magnetischen Bodens aus den Daten eliminiert werden kann. Die Werte zeigen, dass durch die Reduzierung der Datenmenge bei diesem Beispiel kein Verlust an Auflösungsvermögen entsteht. Die Wichtigkeiten sind in etwa identisch mit denen der Vier-Kanal-Inversion.

Die Auflösungsmatrix der Parameter (Tabelle 4.2, berechnet für die Vier-Kanal-Inversion) zeigt, dass die Parameter, die das Dipolmoment ausmachen auch nur in Kombination aufgelöst werden können. Dass die beiden Halbachsen dabei besser aufgelöst werden, liegt daran, dass sie durch die verschiedenen Detektorpositionen getrennt von einander angeregt werden können. Weiterhin zeigt sich, dass die Tiefe und die laterale Position nahezu isoliert von den anderen Parametern aufgelöst werden können. Es ist daher zu erwarten, dass die Position des Objektes durch die Inversion gut und genau bestimmbar ist, während Aussagen über die Form und vor allem über die elektromagnetischen Eigenschaften weniger eindeutig sind.

4.1.2.2 Zeitbereich

Für die Simulationen im Zeitbereich wurden für das gleiche Modell und die gleichen 21 y -Positionen wie im vorherigen Abschnitt Transienten mit je elf logarithmisch äquidistanten Zeitpunkten zwischen $10\mu s$ und $100\mu s$ erzeugt. Die Sende- und Empfängerspule sind koinzident und haben beide einen Radius von 10 cm .

Abbildung 4.4 zeigt drei ausgewählte Transienten für die Positionen $y = 5\text{ cm}$, $y = 10\text{ cm}$ und $y = 20\text{ cm}$. Da sich der Rotationsellipsoid bei $y = 3,5\text{ cm}$ befindet, liegt das Objekt bei $y = 5\text{ cm}$ nahezu mittig unter der Spule, bei $y = 10\text{ cm}$ liegt dieses in etwa unter dem Rand der Spule ($R = 10\text{ cm}$) und bei $y = 20\text{ cm}$ weit abseits. Gemäß Kapitel 2.6.1 wird bei einem liegenden magnetischen

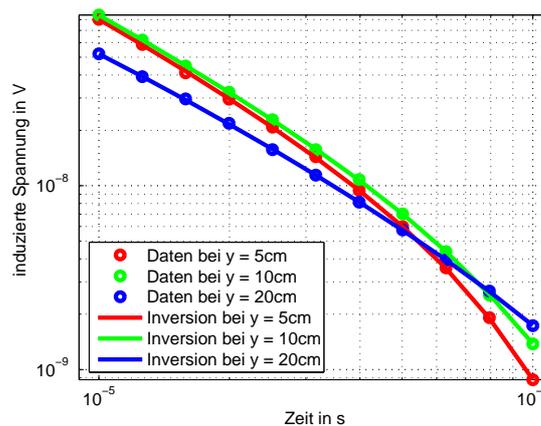


Abbildung 4.4: Induzierte Spannungen und Anpassung der Daten durch die Inversion für das in Tabelle 4.3 beschriebene Modell an den Positionen $y = 5\text{ cm}$, $y = 10\text{ cm}$ und $y = 20\text{ cm}$

Rotationsellipsoiden, wie es hier der Fall ist, bei einer Detektorposition direkt über dem Objekt das kleinere Dipolmoment angeregt. Die Spannungen fallen demnach bei $y = 5 \text{ cm}$ wesentlich schneller ab, als bei den weiter außen liegenden Positionen, bei denen das größere axiale Dipolmoment stimuliert wird. Dementsprechend stimmen die Amplituden der Transienten bei $y = 5 \text{ cm}$ und $y = 10 \text{ cm}$ zu frühen Zeiten überein, da einerseits zwar die Entfernung zum Objekt abnimmt, andererseits jedoch das größere Dipolmoment angeregt wird.

In Abbildung 4.5 sind die induzierten Spannungen für alle elf Zeitpunkte als Funktion der Position aufgetragen. Die linke Darstellung stellt die Daten in einer linearen Skala, die rechte in einer semilogarithmischen Skala dar. Letztere zeigt deutlich, dass das Minimum direkt über dem Ellipsoiden zu späten Zeiten ausgeprägter ist als zu frühen Zeiten, da wie in Abbildung 4.4 zu sehen ist, über dem Ellipsoiden die induzierten Spannungen zu späten Zeiten aufgrund des kleineren angeregten Dipolmomentes bereits exponentiell abfallen.

Weiterhin sind in den beiden unteren Grafiken die Sensitivitäten der Daten für die elektromagnetischen Parameter, die Halbachsen und die Tiefe gezeigt. Wie schon bei der Inversion im Frequenzbereich, sind die Sensitivitäten für die y -Position deutlich größer und für die Inklination I deutlich kleiner als die übrigen und werden daher nicht gezeigt. Nach der lateralen Position ist wiederum die Tiefe z der Parameter, der den größten Einfluss auf die Daten hat, gefolgt von den Halbachsen und den elektromagnetischen Eigenschaften. Je nachdem, ob man den frühen Zeitpunkt oder den späten Zeitpunkt betrachtet, wirken sich magnetische Permeabilität und elektrische Leitfähigkeit gleich (bei $100 \mu\text{s}$) oder entgegengesetzt (bei $10 \mu\text{s}$) aus. Zu frühen Zeiten sind zudem die Sensitivitäten der elektromagnetischen Parameter deutlich

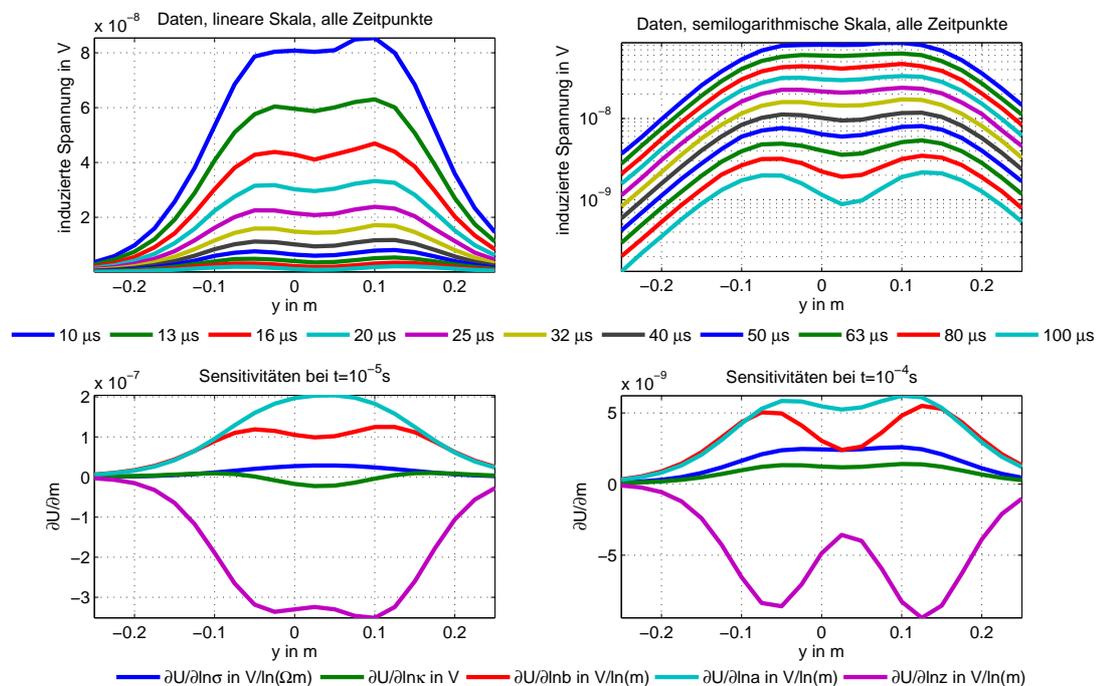


Abbildung 4.5: Induzierte Spannungen als Profildarstellung für jeden einzelnen Zeitpunkt in linearer (oben links) und semilogarithmischer Darstellung (oben rechts). Unten links sind die Sensitivitäten für den Zeitpunkt $t = 10 \mu\text{s}$ und rechts unten für $t = 100 \mu\text{s}$ gezeigt

	Trafo	m	m_{inv}	δm	Wichtigkeit
σ	$\ln \sigma$	443404 S/m	446004 S/m	1,0017	0,585 (0,051/0,386)
μ_r	$\ln \kappa$	15,00	14,96	1,0019	0,493 (0,227/0,612)
b	$\ln b$	23,00 mm	23,02 mm	1,0011	0,963 (0,835/0,978)
a	$\ln a$	5,00 mm	4,98 mm	1,0016	0,913 (0,855/0,909)
y	x	3,500 cm	3,499 cm	$\pm 0,005$ cm	1 (1/1))
z	$\ln z$	15,40 cm	15,38 cm	1,0008	0,955 (0,952/0,945)
I	$I \bmod 360$	1,200°	1,2019°	$\pm 0,002^\circ$	0 (0/0,002))

Tabelle 4.3: Parameter mit verwendeter Transformation, wahres Modell, Inversionsergebnis, Standardabweichungen und Wichtigkeiten des Inversionsergebnisses für alle Zeitpunkte. In Klammern sind zudem die Wichtigkeiten angegeben, wenn nur die ersten beiden (erster Wert) oder die letzten beiden Zeitpunkte (zweiter Wert) invertiert werden.

kleiner als die übrigen.

Die Tabelle 4.3 zeigt das Inversionsergebnis, die zugehörigen Standardabweichungen und die Wichtigkeiten der Modellparameter. Zudem wurden die Wichtigkeiten für eine Inversion ausgerechnet bei der entweder nur die ersten beiden Zeitpunkte oder nur die letzten beiden Zeitpunkte verwendet werden. Das Startmodell betrug $\sigma = 10$ MS/m, $\mu_r = 6$, $a = b = 1$ cm, $y = 0$ und $I = 0^\circ$. Die übrigen Parameter wurden nicht variiert.

Das wahre Modell wird, wie schon bei der Inversion im Frequenzbereich sehr gut wiedergegeben, wobei ebenfalls nur sehr kleine Standardabweichungen auftreten. Allerdings sind nun die Wichtigkeiten der Parameter deutlich höher. Um sicherzustellen, dass dies nicht aufgrund der größeren Datenmenge der Fall ist, wurden Inversionen für nur zwei Zeitpunkte durchgeführt. Wählt man den ersten und den letzten Zeitpunkt, so ändern sich die Wichtigkeit nicht (hier nicht gezeigt). Anders verhält es sich, wenn man nur die ersten oder letzten beiden Zeitpunkte invertiert (Tabelle 4.3). Bei den frühen Zeiten werden nun die elektromagnetischen Parameter, vor allem die Leitfähigkeit, deutlich schlechter aufgelöst, was sich schon in den Sensitivitäten zeigte. Auch die Halbachsen sind etwas weniger wichtig für die Inversion, während die Position des Ellipsoiden nach wie vor perfekt aufgelöst wird.

Betrachtet man nur die beiden letzten Zeitpunkte sind die Abweichungen zu den Wichtigkeiten der Inversion mit allen Daten geringer. Lediglich die Bedeutung der magnetischen Suszeptibilität ist etwas höher, während die der Leitfähigkeit etwas niedriger ist.

Es zeigt sich also, dass nicht die Anzahl der Zeitpunkte wichtig ist, sondern deren Zeit. Werden die Spannungen zu späten Zeiten gemessen, werden für dieses Beispiel die elektromagnetischen Parameter besser aufgelöst, da diese Parameter für die Beschreibung der exponentiellen Abnahme der Spannung wichtiger sind. Bei anderen Ellipsoiden mit anderen geometrischen und elektromagnetischen Parametern fallen die Spannungen jedoch zu anderen Zeiten ab, so dass keine allgemein gültige Aussage über die „richtigen“ Zeitpunkte für eine Messung getroffen werden kann.

An den beiden Beispielen mit synthetischen Daten konnte gezeigt werden, dass sowohl im Frequenz-, als auch im Zeitbereich die Bestimmung der Parameter des Rotationsellipsoiden

durch eine Inversion möglich ist. Besonders die Position kann genau und unabhängig von den anderen Parametern bestimmt werden. Obwohl auch die elektromagnetischen Parameter und die Halbachsen sehr genau durch die Inversion reproduziert werden konnten, ist die Auflösung der Permeabilität und der Leitfähigkeit miteinander und mit der der Halbachsen verknüpft und weniger genau. Es ist daher anzunehmen, dass sie bei späteren Inversionen nur ungenau bestimmt werden und daher einzig ihre Größenordnung klassifiziert werden kann. Die Standardabweichungen der durch die Inversion bestimmten Parameter sind sehr klein und können daher als Maß für die Genauigkeit nicht herangezogen werden.

4.2 Inversion von Labordaten im Frequenzbereich

Das folgende Kapitel befasst sich mit der Inversion von Daten die mit kommerziellen Metalldetektoren gemessen wurden. Diese wurden von den Herstellern lediglich um ein Schnittstelle erweitert, so dass die induzierten Spannungen aufgezeichnet werden können. Das hier benutzte Continuous-Wave-Gerät der Firma Förster, das Minex 4.500 2FD, arbeitet mit zwei Frequenzen und harmonischer Anregung. Die genauen Details dieses Detektors werden in Kapitel 4.2.3 besprochen. Zunächst wird der Messaufbau im Labor beschrieben und wie dieser die Messdaten beeinflusst.

4.2.1 Labormessungen

Das Institut für Allgemeine Elektrotechnik der Universität Rostock betreibt im Rahmen des Projektverbundes HuMin/MD einen Laboraufbau für Messungen mit den Metalldetektoren über beliebigen Körpern, die sich in Luft oder Boden befinden können.

Der Aufbau der Messapparatur ist in Abbildung 4.6 zu sehen. Im Wesentlichen besteht diese aus einer Wanne, einem Scanner und einem Mess-PC. Der verwendete Scanner besteht aus drei Linear-Achsen, die mit Gleichstrommotoren betrieben werden. Der Scanner ist an einem geschlossenen Aluminiumrahmen befestigt, der wiederum auf einem Holzgestell aufliegt, um die Entfernung der Metallteile des Scanners zum Detektor möglichst groß zu halten. Die nutzbare Scan-Fläche in der horizontalen x-y-Ebene beträgt ca. $1,30\text{ m} \times 1\text{ m}$. Die größtmögliche Scan-Tiefe (z-Richtung) liegt in etwa bei $0,5\text{ m}$.

Die Messungen werden kontinuierlich durchgeführt. Der Detektor, dessen Mittelsteg zwischen den beiden Doppel-D-Spulen parallel zur x-Achse ist, wird dabei bei festen Koordinaten für x und z in y-Richtung mit der Fahrgeschwindigkeit v_{fahr} bewegt. Während dieser Fahrt werden kontinuierlich Messwerte erfasst. Passend zu der gewählten Schrittweite werden die Daten über das entsprechende Zeitintervall gemittelt und abgespeichert. Durch die Positionsabfrage über PC kann es dabei zu einem Fehler der Positionsbestimmung in y-Richtung von maximal 10 % der gewählten Schrittweite kommen. Eine weitere Fehlerquelle ist das Entstehen von Schwingungen des Detektorfußes, welche von der Bewegung der y-Achse herrühren. Diese Schwingungen sind abhängig von v_{fahr} sowie von der Konstruktion des Detektors. Beide zuvor genannten Fehlerquellen könnten durch einen Start-Stop Betrieb vermieden werden. Hierbei fährt der Detektor für eine feste y- und z-Position die dazugehörige x-Achse in der

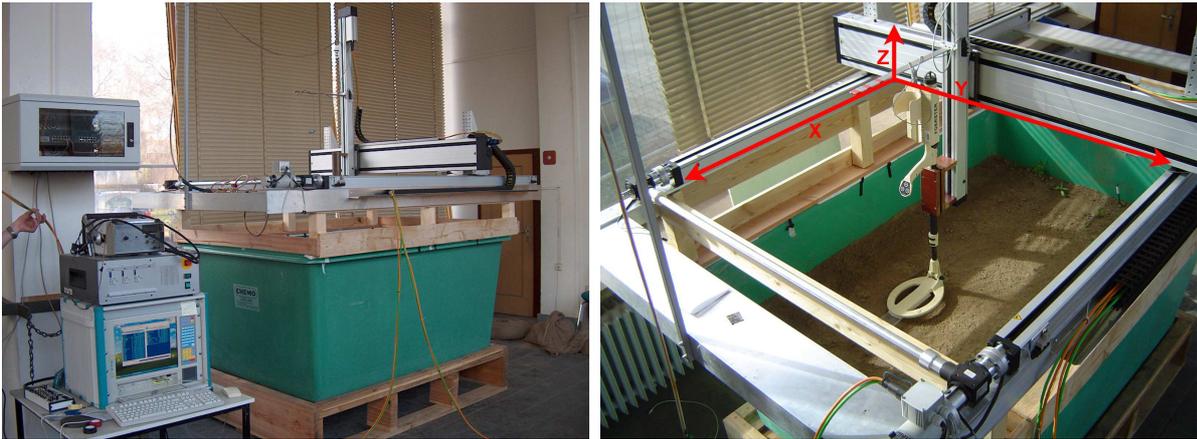


Abbildung 4.6: Laboraufbau in Rostock für die Messungen mit den Metalldetektoren. Der Aufbau besteht aus einer Wanne, einem Rahmen auf dem der 3-Achsen-Scanner aufliegt und einem MessPC (linkes Foto). Die roten Pfeile geben das in dieser Arbeit verwendete Koordinatensystem an.

zuvor gewählten Schrittweite ab, stoppt jeweils nach einer Schrittweite, nimmt den Messwert auf und fährt einen Schritt weiter. Der Nachteil dieser Messvariante ist der hohe zeitliche Aufwand. Eine Messung für eine $600\text{ mm} \times 600\text{ mm}$ große Fläche im kontinuierlichen Betrieb bei einer Schrittweite von $2,5\text{ mm}$ für die x- und y-Richtung und einer konstanten Höhe mit $v_{\text{fahr}} = 20\text{ mm/s}$ dauert ca. zwei Stunden. Eine Messung im Start-Stop-Betrieb dauert je nach erforderlicher Beruhigungszeit (Ausschwingzeit) nach dem Stoppen etwa fünfmal länger. Es wurden daher nur kontinuierliche Messungen durchgeführt.

Die Messwerterfassung erfolgt über eine 16-Bit $1,2\text{ MSample/s}$ AD-Wandlerkarte. Der benutzte Messbereich wird an die maximal zu erwartende Signalamplitude angepasst und liegt zwischen $\pm 100\text{ mV}$ - $\pm 10\text{ V}$. Die von der Firma Förster zur Verfügung gestellte Schnittstelle am Minex Metalldetektor verfügt über fünf Signalausgänge, vier für die Real- und Imaginärteile beider Frequenzen ($2,4\text{ kHz}$ und $19,2\text{ kHz}$) und einen Fünften, der die Spannung, die dem akustischen Signal zugrunde liegt, ausgibt. Die 5 Kanäle werden mit je 200 kSamples/s erfasst und bei kontinuierlicher Fahrt räumlich gemittelt. Bei der in der Regel gewählten Schrittweite von $2,5\text{ mm}$ und $v_{\text{fahr}} = 20\text{ mm/s}$ erhält man demnach 25000 Samples pro Messwert. Statistische Fehler zu den Messwerten werden von den Rostocker Projektpartnern nicht angegeben. Testmessungen zeigen jedoch, dass diese vernachlässigbar klein sind.

Für die Messungen stehen verschiedene Objekte, wie Kugeln und Zylinder aus Stahl, Kupfer und Aluminium sowie Minensurrogate zur Verfügung. Diese können in der Wanne entweder in Luft oder in verschiedenen Böden in beliebiger Tiefe, bzw. Entfernung zum Detektor eingebracht werden. Bei Messungen in Luft werden die Objekte auf einem Objektträger positioniert. Dies ist ein metallfreier Holzbocker, auf dem mit Hilfe von Styropor die Objekte in größerem Abstand zum Wannenboden fixiert werden können.

Bevor die gemessenen Daten ausgewertet werden können, ist jedoch eine Vorverarbeitung der Messdaten notwendig, die im folgenden Kapitel erläutert wird.

4.2.2 Aufbereitung der Daten

Bei der Aufzeichnung der Daten im Labor werden diese von einigen unerwünschten Effekten beeinflusst, die zunächst aus den Daten beseitigt werden müssen. Den größten Einfluss macht dabei der Scanner, mit dem die Daten gemessen werden. Er besteht aus Metall, in dem ebenfalls Ströme induziert werden. Deren Sekundärfeld überlagert sich mit dem Sekundärfeld der Messobjekte und wird immer mitgemessen. Weiterhin kommt eine Drift durch die Sensorelektronik hinzu, die durch die Erwärmung der elektronischen Bauteile bei andauernder Belastung entsteht. Diese wird zusätzlich von den Signalen externer Störquellen wie zum Beispiel Netzteilen überlagert, die in einem Elektroniklabor reichlich vorhanden sind. Zuletzt ist noch ein Gleichspannungswert zu beachten, der auf jedem Kanal anliegt und ebenfalls vor der Inversion abgezogen werden muss. Im Folgenden soll kurz auf die einzelnen Punkte eingegangen werden.

Abbildung 4.7 zeigt die Drift in den Daten. Bei dieser Messung wurde der Detektor mittig in der Wanne fixiert und nicht bewegt. Die kontinuierlich aufgezeichneten Daten wurden jeweils über eine Minute gemittelt. Dargestellt ist der Minutenmittelwert über einen Zeitraum von 150 *min*, also der ungefähren Dauer einer Messung, jeweils normiert auf den Wert zum Beginn der Messung. Deutlich zu sehen ist der nahezu lineare Anstieg der Spannungen bei 19,2 *kHz* um mehr als ein Prozent. Bei 2,4 *kHz* ist dies weniger ausgeprägt. Hier dominieren vor allem im Imaginärteil externe Störungen, deren Einfluss jedoch nur im Promillebereich liegt und daher vernachlässigt werden kann.

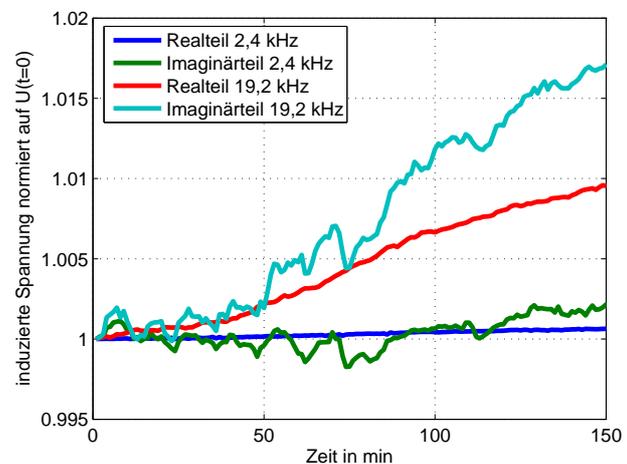


Abbildung 4.7: Drift der Messwerte. Gezeigt sind die Messwerte der vier Kanäle normiert auf den Wert zur Zeit Null. Die Daten wurden kontinuierlich über 150 *min* aufgezeichnet, wobei jeweils über eine Minute gemittelt wurde.

Der Einfluss der verschiedenen Störquellen ist am besten durch eine Messung in einer leeren („luftgefüllten“) Messwanne zu veranschaulichen. Das Ergebnis einer solchen Messung ist in Abbildung 4.8 zu sehen. Der Detektor wurde auf einer horizontalen Fläche von 60 *cm* × 60 *cm* in 2,5 *cm* vertikalem Abstand über den mittig positionierten Objektträger, einem geleimten Holzbocker, bewegt. Bei der Messung wurde, wie im vorherigen Kapitel beschrieben, jeweils für eine feste *x*-Position ein *y*-Profil von *y* = 0 *cm* bis *y* = 60 *cm* gemessen. Vor der Aufnahme der Messwerte für die nächste *x*-Position wurde der Detektor wieder in die Position *y* = 0 *cm* zurückgefahren. Es wurde also nicht „mäandert“. Das Inkrement zwischen zwei Messpunkten in *x*- und in *y*-Richtung betrug 2,5 *mm*.

Auffällig ist zunächst der unterschiedliche Trend in den Real- und Imaginärteilen. Für die Realteile erhält man in Profilrichtung (*y*-Richtung) nahezu konstante Werte und in *x*-Richtung einen Anstieg der Spannungen. Dieser Trend entsteht durch die oben beschriebene Drift. Während der Messfortschritt in *y*-Richtung sehr schnell geht (bei $v_{fahr} = 20 \text{ mm/s}$ braucht

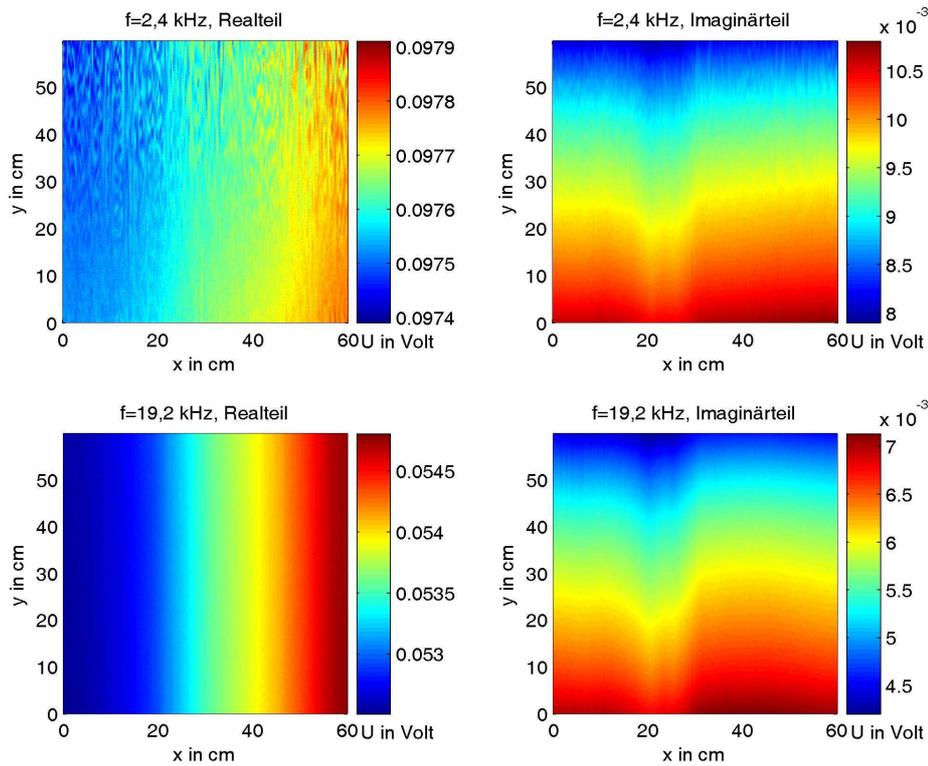


Abbildung 4.8: Messung in leerer („luftgefüllter“) Wanne für einen Abstand von 25 mm zum Objektträger (Holzhocker, ohne Objekt) für alle vier Signalkanäle

man für 60 cm nur 30 s), dauert der in x-Richtung etwa zwei Stunden. Die durch die erwärmte Elektronik bedingte Drift wirkt sich daher wegen der wesentlich längeren Messdauer nur in x-Richtung aus. Wie schon in Abbildung 4.7 zu sehen, ist dieser Effekt bei 19,2 kHz wesentlich stärker.

Bei den Imaginärteilen beobachtet man hingegen einen starken Trend in y-Richtung, während die Daten in x-Richtung nahezu konstant sind. Wie bereits erwähnt ist der Detektor so eingespannt, dass der Steg zwischen den beiden differentiellen Empfängerspulen parallel zur x-Achse ist und daher nur laterale Änderungen senkrecht dazu ein Signal erzeugen. Diese entstehen hier dadurch, dass sich der Detektor bei jedem Profil in y-Richtung zunächst vom Scannerrand entfernt und sich dann wieder auf der anderen Seite annähert. Da zu Beginn die linke Spule und am Ende eines Profils die entgegengesetzt gewickelte rechte Spule näher am Rand ist, erhält man wiederum einen nahezu linearen Trend. In y-Richtung sind beide Spulen immer gleich weit vom Scannerrand entfernt, so dass sich der Einfluss aufhebt.

Der Grund, warum dieser Trend nur in den Imaginärteilen zu sehen ist, liegt im Material aus dem der Scanner besteht. Die Bauteile der Achsen sind im Wesentlichen aus Aluminium und Stahl zusammengesetzt. Wie bereits in den vorherigen Kapiteln gezeigt, erzeugen magnetische Metalle wie Stahl vor allem im Imaginärteil ein starkes Signal. Im Realteil ist dieses zwar auch vorhanden, jedoch zu schwach um einen signifikanten Einfluss auf das Signal zu haben. Das Aluminium scheint im Vergleich zum Stahl ein noch kleineres Signal zu erzeugen und spielt daher keine Rolle.

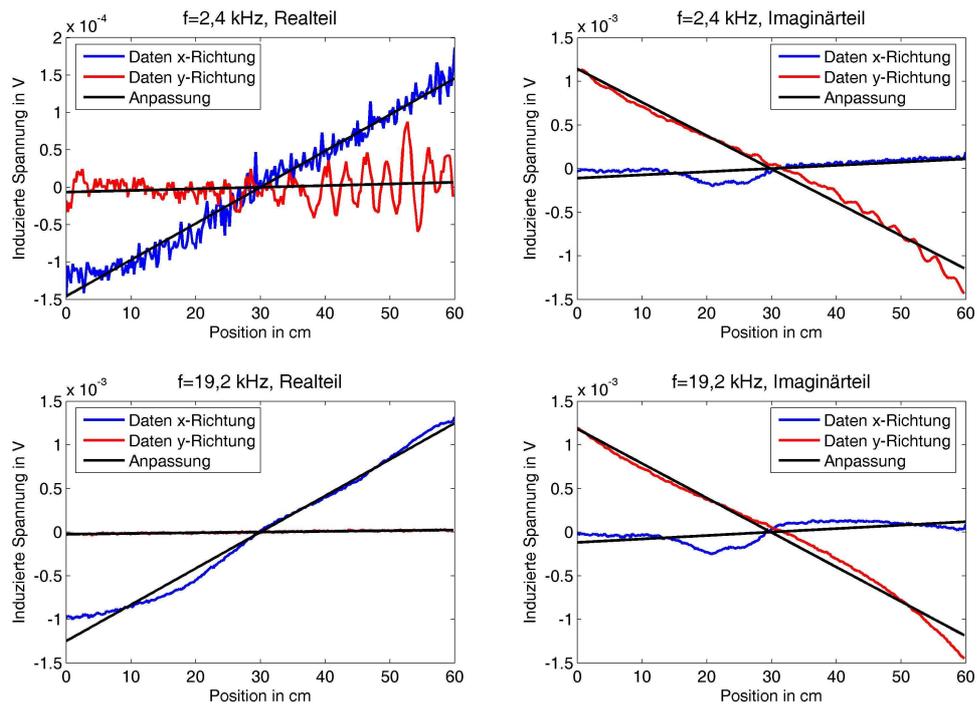


Abbildung 4.9: Daten eines Randprofils (jeweils bei $x = 0$ cm für die y -Richtung und bei $y = 0$ cm für die x -Richtung) und Anpassung der Daten durch eine Gerade für alle vier Signalkanäle. Von den Daten wurde zuvor der Mittelwert abgezogen.

Ein letzter Punkt, der beachtet werden muss, ist der Gleichspannungsanteil, der auf jedem Messkanal liegt. Dieser ist jedoch einfach zu identifizieren. Aufgrund der differentiellen Empfängerspulen sollte für den Fall, dass kein Metallobjekt vorhanden ist und sich der Detektor in Luft weit entfernt von anderen Objekten und parallel zum homogenen Boden positioniert ist auch keine Spannung induziert werden. Die Werte für die Messung in Luft sollten daher immer null sein. Gleiches gilt für den Mittelwert einer Messung, wenn das Objekt in der Mitte der Wanne positioniert ist und rotationssymmetrisch bezüglich der z -Achse ist. Positive und negative Spannungswerte sollten sich dann gemittelt über alle Werte eines Signalkanals aufheben. Der Gleichspannungsanteil kann daher meist durch Subtraktion des Mittelwertes aller Messwerte eines Signalkanals eliminiert werden, so dass die Daten danach um Null herum zentriert sind.

Wie diskutiert, äußert sich der Einfluss der Scannerachsen und der Drift durch einen linearen Trend in den Messdaten. Um diese Trends zu beseitigen bietet sich die Anpassung und anschließende Subtraktion eines Polynom ersten Grades an ein x - und ein y -Profil an. Um bei Messungen mit Objekt dabei nicht das Signal des Objektes anzupassen, ist es sinnvoll jeweils Randprofile zu verwenden, da dort das Signal durch das in der Mitte der Wanne platzierte Objekt wegen der großen Entfernung klein ist gegenüber den Störsignalen. Abbildung 4.9 zeigt solche Randprofile und deren Anpassung durch eine Gerade für alle vier Signalkanäle. Zuvor wurde bereits der Mittelwert eines jeden Kanals subtrahiert.

Deutlich zu erkennen ist, dass sich alle Profile gut durch eine Gerade anpassen lassen.

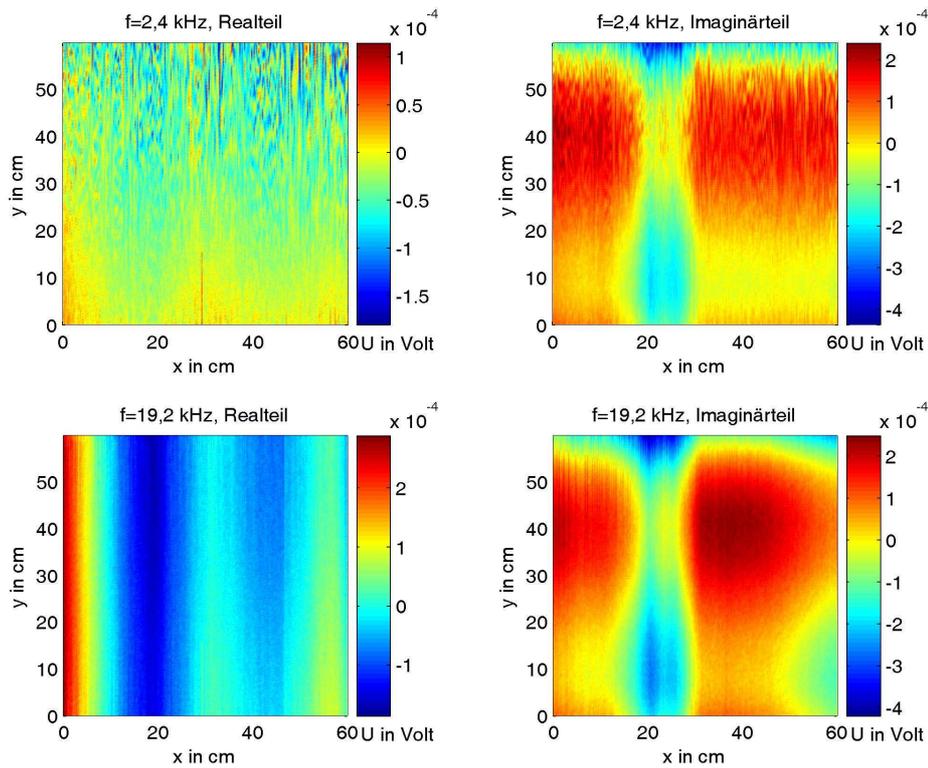


Abbildung 4.10: Trendbereinigte und zentrierte Daten der Messung in der leeren („luftgefüllten“) Wanne für einen Abstand von 25mm zum Objektträger (Holzhocker, ohne Objekt) für alle vier Signalkanäle

In den Realteilen spielt nur der driftbedingte Trend in x-Richtung eine Rolle. Dieser ist bei den Imaginärteilen zwar auch vorhanden, aber deutlich kleiner. Weiterhin ist dort bei den x-Profilen ein kleines Tal zwischen 15 cm und 30 cm zu sehen. Hierfür gibt es aktuell jedoch keine gesicherte Erklärung. Am Wahrscheinlichsten ist eine nicht lineare Gerätedrift, wie sie ansatzweise auch in Abbildung 4.7 zu sehen ist. Die Amplitude der Anomalie ist allerdings so klein, dass das „Tal“ keine Auswirkung auf die Interpretation der Daten haben sollte. Das Profil in y-Richtung ist nur bei den Imaginärteilen von Bedeutung und kann ebenfalls gut durch ein Polynom ersten Grades angepasst werden.

Abbildung 4.10 zeigt nun die trend- und gleichspannungwertbereinigten Werte der Daten aus Abbildung 4.8. Die Dynamik des Signals der Realteile konnte um einen Faktor 3 und die der Imaginärteile um einen Faktor 5 verringert werden. Zudem sind die Signale nun nahezu symmetrisch um Null verteilt. Die immer noch vorhandenen kleinen Abweichungen von Null werden später bei der Inversion berücksichtigt und beseitigt.

Es wäre auch möglich, die aufgezeigten Störquellen durch Subtraktion einer „Leermessung“ von den Daten zu beseitigen. Dies hätte jedoch zwei Nachteile, zum einen einen deutlich erhöhten Messaufwand und zum anderen würden zeitabhängige Störungen nicht berücksichtigt werden. Letzteres betrifft vor allem die Detektordrift, die davon abhängig ist wie lange der Detektor schon in Betrieb ist. Durch die Anpassung und anschließende Subtraktion eines Polynoms ersten Grades hingegen können alle unerwünschten Einflüsse ausreichend genau aus

den Daten entfernt werden.

Weitere Messungen für verschiedene vertikale Abstände (5 cm , 10 cm und 15 cm) und die dazugehörigen trendbereinigten Daten sind in den Abbildungen C.1 - C.8 im Anhang C gezeigt.

Beispiele für Rohdaten und die entsprechenden trendbereinigten und zentrierten Daten von Messungen über einzelnen Kugeln zeigen die Abbildungen C.11 - C.14, C.17 - C.20 und C.23 - C.26 im Anhang C. Auf die Darstellung weiterer Rohdaten im Anhang wurde aus Platzgründen verzichtet. Alle weiteren dort gezeigten Daten sind bereits trendbereinigt und zentriert.

4.2.3 Bestimmung der Detektoreigenschaften

Der für die Messung verwendete Metalldetektor ist in Punkto Robustheit, Sensibilität und Funktionalität (z. B. Bodenkompensation) für die Minensuche optimiert. Im Vergleich zu der im Handel erhältlichen Variante wurde das Gerät lediglich um eine Datenschnittstelle erweitert, die es erlaubt die gemessenen Spannungen abzugreifen und zu digitalisieren. Die veröffentlichten technischen Details des Gerätes sind seine Außenmasse, die benutzten Frequenzen und die Stromversorgung. Weitere technische Details sind nicht bekannt oder wegen des eng umkämpften Marktes vertraulich. Zu den vertraulichen Informationen gehören die Induktivitäten, Widerstände und der genaue technische Aufbau der Spulen. Dazu kommt noch das Betriebsgeheimnis der internen Bodenkompensation, die aber hier, da die Rohdaten benutzt werden, nicht von Interesse ist. Aktuell nicht bekannt sind Informationen über die Kapazitäten, die Windungszahl der Spulen, die eingebauten Verstärker und Bandpässe und Details über Eingangswiderstände und weitere Kompensationsspulen, die Asymmetrien in der differentiellen Spule ausgleichen.

Die technischen Informationen über das Förster Gerät reichen daher nicht aus, um die genaue Übertragungsfunktion der Empfängerspulen zu berechnen. Wie später in Kapitel 4.3.3 jedoch gezeigt wird, bewirkt diese eine Verstärkung und Phasendrehung des Ausgangssignals U_m gegenüber dem Eingangssignal $U_{ind} = -i\omega\mu ANH_n$, wobei H_n der zur Spulennormale parallele Anteil des magnetischen Feldes und A die Fläche der Empfängerspule mit Windungszahl N ist. Eine weitere Verstärkung und Phasendrehung des Signals entsteht zudem durch die eingebauten Vorverstärker und Bandpässe, deren Übertragungsfunktion ebenfalls unbekannt ist.

Der gemeinsame Einfluss der Spule und der Elektronik kann allerdings durch einen gemeinsamen Verstärkungsfaktor C und eine gemeinsame Phasendrehung Φ zusammengefasst werden. Für das gemessene Signal erhält man:

$$U_m = U_{ind} \cdot C e^{i\phi} \quad (4.10)$$

wobei sich der Verstärkungsfaktor C aus der Multiplikation der einzelnen Amplitudenverstärkungen der Spule, des Verstärkers und des Bandpasses ergibt und die Phasendrehung Φ aus der Addition der einzelnen Phasendrehungen. Da die Werte für C und Φ unbekannt sind und nicht aus den technischen Angaben berechnet werden können, müssen Sie experimentell bestimmt werden. Im Folgenden wird das Vorgehen zur Bestimmung dieser vorgestellt.

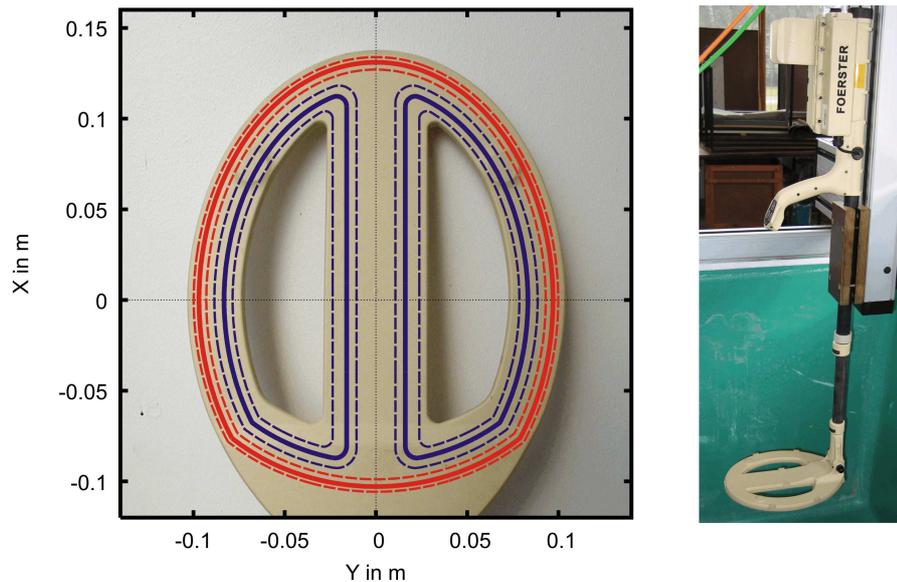


Abbildung 4.11: Foto des Förster Minex 2FD 4.500 (rechts) und seines Sensorkopfes, sowie eine Skizze der vermuteten Leiterbahnen. Die Sendespule liegt zwischen den beiden roten gestrichelten Linien, die Bänder der Empfängerspulen zwischen den blau gestrichelten. Die durchgezogenen Linien geben die Lage der einadrigen Sende und Empfängerspulen an, wie sie für die Inversion benutzt wurden.

Das Grundprinzip besteht darin, dass bei Verwendung der richtigen komplexen Verstärkungsfaktoren $Ce^{i\phi}$ für jede Frequenz das gemessene Signal in das berechnete überführt werden kann. Die Messungen sollten daher über einem Objekt durchgeführt werden, dessen Signal möglichst exakt berechnet werden kann. In dieser Arbeit werden dazu Messungen über Kugeln aus verschiedenen Materialien in verschiedenen Abständen zum Detektor verwendet. Abbildung 4.12 zeigt die Daten einer solchen Messung. Die Messebene in der der Detektor bewegt wurde lag in $2,5\text{ cm}$ Abstand über der Oberkante einer Kupferkugel mit $1,4\text{ cm}$ Radius. An Positionen bei denen sich die Kugel direkt unter der Leiterbahn der Empfängerspule befindet sind aufgrund des kurzen Abstandes der Kugel zu der Leiterbahn die induzierten Spannungen am größten. Es zeichnet sich daher in den Daten die Form der Empfängerspulen ab (siehe auch Abbildung 4.11). Dies zeigt, dass für eine exakte Simulation des Signals die genaue Kenntnis der Form und des Aufbaus der Spulen wesentlich ist. Aus dem Patent von Förster [1990] ist bekannt, dass die Leiterbahnen in mehreren übereinander liegenden Bändern angeordnet sind, die auf ein Trägermaterial gedruckt sind. Für die Simulation wurde nun versucht die Position und Breite dieser Bänder abzuschätzen.

Abbildung 4.11 zeigt den Sensorkopf des Gerätes von unten, sowie eine darauf projizierte Skizze der vermuteten Leiterbahnen. Die Sendespule ist wahrscheinlich auf einen äußeren Rahmen gewickelt, dessen maximale und minimale Ausdehnung durch die rot gestrichelten Linien gekennzeichnet ist. Die Grenzen der Leiterbänder der beiden differenziellen Empfängerspulen sind durch die blau gestrichelten Linien markiert. Da die genaue Anzahl der Windungen der Spulen nicht bekannt ist, wird für die Simulation nur eine einzige Leiterwindung verwendet. Die unbekannte Windungszahl N geht somit mit in den Faktor C ein.

Wird eine mehrfach gewickelte kreisrunde Spule, deren äußerste Wicklung bei R_{max} und deren innerste Wicklung bei R_{min} liegt, durch eine einzige Ader ersetzt stellt sich die Frage,

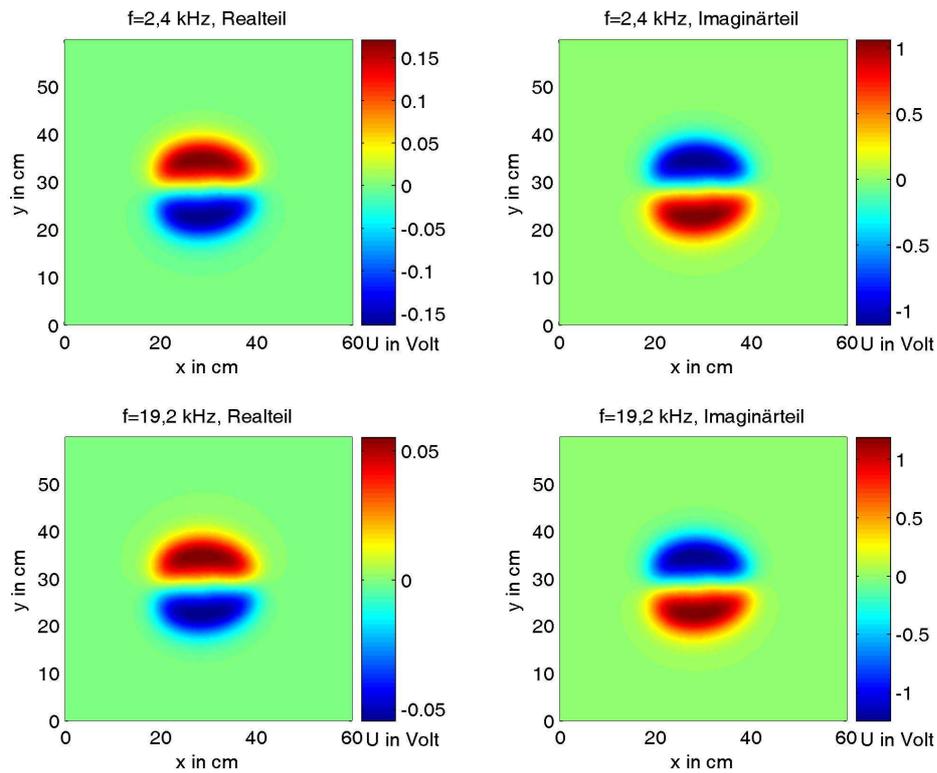


Abbildung 4.12: Messung über einer Kupferkugel ($d=28$ mm) in 25mm Abstand

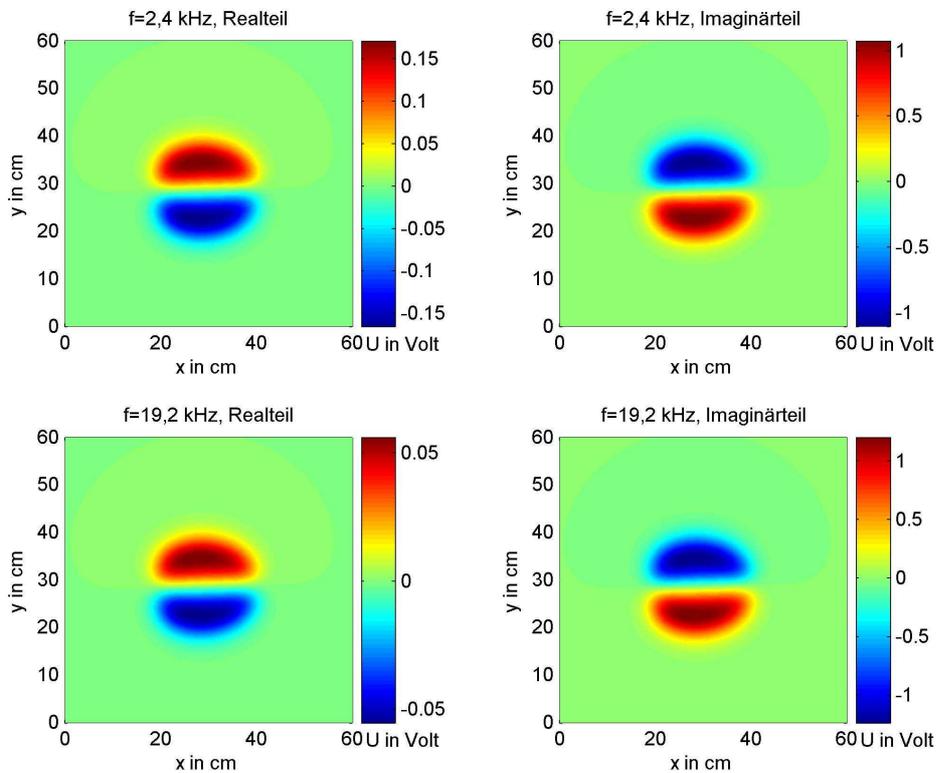


Abbildung 4.13: Simulation der Messung über einer Kupferkugel ($d=28$ mm) in 25 mm Abstand anhand des Inversionsergebnisses

welcher der Radien der Richtige ist. Wahrscheinlich ist eine Position zwischen den beiden Radien. Eine solche Leiterbahn ist in Abbildung 4.11 durch die durchgezogenen Linien markiert.

Der Sensorkopf des Minex kann allerdings nur unzureichend durch eine runde Spule beschrieben werden. Exakter ist die Verwendung von Teilsegmenten zweier Ellipsen mit gleichem Mittelpunkt, deren Schnittpunkte zum Beispiel bei der Sendespule in der Skizze in etwa bei $x = -8 \text{ cm}$ und $y = \pm 8 \text{ cm}$ liegen. Um nicht alle Halbachsen bestimmen zu müssen, wurden für den Sender die minimal ($a_{min}^1, b_{min}^1, a_{min}^2$ und b_{min}^2) und maximal möglichen Halbachsen ($a_{max}^1, b_{max}^1, a_{max}^2$ und b_{max}^2) der Ellipsen 1 und 2 aus Untersuchungen des Sensorkopfes abgeschätzt. Der Unterschied zwischen dem minimalen und maximalen Wert entspricht genau der Breite der Wicklung, ΔR_S .

Wird die Sendespule jetzt durch eine einzige Leiterbahn approximiert so sind deren Halbachsen um einen Wert ΔR_{AS} größer als die minimalen Halbachsen, wobei ΔR_{AS} im Intervall $[0 : \Delta R_S]$ liegen kann.

Auf die gleiche Art und Weise können für die Beschreibung der Empfängerspulen die Größen ΔR_E und ΔR_{AE} definiert werden, wobei ΔR_E der Breite des Leiterbandes entspricht.

Weniger gut bekannt als die Halbachsen der Ellipsen ist der Abstand zwischen den beiden Empfängerspulen, ΔD (Abstand zwischen den beiden parallelen geraden Leitern auf dem Mittelsteg). Dieser Parameter muss daher ebenfalls bestimmt werden.

Das Gehäuse des Sensorkopfes, in dem sich die Spulen befinden, hat eine Höhe von ca. $1,5 \text{ cm}$. Abstände des Detektors zum Objekt werden stets von der Unterkante des Gehäuse aus bestimmt. Es wird daher noch die vertikale Distanz Δz zwischen Leiterbahn und der Unterkante des Sensorkopfgehäuses benötigt, die ebenfalls unbekannt ist.

Für eine genaue Simulation des Minex benötigt man also zunächst die unbekannt Parameter C , Φ , ΔR_{AE} , ΔR_{AS} , Δz und ΔD . Im Folgenden wird gezeigt, dass diese durch eine Inversion von Messdaten über bekannten Kugeln bestimmt werden können. Dabei tritt die Besonderheit auf, dass die Parameter ΔR_{AE} , ΔR_{AS} , Δz und ΔD jeweils nur Werte innerhalb bestimmter Grenzen annehmen können. Es ist daher für die Inversion hilfreich diese so zu transformieren, dass sie die vorgegebenen Schranken nicht über- oder unterschreiten.

Muiuane und Pedersen [2001] benutzten hierfür die Transformation:

$$m^{tr} = \ln \frac{m - m_{min}}{m_{max} - m}, \quad (4.11)$$

wobei m_{min} und m_{max} die untere und obere Grenze des erlaubten Wertebereichs sind. Es zeigte sich jedoch, dass diese Transformation in der Nähe der Extremalwerte zu stark ansteigt. Dies führt dazu, dass für den Fall, dass im Inversionsverlauf einer der Grenzwerte erreicht wird, sehr große Modellverbesserungen notwendig sind um noch eine Änderung des untransformierten Parameters zu bewirken. Die Inversion bleibt daher oftmals an diesen Grenzwerten hängen.

Eine besseres Verhalten diesbezüglich wurde durch die Verwendung der Tangensfunktion für die Transformation erreicht, die vom Intervall $[-\frac{\pi}{2} : \frac{\pi}{2}]$ nach $[-\infty : \infty]$ abbildet. Durch die

Einschränkung auf den Bereich $[-\frac{\pi}{2} : \frac{\pi}{2}]$ ist die Funktion streng monoton und bijektiv. Den transformierten Parameter erhält man aus:

$$m^{tr} = \tan\left(-\frac{\pi}{2} + \frac{m - m_{min}}{m_{max} - m_{min}} \frac{\pi}{2}\right) = \tan(\alpha m + \beta), \quad (4.12)$$

mit $\beta = -\frac{\pi}{2} - \frac{m_{min}}{m_{max} - m_{min}} \frac{\pi}{2}$ und $\alpha = \frac{1}{m_{max} - m_{min}} \frac{\pi}{2}$, wobei diese Funktion jetzt von $[m_{min} : m_{max}]$ nach $[-\infty : \infty]$ abbildet. Die Rücktransformation lautet

$$m = \frac{\arctan(m^{tr}) - \beta}{\alpha}. \quad (4.13)$$

Gemäß Gleichung 4.8 ergeben sich die passenden Einträge in der Jakobi-Matrix zu:

$$J_{ij}^{tr} = \left. \frac{\partial F_i}{\partial m_j^{tr}} \right|_{\vec{m}_0^{tr}} = \left. \frac{\partial F_i}{\partial m_j} \frac{\partial m_j}{\partial m_j^{tr}} \right|_{\vec{m}_0^{tr}} = \left. \frac{\partial F_i}{\partial m_j} \frac{\cos^2(\alpha m + \beta)}{\alpha} \right|_{\vec{m}_0} \quad (4.14)$$

für $i = 1, \dots, n$ und $j = 1, \dots, m$.

Um nun die gesuchten Parameter C , Φ , ΔR_{AE} , ΔR_{AS} , Δz und ΔD zu bestimmen wurden Messungen über einzelnen Kugeln invertiert. Dabei handelt es sich um je eine Kugel aus Kupfer ($\sigma = 58 \text{ MS/m}$, $\mu_r = 1$), Aluminium ($\sigma = 17,07 \text{ MS/m}$, $\mu_r = 1$) und Stahl ($\sigma = 5,46 \text{ MS/m}$, $\mu_r \approx 80$), wobei alle den gleichen Radius von 14 mm besitzen. Bei jeder Kugel wurden Messungen für vier verschiedene Abstände zwischen Kugeloberfläche und Unterkante des Detektors durchgeführt ($2,5 \text{ cm}$, 5 cm , 10 cm und 15 cm). Die gemessenen Daten sind im Anhang in den Abbildungen C.9 - C.26 gezeigt. Die elektrische Leitfähigkeit und Permeabilität der einzelnen Materialien sind Literaturwerte die von den Rostocker Projektpartnern angegeben wurden. Der Wert für die Permeabilität des Stahls ist nur ein Richtwert, da sich diese durch die Bearbeitung des Materials beim Drehen der Kugel noch ändern kann.

Für die Inversion wurden daher die Position der Kugeln, ihr Radius, ihre elektrische Leitfähigkeit und ihre magnetische Permeabilität als bekannt vorausgesetzt und nicht variiert. Die verbliebenen unbekanntem Modellparameter, die durch die Inversion bestimmt werden müssen sind demnach nur noch je ein Verstärkungsfaktor C und ein Phasenwinkel Φ pro Frequenz, sowie die Spulenparameter ΔR_{AE} , ΔR_{AS} , Δz und ΔD .

Da die Originaldatensätze mit einer Auflösung von $2,5 \text{ mm}$ auf einer Fläche von $60 \text{ cm} \times 60 \text{ cm}$ sehr groß sind, wurden diese auf einen ca. $20 \text{ cm} \times 20 \text{ cm}$ Teilbereich rund um die Position der Kugel eingeschränkt und auf eine Auflösung von 1 cm reduziert. Die Fehlerannahme betrug $\Delta \vec{d}_{rel} = 1\%$ und $\Delta \vec{d}_{abs} = 0,3 \text{ mV}$. Letztere entspricht der maximalen Amplitude der trendbeseitigten Leermessung. Tabelle 4.4 fasst die Ergebnisse der einzelnen Inversionen zusammen und gibt den Mittelwert aus allen Werten für jeden einzelnen Parameter mit der zugehörigen Standardabweichung an.

Besonders bei den beiden Verstärkungsfaktoren erhält man eine gute Übereinstimmung aller Datensätze. Die Standardabweichungen vom Mittelwert betragen jeweils nur $1,5\%$. Das Verhältnis der beiden Werte stimmt mit einem Wert von $7,94$ fast mit dem Verhältnis der

	Δz	$C_{2,4kHz}$	$\Phi_{2,4kHz}$	$C_{19,2kHz}$	$\Phi_{19,2kHz}$	ΔR_{AS}	ΔR_{AE}	ΔD
Cu 25 mm	0,0055	264999	0,11	33382	-0,36	0,0059	0,0055	0,0157
Cu 50 mm	0,0064	267220	0,04	33626	-0,40	0,0068	0,0044	0,0151
Cu 100 mm	0,0070	268375	-0,04	33742	-0,43	0,0068	0,0036	0,0131
Cu 150 mm	0,0059	263554	-0,03	33107	-0,45	0,0069	0,0037	0,0166
St 25 mm	0,0054	269305	-1,86	34093	-8,02	0,0069	0,0049	0,0159
St 50 mm	0,0063	269647	-2,82	33928	-10,25	0,0049	0,0052	0,0150
St 100 mm	0,0063	268072	-2,74	33740	-10,14	0,0069	0,0034	0,0144
St 150 mm	0,0062	269823	-2,97	34026	-10,31	0,0069	0,0034	0,0161
Al 25 mm	0,0071	257309	0,08	32447	-0,34	0,0069	0,0048	0,0157
Al 50 mm	0,0076	270298	-0,04	34022	-0,41	0,0069	0,0040	0,0147
Al 100 mm	0,0078	268102	-0,18	33689	-0,44	0,0069	0,0029	0,0127
Al 150 mm	0,0071	259857	-0,18	32642	-0,49	0,0069	0,0031	0,0123
Mittelwert	0,0065	266380	-0,88	33537	-0,06	0,0066	0,0041	0,0148
Stabw.	0,0007	3996	4,4	520	0,07	0,0005	0,0008	0,0013

Tabelle 4.4: Ergebnisse der Inversion der Kugeln aus Kupfer (Cu), Stahl (St) und Aluminium (Al) für verschiedene Abstände. Die Zeile Mittelwert gibt den Mittelwert aller Ergebnisse an und Stabw. die zugehörigen Standardabweichungen.

Frequenzen zueinander überein. Die unterschiedliche Verstärkung entspricht also einer Kombination von Verstärkung und Frequenzwichtung. Die frequenzgewichteten Signalteile werden gleich verstärkt. Die Abweichung zum wahren Frequenzverhältnis von 8 besteht wahrscheinlich aufgrund einer frequenzabhängigen Übertragungsfunktion der Spule, die so ebenfalls ausgeglichen wird. Die Frequenzwichtung wird von dem Gerät genutzt um für das ausgegebene Signal eine Bodenkompensation durchführen zu können wie sie bereits in Kapitel 2.7.4.1 beschrieben wurde.

Deutliche Schwankungen erhält man bei den Phasenwerten. Da sie innerhalb einer Materialsorte allerdings nur wenig variieren, können diese Schwankungen auf ungenügend genaue Abschätzungen der elektrischen Leitfähigkeit, bzw. der magnetischen Permeabilität zurückgeführt werden.

Für die Parameter, ΔR_{AE} , ΔR_{AS} , Δz und ΔD , die die Geometrie der Spule beschreiben, erhält man Standardabweichungen zwischen 8 % und 20 %. Ihr Absolutwert liegt jedoch bei etwa 1 mm. Die absolute Abweichung zwischen den einzelnen Datensätzen ist demnach sehr gering und die Position der Leiterbahn immerhin auf 1 mm genau bestimmt. Die benutzten Grenzen, in denen die Parameter variieren durften, betragen in etwa 1,5 cm. Die einzelne Leiterbahn liegt nicht ganz in der Mitte des Leiterbandes sondern etwas weiter innen. Ihre vertikale Position liegt mittig im Gehäuse, das etwa 1,4 cm hoch ist.

Abbildung 4.14 zeigt ein Messprofil direkt über die Kupfer-Kugel in einem Abstand von 2,5 cm und die zugehörige Anpassung der Daten. Deutlich zu sehen ist die sehr gute Übereinstimmung zwischen berechneten und gemessenen Daten. Um zu zeigen, dass diese Anpassung nicht nur für dieses eine Profil gut gelingt, wurden anhand des Inversionsergebnisses (Tabelle 4.4) Daten für das gesamte Messgebiet in der Auflösung der Messung berechnet. Das Ergebnis ist

in Abbildung 4.13 gezeigt. Im direkten Vergleich mit den Originaldaten sieht man auch hier wieder eine sehr gute Übereinstimmung.

Das Förster-Gerät kann also sehr gut durch eine einzelne Leiterbahn und zwei komplexe Verstärkungsfaktoren beschrieben werden, so dass die Voraussetzung für eine möglichst genaue Inversionsrechnung gegeben ist.

Bei den folgenden Inversionen wurden die Mittelwerte aus Tabelle 4.4 als feste Parameter der Vorwärtsrechnung gewählt und demnach nicht mehr variiert. Als einfaches Beispiel soll jetzt zunächst die Inversion der gerade behandelten Kugeldaten mit einem Rotationsellipsoidmodell gezeigt werden.

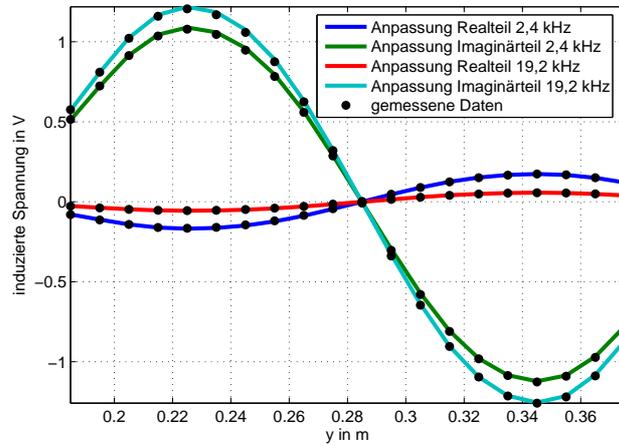


Abbildung 4.14: Real- und Imaginärteil der gemessenen Spannungen über einer Kupferkugel ($a_K=14\text{ mm}$) in $2,5\text{ cm}$ Abstand zum Detektor für $2,4\text{ kHz}$ und $19,2\text{ kHz}$ und die Anpassung der Daten durch die Inversion.

4.2.4 Kugeln in Luft

Die im vorigen Kapitel behandelten Messungen über Kugeln sollen nun so ausgewertet werden als hätte man keine Vorinformationen. Das Modell ist demnach nicht mehr eine Kugel, sondern ein Rotationsellipsoid, dessen Eigenschaften b , a , D , I , x , y , z , σ und μ_r gesucht sind. Die Messdaten wurden auf einen Messpunktabstand von 2 cm in beide Richtungen reduziert um die Rechenzeit zu verkürzen. Invertiert wurden, im Gegensatz zum vorherigen Kapitel, die Realteile beider Frequenzen sowie die Differenz der beiden Imaginärteile. Letztere wurde gewählt, da sie bei der späteren Auswertung von Messungen über Objekten im Boden wegen der Bodenkompensation sowieso verwendet werden muss. Die Inversion der synthetischen Daten hatte zudem gezeigt, dass der Auflösungsverlust durch die Reduzierung auf drei Kanäle gering ist.

Zunächst wurde bei allen Inversionen das gleiche Startmodell ($\sigma = 10\text{ MS/m}$, $\mu_r = 5$, $b = a = 1\text{ cm}$, $D = 45^\circ$ und $I = 45^\circ$) gewählt. Bei einigen Datensätzen wurde mit diesem Startmodell kein Minimum erreicht. Diese Datensätze sind in Tabelle 4.5 mit einem Stern gekennzeichnet. In diesem Fall wurde aus einem Sortiment von 96 verschiedenen Startmodellen dasjenige gewählt, das den kleinsten Anpassungsfehler zur Folge hatte (siehe auch Kapitel 4.4.2). Die Messfehler wurden wiederum mit $\Delta\vec{d}_{rel} = 1\%$ und $\Delta\vec{d}_{abs} = 0,3\text{ mV}$ angenommen.

Die Anpassung der gemessenen Daten für das jeweilige Profil direkt über die Kugel zeigen die Abbildungen 4.15 und 4.16. Insgesamt wurden jedoch wie im vorherigen Kapitel jeweils mehrere parallele Profile invertiert. Die erhaltenen Modelle und der jeweilige Anpassungsfehler sind in Tabelle 4.5 aufgeführt.

Die Kugelform konnte in allen Fällen gut rekonstruiert werden, der maximale Unterschied

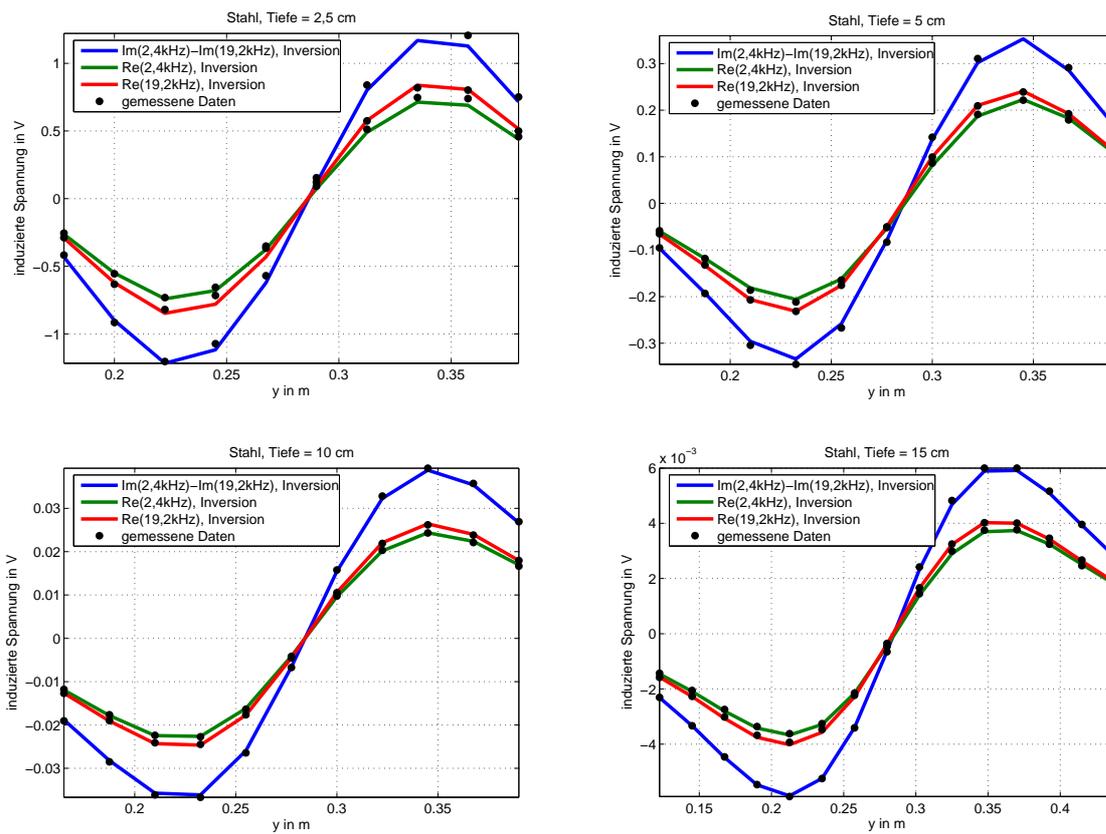


Abbildung 4.15: Messdaten und deren Anpassung durch die Inversion für ein Profil direkt über einer Stahl-Kugel für verschiedene Tiefen. Dargestellt sind die Realteile für 2,4 kHz und 19,2 kHz sowie die Differenz der Imaginärteile.

zwischen den beiden Halbachsen beträgt 2,5 mm bei der Aluminium-Kugel in 2,5 cm Tiefe. Auch die Absolutwerte der beiden Halbachsen weichen, abgesehen von der Kupfer-Kugel in 5 cm und 10 cm Tiefe, höchstens 2,5 mm von dem Kugelradius ($a_K = 14\text{ mm}$) ab. Die Wichtigkeiten dieser Parameter sind mit 0,2 - 0,5 dementsprechend hoch. Die Tiefenbestimmung ist in den meisten Fällen genauer als 5 mm (Wichtigkeit 0,6 - 0,8). Lediglich bei der Kupferkugel in 15 cm Tiefe ist die Abweichung mit 1,09 cm größer, relativ gesehen ist aber auch diese Tiefe sehr gut rekonstruiert.

Die Werte für die magnetische Permeabilität sind bei den nicht magnetischen Kugel aus Aluminium und Kupfer perfekt bestimmt. Bei Stahl variieren sie stärker, zeigen jedoch deutlich ein magnetisches Material an. Die elektrische Leitfähigkeit kann auch innerhalb einer Materialsorte stark schwanken. Bei der Stahlkugel korrelieren diese Schwankungen mit der Permeabilität. Ist sie hoch, ist auch der Wert der Leitfähigkeit hoch. Es scheint für diesen Fall eine Äquivalenz vorzuliegen, so dass die Werte nicht eindeutig bestimmt werden können. Im Vergleich zu den Werten für die anderen beiden Kugeln geben sie aber eine eindeutige Möglichkeit, den Stahl vom Kupfer und vom Aluminium zu unterscheiden. Zudem können auch letztere aufgrund ihrer Leitfähigkeit identifiziert werden. Die Wichtigkeiten der Leitfähigkeit und Permeabilität sind bei allen Inversionen sehr klein (ca. 0,02). Dies belegt zwar, dass diese Werte stark variieren, es suggeriert jedoch auch, dass die Zuordnung magnetisch/nicht magnetisch im Widerspruch

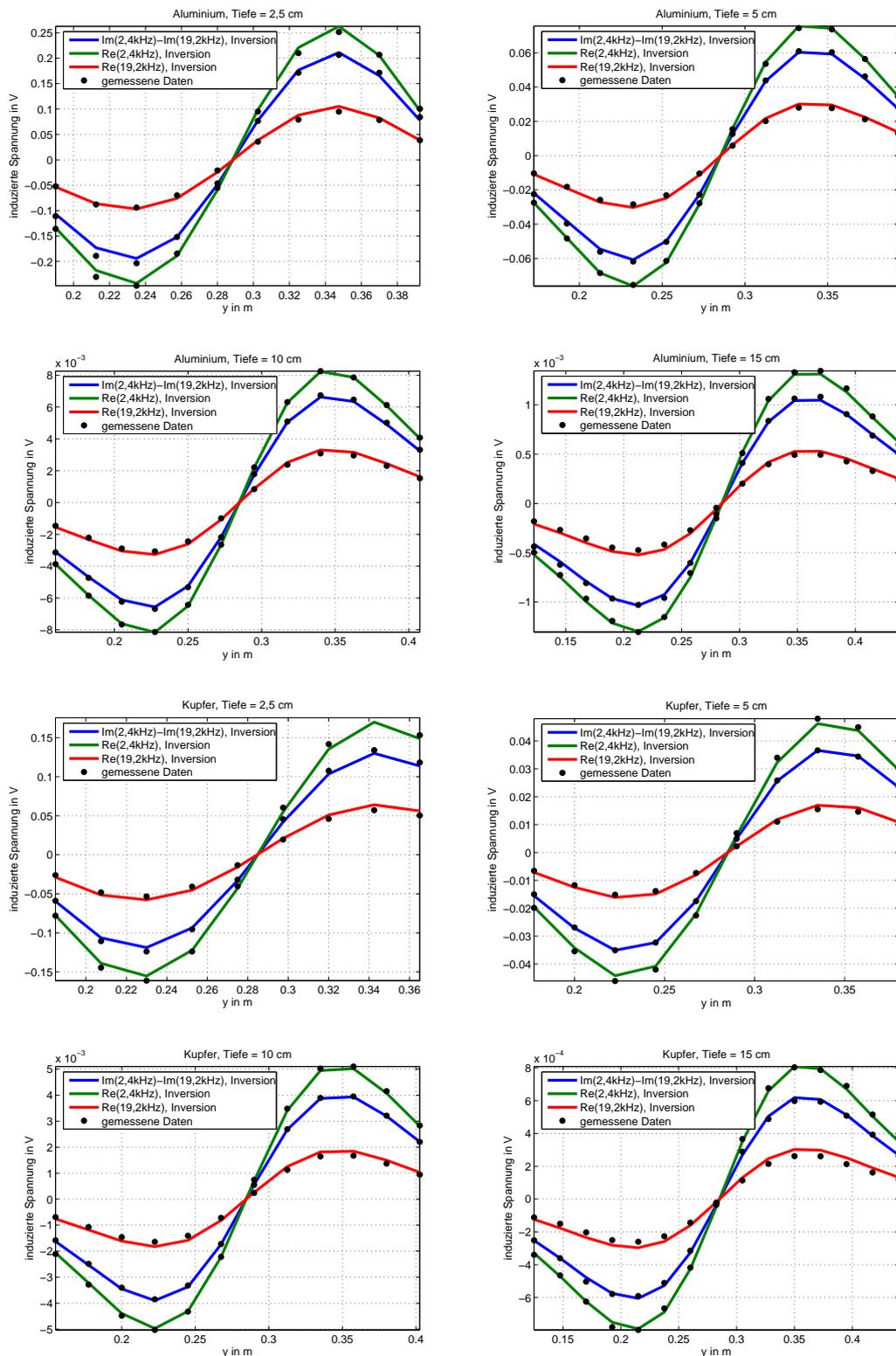


Abbildung 4.16: Messdaten und deren Anpassung durch die Inversion für ein Profil direkt über der Kugel (oben: Aluminium, unten Kupfer) für verschiedene Tiefen. Dargestellt sind die Realteile für 2,4 kHz und 19,2 kHz sowie die Differenz der Imaginärteile.

	a in mm	b in mm	z in mm	σ in MS/m	μ_r	D in °	I in °	χ
Cu 25 mm *	15,8	13,6	22,1	79,2	1	45	13	4,32
Cu 50 mm *	18,3	16,5	44,5	186,3	1	44	18	1,61
Cu 100 mm	17,6	19,1	99,8	177,2	1	130	345	0,24
Cu 150 mm *	12,9	14,5	139,1	92,1	1	140	116	0,07
Al 25 mm *	14,1	16,6	27,0	19,3	1	136	141	6,35
Al 50 mm	15,1	16,4	54,2	19,5	1	134	355	1,96
Al 100 mm	13,7	14,8	100,9	20,1	1	135	332	0,27
Al 150 mm	13,3	14,6	151,4	31,9	1	131	146	0,07
St 25 mm	15,3	16,2	27,4	3,7	74	222	6	11,02
St 50 mm	13,2	16,3	48,9	60,1	832	43	23	3,07
St 100 mm	13,2	15,1	97,4	6,7	78	45	182	0,86
St 150 mm	13,1	15,4	146,8	14,3	171	45	19	0,19

Tabelle 4.5: Ergebnisse der Inversion für die Messungen über verschiedenen Kugeln in verschiedenen Tiefen (Abstand Spule - Kugeloberfläche). Die mit einem Stern gekennzeichneten Daten wurden mit Hilfe einer automatisierten Startmodellsuche invertiert.

zu den gezeigten Ergebnissen nicht besonders verlässlich ist. In diesem Fall ist daher eine Bewertung des Inversionsergebnisses anhand der Wichtigkeiten nur begrenzt möglich.

Die Werte für die Deklination und die Inklinasion sind aufgrund der Kugelgestalt nicht von Bedeutung.

Betrachtet man die Anpassung der Daten in den Abbildungen 4.15 und 4.16, so ist diese für alle Datensätze sehr gut. Der zugehörige Anpassungsfehler ist jedoch für die Kugeln in geringer Tiefe deutlich höher als der für die in größerer Tiefe. Dies ist ein Zeichen dafür, dass der Absolutfehler, trotz der Abschätzung aufgrund der Leermessung, zu groß gewählt wurde. Er gewinnt wegen der abnehmenden Signalstärke bei größeren Kugelabständen an Bedeutung und bewirkt daher kleinere Anpassungsfehler. Um später Anpassungsfehler für Messungen über Objekten in verschiedener Tiefe besser vergleichen zu können, wird die Fehlerannahme für die Auswertung der Felddaten in Kapitel 4.4.2 modifiziert. Der dort verwendete Wert für den Absolutfehler ist an die Maximalamplitude gekoppelt.

Die Kovarianzen, die die Inversion für die jeweiligen Parameter ausgibt betragen, weniger als ein Promille. Wie schon bei den Studien mit synthetischen Daten zeigt sich also, dass diese Werte viel zu klein sind und daher ohne praktischen Nutzen sind.

Lange et al. [2005a] zeigen Inversionen von Messungen über drei Kugeln, wobei die Parameter aller drei Kugeln gut bestimmt werden konnten. Es muss dabei aber von vornherein ein Modell, das aus drei Kugeln besteht, angenommen werden. Da es bisher jedoch noch nicht gelungen ist aus den Rohdaten abzuleiten, wie viele Objekte im Boden liegen, ein Ausprobieren zu zeitintensiv ist und die Inversion mit jedem weiteren zu bestimmenden Modellparameter schwieriger wird, wurde in dieser Arbeit der Ansatz, die Parameter mehrerer Körper gleichzeitig zu bestimmen, nicht weiter verfolgt.

4.2.5 Zylinder in Luft

Interessanter als die Inversion von Kugeln ist die Auswertung von Messungen über Objekten, die eine Orientierung haben können. Ein einfaches Beispiel dafür ist ein Zylinder. Die hier verwendeten Zylinder sind jeweils 57 mm hoch und besitzen einen Radius von 14 mm . Für die Messungen wurde je ein Exemplar aus Aluminium, aus Kupfer und aus Stahl verwendet. Die Zylinder befanden sich jeweils in 10 cm Abstand zum Detektor. Variiert wurde die Orientierung der Rotationsachse des Zylinders, einmal parallel zur x-Achse, zur y-Achse und zur z-Achse. Bei den ersten beiden liegt der Zylinder, bei der letzten steht er aufrecht. Die kompletten Messdaten sind in den Abbildungen C.27 - C.35 im Anhang C gezeigt.

Bei dem Aluminium- und dem Kupfer-Zylinder unterscheiden sich die Messdaten für die einzelnen Orientierungen kaum, lediglich die Amplitude ist für den aufrecht stehenden Zylinder etwas kleiner, da sich die Tiefenangabe auf die Oberkante des Objekts bezieht und somit der Mittelpunkt des Zylinders im stehenden Fall tiefer liegt als im liegenden. Verständlich wird dies, wenn man sich noch einmal die Dipolmomente für nicht magnetische Rotationsellipsoide in Abbildung 2.8 ansieht. Für prolate Körper unterscheiden sich die Momente für die transversale Anregung und die axiale Anregung kaum und ähneln daher einer Kugel. Eine Orientierungsabhängigkeit ist nicht geringfügig vorhanden. Erst für magnetische Körper wird dieser Unterschied größer (Abbildung 2.9), so dass man zum Beispiel bei dem Stahl-Zylinder deutliche Unterschiede in den Messdaten für die einzelnen Orientierungen sieht.

Bei der Inversion der Daten wurde ein etwa $25\text{ cm} \times 25\text{ cm}$ großer Teilbereich der Messdaten rund um das laterale Zentrum der Zylinder invertiert. Der Messpunktabstand betrug 2 cm . Die Abbildungen 4.17 und 4.18 zeigen jeweils das Messprofil direkt über dem Objekt und die Anpassung der Daten durch die Inversion.

Bei nicht kugelsymmetrischen Objekten zeigt sich, dass für das zu minimierende Funktional (siehe Kapitel 4.1) neben dem globalen Minimum des „wahren“ Rotationsellipsoiden mindestens ein zweites Minimum existiert. Dieses hat stets ein zum „wahren“ Modell umgekehrtes

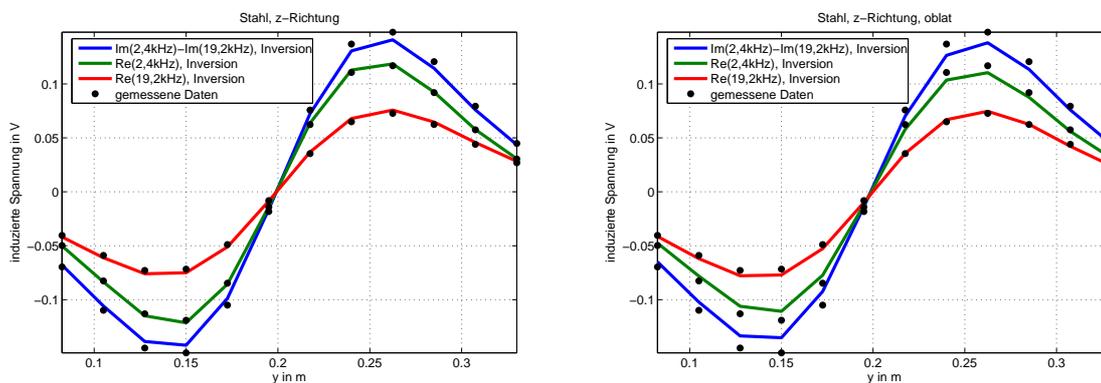


Abbildung 4.17: Messdaten und deren Anpassung durch die Inversion für ein Profil direkt über einen Stahlzylinder in 10 cm Tiefe dessen Rotationsachse parallel zur z-Achse ist. Das linke Inversionsmodell ist ein prolat Rotationsellipsoid ($\chi = 3,04$), das rechte ein oblat ($\chi = 3,75$). Dargestellt sind die Realteile für $2,4\text{ kHz}$ und $19,2\text{ kHz}$ sowie die Differenz der Imaginärteile.

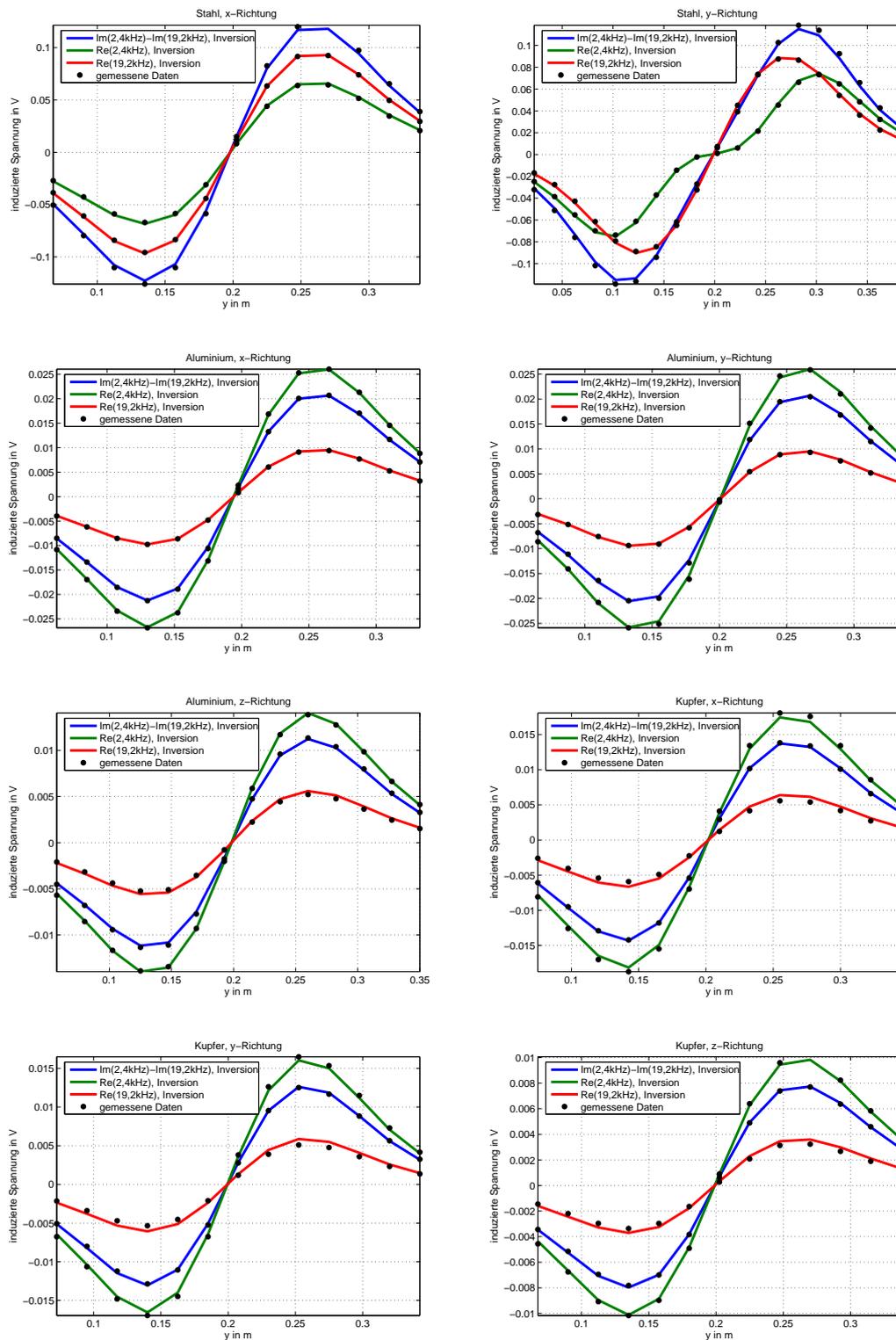


Abbildung 4.18: Messdaten und deren Anpassung durch die Inversion für ein Profil direkt über verschiedenen Zylindern (Aluminium, Kupfer und Stahl, $H = 57\text{ mm}$, $R = 14\text{ mm}$) in 10 cm Tiefe für verschiedene Orientierungen der Rotationsachse. Dargestellt sind die Realteile für $2,4\text{ kHz}$ und $19,2\text{ kHz}$ sowie die Differenz der Imaginärteile.

	a in mm	b in mm	z in mm	σ in MS/m	μ_r	D in °	I in °	χ
Al, x-Richtung	29,5	33,4	98,9	73,9	1	130	345	0,54
Al, y-Richtung	28,1	25,5	88,3	84,7	1	343	1	0,62
Al, z-Richtung	20,1	21,3	108,3	10,8	1	0	193	0,45
Cu, x-Richtung	23,7	26,9	110,4	97,4	1	12	14	0,91
Cu, y-Richtung	24,0	28,1	98,4	144,3	1,5	78	2	0,79
Cu, z-Richtung	24,4	26,3	107,9	163,6	1,7	241	175	0,47
St, x-Richtung	14,2	47,9	98,0	0,7	21	357	359	1,93
St, y-Richtung	14,2	51,1	97,2	0,5	18	90	359	2,23
St, z-Richtung	14,2	46,6	77,1	0,5	13	21	90	3,04
St, z-Richtung	21,7	11,5	83,5	2,2	15	75	180	3,79

Tabelle 4.6: Ergebnisse der Inversion für die Messungen über verschiedenen Zylindern (Aluminium, Kupfer und Stahl, $H = 57 \text{ mm}$, $R = 14 \text{ mm}$) in 10 cm Tiefe (Abstand Spule - Zylinderoberfläche) und mit verschiedenen Orientierungen. Die Rotationsachse des Zylinders befindet sich parallel zur x -Achse ($D = 0^\circ$, $I = 0^\circ$), zur y -Achse ($D = 90^\circ$, $I = 0^\circ$) und zur z -Achse ($D = \text{beliebig}$, $I = 90^\circ$).

Achsenverhältnis. Ist zum Beispiel das „wahre“ Modell prolat, so erhält man ein zweites lokales Minimum für einen oblaten Rotationsellipsoiden. Die Anpassung durch dieses zweite Modell ist in den meisten Fällen zwar deutlich schlechter, nichts desto trotz bleibt die Inversion oftmals in diesem lokalen Minimum hängen. Die Wahl eines passenden Startmodells gewinnt somit an Bedeutung. Bei der Inversion wurde daher aus einem Sortiment von 96 verschiedenen Startmodellen, dasjenige gewählt, dass den kleinsten Anpassungsfehler zur Folge hatte (siehe auch Kapitel 4.4.2.4).

Abbildung 4.17 zeigt die Messdaten des aufrecht stehenden Stahlzylinders und die aus der Inversion erhaltenen Daten für einen prolates und einen oblaten Rotationsellipsoiden. Die Modellparameter sind in Tabelle 4.6 gezeigt. Die Anpassung der Daten durch den oblaten Rotationsellipsoiden (rechts) ist um ein fünftel schlechter als für den prolates (links). Vor allem für das Differenzsignal und den Realteil bei $19,2 \text{ kHz}$ erhält man sichtbar schlechtere Übereinstimmungen mit dem gemessenen Signal. Die Tiefe beider Modelle ist etwas zu niedrig, jedoch bei beiden in etwa gleich. Die Werte für die Leitfähigkeit und die magnetische Permeabilität lassen bei beiden Modellen auf einen Stahlkörper schließen (niedrige Leitfähigkeit, hohe Permeabilität), so dass sich die Modelle im wesentlichen nur in ihrer Aussage über die Form des Objektes unterscheiden.

Für den Fall der beiden liegenden Stahlzylinder sind die Anpassungsfehler durch ein oblates Modell mehr als doppelt so groß wie für ein prolates, so dass in diesen Fällen ein deutliches Minimum vorliegt. Bei allen drei Orientierungen, die durch die Inversion sehr gut bestimmt sind, fällt auf, dass die kleine Halbachse des Rotationsellipsoiden sehr gut mit dem Radius des Zylinders übereinstimmt, die Länge jedoch in etwa um die Hälfte zu groß ist. Dies liegt daran, dass das magnetisierbare Volumen des Zylinders größer ist als das eines Rotationsellipsoiden mit den gleichen Außenmaßen. Bei gleichem Radius müsste der prolates Ellipsoid eine Länge von $2b = 8,55 \text{ cm}$ besitzen um das gleiche Volumen zu erreichen. Die Länge der durch die Inversion bestimmten Rotationsellipsoide ist daher für alle drei Orientierungen mit $2b = 9,58 \text{ cm}$, $2b = 10,22 \text{ cm}$ und $2b = 9,32 \text{ cm}$ größer als die Länge des Zylinders. Zudem muss

berücksichtigt werden, dass durch die Verwendung der Approximation von *Smith und Morrison* [2006] als Vorwärtsrechnung für die Inversion zusätzliche Ungenauigkeiten entstehen.

Die Anpassungen der Daten für den Aluminium- und den Kupferzylinder zeigt Abbildung 4.18. Die Messdaten können für alle Orientierungen und beide Materialien sehr gut durch einen Rotationsellipsoiden angepasst werden. Die zugehörigen Modellparameter sind in Tabelle 4.6 aufgeführt. Wie bereits vermutet, unterscheiden sich die Längen der beiden Halbachsen und somit die beiden Dipolmomente des Rotationsellipsoiden kaum. Die Orientierung der Körper kann daher nicht genau bestimmt werden. Dies äußert sich auch in den sehr geringen Wichtigkeiten der Halbachsen für die Inversion, die mit jeweils 0,06 sehr klein sind im Vergleich zu denen der Stahlzylinderinversion (0,2-0,5).

Die elektrische Leitfähigkeit schwankt in einem großen Wertebereich und lässt daher in den meisten Fällen keine eindeutige Zuordnung zu, ob es sich um Kupfer ($\approx 58 MS/m$) oder Aluminium ($\approx 17 MS/m$) handelt. Die magnetische Permeabilität zeigt in allen Ergebnissen an, dass es sich um nicht magnetische Körper handelt. Diese Information kann bei der Interpretation als Indiz benutzt werden, dass die Inversionsergebnisse für die Form des Körpers mit Vorsicht zu behandeln sind, da sich diese bei nicht magnetischen Körpern nur schwer bestimmen lässt. Die Tiefe des Rotationsellipsoiden ist jedoch bei allen Inversionsergebnissen gut bestimmt.

Die Inversionen von Messungen über Zylinder zeigen:

- Die Bestimmung der Form und Orientierung von nicht magnetischen Körpern ist schwierig. Niedrige Wichtigkeiten zeigen an, dass diese Parameter nicht gut aufgelöst werden können.
- Bei magnetischen Körpern kann die Orientierung gut bestimmt werden, die Wichtigkeiten der Halbachsen sind deutlich höher.
- Die Größe des erhaltenen Ellipsoiden ist von dem magnetisierbaren Volumen abhängig. Die Werte für die Radien stimmen gut mit den Radien der Zylinder überein.
- Die Tiefe des Zylinders wird für alle Materialien und Orientierungen gut durch die Inversion bestimmt.

Der nächste Schritt ist die Inversion von Messungen über komplexen Körpern, wie Minen, die im folgenden Kapitel behandelt wird.

4.2.6 Minen in Luft

Bei den Messungen standen zunächst drei Minensurrogate im Fokus, da diese auf dem Testfeld in Ispra/Italien verwendet werden. Es handelt sich hierbei um die Typen M1A, M2B und M3B (*Nesti und Verlinde* [2003]). Die M1A ist bezüglich ihrer Metallteile baugleich mit der in Kapitel 3.4 vorgestellten M3A und auch die M3B wurde bereits in diesem Kapitel behandelt. Sie sollen daher zuerst untersucht werden.

4.2.6.1 M1A in Luft

Abbildung 4.19 zeigt eine Skizze der M1A. Ihre Metallteile, ein Aluminium-Zündhütchen, ein Stahlbolzen und eine Stahlfeder, entsprechen den in Abbildung 3.11 dargestellten Teilen. Aufgrund des geringen Metallgehaltes wird die M1A als „low-metal-mine“ geführt.

Die Daten, die über der M1A mit dem Förster-Gerät gemessen wurden, zeigen die Abbildungen C.36-C.39 im Anhang C. Der Abstand zwischen der Oberkante des Mingehäuses und dem Metalldetektor betrug bei den Messungen 2,5 cm, 5 cm, 10 cm und 15 cm. Deutlich zu sehen ist eine sichelförmige Struktur im Imaginärteil bei 19,2 kHz, wie sie bei den bisher gezeigten Messdaten noch nicht zu beobachten war.

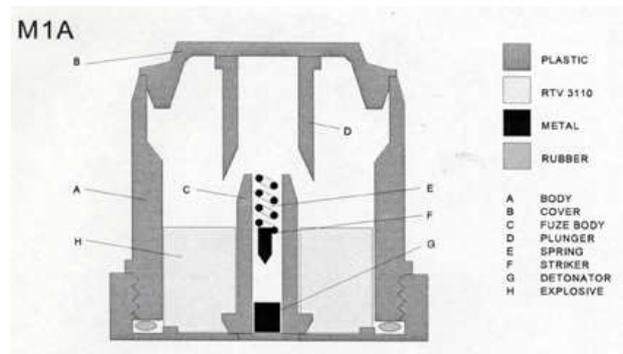


Abbildung 4.19: Skizze des Minensurrogats M1A (aus Nesti und Verlinde [2003]). Die Höhe beträgt 58 mm, und der Durchmesser 55 mm.

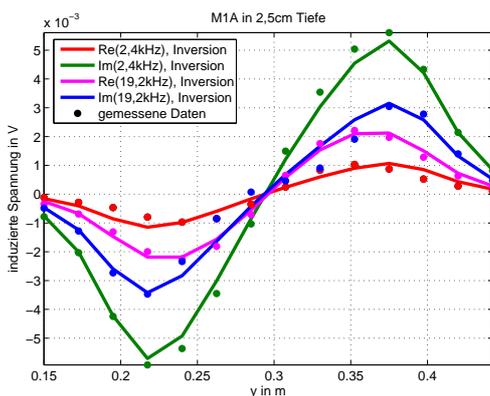


Abbildung 4.20: Gemessenes Profil über die M1A in 2,5 cm Abstand und Anpassung der Daten durch die Inversion.

Man erhält einen aufrecht stehenden oblaten Ellipsoiden in 5,2 cm Tiefe. Bedenkt man, dass die Mine in 2,5 cm Tiefe liegt, so befindet sich der Ellipsoid also 2,7 cm unterhalb der Gehäuseoberkante auf Höhe der Feder. Die Anpassung der maximalen Amplituden des Signals ist zwar gut, der laterale Verlauf der Spannungen kann jedoch nur ungenügend durch die Inversion wiedergegeben werden.

Anders verhält es sich, wenn man statt der beiden Imaginärteile nur deren Differenz und die beiden Realteile auswertet. Das jeweilige Profil über das Zentrum der Mine für die beiden Realteile und die Differenz der Imaginärteile und die zugehörige Anpassung der Daten durch die Inversion sind in Abbildung 4.21 dargestellt. Wie schon bei der numerischen Simulation zeigt sich, dass die Daten wesentlich besser angepasst werden können als bei der Inversion aller vier Signalkanäle. Nach den numerischen Untersuchungen ist anzunehmen, dass der Grund dafür der abnehmende Einfluss der Feder auf das Signal ist, die durch die Differenzbildung nahezu komplett kompensiert wird.

Die erhaltenen Modellparameter zeigt Tabelle 4.7. Für die Tiefen 2,5 cm und 5 cm erhält

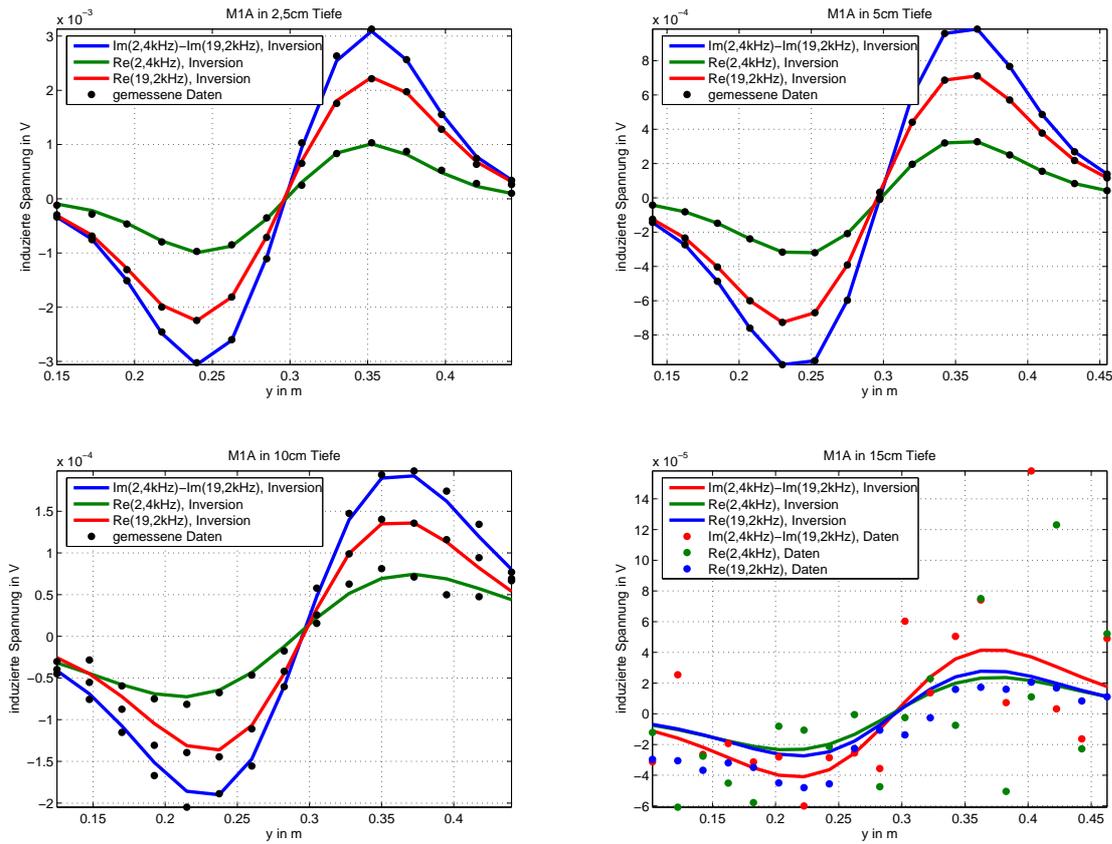


Abbildung 4.21: Messdaten und deren Anpassung durch die Inversion für ein Profil direkt über die M1A in 2,5 cm, 5 cm, 10 cm und 15 cm Abstand. Dargestellt sind die Realteile für 2,4 kHz und 19,2 kHz sowie die Differenz der Imaginärteile.

man nahezu identische Rotationsellipsoide. Die Anpassung der Daten ist ausgezeichnet. Befindet sich der Ellipsoid in einer 10 cm Tiefe nimmt die Datenqualität aufgrund der kleinen Signalstärke und des Rauschlevels ab. Das Inversionsergebnis weicht nun deutlich von den anderen beiden Ellipsoiden ab. Die Daten für die Tiefe 15 cm wurden zwar invertiert, aufgrund des sichtbar schlechten Signal-zu-Rauschverhältnisses ist das Ergebnis aber wenig aussagekräftig. Der Datensatz für 15 cm wurde daher auch für die folgende Untersuchung nicht verwendet.

Um zu überprüfen, ob jeder Datensatz auch durch einen identischen Rotationsellipsoiden

Tiefe	a in mm	b in mm	z in cm	σ in MS/m	μ_r	D in $^\circ$	I in $^\circ$	χ
2,5 cm, 4K	3,5	1,6	5,2	6,9	26	281	92	0,53
2,5 cm	3,5	4,2	7,2	4,2	2,2	101	85	0,161
5 cm	3,5	4,0	9,6	4,4	2,3	72	78	0,001
10 cm	2,1	25,5	17,2	16,4	5,5	75	356	0,093
15 cm	3,6	2,3	17,4	19,8	7,7	314	97	0,096

Tabelle 4.7: Ergebnisse der Inversion für die Messungen über der M1A in verschiedenen Tiefen. Invertiert wurden die Realteile für 2,4 kHz und 19,2 kHz sowie die Differenz der Imaginärteile. Bei dem mit 4K gekennzeichneten Ergebnis wurden alle vier Signalkanäle invertiert.

beschrieben werden kann, wurden die Datensätze für die Tiefen 2,5 *cm* und 10 *cm* mit dem Modell, das die Inversion für 5 *cm* ergab, invertiert. Variiert wurde also nur die Position und die Orientierung. Bei 2,5 *cm* Abstand verschlechterte sich der Anpassungsfehler kaum (0,164 statt 0,161) genauso wie die Orientierung ($D = 93^\circ$, $I = 85^\circ$). Die Tiefe blieb unverändert (7,2 *cm*). Die Daten der Messung mit 10 *cm* Abstand können ebenfalls genauso gut mit dem Modell, das die Inversion für 5 *cm* ergab, reproduziert werden. Der Anpassungsfehler ist auch in diesem Fall mit 0,095 statt 0,093 kaum größer. Die mit der Inversion bestimmte Tiefe beträgt 13,6 *cm*, die Orientierung $D = 91^\circ$ und $I = 89^\circ$.

Die Messungen über der M1A können also für die drei untersuchten Tiefen mit dem gleichen Rotationsellipsoiden angepasst werden. Dieser ist nahezu kugelförmig ($b = 4,0$ *mm*, $a = 3,5$ *mm*), hat eine Stahl typische Leitfähigkeit (4,4 *MS/m*) und ist kaum magnetisch ($\mu_r = 2,3$). Die durch die Inversion bestimmte Tiefe beträgt bei der Messung mit 2,5 *cm* Abstand 7,2 *cm*. Der Ellipsoid befindet sich demnach 4,7 *cm* unterhalb der Oberkante der Mine, also etwa zwischen Bolzen und Zündhütchen. Die Auswertung der Messung mit 5 *cm* Abstand ergibt eine Tiefe von 9,6 *cm* Tiefe für den Ellipsoiden. Er befindet sich somit 4,6 *cm* unterhalb der Oberkante und somit relativ zur Oberkante gesehen fast an der gleichen Position. Erst beim Ergebnis der Inversion für 10 *cm* Anstand ändert sich die relative Position. Sie liegt dort zwar relativ zur Minenoberkante 1 *cm* höher (13,6 *cm* – 10 *cm* = 3,6 *cm* statt 4,6 *cm*), aufgrund der schlechteren Datenqualität ist diese Tiefenangabe aber immer noch als sehr gut zu beurteilen.

Die Messdaten der M1A für verschiedene Tiefen können durch ein einziges Ellipsoidmodell beschrieben werden. Die relative Position des Ellipsoiden in der Mine ist dabei in etwa bei allen Ergebnissen gleich. Der Ellipsoid kann die Mine daher sehr gut repräsentieren. Zudem lässt sich aus der Tiefe des Ellipsoiden die Tiefe der Mine bestimmen. Die maximale Tiefenabweichung beträgt nur 7 %.

4.2.6.2 M3B in Luft

Als nächstes Beispiel soll hier das Minensurrogat M3B (Abbildung 3.10) behandelt werden. Diese Mine ist eine „maximum-metal-mine“, also eine Mine mit hohem Metallgehalt. Aufgrund des horizontal liegenden Schlagbolzens beobachtet man bei ihr eine starke Orientierungsabhängigkeit. Bei den Messungen wurden daher zwei Ausrichtungen der Mine vermessen. Bei der einen befindet sich die Achse des Schlagbolzens parallel zur x- und somit zur Doppel-D-Achse („x-Richtung“) und einmal senkrecht dazu („y-Richtung“). Die gemessenen Daten sind in den Abbildungen C.44-C.51 im Anhang C gezeigt.

Für die Inversion der Daten wurde ein etwa 30 *cm* × 30 *cm* großer Messbereich über dem Zentrum der Mine ausgewertet. Der Messpunkt Abstand betrug 2 *cm* in beide Richtungen. Invertiert wurden die beiden Realteile und die Differenz der Imaginärteile. Die Startmodelle wurden wie im vorherigen Abschnitt automatisch aus einem Sortiment von 96 verschiedenen Startmodellen ausgewählt. Die Messdaten und deren Anpassung durch die Inversion, jeweils für das Messprofil in y-Richtung direkt über den Körper für verschiedene Tiefen und beide Orientierungen, zeigen die Abbildungen 4.22 und 4.23. Die zugehörigen Modellparameter und Anpassungsfehler sind in Tabelle 4.8 aufgeführt. Die Anpassung des Messsignals gelingt für alle Datensätze sehr gut. Lediglich für die M3B in x-Richtung in 15 *cm* Tiefe ist sie etwas schlech-

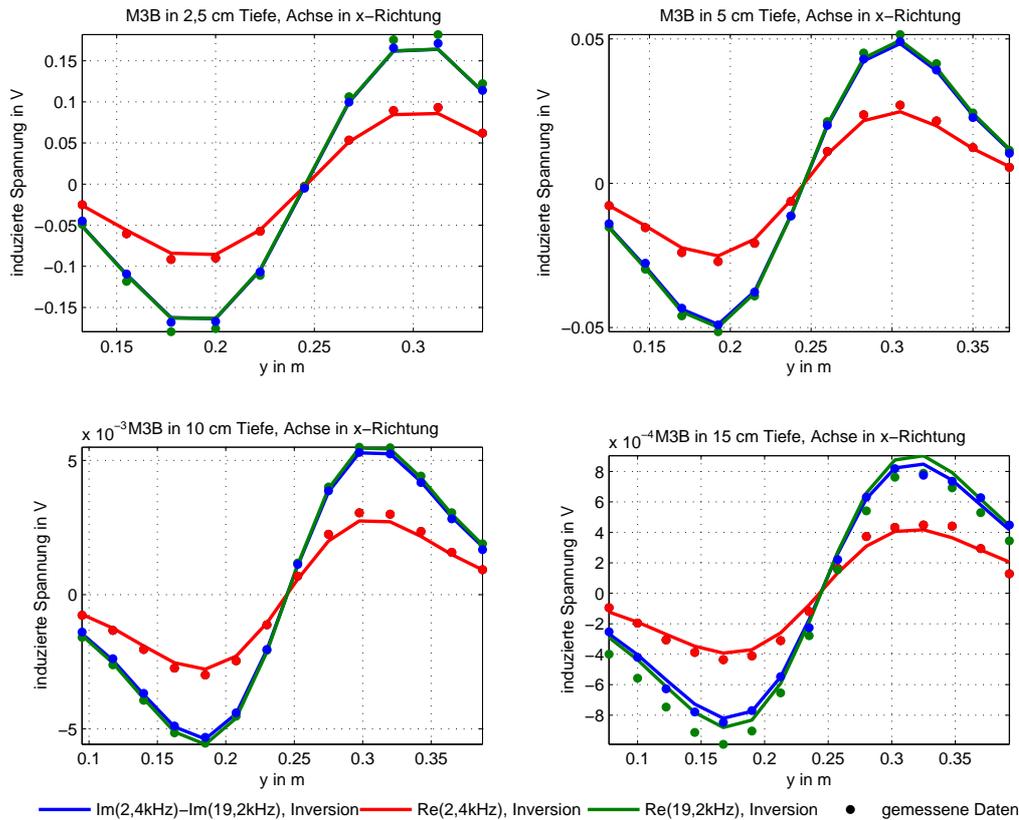


Abbildung 4.22: Gemessenes Profil über die M3B für verschiedene Abstände und Anpassung der Daten durch die Inversion. Der Schlagbolzen der Mine ist in x-Richtung orientiert.

ter. Für diesen Datensatz ist aber bereits in den Rohdaten ein deutlich schlechteres Signal zu Rauschverhältnis erkennbar, so dass darin ein möglicher Grund liegt. Zudem muss bei der Bewertung der Ergebnisse immer bedacht werden, dass sich die tatsächlichen Metallteile in ihrer Form von einem Rotationsellipsoiden unterscheiden. Es entstehen somit auch Abweichungen durch eine Vereinfachung in der Modellannahme.

Vergleicht man die Ergebnisse für die beiden Orientierungen, so stellt man fest, dass man etwas unterschiedliche Rotationsellipsoide erhält. Die Ellipsoide, die man für die y-Richtung erhält, sind im Mittel etwas kürzer, jedoch besser leitend und stärker magnetisch als die für die x-Richtung. Ein Grund hierfür ist die unterschiedliche Ausrichtung der Metallteile relativ zu den differentiellen Spulen. Diese besitzen konstruktionsbedingt entlang ihrer Doppel-D-Achse eine geringere Sensitivität, da das Differenzsignal beider Spulen dort null ist. Die Qualität der Messungen, und somit das Inversionsergebnis, ist daher für beide Orientierungen etwas unterschiedlich. Die Orientierungen selber werden durch die Inversion gut wiedergegeben.

Die Tiefen der erhaltenen Ellipsoide liegen zwischen $0,8 \text{ cm}$ und $3,1 \text{ cm}$ unterhalb der Oberkante des Minengehäuses. Dieses ist 5 cm hoch, so dass die mittig angeordneten Metallteile in einer Tiefe von $2,5 \text{ cm}$ unterhalb der Oberkante liegen. Die Übereinstimmung mit den tatsächlichen Tiefen der Metallteile ist also gut.

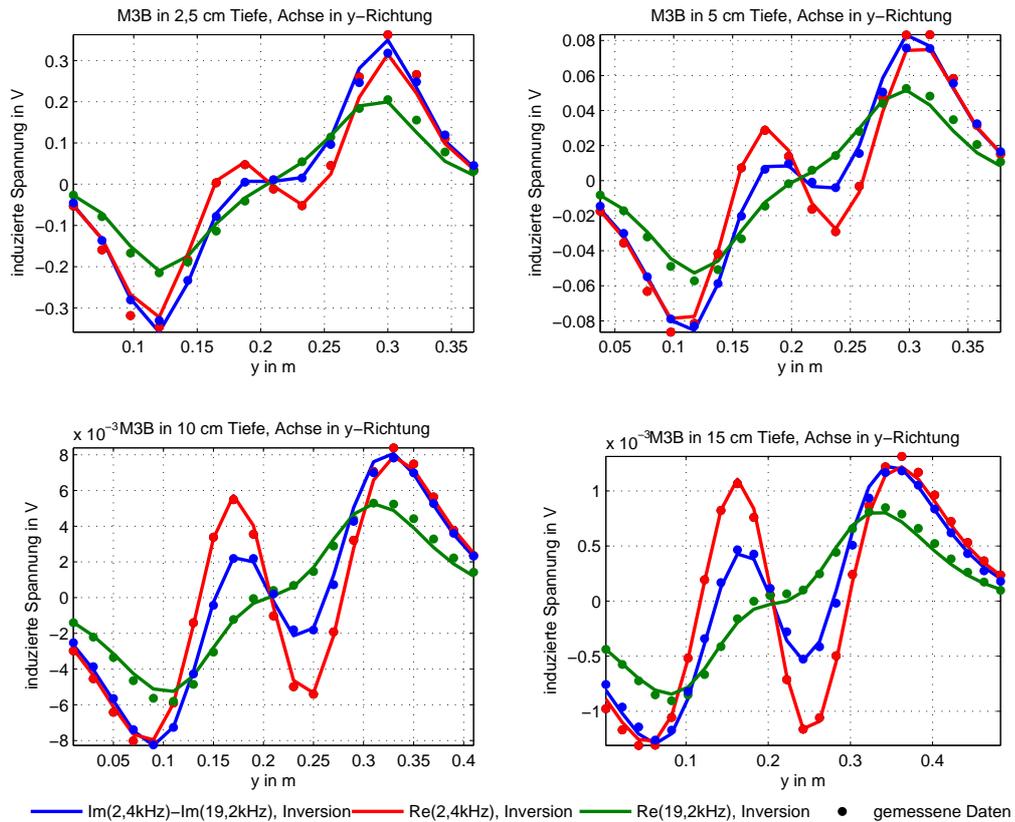


Abbildung 4.23: Gemessenes Profil über die M3B für verschiedene Abstände und Anpassung der Daten durch die Inversion. Der Schlagbolzen der Mine ist in y -Richtung orientiert.

In einem zweiten Schritt wurde versucht, alle Daten mit dem gleichen Ellipsoidmodell zu erklären, so dass bei der Inversion nur die Position und Orientierung variiert werden muss. Hierzu wurde der aus der Inversion des Datensatzes der M3B in y -Richtung in 10 cm Tiefe erhaltene Rotationsellipsoid gewählt. Seine Parameter sind: $a = 4,1 \text{ mm}$, $b = 61,2 \text{ mm}$,

Tiefe	a in mm	b in mm	z in cm	σ in MS/m	μ_r	D in $^\circ$	I in $^\circ$	χ
2,5 cm, x-Richt.	4,4	64,8	4,8	2,3	31,6	358	357	9,53
5 cm, x-Richt.	3,7	75,3	7,0	2,9	32,2	359	359	3,53
10 cm, x-Richt.	3,3	85,5	11,7	3,3	32,2	0	359	0,49
15 cm, x-Richt.	3,0	81,3	15,8	2,9	28,2	0	0	0,25
2,5 cm, y-Richt.	5,9	39,9	5,6	28,8	222	87	359	11,1
5 cm, y-Richt.	4,8	48,8	7,8	8,1	59,9	86	359	4,87
10 cm, y-Richt.	4,1	61,2	12,5	5,5	42,0	86	0	0,81
15 cm, y-Richt.	3,8	62,4	17,3	8,1	47,6	86	0	0,21

Tabelle 4.8: Ergebnisse der Inversion für die Messungen über der M3B in verschiedenen Tiefen und mit verschiedenen Orientierungen. Der Schlagbolzen liegt einmal in x -Richtung und einmal in y -Richtung. Invertiert wurden die Realteile für 2,4 kHz und 19,2 kHz sowie die Differenz der Imaginärteile.

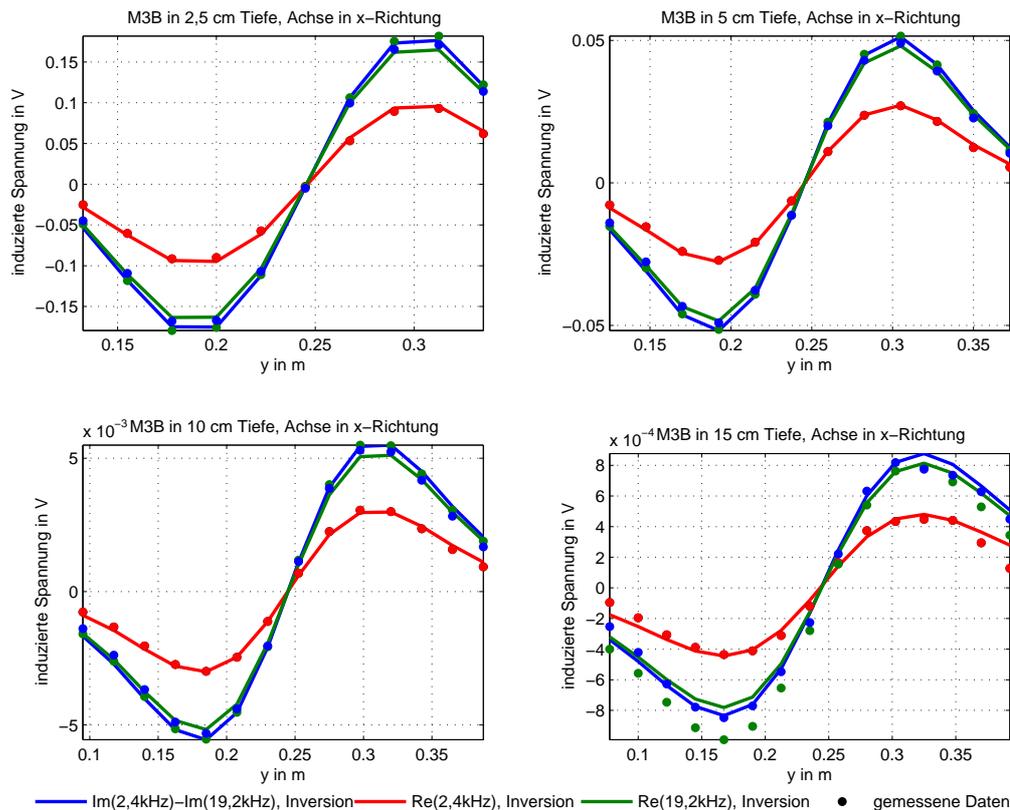


Abbildung 4.24: Gemessenes Profil über die M3B für verschiedene Abstände und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Modell ist bei allen Daten ein Rotationsellipsoid mit $a = 4,1 \text{ mm}$, $b = 61,2 \text{ mm}$, $\sigma = 5,5 \text{ MS/m}$ und $\mu_r = 42$. Der Schlagbolzen der Mine ist in x -Richtung orientiert.

$\sigma = 5,5 \text{ MS/m}$ und $\mu_r = 42$. Die Anpassungen der Daten am Beispiel des Profils über dem Zentrum der Mine ist in den Abbildungen 4.24 und 4.25 gezeigt, die Modellparameter und die Anpassungsfehler in Tabelle 4.9. Zwar erhält man nun für Datensätze etwas größere

Tiefe	z_{inv} in cm	$z_{inv}-z_{obj}$ in cm	D in $^\circ$	I in $^\circ$	χ
2,5 cm, x-Rtg.	4,6	2,1	358	358	10,31
5 cm, x-Rtg.	7,2	2,2	0	359	3,87
10 cm, x-Rtg.	12,4	2,4	0	0	0,69
15 cm, x-Rtg.	17,8	2,8	0	0	0,31
2,5 cm, y-Rtg.	4,9	2,4	87	0	14,2
5 cm, y-Rtg.	7,4	2,4	86	359	5,46
10 cm, y-Rtg.	12,5	2,5	86	0	0,81
15 cm, y-Rtg.	17,6	2,6	86	0	0,23

Tabelle 4.9: Ergebnisse der Inversion für die Messungen über der M3B in verschiedenen Tiefen z_{obj} und mit verschiedenen Orientierungen. Der Schlagbolzen liegt einmal in x -Richtung (x -Rtg.) und einmal in y -Richtung (y -Rtg.). Das Modell ist bei allen Daten ein Rotationsellipsoid mit $a = 4,1 \text{ mm}$, $b = 61,2 \text{ mm}$, $\sigma = 5,5 \text{ MS/m}$ und $\mu_r = 42$. Die mittels der Inversion bestimmte Tiefe ist z_{inv} .

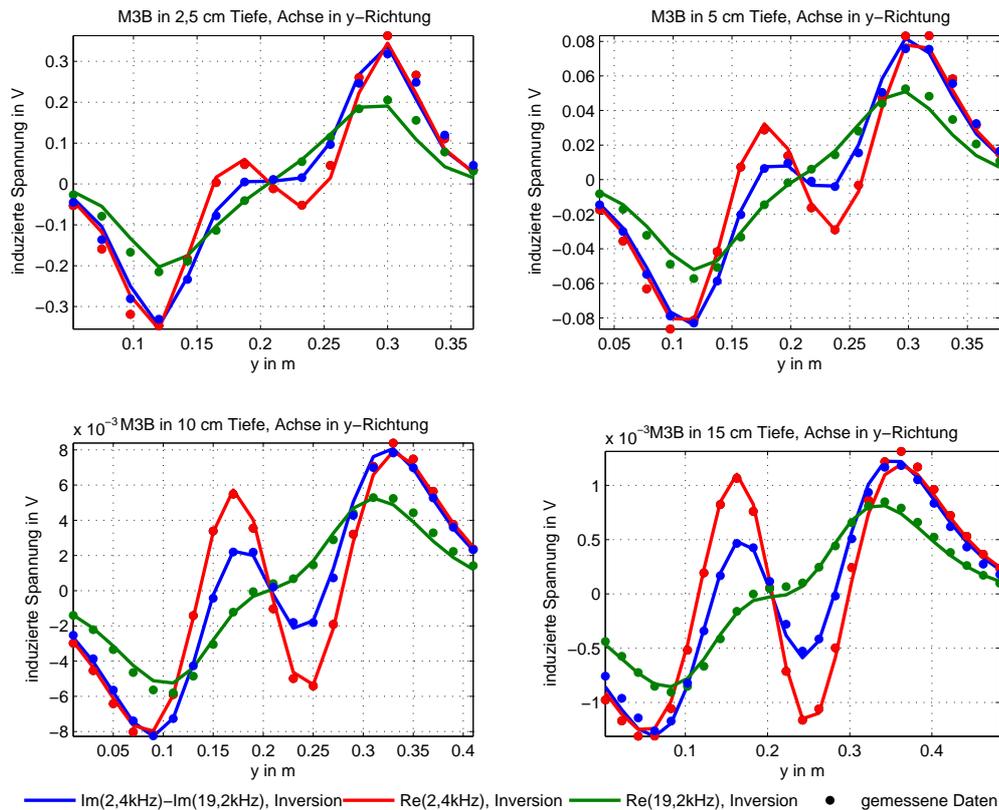


Abbildung 4.25: Gemessenes Profil über die M3B für verschiedene Abstände und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Modell ist bei allen Daten ein Rotationsellipsoid mit $a = 4,1 \text{ mm}$, $b = 61,2 \text{ mm}$, $\sigma = 5,5 \text{ MS/m}$ und $\mu_r = 42$. Der Schlagbolzen der Mine ist in y -Richtung orientiert.

Fehlerwerte, die Anpassung der Messdaten ist jedoch immer noch sehr gut. In Tabelle 4.9 ist neben der absoluten Tiefe des Rotationsellipsoiden auch noch seine Tiefe relativ zur Oberkante des Minengehäuses gezeigt. Für alle Datensätze liegt diese zwischen $2,1 \text{ cm}$ und $2,8 \text{ cm}$, womit eine noch genauere Tiefenangabe erzielt wurde als bei den vorherigen Inversionsergebnissen.

Auch für die M3B können die Messdaten unabhängig von ihrer Tiefe und Orientierung durch ein einziges Rotationsellipsoidenmodell beschrieben werden. Die Orientierung und Tiefe des Ellipsoiden stimmt bei allen Datensätzen hervorragend mit den tatsächlichen Werten überein. Der Ellipsoid kann demnach als Repräsentant dieser Mine gewählt werden und bietet so die Möglichkeit der Identifikation, sowie der Tiefen- und Orientierungsbestimmung der Mine M3B.

Bei der M3B ist auch eine erfolgreiche Inversion aller vier Kanäle, also beider Real- und Imaginärteile möglich. Da aufgrund der Bodenkompensation bei der Auswertung von Felddaten nur die hier benutzten drei Kanäle zur Verfügung stehen, wurde jedoch auf eine tiefer gehende Ausführung der Vier-Kanal-Inversion verzichtet.

4.2.6.3 M2B in Luft

Die in Abbildung 4.26 gezeigte M2B repräsentiert ebenfalls Minen mit hohem Metallgehalt (*Nesti und Verlinde* [2003]). Neben dem Bolzen, dem Zündhütchen und der Feder, besitzt diese nun auch Stahlzylindermäntel. Sie wurde für die Untersuchungen ausgewählt, da sie ebenfalls auf dem Testfeld in Ispra/Italien vorzufinden ist, auf dem die später vorgestellten Felddaten gemessen wurden. Zudem können an ihr die Grenzen der Interpretation mit einem Rotationsellipsoiden aufgezeigt werden und ein Konzept diskutiert werden, wie solche Daten interpretiert werden können.

Die Messungen über der M2B wurden für vier unterschiedliche Abstände (2,5 cm, 5 cm, 10 cm und 15 cm) durchgeführt. Die Daten sind in den Abbildungen C.40-C.43 im Anhang C gezeigt. Auffällig ist die sichelförmige Signalform in den beiden Imaginärteilen, die eine weitere Anomalie mit umgekehrten Vorzeichen umschließt. Da die Imaginärteile für magnetische und nicht magnetische Metalle ein unterschiedliches Vorzeichen aufweisen können, im Realteil jedoch stets das gleiche besitzen, ist vorstellbar, dass diese Signalform auf die Kombination eines nicht magnetischen mit einem magnetischen Körper zurückzuführen ist. Bestätigt wird diese Vermutung, wenn man sich die bei der M2B verwendeten Metallsorten anschaut. Bei der M2B bestehen nach *Nesti und Verlinde* [2003] die Zylindermäntel aus nicht magnetischem Stahl, das Zündhütchen aus Aluminium und der Bolzen und die Feder aus magnetischem Stahl. Aus den Rohdaten kann also bereits erfolgreich auf die Metallkomposition der Mine geschlossen werden. Zudem ist deutlich, dass eine Interpretation aller vier Kanäle mit einem einzigen homogenen Körper nicht möglich sein wird.

Invertiert wurden daher wiederum nur die beiden Realteile und die Differenz der Imaginärteile. Aus den Messdaten wurde für die Inversion bei allen Datensätzen ein ca. $25\text{ cm} \times 25\text{ cm}$ großer Ausschnitt direkt über der Mine mit 2 cm Messpunktabstand in beide Richtungen gewählt. In Abbildung 4.27 ist jeweils das Messdatenprofil direkt über der Mine zusammen mit der Anpassung der Daten durch die Inversion dargestellt. Bei der Auswertung der Daten zeigte sich wieder, dass die Anpassung der Daten für alle Tiefen mit einem einzigen Rotationsellipsoidenmodell die gleiche Anpassungsqualität ergibt, wie eine Inversion mit einem jeweils individuellem Ellipsoiden, weshalb hier nur die Anpassung mit dem gemeinsamen Ellipsoidmodell gezeigt wird. In beiden Fällen werden jedoch bei allen Datensätzen das Differenzsignal und der Realteil bei 19,2 kHz gut angepasst, während man für den Realteil bei 2,4 kHz schlechtere Übereinstimmungen aufgrund zu geringer Amplituden erhält.

Die zugehörigen Modellparameter sind in Tabelle 4.10 aufgeführt. Die Parameter des Ro-

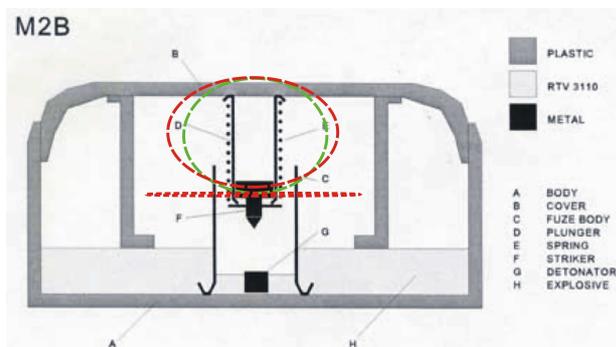


Abbildung 4.26: Skizze des Minensurrogats M2B (aus *Nesti und Verlinde* [2003]). Die Höhe beträgt 40 mm, und der Durchmesser 82 mm. Die grüne Ellipse zeigt das maßstabgetreue Inversionsergebnis der Inversion mit einem Rotationsellipsoiden, die beiden roten das der Inversion mit zwei Ellipsoiden.

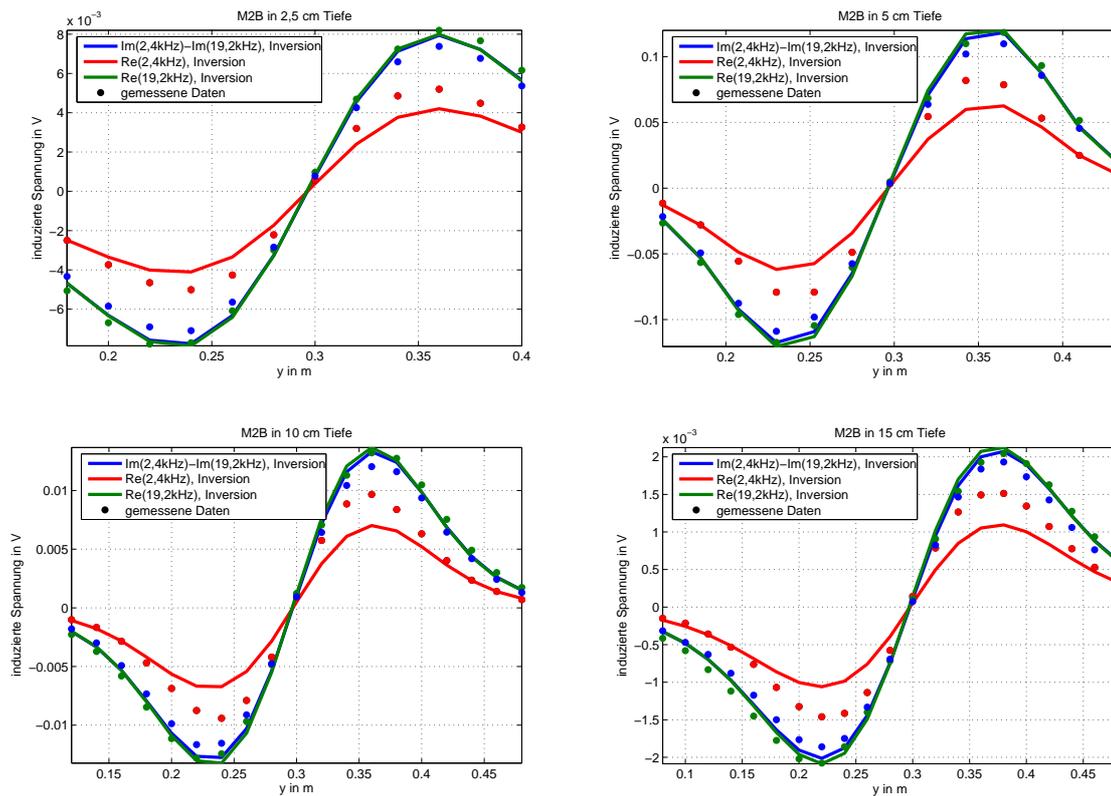


Abbildung 4.27: Messdaten und deren Anpassung durch die Inversion für ein Profil direkt über die M2B in 2,5 cm, 5 cm, 10 cm und 15 cm Abstand. Dargestellt sind die Realteile für 2,4 kHz und 19,2 kHz sowie die Differenz der Imaginärteile.

tationsellipsoiden sind $a = 10,1 \text{ mm}$, $b = 12,3 \text{ mm}$, $\sigma = 40,6 \text{ MS/m}$ und $\mu_r = 3610$. Er ist also leicht oblat, sehr leitfähig und sehr stark magnetisch. Da jedoch nicht alle Signalkanäle angepasst werden können, kann dieser Ellipsoid nicht als repräsentativ für diese Mine gelten. Auffällig ist allerdings, dass bei allen Ergebnissen die Tiefe sehr gut bestimmt ist. Bei jedem Datensatz befindet sich der Ellipsoid direkt an der Oberkante des Minengehäuses (Tabelle 4.10 und Abbildung 4.26).

Im nächsten Schritt wurde versucht, ein Modell mit zwei Ellipsoiden zu finden, das die Daten beschreibt. Aufgrund der Rohdatenanalyse wurde ein Startmodell aus einem magnetischem und einem nicht magnetischem Rotationsellipsoiden gewählt. Eine Inversion aller 18

Tiefe	z_{inv} in cm	$z_{inv}-z_{obj}$ in cm	D in °	I in °	χ
2,5 cm	3,4	0,9	316	87	9,11
5 cm	5,9	0,9	319	81	6,29
10 cm	10,8	0,8	311	79	1,60
15 cm	15,8	0,8	318	77	0,36

Tabelle 4.10: Ergebnisse der Inversion für die Messungen über der M2B in verschiedenen Tiefen z_{obj} . Das Modell ist bei allen Daten ein Rotationsellipsoid mit $a = 12,3 \text{ mm}$, $b = 10,1 \text{ mm}$, $\sigma = 40,6 \text{ MS/m}$ und $\mu_r = 3610$. Die mittels der Inversion bestimmte Tiefe ist z_{inv} .

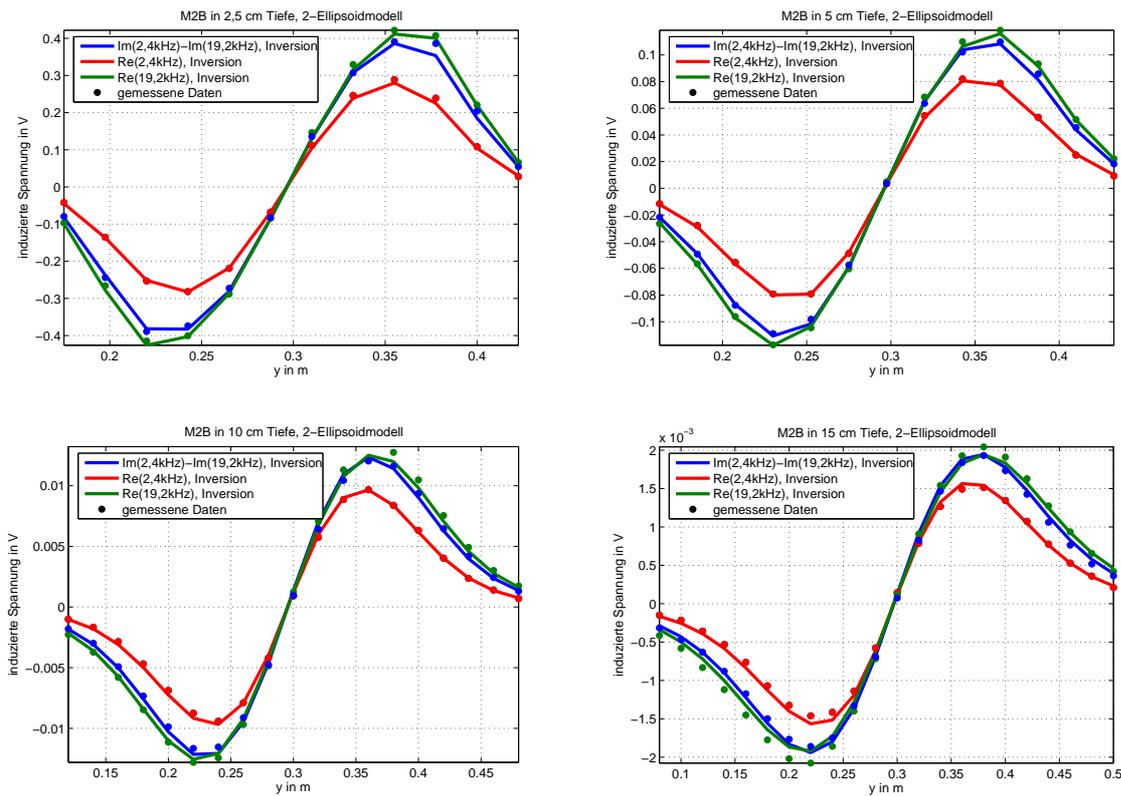


Abbildung 4.28: Messdaten und deren Anpassung mit zwei Rotationsellipsoiden durch die Inversion für ein Profil direkt über die M2B in 2,5 cm, 5 cm, 10 cm und 15 cm Abstand. Dargestellt sind die Realteile für 2,4 kHz und 19,2 kHz sowie die Differenz der Imaginärteile.

Parameter beider Ellipsoiden zeigte allerdings eine schlechte Konvergenz, weshalb eine wiederholte Änderung des Startmodells nötig war. Letztendlich wurde ein Modell gefunden, das alle vier Datensätze sehr gut anpasst (Abbildung 4.28). Es handelt sich um zwei übereinander angeordnete Rotationsellipsoide, deren Mittelpunkte 9,9 mm auseinander liegen. Abbildung 4.26 zeigt ihre Lage in der Mine maßstabsgetreu. Die Parameter des oberen magnetischen Ellipsoiden sind: $a = 14,7 \text{ mm}$, $b = 9,6 \text{ mm}$, $\sigma = 8,4 \text{ MS/m}$ und $\mu_r = 3351$. Für den unteren nicht magnetischen Ellipsoiden erhält man: $a = 18,7 \text{ mm}$, $b = 0,2 \text{ mm}$, $\sigma = 5092 \text{ MS/m}$ und $\mu_r = 1$. Vor allem die Leitfähigkeit des Unteren ergibt einen für Metalle zu hohen Wert. Hierfür kann es im Wesentlichen zwei Gründe geben. Zum einen kann ein Fehler durch benutzte Approximation entstehen, die besonders bei nicht magnetischen Metallen ungenau wird. Zum anderen handelt es sich um eine äußerst komplexe Metallteilanordnung, bei der sich die Stahlteile innerhalb einer nicht magnetischen Ummantelung befinden. Ein realistisches Modell aus kompakten Rotationsellipsoiden ist daher nicht möglich.

Bei der Inversion der Daten wurde nur die Tiefe der beiden Ellipsoide variiert. Ihre relative Position zueinander blieb unverändert. Die Inversionsergebnisse für den Mittelpunkt des oberen Ellipsoiden und der zugehörige Anpassungsfehler sind in Tabelle 4.11 aufgeführt, die Anpassung der Daten in Abbildung 4.28. Die Anpassungsfehler sind nun deutlich kleiner als die bei der Inversion mit einem einzigen Ellipsoiden. Die mit der Inversion bestimmten Tiefen relativ zur Oberkante der Mine zeigen wieder eine sehr gute Übereinstimmung.

Die Messdaten der M2B können nur zum Teil mit einem einzigen Ellipsoiden angepasst werden. Diese erlaubt jedoch bereits eine genaue Abschätzung der Tiefe. Da aber der Realteil bei $2,4 \text{ kHz}$ nicht mit den Inversionsdaten übereinstimmt ist das Ergebnis nicht eindeutig. Zur Überprüfung bietet sich ein Zwei-Ellipsoid-Modell an, das die Daten sehr gut anpasst. Weil eine Bestimmung aller 18 Parameter jedoch zu instabil bei der Inversion ist, kann dies nur zur Validierung in einem zweiten Schritt genutzt werden, wobei nur die Tiefe variiert wird und alle anderen Parameter der beiden Rotationsellipsoide unverändert bleiben.

Tiefe	z_{inv} in cm	$z_{inv}-z_{obj}$ in cm	χ
2,5 cm	3,3	0,8	4,12
5 cm	5,9	0,9	1,82
10 cm	10,7	0,7	0,55
15 cm	15,7	0,7	0,19

Tabelle 4.11: Ergebnisse der Inversion für die Messungen über der M2B in verschiedenen Tiefen z_{obj} . Das Modell sind die im Text beschriebenen zwei Rotationsellipsoide. Die Tiefe z_{inv} bezieht sich auf den Mittelpunkt des oberen Ellipsoiden.

In Kapitel 4.2.6 wurde gezeigt, dass das Metalldetektorsignal von Minen durch eine oder mehrere Rotationsellipsoide beschrieben werden kann. Es wird dadurch möglich, Minen zu identifizieren und deren Tiefe zu bestimmen. Im folgenden Kapitel soll nun untersucht werden, inwieweit der Boden eine Rolle spielt.

4.2.7 Objekte im Boden

Die theoretischen Überlegungen in Kapitel 2.7 zeigten, dass der Einfluss des Bodens auf das Signal durch eine Addition des Bodensignals zum Signal des Objektes in Luft berücksichtigt werden kann. Im Folgenden soll dies an Messdaten überprüft werden. Untersucht wurden zwei Böden, ein kooperativer Boden und ein unkooperativer Boden. Als kooperativer Boden wird ein Boden bezeichnet der bei der Minendetektion keine Fehlalarme auslöst und ein geringes Signal erzeugt. Unkooperative Böden sind meist magnetisch viskos und erzeugen daher ein Signal, das Fehlalarme hervorrufen kann. Diese Terminologie entstammt der Minensuche und gibt im Wesentlichen an, ob ein Boden bei der Minensuche Probleme bereitet oder nicht. Der hier verwendete kooperative Boden, ist der in Kapitel 2.7.3.1 vorgestellte Pseudogley-Parabraunerde-Boden aus Seelze. Seine Leitfähigkeit beträgt $0,014 \text{ S/m}$, seine relative magnetische Permeabilität ist eins. Es handelt sich also um einen nicht magnetischen Boden.

Abbildung 4.29 zeigt eine Messung ohne Objekt über der mit dem kooperativen Boden gefüllten Messwanne. Die Mächtigkeit des eingebrachten Bodens beträgt ca. 60 cm . Aus den Daten wurde bereits der durch den Messaufbau verursachte Trend beseitigt. Gegenüber der Messung ohne Objekt in Luft (Abbildung 4.10) weist das Signal eine zwei bis vier mal höhere Dynamik auf. Der Grund hierfür ist die laterale Inhomogenität der Leitfähigkeitsverteilung im Boden, die somit in der Differenzspule ein Signal erzeugt. Zudem kann nicht ausgeschlossen werden, dass auch dieser Boden leicht magnetisch ist und somit ebenfalls ein Signal aufgrund einer inhomogenen Permeabilitätsverteilung entsteht. Um zu untersuchen, ob die theoretische Annahme, dass das Bodensignal additiv ist, stimmt, wäre es sinnvoll, eine Messung über dem Boden ohne Objekt zu einer Messung mit Objekt in Luft hinzuzuaddieren und das Ergebnis mit einer Messung vom Objekt im Boden zu vergleichen. Dabei treten jedoch zwei Probleme auf. Zum einen wird durch das Eingraben die Bodenstruktur verändert, wodurch diese

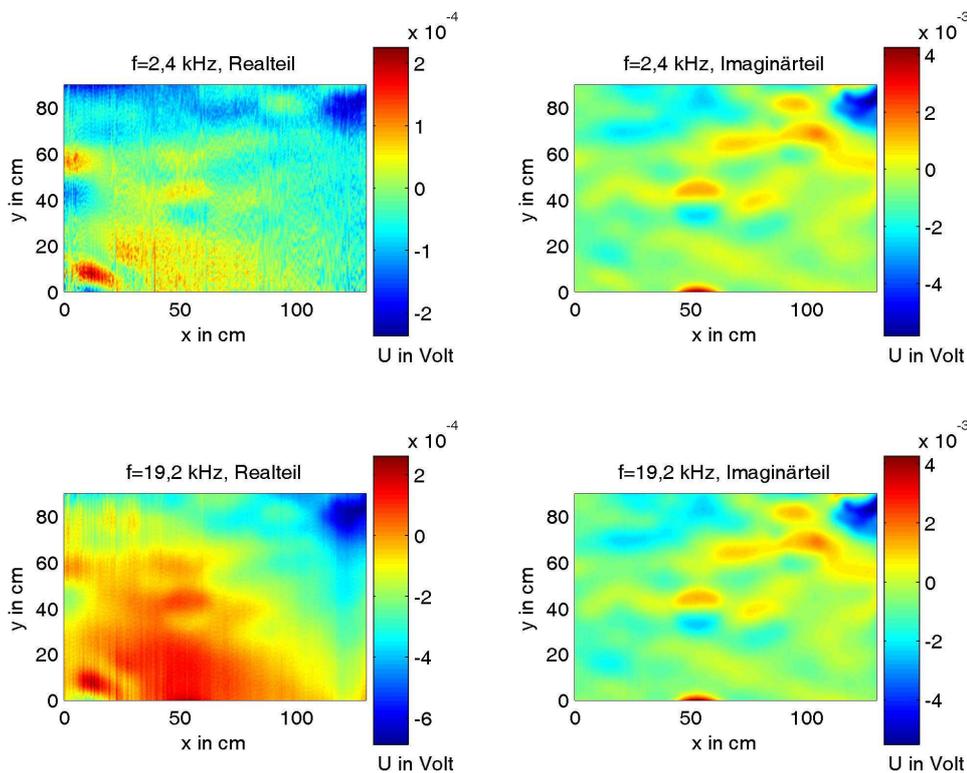


Abbildung 4.29: Messung ohne Objekt über dem kooperativer Boden. Der Abstand des Detektors zum Boden beträgt 30 mm.

zu der Messung ohne Objekt verschieden ist. Wesentlicher ist jedoch, dass eine genaue Tiefenbestimmung schwierig ist, da mangels einer scharfen Oberkante des Bodens Fehler bei der Bestimmung des Abstandes des Detektors zum Boden entstehen können und die tiefengenaue Einbringung des Objektes im Boden schwierig ist.

Abbildung 4.30 zeigt zur Veranschaulichung drei Wiederholungsmessungen über einer Stahlkugel ($a_K = 14 \text{ mm}$), die 15 cm tief im Boden vergraben wurde. Vor jeder Messung wurde die Kugel neu in den Boden eingebracht. Wie zu sehen ist, hebt sich das Kugelsignal im Imaginärteil bei 2,4 kHz kaum vom Bodensignal ab, für den Imaginärteil der zweiten Frequenz wird das Kugelsignal aufgrund der geringen Signalstärke (vergleiche Abbildung C.26) sogar komplett vom Bodensignal maskiert. Deutlich zeigt sich zudem, dass der Einfluss des Bodens bei allen drei Wiederholungsmessungen eine unterschiedliche Signatur erzeugt.

Messung	a in mm	b in mm	z in cm	σ in MS/m	μ_r	D in °	I in °	χ
a	12,2	13,5	17,8	1,2	12,3	317	351	0,012
b	12,6	13,7	17,9	0,9	9,4	308	311	0,008
c	11,7	13,6	18,3	1,0	11,6	339	0	0,007

Tabelle 4.12: Ergebnisse der Inversion für die Wiederholungsmessungen über einer Stahlkugel ($a_K = 14 \text{ mm}$) die 15 cm tief im Boden liegt. Der Detektor befindet sich 3 cm über dem Boden. Invertiert wurden die Realteile für 2,4 kHz und 19,2 kHz sowie die Differenz der Imaginärteile.

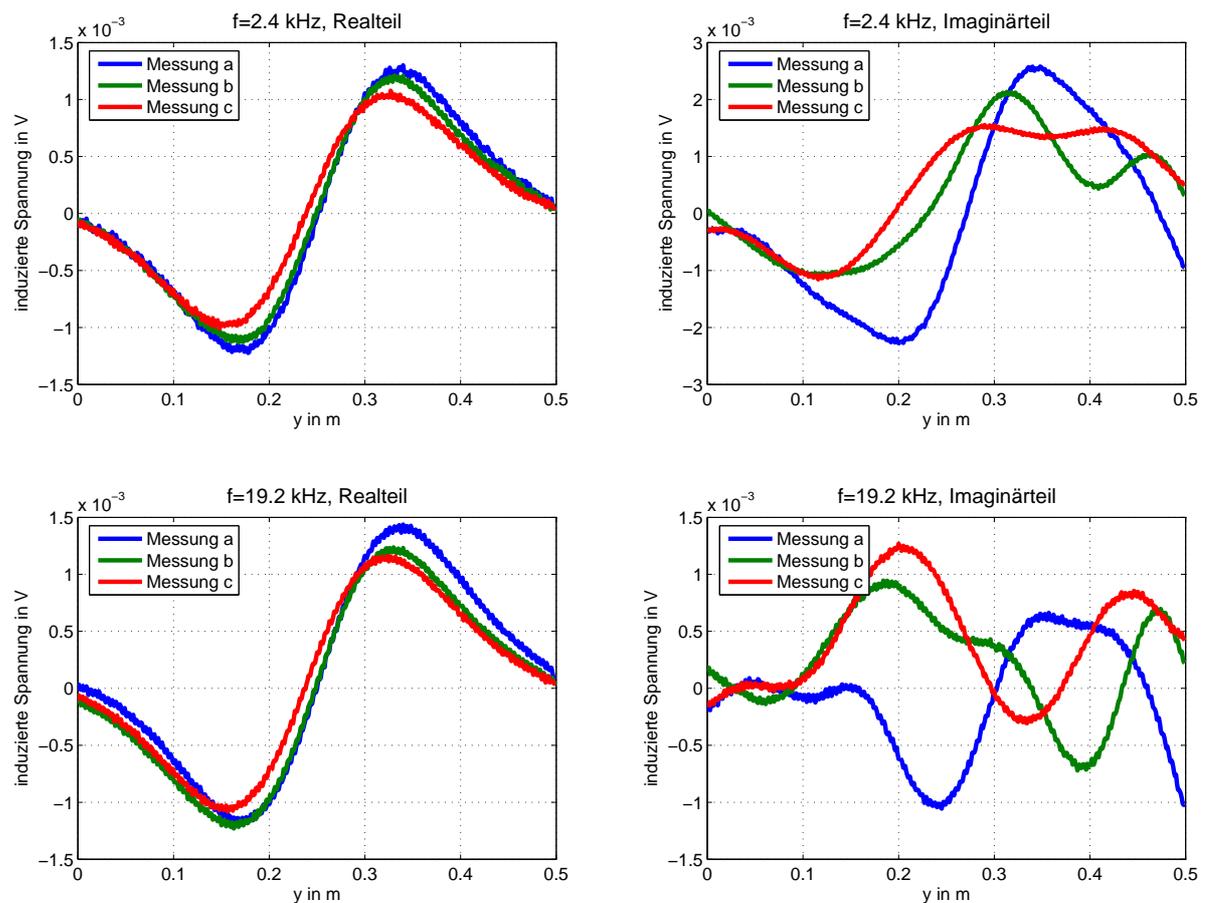


Abbildung 4.30: Wiederholungsmessungen im kooperativen Boden über einer Stahlkugel ($a_K = 14\text{ mm}$) die 15 cm tief im Boden verborgen ist. Gezeigt ist das Profil direkt über der Kugel.

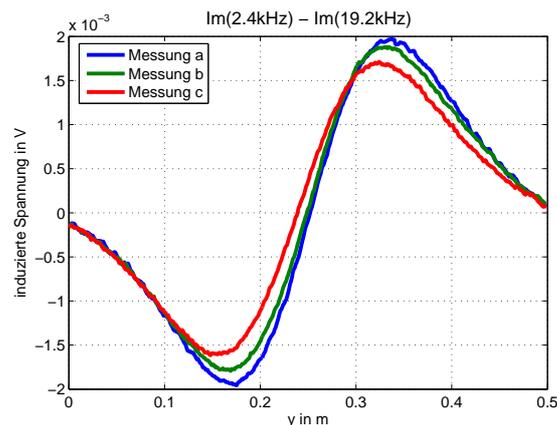


Abbildung 4.31: Differenz der Imaginärteile aus Abbildung 4.30.

Kugel in Luft ist somit wegen der größeren Schwankungen nicht sinnvoll, da nicht geklärt werden kann, ob eventuelle Abweichungen durch die Positionierung entstehen oder durch den Boden.

Wird jedoch die Differenz der Imaginärteile betrachtet (Abbildung 4.31), so verschwindet das Bodensignal und die Kugelsignatur wird deutlich sichtbar. Da die Differenzbildung nur den Einfluss von statisch magnetischem Boden und nicht den eines inhomogenen leitfähigen Bodens kompensieren kann, ist davon auszugehen, dass der Boden leicht magnetisch ist, da sich sonst das Bodensignal nicht kompensieren lassen würde.

In den beiden Realteilen überwiegt der Einfluss der Kugel. Obwohl versucht wurde, diese immer in der gleichen Tiefe zu vergraben, zeigen alle drei Messreihen unterschiedliche Amplituden. Ein Vergleich mit einer Messung über der

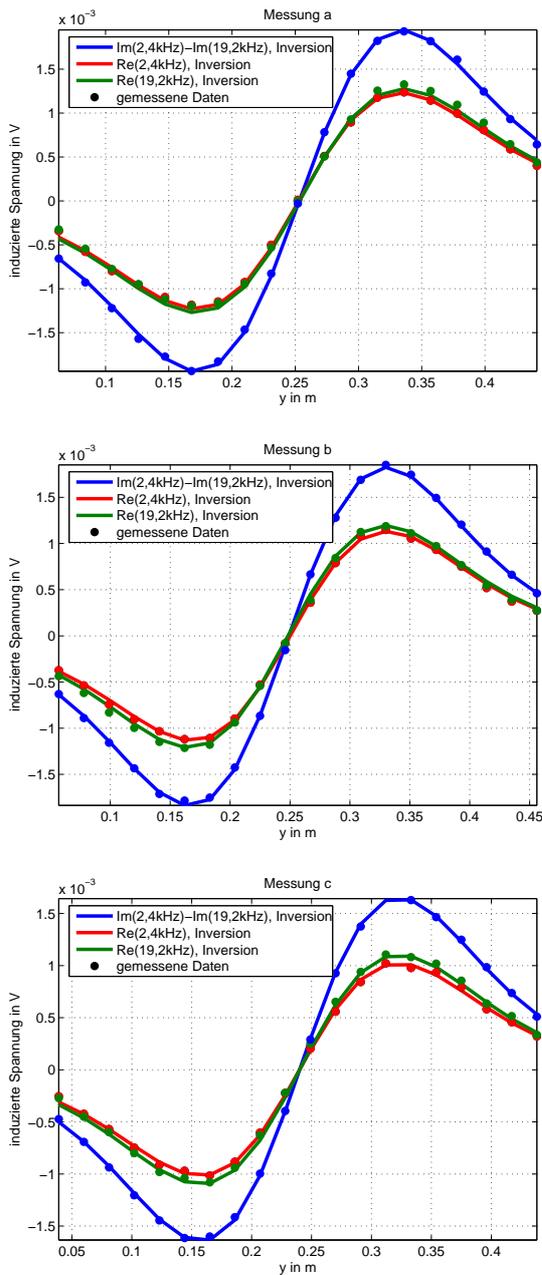


Abbildung 4.32: Anpassung der Wiederholungsmessungen durch die Inversion.

der drei Wiederholungsmessungen erhält man für die Messung a mit dem stärksten Signal die geringste Tiefe und für die Messung c, die das kleinste Signal besitzt, die größte Tiefe. Aufgrund dieser Ergebnisse ist davon auszugehen, dass die Kugel mit einer Genauigkeit von $\pm 3\text{ mm}$ in dem Boden platziert werden kann.

Bei dem unkooperativen Boden handelt es sich um einen Laterit aus Lich, das ca. 10 km südöstlich von Gießen im westlichen unteren Vogelsberg liegt, der im Miozän gebildet wurde (Paläoboden). Die Bodenart ist sandig-toniger Lehm. Die magnetischen Eigenschaften dieses Bodens wurden ausführlich in Kapitel 2.7.4.2 besprochen. Seine elektrische Leitfähigkeit be-

Zur Untersuchung des Bodeneinflusses wurden die drei Datensätze der Wiederholungsmessungen invertiert. Die verwendete Vorwärtsrechnung berechnet wie in den vorherigen Kapiteln das Feld eines Rotationsellipsoiden in Luft, der Boden wird also nicht berücksichtigt. Durch den Vergleich der Inversionsergebnisse mit den tatsächlichen Parametern der Kugel und deren Tiefe zeigt sich dann, ob der Boden die Messung beeinflusst hat. Tabelle 4.12 zeigt die Inversionsergebnisse. Für den absoluten Fehler wurde auf Grund der in Abbildung 4.29 gezeigten Daten $\Delta \vec{d}_{abs} = 0,004\text{ V}$ angenommen und für den relativen ein Prozent. Die Startmodelle wurden wieder aus einem Sortiment von 96 Modellen automatisch bestimmt. Die Rohdaten sind in den Abbildungen C.52 - C.54 im Anhang gezeigt, die Anpassung der Daten am Beispiel des Profils direkt über der Kugel in Abbildung 4.32.

Wie zu sehen ist, können die Daten sehr gut durch die Inversion reproduziert werden. Die erhaltenen Modellparameter stimmen gut mit den tatsächlichen Werten überein. Die Genauigkeit entspricht in etwa der für die Auswertung der Messungen in Luft (Tabelle 4.5), wobei jedoch etwas kleinere Werte für die Radien, die Leitfähigkeit und die Permeabilität zu beobachten sind. Der Boden hat also, wenn überhaupt, nur einen geringen Einfluss, der aufgrund der Dämpfung des Signals zu etwas kleineren Modellparametern führt.

Entsprechend zu den Signalamplituden

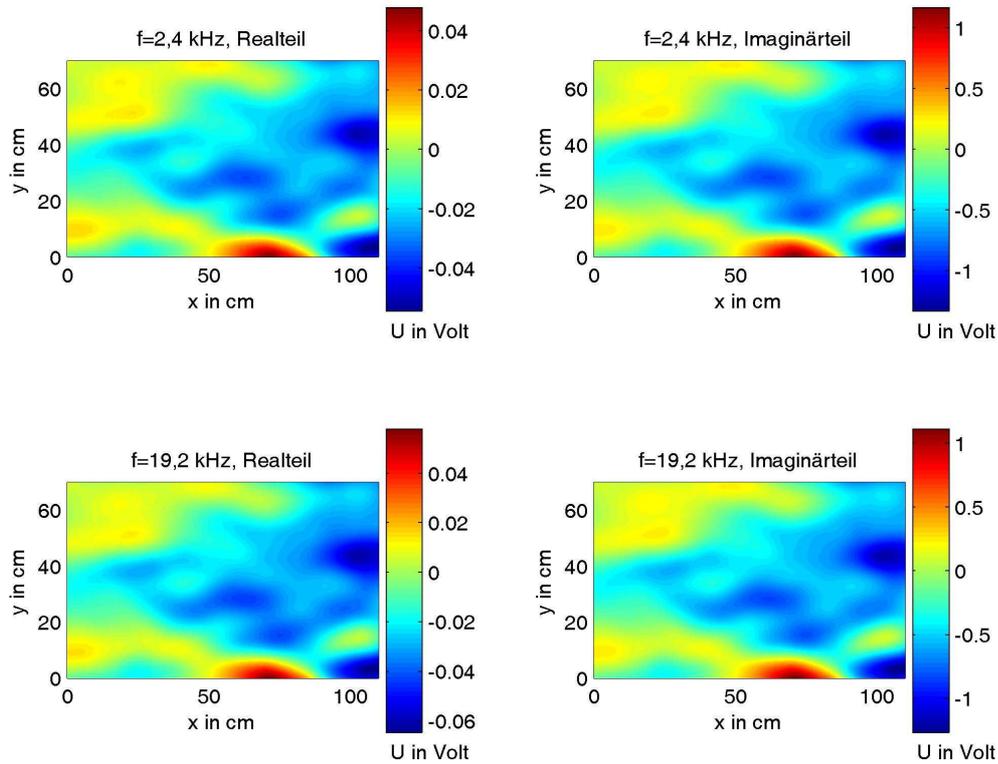


Abbildung 4.33: Messung ohne Objekt über dem unkooperativen Boden. Der Abstand des Detektors zum Boden beträgt 30 mm.

trägt ca. $0,01S/m$. Eine Messung über diesem Boden ohne Objekt ist in Abbildung 4.33 zu sehen. Im Vergleich zu dem kooperativen Boden erhält man ein hundert- bis zweihundertfach stärkeres Bodensignal. Die Signalamplitude ist bei den Imaginärteilen größer als bei einer Stahlkugel mit $a_K = 14$ mm in 2,5 cm Entfernung und bei den Realteilen in 10 cm Entfernung. Die Abbildungen C.55 - C.60 im Anhang zeigen Messungen über dieser Stahlkugel im Licher Boden in Tiefen zwischen 20 mm und 120 mm. Wie abzusehen war, kann in den Realteilen bis etwa 8 cm Tiefe noch die Signatur der Mine erkannt werden, bei den Imaginärteilen nur bis 4 cm Tiefe. Dies ändert sich, wenn man sich die Differenzen der Real- und Imaginärteile betrachtet (Abbildungen C.61 - C.66). In dem Differenzsignal der Imaginärteile ist nun bis in eine Tiefe von 8 cm die Signatur der Mine erkennbar, auch wenn diese bereits deutlich durch das Bodensignal überlagert wird und daher nicht mehr durch die Inversion interpretierbar ist. Die Differenz der Realteile zeigt keine Verbesserung. Dies wäre nur dann der Fall gewesen, wenn sich das superparamagnetische Verhalten des Bodens durch eine Lee-Formel hätte beschreiben lassen können (vergleiche Kapitel 2.7.4.2), da dann der Realteil bei niedrigen Frequenzen proportional zur Frequenz angestiegen wäre.

Der unkooperative Boden erzeugt also selbst ein derart starkes Signal, dass Objekte in größeren Tiefen durch den Boden maskiert sind und nicht mehr detektiert werden können. Die Kompensation des Bodens durch eine Differenzbildung der Imaginärteile bringt zwar eine

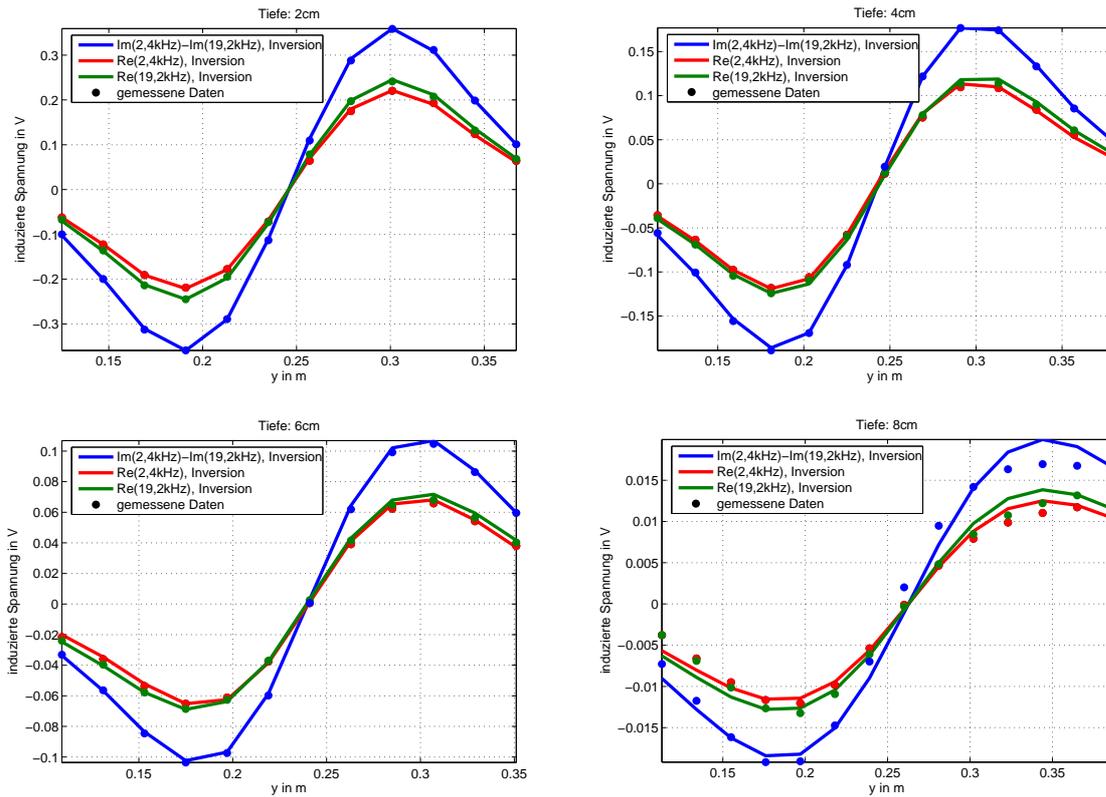


Abbildung 4.34: Anpassung der Messungen über einer Stahlkugel ($a_K = 14\text{ mm}$) im unkooperativen Boden durch die Inversion. Die Tiefe der Kugel variiert zwischen 2 cm und 8 cm .

Verbesserung insoweit, dass die Signatur des Objektes nun in den Realteilen und im Differenzsignal bis in die gleiche Tiefe erkennbar bleibt, eine Detektion von tiefer liegenden Objekten wird dadurch dennoch nicht möglich.

Die Anpassung der Daten durch die Inversion und die erhaltenen Modellparameter zeigen die Abbildung 4.34 und Tabelle 4.13 für die Tiefen 2 cm , 4 cm , 6 cm und 8 cm . Als Fehler wurde aufgrund der Messung ohne Objekt $\Delta \vec{d}_{abs} = 0,04\text{ V}$ angenommen und für den relativen Fehler ein Prozent. Obwohl die Daten bis zu einer Tiefe von 6 cm noch gut angepasst werden können, zeigen die Inversionsergebnisse ab einer Tiefe von 4 cm deutliche Abweichungen von den tatsächlichen Parametern, die Tiefe der Kugel ist zu groß, ebenso wie die Radien des Ellip-

Tiefe	a in mm	b in mm	z in cm	σ in MS/m	μ_r	D in $^\circ$	I in $^\circ$	χ
2 cm	16,6	14,6	5,2	1,0	15,8	1	23	0,120
4 cm	15,8	20,4	8,2	8,6	226	77	19	0,106
6 cm	13,9	23,4	11,2	9,5	347	268	6	0,077
8 cm	97,1	6,1	21,3	12,0	8404	107	75	0,056

Tabelle 4.13: Ergebnisse der Inversion für die Messungen über einer Stahlkugel ($a_K = 14\text{ mm}$) im unkooperativen Boden für verschiedene Tiefen (Abstand Spule - Kugeloberfläche). Der Detektor befindet sich 3 cm über dem Boden. Invertiert wurden die Realteile für $2,4\text{ kHz}$ und $19,2\text{ kHz}$ sowie die Differenz der Imaginärteile.

soiden. Die Überlagerung des Bodensignals mit dem Kugelsignal führt in diesem Fall zu einer veränderten Signatur (Abbildung C.56 und C.62) und somit zu falschen Inversionsergebnissen.

Der unkooperative Boden stellt somit in zweierlei Hinsicht ein Problem da. Zum einen verringert er die Detektionstiefe durch sein starkes eigenes Signal drastisch. Inwieweit diese Reduzierung geschieht muss jedoch für jedes Objekt und jeden Boden individuell quantifiziert werden. Zum anderen führt die Überlagerung mit dem Signal des Objektes bei geringeren Tiefen zu Fehlinterpretationen bei der Inversion. Eine effektivere Bodenkompensation ist daher eines der Hauptschwerpunkte der aktuellen Metalldetektorentwicklung (*Bruschini [2004]*).

Der prinzipielle Einfluss des Bodens kann gut an Kugeln untersucht werden. Dennoch ist von Interesse wie sich der Boden bei der Interpretation von Daten über Surrogaten oder Kugeln mit anderen Radien auswirkt. Solche Daten werden im Kapitel 4.4 besprochen, wo die Auswertung von im Feld gemessenen Daten gezeigt wird. Zunächst soll jedoch untersucht werden, ob eine Inversion von realen Pulse-Induction-Metalldetektordaten ebenfalls mit dem gezeigten Ansatz möglich ist.

4.3 Inversion von Labordaten im Zeitbereich

Im HuMin/MD-Projekt wurden Messungen mit zwei Pulse-Induction-Metalldetektoren durchgeführt, dem Ebinger EBEX 421 GC und dem Vallon VMH 3 (Abbildung 4.35). Beide Geräte sind Single-loop-Systeme, Sende- und Empfängerspule sind also identisch. Für die Untersuchungen im Rahmen der hier vorliegenden Arbeit wurden die Daten des Ebinger Gerätes gewählt. Dieses Gerät besitzt im Vergleich zum Vallon Gerät einen kreisrunden Sensorkopf und ist daher bei der Vorwärtsrechnung einfacher zu simulieren. Das Feld der Sendespule kann

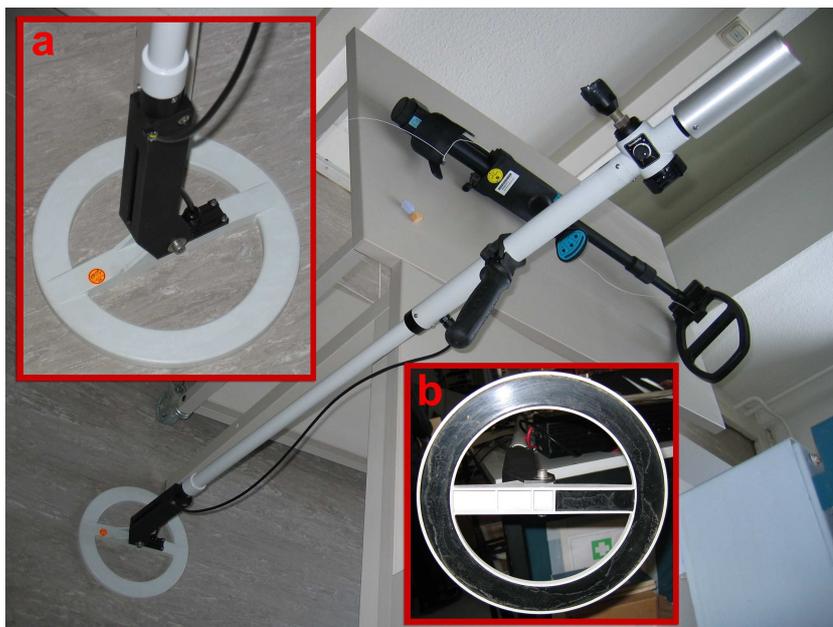


Abbildung 4.35: Foto des Ebinger EBEX 421 GC (weiss) mit Detailaufnahmen des Sensorkopfes von oben (a) und unten (b), sowie des Vallon VMH 3 (schwarz).

nach Gleichung 2.23 und 2.24 berechnet werden und unter Verwendung der Reziprozität ebenso das in der zur Sendespule identischen Empfängerspule induzierte Feld.

Bevor die Messdaten ausgewertet werden, müssen jedoch einige Aspekte berücksichtigt werden. Im Gegensatz zu der differentiellen Empfängerspule des Förster Gerätes werden beim Ebinger Gerät direkt die durch das Magnetfeld induzierten Spannungen gemessen und nicht deren lateraler Gradient. Der Einfluss eines homogenen Bodens wird also nicht kompensiert, sondern ist Teil des Signals. Wie in Kapitel 4.3.2 zu sehen sein wird, ist dadurch auch der Einfluss des Laboraufbaus auf die Messung mit dem Ebinger Gerät verschieden zu dem auf eine Messung mit dem Förster Detektor.

Weiterhin zeigt sich, dass externe Störquellen bei der Messung von Zeitreihen einen deutlich größeren Einfluss auf das Signal haben als im Frequenzbereich. Die gemessenen Zeitreihen und deren Vorverarbeitung werden daher in Kapitel 4.3.1 genauer untersucht.

Um die gemessenen Daten schließlich durch eine Vorwärtsrechnung exakt beschreiben zu können, ist eine genauere Betrachtung der Spulenübertragungsfunktion und des Sendestroms notwendig. Beides wird in Kapitel 4.3.3 besprochen.

4.3.1 Labormessungen

Der Laboraufbau bei den Messungen mit den PI-Geräten entspricht im Wesentlichen dem in Kapitel 4.2.1 beschriebenen. Wie schon bei dem Förstergerät wird mit dem Scanner im kontinuierlichen Betrieb gemessen, das bedeutet die Signale werden sowohl räumlich als auch über mehrere Pulse (ca. 40, *H. Krüger, persönliche Mitteilung*) gemittelt. Die Signale des Detektors werden bei den Messungen mit 1 MSample/s abgetastet. Der Abgriff der Spannungen geschieht an einer von den Herstellern extra für diese Messungen zur Verfügung gestellten Schnittstelle (Abbildung 4.35, schwarzes Kabel). Die Elektronik zwischen der Spule und der

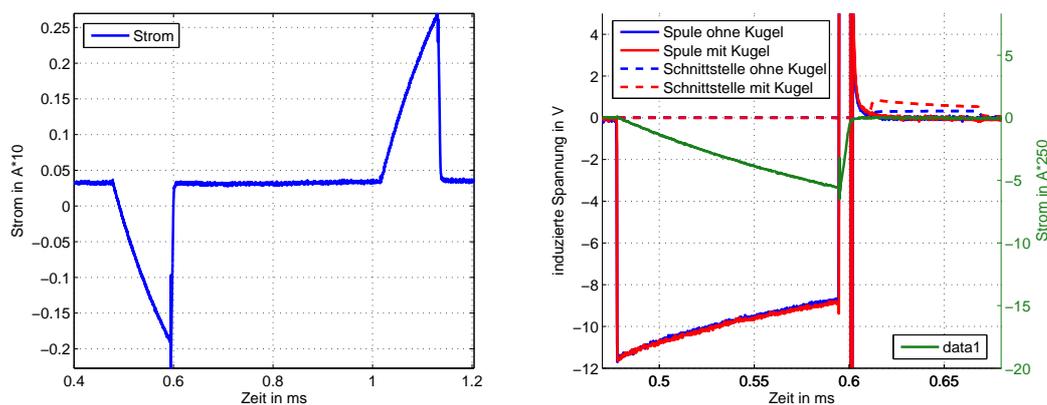


Abbildung 4.36: Strom (links, in der Sensorspule induzierte Spannung (durchgezogene Linie) und an der vom Hersteller zur Verfügung gestellten Schnittstelle gemessene Spannung (gestrichelte Linie) beim EBEX 421 GC für eine Messung mit einer Stahlkugel direkt am Sensorkopf (blau) und ohne Kugel (rot). Die positive Spannungsspitze in der Spulenspannung zwischen 0,594 ms und 0,6 ms übersteigt den Messbereich von ± 20 V, genauso wie die negative bei 0,6 ms.

Schnittstelle ist unbekannt. Ihre Wirkungsweise muss daher zunächst untersucht und bestimmt werden. Zur Synchronisation steht zudem ein Rechtecksignal zur Verfügung, das anzeigt, in welchem Zeitbereich gemessen wird.

Als Signal sendet das EBEX bipolare, also abwechselnd positive und negative sägezahnförmige Pulse (Abbildung 4.36 links) mit einer Frequenz von etwa 350 Hz aus und zeichnet die induzierten Spannungen nach jedem Puls in einem ca. $60\ \mu\text{s}$ langen Zeitfenster auf, das etwa $20\ \mu\text{s}$ nach dem Abschalten des Stromes beginnt.

Die an der Spule aufgezeichneten Spannungen für eine Messung mit und ohne Objekt sind in Abbildung 4.36 rechts zusammen mit dem an der Schnittstelle gemessenen Signal gezeigt. Der Sendestrom steigt zunächst an (ca. zwischen $0,53\text{ ms}$ und $0,594\text{ ms}$). In diesem Zeitbereich entsprechen beide an der Spule gemessenen Spannungen im Wesentlichen der zeitlichen Ableitung des Stroms. Während des ca. $6\ \mu\text{s}$ lang andauernden anschließenden linearen Abschaltvorgangs entstehen kurzzeitig Spannungsspitzen, die den Messbereich ($\pm 20\text{ V}$) der verwendeten Mess elektronik für diese Messung übersteigen.

In den darauf folgenden Spannungen, die nun durch das Sekundärfeld der Umgebung induziert werden, ist in der Spulenspannung kaum ein Unterschied zwischen der Messung mit und ohne Objekt zu sehen. Erst in dem Signal, das an der Schnittstelle abgegriffen wird, können deutliche Unterschiede ausgemacht werden, da hier, wie später gezeigt wird, das Signal nochmals verstärkt wird. Der Grund, dass ohne Objekt ein von null verschiedenes Signal gemessen wird, kann damit begründet werden, dass am Sensorkopf selbst noch Metallschrauben angebracht sind (Abbildung 4.35 (a)), die ebenfalls ein Hintergrundsignal erzeugen.

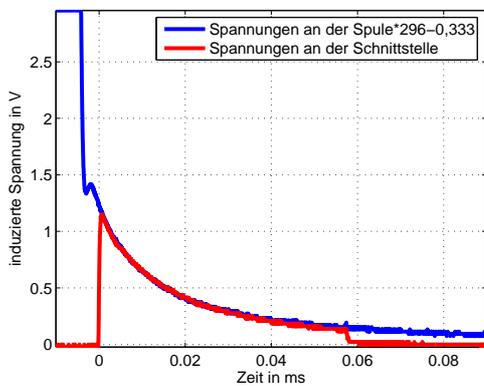


Abbildung 4.37: Vergleich der an der Spule gemessenen Spannung mit der an der Schnittstelle gemessenen Spannung. Das Objekt ist eine Kupferkugel direkt am Sensorkopf.

Wie wichtig die Mittelung der Daten über mehrere Perioden ist, zeigt Abbildung 4.38. Oben links ist eine Zeitreihe über die Dauer von zehn Perioden gezeigt. Zusätzlich ist die Summe der Spannungen des Messzeitfensters nach dem ersten Puls eingetragen (gestrichelte

Die in den bisherigen Simulationen gezeigten Spannungen entsprechen denen, die an der Spule gemessen werden. Um die an der Schnittstelle gemessenen Daten interpretieren zu können, muss daher zunächst geklärt werden, wie das Spulensignal in das Schnittstellensignal überführt werden kann. Dazu wurde im Labor des Instituts für Geophysik und Meteorologie der Universität zu Köln bei einer Messung mit einer Kupferkugel direkt am Sensorkopf parallel das Spulen- und das Schnittstellensignal aufgezeichnet. Es zeigt sich, dass durch einfache Verstärkung und die Subtraktion einer Konstanten beide Signale ineinander überführt werden können (Abbildung 4.37). Die Elektronik zwischen Spule und Schnittstelle besteht also im Wesentlichen aus einem Verstärker und einem Subtrahierer, die somit einfach durch eine Multiplikation und Subtraktion bei der Vorwärtsrechnung berücksichtigt werden können.

Wie wichtig die Mittelung der Daten über mehrere Perioden ist, zeigt Abbildung 4.38. Oben links ist eine Zeitreihe über die Dauer von zehn Perioden gezeigt. Zusätzlich ist die Summe der Spannungen des Messzeitfensters nach dem ersten Puls eingetragen (gestrichelte

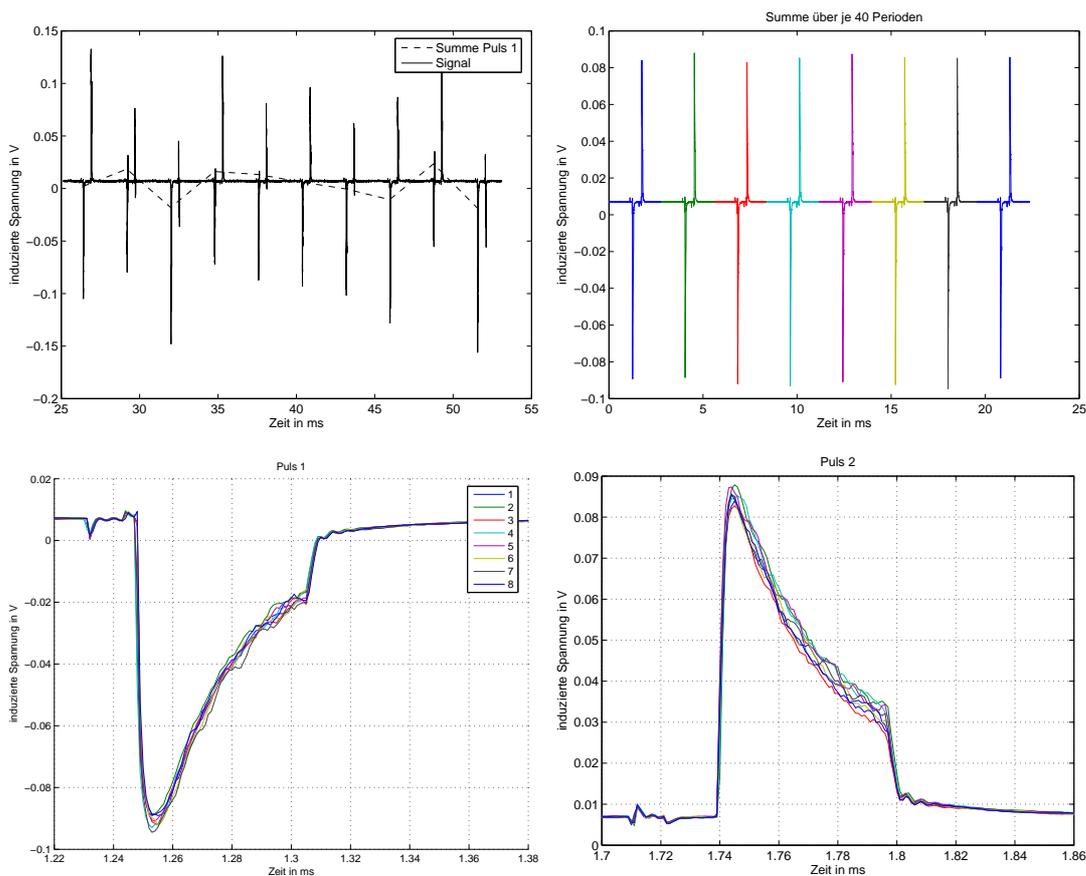


Abbildung 4.38: Signal über einer Stahlkugel direkt am Sensorkopf. Oben links: kontinuierliche Zeitreihe über 10 Perioden. Die gestrichelte Linie zeigt die Summe der Spannungen des Messzeitfensters nach dem ersten Puls an. Oben rechts: Acht je über 40 Perioden gemittelte Signalpaare. Unten: Vergrößerung der oben rechts dargestellten acht gemittelten Signale nach dem ersten (links) und dem zweiten Puls (rechts).

Line). Deutlich zu sehen ist die stark schwankende Amplitude des gemessenen Signals, obwohl der Detektor nicht bewegt wird. Grund hierfür ist wahrscheinlich externes Rauschen wie das 50 Hz Signal des Stromnetzes, das langperiodische Anteile in den induzierten Spannungen erzeugt. Oben rechts wurde nun bei allen acht gezeigten Signalpaaren zuvor über 40 Perioden gemittelt. Wie in den in den unteren beiden Abbildungen gezeigten Vergrößerungen zu sehen ist, erhält man so Signale von konstanter Amplitude, die eine quantitative Auswertung der Daten erlauben.

4.3.2 Simulation der Labormessungen

Zunächst soll noch einmal der Laboraufbau anhand von numerischen Simulationen genauer untersucht werden. Die Motivation hierfür waren erste Auswertungen von Messdaten, die einen Bodenwiderstand von 40 S/m ergaben, ein unrealistisch hoher Wert. Die Fragen, die sich stellen, sind: Woher kommt dieser Wert und inwieweit spielt der Bodenwiderstand eine Rolle. In Kapitel 2.7.3 wurde bereits gezeigt, dass in dem Messbereich der Metalldetektoren

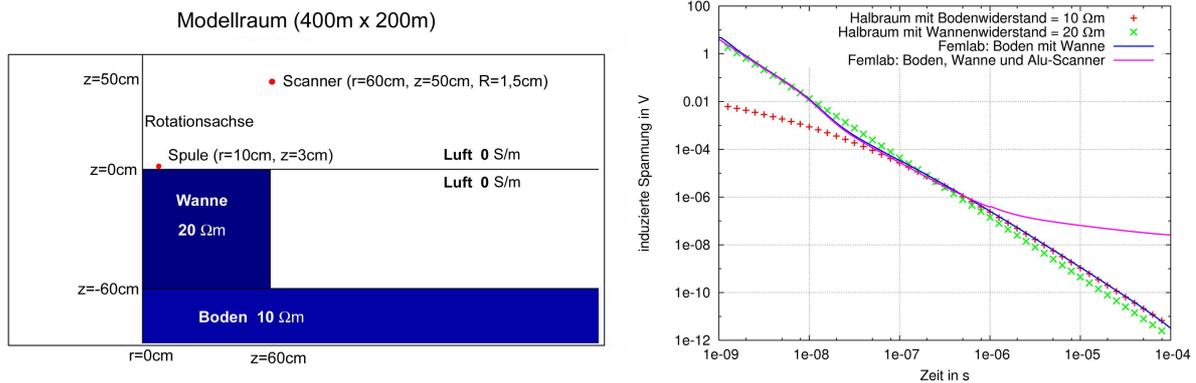


Abbildung 4.39: Links: Ausschnitt des Modellraums der Simulation. Rechts induzierte Spannungen für eine Simulation mit und ohne Scannerring, sowie analytisch berechnete Werte für einen 10 Ωm - und einen 20 Ωm -Halbraum.

Aussagen über den Widerstand des ersten Bodenmeters schwierig sind. Bedenkt man, dass die Bodenmächtigkeit in der Wanne lediglich 60 cm beträgt, scheint es zweifelhaft, dass das Bodensignal bei den Labormessungen eine Rolle spielt.

Um dies zu untersuchen wurden numerische Simulationen mit rotationssymmetrischem Modellraum durchgeführt, wie sie schon in Kapitel 3.2 gezeigt wurden. Simuliert wird die auf dem Laborboden stehende Wanne zusammen mit dem darüber angebrachten Scanner. Dieser befindet sich wie bei den Messungen in 50 cm Höhe über der Wanne und wird hier durch einen kreisrunden Ring simuliert ($R_{\text{Ring}} = 60\text{ cm}$, $R_{\text{Draht}} = 0,75\text{ cm}$, $\sigma = 17\text{ MS/m}$ und $\mu_r = 1$). Ein Ausschnitt des Modellraums ist in Abbildung 4.39 gezeigt. Er besteht aus zwei $200\text{ m} \times 200\text{ m}$ großen Rechtecken. Der Widerstand des oberen Halbraums beträgt 0 S/m , er ist also mit Luft gefüllt. Der untere Halbraum unterteilt sich in drei Bereiche, eine zweigeteilte Schicht von 60 cm Dicke und einem sich darunter anschließendem Halbraum. Das linke Rechteck der mittleren Schicht stellt die Wanne dar. Sie ist also zylindrisch mit einem Durchmesser von 1,2 m, einer Höhe von 60 cm und einem elektrischen Widerstand von 20 Ωm . Der rechte Teil der mittleren Schicht ist luftgefüllt. Der darunter liegende Halbraum stellt den Laborboden dar. Da der reale Boden mit Rohren oder Armierungen versehen sein kann, ist eine realistische Annahme für den Widerstand schwierig. Für diese Modellierungen wurden daher 10 Ωm angenommen. Der Detektor wird wie in Kapitel 3.2 durch einen rotierten Punkt, also einen Kreis ($R = 10\text{ cm}$), simuliert.

Abbildung 4.39 zeigt rechts die berechneten Spannungen. Dargestellt ist eine Simulation mit und ohne Scannerring. Zusätzlich sind die analytisch berechneten Spannungen für jeweils einen Halbraum mit dem Widerstand des Bodens und einem mit dem Widerstand der Wanne gezeigt. Man sieht, dass zwischen 10^{-9} s und 10^{-8} s die simulierten Spannungen mit den analytisch für den Wannenhalbraum berechneten übereinstimmen. In der darauf folgenden Dekade liegen sie zwischen den beiden analytischen Kurven und ab 10^{-7} s stimmt die Simulation mit der analytischen Kurve für den Laborboden überein. Ab 10^{-6} s schließlich weichen die Simulationen mit und ohne Scanner deutlich von einander ab.

Es zeigt sich also, dass nur zwischen 10^{-9} s und 10^{-8} s der Wannenwiderstand das Signal dominiert und ab 10^{-7} s keine Rolle mehr spielt. Aufgrund des starken Scannersignals kann

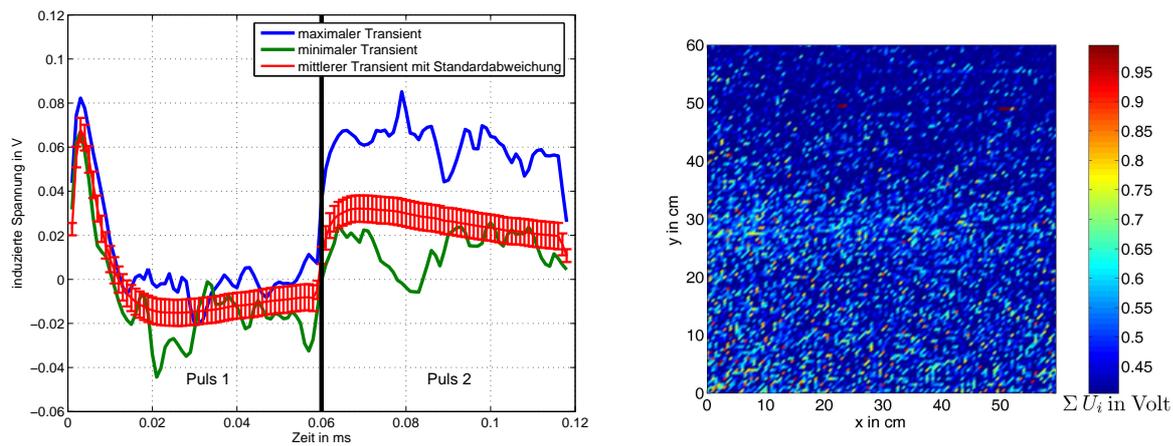


Abbildung 4.40: Links: Maximaler, minimaler und mittlerer Transient mit Standardabweichungen einer Messung in der x - y -Ebene von $60\text{ cm} \times 60\text{ cm}$ mit $2,5\text{ mm}$ Schrittweite über der leeren Wanne jeweils für das Messzeitfenster des ersten und des zweiten Pulses. Rechts: Summe der induzierten Spannungen im Zeitfenster nach dem ersten Puls für jeden Punkt der Leermessung.

aber in dem für die Metalldetektoren typischen Zeitbereich zwischen 10^{-6} s und 10^{-4} s auch das Signal des Laborbodens nicht gemessen werden. Eine Vorwärtsrechnung, die den Bodewiderstand berücksichtigt, ist also für die Auswertung der Labordaten nicht sinnvoll, da das Bodensignal vom Scannersignal maskiert wird.

Aufgrund der großen Abstände zwischen Scanner und Detektor ist aber davon auszugehen, dass der vom Scanner verursachte Signalanteil wegen der vernachlässigbaren Gegeninduktion additiv ist. Er kann demnach einfach durch die Subtraktion einer Messung ohne Boden und Objekt aus den jeweiligen Messdaten eliminiert werden. Zusätzlich werden so Signalanteile, die durch Metallschrauben am Sensorkopf entstehen, ebenfalls aus dem Signal entfernt.

Abbildung 4.40 zeigt eine solche Leermessung. Wie bei den Försterdaten wurden auf einer Ebene von $60\text{ cm} \times 60\text{ cm}$ mit $2,5\text{ mm}$ Messpunktabstand Daten aufgezeichnet. Links gezeigt ist die Summe der induzierten Spannungen im Zeitfenster nach dem ersten Puls für jeden Punkt der Leermessung. Rechts sieht man den Mittelwert aller Messungen mit den zugehörigen Standardabweichungen, sowie die Transienten mit der größten und der kleinsten Amplitude für beide Pulse. Deren Position liegt jedoch in beiden Fällen am Rand des Messfeldes (Maximum bei $x = 57\text{ cm}$, $y = 37\text{ cm}$, Minimum bei $x = 4\text{ cm}$, $y = 27\text{ cm}$) und nicht, wie anzunehmen wäre, am Rand (Maximum) und in der Mitte (Minimum). Die Amplitude wird daher nicht durch die Position sondern hauptsächlich durch externe Störquellen verursacht. Aus diesem Grund kann die Position des Detektors bei der Kompensation des Scannereinflusses nicht wie beim Förster Detektor, wo der durch den Scanner verursachte Trend subtrahiert wird, berücksichtigt werden. Es wird daher unabhängig von der Position von jeder Messung nur die gemittelte Leermessung abgezogen.

4.3.3 Bestimmung der Detektoreigenschaften

Neben den Einflüssen des Laboraufbaus auf die Messung und der Berücksichtigung der Elektronik zwischen Spule und Schnittstelle müssen für eine exakte Berechnung des Signals zusätzlich die spezielle Übertragungsfunktion der Spule, sowie die exakte Pulsform berücksichtigt werden (siehe auch *Das et al.* [1984]).

Um die Auswirkungen der Übertragungsfunktion der Spule besser verstehen zu können, ist es sinnvoll, zunächst ein vereinfachtes Ersatzschaltbild für eine Spule zu betrachten (Abbildung 4.41). Diese besitzt zunächst eine Induktivität L und einen internen Widerstand R . Durch die nebeneinander liegenden Windungen der Spule entsteht zusätzlich eine Kapazität C , so dass die Spule selber einen Schwingkreis bildet. Um diesen zu dämpfen wird zusätzlich ein Dämpfungswiderstand R_d eingebaut. Dieser ist parallel geschaltet zu dem in der Regel deutlich kleineren Eingangswiderstand R_e des Messgerätes (hier nicht gezeigt), so dass letzterer vernachlässigt werden kann.

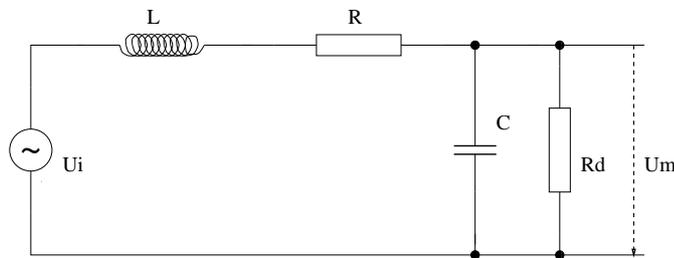


Abbildung 4.41: Ersatzschaltbild einer Induktionsspule mit Berücksichtigung der Windungskapazität (aus *Helwig* [2005]).

Durch Anwenden der Kirchhoff'schen Gesetze erhält man für die Übertragungsfunktion der Spule, die angibt wie die induzierte Spannung U_i auf die gemessene Spannung U_m abgebildet wird:

$$U_m = \frac{U_i}{i\omega(RC + \frac{L}{R_d}) + (1 + \frac{R}{R_d} - \omega^2 LC)} \quad (4.15)$$

Für das Ebingergerät sind jedoch nur der interne Widerstand R , die Kapazität C und die Induktivität L bekannt. Unter der Annahme, dass die Spule kritisch gedämpft wurde (aperiodischer Grenzfall) erhält man für den Dämpfungswiderstand (*Helwig* [2005]):

$$R_d = \left[\left(\frac{RLC}{4LC - R^2C^2} \right)^2 + \frac{L^2}{4LC - R^2C^2} \right]^{1/2} - \frac{RLC}{4LC - R^2C^2} \quad (4.16)$$

Neben der Übertragungsfunktion der Spule spielen auch die Form und Wiederholungsrate der Sendepulse eine wichtige Rolle und müssen daher bei der Vorwärtsrechnung möglichst exakt berücksichtigt werden. Untersuchungen zu dem Einfluss der Sendepulsform bei Metalldetektoren wurden bereits von *Das et al.* [1984] und *Billings et al.* [2003] und allgemein für TEM von *Asten* [1987] durchgeführt. Es wird daher hier nur auf die spezielle Pulsform des EBEX eingegangen.

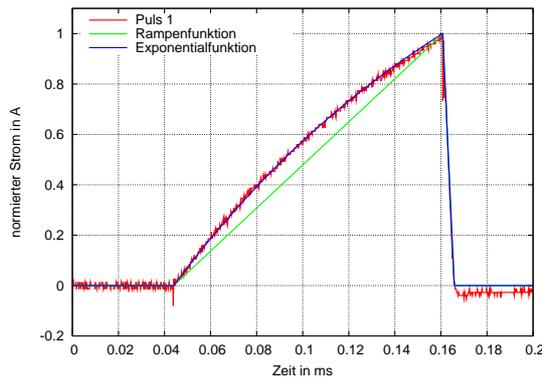


Abbildung 4.42: Stromfunktion des EBEX (Puls 1) und Anpassung durch eine Rampen- und eine Exponentialfunktion.

Abbildung 4.42 zeigt den ersten Puls des EBEX. Der Strom wurde für diese Darstellung so normiert, dass seine Maximalamplitude eins beträgt. Im Wesentlichen entspricht die Pulsform einem Dreieck. Die Ausschaltflanke kann perfekt durch eine lineare Funktion angepasst werden. Der Einschaltvorgang kann zwar ebenfalls gut durch eine lineare Rampenfunktion beschrieben werden, eine bessere Beschreibung gelingt jedoch durch eine Exponentialfunktion der Form $I(t) = I_0(1 - e^{-\alpha t})$. Die gemessene Spannung $U(t)$ erhält man aus der Spannung, die für eine Heavisidefunktion berechnet wurde, $U^{Step}(t)$, mittels:

$$U(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial I(\tau)}{\partial t} U^{Step}(t - \tau) d\tau \quad (4.17)$$

Die Periodizität des Signals kann durch entsprechend der Periode zeitversetztes Aufsummieren des Transienten berücksichtigt werden. Aufgrund des relativ großen Abstandes von ca. 2 ms zwischen zwei Pulspaaren bei einer Aufzeichnungsdauer von ungefähr $0,6\text{ ms}$ ist der Einfluss jedoch gering. Allgemeine Untersuchung zur Periodizität findet man zum Beispiel bei Lange [2003].

Wie schon im Fall des Förster Minex besteht die Sendespule aus mehreren Wicklungen. Wiederum soll sie durch eine einzige Wicklung repräsentiert werden, deren Radius zwischen zwei Grenzen variieren kann. Die vertikale Position dieser einen Wicklung innerhalb des Gehäuses ist zudem unbekannt. Verstärker und Wicklungszahl können bei der Vorwärtsrechnung durch einen gemeinsamen Verstärkungsfaktor C berücksichtigt werden, so dass für das EBEX drei Parameter bestimmt werden müssen.

Das in Kapitel 4.2.3 angewendete Verfahren der Inversion dieser Parameter führte in diesem Fall jedoch zu keinem einheitlichen Ergebnis. Mögliche Gründe dafür sind:

- Wie im folgenden Kapitel zu sehen sein wird, ist die Datenqualität auf Grund externer Störquellen wesentlich schlechter.
- Der Laboraufbau hat, wie gezeigt, einen großen Einfluss auf das Signal. Besonders bei schwächeren Signalen und kleinen Spannungen zu späten Zeiten wirken sich Fehler in der zur Kompensation benutzten Leermessung stark auf das Abklingverhalten des Transienten aus.
- Bei den Messungen mit dem Förstergerät war ein deutlicher Einfluss des Scannersystems bemerkbar. Aufgrund des schlechteren S/R-Verhältnisses kann die Position bei den PI-Daten jedoch nicht berücksichtigt werden.

- Die verwendeten Verstärker besitzen selbst eine Übertragungsfunktion, die das Signal in ihrem Abklingverhalten beeinflusst. Die Funktion ist jedoch unbekannt. Zudem ist nicht auszuschließen, dass weitere Elektronik vorhanden ist, die das Signal verändert.
- Wie bereits in Kapitel 4.2.3 erwähnt, ist die magnetische Permeabilität des Stahls nur ungefähr bekannt. Da sie aber einen enormen Einfluss auf das Abklingverhalten besitzt, ist eine Kalibrierung ohne exaktes Wissen dieser schwierig (Beim Minex führte dies zu unterschiedlichen Phasenwinkeln). Die Messungen über Kupfer und Aluminium sind hingegen sehr signalschwach und daher mit einem niedrigen Signal zu Rauschverhältnis versehen.

Aus diesen Gründen wurden der Verstärkungsfaktor (1135003), der Radius (10,17 *cm*) und die vertikale Lage der Spule im Gehäuse (5,1 *mm*) durch Modellierungen so bestimmt, dass alle Daten der Messungen über Kugeln mit einem möglichst realistischen Kugelmodell angepasst werden konnten. Das folgende Kapitel zeigt nun die Inversion der Messdaten über Kugeln.

4.3.4 Kugeln in Luft

Für die Inversion der Messungen über Kugeln wurde ein Rotationsellipsoidenmodell gewählt. Wegen der größeren Anzahl an freien Parametern ist zwar ein ungenaueres Ergebnis als bei einem Kugelmodell zu erwarten, hinsichtlich der Flexibilität und der Vergleichbarkeit mit den Inversionsergebnissen von Messdaten über anderen nicht sphärischen Objekten ist ein Ellipsoidmodell jedoch sinnvoller. Die Vorwärtsrechnung für den Rotationsellipsoiden benutzt bei der Auswertung aller PI-Daten, im Gegensatz zu der Inversion der CW-Daten, die Approximation mit magnetisch äquivalenten Kugeln, da bei der Smith-Approximation, wie in Kapitel 2.6.1 gezeigt wurde, ein „Sattel“ im Transienten auftreten kann.

Die Messungen wurden über einer Aluminium-, einer Kupfer- und einer Stahlkugel durchgeführt. Jede besitzt einen Radius von 14 *mm* und wurde in vier verschiedenen Abständen zum Detektor platziert. Vermessen wurde ein 60 *cm* × 60 *cm* großer Bereich mit 2,5 *mm* Messpunktabstand. Einen Überblick über die Messdaten geben die im Anhang C gezeigten Abbildungen C.67, C.68, C.69 und C.70.

Für die folgenden Inversionen wurden jeweils 25 Messpunkte invertiert. An jedem Punkt wurde ein Transient von 51 μ s aufgezeichnet. Die Position der Kugel liegt bei $x = y = 0,3$ *m*, die ausgewählten Messpunkte sind in einem 20 *cm* × 20 *cm* großem Gitter zwischen $x = y = 0,2$ *m* bis $x = y = 0,4$ *m* mit 5 *cm* Messpunktabstand angeordnet. Sie liegen also symmetrisch um die Position der Kugel herum verteilt.

Die Abbildungen 4.43 und 4.44 zeigen die gemessenen Daten für die Stahlkugel in 5 *cm* Abstand und die Aluminiumkugel in 2,5 *cm* Abstand zum Detektor. Zu jeder x-Koordinate wurden jeweils Transienten für die 5 y-Koordinaten in einer Grafik zusammen dargestellt. Aufgrund der Rotationssymmetrie der Messpunkte sollten unter der Voraussetzung, dass die Kugel exakt positioniert wurde, die Messdaten für $x = 0,25$ *m* und $y = 0,35$ *cm*, sowie für $x = 0,2$ *m* und $y = 0,4$ *m* übereinstimmen.

Bei der Messung über der Stahlkugel ist die Übereinstimmung zwischen den symmetrisch angeordneten Messpunkten gegeben. Dies zeigt, dass externe Störungen keinen nennenswerten

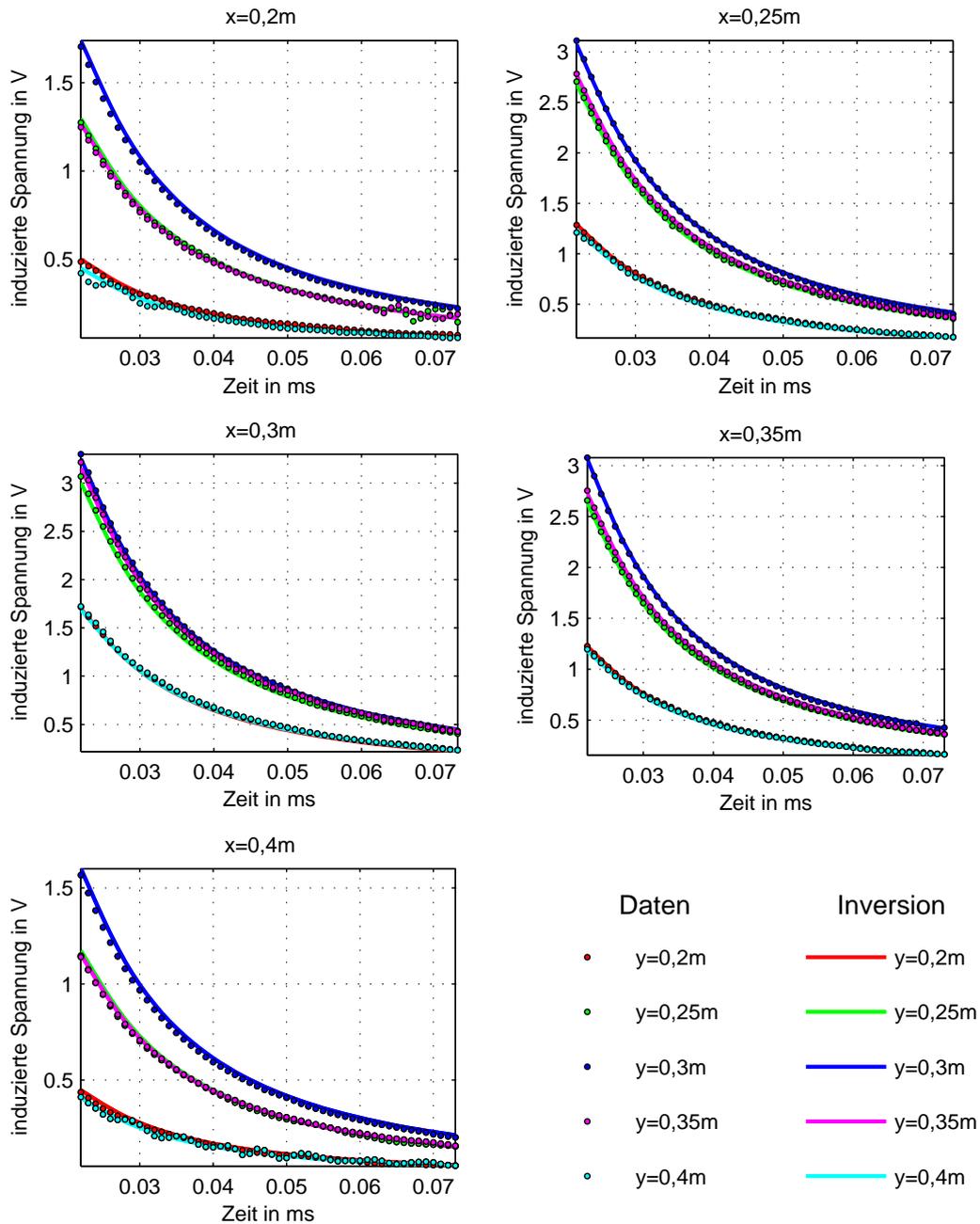


Abbildung 4.43: Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist eine Stahlkugel ($a_K = 14 \text{ mm}$) bei $x = 0,3 \text{ m}$ und $y = 0,3 \text{ m}$ in 5 cm vertikalem Abstand zum Detektor.

Einfluss auf die Amplitude der Daten haben. Lediglich bei niedrigen Spannungen sind leichte Schwingungen zu beobachten. Die Anpassung der Daten durch die Inversion ist sehr gut. Das Ergebnis zeigt Tabelle 4.14. Die Radien des Rotationsellipsoids stimmen gut mit dem tatsächlichen Radius der Kugel überein und vor allem die Tiefe der Kugel wird sehr genau

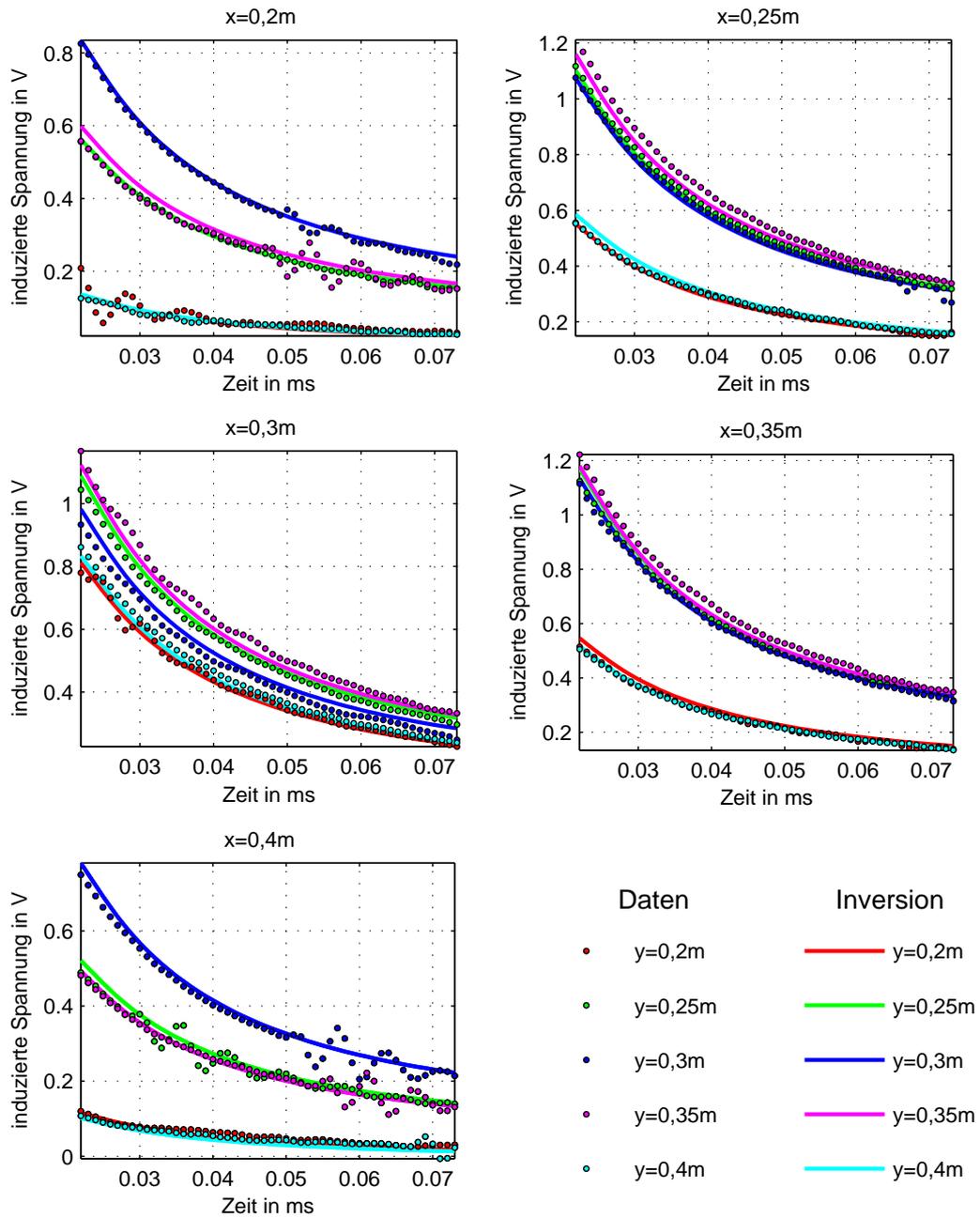


Abbildung 4.44: Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist eine Aluminiumkugel ($a_K = 14 \text{ mm}$) bei $x = 0,3 \text{ m}$ und $y = 0,3 \text{ m}$ in $2,5 \text{ cm}$ vertikalem Abstand zum Detektor.

durch die Inversion bestimmt.

Die Daten der Messung über der Aluminiumkugel (Abbildung 4.44) zeigen eine geringere Maximalamplitude. Aus diesem Grund wird hier der Einfluss von Rauschen und externen

	a in mm	b in mm	z in mm	σ in MS/m	μ_r	D in °	I in °	χ
Cu 25 mm	9,4	6,5	27,2	8,2	1,3	86	245	0,34
Cu 50 mm	9,4	6,6	49,1	15,5	2,9	90	5	0,35
Cu 100 mm	8,5	8,5	106,2	14,9	5,6	127	76	0,48
Cu 150 mm	6,8	9,9	109,6	35,8	2,4	147	77	0,38
Al 25 mm	10,5	14,4	28,8	10,9	2,32	218	28	0,74
Al 50 mm	11,6	11,5	55,6	12,3	2,19	83	33	0,52
Al 100 mm	11,2	9,6	116,8	8,8	8,0	173	16	0,53
Al 150 mm	9,6	30,6	191,5	$7 \cdot 10^{12}$	$1 \cdot 10^7$	103	353	0,41
St 25 mm	8,9	28,3	28,6	0,6	3,8	84	40	2,6
St 50 mm	13,6	17,3	48,9	0,3	8,8	79	62	0,55
St 100 mm	15,7	22,2	109,2	1,1	48	105	68	0,39
St 150 mm	16,3	7,2	127,6	2,1	54	267	245	0,55

Tabelle 4.14: Ergebnisse der Inversion für die Messungen über verschiedenen Kugeln in verschiedenen Tiefen (Abstand Spule - Kugeloberfläche). Das Startmodell betrug bei allen Inversionen $a = b = 1 \text{ cm}$, $\sigma = 10 \text{ MS/m}$, $\mu_r = 6$, $z = 10 \text{ cm}$, $D = 135^\circ$, $I = 45^\circ$.

Störquellen deutlicher sichtbar. Vor allem an den Positionen $x = 0,2 \text{ m}$ und $y = 0,35 \text{ m}$, sowie $x = 0,4 \text{ m}$ und $y = 0,3 \text{ m}$, ist eine den Transienten überlagernde Schwingung erkennbar. Aufgrund der zahlreichen Spannungsquellen in einem Institut für Elektrotechnik konnte die Quelle dieser Störung von den Rostocker Projektpartnern nicht identifiziert werden.

Ein Filtern der Transienten zur Beseitigung dieser Schwingung ist wegen des impulsartigen Auftretens der Schwingung ohne eine Veränderung des Abklingverhaltens des Transienten schwierig (*T. Hanstein, pers. Kommentar*). Da diese zudem bei Messungen im Feld nicht zu erwarten sind, wurde auf eine Filterung verzichtet. Weiterhin ist bei $x = 0,3 \text{ m}$ eine deutliche Abweichung zwischen den äquivalenten Positionen zu sehen. Dies kann zum einen durch eine ungenaue Positionierung geschehen sein, zum anderen ist aber auch eine Überlagerung durch ein externes Signal als Ursache möglich.

Die Anpassung der Daten sowie das Inversionsergebnis sind dennoch gut. Tiefe und Größe der Kugel werden gut durch die Inversion bestimmt. Für die Position der Kugel erhält man $x = 0,2977 \text{ m}$ und $y = 0,2996 \text{ m}$. Sie liegt also $2,3 \text{ mm}$ abseits der Mitte. Die Ergebnisse der Inversionen der übrigen Messungen sowie das Startmodell sind ebenfalls in Tabelle 4.14 zusammengefasst. Die Daten und deren Anpassung zeigen die Abbildungen C.76 - C.85 im Anhang C.

Bei den Messungen über der Kupfer- und der Aluminiumkugel ist ab einer Tiefe von 10 cm das Signal zu Rauschverhältnis derart schlecht, dass eine Auswertung nicht mehr sinnvoll ist. Aufgrund der großen Datenmenge kann aber vor allem die Tiefe für die Messung mit 10 cm Abstand noch aus den Daten rekonstruiert werden. Erst bei 15 cm Abstand erhält man falsche Werte.

Die Stahlkugel erzeugt ein stärkeres Signal, weshalb hier erst bei 15 cm Abstand die Rauschteile deutlicher ins Gewicht fallen. Bei der Inversion äußert sich dies durch eine größere Abweichung in der Tiefenbestimmung, die jedoch mit $2,24 \text{ cm}$ moderat ausfällt.

Die Bestimmung der Radien und der elektromagnetischen Eigenschaften gelingt weniger gut, zum Teil ist eine Halbachse doppelt so groß oder halb so klein, wie die tatsächlichen Ausmaße der Kugel. Vor allem bei der Kupferkugel ist die Größe für alle Messungen unterbestimmt. Die Werte für die Permeabilität können leider in den meisten Fällen auch nicht eindeutig den Kategorien magnetisch und nicht magnetisch zugeordnet werden. In Zusammenhang mit der Leitfähigkeit ist jedoch eine Zuordnung Stahl oder kein Stahl möglich, da für die Messungen über Stahl deutlich kleinere Leitfähigkeiten bestimmt wurden.

Die Gründe für die im Vergleich zu den CW-Detektor-Inversionen schlechteren Ergebnisse sind jedoch, wie die Tests mit synthetischen Daten zeigten, nicht in der Messmethode (PI oder CW) zu suchen, sondern liegen viel mehr in den im vorherigen Kapitel aufgeführten Schwierigkeiten bei den Messungen und der genauen Simulation des Detektors. Für eine genauere Auswertung wären daher vor allem zwei Dinge wesentlich. Zum einen benötigt man genaue Angaben über die gesamte im Detektor verwendete Elektronik um ihre Auswirkung auf die Signalform zu berücksichtigen und zum anderen kann der Detektor selbst durch interne Mittelung des Signals über mehrere Pulse die Datenqualität verbessern.

4.3.5 Zylinder in Luft

Die folgenden Inversionen von Messungen über Zylindern zeigen jedoch, dass auch mit den gegebenen Daten und der benutzten Simulation sehr gute Ergebnisse erzielt werden können. Der Aluminiumzylinder befand sich in 2,5 cm Tiefe unter dem Detektor. Vermessen wurden drei Orientierungen, parallel zur x-, zur y- und zur z-Achse. Das Startmodell betrug $a = b = 1 \text{ cm}$, $\sigma = 10 \text{ MS/m}$, $\mu_r = 2$, $z = 5 \text{ cm}$, $D = 135^\circ$, $I = 45^\circ$. Für den Stahlzylinder wurden die gleichen Orientierungen gewählt. Auf Grund der größeren Signalstärke befand er sich in 10 cm Abstand. Als Startmodell wurde $a = b = 1 \text{ cm}$, $\sigma = 10 \text{ MS/m}$, $\mu_r = 6$, $z = 10 \text{ cm}$, $D = 135^\circ$, $I = 45^\circ$ gewählt.

Die Ergebnisse der Inversion sind in Tabelle 4.15 zusammengefasst. Die Daten der Messungen zeigen die Abbildung C.71 und C.72 im Anhang C. Die Anpassungen sind in den Abbildungen C.86 - C.90 zu sehen. Für die Inversion wurden wie im vorherigen Kapitel 25 auf einem quadratischen Gitter angeordnete Messpunkte ausgewählt, die je 5 cm auseinander

	a in mm	b in mm	z in mm	σ in MS/m	μ_r	D in °	I in °	χ
Al, x-Richtung	11,6	21,0	31,2	3,2	1	0	357	1,37
Al, y-Richtung	12,9	19,4	32,6	3,2	1	90	175	0,79
Al, z-Richtung	11,7	8,7	26,5	4,3	1	46	80	0,56
St, x-Richtung	5,6	140,3	97,2	0,3	7,1	179	359	0,58
St, y-Richtung	10,2	54,8	98,1	0,3	9,5	89	1	0,58
St, z-Richtung	13,1	38,9	91,5	9,3	122	37	84	0,49

Tabelle 4.15: Ergebnisse der Inversion für die Messungen über einem Aluminiumzylinder ($H = 57 \text{ mm}$, $R = 14 \text{ mm}$) in 2,5 cm Tiefe und einem Stahlzylinder in 10 cm Tiefe (Abstand Spule - Zylinderoberfläche) mit verschiedenen Orientierungen. Die Rotationsachsen der Zylinder befinden sich parallel zur x-Achse ($D = 0^\circ$, $I = 0^\circ$), zur y-Achse ($D = 90^\circ$, $I = 0^\circ$) und zur z-Achse ($D = \text{beliebig}$, $I = 90^\circ$).

liegen und symmetrisch um das Objekt angeordnet sind.

Als Beispiel zeigt Abbildung 4.45 die Anpassung der Messung über den zur y -Achse parallel ausgerichteten Aluminiumzylinder. Die gemessenen Daten können perfekt durch die Inversion

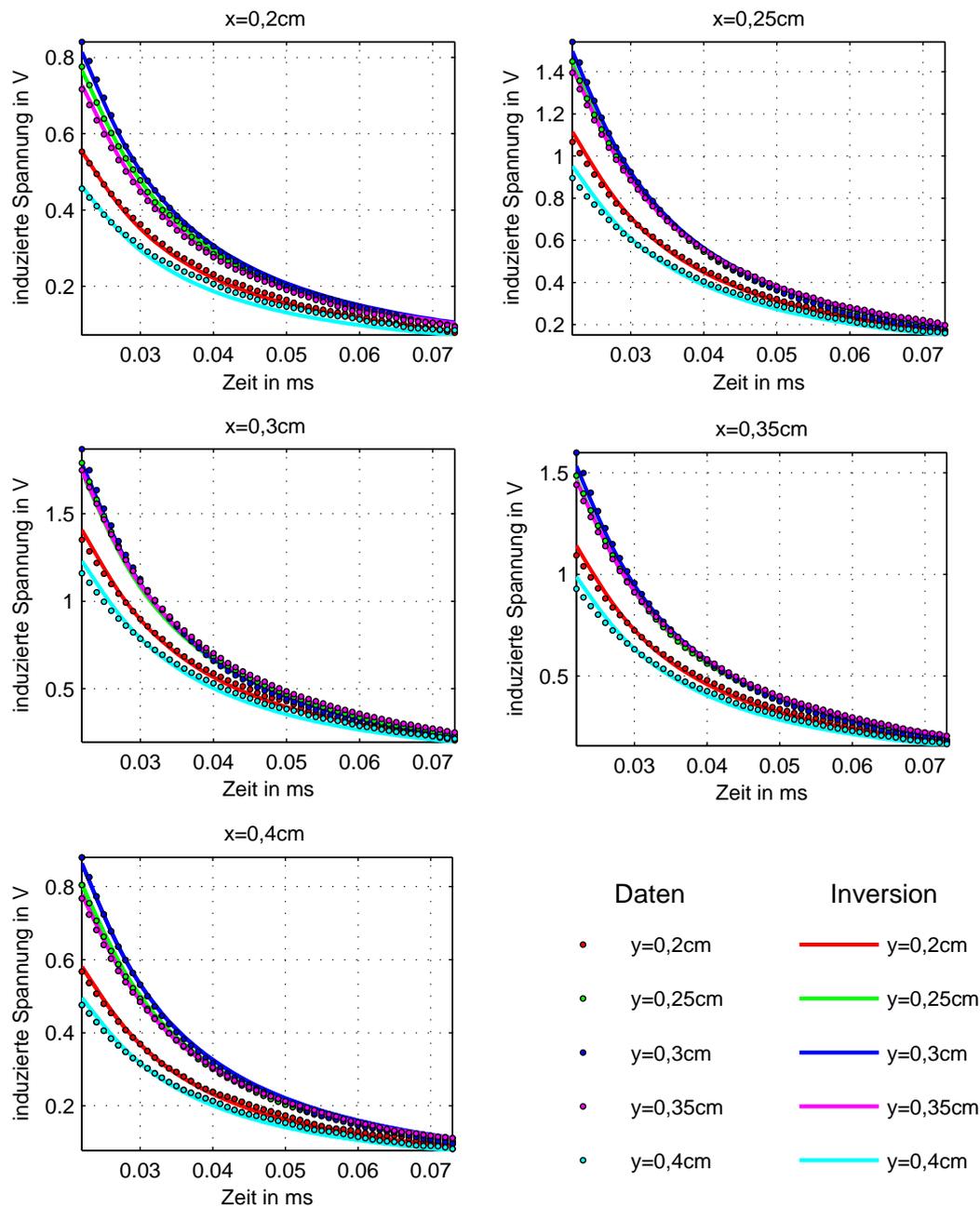


Abbildung 4.45: Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist ein Stahlzylinder ($R=14\text{mm}$, $H=57\text{mm}$) bei $x = 0,3\text{m}$ und $y = 0,3\text{m}$ in 10cm vertikalem Abstand zum Detektor. Die Rotationsachse des Zylinders liegt parallel zur y -Achse.

reproduziert werden. Das Inversionsergebnis zeigt zudem einen nicht magnetischen prolaten Ellipsoiden an, der lediglich 7 mm unterhalb der tatsächlichen Tiefe liegt. Auch für die weiteren Orientierungen werden sehr gute Ergebnisse erzielt, einzig die Form des aufrecht stehenden Aluminiumzylinders wird nicht korrekt erkannt.

Die Ergebnisse der Stahlzylinderinversion sind ebenfalls ausgezeichnet. Für die Orientierung parallel zur x-Achse erhält man jedoch eine viel zu große Halbachse. Begründet werden kann dies durch die Approximation, die für die Vorwärtsrechnung benutzt wird. Sie wird bei höheren magnetischen Permeabilitäten ungenau und erzeugt so etwas zu große Radien. Die Tiefe, das Material, die Form und die Ausrichtung werden jedoch richtig durch die Inversion bestimmt.

4.3.6 Minen in Luft

Abschließend werden nun Inversionen von Messdaten über den Minensurrogaten gezeigt. Schwerpunkt ist die Frage, ob die gemessenen Signale des PI-Detektors durch einen Rotationsellipsoiden angepasst werden können und ob dieser charakteristisch für die jeweilige Mine ist. Untersucht werden die drei in den Kapiteln 4.2.6.1 - 4.2.6.3 vorgestellten Minensurrogate, M1A, M2B und M3B in Luft.

4.3.6.1 M1A in Luft

Die Mine M1A ist eine Mine mit niedrigem Metallgehalt, die nur ein schwaches Signal erzeugt (Kapitel 4.2.6.1). Die Daten der Messung mit dem Ebinger sind in Abbildung 4.46 gezeigt.

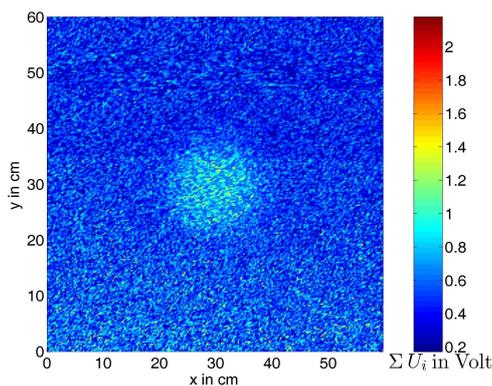


Abbildung 4.46: Summe der gemessenen Spannungen im Messzeitfenster nach dem ersten Puls für jeden Punkt einer Messung $2,5\text{ cm}$ über der M1A mit $2,5\text{ mm}$ Messpunktabstand.

mit den Inversionsergebnissen des Förstergerätes in Kapitel 4.2.6.1 ist aufgrund der Datenqualität nicht sinnvoll. Aus diesem Grund wurde auch auf die Auswertung der Messdaten mit größeren Abständen verzichtet.

Deutlich zu sehen ist der starke Rauschanteil im Signal der die Daten überlagert. Die Auswahl der für die Inversion benutzten Messpunkte und das Startmodell entspricht der des Kapitels 4.3.4. Die Daten und deren Anpassung ist in Abbildung 4.47 dargestellt. Aufgrund des vor allem in dieser Darstellung gut zu erkennenden stark gestörten Signals ist eine sinnvolle Anpassung der Daten kaum möglich. Das durch die Inversion bestimmte Modell beträgt: $a = 8,5\text{ mm}$, $b = 0,2\text{ mm}$, $\sigma = 2,2\text{ MS/m}$, $\mu_r = 18$, $z = 6,3\text{ cm}$, $D = 29^\circ$, $I = 55^\circ$. Man erhält einen kleinen oblaten Ellipsoiden, der in seinen elektromagnetischen Eigenschaften in etwa Stahl entspricht. Seine Lage entspricht in etwa der Unterkante des Minengehäuses (Kapitel 4.2.6.1). Der Vergleich

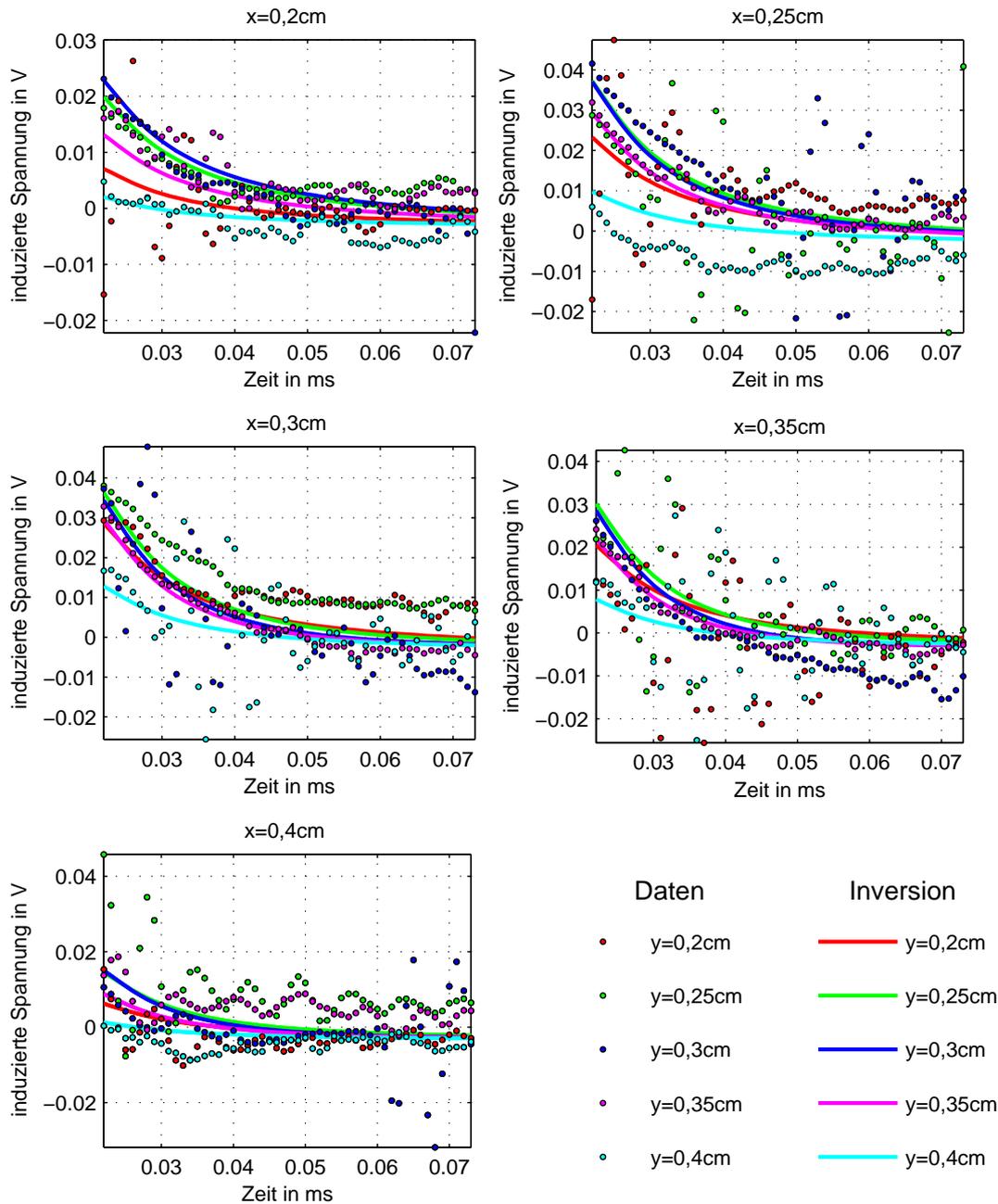


Abbildung 4.47: Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist das Minensurrogat M1A bei $x = 0,3\text{m}$ und $y = 0,3\text{cm}$ in $2,5\text{cm}$ vertikalem Abstand zum Detektor.

4.3.6.2 M2B in Luft

Das Minensurrogat M2B hat einen wesentlich höheren Metallgehalt als die M1A und erzeugt daher ein deutlich stärkeres Signal. Einen Überblick über die gemessenen Daten für verschie-

dene Tiefen der Mine gibt die Abbildung C.73. Abbildung 4.48 zeigt die für die Inversion gewählten Messdaten und ihre Anpassung für eine Messung mit $2,5\text{ cm}$ Abstand des Detektors zur Mine. Die Reproduktion der Daten durch das Inversionsergebnis ist sehr gut. Der erhaltene Ellipsoid (Tabelle 4.16) ist nahezu rund, stark magnetisch und liegt 9 mm unterhalb der

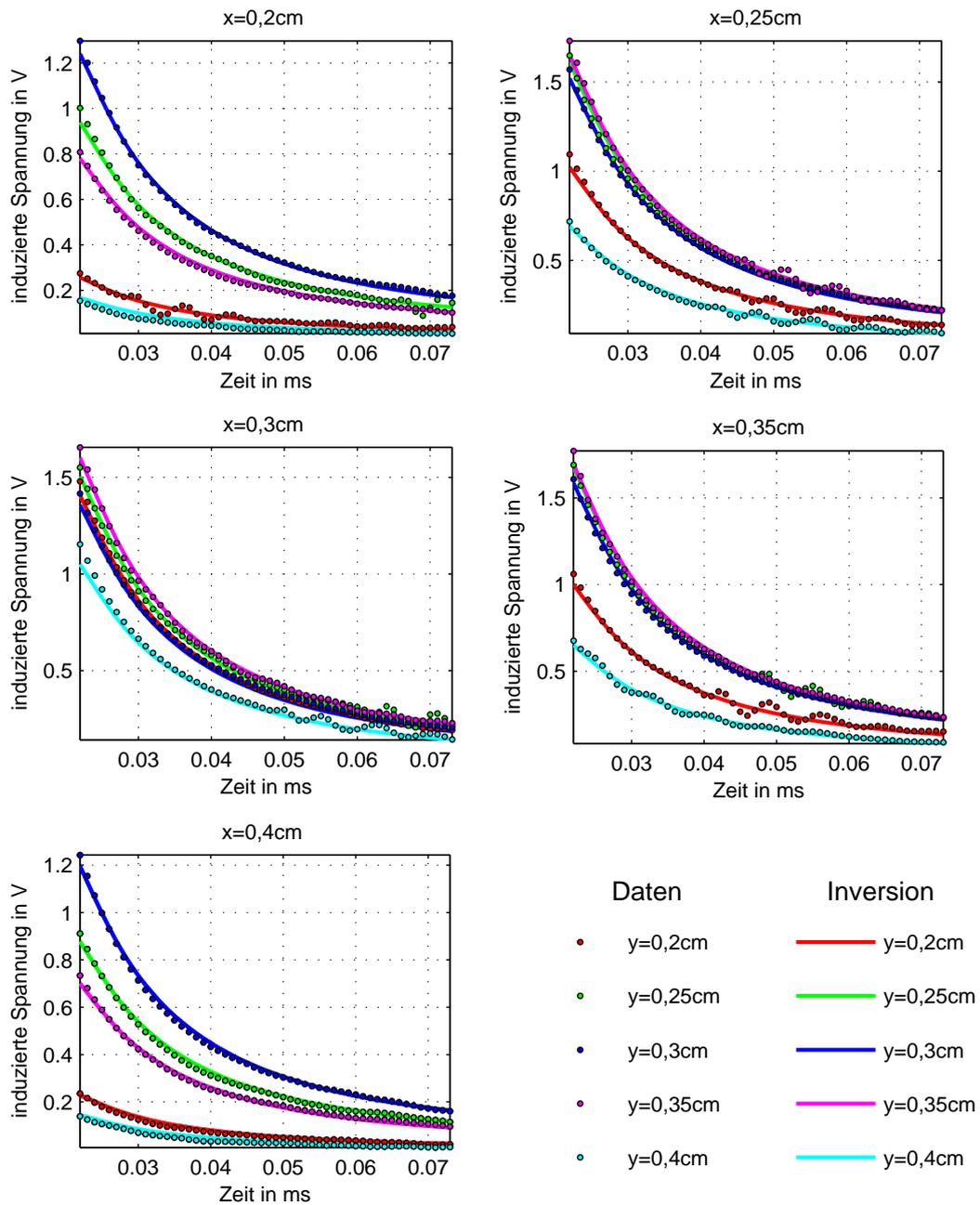


Abbildung 4.48: Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist das Minensurrogat M2B bei $x = 0,3\text{ m}$ und $y = 0,3\text{ m}$ in $2,5\text{ cm}$ vertikalem Abstand zum Detektor.

Tiefe	a in mm	b in mm	z in cm	σ in MS/m	μ_r	D in °	I in °	χ
2,5 cm	8,7	8,1	3,4	24,4	292	17	310	0,65
5 cm	8,7	8,1	5,8	21,7	319	254	77	0,36
10 cm	10,2	6,8	10,2	1,4	63	311	74	0,49
15 cm	13,9	55,5	20,2	0,2	1243	44	355	0,36

Tabelle 4.16: Ergebnisse der Inversion für die Messungen über der M2B in verschiedenen Tiefen.

Gehäuseoberkante. Im Gegensatz zu den Messungen mit dem Förstergerät (Kapitel 4.2.6.3) können die Daten hervorragend durch einen einzigen Rotationsellipsoiden beschrieben werden. Die Komplexität des Sekundärfeldes dieser Mine ist also bei Betrachtungen im Zeitbereich geringer und erlaubt eine bessere Anpassung der Daten durch das hier verwendete approximierte Ellipsoidmodell.

Die Daten der Messungen mit größeren Abständen zur Mine und deren Anpassung ist im Anhang C in den Abbildungen C.91 - C.93 gezeigt. Auch für diese Daten gelingt eine gute Anpassung durch die Inversion. Lediglich die Daten für die Messung über der M2B in 15 cm Tiefe sind so stark durch Rauschen überlagert, dass eine Interpretation der Daten schwierig ist.

Die Parameter der durch die Inversionen bestimmten Ellipsoiden sind in Tabelle 4.16 aufgeführt. Die Modelle für 2,5 cm, 5 cm und 10 cm sind ähnlich und zeigen eine gute Übereinstimmung mit der Tiefe der Mine. Die Tatsache, dass die Auswertung für die Abstände 2,5 cm und 5 cm sogar nahezu identische Modelle ergibt, legt nahe, dass alle Datensätze wieder durch das gleiche Modell beschrieben werden können und somit die Mine M2B durch einen charakteristischen Ellipsoiden beschrieben werden kann.

Es wurden daher alle Datensätze mit dem Modell, das die Inversion des Datensatzes mit 2,5 cm Abstand ergab, ausgewertet. Die Radien und elektromagnetischen Eigenschaften blieben demnach bei der Inversion unverändert und nur die Orientierung und die Position des Ellipsoiden wurde variiert. Für die Messung mit 5 cm Abstand erhält man mit einem Fehler von 0,36 die gleiche Anpassungsqualität wie bei dem in Tabelle 4.16 gezeigten Ergebnis und auch für 10 cm (0,50) und 15 cm (0,38) ist diese kaum schlechter. Die Messungen über der M2B können also unabhängig von der Tiefe durch ein und das selbe Ellipsoidmodell beschrieben werden. Die erhaltenen Tiefen liegen für alle Datensätze zwischen 9 mm und 11 mm unterhalb der Gehäuseoberkante. Es ist also eine sehr genaue Tiefenbestimmung der Mine möglich, wenn man davon ausgeht, dass der charakteristische Ellipsoid ca. 1 cm tief im Gehäuse liegt.

4.3.6.3 M3B in Luft

Das Minensurrogat M3B besitzt einen horizontal liegenden Schlagbolzen der in der Horizontalen beliebig orientiert sein kann. Für das Ebingergerät wurden wegen der Rotationssymmetrie der Spule nur Messungen für eine einzige Ausrichtung des Bolzens durchgeführt. Bei den hier gezeigten Messungen für verschiedene Abstände liegt dieser immer parallel zur y-Achse. Einen Überblick über die gemessenen Daten geben die Abbildungen C.74 und C.75 im Anhang C. Für die Inversion wurden wieder 5 mal 5 Messpunkte verwendet. Diese liegen äquidistant zwischen

$x = 0,2 m$ und $x = 0,4 m$, sowie zwischen $y = 0,2 m$ und $y = 0,5 m$.

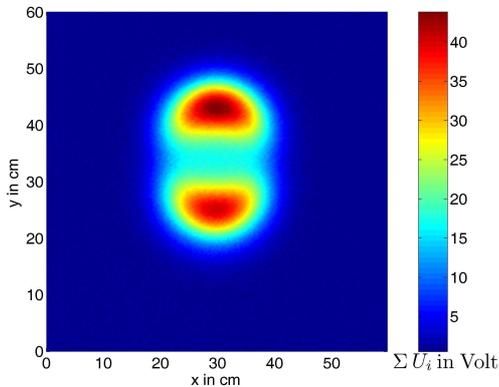


Abbildung 4.49: Daten der Messung über der M3B mit 2,5 mm Messpunktabstand. Gezeigt ist die Summe der Spannungen des Messzeitfensters nach dem ersten Sendepuls. Der Abstand der Mine zum Detektor beträgt 2,5 cm.

Aufgrund der guten Übereinstimmung der Modelle wurden wie im vorherigen Kapitel alle Datensätze mit dem gleichen Rotationsellipsoidenmodell invertiert. Die Parameter des Ellipsoiden entsprechen dem Inversionsergebnis der Messung mit 2,5 cm Abstand. Die Anpassungsfehler der Inversionen, bei denen also nur die Orientierung und Position variiert wurde, unterscheiden sich kaum von denen in Tabelle 4.17 (5 cm: 0,68, 10 cm: 0,52, 15 cm: 0,44). Die Tiefen der Ellipsoide liegen bei den Messungen mit 5 cm und 10 cm Abstand 4,4 cm unterhalb der Gehäuseoberkante, bei 15 cm Entfernung 4,6 cm

Auch für die M3B kann ein charakteristischer Rotationsellipsoid gefunden werden, der je-

Tiefe	a in mm	b in mm	z in cm	σ in MS/m	μ_r	D in °	I in °	χ
2,5 cm	4,3	34,1	6,6	42,9	137	89	1	0,83
5 cm	4,2	31,5	8,8	55,6	148	88	1	0,65
10 cm	4,5	24,7	13,1	7,4	79	91	1	0,51
15 cm	1,8	140,1	41,8	5,1	1098	300	197	0,43

Tabelle 4.17: Ergebnisse der Inversion für die Messungen über der M3B in verschiedenen Tiefen. Die Orientierung des Schlagbolzens ist parallel zur y-Achse.

Die gemessenen Daten für den kleinsten Abstand zur Mine sind in Abbildung 4.49 zu sehen. Für jeden Messpunkt wurden die im ersten Messzeitfenster aufgezeichneten Spannungen aufsummiert. Die Signatur der Mine unterscheidet sich deutlich von denen der beiden anderen Minen. Aufgrund der länglichen Form des Bolzens und seiner horizontalen Lage wird direkt über dem Objekt ein kleineres Signal gemessen, als über den beiden Enden des Bolzens. Die in Abbildung 4.50 gezeigten Transienten, die auch für die Inversion benutzt wurden, weisen daher für $y = 0,35 m$ eine kleinere Amplitude und ein anderes Abklingverhalten auf als die bei $y = 0,275 m$ und $y = 0,425 m$.

Die Anpassung der Daten durch die Inversion gelingt sehr gut. Bei größeren Tiefen (Ab-

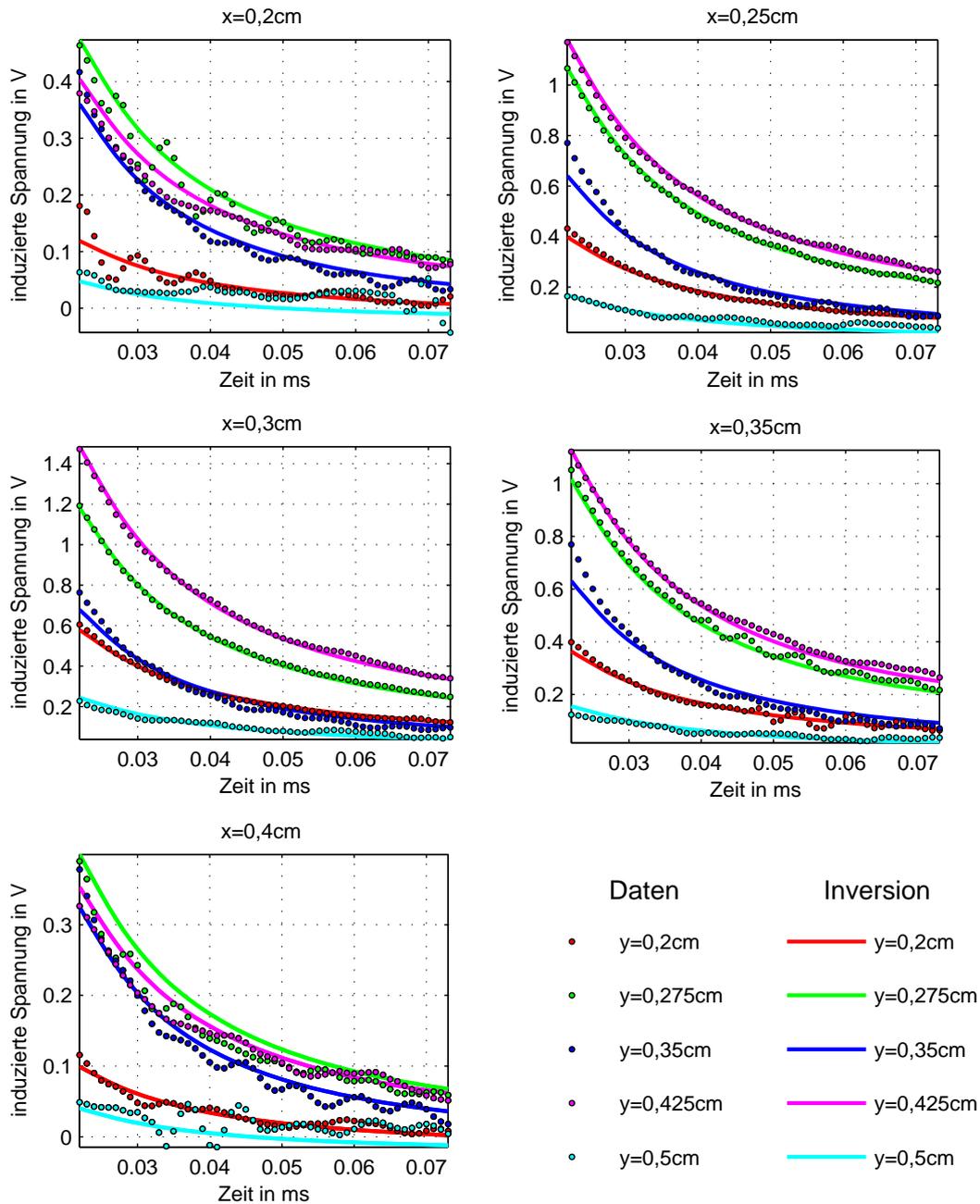


Abbildung 4.50: Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist das Minensurrogat M3B bei $x = 0,3$ m und $y = 0,35$ m in $2,5$ cm vertikalem Abstand zum Detektor.

weils ca. $4,2$ cm tief im Gehäuse liegt und somit neben einer Identifizierung der Mine auch eine exakte Tiefenbestimmung ermöglicht. Da für die Auswertung der PI-Daten eine andere Approximation für die Berechnung der Ellipsoidantwort benutzt wurde, kann nicht beurteilt werden, ob die Abweichungen zwischen den charakteristischen Ellipsoiden der M3B für die

CW-Daten und den PI-Daten durch die unterschiedliche Funktionsweise der Detektoren oder durch die Approximation verursacht wird. Weitere Abweichungen können zudem durch die unterschiedlich genaue Simulation der Detektoren entstehen.

Eine weitere Fragestellung ist nun, wie sich der Boden auf die Messungen mit den PI-Detektoren auswirkt. Von einer Auswertung von Messdaten mit Objekten im Boden wird hier jedoch abgesehen. Der Grund hierfür ist die deutlich schlechtere Datenqualität, die eine Aufschlüsselung des Bodeneinflusses nicht zulässt. Zudem zeigen die Simulationen in Kapitel 4.3.2, dass eine Leitfähigkeitsbestimmung des Bodens in der Wanne für diesen Messaufbau nicht möglich ist.

4.4 Inversion von Felddaten im Frequenzbereich

Im folgenden, abschließenden Kapitel soll nun an einer größeren im Feld aufgenommenen Datenmenge untersucht werden, inwieweit sich Minen anhand charakteristischer Ellipsoide identifizieren und von anderen Metallobjekten unterscheiden lassen können. Ein weiterer wichtiger Punkt ist, ob bei einem Signal eines Metallstücks sicher ausgeschlossen werden kann, dass es eine Mine ist.

Die Auswertung der Daten wurde automatisiert durchgeführt. Dies erspart zum einen Arbeit bei der Behandlung großer Datenmengen. Zum anderen wird es bei einer Realisierung der Inversion in einem Metalldetektor wünschenswert sein, dass der Benutzer so wenig Arbeitsschritte wie möglich durchzuführen hat und nur wenig Vorwissen braucht.

Die automatische Durchführung der Arbeitsschritte der Datenbearbeitung, Datenauswahl und der Inversion wird daher im kommenden Kapitel vorgestellt. Verwendet wurden hierzu Daten des Förster Minex. Prinzipiell ist auch die Verwendung von PI-Detektordaten möglich. Aufgrund der unzureichenden Datenqualität, es wurden bei den Messungen in Ispra nur je zwei Pulse gemittelt, wird hier jedoch darauf verzichtet.

4.4.1 Das Messfeld in Ispra/Italien

Abbildung 4.51 zeigt rechts das Testgelände des Joint Research Center in Ispra/Italien. In einem 5,7 m breiten Streifen sind dort sieben unterschiedliche Böden (lokaler Boden mit und ohne Bewuchs, weiterhin schluffiger, lehmiger, hoch organischer und ferromagnetischer Boden, sowie reiner Sand) eingebracht. Die 6 m langen Teilbereiche sind ca. 70 cm tief und liegen hintereinander angeordnet. Jeder Boden ist nochmals in drei Teilbereiche A, B und C unterteilt, in denen bei jeder Bodenart die gleichen Objekte liegen (Abbildung 4.51, links). Am Rand des Streifens ist ein 2-Achsen-scanner angebracht, der es ermöglicht den Detektor in mäanderförmigen Bahnen über den Boden zu bewegen und Messdaten aufzunehmen. Eine genaue Beschreibung des Messfeldes findet man bei *Nesti und Verlinde* [2003], Untersuchungen der Böden bei *Igel und Preetz* [2005b].

Für das HuMin/MD-Projekt wurden die Messungen von A. Yashan vom Fraunhofer Institut für zerstörungsfreie Prüfung auf den Feldern 2, 4, 5, und 7 durchgeführt. Die aufgenomme-

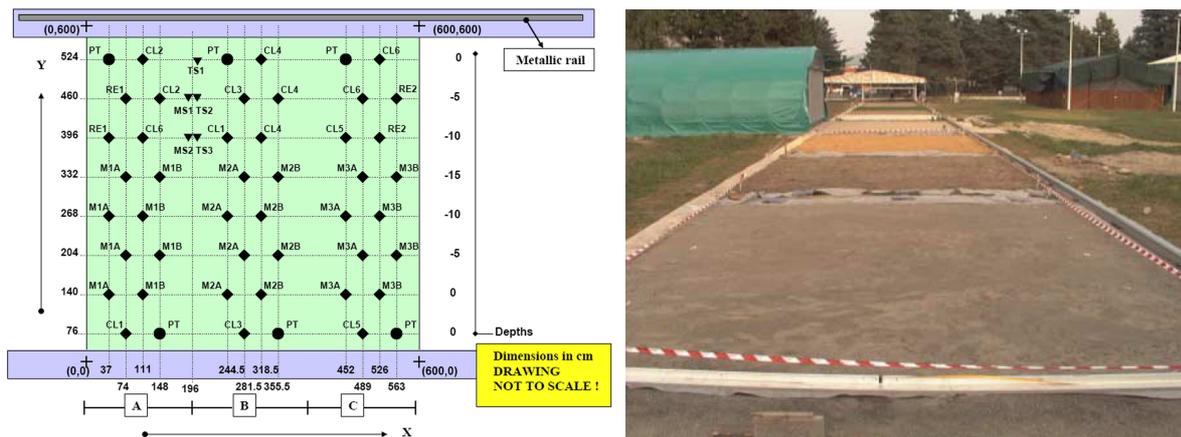


Abbildung 4.51: Rechts: Messfeld in Ispra, links: Anordnung der im Boden eingebrachten Objekte. Minensurrogate werden mit „M“, Metallschrott mit „CL“ (CL2: Stacheldraht (ca. 7,5 cm lang); CL3: 0,33l-Getränkedose; CL6: Messingpatrone (4,5 cm lang, Durchmesser 9 mm), und Referenzkugeln aus Stahl mit „RE“ oder „PT“ bezeichnet (RE1: $a_K = 2,55$ cm, RE2: $a_K = 9,55$ mm, PT: $a_K = 7,5$ mm). Die übrigen CL-Objekte sind nicht metallisch (aus Nesti und Verlinde [2003]).

nen Daten wurden mit 16 Bit digitalisiert, wobei der Messbereich ± 5 V umfasste. Der Messpunktastand betrug in x-Richtung 2,5 mm und in y-Richtung 10 mm. Die Definition von x und y ist hier im Vergleich zu den vorherigen Daten vertauscht.

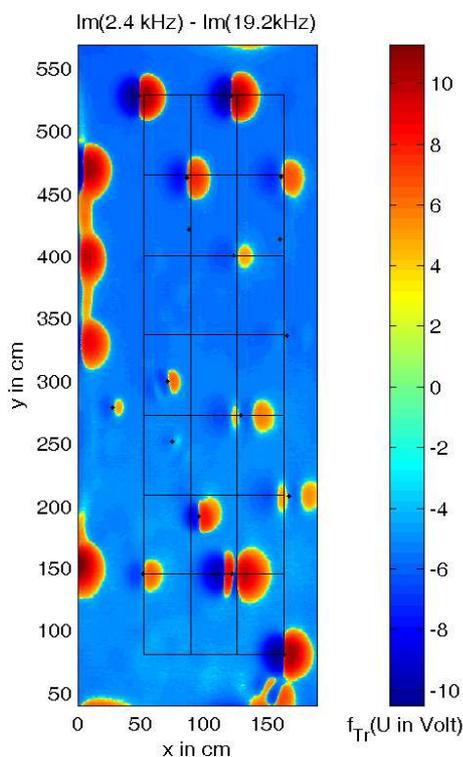


Abbildung 4.52: Transformierte Daten (siehe Text) der Differenz der Imaginärteile für das Feld 2C

Die gemessenen Daten sind in den Abbildungen C.97 - C.107 im Anhang C.3 gezeigt. Zur besseren Übersicht wurden die Spannungen wegen ihrer hohen Dynamik transformiert. Für positive Spannungen gilt: $f_{tr}(U) = \ln(U \cdot 10^6) + 1$ und für negative $f_{tr}(U) = -(\ln(-U \cdot 10^6) + 1)$.

Als Beispiel zeigen die Abbildungen 4.52 und 4.53 die Daten des Feldes 2C. Es handelt sich hierbei um einen lokalen Boden, einen moderat schluffigen Sand, mit einer elektrischen Leitfähigkeit von $66 \mu S/cm$, der nach Angaben der GGA nicht magnetisch ist ($\mu_r = 1$). Ein Blick auf die Imaginärteile in Abbildung 4.53 zeigt jedoch, dass auch hier geringe Magnetisierungen des Bodens möglich sind. Eine Eliminierung des dadurch bedingten Signals gelingt wieder durch die gewichtete Differenzbildung der Imaginärteile. Abbildung 4.52 zeigt das Ergebnis. Die großflächigen Strukturen, die noch in beiden Imaginärteilen zu sehen waren und die die Signale der Metallteile maskierten, sind nun nicht mehr erkennbar. Statt dessen kommen nun an den gleichen Stellen wie in den Realteilen die typischen Anomalien zum Vorschein, wie sie durch die differentielle Spulenanordnung des Minex entstehen.

Das eingezeichnete Gitter entspricht dem Gitter aus Abbildung 4.51 links und dient der Orientierung bei der Zuordnung der Objekte zu den Signalen. Die Punkte zeigen das Ergebnis

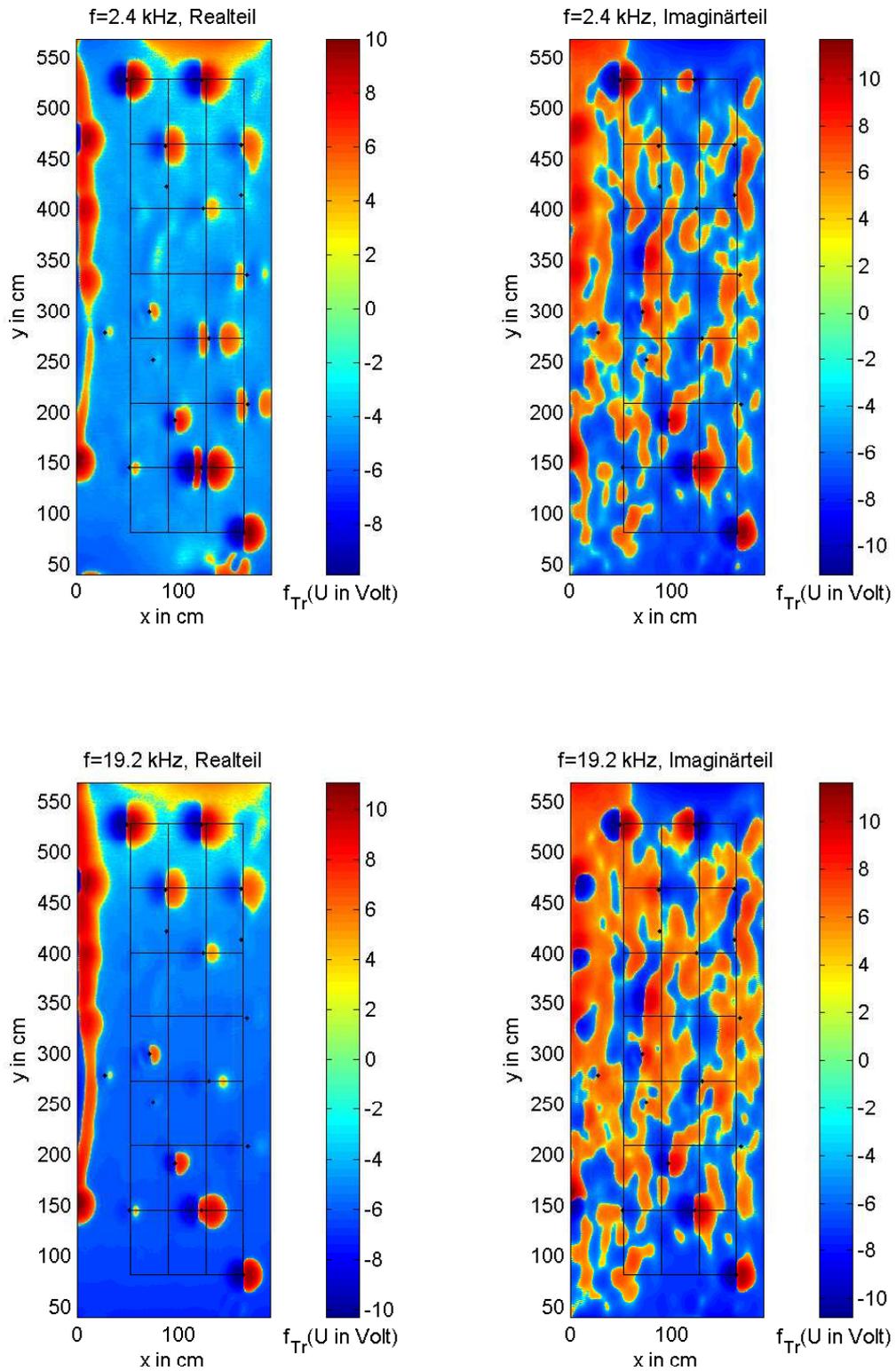


Abbildung 4.53: Transformierte Daten (siehe Text) des Feldes 2C

des Pinpointing-Verfahrens, das im nächsten Kapitel besprochen wird. Wie zu sehen ist, gibt es neben den regulären Objekten auch Signaturen abseits des Gitters (z.B. bei $x = 80 \text{ cm}$ und $y = 300 \text{ cm}$). Hierbei handelt es sich um unabsichtlich eingebrachte Metallteile, die unbekannt sind und daher nicht untersucht wurden. Die lang gestreckten Anomalien am Rand entstehen durch den Scanner, bzw. durch Feuchtigkeits- und Temperatursensoren (MS/TS in Abbildung 4.51).

Im folgenden Kapitel wird die automatisierte Auswertung der in Ispra aufgezeichneten Daten vorgestellt.

4.4.2 Automatisierung der Inversion

Bei der automatisierten Auswertung der Daten müssen folgende Schritte durchgeführt werden: Identifikation des Signals, Reduktion der Datenmenge, Analyse der Daten zur Erstellung eines Startmodells, Inversion der Daten und schließlich die Bewertung der Ergebnisse.

4.4.2.1 Identifikation des Signals

Die Identifikation des Signals eines Objektes aus den gemessenen Daten eines Feldes wurde innerhalb des HuMin/MD-Projektes vom Fraunhofer Institut für Produktionstechnik und Automatisierung in Stuttgart durchgeführt. Bei der Minensuche mit einem Detektor, der von Hand geführt wird, entsteht dieses Problem nicht, da der Minensucher durch seine Erfahrung das Alarmsignal eines Objektes zu identifizieren weiß. Erst bei maschinell geführten Detektoren ist eine solche automatische Alarmidentifikation wieder notwendig. Der verwendete Pinpointing-Algorithmus wurde von *Eigenbrodt* [2006] vorgestellt. Er beruht auf der Asymmetrie des Signals über einem Objekt und bestimmt dessen Symmetriezentrum, das dann als Ort des Objektes identifiziert wird. In den Darstellungen der Messdaten der einzelnen Felder sind die georteten Objekte durch Punkte gekennzeichnet. In dieser Arbeit wird sich nur auf die Auswertung dieser Signale beschränkt. Zudem werden auch nur solche Objekte untersucht, die bekannt sind, also auf den Kreuzungspunkten der Gitter liegen, da nur dort ein Vergleich zwischen Inversionsergebnis und tatsächlichem Objekt möglich ist.

4.4.2.2 Reduktion der Datenmenge

Um jeden georteten Punkt wurde zunächst ein $60 \text{ cm} \times 60 \text{ cm}$ großer Bereich ausgeschnitten (Abbildung 4.54, oben links). Dieser beinhaltet weiterhin große Bereiche, in denen das Signal nahezu null ist. Für die Inversion bringen diese Punkte keinen Zugewinn an Information, erhöhen jedoch die Rechenzeit. Es ist daher wünschenswert die Datenmenge zu reduzieren. Aufgrund der differentiellen Spulenanordnung erhält man jedoch über dem Objekt einen Vorzeichenwechsel, in dessen Nähe die Daten ebenfalls nahezu null sind. Die Reduktion der Daten auf eine Teilmenge, die einen gewissen Schwellenwert übersteigen, entfernt somit auch die Werte rund um den Vorzeichenwechsel. Dieser kann jedoch, wie bei der M3B, für jeden Signalkanal an unterschiedlichen Positionen vorliegen. Es müsste daher für jeden Signalkanal eine eigene Analyse durchgeführt werden und es würden Messpositionen existieren, an denen nicht von je-

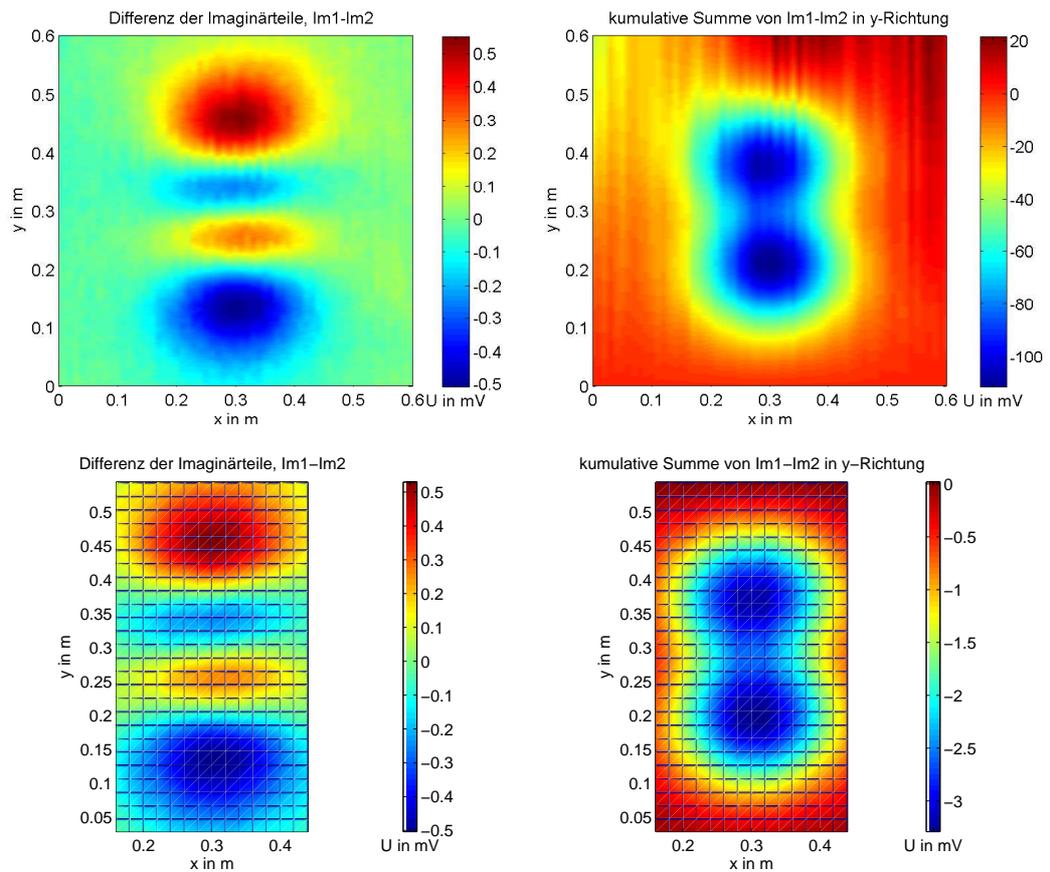


Abbildung 4.54: Gemessene Daten (Differenz der Imaginärteile) über dem Objekt M3B in 10 cm Tiefe ($x = 129 \text{ cm}$, $y = 273 \text{ cm}$). Für den zunächst $60 \text{ cm} \times 60 \text{ cm}$ großen Ausschnitt (links oben) wurde die kumulative Summe in y -Richtung für jeden Punkt berechnet (oben rechts). Die so bearbeiteten Daten können dann durch die Anwendung eines Schwellenwertes reduziert werden (unten).

dem Kanal Daten vorlägen. Bei der aktuellen Version des Inversionsalgorithmusses sind solche unvollständigen Daten jedoch nicht vorgesehen.

Eine Lösung für dieses Problem besteht in der kumulativen Aufsummierung der Signale senkrecht zur Doppel-D-Achse des Minex. Diese entspricht in etwa der Umkehroperation der differentiellen Messung, so dass die erhaltenen Daten wieder einer Absolutmessung entsprechen (Abbildung 4.54, oben rechts). In den Daten ist nun kein Vorzeichenwechsel mehr zu beobachten und die Reduktion der Datenmenge über die Anwendung eines Schwellenwertes möglich. Das Ergebnis zeigt Abbildung 4.54 unten. Der benutzte Kanal ist die Differenz der gemessenen Imaginärteile. Um weiterhin mit Daten auf einem regelmäßigen Gitter zu arbeiten, wurde dieser Schwellenwert nur auf das jeweilige Maximalprofil in x -Richtung und y -Richtung angewendet um so minimale und maximale x - und y -Koordinaten zu erhalten, innerhalb derer die Daten ausgeschnitten werden. Es erwies sich als praktikabel, für die x - und die y -Richtung unterschiedliche Schwellenwerte zu wählen, um bei den Originaldaten an den Rändern eine möglichst gleiche Signalamplitude zu erreichen (Abbildung 4.54 unten).

Aus dem so ausgewählten Datenbereich wurden die Daten auf einen Messpunkt Abstand von 2 cm in beide Richtungen ausgedünnt und der weiteren Auswertung zugeführt.

4.4.2.3 Analyse der Daten zur Erstellung eines Startmodells

Um die Anzahl der möglichen Modelle einzuschränken stellen *Lange et al.* [2006a] eine Methode vor, die Lage und Form des Objektes abzuschätzen. Sie basiert darauf, dass bei verschiedenen Relativpositionen des Detektors zu einem Rotationsellipsoiden im homogenen Feld die beiden Dipolmomente des Ellipsoiden je nach Position unterschiedlich stark angeregt werden. Gelingt es, zu bestimmen, in welcher Position welches Dipolmoment angeregt wird, kann so auf die Orientierung zurückgeschlossen werden.

Lange et al. [2006a] wählen als Maß für die Stärke des angeregten Dipolmomentes das Verhältnis der beiden Realteile zu einander, das bei Kugeln mit zunehmendem Dipolmoment ansteigt. Durch die Auswertung dieser Information kann dann eine erste Annahme über die Form und Orientierung des Objektes vorgenommen werden.

4.4.2.4 Inversion der Daten und Bewertung des Inversionsergebnisses

Die Inversion der Daten findet in einem zweistufigen Verfahren statt. Zunächst wird überprüft, ob sich die Daten durch einen bekannten charakteristischen Ellipsoiden anpassen lassen und wenn nicht, wird durch die Inversion der Rotationsellipsoid bestimmt, der die Daten am besten beschreibt.

Als charakteristische Rotationsellipsoide wurden die in Kapitel 4.2.6 bestimmten Rotationsellipsoide gewählt. Die Minensurrogate M3A und M2A sind vom Metallgehalt her baugleich mit der M1A, so dass diese beiden durch den gleichen, für die M1A bestimmten Rotationsellipsoiden beschrieben werden können ($b = 4,0 \text{ mm}$, $a = 3,5 \text{ mm}$, $\sigma = 4,4 \text{ MS/m}$ und $\mu_r = 2,3$).

Die Parameter des M3B-Ellipsoiden betragen $a = 4,1 \text{ mm}$, $b = 61,2 \text{ mm}$, $\sigma = 5,5 \text{ MS/m}$ und $\mu_r = 42$.

Für die M2B wird ein Zweistufenverfahren angewandt. In einem ersten Schritt wird untersucht, ob sich die Daten durch einen einzelnen charakteristischen Ellipsoiden anpassen lassen. Wie in Kapitel 4.2.6.3 ausgeführt, kann so zwar bereits gut eine Abschätzung über die Tiefe erstellt werden, die Anpassung der Daten ist allerdings nicht eindeutig, da nicht alle Kanäle gleich gut durch einen einzelnen Rotationsellipsoiden beschrieben werden können. Zur Überprüfung wird daher in einem zweiten Schritt das in Kapitel 4.2.6.3 vorgestellte Modell mit zwei Rotationsellipsoiden benutzt. Hierbei bleibt die relative Lage der Ellipsoiden zueinander fest, so dass nur ihre gemeinsame Tiefe bestimmt werden muss, wobei aus dem vorherigen Schritt darüber bereits eine gute Abschätzung vorliegt und so nur wenige Inversionsschritte nötig sind.

Für die M1B wurde aus den Messdaten aus Ispra ein charakteristischer Rotationsellipsoid bestimmt, da dieses Minensurrogat für die Labormessungen nicht zur Verfügung stand. Seine Parameter sind: $\sigma = 86540 \text{ S/m}$, $\mu_r = 25$, $b = 1,55 \text{ cm}$ und $a = 1,10 \text{ cm}$.

Ein wesentlicher Punkt dieser Prozedur ist die Bewertung der Anpassung der Daten. Wie bei der Auswertung der Labordaten zu sehen war, ist bei der bisherigen Fehlerannahme eine Tiefenabhängigkeit des Anpassungsfehlers χ zu erkennen. Obwohl die Daten in geringen Tiefen genauso gut angepasst werden wie die für die großen Tiefen, erhält man für die Letzteren

wesentlich kleinere Werte für χ . Eine Anpassung mit $\chi = 10$ bedeutet zum Beispiel bei der Auswertung der Labordaten über der M3B (Kapitel 4.3.6.3) für ein tief liegendes Objekt eine schlechte Anpassung und für ein an der Oberfläche liegendes eine gute Anpassung. Eine Festlegung auf einen tiefenunabhängigen Schwellenwert, bei dem die Daten als hinreichend gut reproduziert gelten, fällt schwer.

Für die Auswertung der Felddaten wurde daher ein amplitudenabhängiger Wert für den Absolutfehler der Daten gewählt, da die Amplitude mit zunehmender Tiefe abnimmt, der Datenfehler also mit zunehmender Tiefe kleiner und der Anpassungsfehler größer wird. Der für die Auswertung gewählte Absolutfehler beträgt 10 % des Maximalwertes der Messdaten, der relative Fehler 1 %. Die mit dieser Fehlerannahme durchgeführten Inversionen zeigten eine gute Konvergenz, genaue Ergebnisse und einen wesentlich weniger tiefenabhängigen Anpassungsfehler (siehe z.B. Tabelle 4.18).

Abbildung 4.55 zeigt als Beispiel die Anpassungen der Messdaten von Feld 2C über dem Minensurrogat M3A in 0 cm und 5 cm, sowie für das Objekt CL6, eine Messing-Patronenhülse, in den gleichen Tiefen. Als Schwellenwert für eine positive Identifikation einer Mine wurde $\chi = 9$ gewählt.

Im ersten Schritt wurde versucht, die Daten mit den bekannten charakteristischen Ellipsoi-

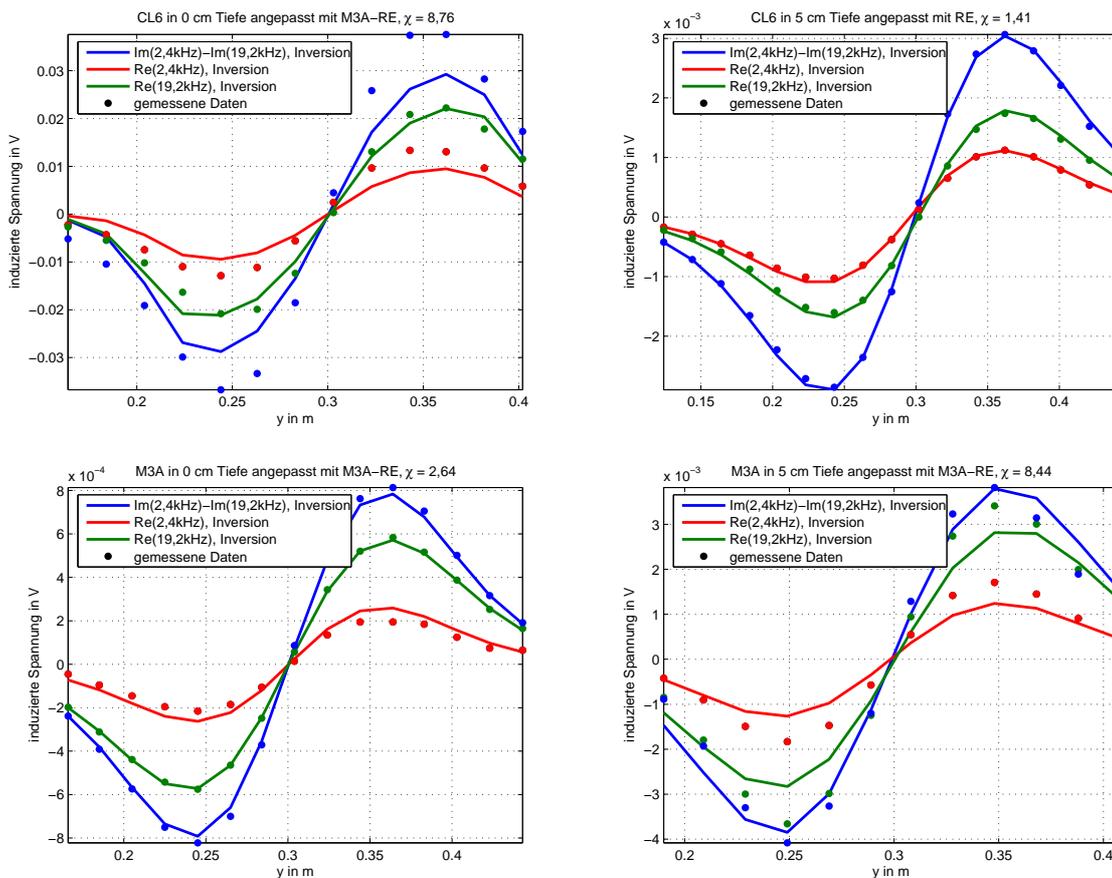


Abbildung 4.55: Inversion der Daten aus Feld 2C über der M3A und CL6, die jeweils in 0 cm und 5 cm Tiefe liegen.

den anzupassen. Für alle vier Datensätze ergab dabei der für die M3A typische Ellipsoid die beste Anpassung. Für die Patronenhülse in 5 cm lag der Anpassungsfehler jedoch mit $\chi = 9,04$ geringfügig über dem Schwellenwert, so dass dieses Objekt richtig als keine Mine erkannt wurde und nun in einem zweiten Inversionsschritt alle Parameter eines Rotationsellipsoiden bestimmt wurden.

Um die Wahrscheinlichkeit in einem lokalen Nebenminimum zu landen zu reduzieren, wurden zunächst 96 Startmodelle definiert, und zwar Rotationsellipsoide aus Stahl und Aluminium in 8 Tiefen und 3 Größen mit 2 verschiedenen Achsenverhältnissen, wobei die Orientierung aus der Datenanalyse kommt. Von diesen 96 Modellen wird dann für die Inversion das mit dem geringsten Anpassungsfehler als Startmodell gewählt.

Deutlich zu sehen ist, dass die Daten sehr gut angepasst werden können. Das erhaltene Modell ist in Tabelle 4.18 angegeben. Die Inversion ergibt eine etwa 1,5 cm große, nicht magnetische Kugel in 4 cm Tiefe. Bedenkt man, dass bei nicht magnetischen Rotationsellipsoiden der Unterschied zwischen den beiden Dipolmomenten nur gering ist, verwundert es nicht, dass hier die längliche Form der Patrone nicht erkannt wurde. Tiefe und Material, sowie die Größenordnung des Objektes werden hingegen gut erkannt.

Die Anpassung der Patrone in 0 cm Tiefe zeigt eine deutlich schlechtere Übereinstimmung mit den gemessenen Daten. Da der Anpassungsfehler jedoch unterhalb des Schwellenwertes von $\chi = 9$ liegt, gilt dieses Objekt fälschlicher Weise als identifizierte Mine. Eine Verringerung des Schwellenwertes auf zum Beispiel $\chi = 8$ würde wiederum die richtige Identifizierung der M3A in 5 cm Tiefe verhindern.

Objekt	Feld	x in cm	y in cm	σ in MS/m	μ_r	b in cm	a in cm	z in cm	χ	Zeit in s	
PT (-2,5)	2A	35	522	2,04	35,23	0,71	0,82	-3,18	1,08	63	
RE1 (10)	2A	36	395	0,62	187,28	10,91	1,12	13,35	9,01	169	
M1A (0)	2A	37	139	M1A				-0,21	4,66	19	
RE1 (5)	2A	72	458	1,15	1,10	2,60	2,49	4,29	0,66	105	
M1A (15)	2A	82	323	7,56	18,26	0,04	0,27	0,47	5,29	37	
CL2 (0)	2A	89	513	5,52	43,03	6,12	0,41	-1,07	5,16	22	
M1B (0)	2A	110	145	M1B				0,90	4,43	27	
M1B (10)	2A	110	266	M1B				12,16	6,15	81	
CL6 (10)	2A	111	395	2,87	1,00	0,83	0,76	6,84	1,69	147	
M1B (15)	2A	139	348	94,29	4,31	0,04	0,53	2,15	2,33	58	
CL2 (5)	2A	146	458	5,52	43,03	6,12	0,41	6,30	6,58	28	
PT (-2,5)	2A	149	75	2,32	39,07	0,83	0,73	-3,91	1,74	80	
M2A (0)	2B	43	144	M2A				-1,88	2,65	27	
CL3 (5)	2B	79	463	0,22	1,00	4,86	4,24	2,68	3,91	126	
CL3 (0)	2B	81	83	11,87	46,82	8,56	8,74	-0,11	27,33	116	
M2A (5)	2B	81	206	M2A				4,12	8,61	6	
M2B (10)	2B	116	272	M2B				9,88	2,76	65	
M2B (0)	2B	117	146	M2B				-0,58	2,35	42	
M2B (5)	2B	153	208	M2B				5,21	2,67	65	
PT (-2,5)	2B	154	82	2,02	33,14	0,83	0,74	-2,56	1,42	70	
PT (-2,5)	2C	49	528	1,84	31,84	0,72	0,79	-0,60	1,08	81	
M3A (0)	2C	52	145	M3A				-1,48	2,64	27	
CL6 (5)	2C	86	463	2,80	1,04	0,72	0,80	4,14	1,41	103	
M3A (5)	2C	96	192	M3A				-5,08	8,44	14	
M3B (0)	2C	122	145	M3B				0,87	2,89	24	
CL6 (0)	2C	122	528	M3A				-4,46	8,76	17	
RE2 (10)	2C	124	401	M1B				11,98	7,99	34	
M3B (10)	2C	129	273	M3B				10,98	3,34	43	
RE2 (5)	2C	161	464	M1B				8,08	7,40	28	
PT (-2,5)	2C	163	81	2,27	38,70	0,82	0,74	-0,58	0,96	88	
M3B (15)	2C	166	336	2,25	33,93	13,85	0,26	17,27	6,06	31	
M3B (5)	2C	167	208	M3B				11,96	3,46	57	
identifiziert: 13 von 16				falsch identifiziert: 3 von 16				mittlere Zeit: 59 s			

Tabelle 4.18: Ergebnisse der Inversion für Feld 2. Die Tiefe z bezieht sich auf die kürzeste Distanz zur Ellipsoid/Objektoberfläche.

Der Wahl des Schwellenwertes kommt daher eine zentrale Bedeutung zu. Prinzipiell sollte dieser eher zu hoch gewählt werden. Wird eine Mine fälschlicher Weise nicht als solche erkannt, obwohl die Daten durch den Rotationsellipsoiden aus dem zweiten Inversionsschritt gut beschrieben werden können, ist der Fehler weitreichender, als wenn ein Objekt falsch als Mine erkannt wird.

Neben den Möglichkeiten der Identifikation einer Mine oder der Anpassung der Daten durch einen Rotationsellipsoiden sollte daher auch eine Aussage getroffen werden, ob die Daten überhaupt sinnvoll angepasst werden können. Tabelle 4.18 zeigt die Auswertung aller Daten von Feld 2. Von den durch das Pinpointing gewählten Signalen sind 16 auf Minen zurückzuführen. Der Algorithmus identifiziert 13 davon richtig und drei werden nicht erkannt. Bei dem Signal der M1A in 15 cm ist es wahrscheinlich, dass das Signal durch einen unbeabsichtigt eingebrachten Körper entstanden ist der zufälliger Weise an dieser Stelle lag. Auf Nachfrage wurde diese Vermutung bestätigt. Sowohl an dieser Stelle als auch an der Position der M1B in 15 cm Tiefe wurden oberflächennahe Fremdkörper gefunden, die das Signal erzeugten. Die einzige nicht identifizierte Mine ist somit die M3B in 15 cm Tiefe. Ihr Anpassungsfehler beträgt $\chi = 17,3$. Sortiert man alle Inversionsergebnisse mit einer Anpassung schlechter als $\chi = 9$ aus und erklärt diese Objekte als nicht interpretierbar, so wird keine Mine fälschlicher Weise nicht als solche erkannt.

In den Tabellen 4.19 - 4.21 sind die Ergebnisse der Auswertung der Felder 4, 5 und 7 aufgelistet. Die zugehörigen Daten sind im Anhang C.3 gezeigt.

Objekt	Feld	x in cm	y in cm	σ in MS/m	μ_r	b in cm	a in cm	z in cm	χ	Zeit in s	
Re1 (10)	4A	34	357	1,28	1,1	2,60	2,46	10,69	1,3	153	
PT (-2,5)	4A	34	488	4,79	76,4	0,82	0,71	-1,96	1,3	85	
M1A (-1)	4A	36	105	M1A				0,39	8,9	17	
RE1 (5)	4A	71	421	1,33	1,7	2,43	2,28	5,84	1,2	109	
M1A (3)	4A	74	166	12,22	30,2	0,30	0,26	7,71	22,0	82	
CL6 (10)	4A	108	358	2,96	1,0	0,81	0,76	7,29	2,4	100	
M1B (10)	4A	109	230	0,66	494,3	0,93	1,26	12,33	13,4	69	
M1B (-1)	4A	111	102	M1B				0,20	2,0	19	
CL2 (5)	4A	137	426	5,52	43,0	6,12	0,41	7,31	8,8	52	
M1B (3,5)	4A	147	166	M1B				4,72	2,3	19	
M1B (14)	4A	147	294	0,23	1447,4	0,45	2,52	23,37	18,3	106	
PT (-2,5)	4A	148	39	0,34	10358,9	2,15	1,63	-3,22	12,9	64	
M2A (0)	4B	45	101	M2A				-1,02	5,5	16	
PT (-2,5)	4B	45	483	21,33	345,0	0,80	0,72	-1,52	1,0	62	
CL3 (0)	4B	81	34	9,27	46,6	65,23	5,70	8,63	38,1	89	
M2A (4)	4B	82	163	2,34	88,1	1,26	0,44	14,54	13,9	77	
CL3 (5)	4B	83	419	0,22	1,0	5,03	4,09	2,22	5,3	75	
M2B (9)	4B	119	227	M2B				8,44	2,7	70	
M2B (0)	4B	120	100	M2B				-0,57	2,2	27	
PT (-2,5)	4B	156	36	2,13	34,2	0,70	0,81	-2,65	1,6	93	
M2B (5)	4B	156	163	M2B				4,47	2,8	48	
M2B (15)	4B	156	290	M2B				14,03	5,9	129	
PT (-2,5)	4C	50	482	2,18	34,9	0,80	0,73	-0,86	0,9	51	
M3A (-1)	4C	52	99	M1A				-1,32	4,4	9	
CL6 (5)	4C	87	419	3,29	1,0	0,70	0,78	4,08	1,5	52	
M3A (4)	4C	89	164	7,20	1,0	2,03	0,47	15,58	9,1	40	
M3B (-1)	4C	121	99	M3B				1,12	3,4	19	
CL6 (0)	4C	123	483	3,10	1,0	0,69	0,88	-1,01	2,0	44	
RE2 (10)	4C	124	355	1,15	1,7	0,85	0,87	11,85	4,9	82	
M3B (10)	4C	129	227	M3B				11,76	6,7	32	
RE2 (5)	4C	160	418	1,56	1,6	0,76	0,85	6,61	2,2	49	
PT (-2,5)	4C	164	37	2,07	32,5	0,80	0,72	-0,97	1,0	45	
M3B (15)	4C	165	292	2645,68	1,0	1,23	6,10	17,68	20,3	160	
M3B (5)	4C	166	164	M3B				7,57	5,3	30	
identifiziert: 12 von 18				falsch identifiziert: 0 von 16				mittlere Zeit: 64 s			

Tabelle 4.19: Ergebnisse der Inversion für Feld 4. Die Tiefe z bezieht sich auf die kürzeste Distanz zur Ellipsoid/Objektoberfläche.

Objekt	Feld	x in cm	y in cm	σ in MS/m	μ_r	b in cm	a in cm	z in cm	χ	Zeit in s	
RE1 (10)	5A	35	394	1,20	1,21	2,31	2,53	8,31	0,82	178	
M1A (-3)	5A	36	140	M1A				0,42	2,20	33	
RE1 (5)	5A	71	459	1,13	1,10	2,63	2,52	2,18	0,95	116	
CL6 (10)	5A	109	395	2,76	1,00	0,85	0,78	7,53	1,54	141	
M1B (12)	5A	110	266	M1B				14,26	4,27	56	
M1B (-3)	5A	111	139	0,95	351,50	1,39	1,09	3,59	2,74	103	
CL2 (5)	5A	137	458	1533,64	1,00	139,30	0,08	4,29	15,01	105	
M1B (6)	5A	145	202	M1B				4,21	5,46	21	
PT (-2,5)	5A	146	76	0,12	44615	2,46	2,13	-4,26	12,60	77	
PT (-2,5)	5B	43	523	1,78	32,01	0,74	0,82	-0,57	1,27	65	
M2A (0)	5B	45	141	M2A				-2,71	1,96	24	
CL3 (5)	5B	79	460	41,99	687,09	4,17	4,13	3,88	6,48	92	
CL3 (0)	5B	80	77	66,98	106,30	1,70	31,97	12,39	30,91	194	
M2A (5)	5B	82	204	M2A				2,33	3,81	22	
M2B (0)	5B	117	142	M2B				-2,00	2,52	39	
M2B (11)	5B	117	269	M2B				8,32	3,32	80	
M2B (15)	5B	153	332	M2B				13,95	3,84	110	
PT (-2,5)	5B	155	75	0,06	26282	2,48	2,12	-4,27	13,17	66	
M2B (5)	5B	155	205	M2B				2,44	2,13	46	
PT (-2,5)	5C	48	527	1203	133022	1,10	0,84	-3,14	10,12	81	
M3A (-1)	5C	51	146	M3A				-3,60	1,69	25	
CL6 (5)	5C	84	464	M3A				-1,99	8,13	23	
M3A (6)	5C	86	209	M3A				2,57	3,37	25	
CL6 (0)	5C	117	531	3,14	1,00	0,67	0,85	-1,42	2,01	58	
RE2 (10)	5C	122	400	M1B				11,43	7,39	30	
M3B (0)	5C	123	146	M3B				-0,24	3,72	28	
M3B (10)	5C	129	273	M3B				9,38	2,68	46	
PT (-2,5)	5C	159	82	1,39	245,56	1,98	1,66	1,40	10,19	82	
RE2 (5)	5C	159	464	0,09	25,10	1,56	1,10	8,17	7,65	24	
M3B (18)	5C	165	337	7,26	46,97	5,63	0,40	18,76	5,03	79	
M3B (7)	5C	171	209	M3B				5,94	3,04	29	
identifiziert: 14 von 16				falsch identifiziert: 2 von 15				mittlere Zeit: 68 s			

Tabelle 4.20: Ergebnisse der Inversion für Feld 5. Die Tiefe z bezieht sich auf die kürzeste Distanz zur Ellipsoid/Objektoberfläche.

Objekt	Feld	x in cm	y in cm	σ in MS/m	μ_r	b in cm	a in cm	z in cm	χ	Zeit in s	
RE1 (10)	7A	35	394	1,28	1,23	2,72	2,45	11,45	0,94	154	
M1A (0)	7A	37	139	3,09	1,44	0,38	0,54	5,54	11,49	130	
RE1 (5)	7A	72	458	1,12	1,11	2,82	2,54	2,21	1,06	83	
CL2 (0)	7A	105	517	M3B				-0,42	5,12	17	
CL6 (10)	7A	109	394	1,54	2,95	0,70	0,81	6,92	2,66	131	
M1B (0)	7A	111	139	0,05	250,68	1,24	1,65	-0,09	2,13	90	
M1B (10)	7A	112	266	81,23	52289,79	1,26	0,72	7,36	9,49	193	
CL2 (5)	7A	150	457	M3B				2,92	8,73	36	
M1B (5)	7A	176	199	M1B				-5,47	8,11	9	
PT (-2,5)	7B	43	522	2,46	42,61	0,88	0,74	-2,08	2,34	68	
M2A (0)	7B	45	139	M2A				-3,23	6,80	14	
CL3 (5)	7B	81	458	0,20	1,02	4,65	4,66	4,00	3,94	108	
CL3 (0)	7B	82	75	10,55	28,99	2,24	26,44	10,39	28,95	213	
M2A (5)	7B	82	204	M2A				2,33	3,81	22	
M2B (10)	7B	118	266	16,80	1889,59	0,94	1,36	9,51	5,06	171	
M2B (0)	7B	119	139	M2B				-2,84	2,97	33	
M2B (15)	7B	154	329	1,37	4085,67	0,01	3,71	15,22	18,90	190	
M2B (5)	7B	155	202	M2B				4,56	2,92	70	
PT (-2,5)	7B	156	74	0,22	41828,31	2,60	2,01	-3,60	13,81	71	
PT (-2,5)	7C	58	524	1,43	30,12	0,72	0,86	0,13	1,89	76	
M3A (0)	7C	61	140	14,70	1,11	0,24	0,27	-0,16	10,68	91	
CL6 (5)	7C	95	459	M2A				-5,68	8,63	15	
CL6 (0)	7C	133	523	M2A				-8,26	8,41	24	
M3B (0)	7C	135	141	M3B				-2,86	5,48	18	
M3B (10)	7C	139	270	M3B				6,47	6,06	95	
M3B (5)	7C	168	202	M3B				6,14	4,09	30	
RE2 (5)	7C	169	459	M1B				6,53	7,43	22	
PT (-2,5)	7C	174	76	9,93	2061,14	0,81	1,01	-3,43	10,67	58	
identifiziert: 8 von 14				falsch identifiziert: 5 von 14				mittlere Zeit: 79 s			

Tabelle 4.21: Ergebnisse der Inversion für Feld 7. Die Tiefe z bezieht sich auf die kürzeste Distanz zur Ellipsoid/Objektoberfläche.

Bei Feld 4 handelt es sich um einen Sandboden mit $27 \mu S/cm$ Leitfähigkeit und einer relativen magnetischen Permeabilität von 1,0035, die keine Frequenzabhängigkeit aufweist. Bei der Auswertung der Daten erhält man für den genannten Schwellenwert keine falschen Identifizierungen, 14 richtige Identifikationen und zwei nicht interpretierbare Minensignale.

Der Boden in Feld 5 ist toniger Schluff, der nicht magnetisch ist und eine Leitfähigkeit von $17 \mu S/cm$ hat. Auf diesem Feld 5 werden zwei von 15 Minen nicht identifiziert. Bei beiden erhält man jedoch eine gute Anpassung durch einen Rotationsellipsoiden, so dass diese Interpretationen der Daten nicht durch die Auswahl eines maximal erlaubten Anpassungsfehlers aussortiert würden. Erst ein Blick auf die Modellparameter zeigt, dass die erhaltenen Ellipsoiden den jeweiligen charakteristischen Ellipsoiden sehr ähnlich sind. Hier wäre eine nachgeschaltete Analyse notwendig, die davor warnt, dass das Objekt zwar keine Mine sei, aber Ähnlichkeiten zu dem jeweiligen Minentyp aufweist.

Die Auswertung der Daten von Feld 7 ergibt die schlechtesten Ergebnisse. Es handelt sich um einen ferromagnetischen, lehmigen Sand. Er weist eine leichte Frequenzabhängigkeit der Suszeptibilität von 2 % pro Dekade auf, deren Maximalwert bei $50 Hz$ $\kappa = 0,009$ beträgt. Er ist also stark magnetisch. Seine Leitfähigkeit ist mit $\sigma = 118 \mu S/cm$ die höchste der untersuchten Böden. Von den 14 durch das Pinpointing identifizierten Signalen, die durch Minen verursacht wurden, werden nur acht als solche erkannt. Hinzu kommen fünf fälschlicher Weise als Mine identifizierte Objekte. Von den sechs nicht erkannten Minen können zwei gut durch einen Ellipsoiden angepasst werden und würden somit dem Benutzer suggerieren, dass keine Mine vorliegt. Bei Feld 7 zeigt sich also, dass auf dem unkooperativem Boden die Ergebnisse des Auswertalgorithmus deutlich schlechter werden. Wie schon bei der Untersuchung von Kugeln im unkooperativen Boden sind diese schlechteren Ergebnisse auf eine Überlagerung des Objektsignals durch das Bodensignal zurückzuführen, so dass die gemessene Signalform falsch interpretiert wird. Aufgrund der fehlenden Bodenkompensation für einen Boden mit frequenzabhängiger Suszeptibilität ist hier auch keine weitere Verbesserung der Ergebnisse zu erwarten.

Zuletzt soll jedoch der Blick auf die Dauer der Auswertung eines Datensatzes gerichtet werden. Diese ist immer in der letzten Spalte der Tabellen angegeben. Die mittlere Dauer bei der Auswertung aller Daten beträgt in etwa $1min$ pro Datensatz. Die Rechnungen wurden auf einem Laptop mit einem Intel Pentium mobile Prozessor mit $1,7 GHz$ Taktfrequenz und $512 MB$ Arbeitsspeicher durchgeführt. Bedenkt man, dass aktuelle Rechner mehr als doppelt so schnell sind, ist also eine direkte Auswertung der Daten unmittelbar nach einer Detektion möglich.

In diesem Kapitel wurde die automatisierte Auswertung von Messungen über Objekten in verschiedenen Böden vorgestellt. Aus akademischer Sicht ist eine sehr gute Reduktion der Fehlalarmrate gelungen. Von 64 Minen wurden 47 identifiziert und von 61 anderen Objekten wurden nur 10 fälschlicher Weise als Mine erkannt. Würde man den ferromagnetischen Boden bei dieser Betrachtung auslassen, erhielte man noch wesentlich bessere Resultate. Das Problem sind jedoch die sechs nicht als Mine identifizierten Minensignale, die jedoch durch einen Rotationsellipsoiden gut angepasst werden können. Eine solche Fehlinterpretation ist für den Minensucher lebensgefährlich und macht den vorgestellten Algorithmus in der jetzigen Form für die Praxis des humanitären Minensuchens daher noch nicht nutzbar. Eine nachgeschalte-

te Software wird daher von Nöten sein, die berücksichtigt, ob der Boden kooperativ ist und inwieweit der erhaltene Rotationsellipsoid sicher keine Mine ist.

Abschließend bleibt jedoch festzuhalten, dass bei allen Objekten, deren Signale gut angepasst werden konnten die Tiefe des Objektes sehr gut mit dem Inversionsergebnis übereinstimmt. Allein diese Angabe kann schon helfen Objekte schneller freizulegen und so die Minensuche erleichtern.

4.5 Realisierung im Feld

Es bleibt die Frage, wie ein solcher Algorithmus bei der Minensuche im Feld angewendet werden kann. Für eine genaue Auswertung der Daten muss die genaue Position eines jeden Messpunktes möglichst exakt bekannt sein. Die bisher zur Ortsbestimmung verwendeten Scanner sind jedoch für eine solche Anwendung zu unhandlich.

Innerhalb des Projektes wurden daher mehrere Versuche unternommen, die Koordinaten eines Messpunktes mit einem tragbaren System zu bestimmen. Die dabei an ein solches System gestellten Anforderungen sind hoch. Benötigt wird eine hohe Genauigkeit der Positionsbestimmung ($< 0,5\text{ cm}$), die durch Beschleunigungssensoren oder GPS Systeme aktuell nicht gegeben ist. Das System muss zuverlässig und robust sein und unter jeglichen Bedingungen funktionieren. Die getesteten optischen Verfahren zeigten jedoch bei bestimmten Untergründen und ungünstigen Lichtverhältnissen größere Ungenauigkeiten, die sich durch plötzliche Sprünge in der Positionsangabe äußerten. Am viel versprechensten erwiesen sich mechanische und akustische Triangulationssysteme, die jedoch einen erhöhten technische Aufwand und somit eine erhöhte Störanfälligkeit mit sich bringen.

Die innerhalb dieser Arbeit entwickelte und mittlerweile zum Patent angemeldete Lösung (*Lange et al.* [2006b]) ist einfach, robust und sehr genau. Die Idee ist, nicht die Bewegung des Detektors aufzuzeichnen, sondern diese vorzugeben und in so weit einzuschränken, dass Verwackelungen und Drehungen des Sensorkopfes vermieden werden. Man macht sich dabei zunutze, dass der Boden zwischen Minensucher und Fund bereits geräumt ist und somit zur

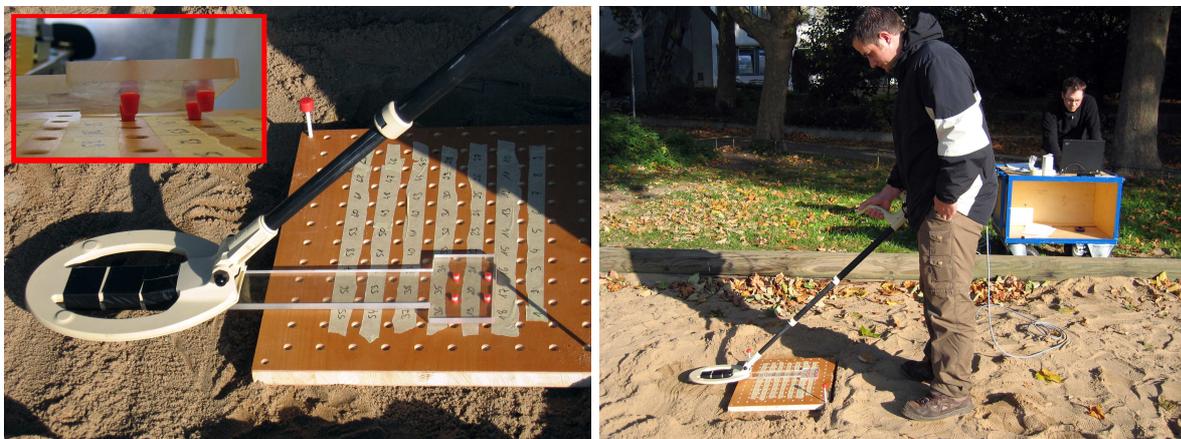


Abbildung 4.56: Positionierungssystem bestehend aus Koordinatenbrett und Zeigerarm.

Verfügung steht um Hilfsmittel darauf zu platzieren.

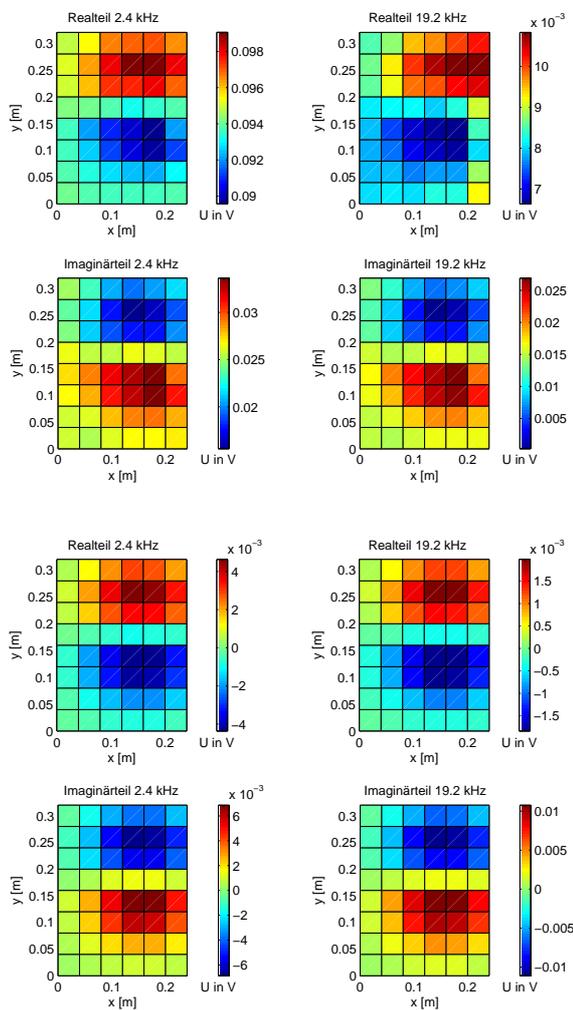


Abbildung 4.57: Gemessene (oben) und durch die Inversion bestimmte Daten (unten) für eine Messung über einer Messingkugel in 9 cm Tiefe.

Zur Absicherung, dass das Brett während der Messung nicht verrutscht, kann es mit mehreren Bodenspießen fixiert werden.

Abbildung 4.56 zeigt rechts die aktuelle Version eines funktionsfähigen Systems, bei der die Daten noch über ein Kabel auf ein Laptop übertragen werden. Die nächste Entwicklungsstufe, bei der die Messung direkt auf einem PDA, das sich beim Minensucher oder direkt am Detektor befindet, ausgewertet wird, ist in Arbeit. Bei späteren Versionen ist eine Implimentierung in das Gerät ohne Weiteres denkbar.

Die Daten einer Messung mit dem System und 4 cm Messpunkt Abstand zeigt Abbildung 4.57 oben. Das Objekt war eine Messingkugel mit 19 mm Durchmesser in 9 cm Tiefe. Die Dauer der Messung aller 48 Positionen betrug in etwa drei Minuten. Die Inversion der Daten ergab einen Rotationsellipsoiden in 9,4 cm Tiefe, mit den Halbachsen $b = 9,67$ mm und $a = 8,3$

Abbildung 4.56 zeigt das entwickelte System. Es besteht aus einem Brett, auf dem ein Messraster in Form von regelmäßig angeordneten Vertiefungen angegeben ist und einem Zeigerarm, der an seinem Ende die zu den Vertiefungen passenden Stöpsel aufweist (Abbildung 4.56 oben links, kleines Bild). Wird ein Objekt detektiert, kann zur genaueren Untersuchung das Brett in den Bereich zwischen Minensucher und Fundstelle gelegt werden (Abbildung 4.56 rechts). Der starr mit dem Detektorkopf verbundene Zeigerarm steht in Richtung Minensucher vom Detektor ab, so dass dessen Ende auf das Brett gelegt werden kann. Die Länge der vier Stöpsel ist so gewählt, dass der Zeigerarm, wenn die Stöpsel in die entsprechenden Vertiefungen des Bretts eingelassen wurden, direkt auf dem Brett aufliegt. Auf diese Art ist gewährleistet, dass der Detektor immer in einer Ebene bewegt wird. Die Verwendung mehrerer Stöpsel verhindert zudem Drehungen des Sensor Kopfes in der Ebene. Durch einfaches Lösen der Stöpsel aus den Vertiefungen und erneutes Einstecken an der nächsten Position kann auf einfache Art und Weise ein Messraster abge-

mm , der Leitfähigkeit $\sigma = 16 MS/m$ und einer relativen magnetischen Permeabilität von 1,5. Die zugehörigen Daten sind in Abbildung 4.57 unten dargestellt.

Das gute Ergebnis belegt, dass auch Daten deren Position mit Hilfe dieses einfachen System bestimmt wurden, erfolgreich ausgewertet können. Es wurde somit in Verbindung mit dem Auswertalgorithmus ein komplettes System entwickelt, das eine verbesserte Datenanalyse im Feld erlaubt.

4.6 Zusammenfassung

In Kapitel 4 wurde untersucht, inwieweit die von den Metalldetektoren gemessenen Daten durch eine Inversion der Daten sinnvoll interpretiert werden können. Aufgrund der numerischen Untersuchungen wurde als Modell ein elektrisch leitfähiger und magnetisch permeabler Rotationsellipsoid gewählt.

An synthetischen Daten wurde zunächst gezeigt, dass die Rekonstruktion der Größe, Form, des Materials, der Position und der Orientierung des Ellipsoiden, sowohl für CW- als auch für PI-Detektoren möglich ist. Bei letzteren ist dabei für die Auflösung der Parameter vor allem die Zeitspanne und nicht die absolute Anzahl der aufgezeichneten Messpunkte wichtig. Der dabei am besten bestimmte Parameter ist die Position. Weiterhin wurde untersucht, ob die Angabe von Fehlern für die von der Inversion bestimmten Parametern möglich ist und es zeigte sich, dass dies aufgrund der starken Nichtlinearität der Vorwärtsrechnung nicht sinnvoll ist.

Für die Auswertung von realen Messdaten wurden zunächst der Aufbau und die Elektronik der Geräte möglichst genau mathematisch nachgebildet, um eine gute Übereinstimmung zwischen den berechneten und gemessenen Daten zu erreichen. Zur Kalibrierung der Vorwärtsrechnung wurden Messungen über Kugeln bekannter Größe aus verschiedenen Metallen verwendet, für die eine ausgezeichnete Anpassung gelang.

Eine erste Untersuchung der Messungen über den Kugeln mit CW-Detektoren ergab, dass die Position einer Kugel sehr gut bestimmt werden kann. Eine ebenfalls gute Übereinstimmung zwischen Ergebnis und tatsächlichem Objekt ergab sich für die Größe und die Form, während bei der Leitfähigkeit und Permeabilität die Werte etwas stärker variierten. Dennoch war auch hier eine Identifizierung des Metalls aufgrund der erhaltenen Werte möglich.

Bei Zylindern zeigt sich, dass bei nicht magnetischen Metallen eine Rekonstruktion der Form schwieriger ist als bei magnetischen. Die Tiefe ist auch hier wieder der am besten bestimmte Parameter, aber auch die Orientierung und der Radius der Zylinder können durch die Inversion bestimmt werden.

Die Untersuchungen von Messungen über drei verschiedenen Minensurrogaten zeigten, dass es möglich ist, die Signale einer Mine durch einen einzelnen Rotationsellipsoiden unabhängig von der Tiefe zu reproduzieren. Während dies bei der sehr signalstarken M3B für alle vier gemessenen Kanäle gelingt, ist eine solche Anpassung bei der M1A nur für die beiden Realteile und die Differenz der Imaginärteile möglich. Für die komplizierter aufgebaute M2B wurde ein Zweielipsoidmodell gefunden, das das gleiche Signal wie die Mine erzeugt.

Der Einfluss des Bodens wurde anhand der Auswertung von Messungen über Kugeln im kooperativen und unkooperativen Boden untersucht. Benutzt wurde eine Vorwärtsrechnung, die das Signal eines Rotationsellipsoiden in Luft berechnet. Es zeigte sich, dass der kooperative Boden nur einen geringen Einfluss auf die Inversionsergebnisse hat, der sich durch etwas kleinere Werte für die Radien, die Leitfähigkeit und die Permeabilität äußerte. Da die erhaltenen Werte jedoch immer noch sehr genau waren, ist die Auswirkung eines kooperativen Bodens auf die Inversion vernachlässigbar.

Der unkooperative Boden erzeugt ein Signal, das durch die Differenzbildung der Imaginärteile nicht kompensiert werden kann. Das Eigensignal des Bodens überlagert somit das Objektsignal und führt so zu Ungenauigkeiten bei den Inversionsergebnissen. Es zeigt sich, dass nur besonders starke Signaturen gut interpretierbar sind.

Die genaue Simulation von PI-Detektordaten erwies sich als schwieriger. Die Übertragungsfunktion des Sensors, sowie weitere Verstärker verändern das gemessene Signal deutlich, so dass hier eine sehr genaue Kenntnis der entsprechenden Bauteile nötig ist. Zudem ist das Signal aufgrund der Aufzeichnung einer Zeitreihe wesentlich anfälliger für externes Rauschen als das der CW-Detektoren, die nur mit bestimmten Frequenzen messen. Die Ergebnisse der Inversion von Messungen über Kugeln sind daher deutlich ungenauer, vor allem bei der Bestimmung der Halbachsen und der elektromagnetischen Parameter. Die Position der Kugeln kann jedoch wie bei den CW-Detektordaten gut bestimmt werden.

Die Auswertung der Messungen über Zylindern zeigte nun jedoch eine sehr gute Auflösung der Form, des Materials und der Tiefe, was im Wesentlichen auf die größere Signalstärke und somit das bessere Signal zu Rauschverhältnis zurückzuführen ist.

Die Anpassung der Minensignale mit einem charakteristischen Rotationsellipsoiden ist auch für PI-Detektordaten möglich. Für die M2B und die M3B konnten jeweils repräsentative, tiefenunabhängige Ellipsoide bestimmt werden, die das Minensignal sehr gut wiedergeben. Anders als bei der Auswertung der CW-Daten genügt hier sogar nur ein Ellipsoid zur Beschreibung des Minensurrogats M2B. Die Messungen über der M1A wiesen eine zu geringe Signalstärke auf und konnten nicht sinnvoll ausgewertet werden.

Die Signale von Minen können also sowohl für PI- als auch CW-Detektoren durch charakteristische Rotationsellipsoide beschrieben werden. Darauf basierend wurden CW-Daten, die auf einem Testfeld in Ispra/Italien über Minen und anderen Metallteilen in verschiedenen Böden aufgezeichnet wurden, mit einer automatisierten Inversion ausgewertet. Es zeigte sich, dass etwa 80 % der untersuchten Minen richtig und nur 16 % der Metallteile fälschlich als Mine identifiziert wurden. Die Dauer der jeweilige Datenauswertung beruht im Mittel etwa eine Minute und ist somit im Feld möglich.

Das Signal von sechs der nicht identifizierten Minen konnte allerdings gut durch einen Rotationsellipsoiden angepasst werden, so dass der Eindruck entsteht, dass keine Mine vorliegt. Solche Fehlinformationen bergen die Gefahr eine Mine zu übergehen, so dass hier noch Bedarf für weitere Verbesserungen ist.

Die Tiefen der Minen und der Metallobjekte stimmten jeweils sehr gut mit den Inversionsergebnissen überein. Unabhängig davon, ob nun eine Mine identifiziert wurde oder nicht, hilft

diese Angabe bei einer schnelleren Freilegung des Objektes und kann so zu einer Verbesserung der Minensuche beitragen.

Abschließend wurde ein System vorgestellt, mit dem die Aufzeichnung ortsreferenzierter Daten im Feld möglich ist. Zusammen mit der automatisierten Inversion ergibt sich so ein vollständiges System, das eine deutliche Verbesserung aktueller Metalldetektoren hinsichtlich der Objekterkennung darstellt.

SCHLUSSFOLGERUNGEN UND AUSBLICK

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit dem Metalldetektorsignal für den Spezialfall der Landminensuche. Für die Untersuchungen wurden analytische, numerische und experimentelle Daten für beide Metalldetektortypen, Pulse Induction und Continuous Wave, verwendet.

Im ersten Teil, der sich mit der analytischen Berechnung der Metalldetektorsignale befasst, wurde an einfachen Modellen das prinzipielle Verhalten des Detektors über verschiedenen Objekten und Böden untersucht. Es wurde gezeigt, dass die beiden verwendeten Approximationen, nämlich die von *Smith und Morrison* [2006] und die Approximation mit magnetisch äquivalenten Kugeln, eine schnelle Möglichkeit bieten, das Signal von Rotationsellipsoiden zu berechnen. Dieses kann in einem homogenen Primärfeld, wie es bei den in dieser Arbeit untersuchten Konfigurationen gegeben ist, durch zwei Dipolmomente beschrieben werden. Je nach Richtung des primären Feldes werden unterschiedliche Dipolmomente angeregt, die sich zum Beispiel im Zeitbereich durch unterschiedliche Abklingverhalten äußern. Befindet sich ein zweiter Körper in der Nähe, spielt die Gegeninduktion eine Rolle. Abhängig von den elektromagnetischen Eigenschaften beider Körper und deren Relativposition zu einander, wirkt die Gegeninduktion verstärkend oder abschwächend. Die Komplexität eines solchen Modells ist schon für zwei Kugeln wegen der material- und positionsabhängigen Wechselwirkung enorm und erschwert eine Rekonstruktion des Modells aus dem gemessenen Signal.

Ein Dämpfung des Objektsignals durch den Boden ist nicht zu erwarten. Das Bodensignal kann daher einfach zu dem Signal des Metallobjektes hinzu addiert werden. Abhängig von den elektromagnetischen Eigenschaften des Bodens und dem verwendeten Detektor kann dieses zusätzliche Signal jedoch sehr stark sein. Bei CW- und PI-Detektoren steigt die Signalstärke mit der Leitfähigkeit. Wird diese frequenzabhängig, z. B. durch einen IP-Effekt, kann zusätzlich eine Änderung des Vorzeichens beobachtet werden. Für die innerhalb des HuMin/MD-Projektes untersuchten Böden tritt jedoch kein nennenswerter IP-Effekt auf. Die magnetischen

Eigenschaften des Bodens wirken sich für den Fall, dass sie unabhängig von der Frequenz sind, nur bei den CW-Detektoren auf das Signal aus. Ihr Einfluss kann jedoch kompensiert werden. Beobachtet man hingegen eine Frequenzabhängigkeit der Suszeptibilität wie sie bei superparamagnetischen Böden vorkommt, erzeugt der Boden bei beiden Detektortypen ein starkes Signal, das die Objektsignale leicht übersteigen kann. Das Frequenzverhalten des Bodens kann dabei nicht eindeutig durch ein mathematisches Modell beschrieben werden. Zudem sorgt eine starke örtliche Variabilität dafür, dass eine Kompensation eines solchen Bodens zumindest mit bekannten Verfahren nicht möglich ist.

Der zweite Teil der Arbeit befasst sich mit der numerischen Simulation des Signals. Sie ermöglichen die Untersuchung von Modellen die nicht mehr analytisch beschreibbar sind. Finite Elemente Simulationen zeigen, dass der Einfluss des Gehäuses nur für CW-Detektoren zu beobachten ist. Durch das hier sehr groß gewählte Gehäuse kann eine Signalabschwächung von bis zu 5% entstehen. Dieser kann wie auch der Bodeneinfluss jedoch separat betrachtet und im Nachhinein hinzuaddiert werden. Die Metallteile der Mine wurden daher ohne Gehäuse und Boden, also in Luft simuliert. Die Berechnungen wurden in 3D für die zwei Frequenzen des Förster Gerätes durchgeführt. Es zeigt sich, dass die unterschiedlichen Bauteile der Mine, nämlich Bolzen, Zündhütchen und Feder, je nach Frequenz und davon abhängig, ob man den Real- oder Imaginärteil betrachtet, unterschiedlich wichtig sind für die Amplitude des Signals. Vergleiche mit den Simulationen der einzelnen Elemente verdeutlichen den wiederum wichtigen Einfluss der Gegeninduktion. Das Signal einer Mine, die aus mehreren Bauteilen besteht, wird daher durch einem komplexes Zusammenwirken verschiedener Parameter bestimmt. Eine eindeutige Rekonstruktion dieser Parameter ist extrem schwierig.

Weitere Simulationen zeigen jedoch, dass Rotationsellipsoide gefunden werden können, die der Mine nahezu identisches Signal erzeugen und geeignet sind, diese zu charakterisieren. Ob ein solcher Ellipsoid für eine Mine gefunden werden kann, muss jedoch für jeden Fall separat untersucht werden.

Basierend auf der Erkenntnis, dass Minensignale durch Rotationsellipsoide interpretiert werden können, wurde bei der Inversion der gemessenen Daten versucht, jeweils den Rotationsellipsoiden zu bestimmen, dessen Signal am besten mit dem des georteten Metallobjekts übereinstimmt. Um eine hohe Genauigkeit zu erreichen wurden die Metalldetektoren möglichst genau bei der Vorwärtsrechnung nachempfunden. Zur Kalibration dienten Messungen über verschiedenen Kugeln. Die so geeichte Inversion erreicht bei der Auswertung von Messungen über Kugeln mit dem CW-Detektor Genauigkeiten bei der Größen- und Tiefenbestimmung im Millimeterbereich und auch die elektromagnetischen Parameter erlauben eine Zuordnung des Metalls.

Die Auswertung von Messungen über Zylindern zeigt, dass bei magnetischen Körpern die Form und die Orientierung gut durch die Inversion bestimmt werden können. Die Genauigkeit der erhaltenen transversalen Halbachse stimmt gut mit dem Radius des Zylinders überein, während die Länge etwas zu groß ist. Der Grund hierfür ist, dass beide Körper in etwa das gleiche magnetisierbare Volumen besitzen sollten, so dass die Außenmaße des Rotationsellipsoiden größer sein müssen. Ist der Zylinder nicht magnetisch fällt der Unterschied zwischen den beiden Dipolmomenten geringer aus. Die Sensitivität der Inversion gegenüber der Form und der Orientierung ist klein. Bei nicht magnetischen Körpern ist daher eine Rekonstruktion

dieser Parameter nicht immer möglich.

Die Inversionen der Messungen über drei verschiedenen Minensurrogaten bestätigen die numerischen Ergebnisse. Für zwei der drei Minen ist es möglich Rotationsellipsoide zu finden, die das gleiche Signal erzeugen und in der gleichen Tiefe liegen wie die Minen. Bei dem Minentyp M2B ist dies nur durch Hinzunahme eines zweiten Ellipsoiden möglich.

Für die untersuchten Minen ist es also möglich, charakteristische Rotationsellipsoid-Modelle mit einem oder zwei Körpern zu finden, die in der gleichen Tiefe liegen wie die Mine und somit eine Identifikation der Mine und eine Bestimmung ihrer Tiefe erlauben.

Zur Überprüfung, ob der Boden das Signal der Metallteile in dieser Tiefe dämpft oder nicht, wurden Messungen von Kugeln in verschiedenen Böden ausgewertet. Die Vorwärtsrechnung beachtet dabei nicht den Boden, sondern berechnet das Signal des Ellipsoiden in Luft. Die Auswertung ergibt für einen kooperativen Boden nur geringe Abweichungen der Inversionsergebnisse von den tatsächlichen Parametern der Kugeln. Die Dämpfung durch den Boden ist vernachlässigbar. Für den unkooperativen Boden hingegen ist das zusätzliche Signal durch den Boden so groß, dass es schon bei geringen Tiefen zu so starken Überlagerungen kommt, dass eine sinnvolle Auswertung der Daten nicht möglich ist.

Die Bearbeitung der PI-Detektordaten war aufgrund des Laboraufbaus nur für Messungen von Körpern in Luft möglich. Die Auswertung dieser Messungen zeigte, dass die genaue Kenntnis der Übertragungsfunktion des Detektorsensors und der Elektronik wesentlich für eine gute Anpassung der Daten ist. Mit den zur Verfügung stehenden Informationen gelang die Rekonstruktion der Parameter einer Kugel daher nicht so gut wie bei den Messungen mit dem CW-Detektor. Dennoch kann auch bei den Messungen mit dem PI-Gerät die Form und Orientierung von Zylindern durch die Inversion festgestellt werden. Zudem gelingt ebenfalls die Anpassung der Daten der Messungen über den Minesurrogaten mit einem Rotationsellipsoiden. Anders als bei den CW-Daten ist dazu bei keiner Mine ein Zweiellipsoidmodell nötig.

Auf einen Vergleich der PI-Detektoren mit den CW-Geräten wird hier verzichtet, da die Datenqualität aufgrund der angewandten Messmethodik zu unterschiedlich ist. Es kann allerdings festgestellt werden, dass der Ansatz die Signale von Minen und anderen Metallobjekten mit Rotationsellipsoiden mit beiden Gerätetypen funktioniert.

Die Definition charakteristischer Rotationsellipsoide ermöglicht es mit der Inversion Minen zu identifizieren. Mit einem zweistufigen Inversionsalgorithmus wurden eine Vielzahl von Objektsignalen, die mit dem CW-Detektor aufgezeichnet wurden, automatisiert interpretiert. Rund 80 % der Minen wurden richtig erkannt und 17 % der Metallobjekte falsch als Mine identifiziert. Für den Fall, dass das Signal nicht dem einer bekannten Mine entsprach, wurde ein Rotationsellipsoid an das Signal angepaßt, so dass eine Information über die Größe, Form, Position und über das Material des Objektes vorlag. Sechs Minen wurden nicht erkannt obwohl eine gute Anpassung durch einen Rotationsellipsoiden möglich war.

Abschließend wurde ein Positionierungssystem vorgestellt, das es erlaubt den Auswertalgorithmus direkt im Feld anzuwenden. Eine Messung und Interpretation mit diesem System dauert aktuell ca. vier Minuten.

Betrachtet man die in der Einleitung formulierte Zielsetzung dieser Arbeit, so ist es ge-

lungen nicht nur diese zu erreichen sondern darüber hinaus, ein vollständiges, praktikables und realisierbares System zu entwickeln mit dem wesentlich mehr Informationen als bisher aus dem gemessenen Signal des Detektors entnommen werden können. Basis hierfür ist die Tatsache, dass der verfolgte Ansatz, die Daten mit einem Rotationsellipsoidmodell zu erklären funktioniert. Die Fehlalarmrate kann mit dem vorgestellten System deutlich reduziert werden, was zunächst ein ausgezeichnetes Ergebnis ist. Für eine Umsetzung im Feld wird jedoch eine hundert prozentige Sicherheit über die getroffene Aussage benötigt, die aktuell nicht gegeben ist.

5.1 Ausblick

Bis es zu einer Anwendung des vorgestellten Systems im Feld kommt, muss der Algorithmus noch verbessert werden. Die bisherigen sechs Fälle in denen ein Minensignal nicht als solches erkannt wurde, jedoch gut durch einen Rotationsellipsoiden angepasst werden konnte, vermitteln dem Anwender eine falsche Entwarnung. Zur Verbesserung muss daher noch eine Weiterentwicklung der automatisierten Interpretation des Inversionsergebnisses geschehen. Ansatzpunkte sind ein Vergleich zwischen dem erhaltenen Modell und den gespeicherten Minenmodellen, sowie eine Einbeziehung der Wichtigkeitswerte der einzelnen Modellparameter. Diese wurden in dieser Arbeit nur am Rande betrachtet und können eventuell noch wichtige zusätzliche Informationen liefern.

Eine weitere Verbesserung gelingt, wenn Metallstücke definitiv als solche identifiziert werden können. Auch hier muss eine hundert prozentige Sicherheit gewährleistet sein, dass das Objekt keine Mine ist. Die Konstanz und Verlässlichkeit einer solchen Aussage müssen so groß sein, dass man seinen Fuß auf diese Stelle setzen würde ohne das Objekt vorher freizulegen.

Die Forschung dieser Arbeit beschränkte sich auf vorgegebene Detektoren. Die entwickelten Methoden der genauen analytischen Beschreibung des Detektors unter Einbeziehung der Spulenform und Detektorelektronik, sowie die numerische Simulation komplexer Modelle können jedoch auch für die Entwicklung neuer Detektoren genutzt werden. Mit beiden Methoden kann schnell und kostengünstig untersucht werden, wie sich zum Beispiel eine größere Spule oder ein kleinerer Abstand zwischen den differentiellen Empfängerspulen auswirkt. Zudem können beliebige Frequenzen und Zeitbereiche simuliert werden und so das optimale Frequenzband, beziehungsweise der optimale Zeitbereich zur Detektion untersucht werden in dem Objekte gut detektiert oder die verschiedenen Böden kompensiert werden können.

Der verwendete Inversionsansatz der Interpretation des Signals durch einen Rotationsellipsoiden kann bei der Verwendung mehrerer Frequenzen erweitert werden. *Sun et al.* [2005] zum Beispiel bestimmt auch die höheren Multipolmomente des Ellipsoiden bei der Interpretation von Messungen über UXOs, die dann zur Charakterisierung des Objektes herangezogen werden können.

Hinsichtlich einer Verbesserung der Minensuche ist eine Erweiterung des Spektrums der Informationen über das Objekt wünschenswert, wie es zum Beispiel bei den Dualsensoren, wo GPR und Metalldetektor kombiniert werden, gegeben ist. Das Radar kann durch Kontraste in der Dielektrizität des Untergrundes ein Gehäuse identifizieren und liefert so eine wichtige,

zusätzliche Information. Ebenfalls denkbar ist eine Kombination mit einem Geruchssensor, der Sprengstoff identifizieren kann, jedoch Schwierigkeiten bei der Ortung hat, so dass eine Kombination mit einem Metalldetektor die optimale Ergänzung darstellt. Die Informationen der zusätzlichen Sensoren könnten in den hier gezeigten Auswertalgorithmus implementiert werden und so die Genauigkeit und Verlässlichkeit der Signalauswertung deutlich verbessern.

LITERATURVERZEICHNIS

- Ao, C. O.**, *Electromagnetic Wave Scattering by Discrete Random Media with Remote Sensing Applications*, Dissertation, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, 2001. v, 2, 19, 20, 21, 23, 31, 32, 72
- Archie, G. E.**, The electrical resistivity log as an aid in determining some reservoir characteristics, *Trans. Am. Inst. Min. Metal. and Petr. Eng.*, 54–62, 1942. 38
- Asten, M. W.**, Full transmitter waveform transient electromagnetic modeling and inversion for soundings over coal measures, *Geophysics*, 52, (3), 1908–1913, 1987. 137
- Aster, R. C., B. Borchers und C. H. Thurber**, *Parameter estimation and inverse problems*, International geophysics series, Elsevier Acad. Press, 2005. 83, 84, 87
- Barrows, B. E.**, *Electromagnetic Scattering and Induction Models for Spheroidal Geometries*, Dissertation, Massachusetts Institute of Technology, Cambridge, 2004. 2, 19, 21, 28
- Billings, S. D., L. R. Pasion, D. W. Oldenburg und J. Foley**, The influence of magnetic viscosity on electromagnetic sensors, in *EUDEM2-SCOT 2003*, Brüssel, Belgien, 2003. 3, 137
- Braunisch, H., C. O. Ao, K. O’Neill und J. A. Kong**, Magnetoquasistatic Response of Conducting and Permeable Prolate Spheroid Under Axial Excitation, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, 39, 2689–2701, 2001. 2, 19
- Bronstein, I. N. et al.**, *Taschenbuch der Mathematik*, Verlag Harri Deutsch, 1993. 13
- Bruschini, C.**, *A Multidisciplinary Analysis of Frequency Domain Metal Detectors for Humanitarian Demining*, Dissertation, Vrije Universiteit Brussel, 2002. 3
- Bruschini, C.**, On the Low-Frequency emi response of Coincident Loops Over a Conductive and Permeable Soil and Corresponding Background Reduction Schemes, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, 42, 1706–1719, 2004. 3, 35, 36, 38, 45, 131
- Chikazumi, S.**, *Physics of Magnetism*, J. Wiley Publication, 1966. 47, 49

- Cole, K. S. und R. H. Cole**, Dispersion and absorption in dielectrics, I. Alternating current characteristics, *J. Chem. Phys.*, 9, 341–351, 1941. 41
- COMSOL AB**, *COMSOL Multiphysics 3.2 Handbücher*, COMSOL AB, 2005. 55, 57, 70
- Dabas, M., A. Jolivet und A. Tabbagh**, Magnetic susceptibility and viscosity of soils in a weak time varying field, *Geophys. J. Int.*, 108, 101–109, 1992. 47, 48
- Das, Y., J. E. McFee und R. H. Chesney**, Time Domain Response of a Sphere in the Field of a Coil: Theory and Experiment, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, GE-22, 360–367, 1984. 2, 137
- Dietrich, B. A.**, *Fähigkeiten eines Metalldetektors zur Parameterbestimmung und Objektdiskriminierung*, Dissertation, Fakultät für Elektrotechnik und Informationstechnik der Universität Karlsruhe, Karlsruhe, 2002. 3, 61
- Ebinger, K.**, Sonde für ein metallsuchgerät, *DE Patent, Patent Number 3619308 C1*, 1987. 8
- Ebinger, K.**, Verfahren zur elektromagnetsichen detektion von objekten, *DE Patent, Patent Number 3619308 C1*, 1995. 9
- Eigenbrodt, H.**, Metal object localisation and discrimination by extended symmetry and phase features, in *9th European Conference on NDT. ECNDT Berlin 2006 / CD-ROM : DGZfP-Proceedings BB 103-CD, September 25-29*, Deutsche Gesellschaft für zerstörungsfreie Prüfung u.a., Berlin, 2006. 2, 154
- Fannin, P. C. und S. W. Charles**, On the influence of distribution functions on the after-effect function of ferrofluids, *Journal of Physics D*, 28, 239–242, 1995. 48, 49
- Farquarson, C. G. und D. W. Oldenburg**, A comparison of automatic techniques for estimating the regularization parameter in non-linear inverse problems, *gji*, 156, 411–425, 2004. 85
- Flammer, C.**, *Spheroidal Wave Functions*, Stanford University Press, 1957. 19, 21
- Flis, M. F., G. A. Newman und G. W. Hohmann**, Induced-polarization effects in time-domain electromagnetic measurements, *Geophysics*, 54, (4), 514–523, 1989. 41
- Fortuny-Guasch, J., B. Hosgood, A. Kokonozi, A. Lewis und A. Sieber**, Study of generic mine-like objects for R&D in systems for humanitarian demining, Project MIMEVA - Final report, technical report, Institute for Systems, Informatics and Safety, European Commission Joint Research Centre, Italy, 2001. 69
- Förster, F.**, Suchspuleanordnung für ein induktives suchgerät, *DE Patent, Patent Number 3912840 A1*, 1990. 8, 102
- Gebauer, B., M. Hanke, A. Kirsch, W. Muniz und C. Schneider**, A sampling method for detecting buried objects using electromagnetic scattering., *Inverse Problems*, 21, 2035–2050, 2005. 2, 83

- Hanstein, T., J. Lange und S. L. Helwig**, Simulation unterschiedlicher Metallobjekte zur Detektion von Landminen mit Metalldetektoren, in *Protokoll über das 21. Kolloquium Elektromagnetische Tiefenforschung*, herausgegeben von O. Ritter, Dt. Geophys. Gesellschaft, 2005. 21, 23, 179, 180
- Helwig, S. L.**, Messtechnik für elektromagnetische Messungen in der Geophysik, Vorlesungsskript SS 2005, Universität zu Köln, 2005. x, 137
- Igel, J. und H. Preetz**, Elektromagnetische Bodenparameter und ihre Abhängigkeit von den Bodeneigenschaften, Interner Bericht, Juni 2005a. 37, 38, 41, 51, 52, 185
- Igel, J. und H. Preetz**, Report about the Analysis of Soil Samples from the Test Lanes in Ispra, Italy, Internet, URL: http://www.itep.ws/pdf/HuminMD_Soil_Ispra0905.pdf, 01.10.06, September 2005b. 38, 151, 185
- Jin, J.**, *The Finite Element Method in Electromagnetics*, John Wiley & Sons, 1993. 55, 57
- Johansen, H. K. und K. Sørensen**, Fast hankel transforms, *Geophys. Prospect.*, 27, 876–901, 1979. 29
- Jupp, D. L. B. und K. Vozoff**, Stable iterative methods for the inversion of geophysical data, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 42, 957–976, 1975. 85
- Kaufman, A. A. und P. A. Eaton**, *The theory of inductive prospecting*, Methods in Geochemistry and Geophysics, Bd. 33, Elsevier, 2001. 8, 12, 13, 14, 17, 18, 30, 33, 38, 39
- Kaufman, A. A. und G. V. Keller**, *Frequency and transient soundings*, Methods in Geochemistry and Geophysics, Bd. 16, Elsevier, 1983. 34
- Kirsch, A.**, The factorization method for maxwell's equations, *Inverse Problems*, 20, S117–S134, 2004. 83
- Knödel, K., H. Krummel und G. Lange**, *Handbuch zur Erkundung des Untergrundes von Deponien und Altlasten - Geophysik*, Bd. 3, Springer-Verlag, Berlin, 1997. 38, 44
- Landolt, H.**, *Landolt-Börnstein: Zahlenwerte und Funktionen aus Naturwissenschaften und Technik*, Springer, 1992. 69
- Lange, J.**, Joint Inversion von Central-Loop-TEM und Long-Offset-TEM Transienten am Beispiel von Messdaten aus Israel 2002, Diplomarbeit, Universität zu Köln, Institut für Geophysik und Meteorologie, Mai 2003. 138
- Lange, J., T. Hanstein und S. L. Helwig**, Inversion von Metalldetektordaten im Zeit- und Frequenzbereich, in *Protokoll über das 21. Kolloquium Elektromagnetische Tiefenforschung*, herausgegeben von O. Ritter, Dt. Geophys. Gesellschaft, 2005a. 110
- Lange, J., T. Hanstein und S. L. Helwig**, Numerische Simulation von Metalldetektordaten in 2D und 3D, in *Protokoll über das 21. Kolloquium Elektromagnetische Tiefenforschung*, herausgegeben von O. Ritter, Dt. Geophys. Gesellschaft, 2005b. 57, 64

- Lange, J., J. Neumann, T. Hanstein und S. L. Helwig**, Simulation von Metalldetektor-
daten mit FEMLAB, *Physik Journal, Best of Oktober*, 2005c. 57
- Lange, J., T. Hanstein und S. L. Helwig**, Inversion of continuous wave metal detector
data using spheroids, in *Book of Abstracts — 18th workshop on electromagnetic induction
in the earth, El Vendrell, Spain*, September 2006a. 156
- Lange, J., L. Mollidor, T. Hanstein, S. Helwig und M. Lohmer**, Positionierungssystem
für einen manuell zu bewegenden Metalldetektor, *zum Patent angemeldet, Aktenzeichen
102007014866.8*, 2006b. 162
- Lee, T.**, The effect of a superparamagnetic layer on the transient electromagnetic response of
a ground, *Geophys. Prospect.*, 32, 480–496, 1984. 47
- Lee, T. und L. Thomas**, The transient electromagnetic response of a polarizable sphere in
a conducting half space, *Geophys. Prospect.*, 40, 541–563, 1992. 30
- Lowrie, W.**, *Fundamentals of geophysics*, Cambridge University Press, Cambridge, 1997. 25
- March, H. W.**, The field of a magnetic dipole in the presence of a conducting sphere, *Geo-
physics*, 18, 671–684, 1953. 2, 12
- Marquardt, D.**, An algorithm for least-squares estimation of non-linear parameters, *Journal
of the Society for Industrial and Applied Mathematics*, 12, 591–612, 1963. 85
- Menke, W.**, *Geophysical Data Analysis: Discrete Inverse Theory*, Academic Press Inc., Or-
lando, 1984. 87
- Monk, P.**, *Finite Element Method for Maxwell's Equations*, Clarendon Press, Oxford, 2003.
55
- Muiuane, E. A. und L. B. Pedersen**, 1D inversion of DC resistivity data using a quality-
based truncated SVD, *Geophys. Prospect.*, 49, 387–394, 2001. 104
- Nabighian, M. N.**, Quasi-static transient response of a conducting half-space — an appro-
ximate representation, *Geophysics*, 44, (10), 1700–1705, 1979. 40
- Neel, L.**, Theorie du trainage magnetique des substances massives dans le domaine, *Le Ray-
leigh. J. Phys. et Radium*, 1950. 47
- Nesti, G. und P. Verlinde**, International Multi-sensor Mine Signature Measurement (MsMs)
Campaign - Test Protocol, Internet, URL: <http://demining.jrc.it/msms/>, 10.10.03, Marz
2003. vii, viii, ix, xi, 38, 69, 76, 114, 115, 122, 151, 152
- Neumann, J., R. Bergers, S. L. Helwig, T. Hanstein, N. Kozhevnikov und B. Tez-
kan**, Mesung der TEM-Antwort von Bodenproben, in *Protokoll über das 20. Kolloquium
Elektromagnetische Tiefenforschung*, herausgegeben von O. Ritter, Dt. Geophys. Gesell-
schaft, 2006. 50
- Palacky, G. J.**, Resistivity characteristics of geologic targets, in *Electromagnetic Methods in
Applied Geophysics*, Bd. 1, chapter 3, 106–121, Society of Exploration Geophysicists, 1988.
38

- Pasion, L. R., S. D. Billings und D. W. Oldenburg**, Evaluating the effects of magnetic susceptibility in UXO discrimination problems, in *SAGEEP 2002*, Las Vegas, NV, 2002. 48
- Pasion, L. und D. W. Oldenburg**, A discrimination algorithm for UXO Using Time Domain Electromagnetic Induction, *Journal of Engineering and Environmental Geophysics*, 6, 91–102, 2001. 3, 31
- 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. 41
- Preetz, H. und J. Igel**, Untersuchung der frequenzabhängigen komplexen Suszeptibilität an Bodenproben von Testflächen in Benkovac / Kroatien, Interner Bericht, Juni 2005. 185
- Press, W. H., W. T. Vetterling, S. A. Teukolsy und B. Flannery**, *Numerical Recipes in Fortran*, Cambridge University Press, 1992. 86
- Radic, T. und A. Weller**, Induzierte Polarisierung, in *Handbuch zur Erkundung des Untergrundes von Deponien und Altlasten — Geophysik*, herausgegeben von K. Knödel, H. Krummel, und G. Lange, Bd. 3, chapter 5, 166–206, Springer, 1997. 185
- Recher, S.**, *Dreidimensionale Erkundung von Altlasten mit Radiomagnetotellurik - Vergleiche mit geophysikalischen, geochemischen und geologischen Analysen an Bodenproben aus Rammkernsondierungen*, Dissertation, Institut für Geophysik und Meteorologie der Universität zu Köln, 2002. 42
- Silvester, P. P. und D. Omeragic**, Sensitivity of metal detectors to spheroidal targets, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, 33, 1331–1335, 1995. 22
- Smith, J. T. und H. F. Morrison**, Approximating spheroid inductive responses using spheres, *Geophysics*, 71, G21–G25, 2006. v, 2, 4, 22, 23, 24, 30, 31, 32, 114, 167, 181
- Spies, B. R. und F. C. Frischknecht**, Electromagnetic Sounding, in *Electromagnetic Methods in Applied Geophysics*, herausgegeben von M. N. Nabighian, Bd. 2, chapter 5, Soc. Expl. Geophys., 1991. 35, 40
- Sponagel, H.**, *Bodenkundliche Kartieranleitung*, Schweizerbart, Stuttgart, 2005. 37
- Sun, K., K. O’Neill, F. Shubitidze, I. Shamatava und K. D. Paulsen**, Fast Data-Derived Fundamental Spheroidal Excitation Models With Application to UXO Discrimination, *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, 43, 2573–2583, 2005. 2, 20, 170
- Telford, W. M., L. P. Geldart und R. E. Sheriff**, *Applied Geophysics*, Cambridge University Press, 2. Auflage, 1990. 34
- Thomas, L.**, Electromagnetic Sounding with Susceptibility among the Model Parameters, *Geophysics*, 42, (1), 92–96, 1977. 46
- Wait, J. R.**, A conducting sphere in a time varying magnetic field, *Geophysics*, 16, 666–372, 1951. 2, 12, 14, 15

- Wait, J. und K. P. Spies**, Quasi-static transient response of a conducting permeable sphere, *Geophysics*, 34, (5), 789–792, 1969. 2, 30
- Ward, S. H. und G. W. Hohmann**, Electromagnetic theory for geophysical applications, in *Electromagnetic methods in applied geophysics - theory*, herausgegeben von M. N. Nabighian, Bd. 3, Society of Exploration Geophysicists, Tulsa, 1987. 8, 12, 14, 35, 38
- Weidelt, P.**, Einführung in die elektromagnetische Tiefenforschung, Vorlesungsskript Technische Universität Braunschweig, 1986. 29
- West, G. F. und J. C. Macnae**, Physics of the electromagnetic induction exploration method, in *Electromagnetic Methods in Applied Geophysics*, herausgegeben von M. N. Nabighian, Bd. 2A, chapter 1, 5–45, Soc. Expl. Geophys., 1991. 37
- Won, I. J.**, Apparatus and method for detecting a weak induced magnetic field by means of two concentric transmitter loops, *US Patent, Patent Number 5,557,206*, 1996. 8
- Worm, H.-U.**, On the superparamagnetic-stable single domain transition for magnetite, and frequency dependence of susceptibility, *Geophys. J. Int.*, 133, 201–206, 1998. 44, 47
- Xu, P.**, Truncated SVD methods for discrete ill-posed problems, *Geophys. J. Int.*, 135, 512–514, 1998. 85
- Yi, M.-J., J.-H. Kim und S. Chung**, Enhancing the resolving power of least-squares inversion with active constraint balancing, *Geophysics*, 68, (3), 931–941, 2003. 86

A.1 Ringe

Der Ring ist ein sehr einfaches Modell um Induktion in Objekten zu beschreiben. Im Folgenden wird eine kurze Zusammenfassung der Ergebnisse von *Hanstein et al.* [2005] vorgestellt. Die im Ring induzierte Spannung ergibt sich aus der zeitlichen Änderung des magnetischen Flusses durch die vom Ring umschlossene Fläche A . Der daraufhin in der Spule fließende Strom ist abhängig von der komplexen Impedanz des Ringes, also von seiner Induktivität und seinem inneren Widerstand. Man erhält für ein parallel zur Ringachse ausgerichtetes Primärfeld H_0 :

$$U_{ind} = -i\omega\mu_0AH_0 = (R + i\omega L)I \quad (\text{A.1})$$

Der Ring kann nun wieder wie in Kapitel 2.3.1 als Dipol mit Dipolmoment $\vec{M} = IA$ beschrieben werden. Aus vorheriger Gleichung kann der Strom berechnet werden, so dass für das Dipolmoment gilt:

$$\vec{M} = -\mu_0A^2\vec{H}_0 \left(\frac{\omega^2L}{R^2 + \omega^2L^2} + i\frac{\omega R}{R^2 + \omega^2L^2} \right) = \mu_0A^2\frac{1}{L}D(\omega)\vec{H}_0 \quad (\text{A.2})$$

mit komplexen Reflexionsfaktor

$$D(\omega) = -\frac{i\omega}{R/L + i\omega} \quad (\text{A.3})$$

Der Realteil des Dipolmomentes wird nach Gleichung A.2 von der Induktivität des Ringes dominiert und der Imaginärteil vom Widerstand des Ringes. Die Induktivität des Ringes setzt sich aus zwei Anteilen zusammen, der inneren und der äußeren Induktivität. Die Äußere ist

der Anteil, der durch Induktion im Ring entsteht, während der innere Anteil die Induktion im Draht selbst beschreibt. Dieser ist jedoch davon abhängig, wie weit das primäre Magnetfeld in den Leiter eindringt, also von der Skintiefe des Material für eine bestimmte Frequenz. Gleiches gilt für den Widerstand des Drahtes, der somit ebenfalls frequenzabhängig wird. *Hanstein et al.* [2005] approximieren die frequenzabhängigen Größen Induktivität und Widerstand, durch Formeln für einen geraden Leiter. Es zeigt sich, dass der Skin Effekt sich vor allem zu frühen Zeiten oder hohen Frequenzen bemerkbar macht. Näheres dazu findet man in der entsprechenden Veröffentlichung.

A.2 Approximation von Rotationsellipsoiden durch äquivalente magnetische Kugeln

Die von *Hanstein et al.* [2005] vorgestellte Lösung wurde weiterentwickelt um auch magnetische Rotationsellipsoide approximieren zu können. Anstatt die Radien der Kugeln (R_z und R_t) so zu wählen, dass diese im Fall idealer Leitfähigkeit das gleiche Dipolmoment wie der ideal leitende

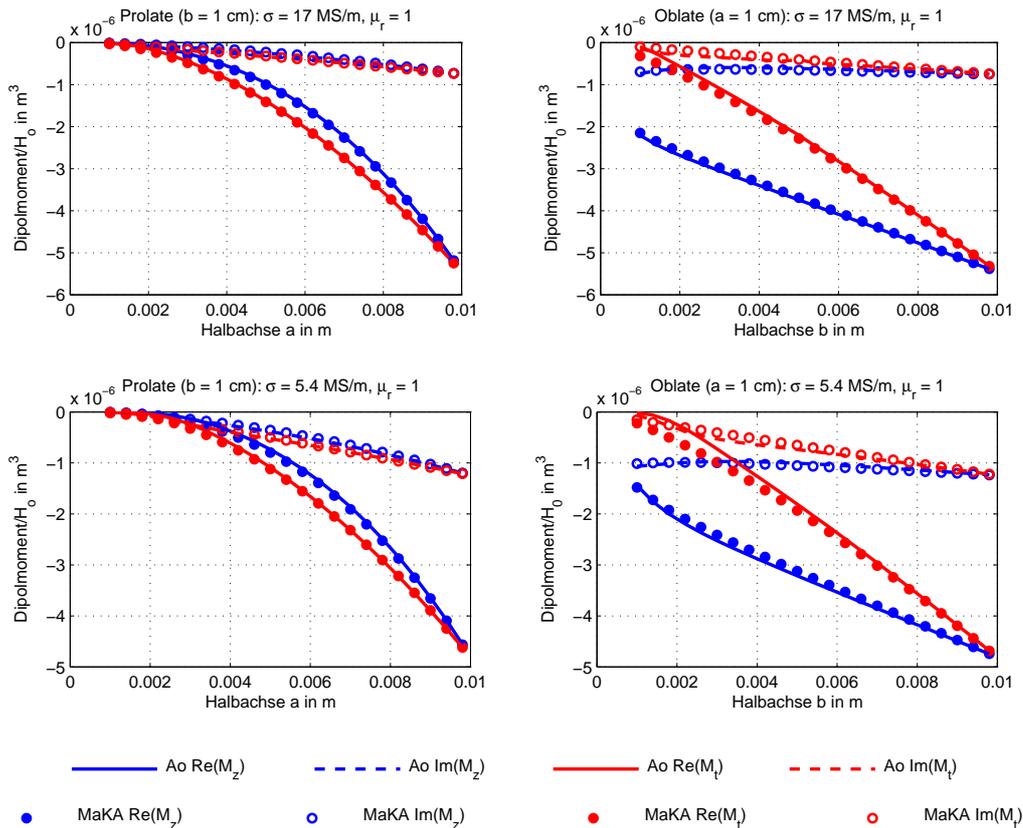


Abbildung A.1: Das auf das Primärfeld H_0 normierte axiale und transversale Dipolmoment M_z und M_t von leitfähigen Rotationsellipsoiden, sowohl für den prolaten als auch für den oblaten Fall, im Vergleich zu der magnetisch äquivalenten Kugel Approximation (MaKA) für verschiedene Achsenverhältnisse (prolat: $a = 1, \dots, 10 \text{ mm}$, $b = 10 \text{ mm}$, oblat: $b = 1, \dots, 10 \text{ mm}$, $a = 10 \text{ mm}$) und Leitfähigkeiten ($\sigma = 17 \text{ MS/m}$ und $\sigma = 5,4 \text{ MS/m}$ bei $19,2 \text{ kHz}$ und $\mu_r = 1$).

Rotationsellipsoid für den transversalen und axialen Fall haben, nämlich

$$R_{z,t} = \sqrt[3]{\frac{2a^2b}{3(1 - A_{z,t})}}, \quad (\text{A.4})$$

werden diese nun so gewählt, dass die Dipolmomente der Kugeln den magnetischen Momenten des Rotationsellipsoiden entsprechen. Man erhält nach Gleichung 2.45:

$$\frac{4}{3}\pi R_z^3 \frac{3(\mu_r - 1)}{\mu_r + 2} = \frac{4}{3}\pi a^2 b \frac{\mu_r - 1}{1 + A_z(\mu_r - 1)} \rightarrow R_z = \sqrt[3]{\frac{1}{3}a^2 b \frac{\mu_r + 2}{1 + A_z(\mu_r - 1)}} \quad (\text{A.5})$$

$$\frac{4}{3}\pi R_t^3 \frac{3(\mu_r - 1)}{\mu_r + 2} = \frac{4}{3}\pi a^2 b \frac{\mu_r - 1}{1 + A_t(\mu_r - 1)} \rightarrow R_t = \sqrt[3]{\frac{1}{3}a^2 b \frac{\mu_r + 2}{1 + A_t(\mu_r - 1)}}. \quad (\text{A.6})$$

Setzt man nun statt der von *Smith und Morrison* [2006] empirisch ermittelten Radien die magnetisch äquivalenten Kugelradien in Gleichung 2.49 ein, also $a' = R_t$ und $b' = R_z$, erhält

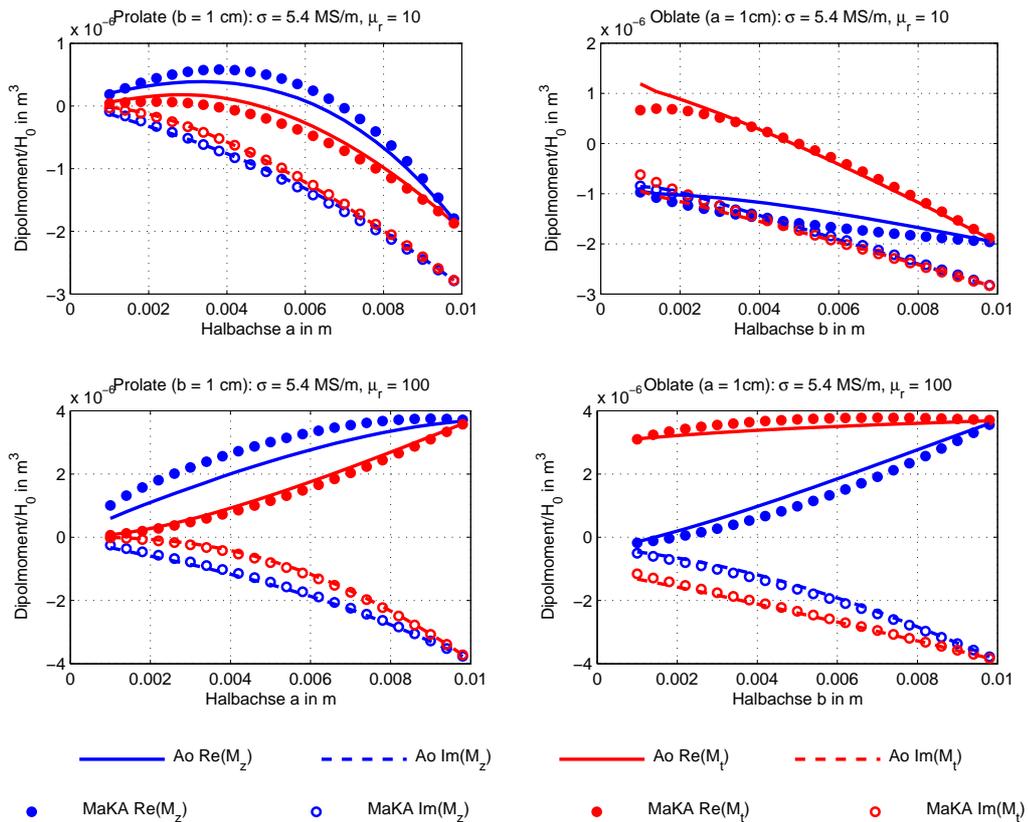


Abbildung A.2: Das auf das Primärfeld H_0 normierte axiale und transversale Dipolmoment M_z und M_t von magnetischen und leitfähigen Rotationsellipsoiden, sowohl für den prolaten als auch für den oblaten Fall, im Vergleich zu der magnetisch äquivalenten Kugel Approximation (MaKA) für verschiedene Achsenverhältnisse (prolat: $a = 1, \dots, 10$ mm, $b = 10$ mm, oblat: $b = 1, \dots, 10$ mm, $a = 10$ mm) und Permeabilitäten ($\mu_r = 10$ und $\mu_r = 100$) bei 19,2kHz und 5,4MS/m Leitfähigkeit.

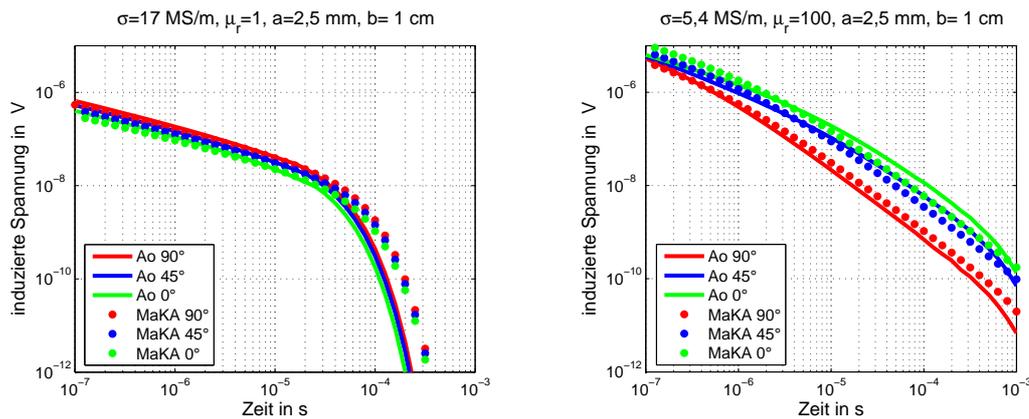


Abbildung A.3: Vergleich der induzierten Spannungen für ein prolates Rotationsellipsoid im Zeitbereich. Sende- und Empfängerspule sind identisch ($R = 10 \text{ cm}$). Der Ellipsoid befindet sich mit seinem Mittelpunkt 10 cm mittig unter der Spule. Die Neigung zwischen der Rotationsachse des Ellipsoiden und der Spule variiert.

man eine Approximation für das axiale und transversale Dipolmoment. Es sei noch angemerkt, dass für $\mu_r = 0$, also den ideal leitenden Fall, die Gleichungen A.5 und A.6 in Gleichung A.4 übergehen und man für $\mu_r = 1$ den Radius einer volumengleichen Kugel erhält.

Die magnetisch äquivalente Kugel Approximation funktioniert vor allem bei niedrigen Permeabilitäten gut und, im Gegensatz zum Fall äquivalenter, ideal leitender Kugeln, erzielt man auch für magnetische Rotationsellipsoide noch gute Ergebnisse. Die Abbildungen A.1 und A.2 zeigen die axialen und transversalen Dipolmomente im Vergleich zu den analytisch berechneten Werten. Die Parameter der Rotationsellipsoide sind die gleichen wie für die Abbildungen 2.8 und 2.9.

Abbildung A.3 zeigt die induzierten Spannungen im Zeitbereich, berechnet für einen Rotationsellipsoiden. Der prolate Ellipsoid befindet sich mit seinem Mittelpunkt 10 cm unterhalb der Spule auf ihrer Rotationsachse, wobei Sende- und Empfängerspule identisch sind mit einem Radius von 10 cm . Die große Halbachse des Rotationsellipsoiden b misst 1 cm , die kleine Halbachse a $2,5 \text{ mm}$. Im linken Bild sind Leitfähigkeit und Permeabilität typisch für Aluminium, im rechten typisch für Stahl. In beiden Fällen wird die Neigung zwischen den Rotationsachsen des Ellipsoiden und der Spule variiert. Gezeigt sind jeweils die Lösung berechnet nach A_o und berechnet mit der magnetisch äquivalenten Kugel Approximation.

A.3 Modellstudien zum IP-Effekt

Dieses Kapitel zeigt Modellstudien zu dem in Kapitel 2.7.3.1 diskutierten IP-Effekt bei Metalldetektoren im Frequenz- und Zeitbereich. Es handelt sich um eine koinzidente Spulenanordnung, bei der Sende- und Empfängerspule jeweils einen Radius von 10 cm aufweisen. Die folgenden Grafiken zeigen die berechneten Spannungen für verschiedene Cole-Cole-Modelle. Das Ausgangsmodell ist $m = 0,5$, $\tau = 1 \text{ s}$, $\rho_0 = 50 \Omega\text{m}$ und $c = 0,3$. Es wird jeweils ein Parameter variiert, die anderen werden festgehalten. Die gewählten Werte stellen (bis auf bei dem

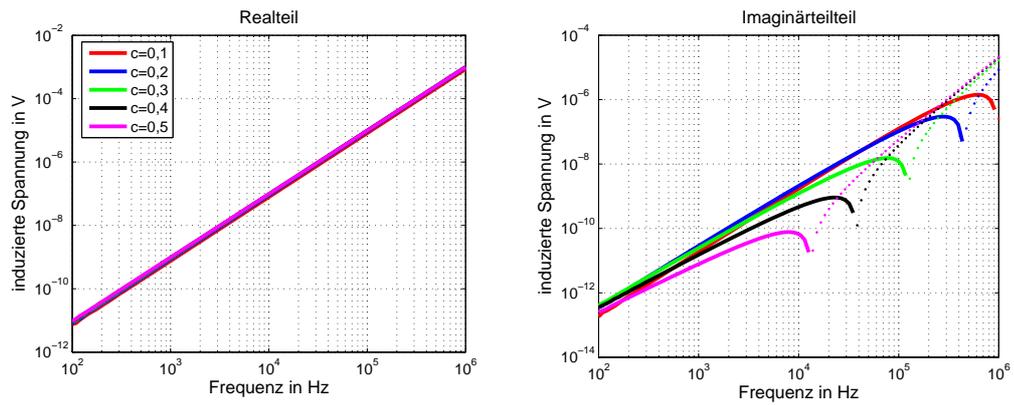


Abbildung A.4: Induzierte Spannungen für verschiedene Cole-Cole-Parameter als Funktion der Frequenz. Hier Variation der Variable c . Positive Werte sind mit durchgezogenen Linien dargestellt, negative durch Punkte.

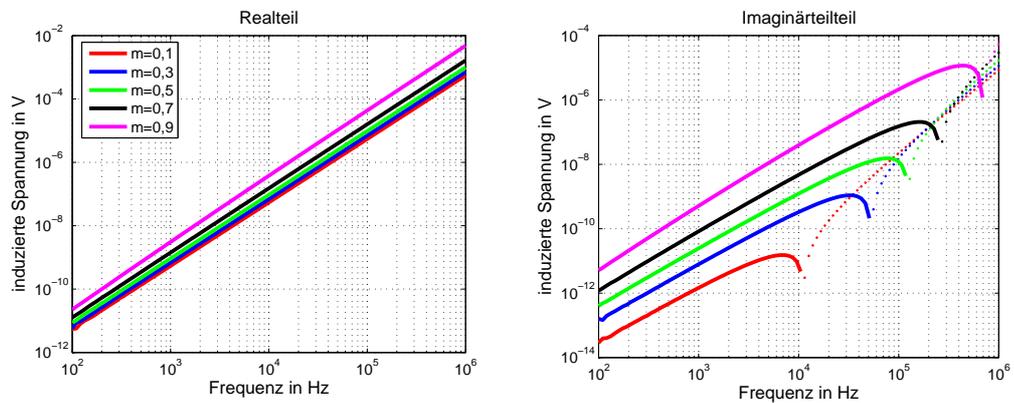


Abbildung A.5: Induzierte Spannungen für verschiedene Cole-Cole-Parameter als Funktion der Frequenz. Hier Variation der Variable m . Positive Werte sind mit durchgezogenen Linien dargestellt, negative durch Punkte.

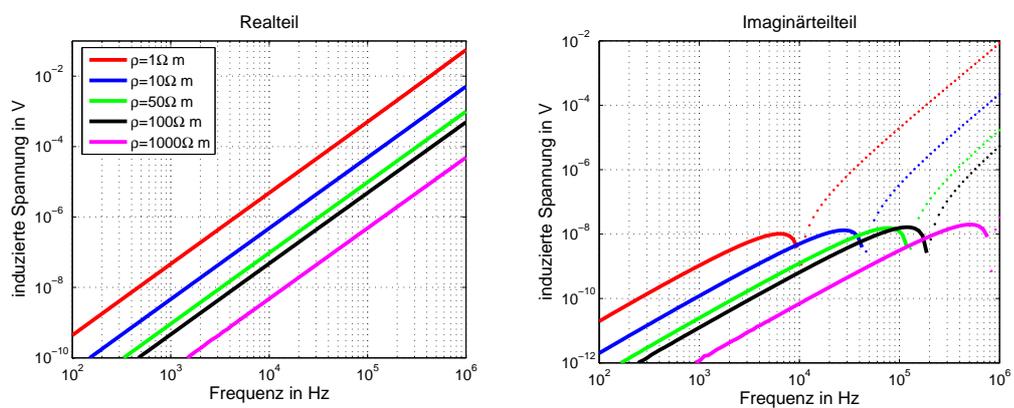


Abbildung A.6: Induzierte Spannungen für verschiedene Cole-Cole-Parameter als Funktion der Frequenz. Hier Variation der Variable ρ . Positive Werte sind mit durchgezogenen Linien dargestellt, negative durch Punkte.

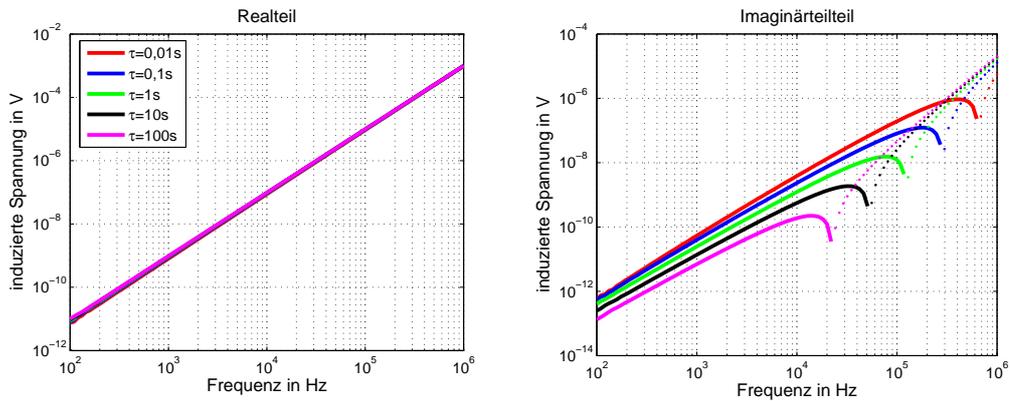


Abbildung A.7: Induzierte Spannungen für verschiedene Cole-Cole-Parameter als Funktion der Frequenz. Hier Variation der Variable τ . Positive Werte sind mit durchgezogenen Linien dargestellt, negative durch Punkte.

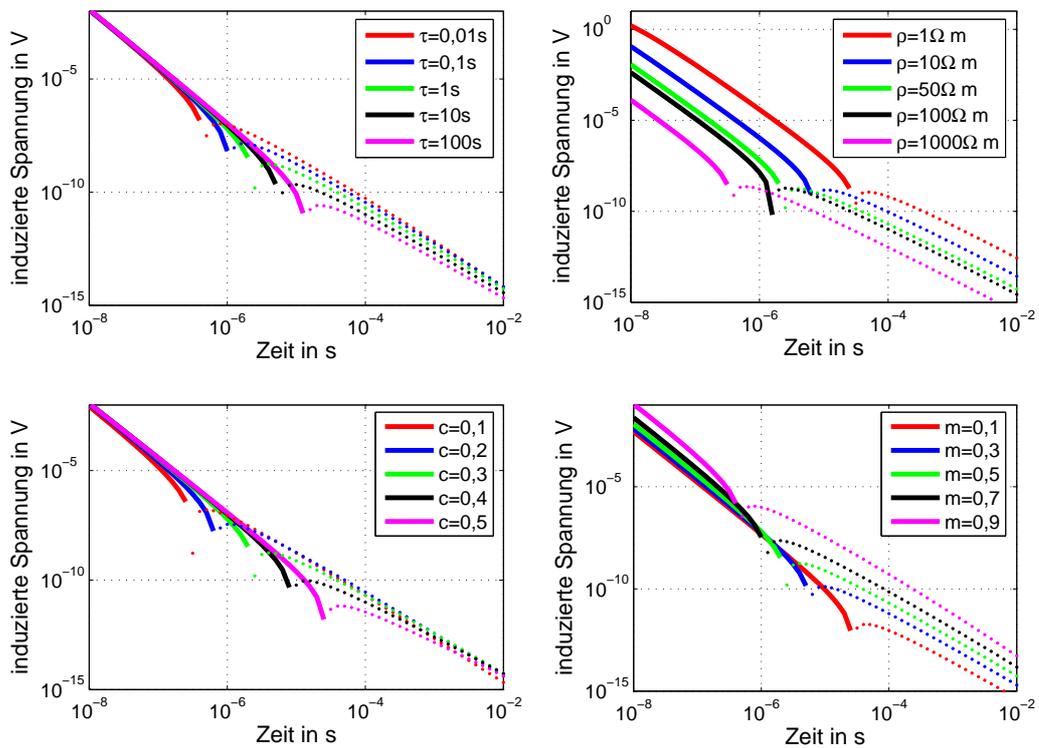


Abbildung A.8: Induzierte Spannungen für verschiedene Cole-Cole-Parameter als Funktion der Zeit. Positive Werte sind mit durchgezogenen Linien dargestellt, negative durch Punkte.

logarithmisch variierten Widerstand) Mittelwerte der in Kapitel 2.7.3.1 genannten Bereiche dar. Sie dienen nur dem Zweck, den Einfluss der einzelnen Parameter zu untersuchen.

Die Variation des Parameters c wirkt sich nur auf den Imaginärteil aus. Je kleiner er ist, desto stärker macht sich der IP-Effekt bei kleineren Frequenzen bemerkbar (Abbildung A.4).

Die Aufladbarkeit m kann oftmals schon durch die Messung des Frequenzeffektes, $FE = \frac{\rho(\omega=0) - \rho(\omega=\infty)}{\rho(\omega=0)}$, abgeschätzt werden (*Radice und Weller* [1997]). Im Realteil führen höhere Aufladbarkeiten zu niedrigeren Spannungen. Im Imaginärteil steigt der Einfluss des IP-Effektes auf die Messung mit größer werdender Aufladbarkeit (Abbildung A.5).

Der Gleichstromwiderstand wirkt sich im Wesentlichen auf die induzierten Ströme im Boden aus. Diese steigen sowohl im Real- als auch im Imaginärteil mit abnehmendem Widerstand an, was zu höheren induzierten Spannungen führt. Der Anteil der Spannung, der durch die induzierte Polarisation entsteht, bleibt in der Amplitude gleich. Sind die induzierten Ströme im Boden niedrig, zeigt sich daher schon bei höheren Frequenzen ein IP-Effekt (Abbildung A.6).

Eine Änderung der Zeitkonstante τ hat keinen Einfluss auf den Realteil. Im Imaginärteil gilt: Je größer τ desto kleiner die Frequenz, bei der der Vorzeichenwechsel passiert (Abbildung A.7).

Im Zeitbereich tritt der Vorzeichenwechsel desto später auf, je größer m , c , τ und $1/\rho$ sind.

In der Regel liegen für Böden, in denen Landminen erwartet werden keine Cole-Cole-Parameter vor, da eine Bestimmung relativ aufwendig ist. Zudem lässt sich der IP-Effekt nicht immer durch eine Cole-Cole-Modell beschreiben. Einfacher ist hingegen die Bestimmung des Frequenzeffektes. Da dieser für $m \ll 1$ eine gute Näherung für m ist, lässt sich aus den gezeigten Modellierungen zumindest ableiten, dass ein großer Frequenzeffekt einen starken IP-Effekt nahe legt und somit die Metalldetektion erschwert wird.

A.4 Untersuchung der magnetischen Viskosität von Bodenproben

Abbildung A.9 zeigt die von der GGA an Bodenproben gemessenen Daten der komplexen Suszeptibilität für die in dieser Arbeit vorkommenden magnetischen Böden. Die Daten wurden mit einem Prototypen der *Susceptibility Bridge* der Firma Magnon gemessen. Die anliegende Feldstärke betrug 161 A/m . Die Messungen wurden für 12 verschiedene Frequenzen zwischen 54 Hz und 9991 Hz durchgeführt. Laut Angabe der GGA können vor allem die Messwerte für kleine Suszeptibilitäten bei den niedrigsten und höchsten Frequenzen gestört sein.

Weitere Beschreibungen der Messung und der ausführlichen bodenkundlichen Untersuchungen der Böden findet man bei *Igel und Preetz* [2005a], *Igel und Preetz* [2005b] und *Preetz und Igel* [2005].

Die Abbildungen A.10 - A.13 zeigen die einzelnen Datensätze und die Anpassungen durch

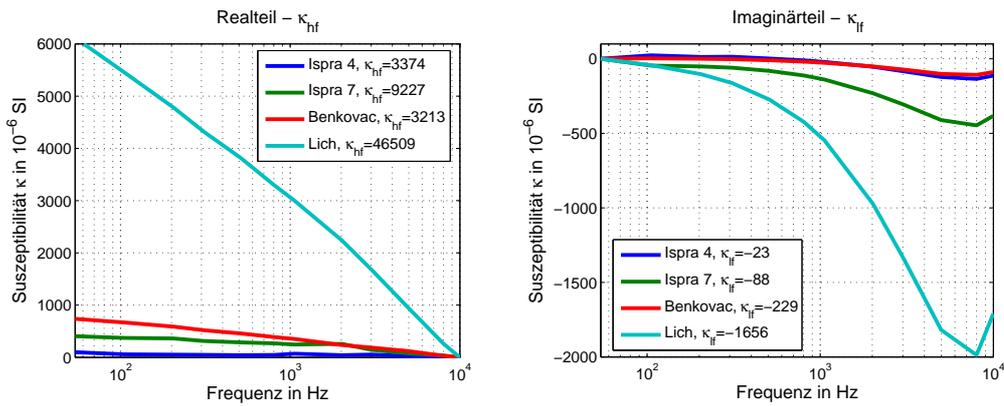


Abbildung A.9: Gemessene komplexe Suszeptibilitäten von verschiedenen Bodenproben der GGA. Zur besseren Vergleichbarkeit wurden von den Realteilen der Wert der höchsten Frequenz κ_{hf} und von den Imaginärteilen der Wert der niedrigsten Frequenz κ_{lf} abgezogen.

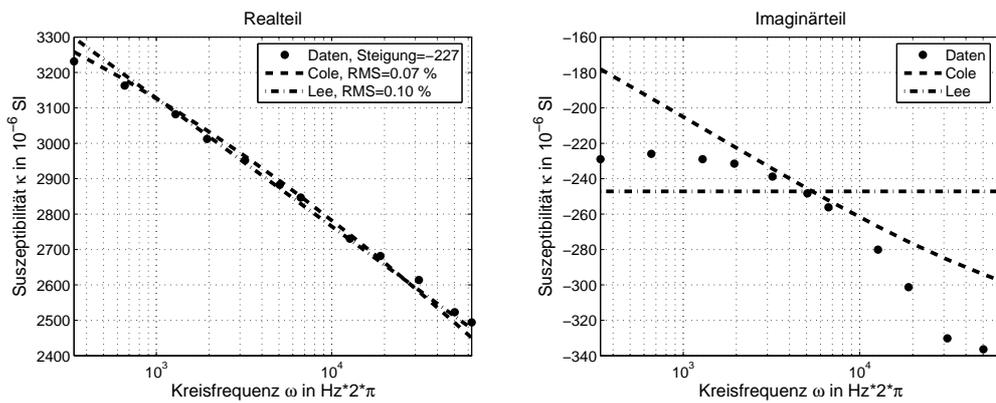


Abbildung A.10: Messdaten der Bodenprobe aus Benkovac und Anpassung der Daten durch ein Cole-Cole- und ein Lee-Modell.

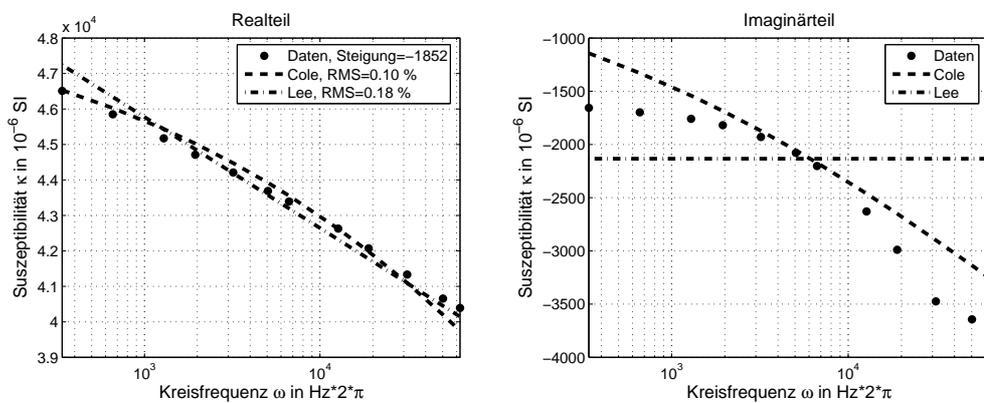


Abbildung A.11: Messdaten der Bodenprobe aus Lich und Anpassung der Daten durch ein Cole-Cole- und ein Lee-Modell.

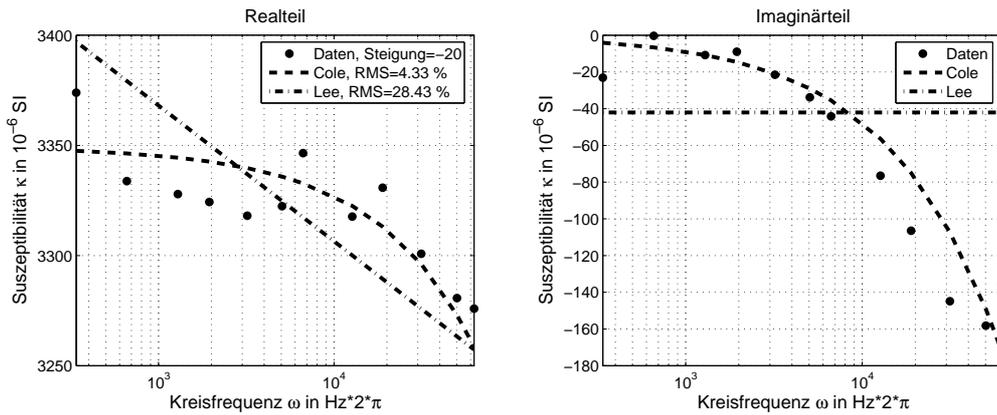


Abbildung A.12: Messdaten der Bodenprobe aus Ispra (Feld 4) und Anpassung der Daten durch ein Cole-Cole- und ein Lee-Modell.

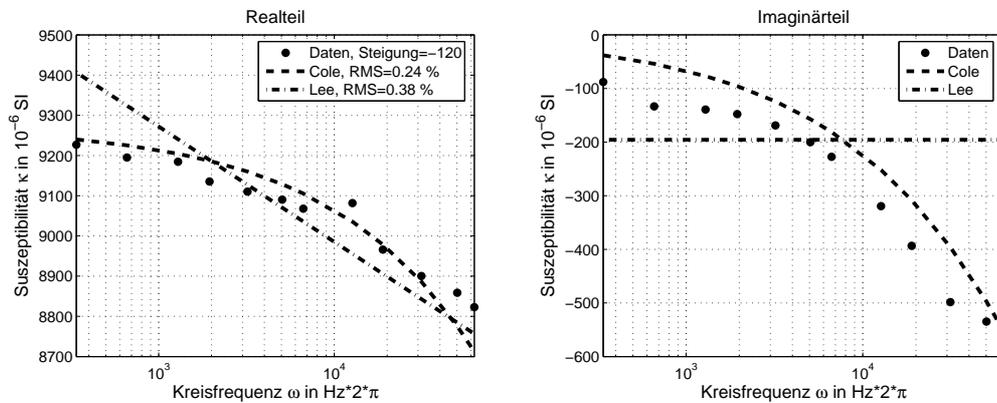


Abbildung A.13: Messdaten der Bodenprobe aus Ispra (Feld 7) und Anpassung der Daten durch ein Cole-Cole- und ein Lee-Modell.

Boden	Lee-Parameter			
	κ_0 in $10^{-6} SI$	τ_1 in s	τ_2 in s	RMS in %
Lich	$6,76 \cdot 10^4$ (1)	$2,34 \cdot 10^{-18}$ (0,98)	$9,41 \cdot 10^3$ (0)	0,18
Benkovac	$5,67 \cdot 10^3$ (1)	$2,32 \cdot 10^{-12}$ (0,98)	$1,06 \cdot 10^4$ (0)	0,10
Ispra4	$3,80 \cdot 10^3$ (1)	$2,07 \cdot 10^{-58}$ (0,02)	$1,07 \cdot 10^4$ (0)	28,4
Ispra7	$1,12 \cdot 10^4$ (1)	$4,62 \cdot 10^{-36}$ (0,35)	$1,03 \cdot 10^4$ (0)	0,38

Tabelle A.1: Aus der Inversion erhaltene Parameter eines Lee-Modells für die einzelnen Bodenproben. Zusätzlich ist in Klammern die Wichtigkeit des jeweiligen Parameters für die Inversion angegeben.

Boden	Cole-Cole-Parameter			
	κ_0 in $10^{-6} SI$	τ in s	α	RMS in %
Lich	$4,93 \cdot 10^4$ (1)	$8,18 \cdot 10^{-8}$ (1)	0,74 (1)	0,10
Benkovac	$3,9 \cdot 10^3$ (1)	$1,34 \cdot 10^{-6}$ (9,68)	0,79 (1)	0,07
Ispra4	$3,34 \cdot 10^3$ (1)	$3,34 \cdot 10^{-7}$ (9,7)	0,27 (9,9)	4,33
Ispra7	$9,27 \cdot 10^3$ (1)	$1,78 \cdot 10^{-7}$ (9,9)	0,46 (1)	0,24

Tabelle A.2: Aus der Inversion erhaltene Parameter eines Cole-Cole-Modells für die einzelnen Bodenproben. Zusätzlich ist in Klammern die Wichtigkeit des jeweiligen Parameters für die Inversion angegeben.

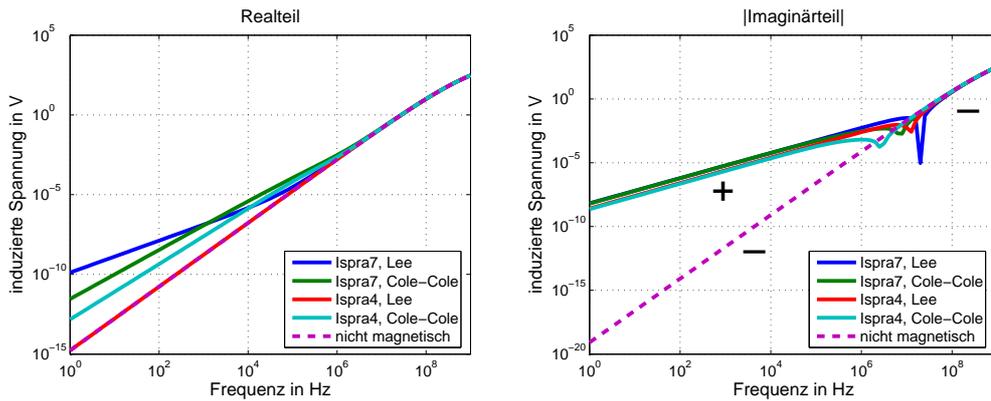


Abbildung A.14: Induzierte Spannungen für ein koinzidentes Spulensystem als Funktion der Zeit für die Böden aus Ispra. Die Bodenleitfähigkeit wurde mit $0,1\text{S/m}$ angenommen. Zur Modellierung wurden die Formeln von Lee und Cole-Cole benutzt. Die gewählten Parameter sind in den Tabellen A.1 und A.2 angegeben.

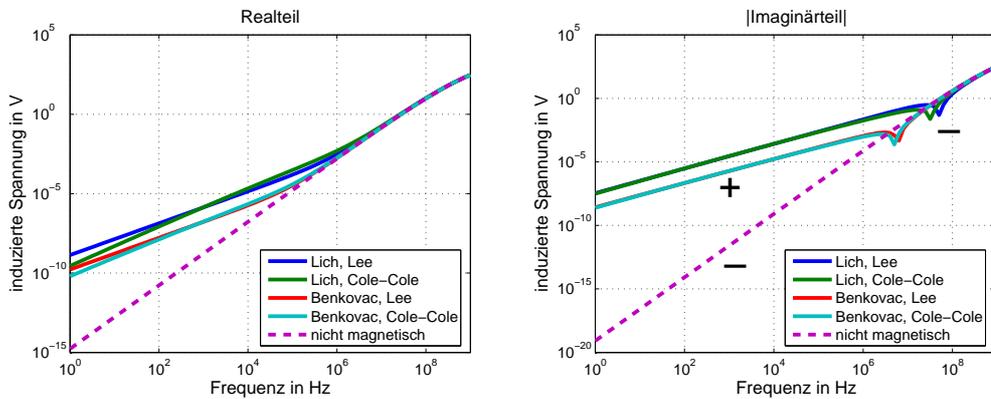


Abbildung A.15: Induzierte Spannungen für ein koinzidentes Spulensystem als Funktion der Zeit für die Böden aus Lich und Benkovac. Die Bodenleitfähigkeit wurde mit $0,1\text{ S/m}$ angenommen. Zur Modellierung wurden die Formeln von Lee und Cole-Cole benutzt. Die gewählten Parameter sind in den Tabellen A.1 und A.2 angegeben.

die in Kapitel 2.7.4.2 genannten Cole-Cole- und Lee-Modelle. Die Daten wurden durch eine Marquardt-Levenberg-Inversion bestimmt. Fehlerangaben zu den Messungen lagen nicht vor, weshalb nur die relative Abweichung optimiert wurde. Tabelle A.1 zeigt die erhaltenen Parameter für das Lee-Modell und Tabelle A.2 die für das Cole-Cole-Modell. In Klammern hinter den einzelnen Werten steht die Wichtigkeit des Parameters für die Inversion. Der Parameter τ_2 des Lee-Modells ist für kein Modell gut aufgelöst und der Parameter τ_1 in allen Fällen zu klein. Um diese Werte gut bestimmen zu können müsste das Frequenzband, in dem gemessen wird deutlich erweitert werden, so dass $\omega\tau_1 \approx \omega\tau_2 \approx 1$ gegeben ist. Es ist aber davon auszugehen, dass der Quotient $\frac{\kappa_0}{\ln(\tau_2/\tau_1)}$ gut bestimmt ist. Bestätigt wird dies durch die Tatsache, dass die Steigung des Realteils in alle Fällen in etwa dem Wert des Imaginärteils bei der niedrigsten Frequenz entspricht, wie es die Theorie verlangt. Der konstante Verlauf des Imaginärteils kann allerdings bei keiner Probe beobachtet werden. Ob die Abnahme des Imaginärteils mit steigender Frequenz nun messtechnische Ursachen hat oder nicht kann aktuell nicht geklärt werden. Die Cole-Cole-Parameter besitzen deutlich höhere Wichtigkeiten. Durch die negative Steigung

des Imaginärteils ist klar, dass die Zeitkonstante τ bei allen Proben oberhalb von $10^{-4} s$ liegen muss. Da bei allen Böden das Minimum des Imaginärteils im Messbereich ($7991 Hz$) liegt, sollte τ zudem für alle gleich und eindeutig bestimmt sein ($\tau = 1/7991 s$). Um alle Daten einer Probe gleich gut anzupassen, kann dies jedoch nicht erfüllt werden. Eventuell liegt bei den höheren Frequenzen auch ein systematischer Messfehler vor, da bei jeder Probe τ deutlich kleiner ist. Der Parameter α weist ebenfalls hohe Wichtigkeiten auf. Dies entsteht bei den Proben aus Lich und Benkovac durch das lineare Abklingen des Realteils, das nur durch hohe Werte für α erklärt werden kann. Da die statische Suszeptibilität lediglich die Daten skaliert, ist ihr Wert für den Fall, dass die beiden anderen Parameter eindeutig sind, klar definiert.

Die hohen Wichtigkeiten bei den Cole-Cole-Modellen und die niedrigen Werte bei den Lee-Modellen bedeuten nicht, dass das eine Modell dem anderen vorzuziehen ist. Ein Blick auf die Anpassung der Daten zeigt, dass weder das eine noch das andere Modell den Imaginärteil der Daten zufriedenstellend erklären kann. Die bestimmten Parameter sollen daher lediglich dem Zweck dienen den Effekt für Modellierungen wie sie zum Beispiel in den Abbildungen A.15 und A.14 zu sehen sind, zu beschreiben.

Die beiden Abbildungen zeigen Simulationen der nur durch die sekundären Felder induzierten Spannungen im Frequenzbereich für die ermittelten Parameter. Wie zu erwarten, ist der Effekt für die Proben aus Benkovac und Lich am stärksten. Die Probe Ispra4 zeigt je nach zugrunde liegendem Modell gar keinen Effekt. Weitere Modellierungen und deren Diskussion findet man in Kapitel 2.7.4.2.

B.1 Variation der Halbraumgröße bei 3D-Simulationen

Die hier gezeigten drei Grafiken ergänzen die Diskussion aus Kapitel 3.3.1.1. Dargestellt ist das Verhältnis der Real- und Imaginärteile der numerischen Lösung zu den Real- und Imaginärteilen der analytischen Lösung für verschiedene Modellraumgrößen, Materialparameter und Frequenzen.

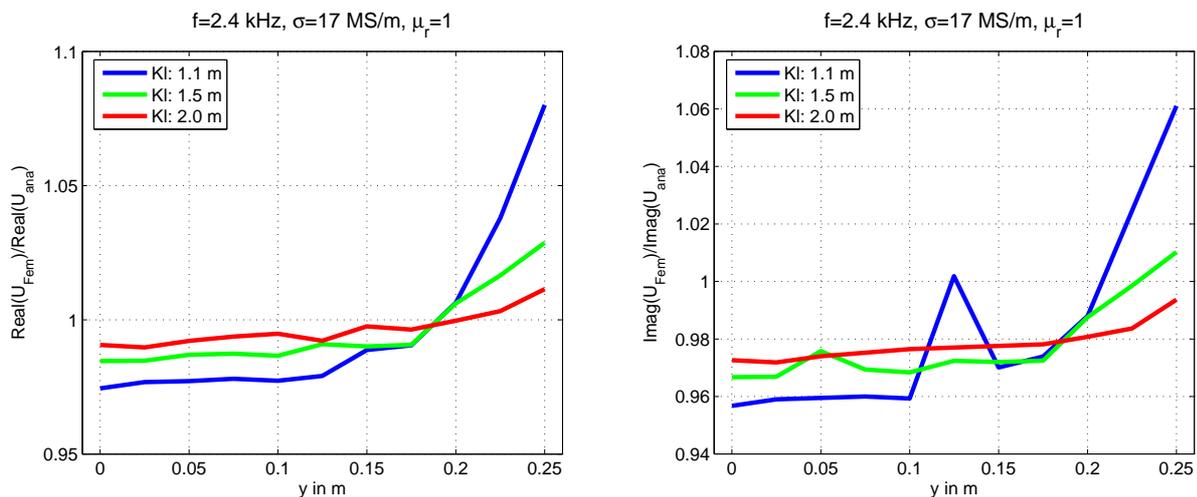


Abbildung B.1: Variation der Modellraumgröße bei 3D-Simulationen für eine Aluminium-Kugel ($a_K = 5,1 \text{ mm}$) bei $2,4 \text{ kHz}$. Variiert wird die Kantenlänge (Kl) der beiden Würfel, aus denen der Modellraum besteht. Die Kugel befindet sich in 10 cm vertikalem Abstand zur Spule. Berechnet wurde jeweils ein Halbprofil, das heißt die horizontale Position der Kugel variiert von 0 cm bis 25 cm Abstand zur Spulenachse. Aufgetragen ist das Verhältnis der Real- (links) und Imaginärteile (rechts) der numerischen Lösung zu den jeweiligen Real- und Imaginärteilen der analytischen Lösung.

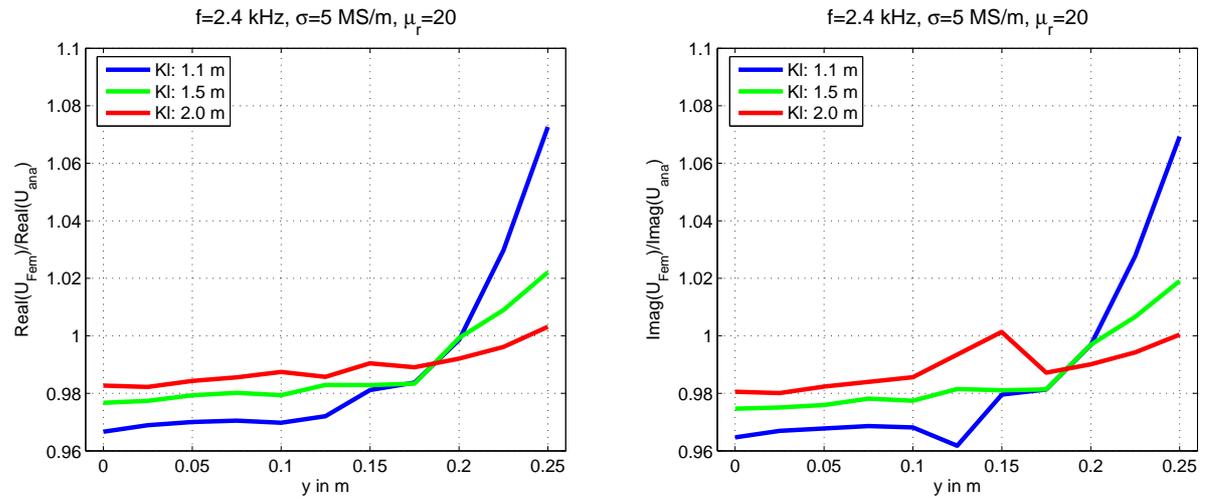


Abbildung B.2: Variation der Modellraumgröße bei 3D-Simulationen für eine Stahl-Kugel ($a_K = 5, 1\text{mm}$) bei 2,4kHz. Variiert wird die Kantenlänge (Kl) der beiden Würfel, aus denen der Modellraum besteht. Die Kugel befindet sich in 10 cm vertikalem Abstand zur Spule. Berechnet wurde jeweils ein Halbprofil, das heißt die horizontale Position der Kugel variiert von 0 cm bis 25 cm Abstand zur Spulenachse. Aufgetragen ist das Verhältnis der Real- (links) und Imaginärteile (rechts) der numerischen Lösung zu den jeweiligen Real- und Imaginärteilen der analytischen Lösung.

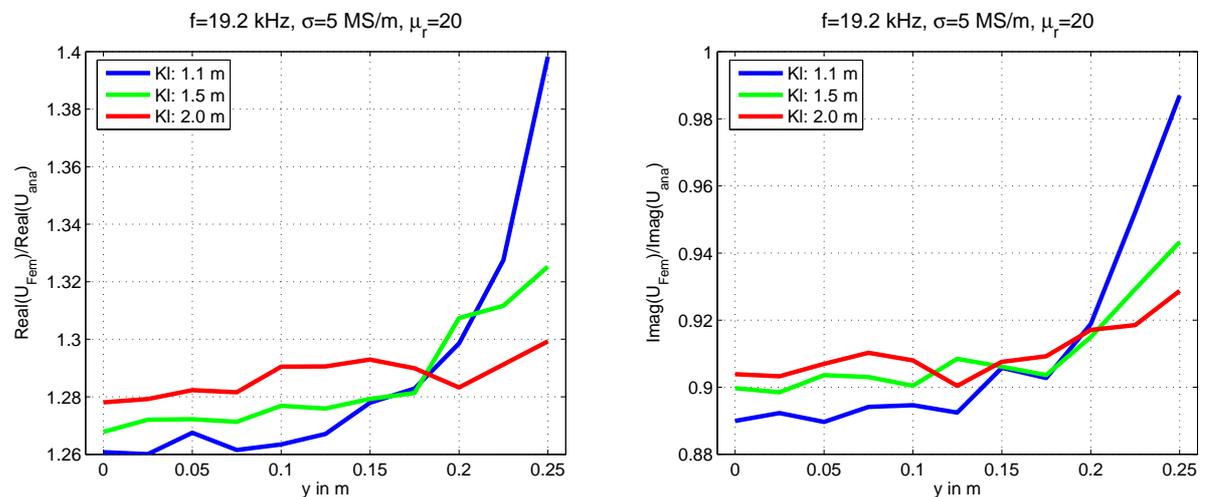


Abbildung B.3: Variation der Modellraumgröße bei 3D-Simulationen für eine Stahl-Kugel ($a_K = 5, 1\text{mm}$) bei 19,2kHz. Variiert wird die Kantenlänge (Kl) der beiden Würfel, aus denen der Modellraum besteht. Die Kugel befindet sich in 10 cm vertikalem Abstand zur Spule. Berechnet wurde jeweils ein Halbprofil, das heißt die horizontale Position der Kugel variiert von 0 cm bis 25 cm Abstand zur Spulenachse. Aufgetragen ist das Verhältnis der Real- (links) und Imaginärteile (rechts) der numerischen Lösung zu den jeweiligen Real- und Imaginärteilen der analytischen Lösung.

Da jedes mal ein individuelles Gitter erstellt wird, ist die Gitterqualität, also die Regularität der einzelnen Elemente, für jede Position verschieden. Durch die Abhängigkeit des Ergebnisses von der Qualität des Gitters kommt es an einigen Positionen zu leicht erhöhten oder erniedrigten Werten. Bei der Simulation der magnetischen Kugel ist bei $19,2\text{ kHz}$ die Eindringtiefe nicht mehr genügend aufgelöst und die Abweichung größer. Der Einfluss des Randes ist dennoch zu sehen.

B.2 Simulationen der M3A-Einzelteilkombinationen

Die folgenden Abbildungen zeigen noch einmal alle Simulationen die zur M3A durchgeführt wurden, nämlich die der ganzen Mine, der einzelnen Teile und der drei möglichen Einzelteilkombinationen (Hut und Feder, Hut und Bolzen, Bolzen und Feder).

Wie in den Abbildungen zu sehen ist, spielt die Gegeninduktion bei den Realteilen eine größere Rolle als bei den Imaginärteilen, wo sich nur für Hut und Bolzen nennenswerte Abweichungen ergeben. Zwischen Hut und Feder ist, wie zu erwarten, wegen der großen Distanz die Wechselwirkung am geringsten.

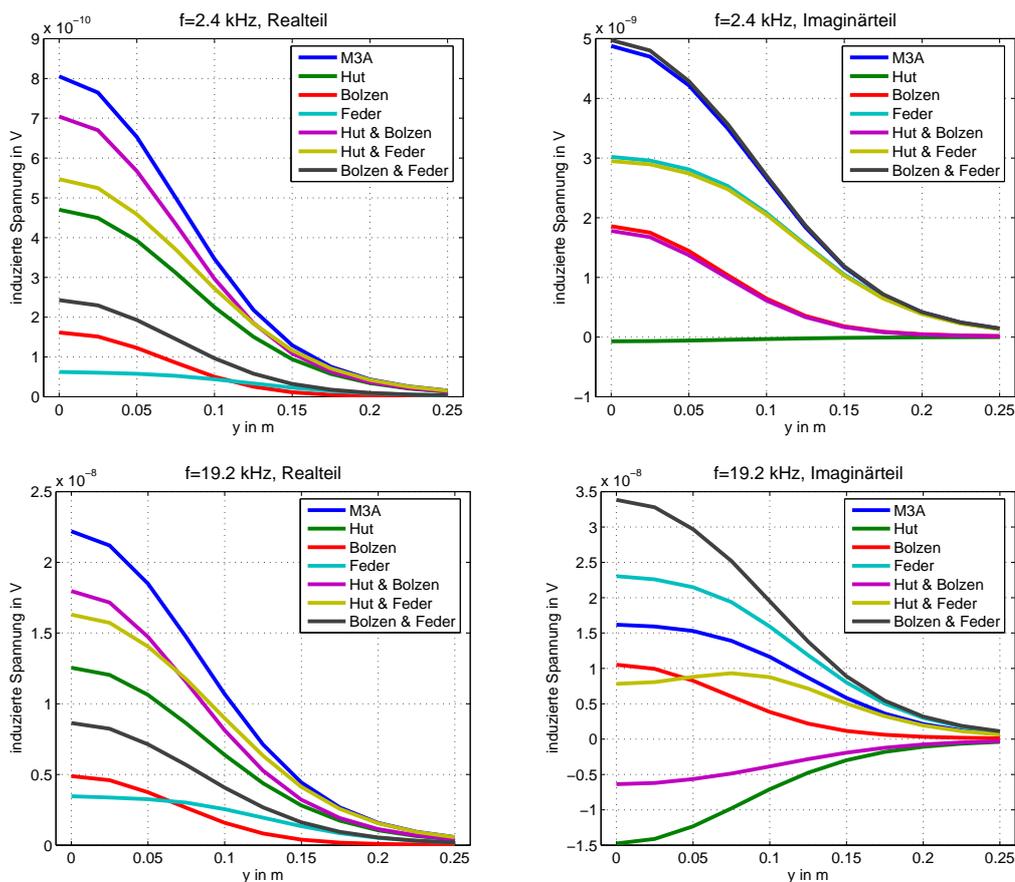


Abbildung B.4: Induzierte Spannungen für eine koaxiale Spulenanordnung bei $2,4\text{ kHz}$ (oben) und $19,2\text{ kHz}$ (unten) für die gesamte Mine M3A, ihre Einzelteile, sowie die drei möglichen Einzelteilkombinationen

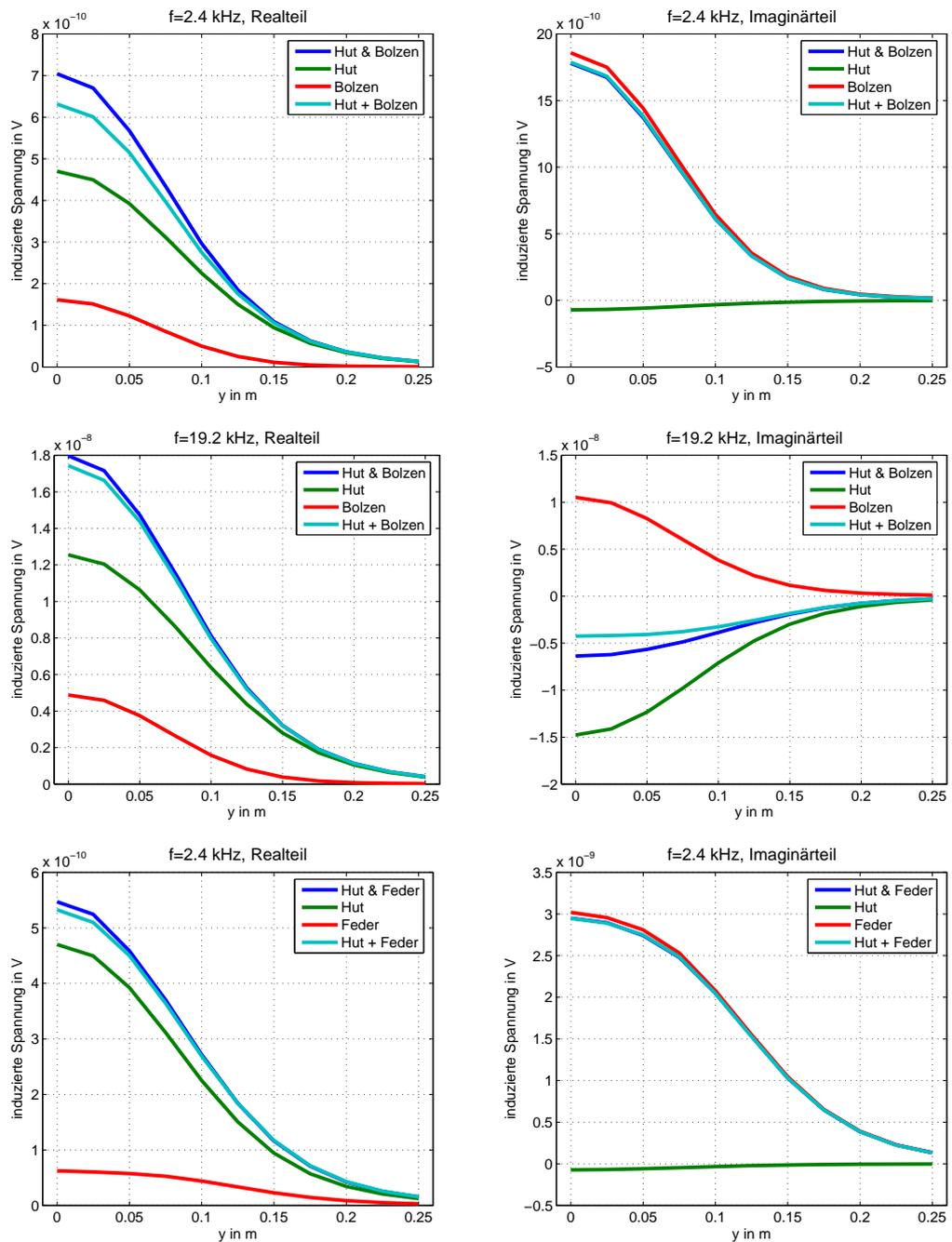


Abbildung B.5: Induzierte Spannungen für eine koaxiale Spulenanordnung bei 2,4 kHz (oben) und 19,2 kHz (mitte) für die Kombination von Hut und Bolzen, beide Einzelteile, sowie die Summe der beiden Einzelteile und für den Hut und die Feder, beide Einzelteile, sowie die Summe der beiden Einzelteile bei 2,4 kHz (unten).

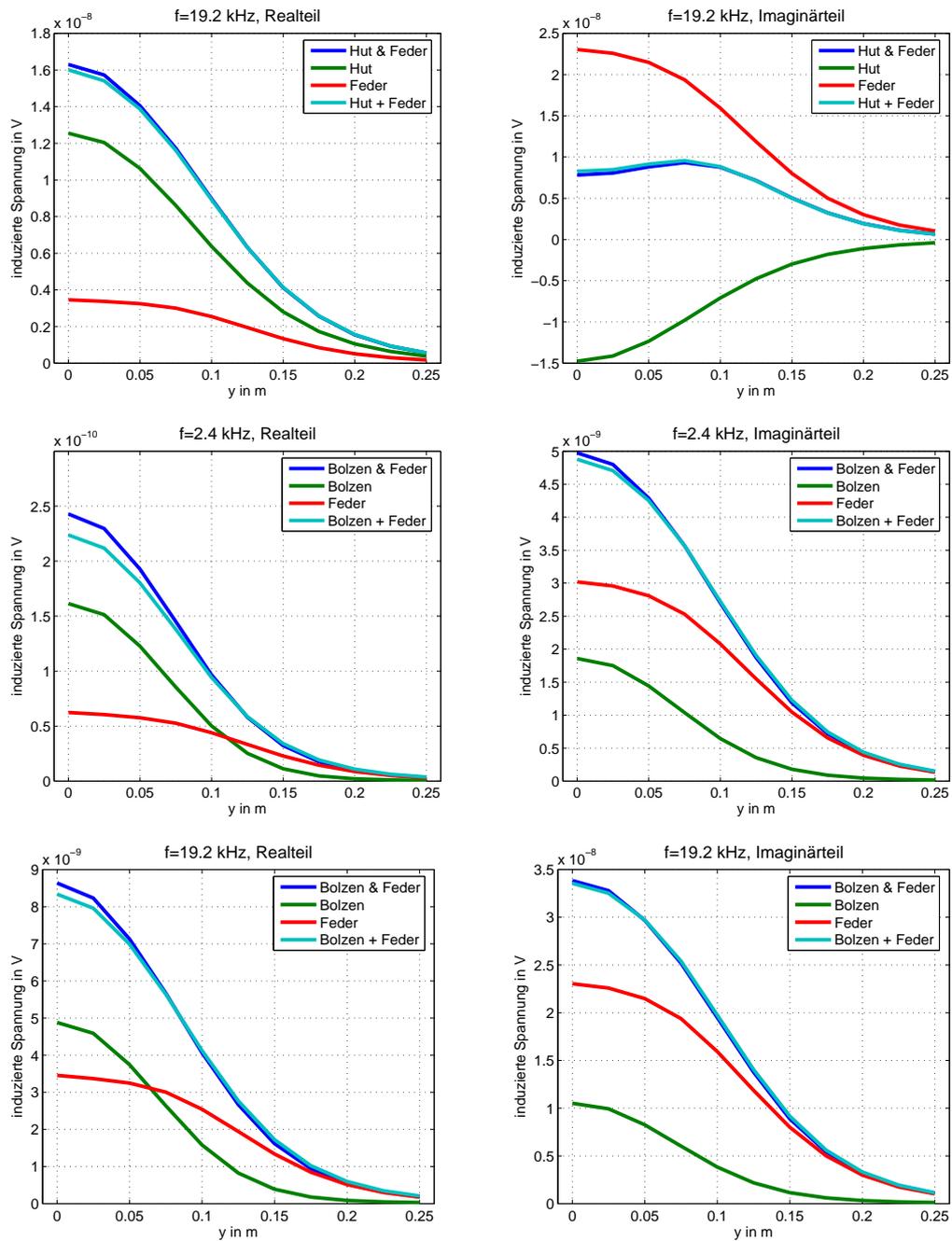


Abbildung B.6: Induzierte Spannungen für eine koaxiale Spulenanordnung bei 2,4 kHz (mitte) und 19,2 kHz (unten) für die Kombination von Bolzen und Feder, beide Einzelteile, sowie die Summe der beiden Einzelteile und für den Hut und die Feder, beide Einzelteile, sowie die Summe der beiden Einzelteile bei 2,4 kHz (oben).

C.1 Labordaten des Förster Minex 2FD 4.500

Die folgenden Abbildungen zeigen die Labormessungen (siehe Kapitel 4.2.1) mit dem Förster Minex 2FD 4.500. Diese wurden für den gesamten Projektverbund zentral vom Institut für Allgemeine Elektrotechnik der Universität Rostock durchgeführt. Die hier gezeigten Messungen stellen nur die im Text behandelte Teilmenge der sehr umfangreichen Messungen im Projekt dar. Weiterhin wurden verschiedene Metallschrottteile, weitere Kugeln und andere Minen in Luft, kooperativem und unkooperativem Boden vermessen. Bei Interesse sollte man sich direkt unter Verweis auf das HuMin/MD-Projekt an das Institut für Allgemeine Elektrotechnik der Universität Rostock wenden.

Die hier gezeigten Daten umfassen Messungen über:

- der ungefüllten Messwanne ohne Objekt,
- einer Stahl-, einer Kupfer und einer Aluminiumkugel in verschiedenen Abständen zum Detektor in Luft,
- Zylindern aus den gleichen drei Materialien in 10 *cm* Abstand zum Detektor in Luft,
- den Surrogaten M1A, M2B und M3B in verschiedenen Abständen zum Detektor in Luft,
- einer Messung ohne Objekt über dem kooperativen und dem unkooperativen Boden
- und einer Stahlkugel im kooperativen und im unkooperativen Boden in verschiedenen Tiefen.

Bei den in den folgenden Abbildungen gezeigten Messungen, befanden sich die Objekte, so lange es nicht anders angegeben ist, in Luft.

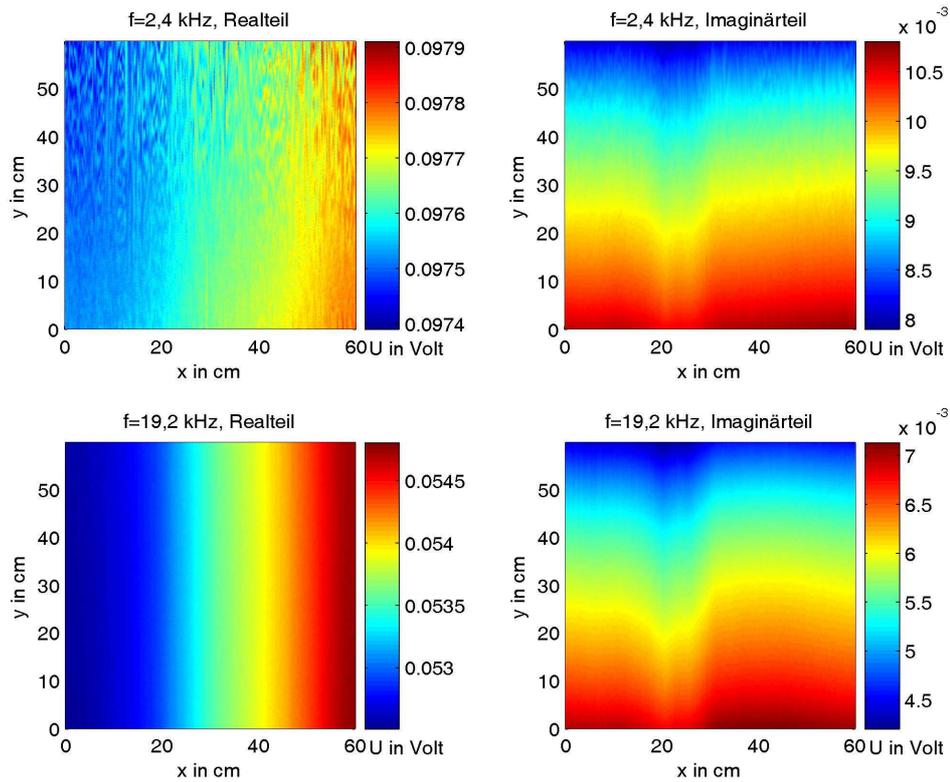


Abbildung C.1: Leermessung für einen Abstand von 25 mm zum Objektträger, Rohdaten

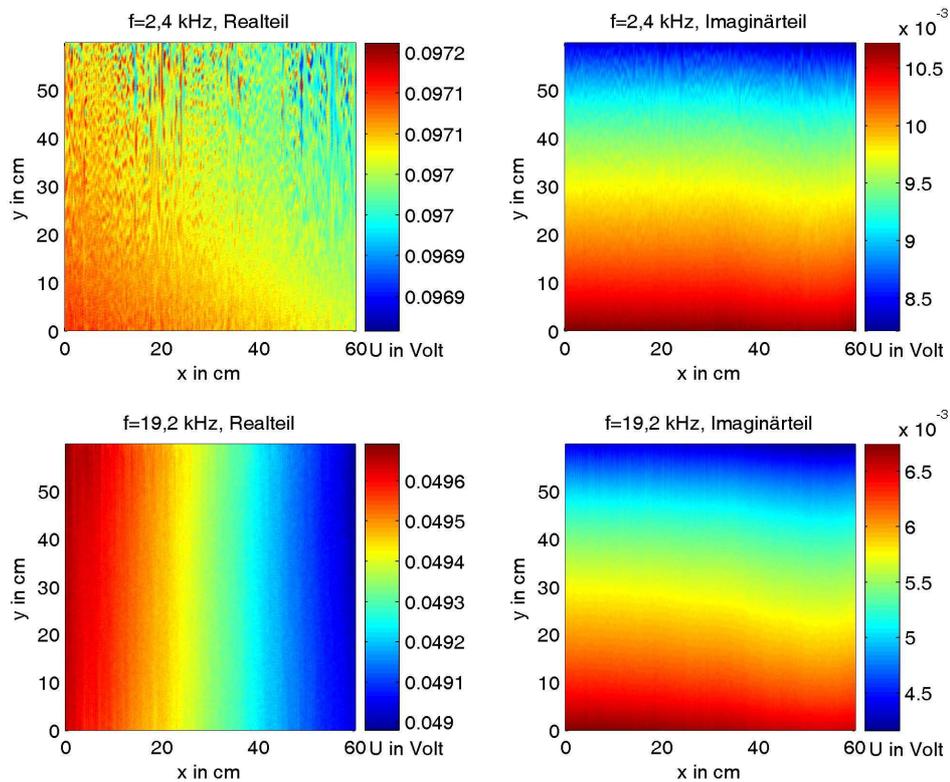


Abbildung C.2: Leermessung für einen Abstand von 50 mm zum Objektträger, Rohdaten

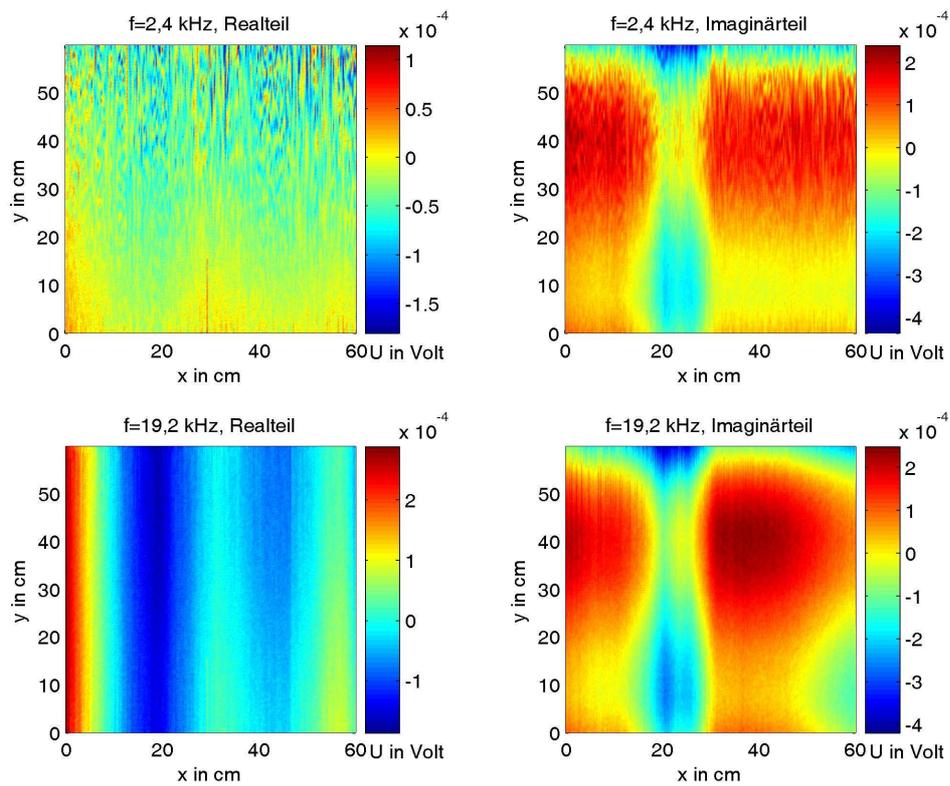


Abbildung C.3: Leermessung für einen Abstand von 25 mm zum Objektträger, trendbeseitigt

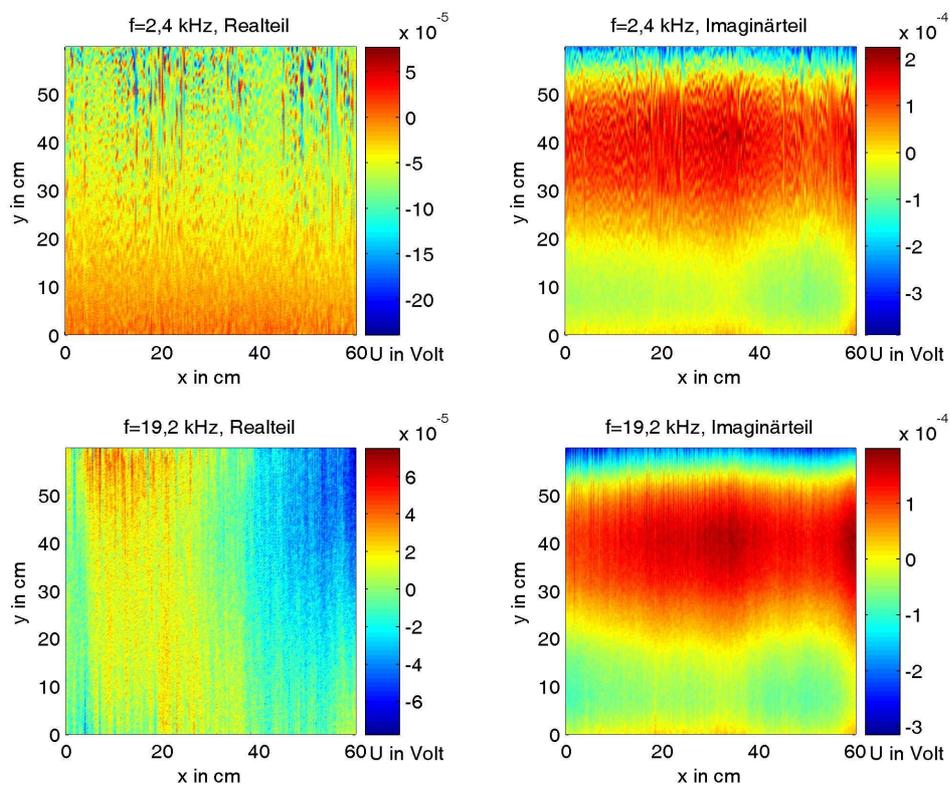


Abbildung C.4: Leermessung für einen Abstand von 50 mm zum Objektträger, trendbeseitigt

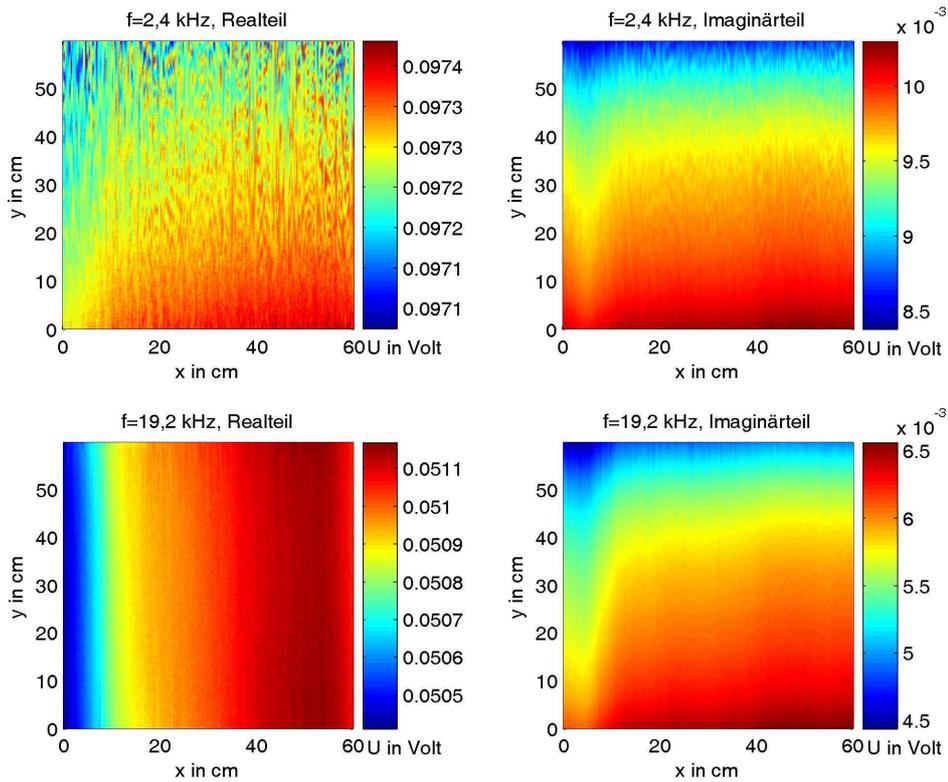


Abbildung C.5: Leermessung für einen Abstand von 100 mm zum Objektträger, Rohdaten

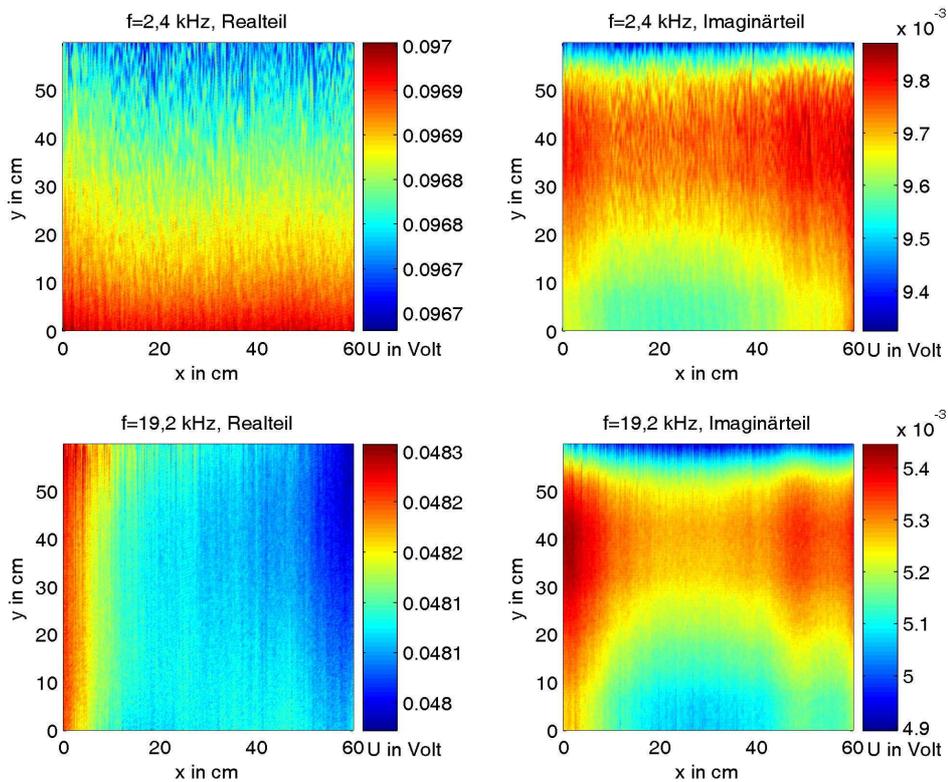


Abbildung C.6: Leermessung für einen Abstand von 150 mm zum Objektträger, Rohdaten

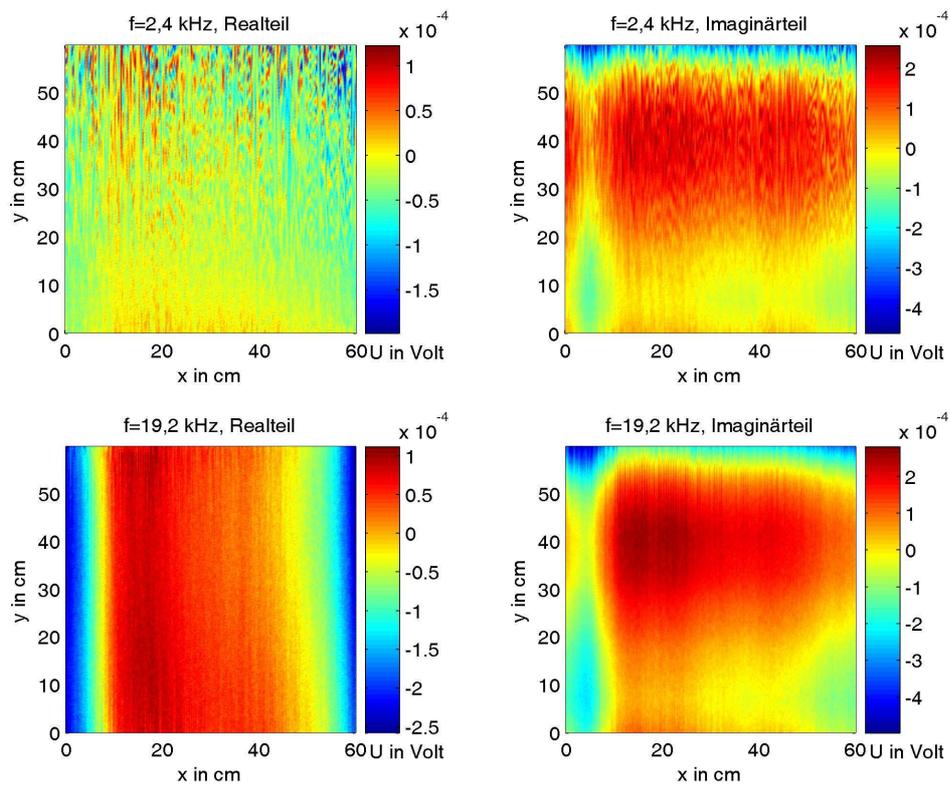


Abbildung C.7: Leermessung für einen Abstand von 100 mm zum Objektträger, trendbeseitigt

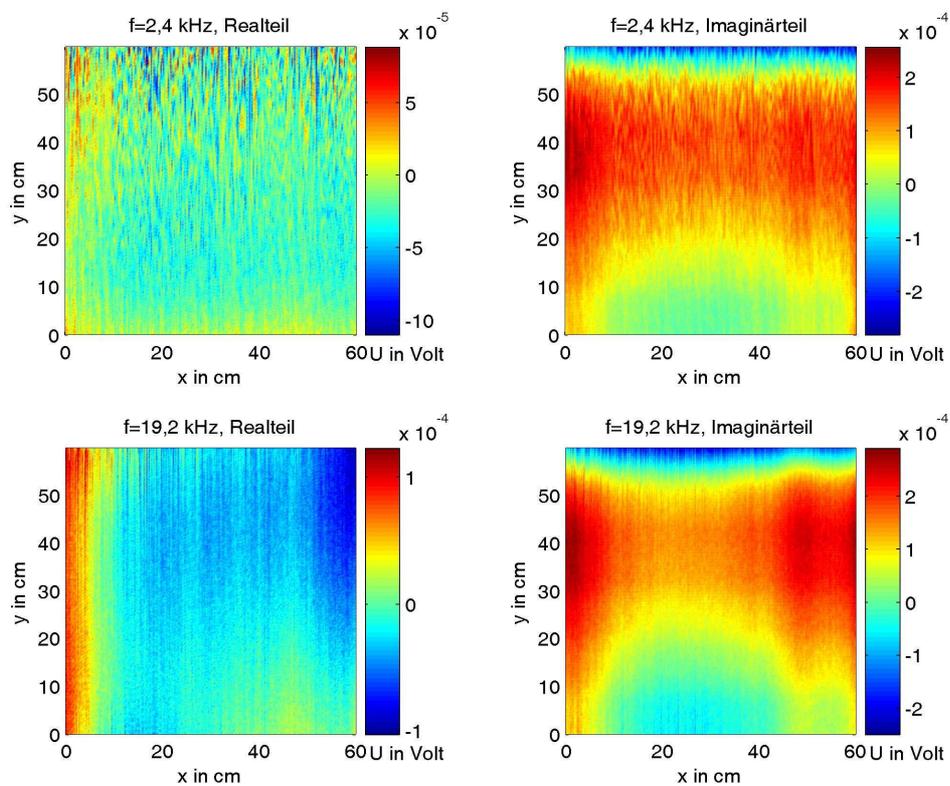


Abbildung C.8: Leermessung für einen Abstand von 150 mm zum Objektträger, trendbeseitigt

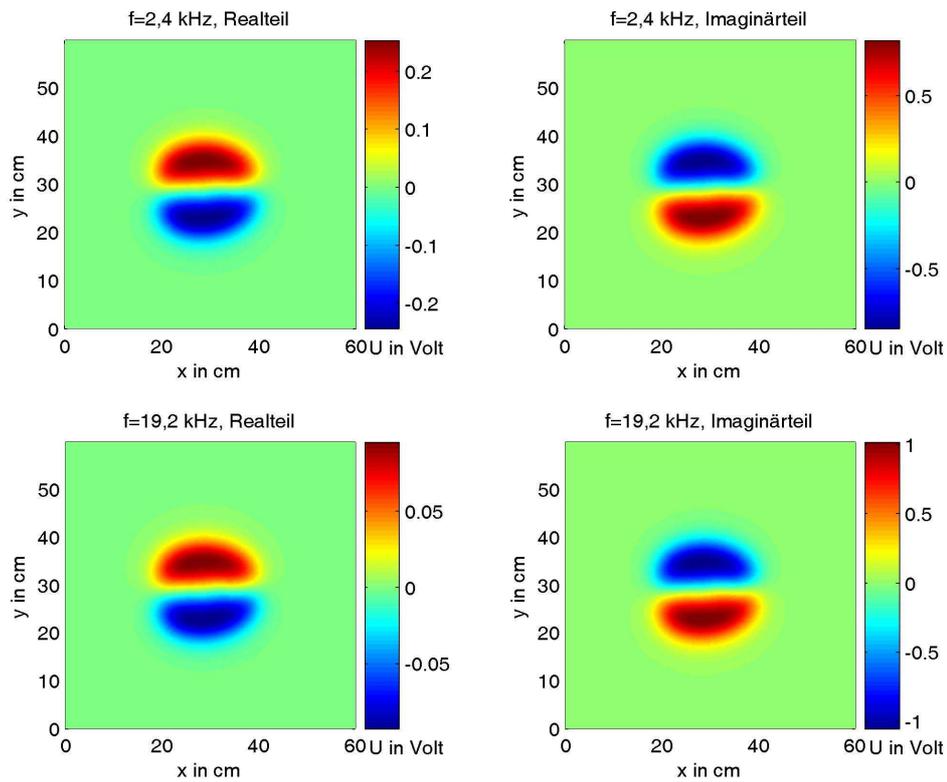


Abbildung C.9: Aluminiumkugel ($d=28$ mm) in 25 mm Abstand

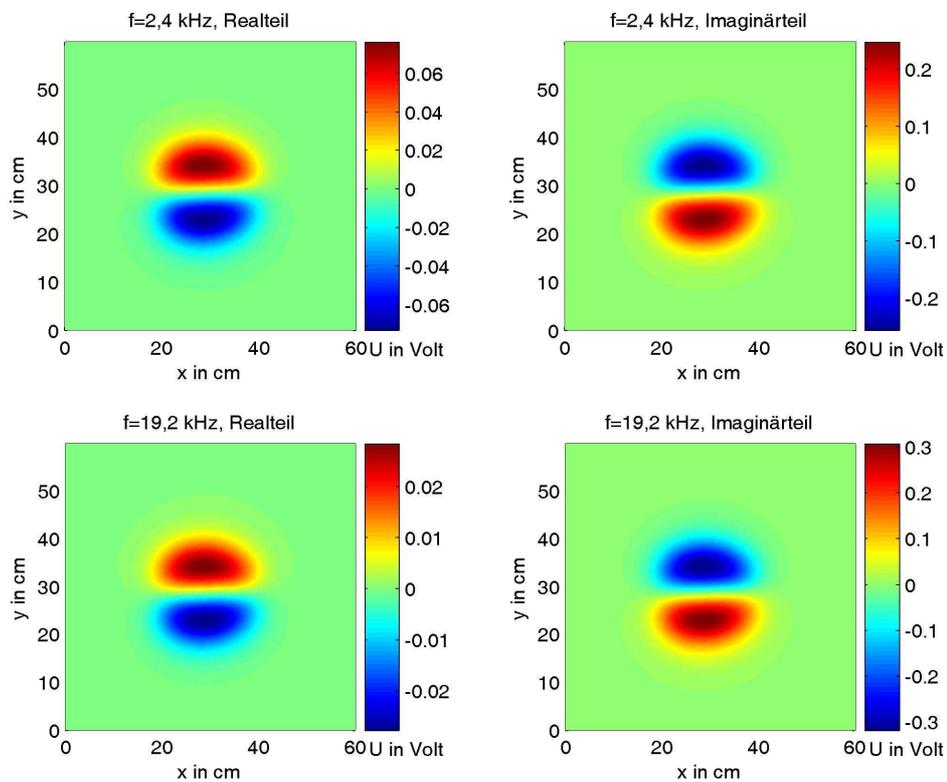


Abbildung C.10: Aluminiumkugel ($d=28$ mm) in 50 mm Abstand

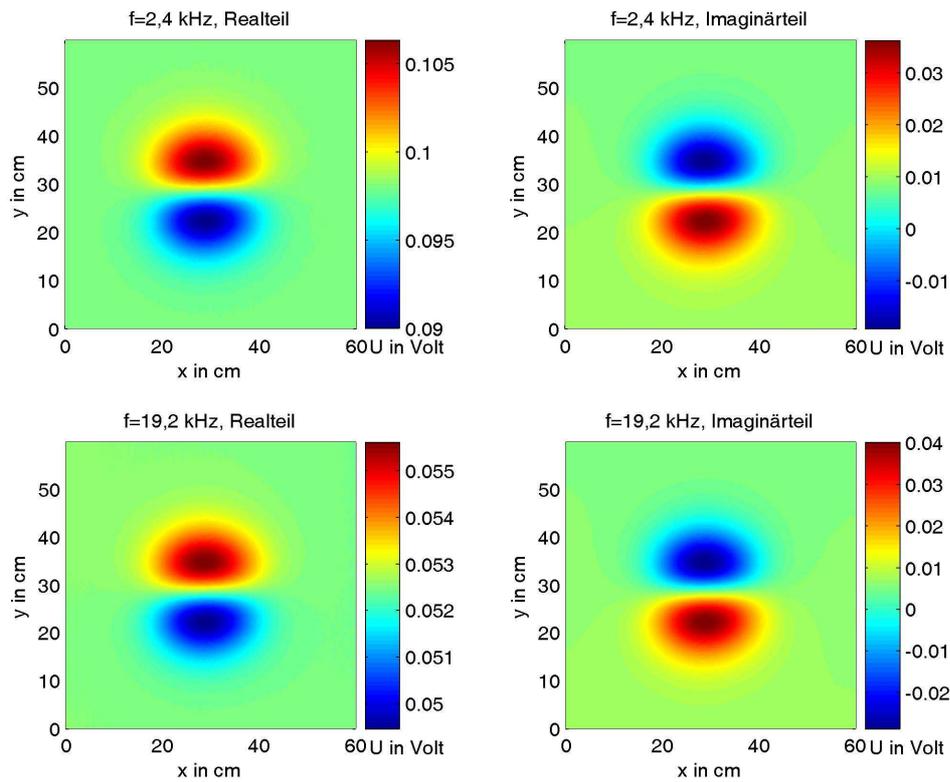


Abbildung C.11: Aluminiumkugel ($d=28$ mm) in 100 mm Abstand, Rohdaten

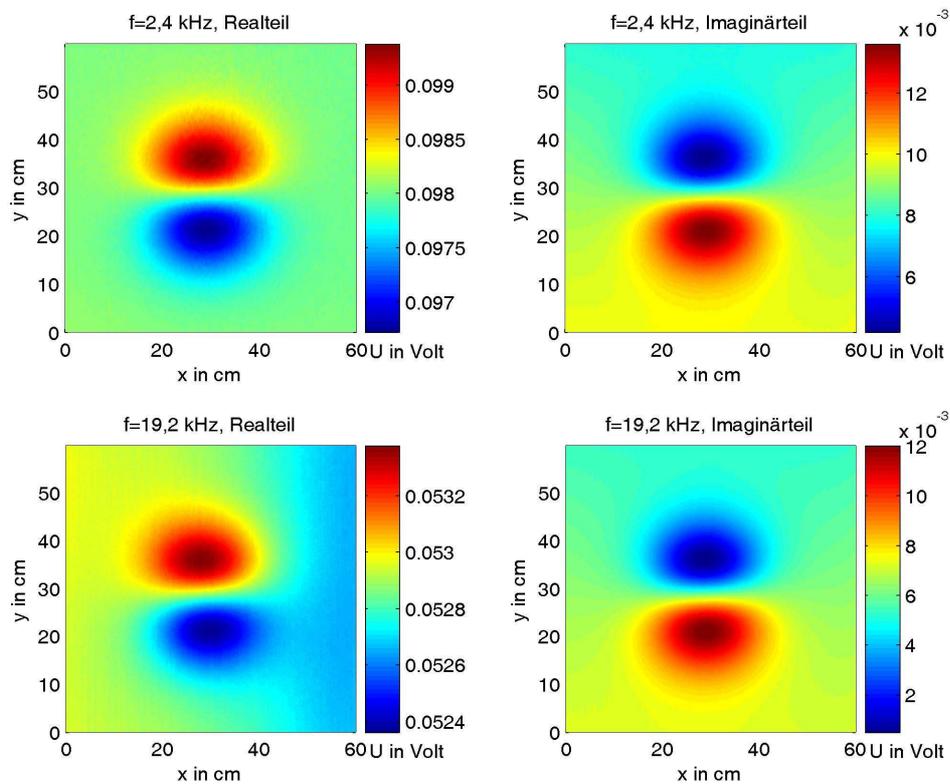


Abbildung C.12: Aluminiumkugel ($d=28$ mm) in 150 mm Abstand, Rohdaten

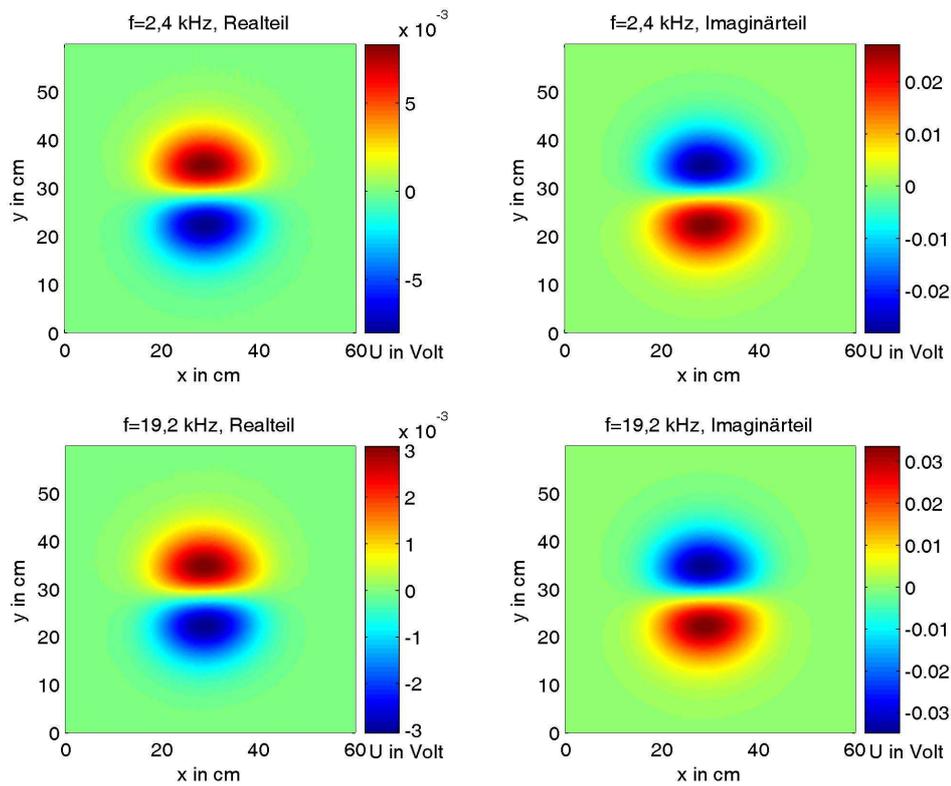


Abbildung C.13: Aluminiumkugel ($d=28$ mm) in 100 mm Abstand, trendbeseitigt

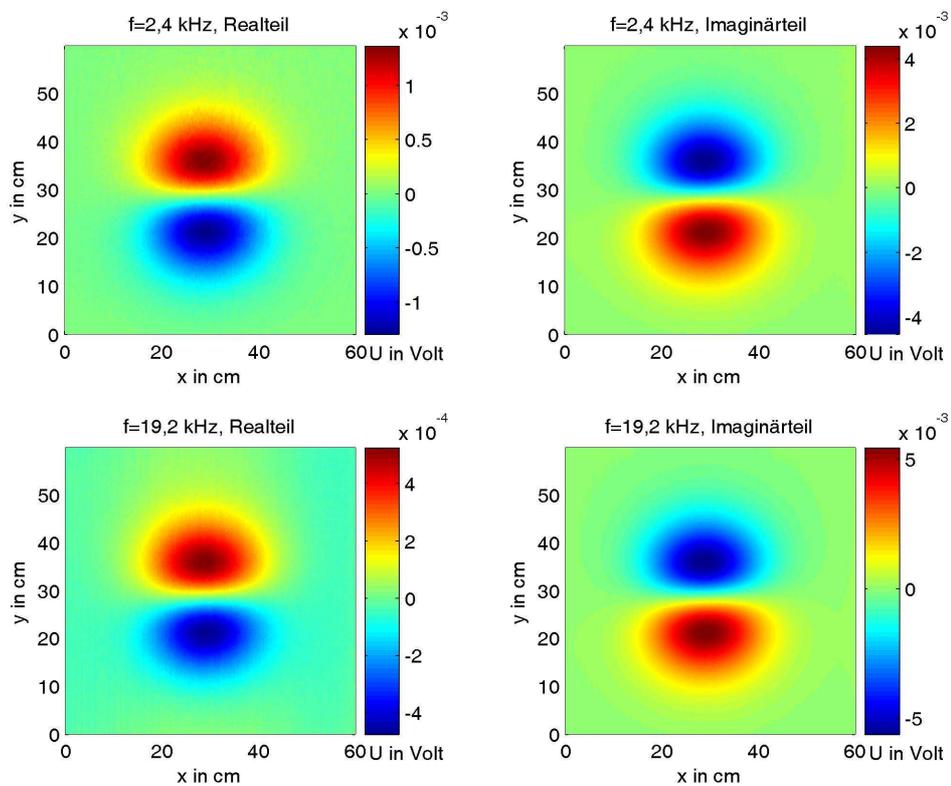


Abbildung C.14: Aluminiumkugel ($d=28$ mm) in 150 mm Abstand, trendbeseitigt

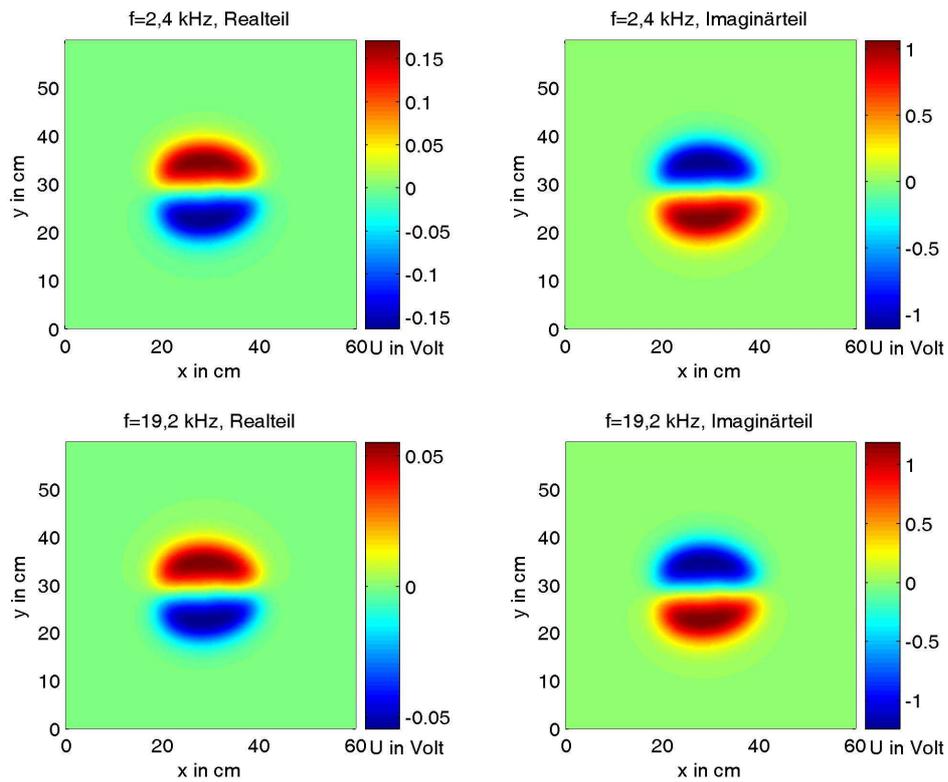


Abbildung C.15: Kupferkugel ($d=28$ mm) in 25 mm Abstand

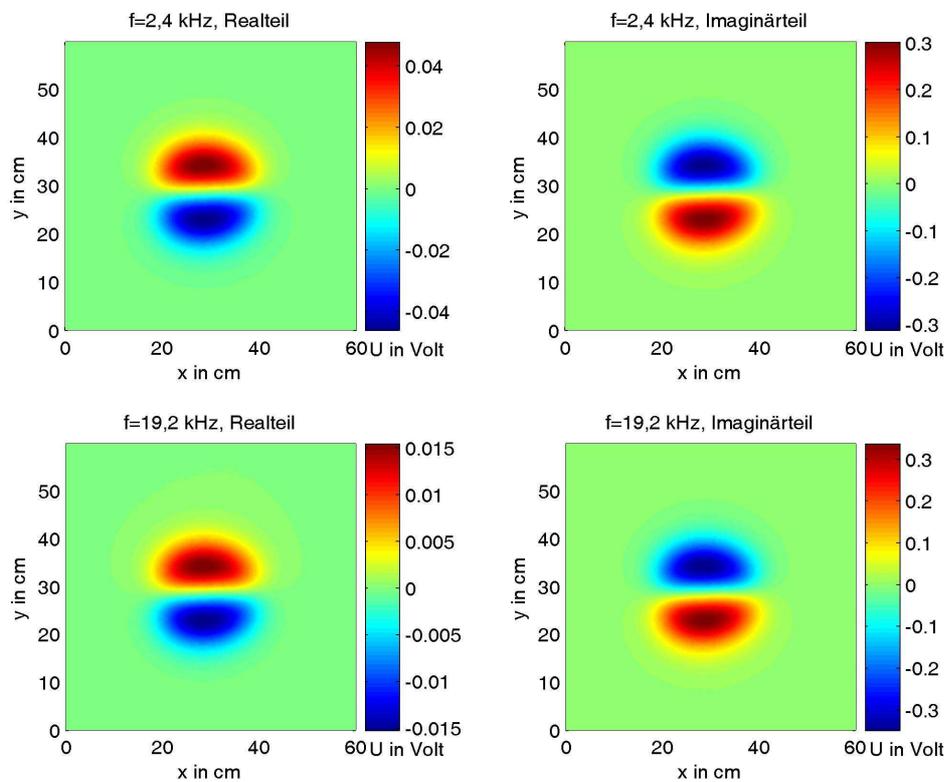


Abbildung C.16: Kupferkugel ($d=28$ mm) in 50 mm Abstand

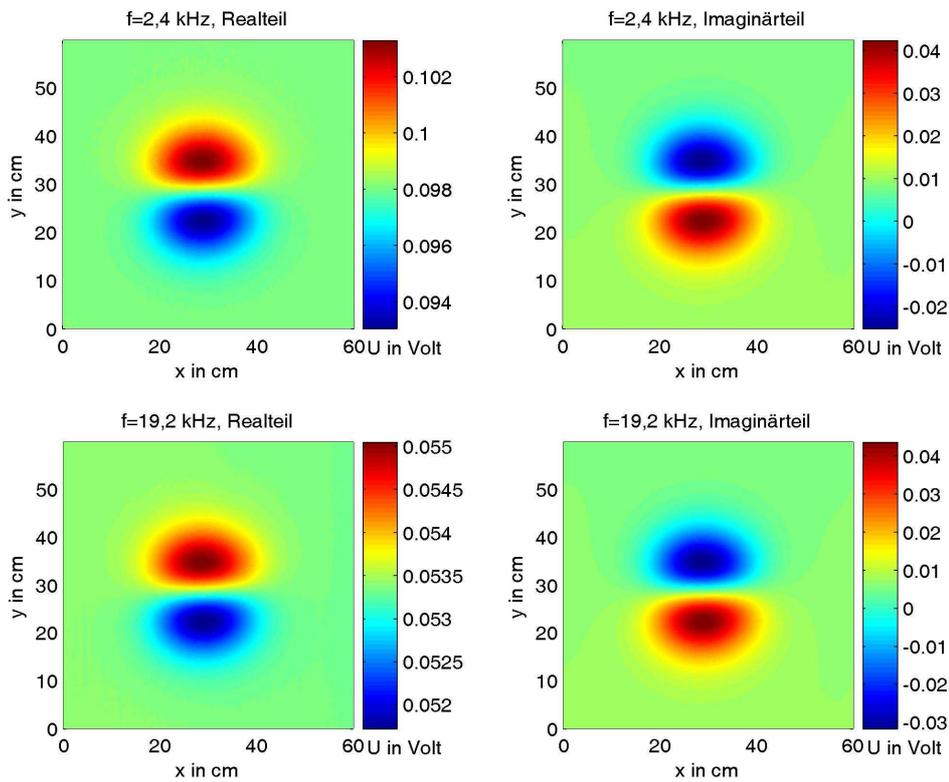


Abbildung C.17: Kupferkugel ($d=28\text{ mm}$) in 100 mm Abstand, Rohdaten

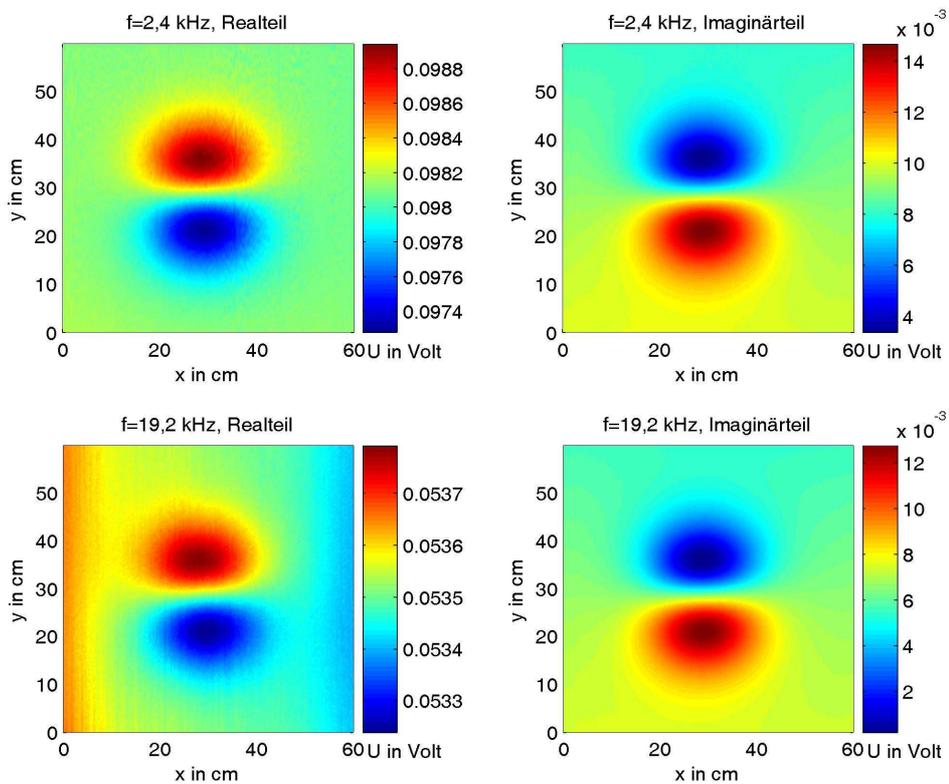


Abbildung C.18: Kupferkugel ($d=28\text{ mm}$) in 150 mm Abstand, Rohdaten

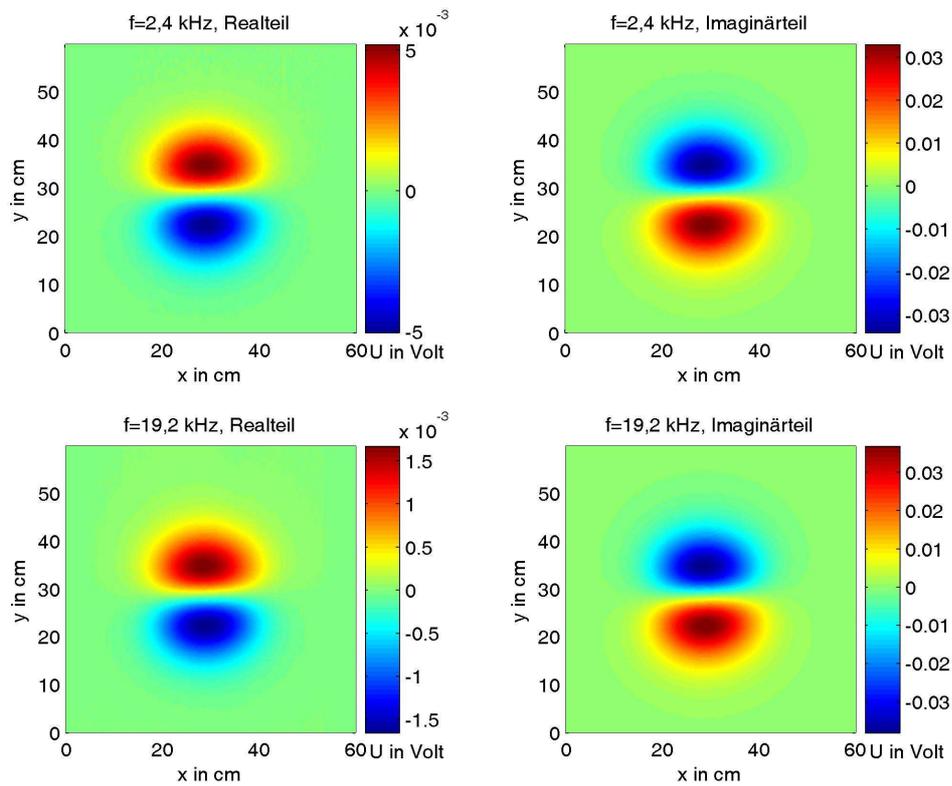


Abbildung C.19: Kupferkugel ($d=28\text{ mm}$) in 100 mm Abstand

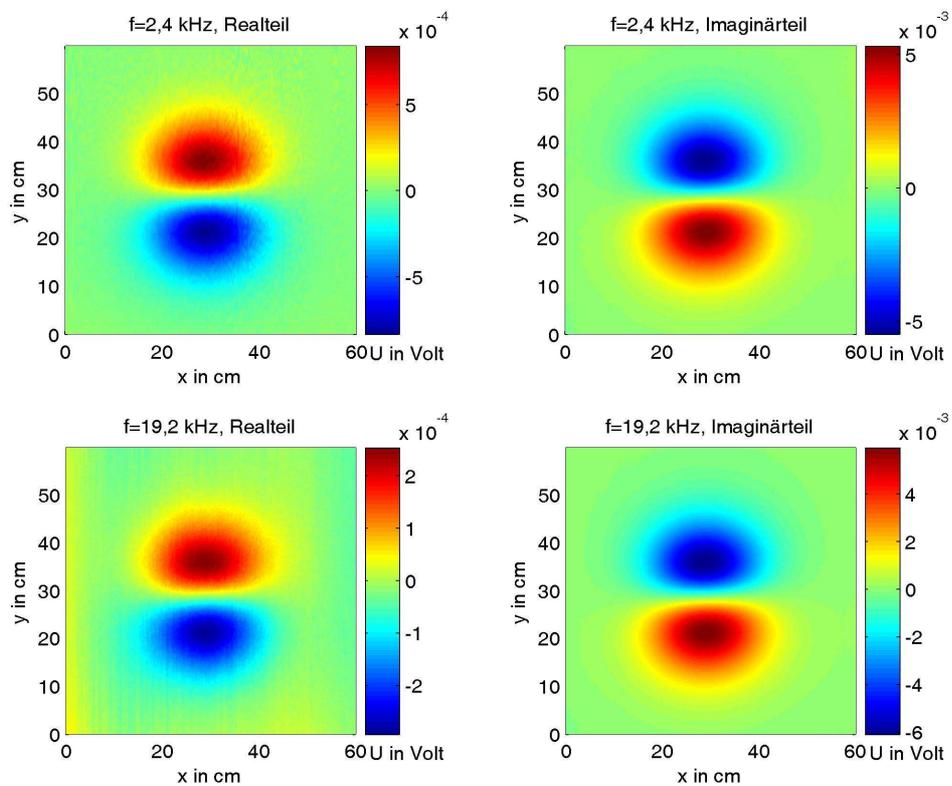


Abbildung C.20: Kupferkugel ($d=28\text{ mm}$) in 150 mm Abstand, trendbeseitigt

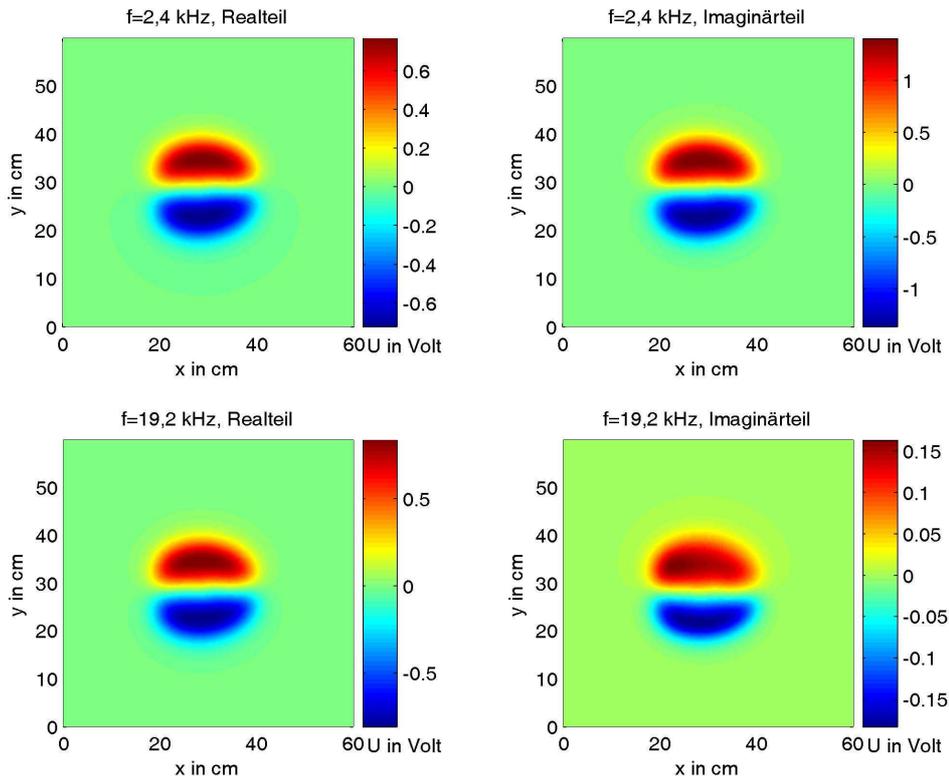


Abbildung C.21: *Stahlkugel ($d=28\text{ mm}$) in 25 mm Abstand*

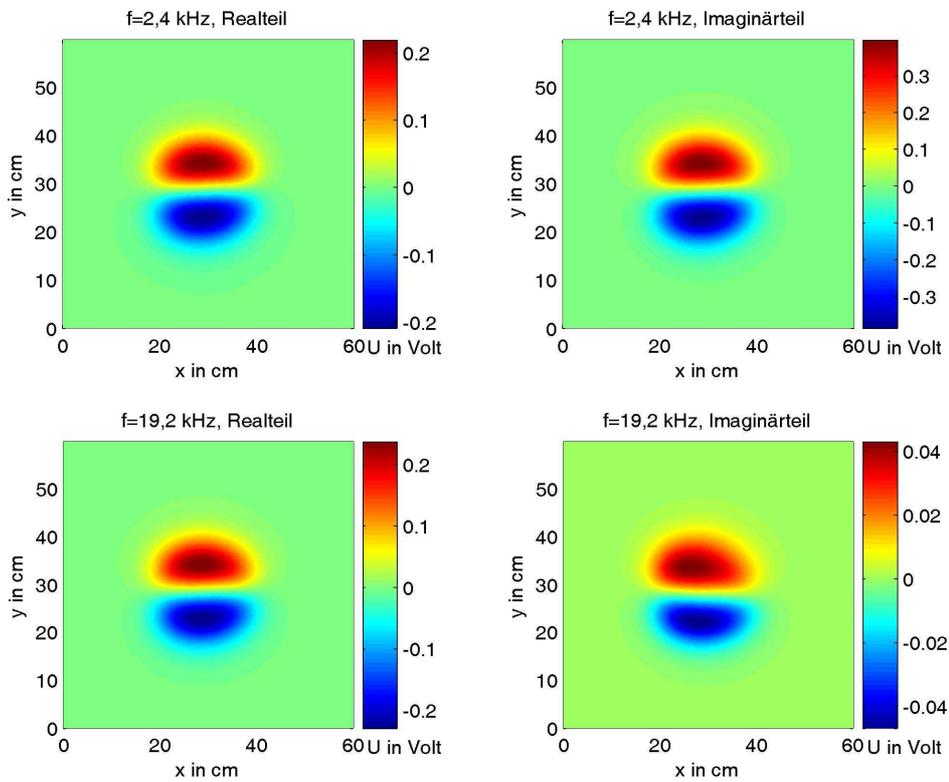


Abbildung C.22: *Stahlkugel ($d=28\text{ mm}$) in 50 mm Abstand*

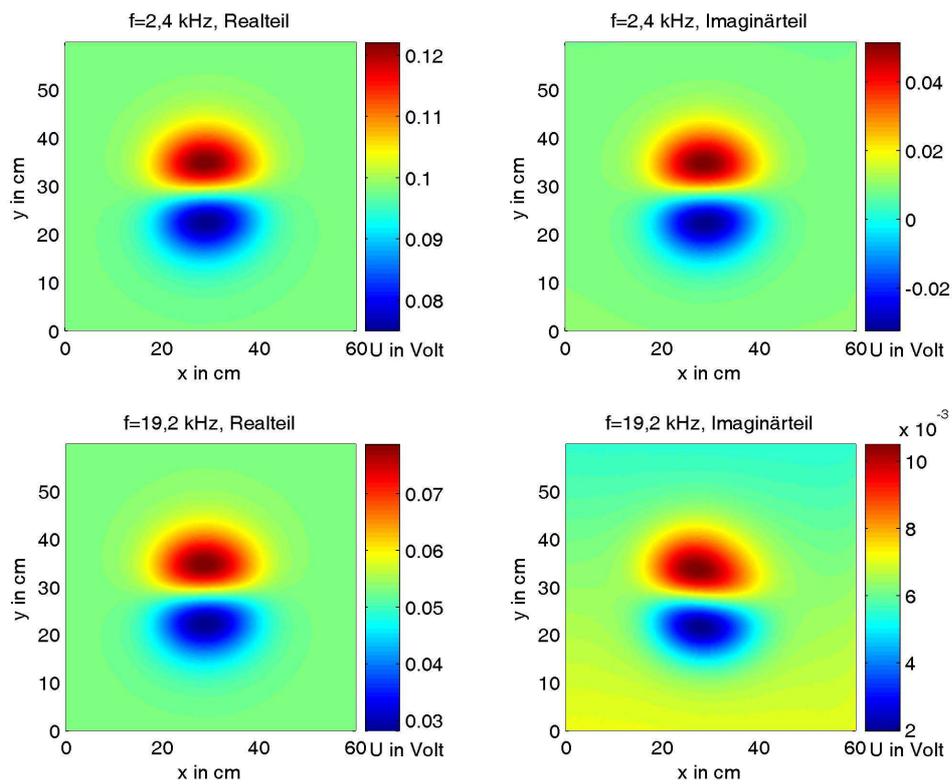


Abbildung C.23: Stahlkugel ($d=28$ mm) in 100 mm Abstand, Rohdaten

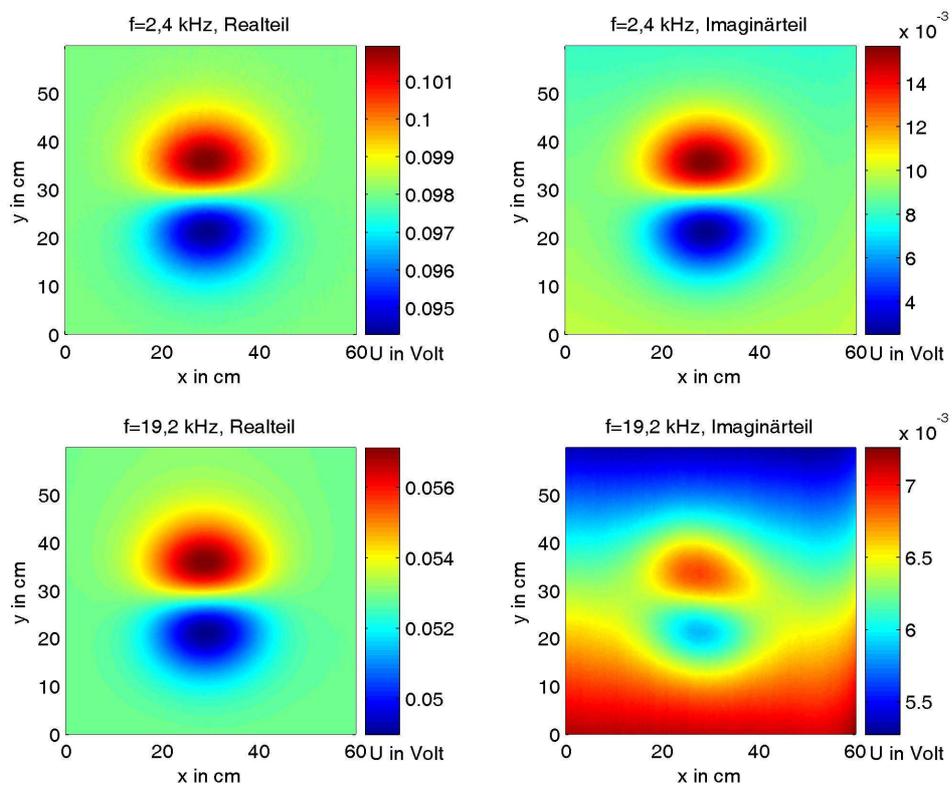


Abbildung C.24: Stahlkugel ($d=28$ mm) in 150 mm Abstand, Rohdaten

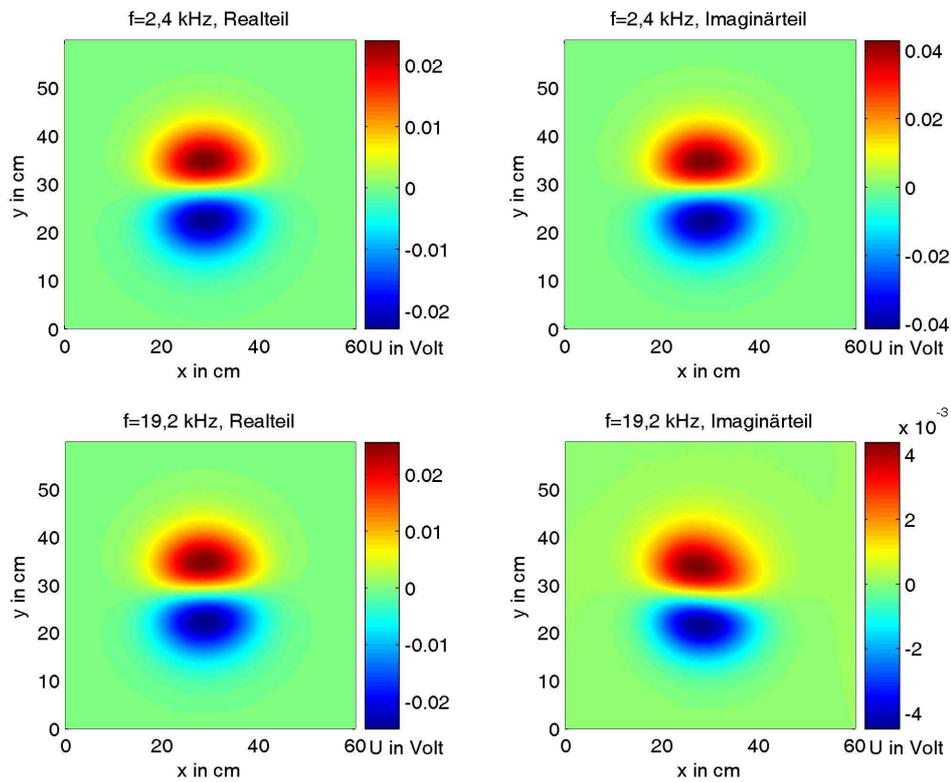


Abbildung C.25: Stahlkugel ($d=28$ mm) in 100 mm Abstand, trendbesezt

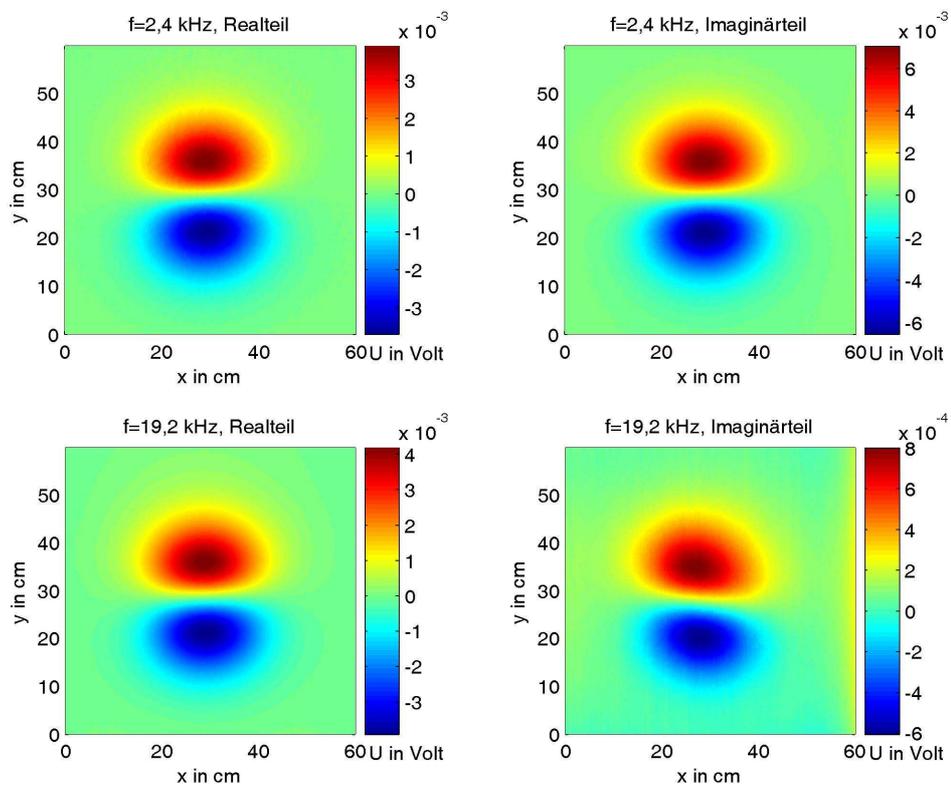


Abbildung C.26: Stahlkugel ($d=28$ mm) in 150 mm Abstand, trendbesezt

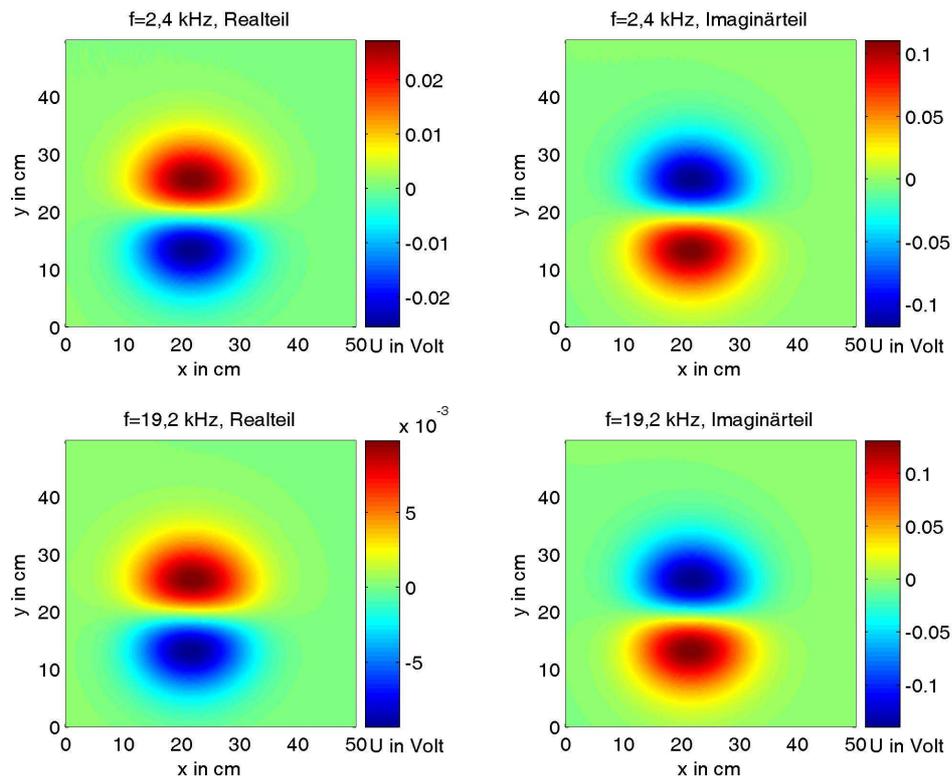


Abbildung C.27: Aluminiumzylinder ($R=14\text{mm}$, $H=57\text{mm}$), Achse in x -Richtung, in 10cm Abstand

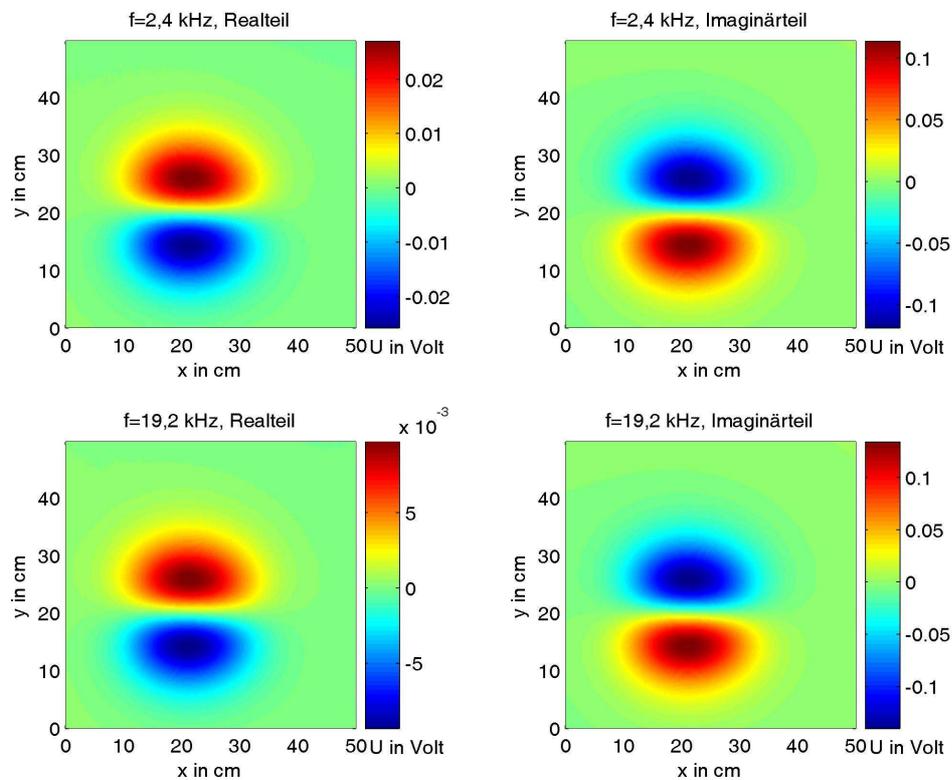


Abbildung C.28: Aluminiumzylinder ($R=14\text{mm}$, $H=57\text{mm}$), Achse in y -Richtung, in 10cm Abstand

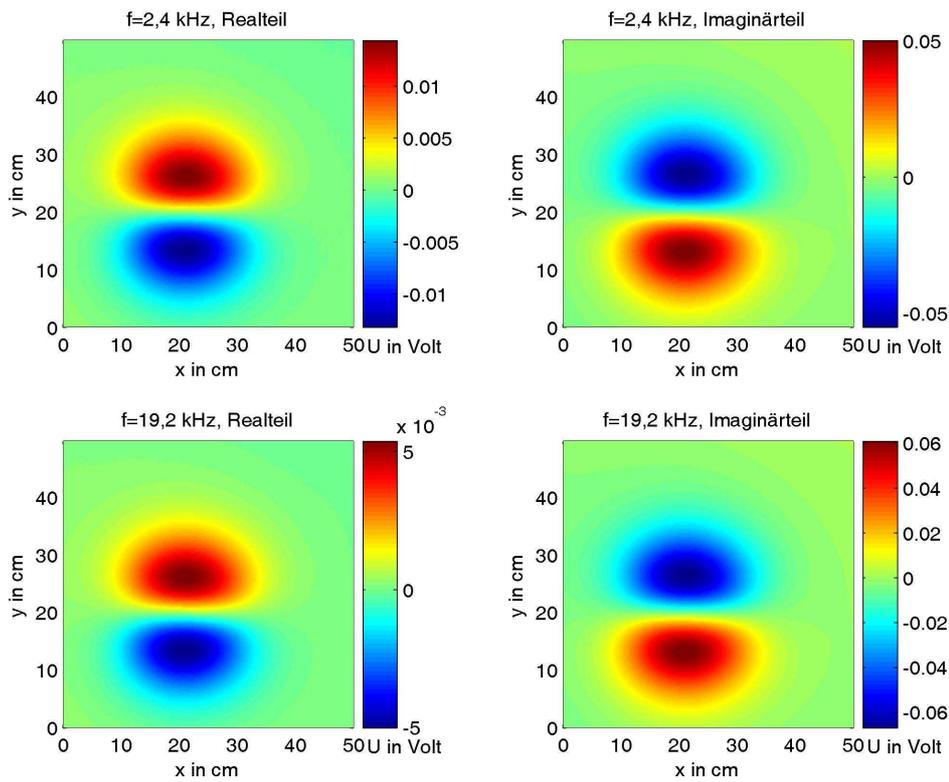


Abbildung C.29: Aluminiumzylinder ($R=14$ mm, $H=57$ mm), Achse in z -Richtung, in 10cm Abstand

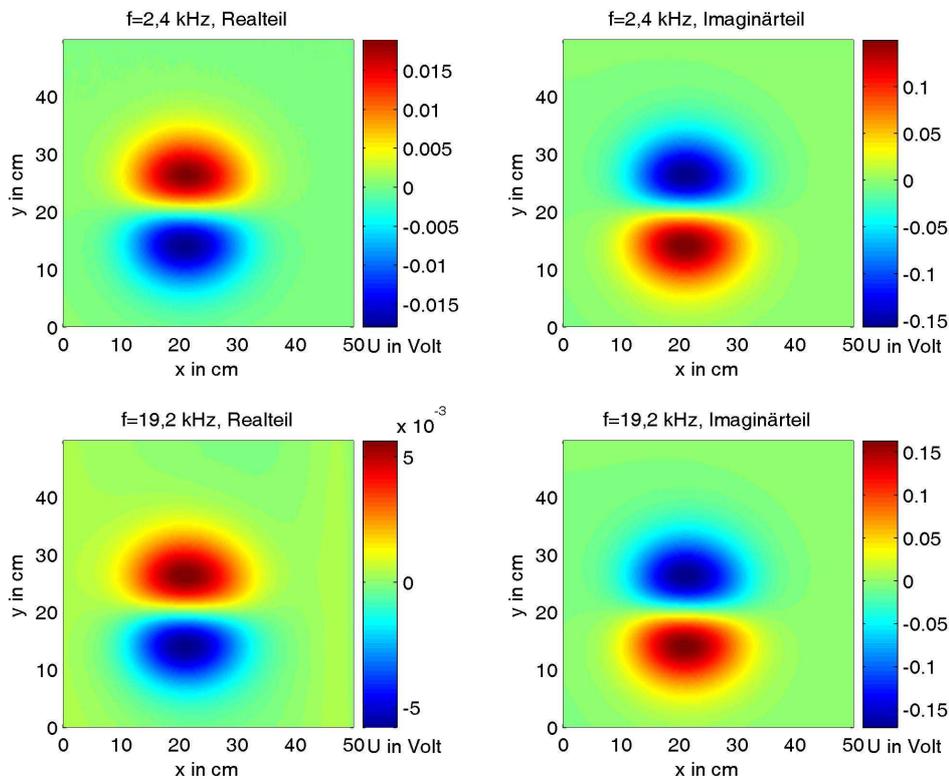


Abbildung C.30: Kupferzylinder ($R=14$ mm, $H=57$ mm), Achse in x -Richtung, in 10 cm Abstand

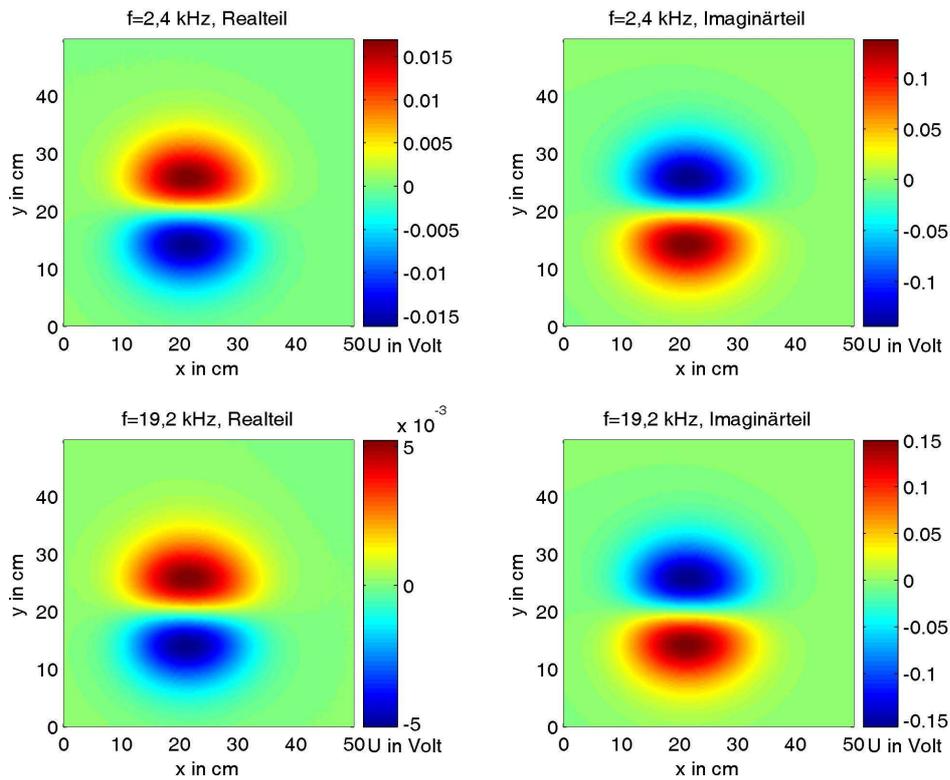


Abbildung C.31: Kupferzylinder ($R=14\text{mm}$, $H=57\text{mm}$), Achse in y -Richtung, in 10 cm Abstand

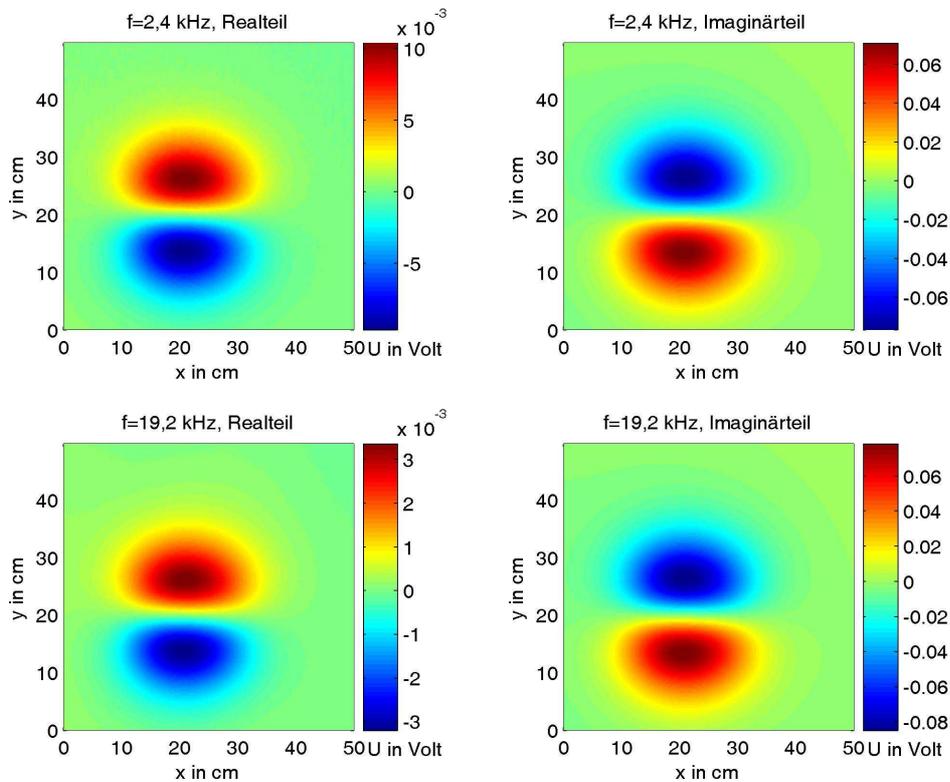


Abbildung C.32: Kupferzylinder ($R=14\text{mm}$, $H=57\text{mm}$), Achse in z -Richtung, in 10 cm Abstand

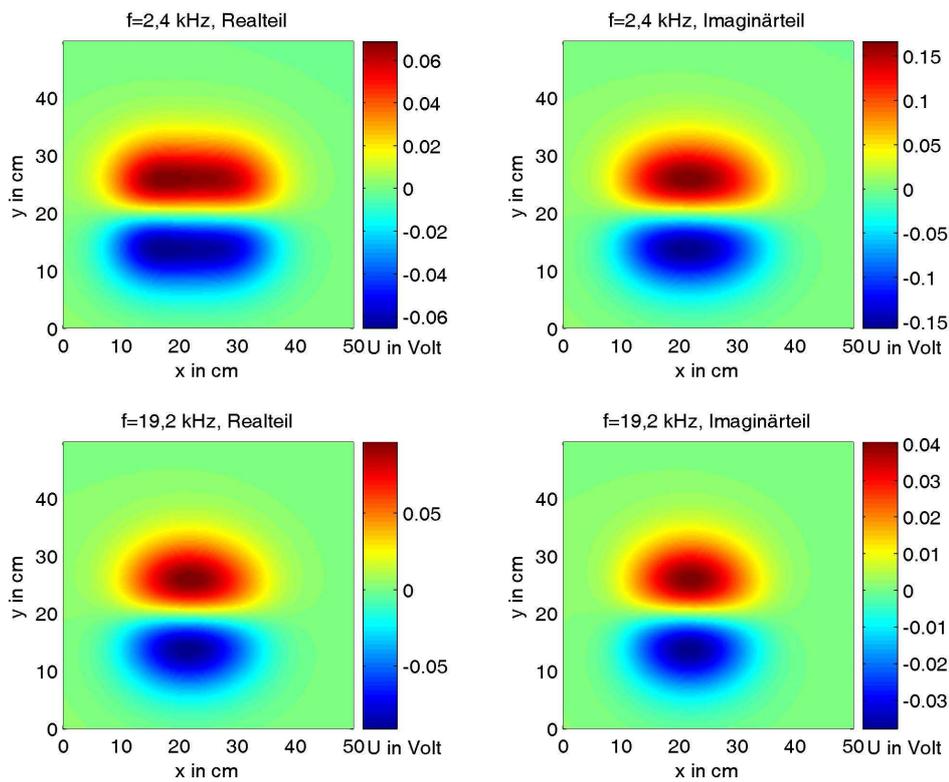


Abbildung C.33: Stahlzylinder ($R=14$ mm, $H=57$ mm), Achse in x -Richtung, in 10 cm Abstand

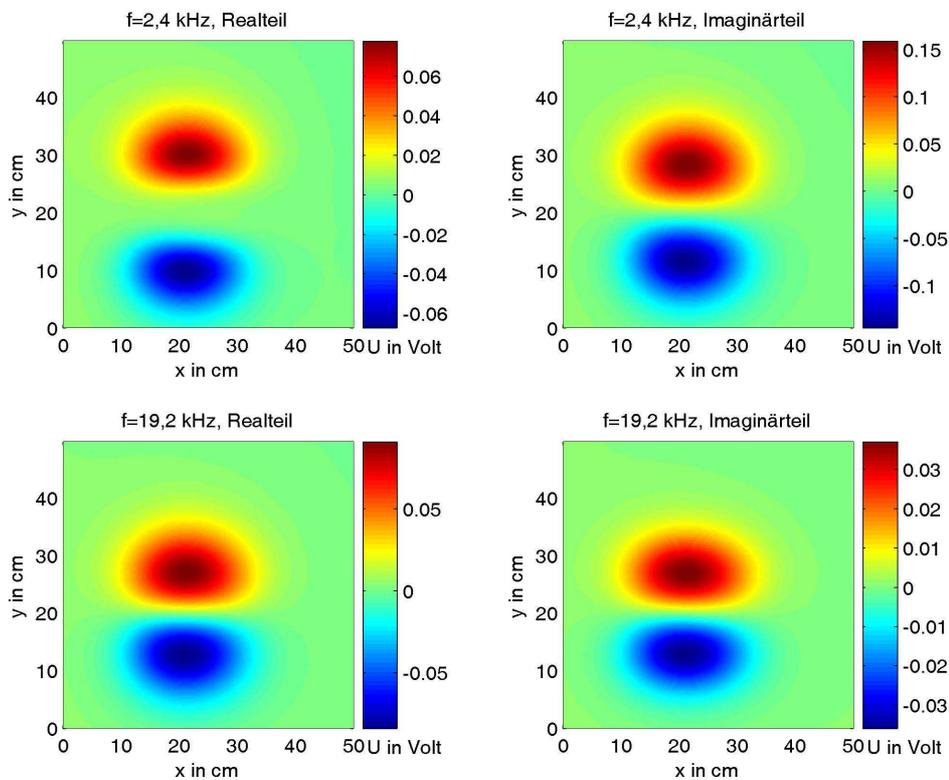


Abbildung C.34: Stahlzylinder ($R=14$ mm, $H=57$ mm), Achse in y -Richtung, in 10 cm Abstand

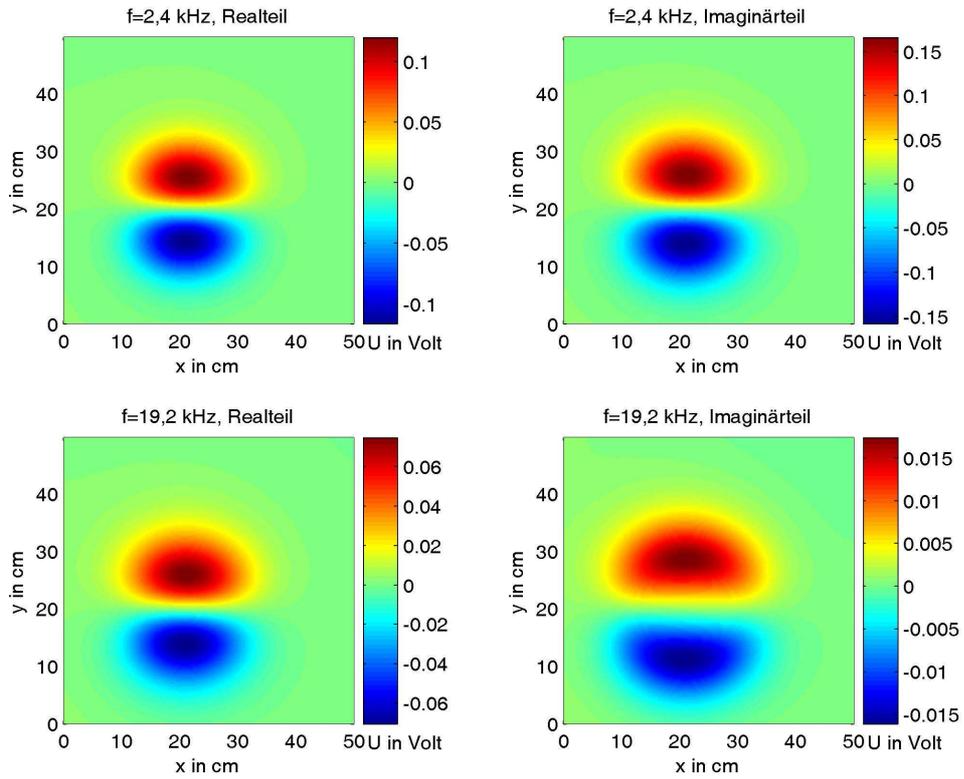


Abbildung C.35: Stahlzylinder ($R=14$ mm, $H=57$ mm), Achse in z -Richtung, in 10 cm Abstand

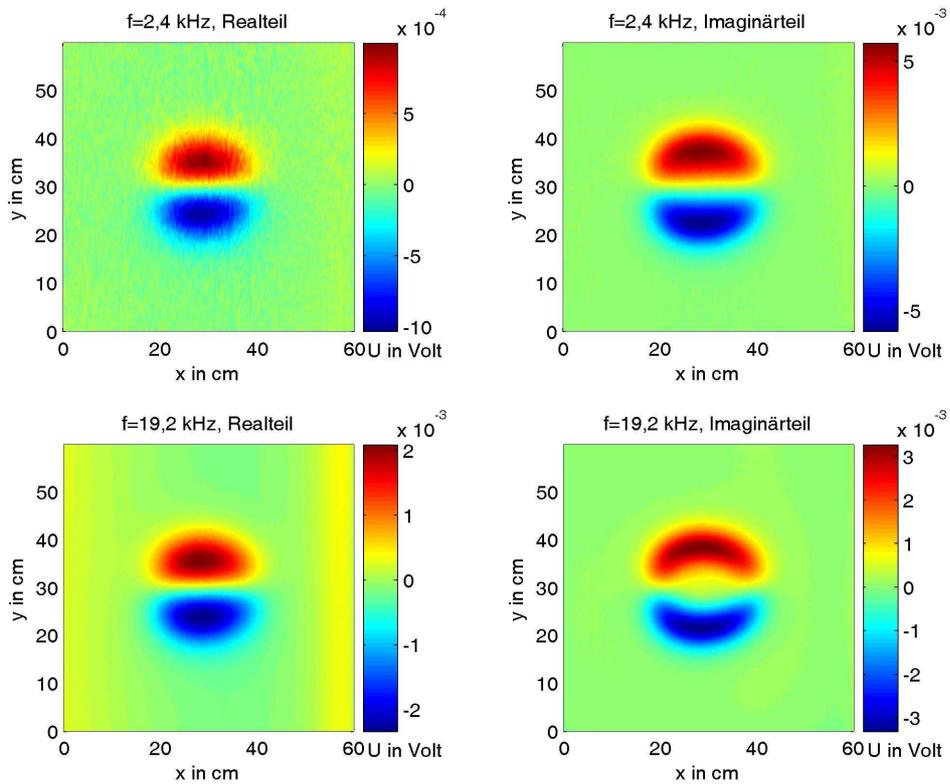


Abbildung C.36: M1A in 25 mm Abstand

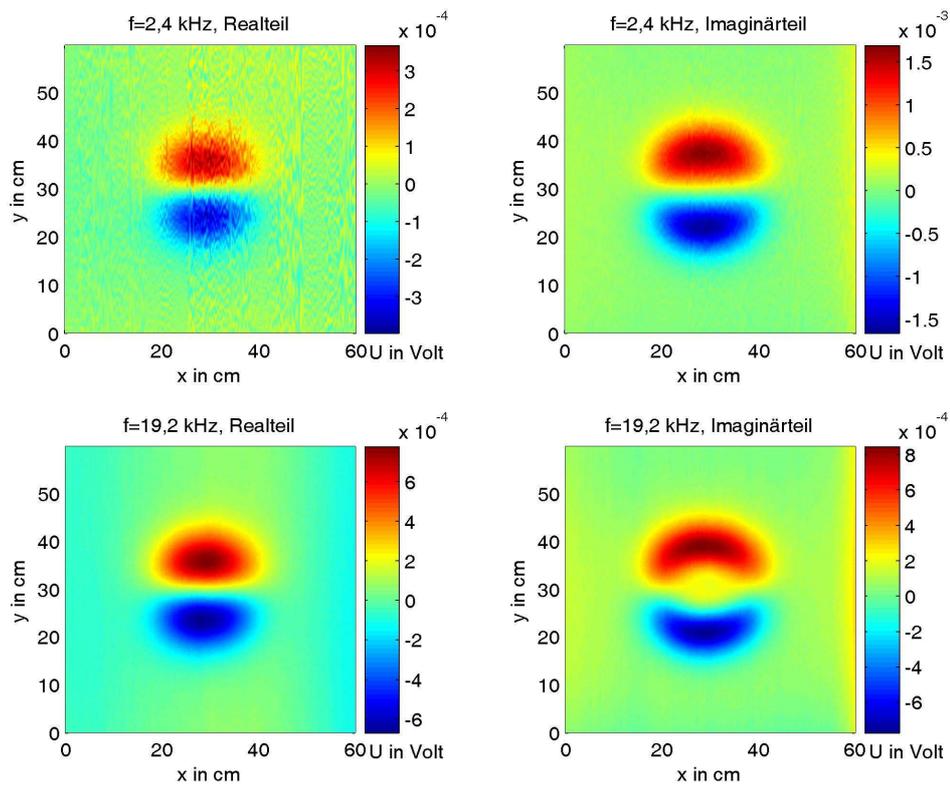


Abbildung C.37: M1A in 50 mm Abstand

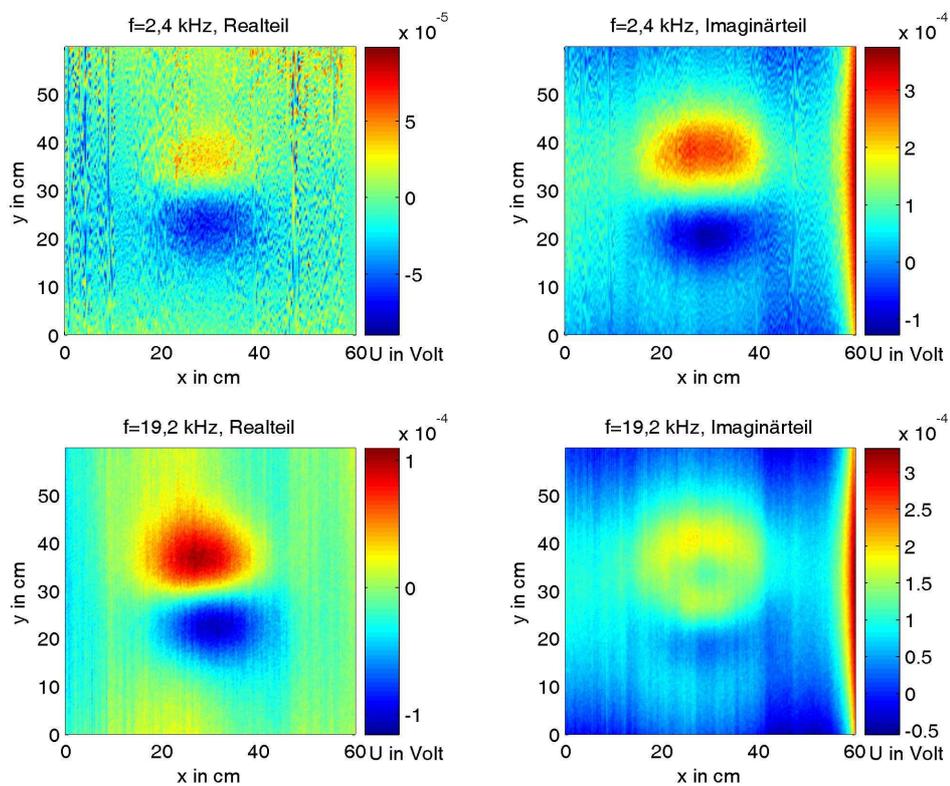


Abbildung C.38: M1A in 100 mm Abstand

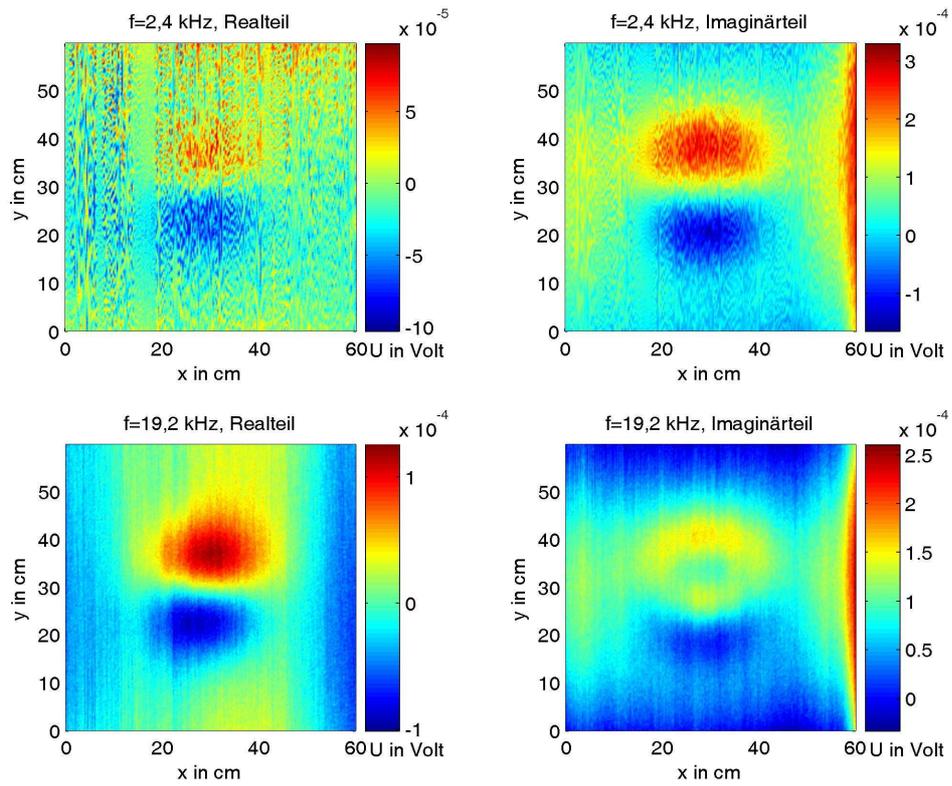


Abbildung C.39: M1A in 150 mm Abstand

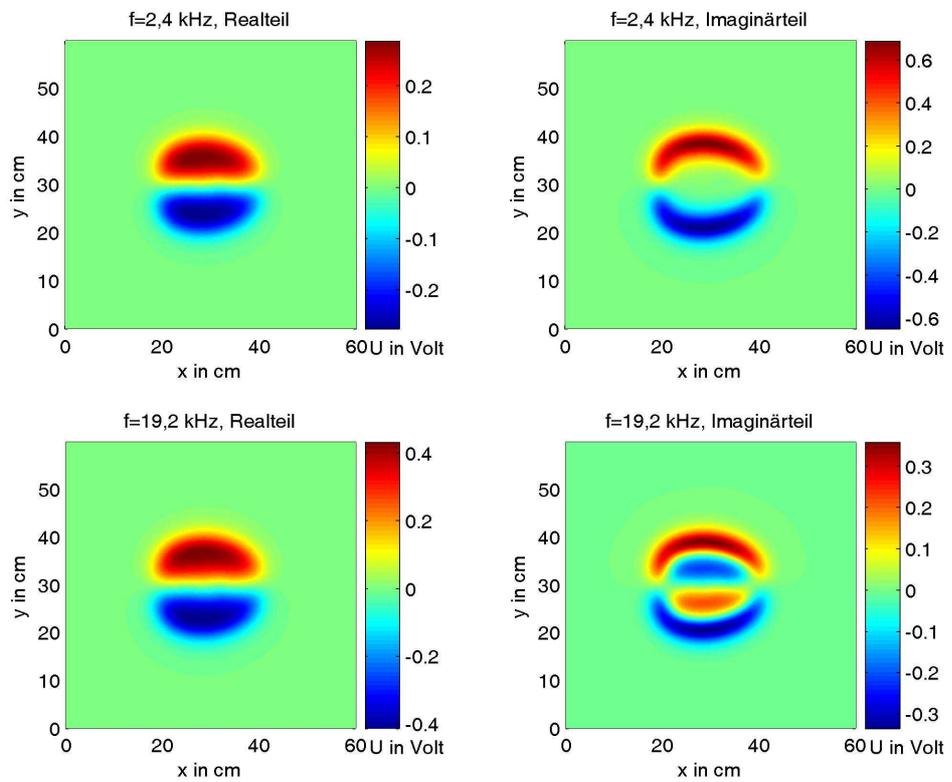


Abbildung C.40: M2B in 25 mm Abstand, aufrecht

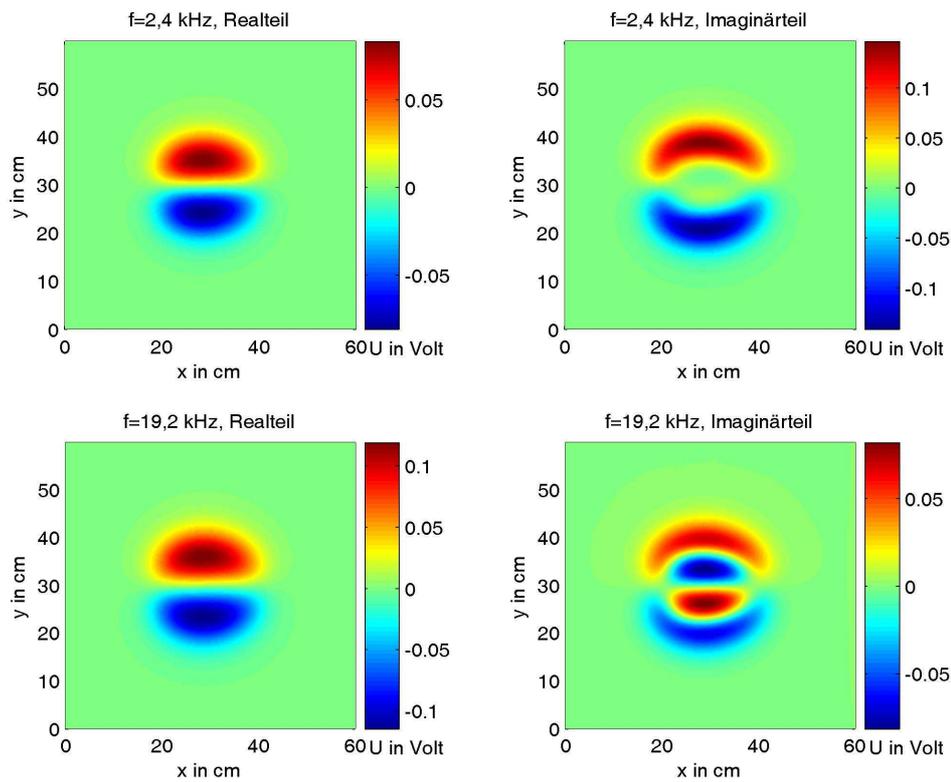


Abbildung C.41: M2B in 50 mm Abstand, aufrecht

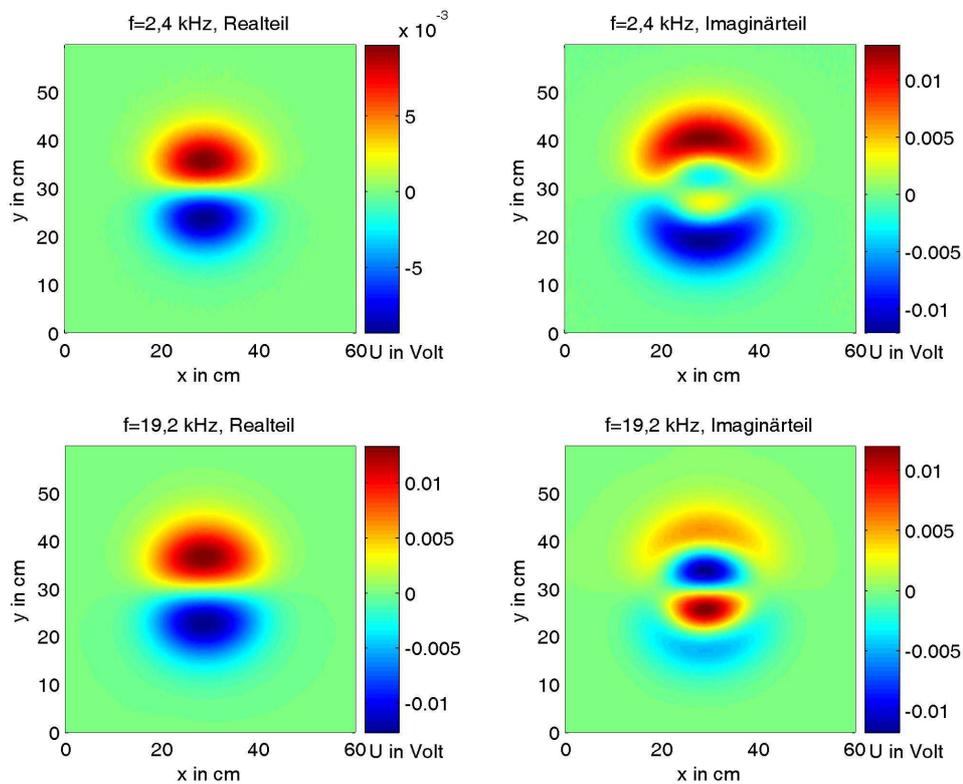


Abbildung C.42: M2B in 100 mm Abstand, aufrecht

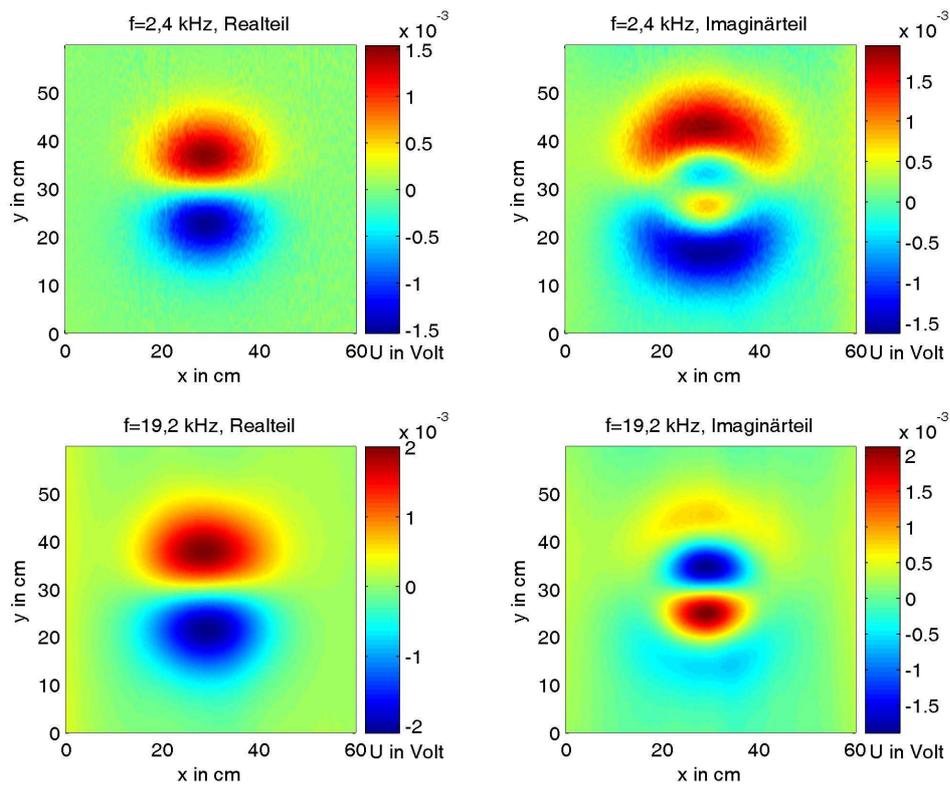


Abbildung C.43: $M2B$ in 150 mm Abstand, aufrecht

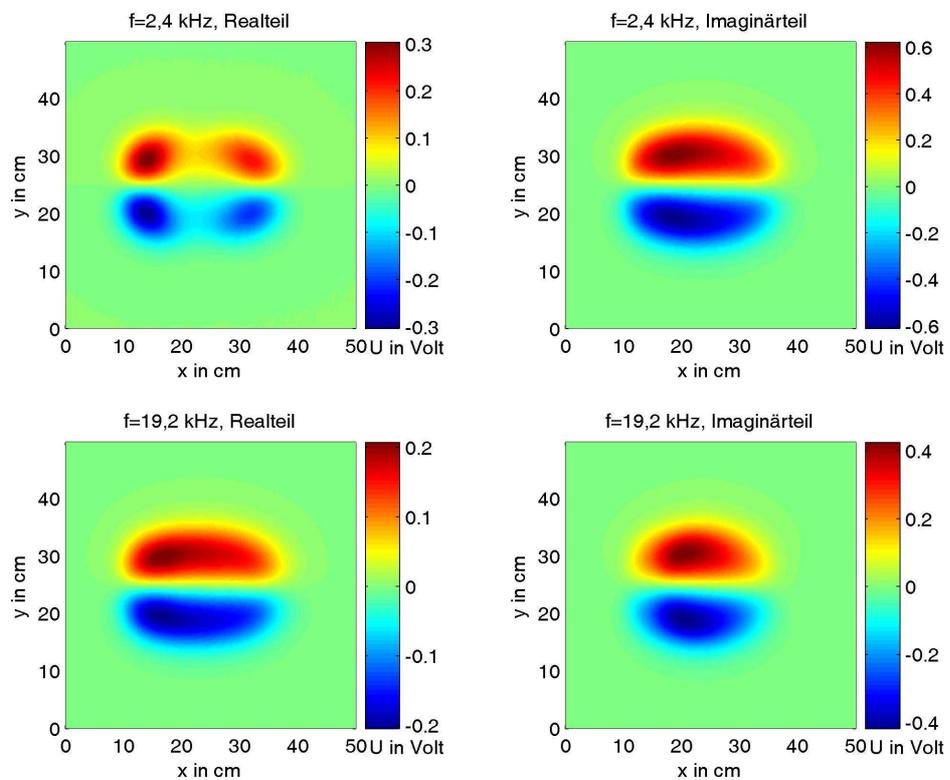


Abbildung C.44: $M3B$ in 25 mm Abstand, Metallteil in positiver x -Richtung

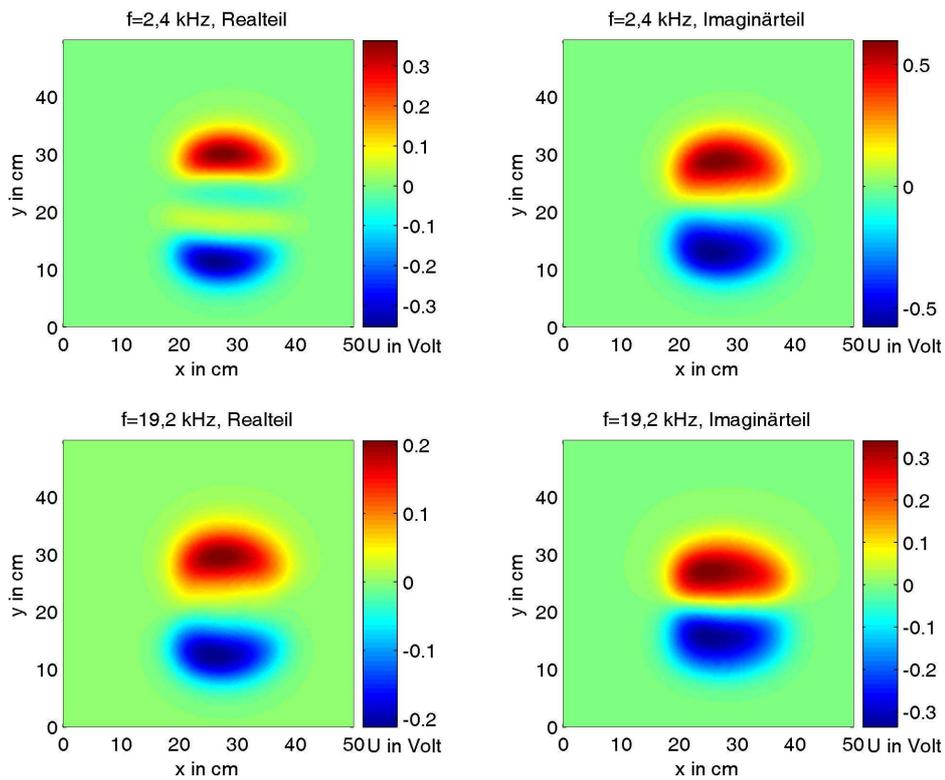


Abbildung C.45: *M3B in 25 mm Abstand, Metallteil in positiver y-Richtung*

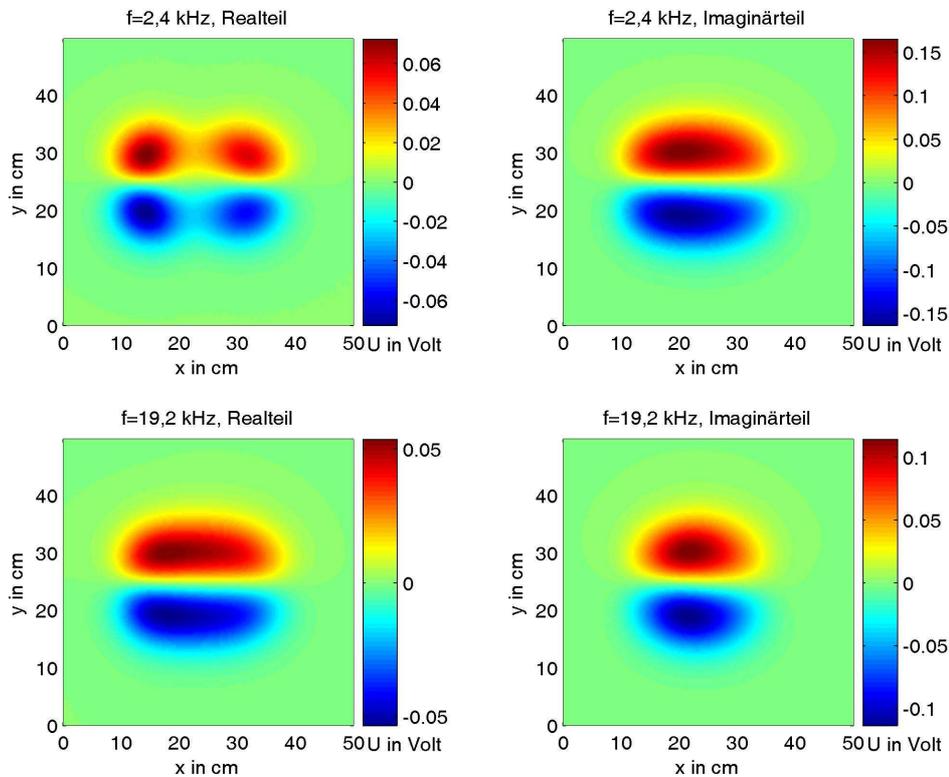


Abbildung C.46: *M3B in 50 mm Abstand, Metallteil in positiver x-Richtung*

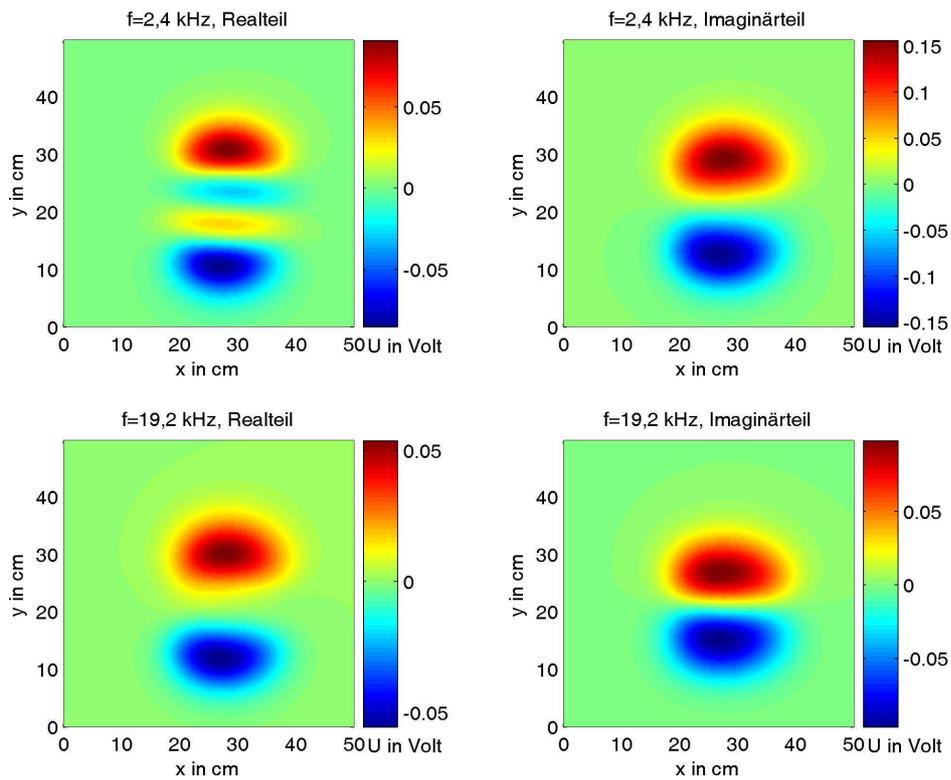


Abbildung C.47: M3B in 50 mm Abstand, Metallteil in positiver y-Richtung

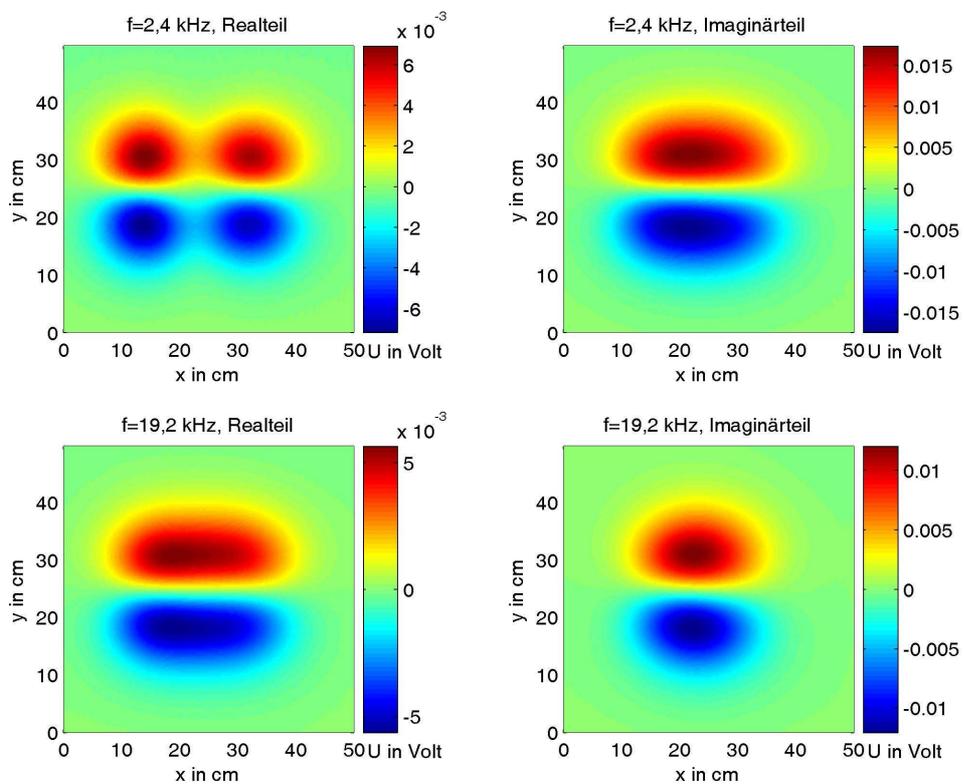


Abbildung C.48: M3B in 100 mm Abstand, Metallteil in positiver x-Richtung

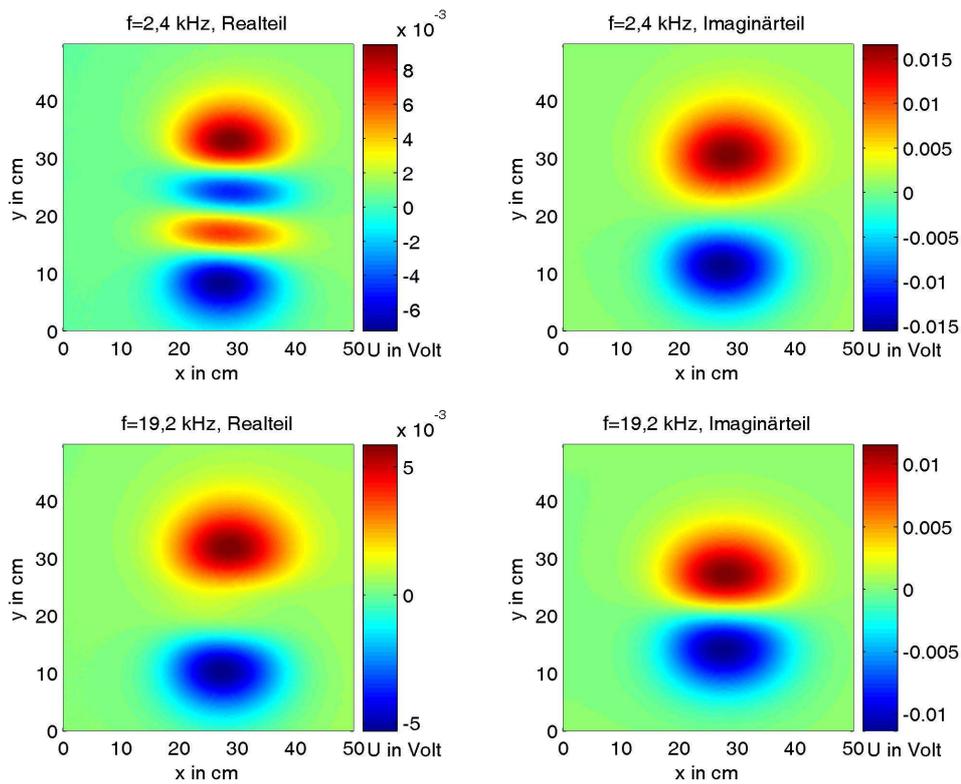


Abbildung C.49: *M3B in 100 mm Abstand, Metallteil in positiver y-Richtung*

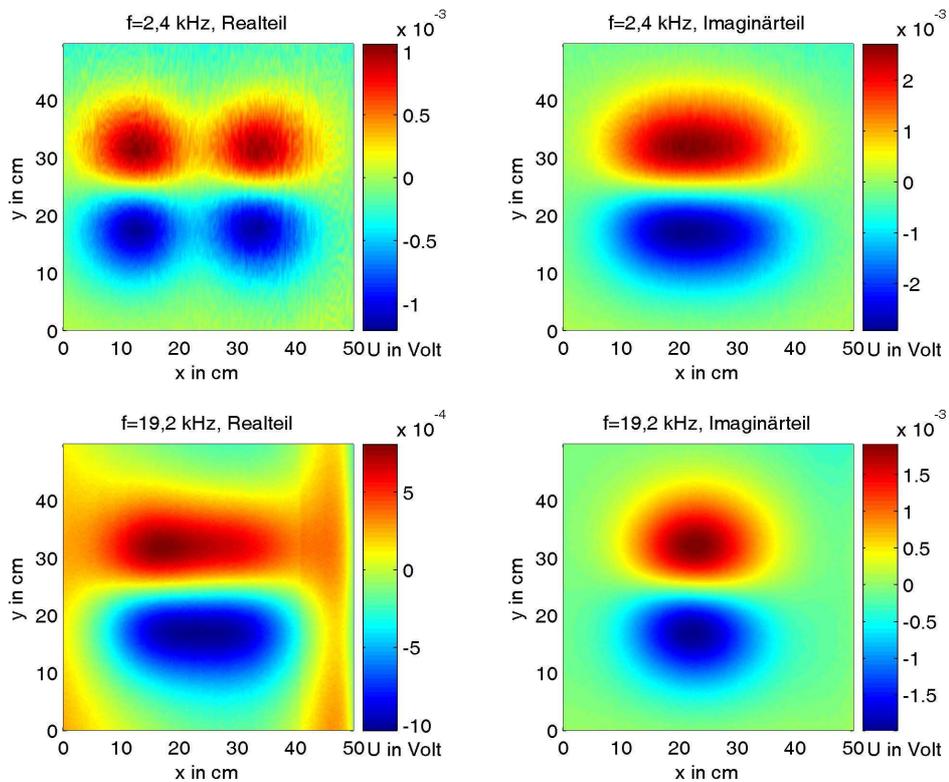


Abbildung C.50: *M3B in 150 mm Abstand, Metallteil in positiver x-Richtung*

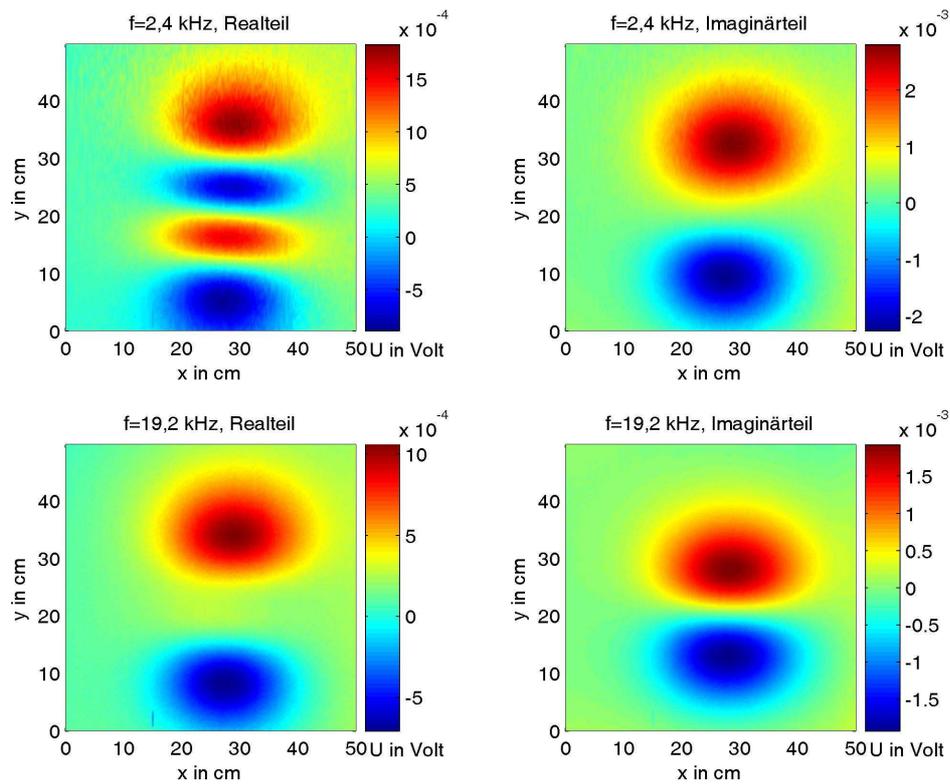


Abbildung C.51: M3B in 150 mm Abstand, Metallteil in positiver y-Richtung

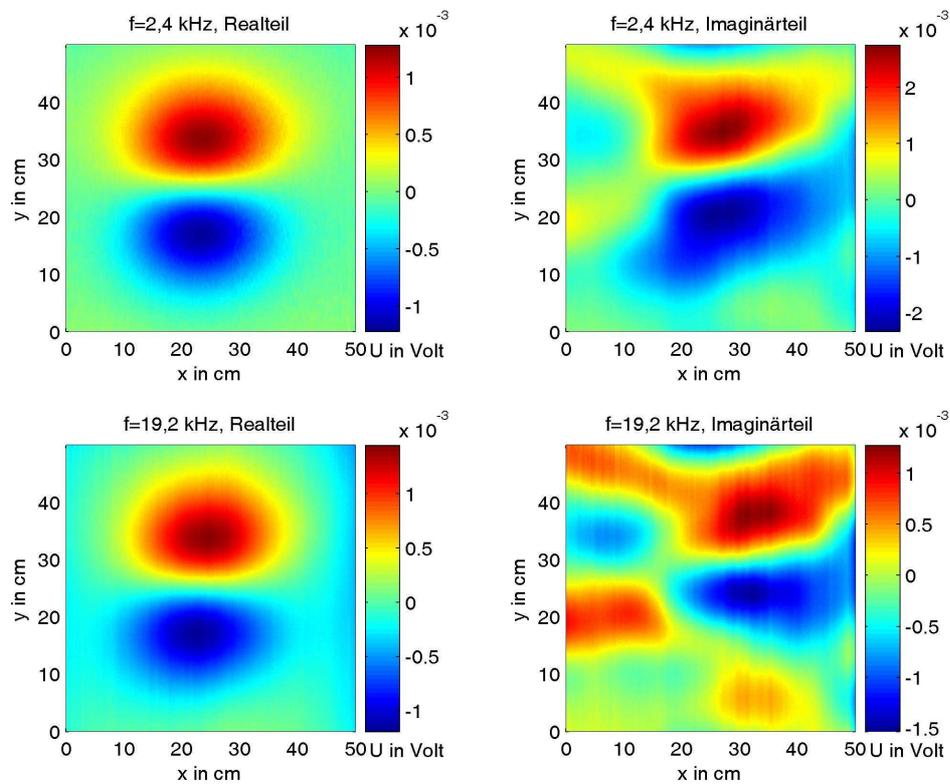


Abbildung C.52: Stahlkugel ($d=28$ mm) in 150 mm Tiefe in kooperativem Boden, Messung a

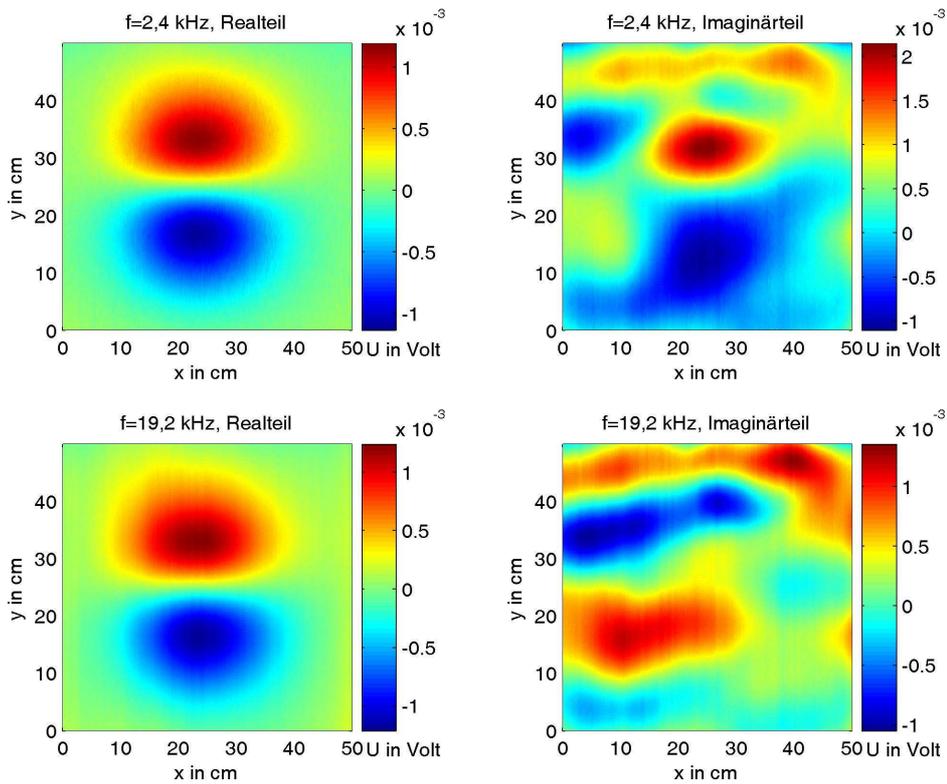


Abbildung C.53: Stahlkugel ($d=28$ mm) in 150 mm Tiefe in kooperativem Boden, Messung b

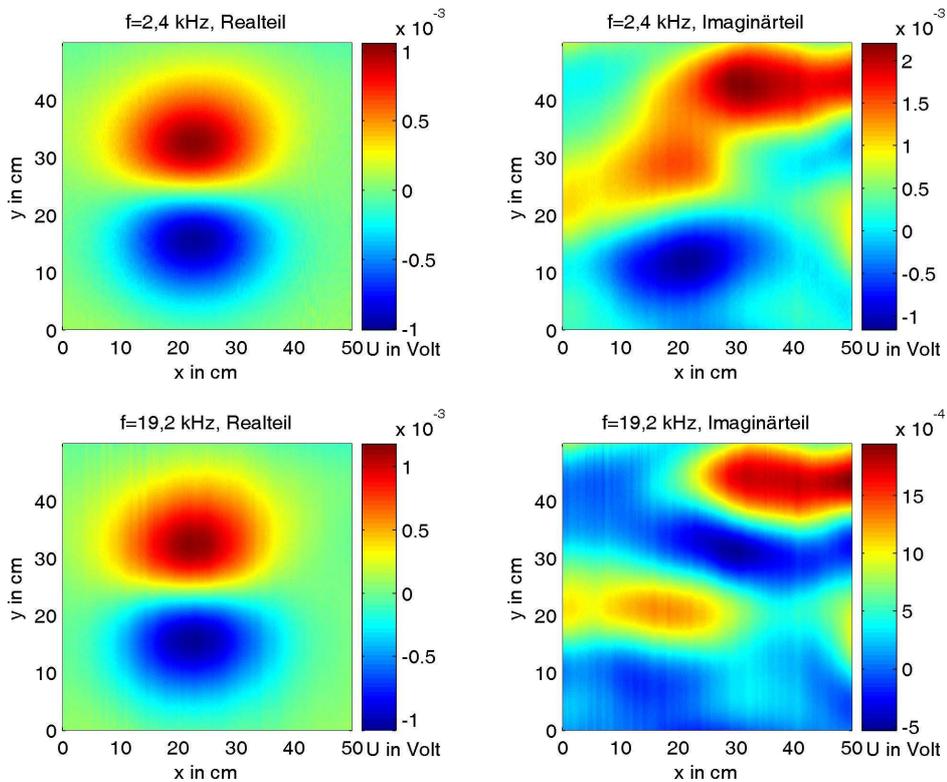


Abbildung C.54: Stahlkugel ($d=28$ mm) in 150 mm Tiefe in kooperativem Boden, Messung c

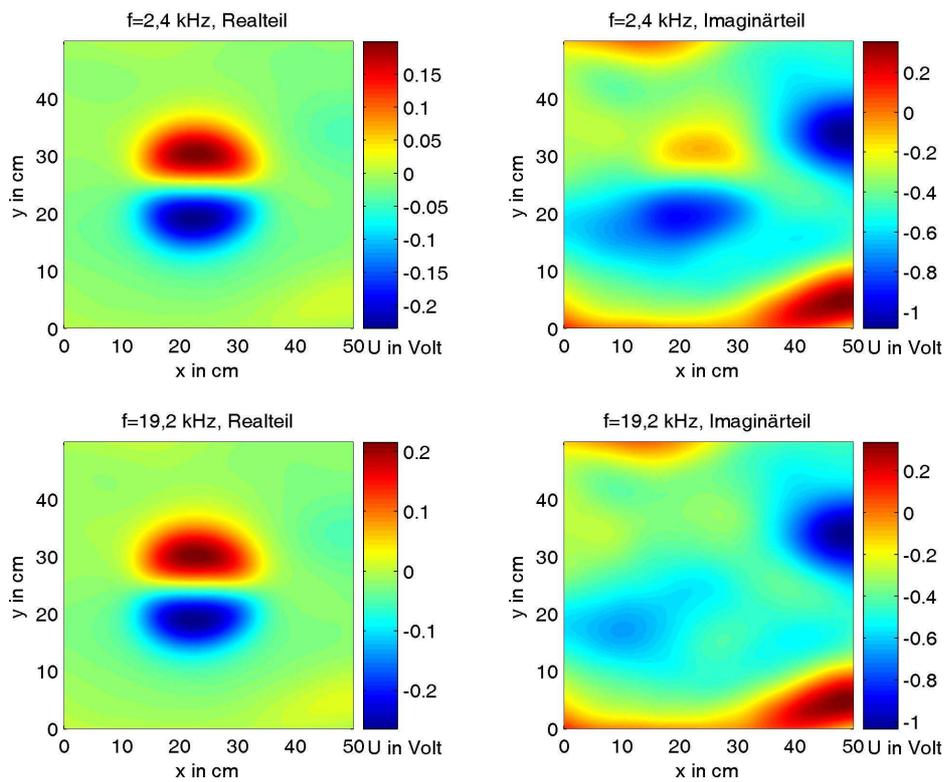


Abbildung C.55: *Stahlkugel ($d=28$ mm) in 20 mm Tiefe in unkooperativem Boden*

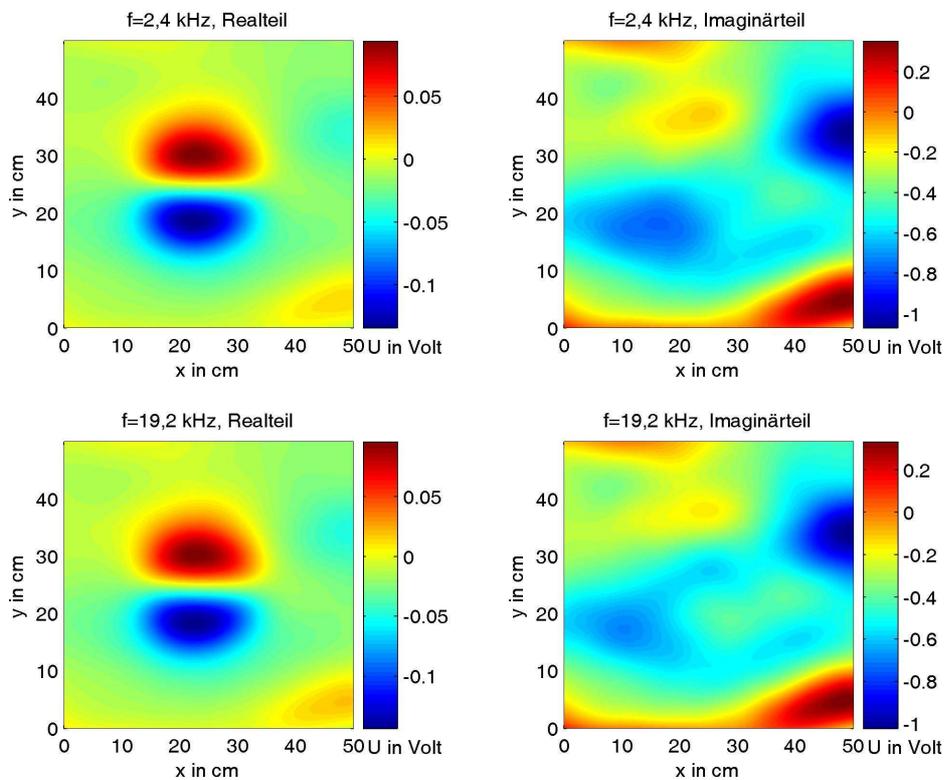


Abbildung C.56: *Stahlkugel ($d=28$ mm) in 40 mm Tiefe in unkooperativem Boden*

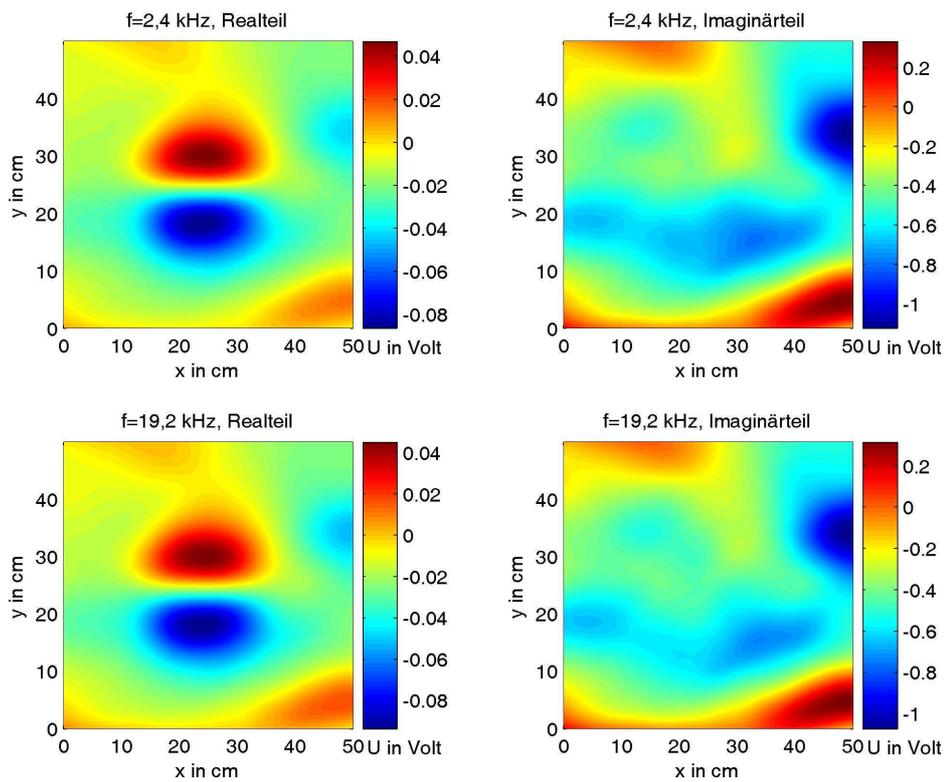


Abbildung C.57: Stahlkugel ($d=28$ mm) in 60 mm Tiefe in unkooperativem Boden

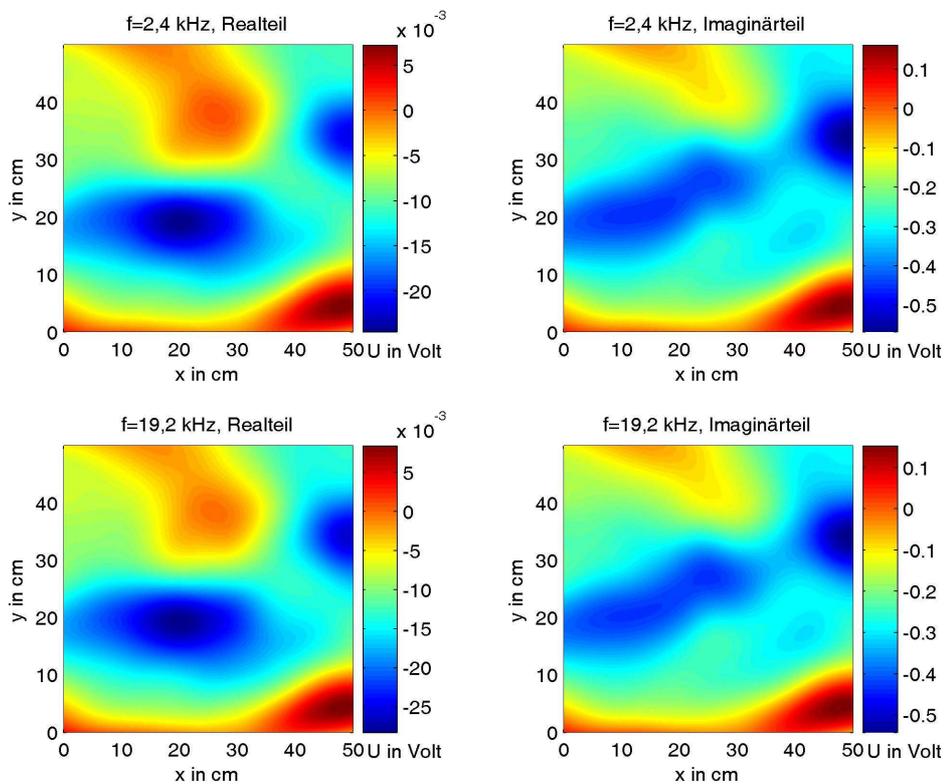


Abbildung C.58: Stahlkugel ($d=28$ mm) in 80 mm Tiefe in unkooperativem Boden

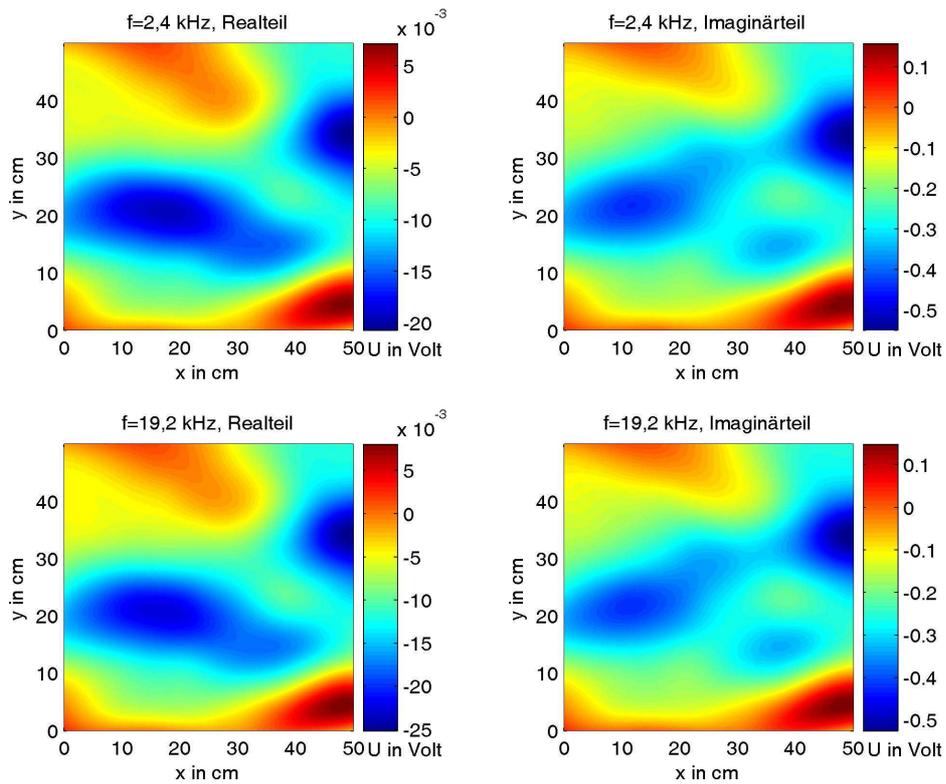


Abbildung C.59: Stahlkugel ($d=28$ mm) in 100 mm Tiefe in unkooperativem Boden

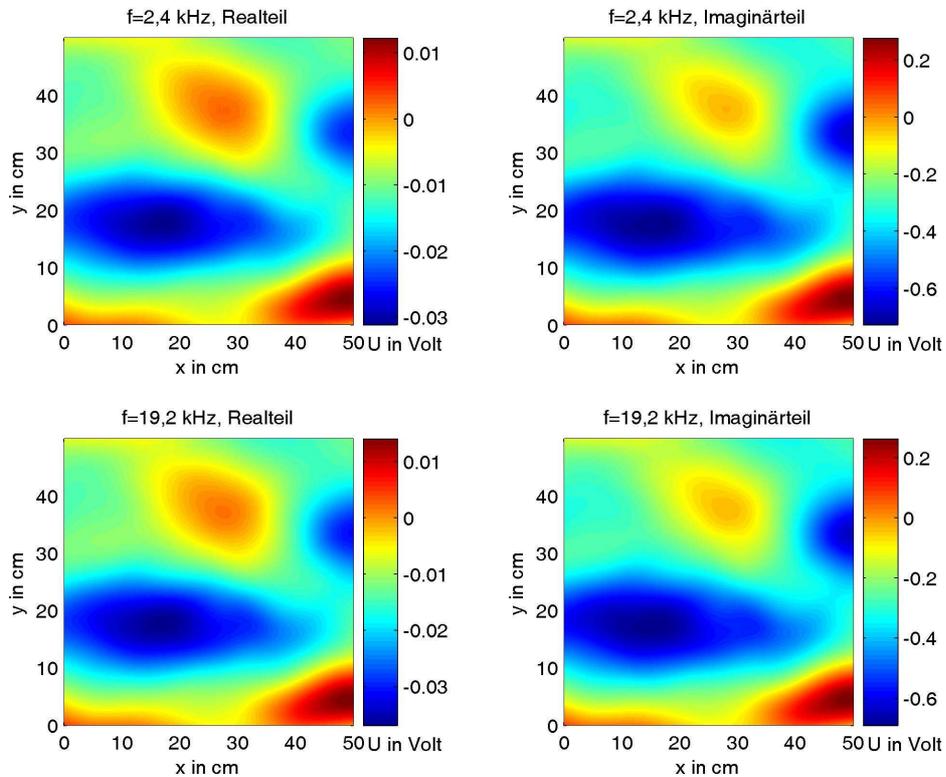


Abbildung C.60: Stahlkugel ($d=28$ mm) in 120 mm Tiefe in unkooperativem Boden

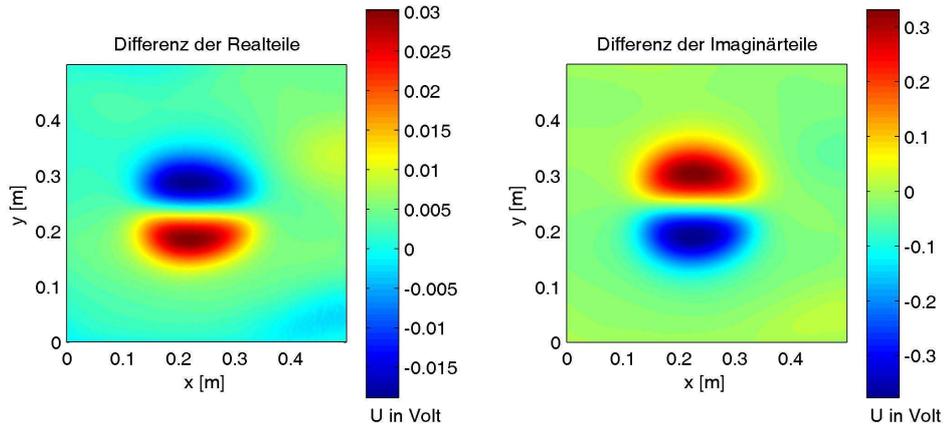


Abbildung C.61: Differenzen der Real- und Imaginärteile für eine Stahlkugel ($d=28$ mm) in 20 mm Tiefe in unkooperativem Boden

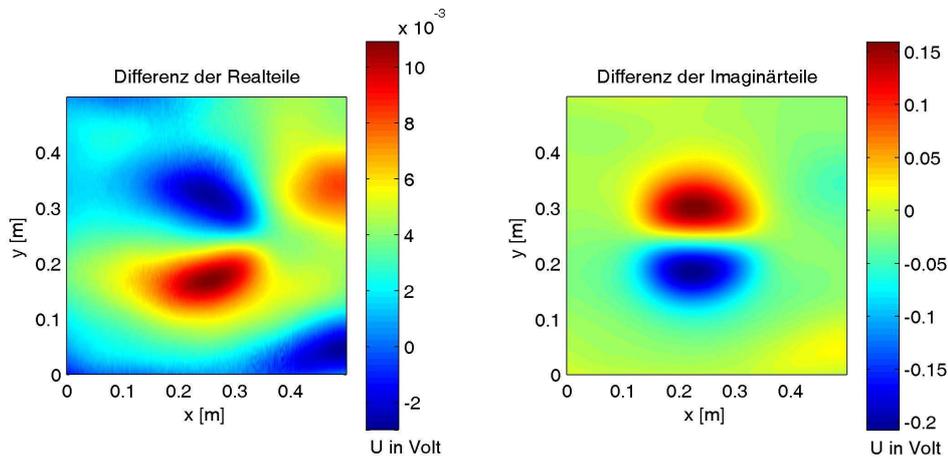


Abbildung C.62: Differenzen der Real- und Imaginärteile für eine Stahlkugel ($d=28$ mm) in 40 mm Tiefe in unkooperativem Boden

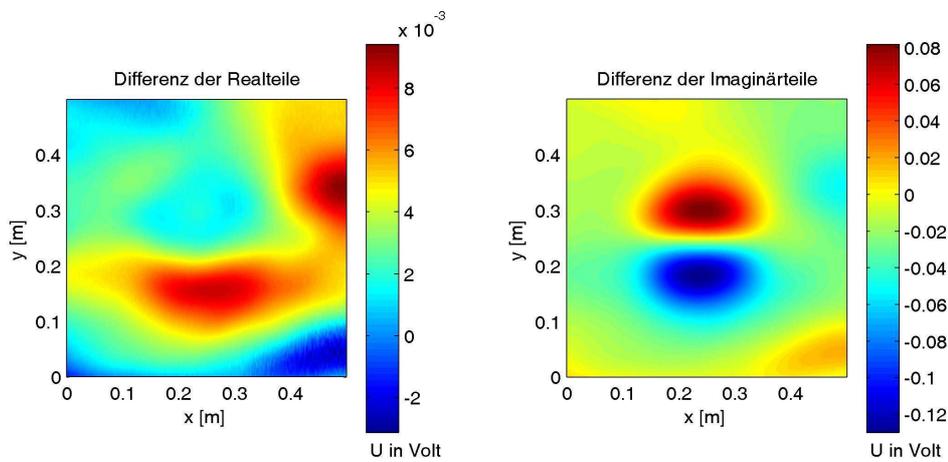


Abbildung C.63: Differenzen der Real- und Imaginärteile für eine Stahlkugel ($d=28$ mm) in 60 mm Tiefe in unkooperativem Boden

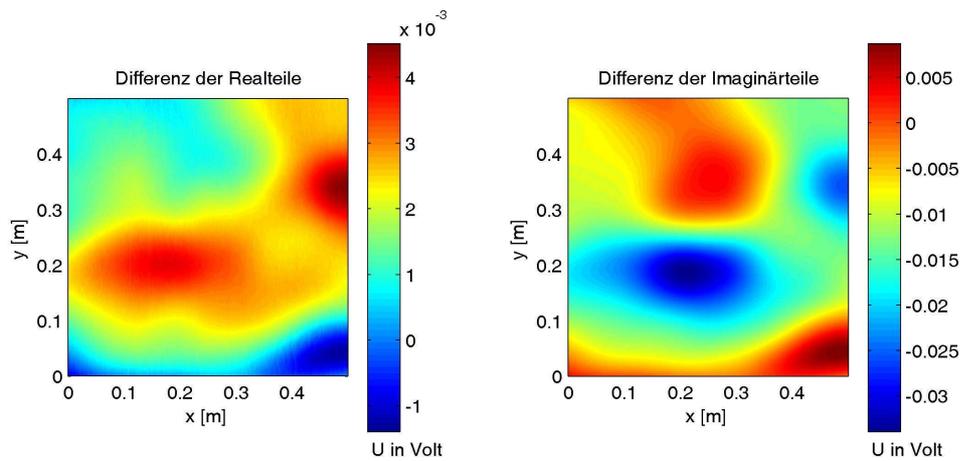


Abbildung C.64: Differenzen der Real- und Imaginärteile für eine Stahlkugel ($d=28$ mm) in 80 mm Tiefe in unkooperativem Boden

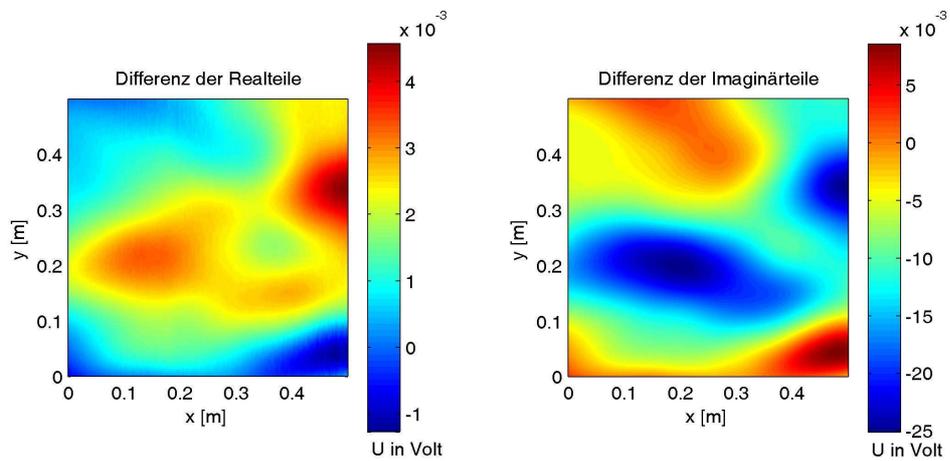


Abbildung C.65: Differenzen der Real- und Imaginärteile für eine Stahlkugel ($d=28$ mm) in 100 mm Tiefe in unkooperativem Boden

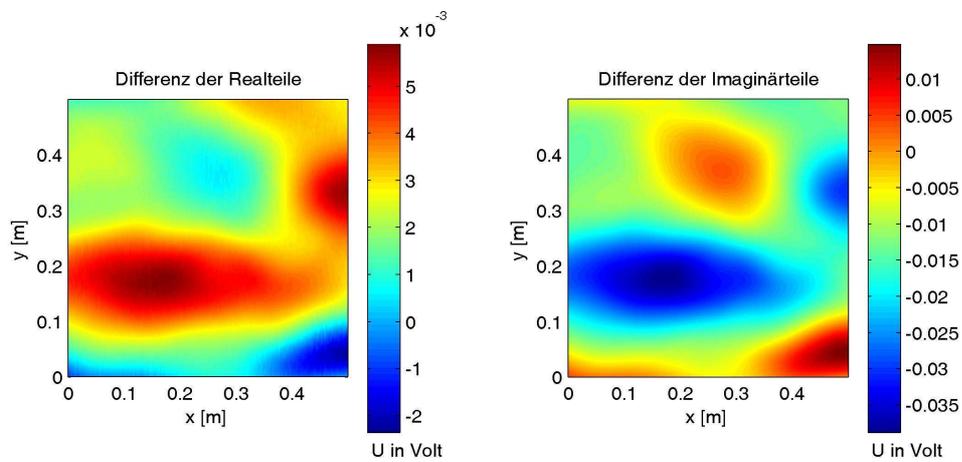


Abbildung C.66: Differenzen der Real- und Imaginärteile für eine Stahlkugel ($d=28$ mm) in 120 mm Tiefe in unkooperativem Boden

C.2 Labordaten des Ebinger EBEX 421 GC

Die folgenden Daten zeigen die Messdaten, die mit dem Ebinger EBEX 421 GC im Labor vom Institut für Allgemeine Elektrotechnik der Universität Rostock durchgeführt wurden. Es handelt sich auch hierbei nur um die im Text behandelte Teilmenge der Messungen. Bei Interesse an weiteren Messdaten sollte man sich direkt unter Verweis auf das HuMin/MD-Projekt an das Institut für Allgemeine Elektrotechnik der Universität Rostock wenden.

Eine Beschreibung des Laboraufbaus und der Messung ist in Kapitel 4.3.1 zu finden. Die hier gezeigten Messungen wurden über Kugeln, Zylinder und Minensurgäten in Luft durchgeführt.

Die Abbildungen zeigen jeweils für jeden Messpunkt die Summe der gemessenen Spannungen im vorgegebenen Zeitfenster, also ca. zwischen $20 \mu s$ und $80 \mu s$, nach dem ersten Sendepuls.

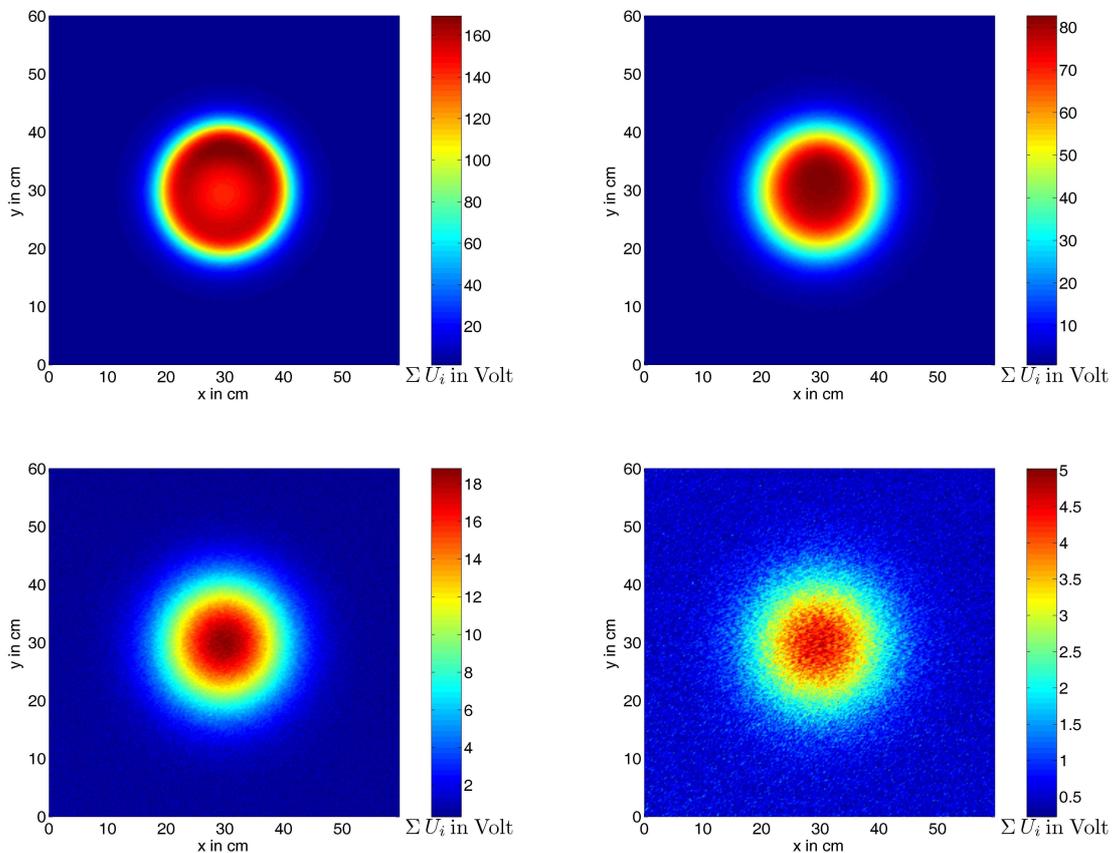


Abbildung C.67: Daten der Messung über einer Stahlkugel ($a_K = 14 \text{ mm}$) mit $2,5 \text{ mm}$ Messpunktabstand. Gezeigt ist die Summe der Spannungen des Messzeitfensters nach dem ersten Sendepuls. Der Abstand der Kugel zum Detektor beträgt: oben links $2,5 \text{ cm}$, oben rechts 5 cm , unten links 10 cm und unten rechts 15 cm .

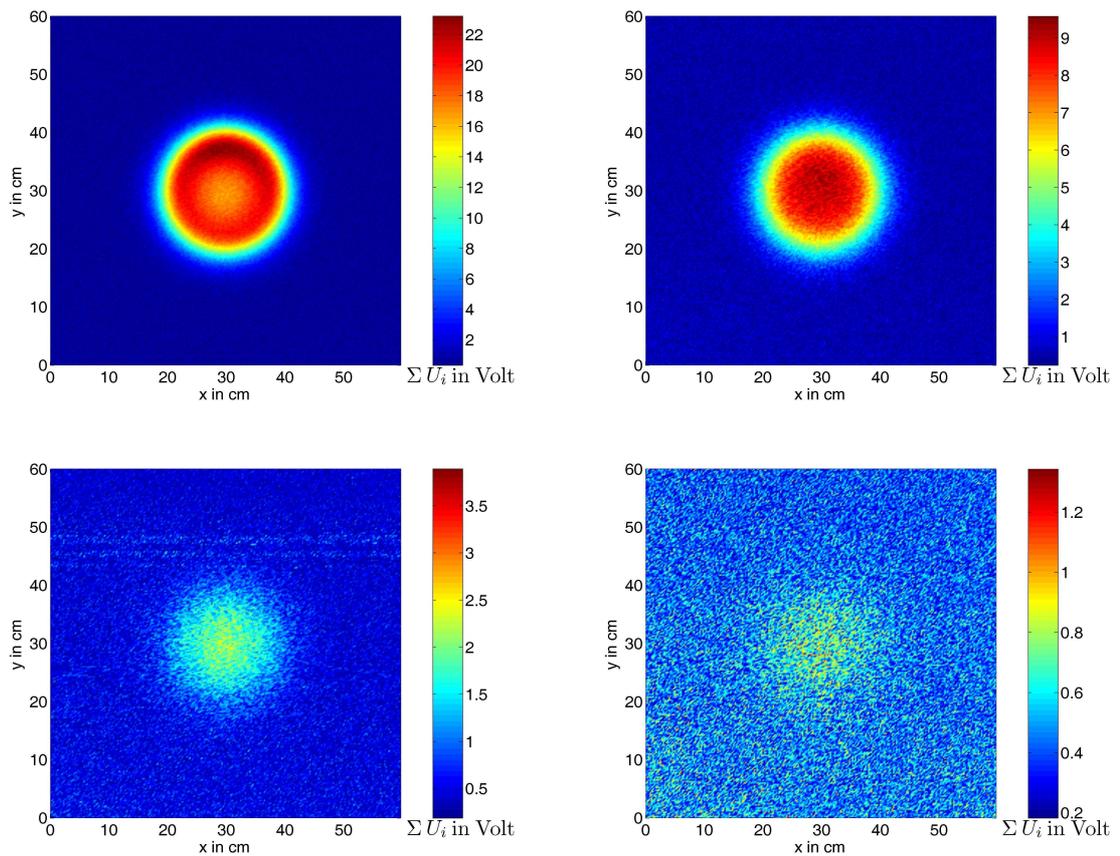


Abbildung C.68: Daten der Messung über einer Kupferkugel ($a_K = 14\text{ mm}$) mit $2,5\text{ mm}$ Messpunkt-
 abstand. Gezeigt ist die Summe der Spannungen des Messzeitfensters nach dem ersten Sendepuls.
 Der Abstand der Kugel zum Detektor beträgt: oben links $2,5\text{ cm}$, oben rechts 5 cm , unten links
 10 cm und unten rechts 15 cm .

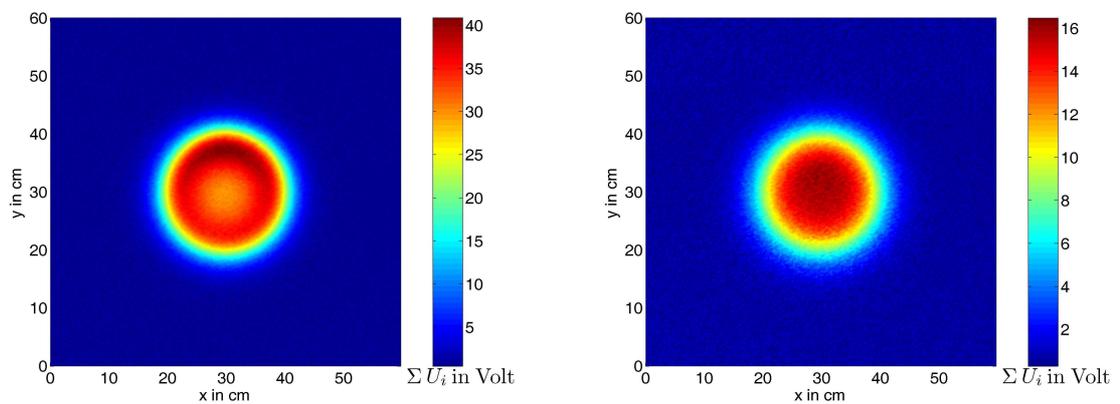


Abbildung C.69: Daten der Messung über einer Aluminiumkugel ($a_K = 14\text{ mm}$) mit $2,5\text{ mm}$ Mes-
 spunkt-
 abstand. Gezeigt ist die Summe der Spannungen des Messzeitfensters nach dem ersten Sendepuls.
 Der Abstand der Kugel zum Detektor beträgt links $2,5\text{ cm}$, rechts 5 cm .

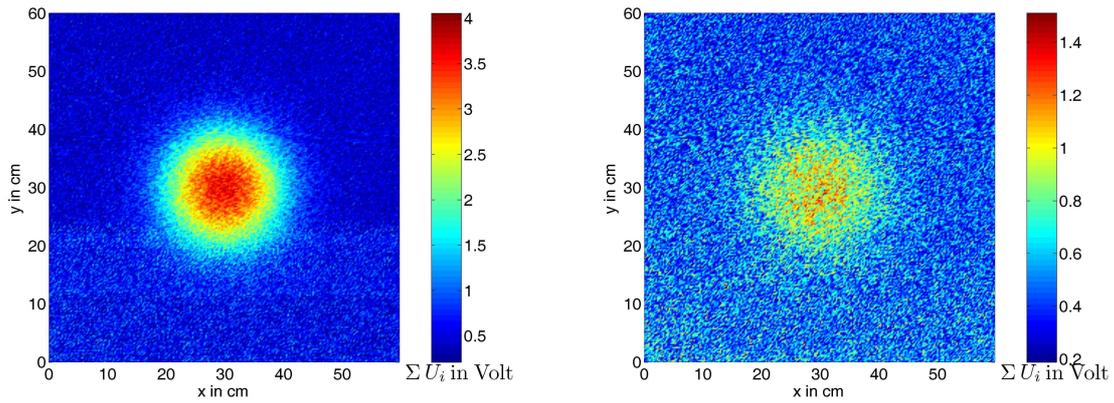


Abbildung C.70: Daten der Messung über einer Aluminiumkugel ($a_K = 14\text{ mm}$) mit $2,5\text{ mm}$ Messpunktabstand. Gezeigt ist die Summe der Spannungen des Messzeitfensters nach dem ersten Sendepuls. Der Abstand der Kugel zum Detektor beträgt links 10 cm und rechts 15 cm .

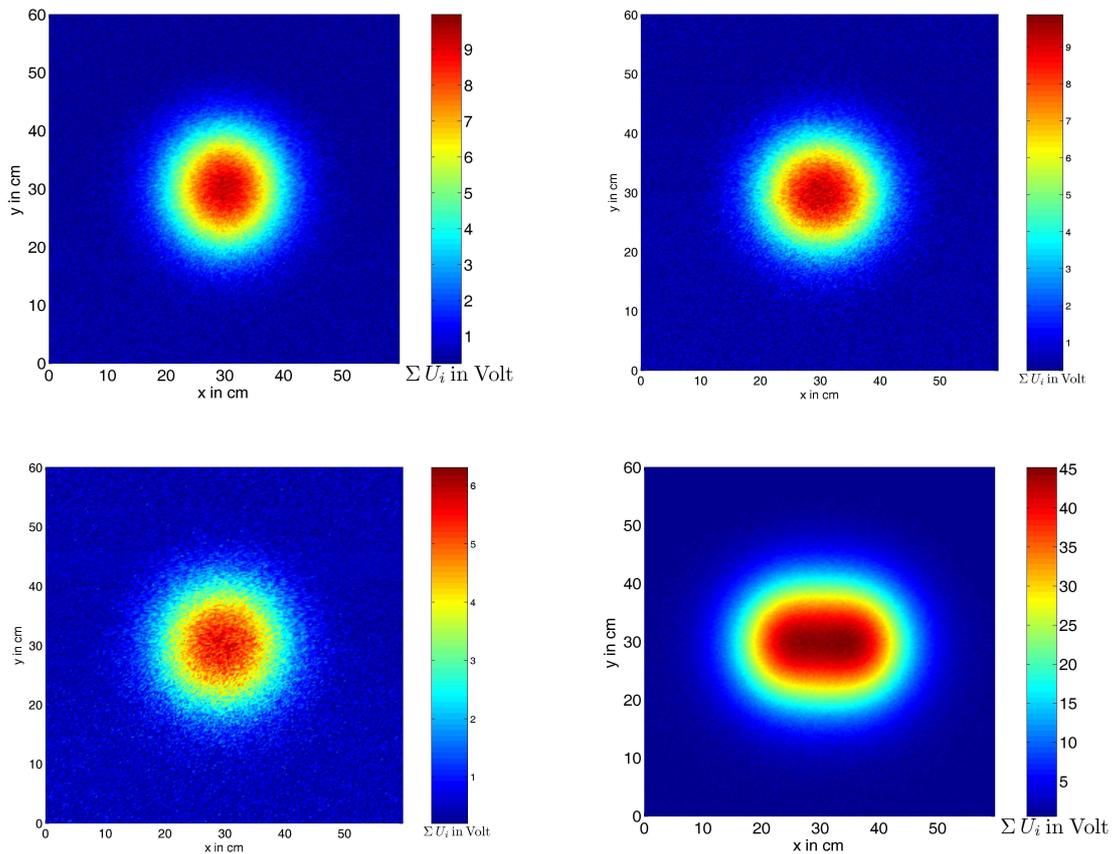


Abbildung C.71: Daten der Messung über einem Aluminium- und einem Stahlzylinder ($R=14\text{ mm}$, $H=57\text{ mm}$) mit $2,5\text{ mm}$ Messpunktabstand. Gezeigt ist die Summe der Spannungen des Messzeitfensters nach dem ersten Sendepuls. Der Aluminiumzylinder befindet sich in $2,5\text{ cm}$ Abstand. Seine Ausrichtung ist: oben links parallel zur x -Achse, oben rechts parallel zur y -Achse und unten links parallel zur z -Achse. Der Stahlzylinder (unten rechts) befindet sich in 10 cm Abstand. Seine Ausrichtung ist parallel zur x -Achse.

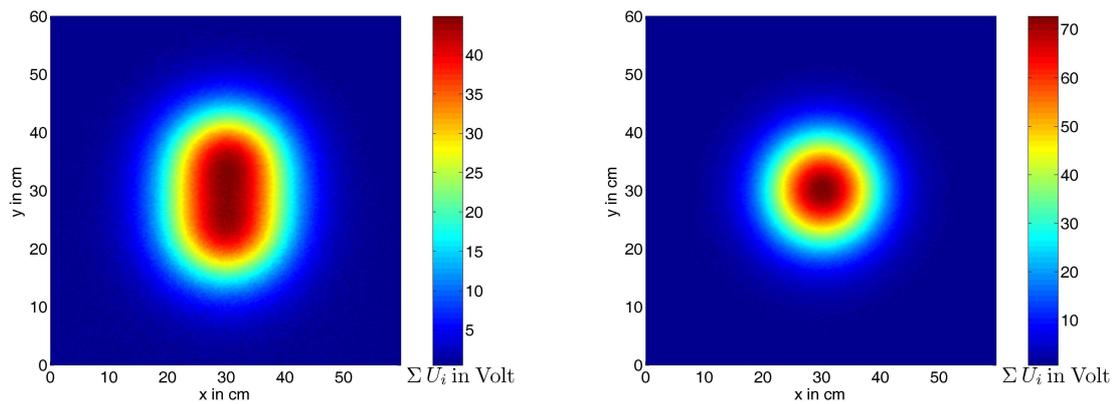


Abbildung C.72: Daten der Messung über einem Stahlzylinder ($R=14\text{ mm}$, $H=57\text{ mm}$) mit $2,5\text{ mm}$ Messpunkt Abstand. Gezeigt ist die Summe der Spannungen des Messzeitfensters nach dem ersten Sendepuls. Der Stahlzylinder befindet sich in 10 cm Abstand. Seine Ausrichtung ist links parallel zur y -Achse und rechts parallel zur z -Achse.

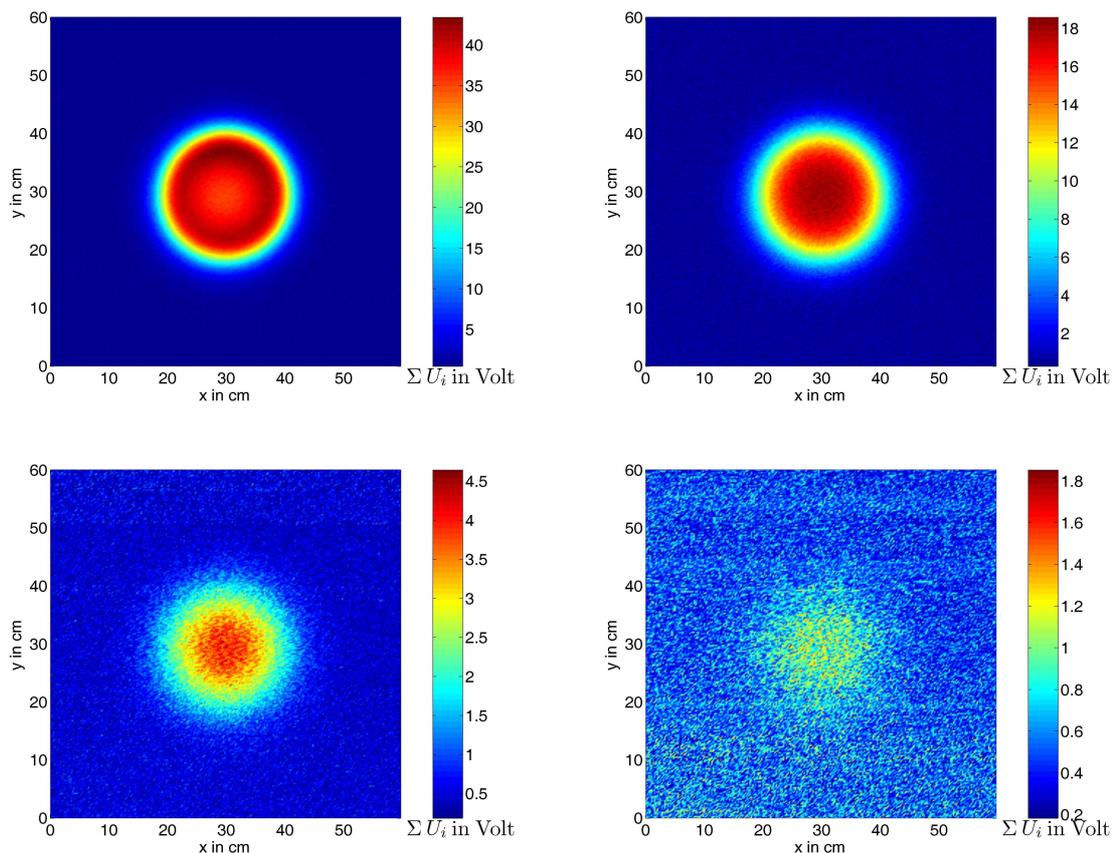


Abbildung C.73: Daten der Messung über der M2B mit $2,5\text{ mm}$ Messpunkt Abstand. Gezeigt ist die Summe der Spannungen des Messzeitfensters nach dem ersten Sendepuls. Der Abstand der Mine zum Detektor beträgt: oben links $2,5\text{ cm}$, oben rechts 5 cm , unten links 10 cm und unten rechts 15 cm .

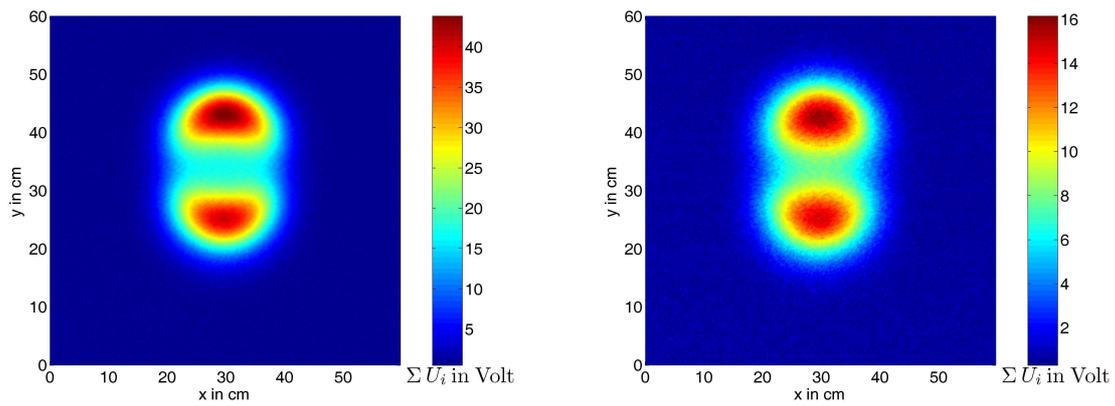


Abbildung C.74: Daten der Messung über der M3B mit 2,5mm Messpunkt Abstand. Gezeigt ist die Summe der Spannungen des Messzeitfensters nach dem ersten Sendepuls. Der Abstand der Mine zum Detektor beträgt links 2,5 cm, rechts 5 cm

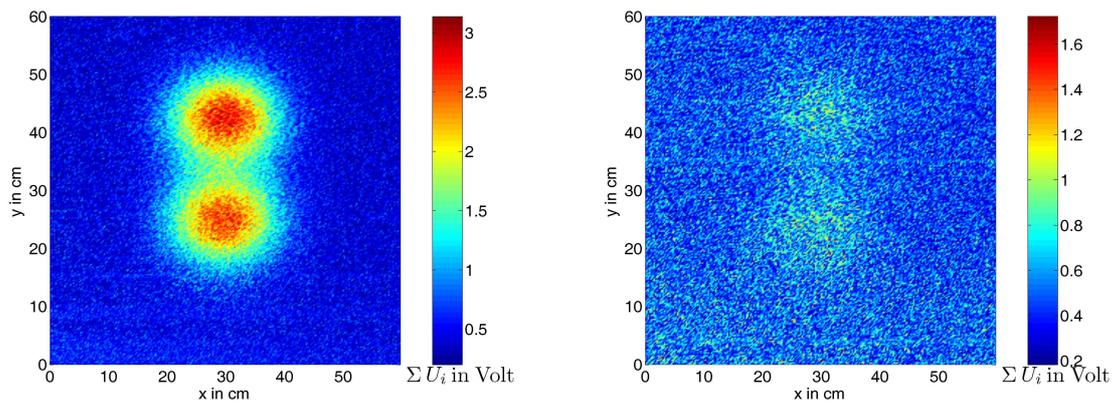


Abbildung C.75: Daten der Messung über der M3B mit 2,5mm Messpunkt Abstand. Gezeigt ist die Summe der Spannungen des Messzeitfensters nach dem ersten Sendepuls. Der Abstand der Mine zum Detektor beträgt links 10 cm, rechts 15 cm.

C.2.1 Invertierte Daten mit Anpassung der Inversionen aus Kapitel 4.3

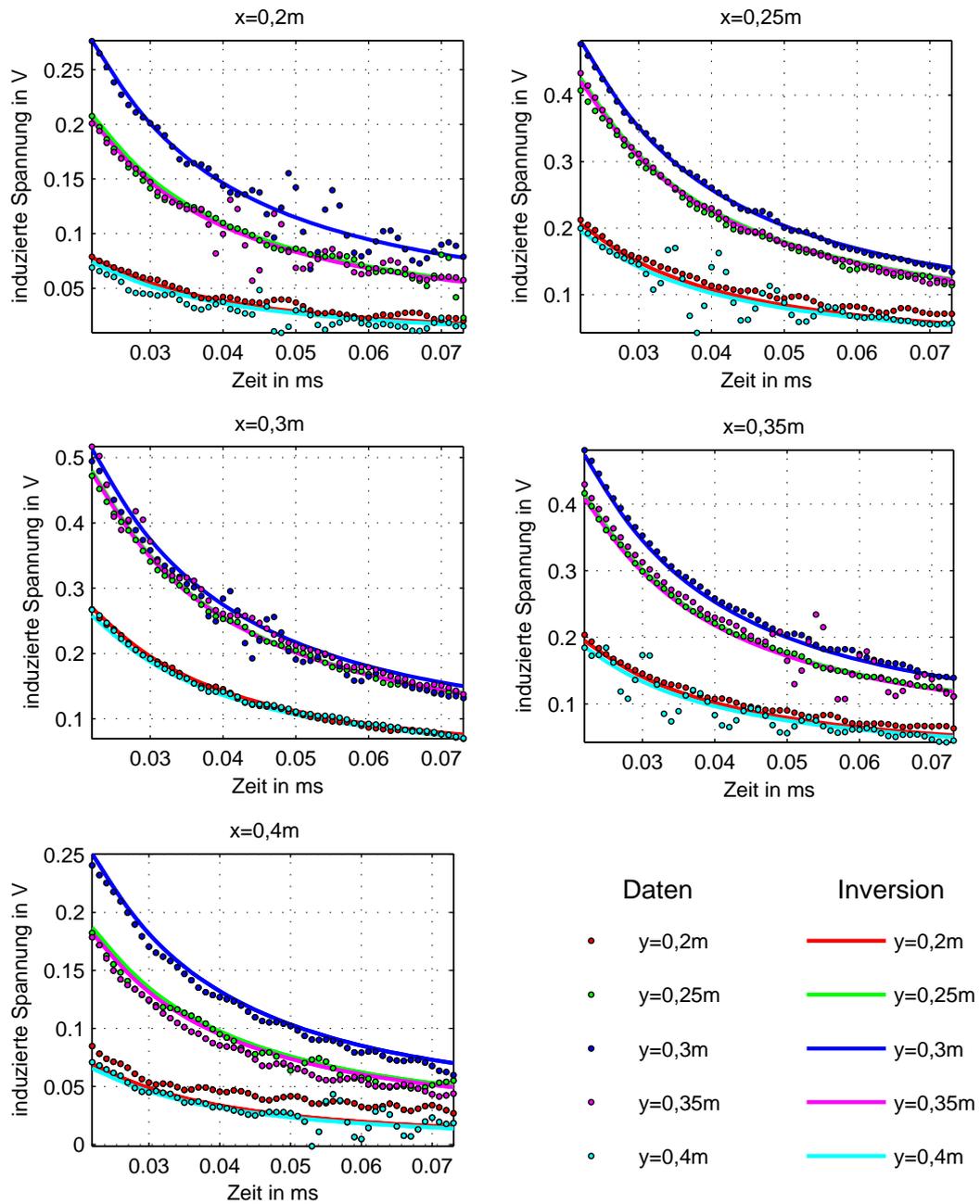


Abbildung C.76: Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist eine Aluminiumkugel ($a_K = 14\text{mm}$) bei $x = 0,3\text{m}$ und $y = 0,3\text{m}$ in 5cm vertikalem Abstand zum Detektor.

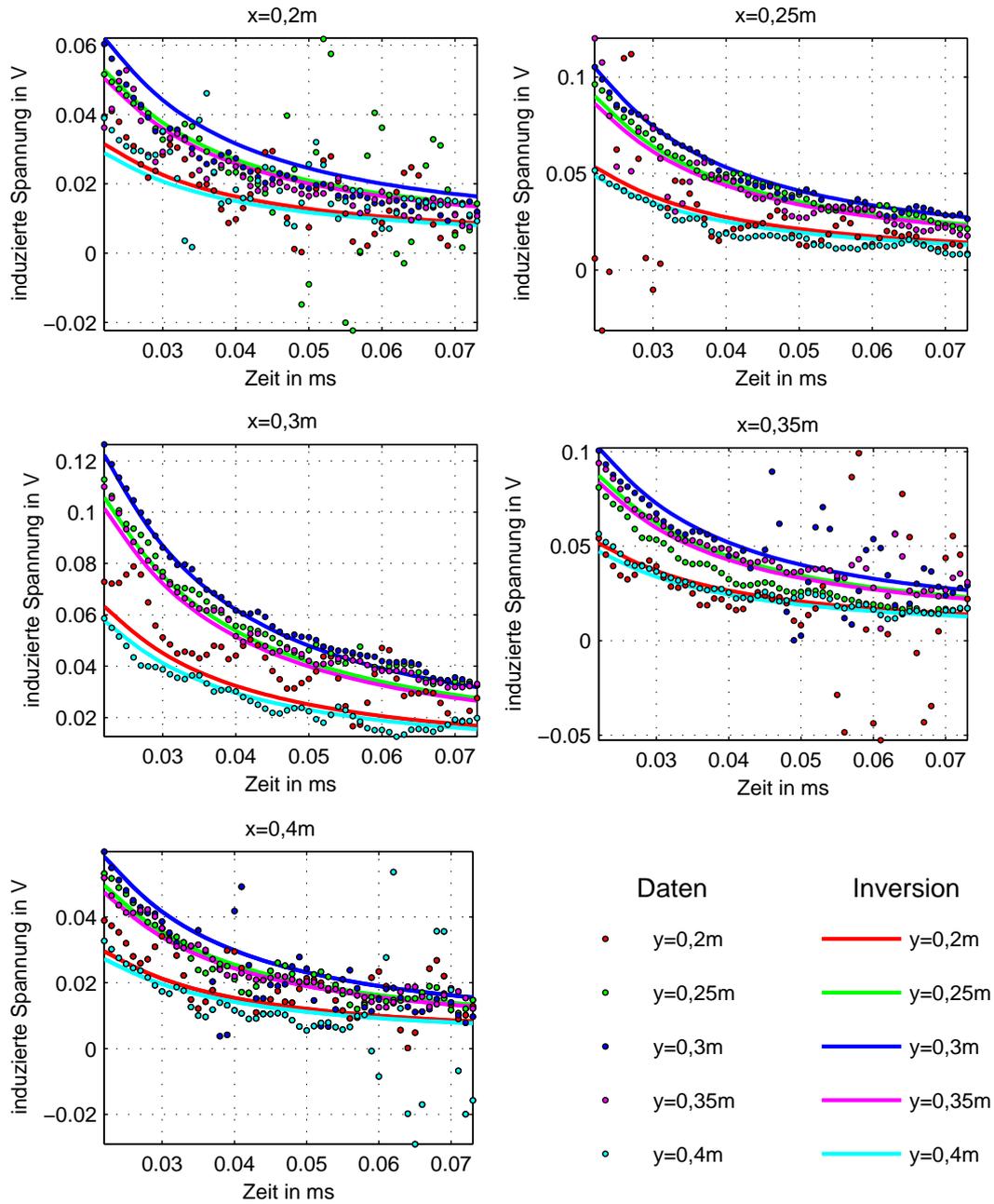


Abbildung C.77: Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist eine Aluminiumkugel ($a_K = 14\text{mm}$) bei $x = 0,3\text{m}$ und $y = 0,3\text{m}$ in 10cm vertikalem Abstand zum Detektor.

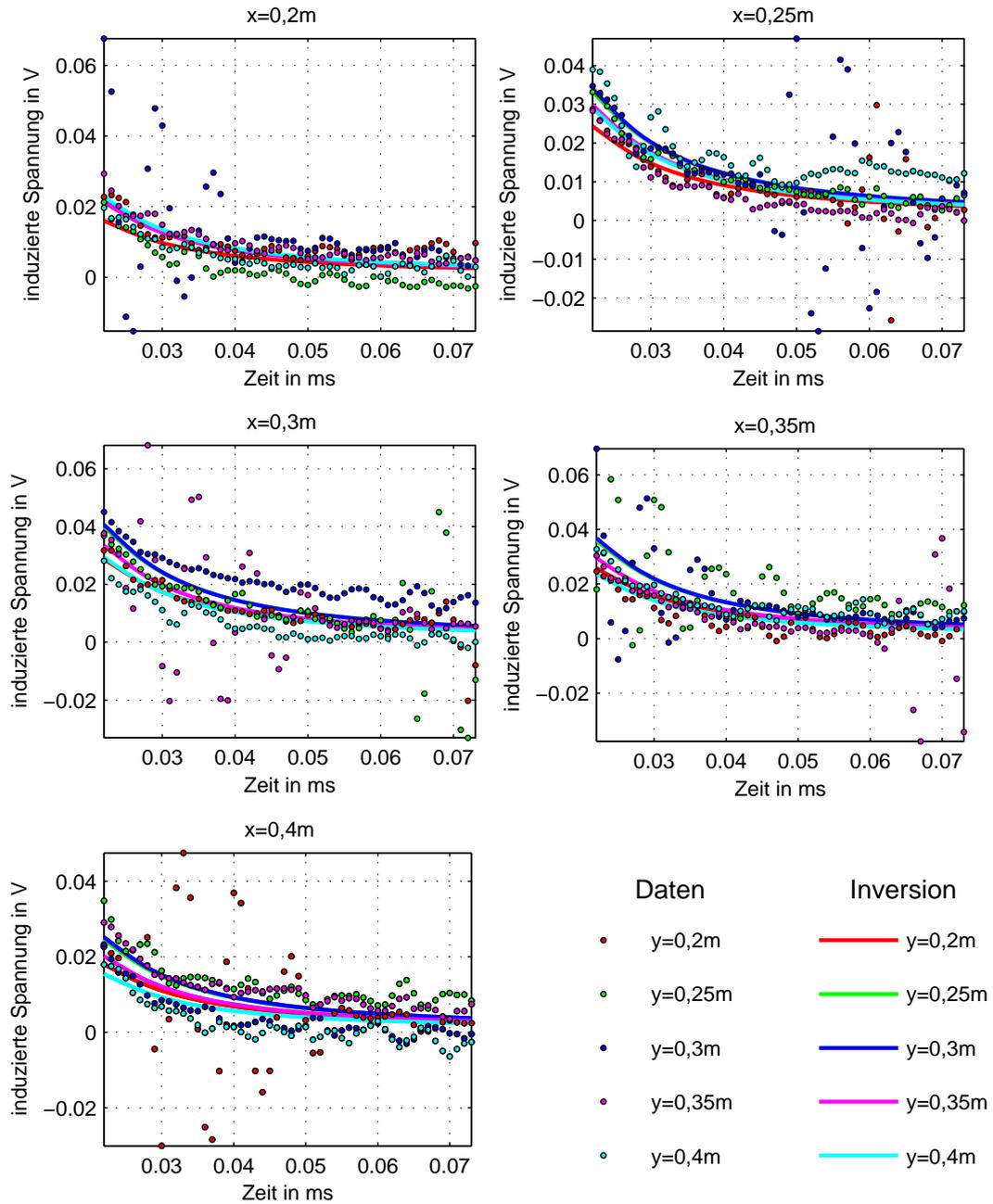


Abbildung C.78: Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist eine Aluminiumkugel ($a_K = 14\text{mm}$) bei $x = 0,3\text{m}$ und $y = 0,3\text{m}$ in 15cm vertikalem Abstand zum Detektor.

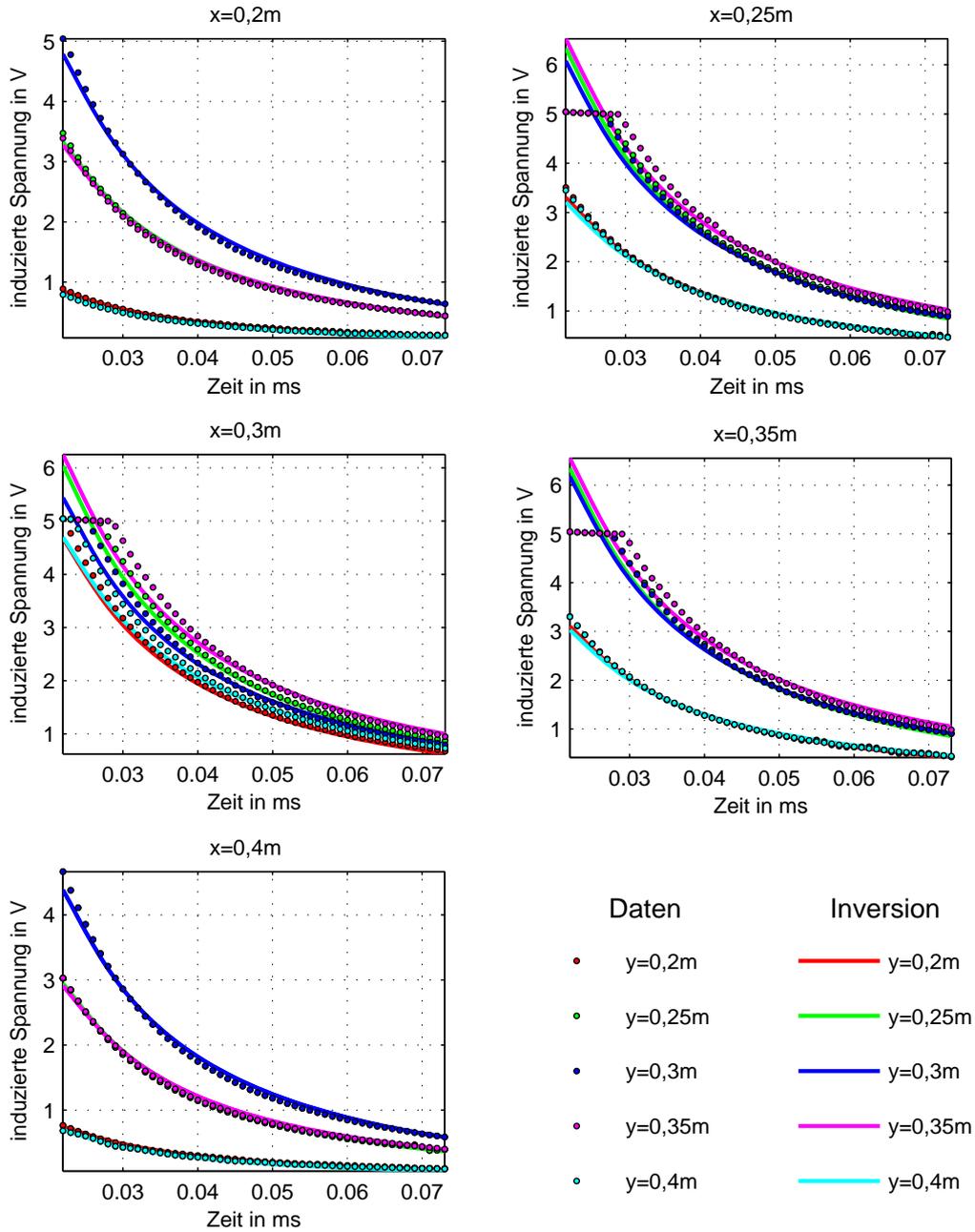


Abbildung C.79: Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist eine Stahlkugel ($a_K = 14\text{mm}$) bei $x = 0,3\text{m}$ und $y = 0,3\text{m}$ in $2,5\text{cm}$ vertikalem Abstand zum Detektor. Die Daten in der Sättigung $U > 5\text{V}$ wurden nicht mit invertiert.

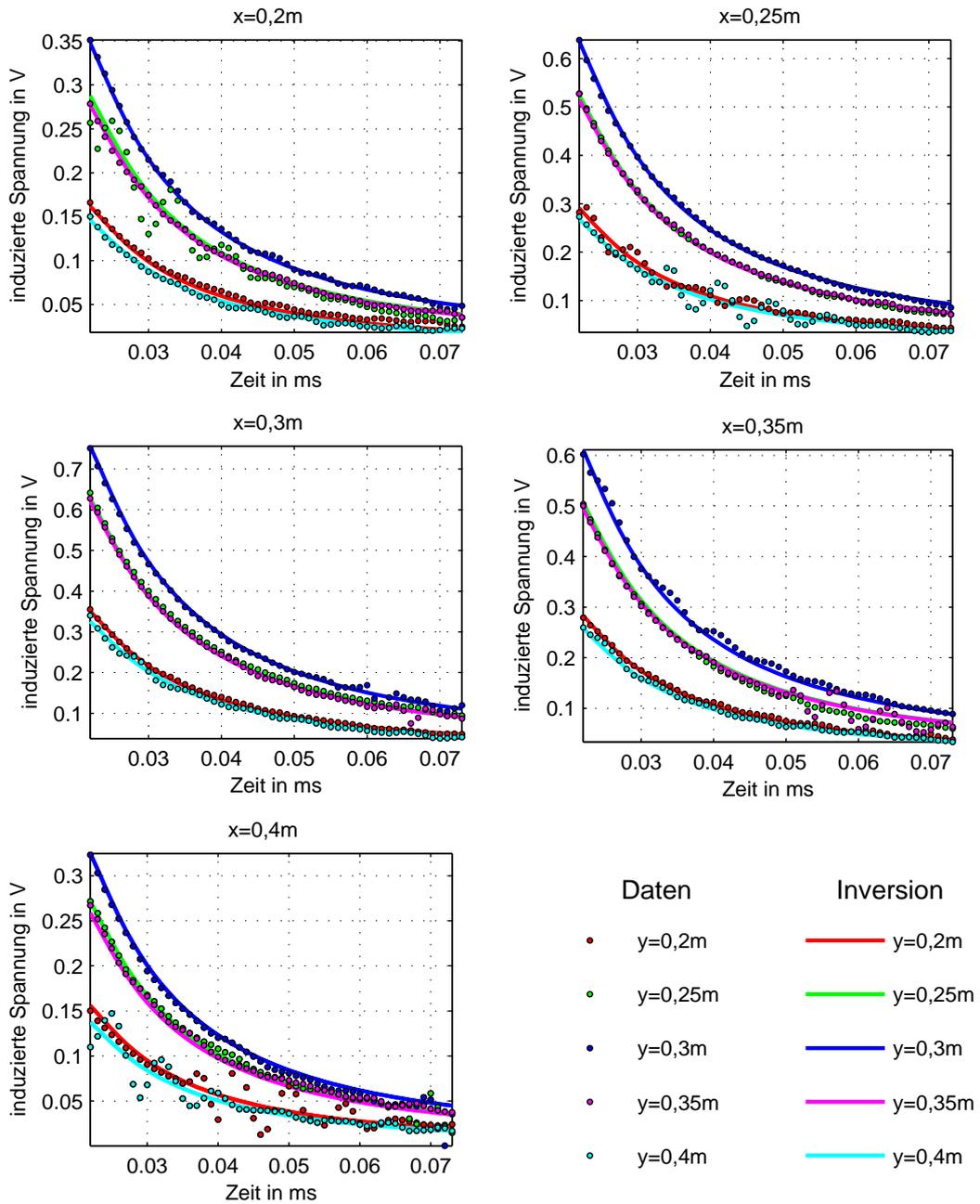


Abbildung C.80: Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist eine Stahlkugel ($a_K = 14\text{mm}$) bei $x = 0,3\text{m}$ und $y = 0,3\text{m}$ in 10cm vertikalem Abstand zum Detektor.

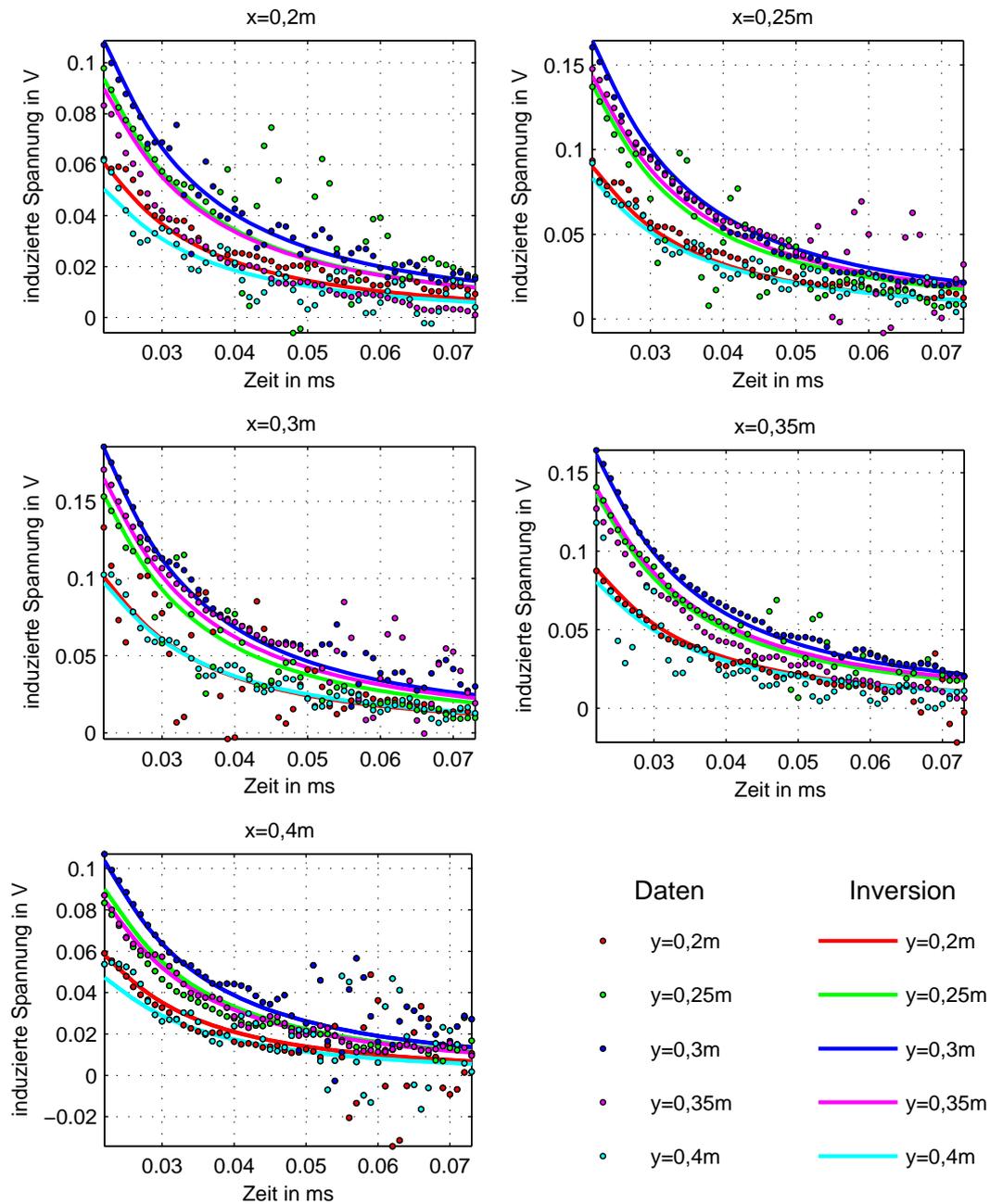


Abbildung C.81: Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist eine Stahlkugel ($a_K = 14mm$) bei $x = 0,3m$ und $y = 0,3m$ in 15 cm vertikalem Abstand zum Detektor.

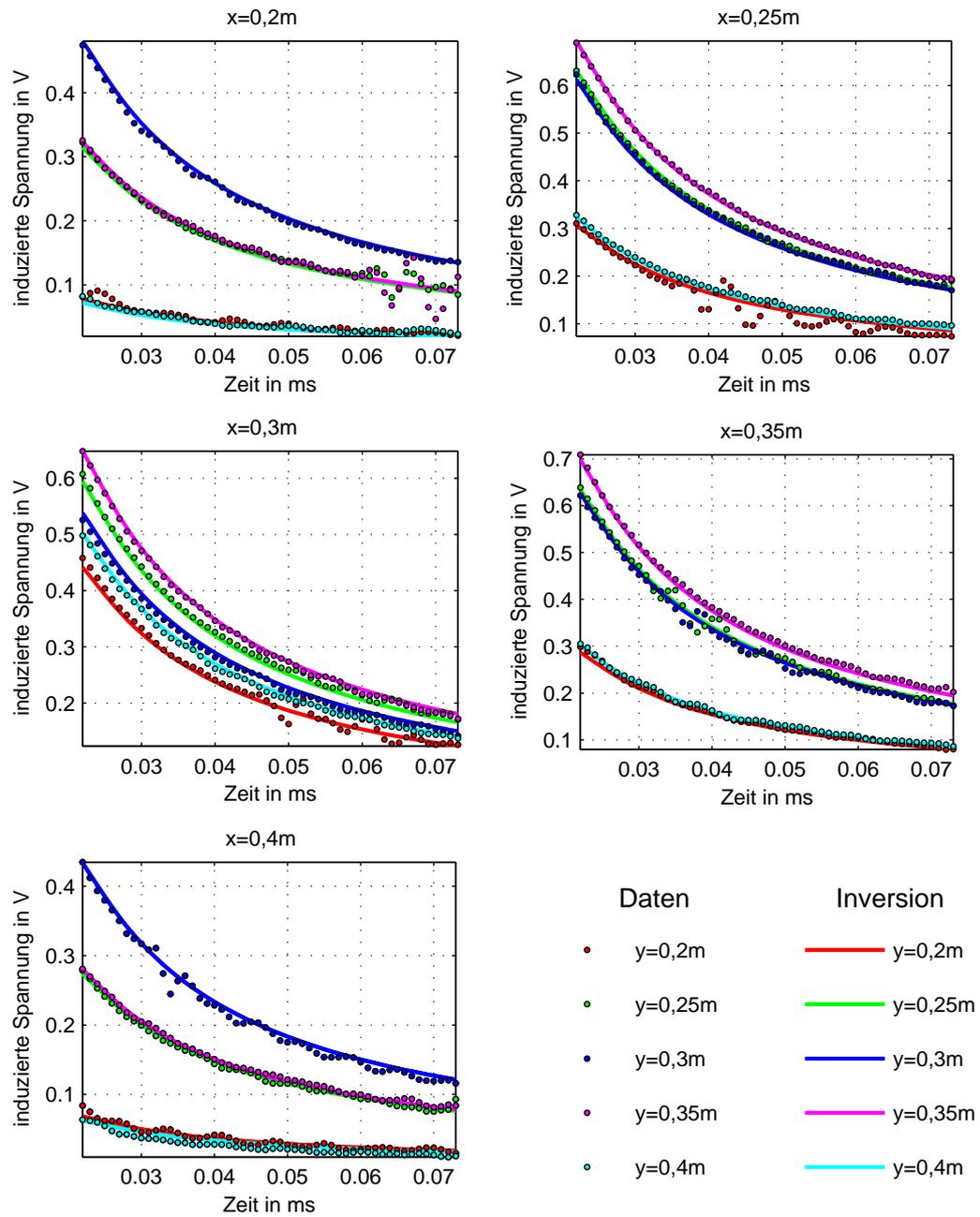


Abbildung C.82: Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist eine Kupferkugel ($a_K = 14\text{mm}$) bei $x = 0,3\text{m}$ und $y = 0,3\text{m}$ in $2,5\text{cm}$ vertikalem Abstand zum Detektor.

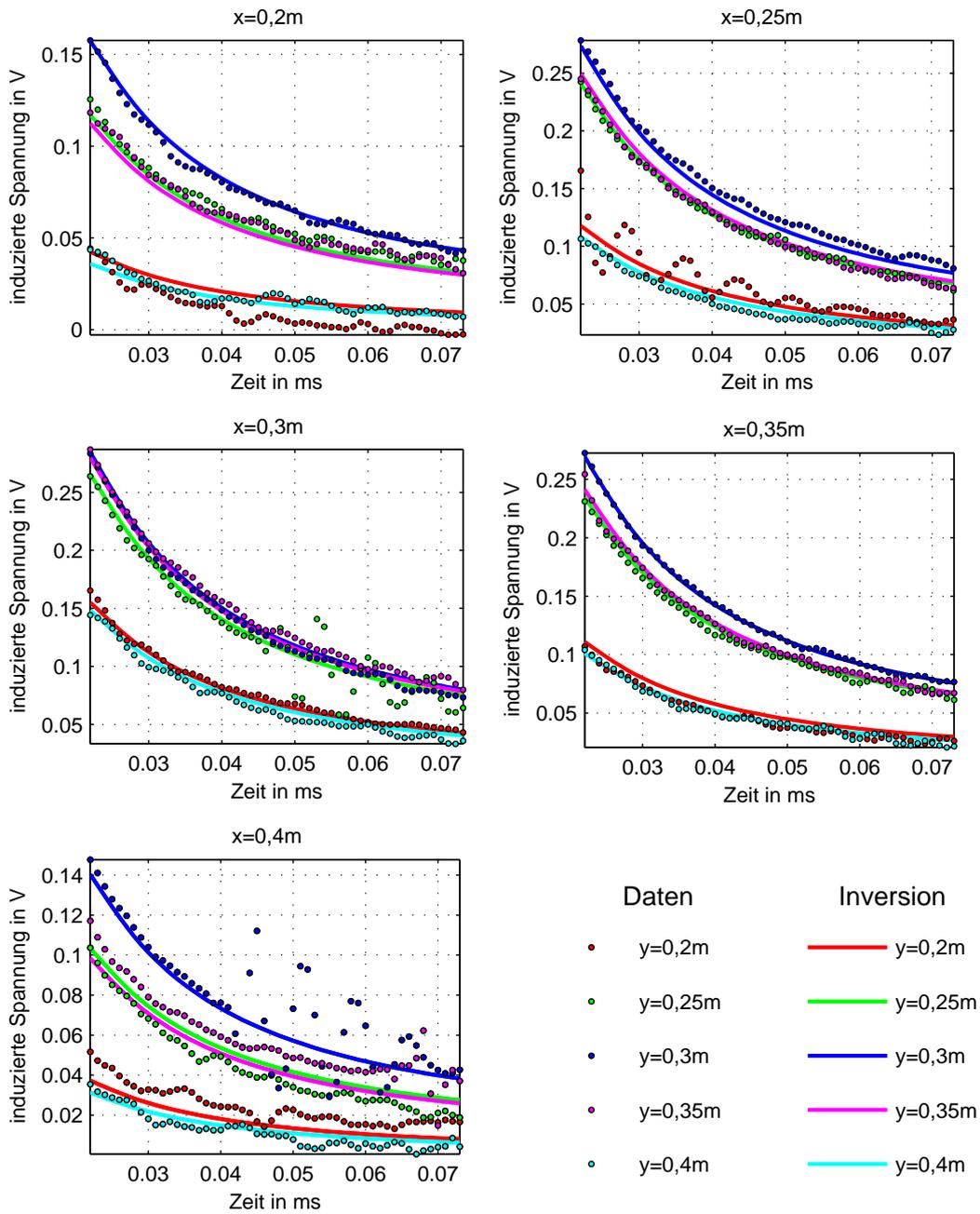


Abbildung C.83: Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist eine Kupferkugel ($a_K = 14mm$) bei $x = 0,3m$ und $y = 0,3m$ in $5cm$ vertikalem Abstand zum Detektor.

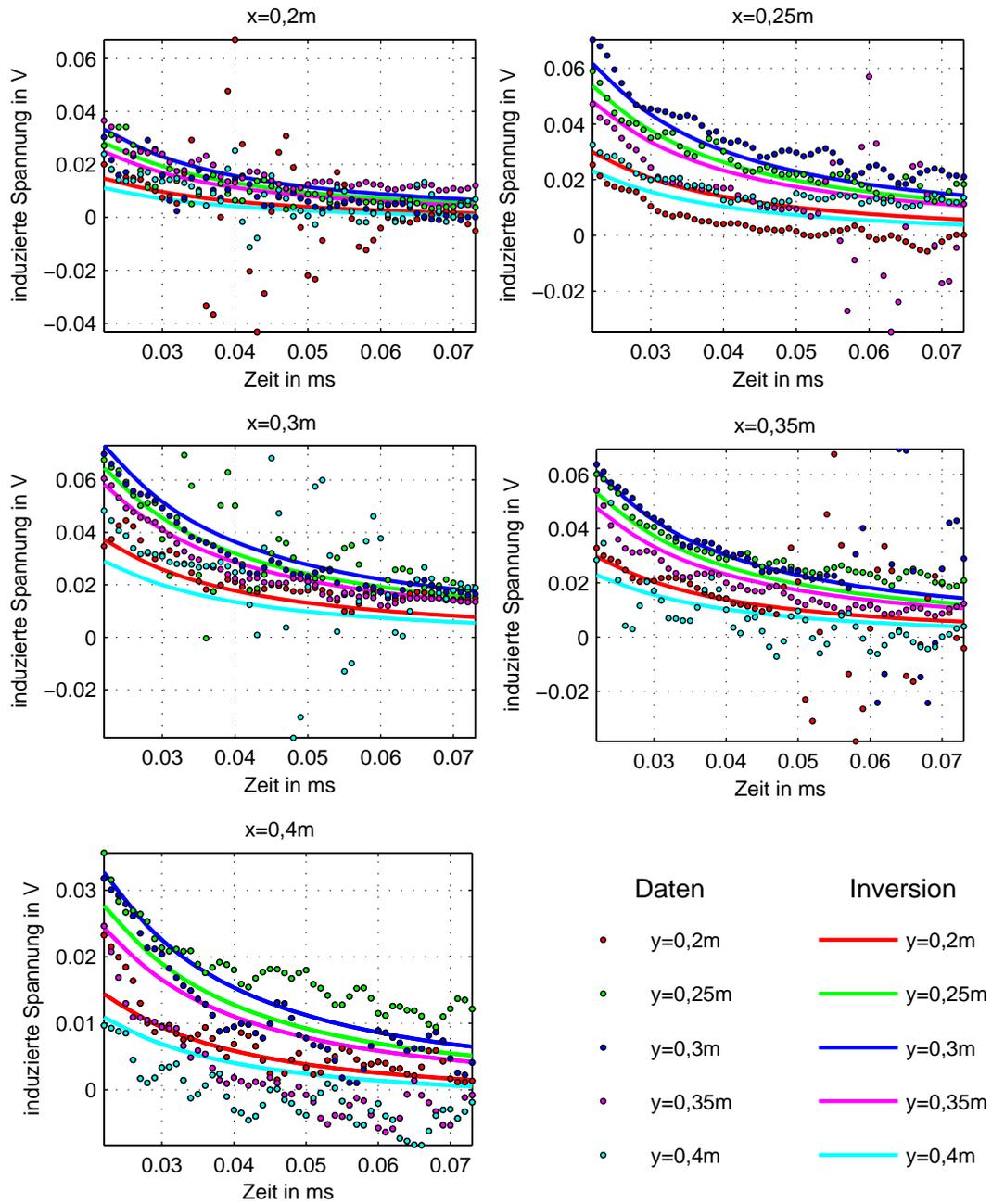


Abbildung C.84: Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist eine Kupferkugel ($a_K = 14\text{mm}$) bei $x = 0,3\text{m}$ und $y = 0,3\text{m}$ in 10cm vertikalem Abstand zum Detektor.

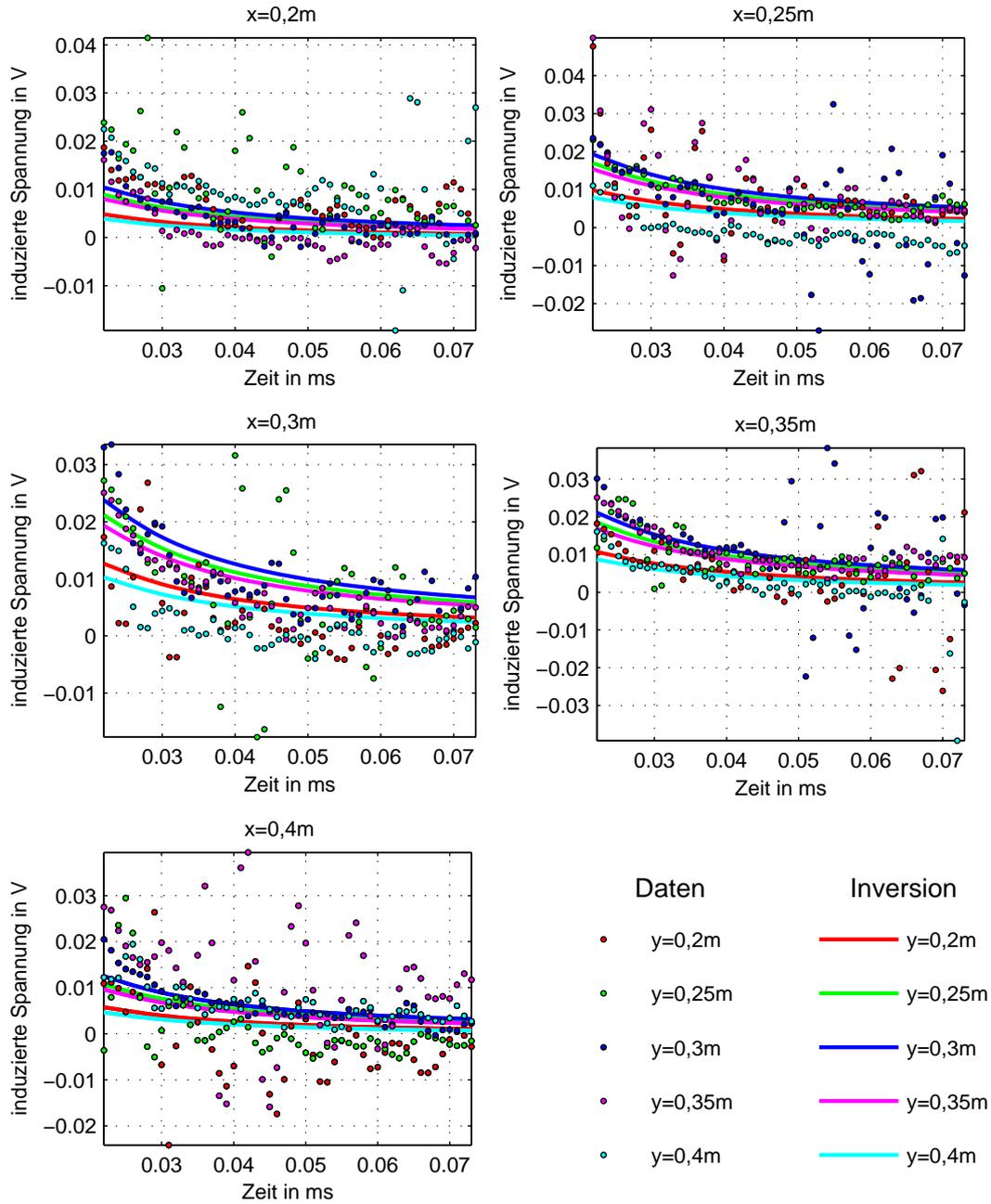


Abbildung C.85: Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist eine Kupferkugel ($a_K = 14\text{mm}$) bei $x = 0,3\text{m}$ und $y = 0,3\text{m}$ in 15cm vertikalem Abstand zum Detektor.

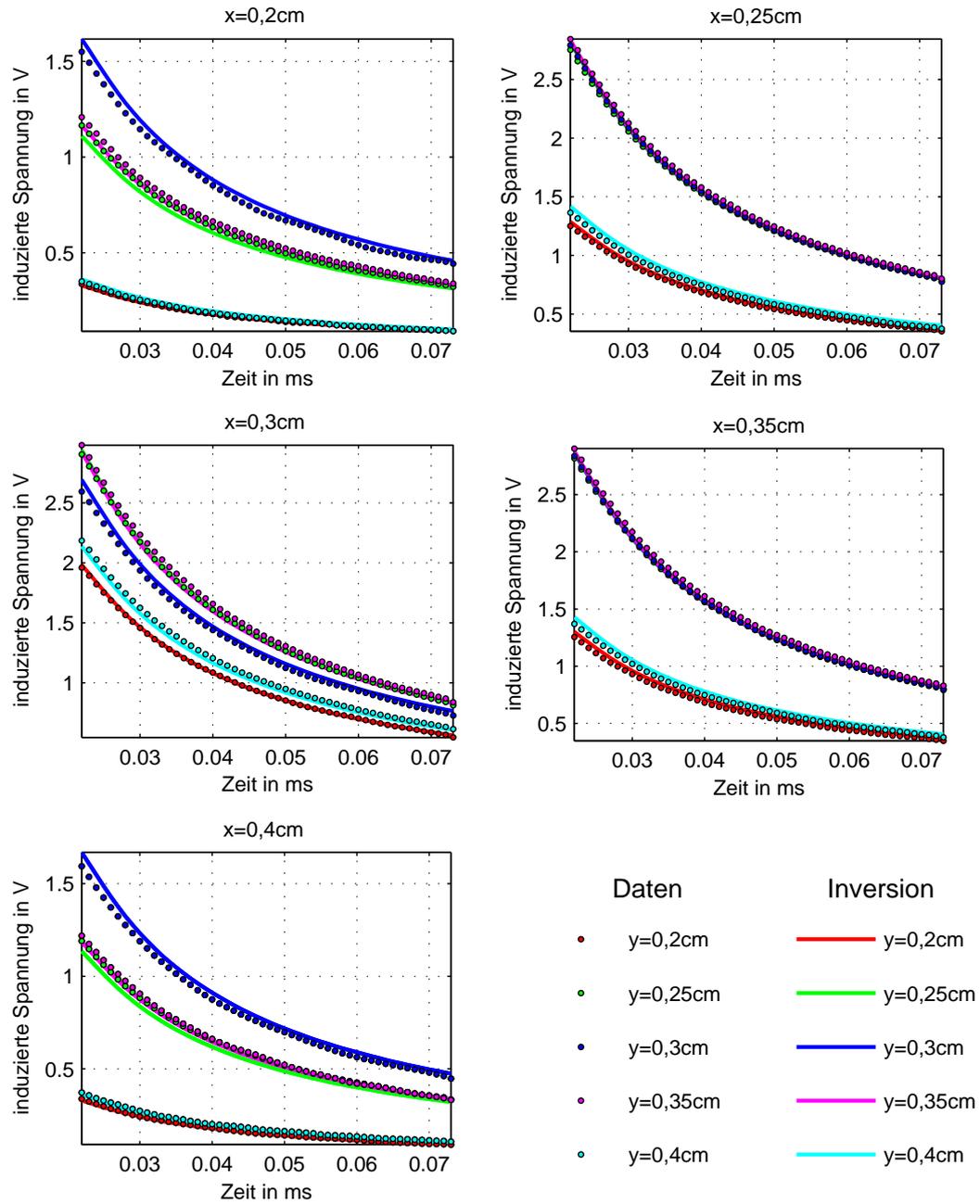


Abbildung C.86: Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist ein Aluminiumzylinder ($R=14\text{mm}$, $H=57\text{mm}$) bei $x = 0,3\text{m}$ und $y = 0,3\text{m}$ in $2,5\text{cm}$ vertikalem Abstand zum Detektor. Die Rotationsachse des Zylinders liegt parallel zur x -Achse.

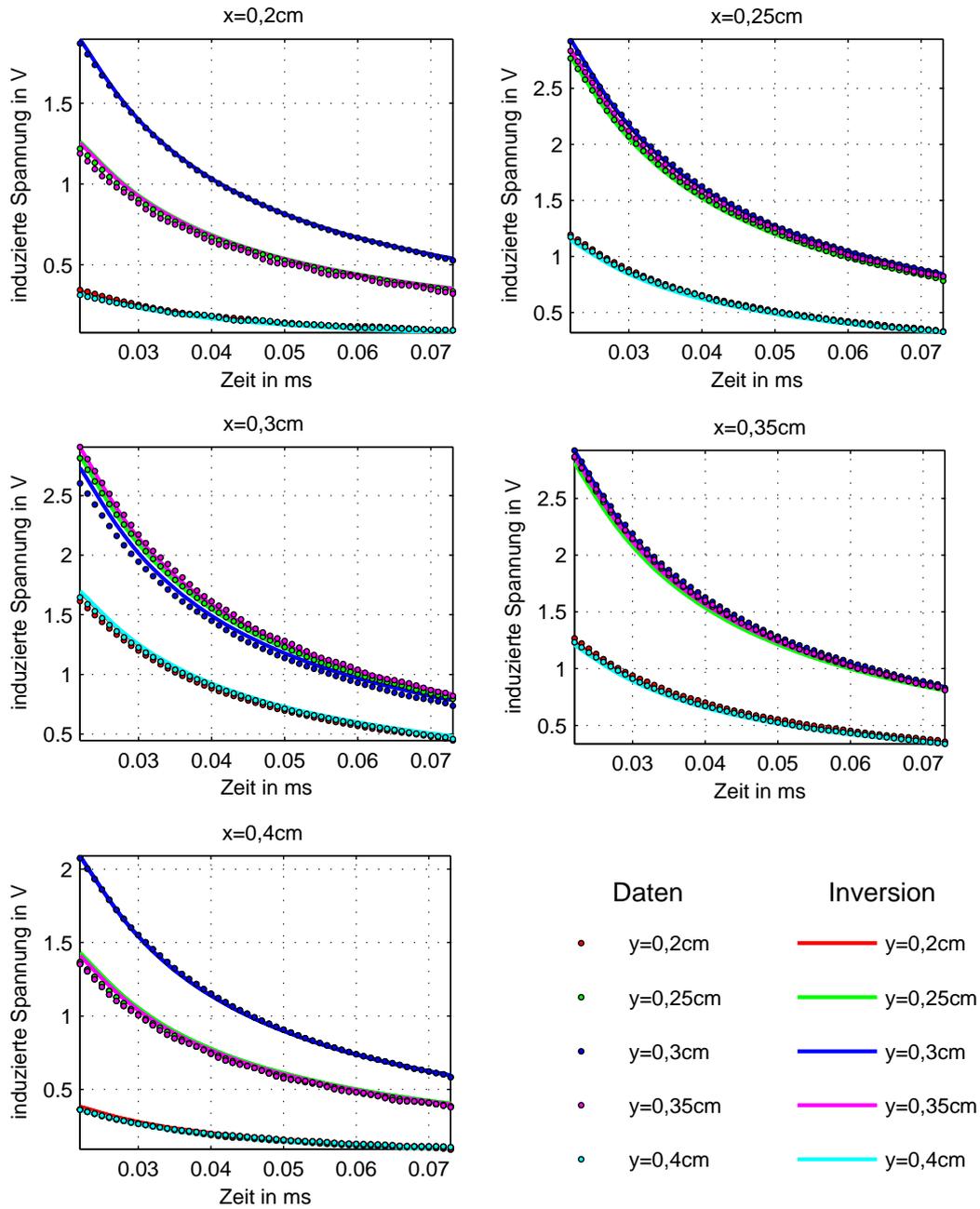


Abbildung C.87: Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist ein Aluminiumzylinder ($R=14\text{mm}$, $H=57\text{mm}$) bei $x = 0,3\text{m}$ und $y = 0,3\text{m}$ in $2,5\text{cm}$ vertikalem Abstand zum Detektor. Die Rotationsachse des Zylinders liegt parallel zur y -Achse.

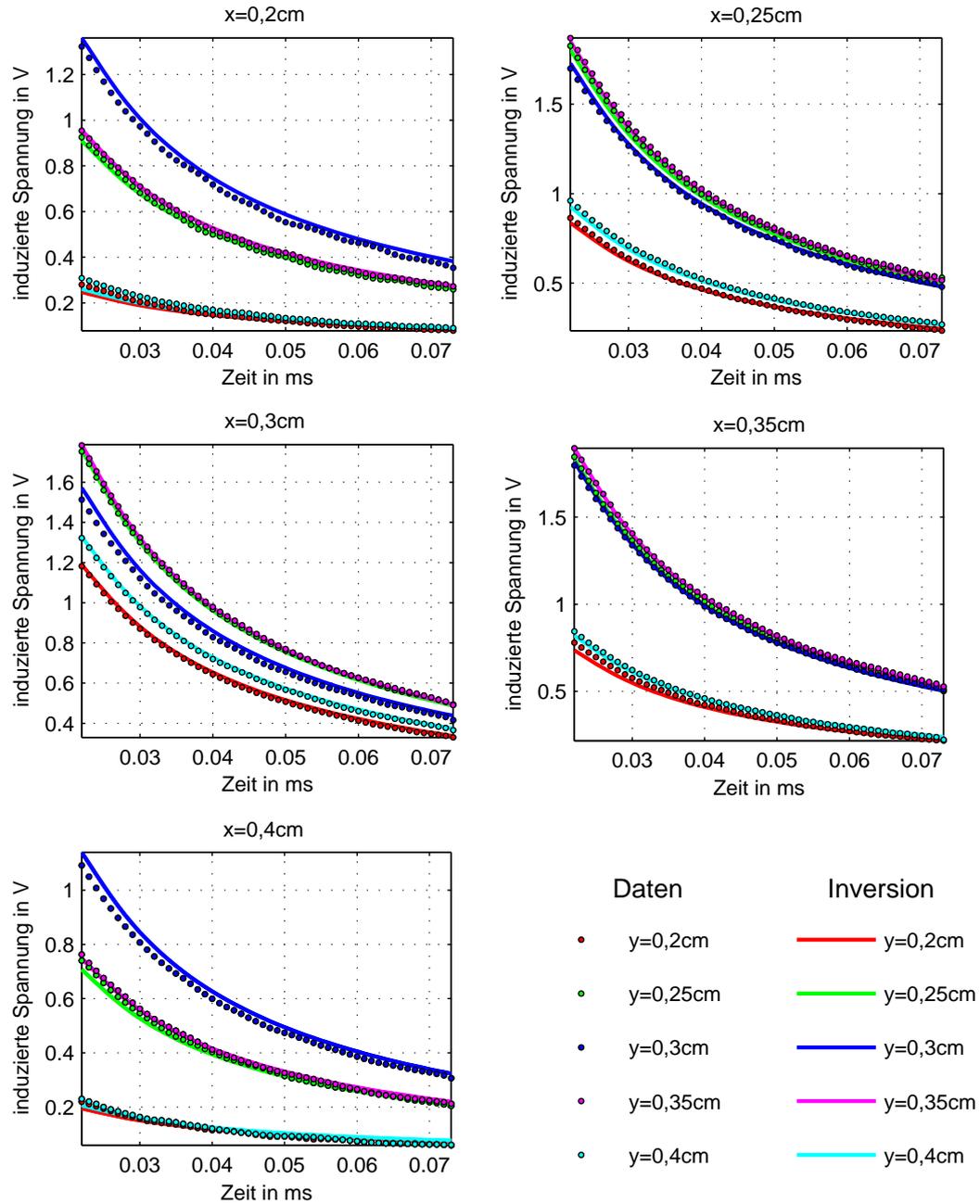


Abbildung C.88: Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist ein Aluminiumzylinder ($R=14\text{mm}$, $H=57\text{mm}$) bei $x = 0,3\text{m}$ und $y = 0,3\text{m}$ in $2,5\text{cm}$ vertikalem Abstand zum Detektor. Die Rotationsachse des Zylinders liegt parallel zur z -Achse.

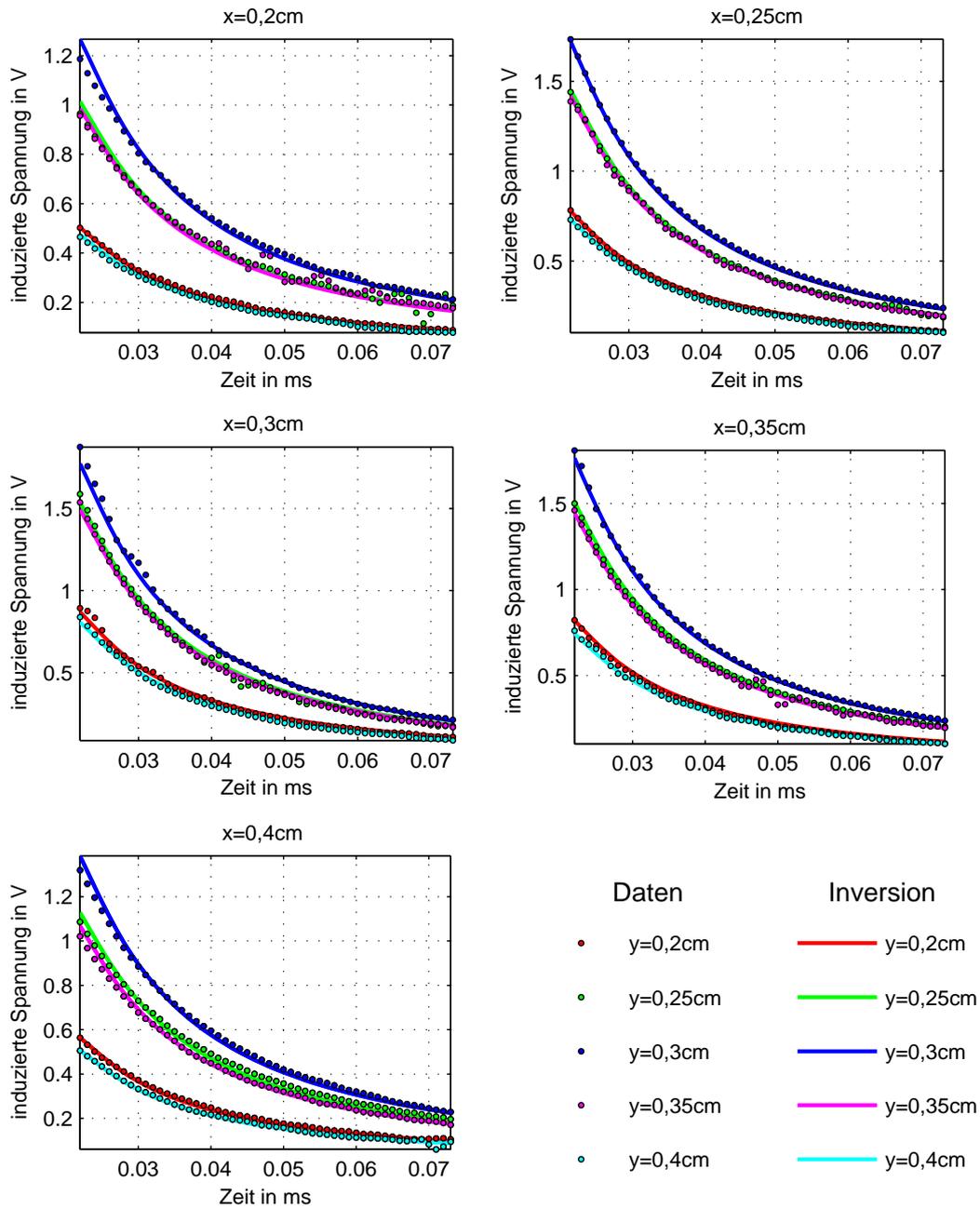


Abbildung C.89: Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist ein Stahlzylinder ($R=14\text{mm}$, $H=57\text{mm}$) bei $x = 0,3\text{m}$ und $y = 0,3\text{m}$ in 10cm vertikalem Abstand zum Detektor. Die Rotationsachse des Zylinders liegt parallel zur x -Achse.

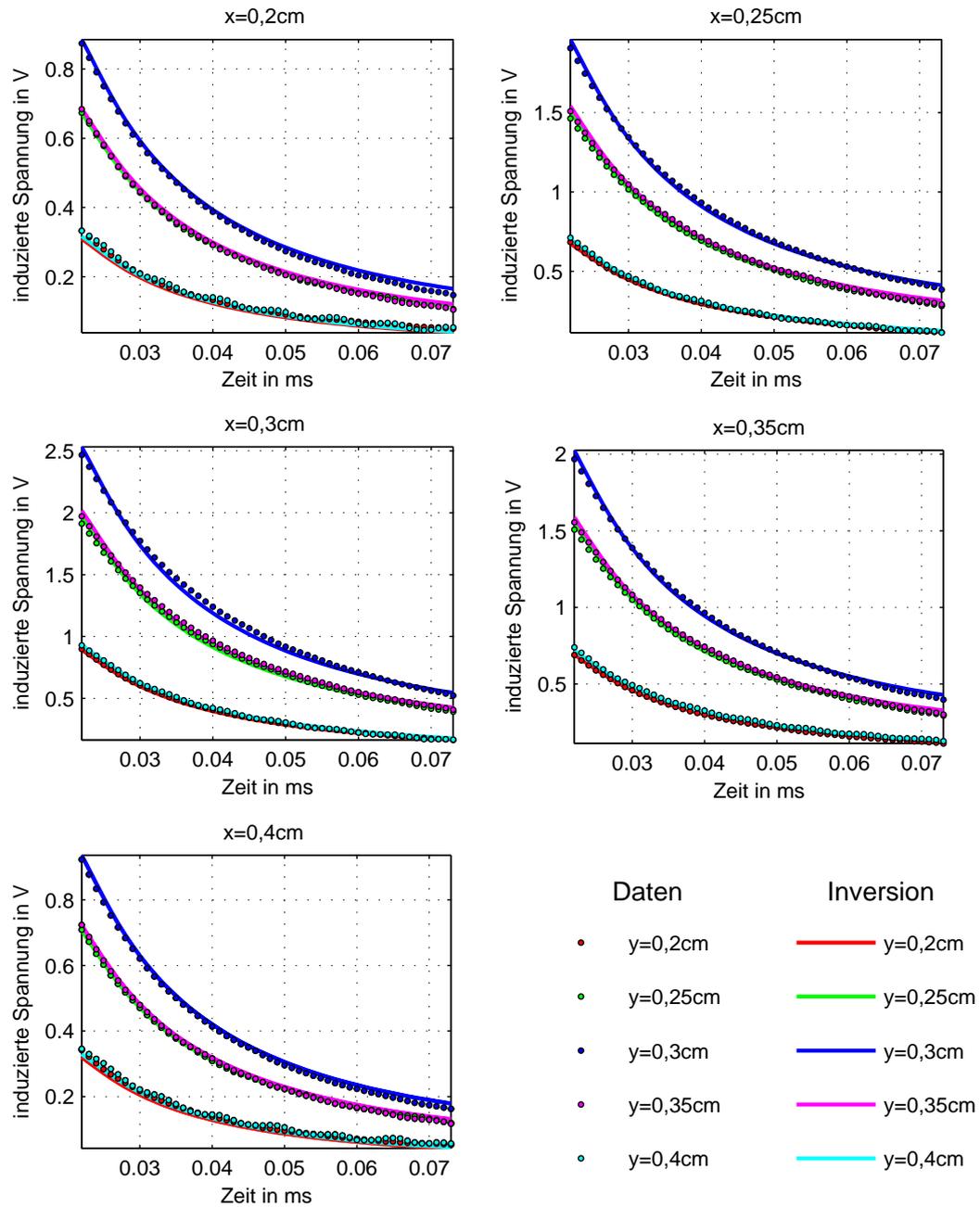


Abbildung C.90: Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist ein Stahlzylinder ($R=14\text{mm}$, $H=57\text{mm}$) bei $x = 0,3\text{m}$ und $y = 0,3\text{m}$ in 10cm vertikalem Abstand zum Detektor. Die Rotationsachse des Zylinders liegt parallel zur z -Achse.

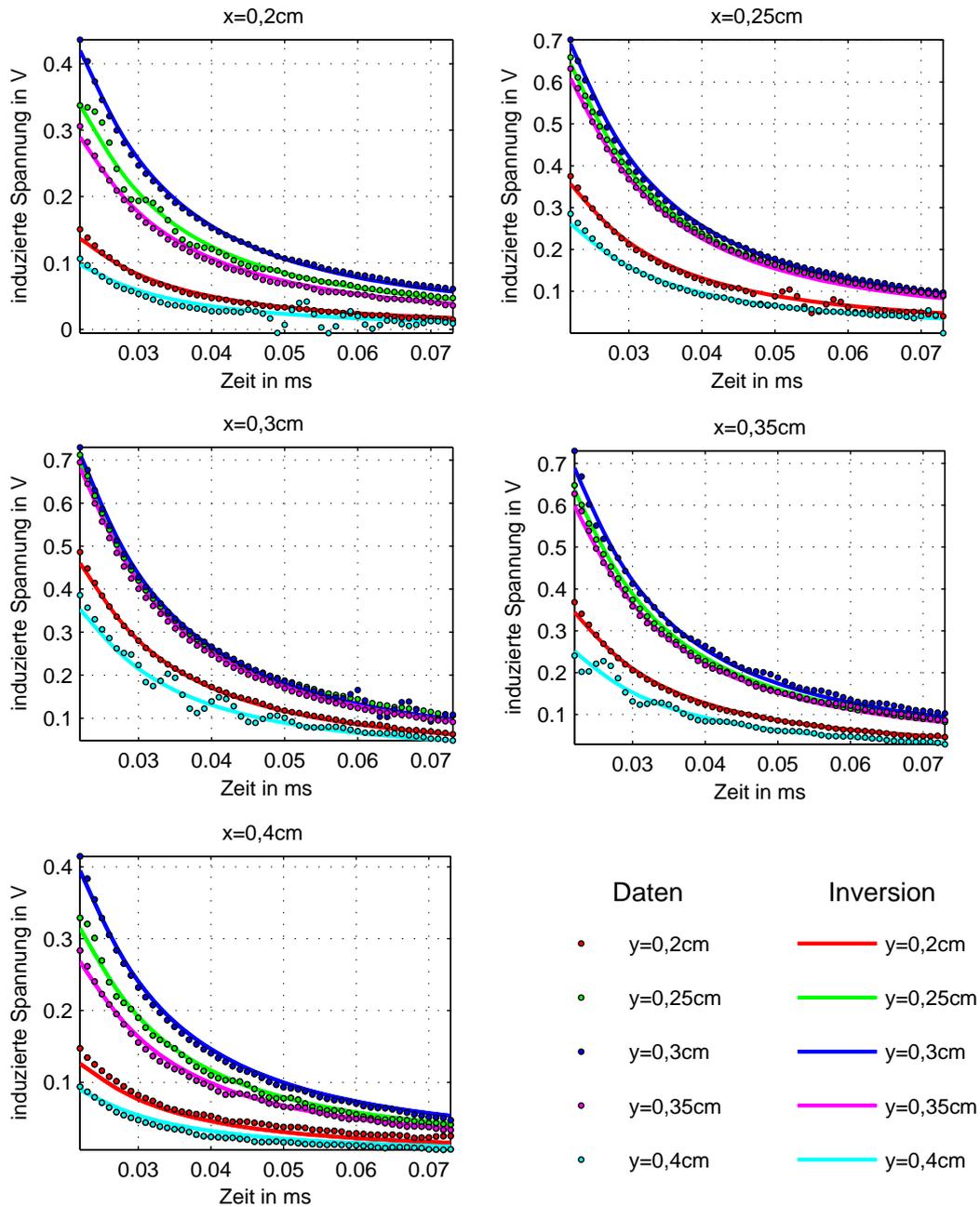


Abbildung C.91: Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist die M2B bei $x = 0,3\text{m}$ und $y = 0,3\text{m}$ in 5cm vertikalem Abstand zum Detektor.

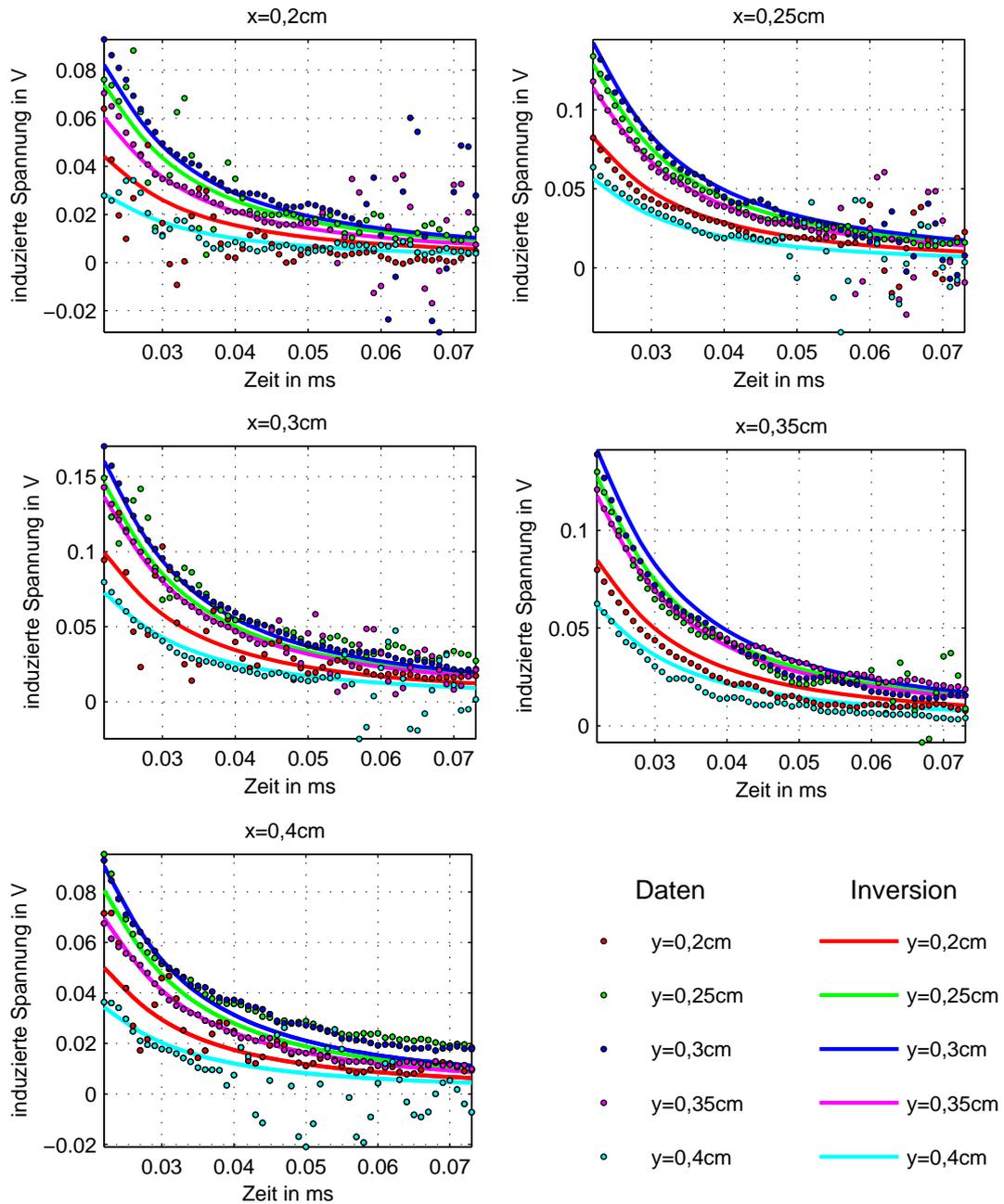


Abbildung C.92: Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist die M2B bei $x = 0,3\text{m}$ und $y = 0,3\text{m}$ in 10cm vertikalem Abstand zum Detektor.

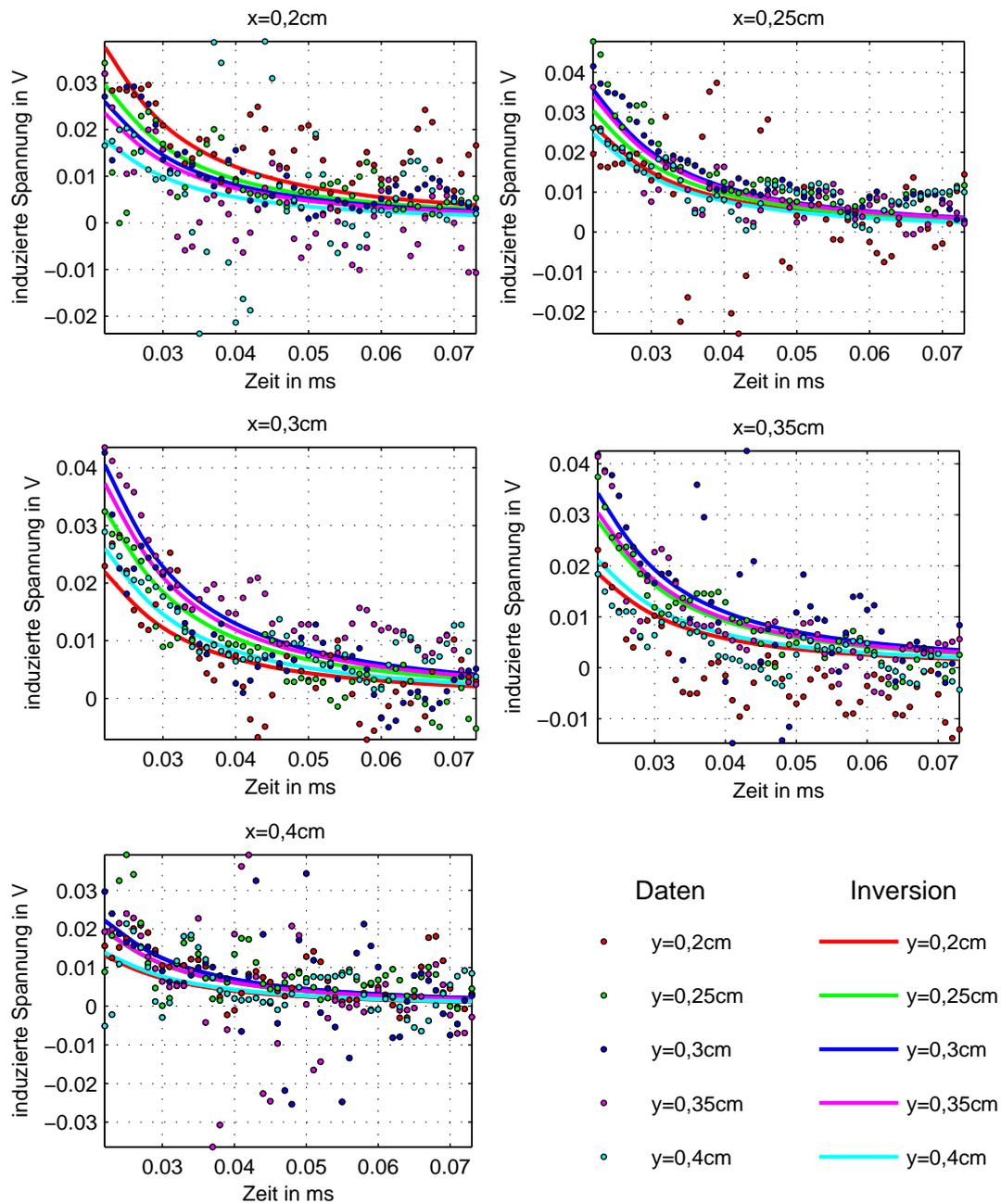


Abbildung C.93: Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist die M2B bei $x = 0,3\text{m}$ und $y = 0,3\text{m}$ in 15cm vertikalem Abstand zum Detektor.

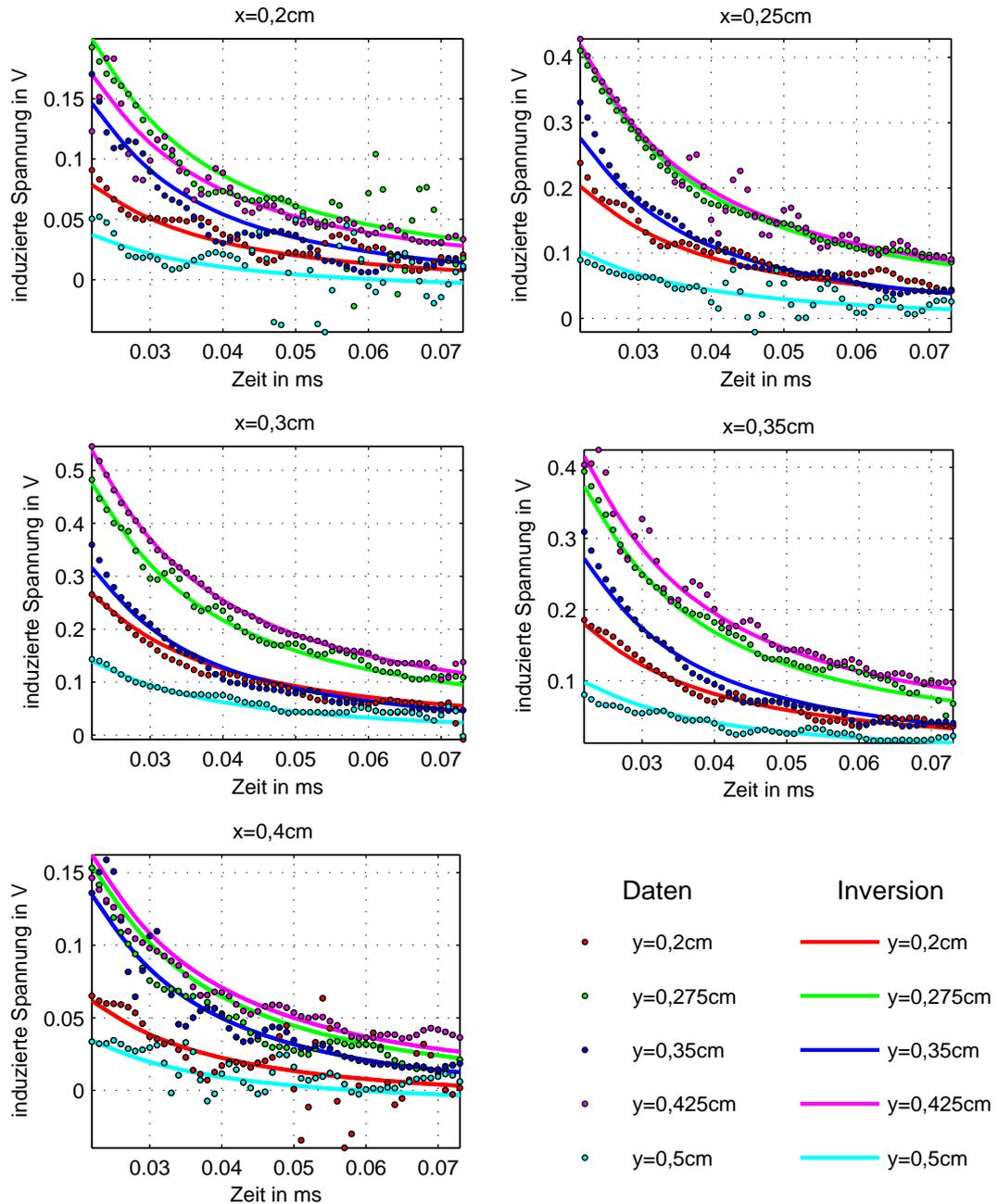


Abbildung C.94: Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist die M3B bei $x = 0,3\text{m}$ und $y = 0,35\text{m}$ in 5cm vertikalem Abstand zum Detektor.

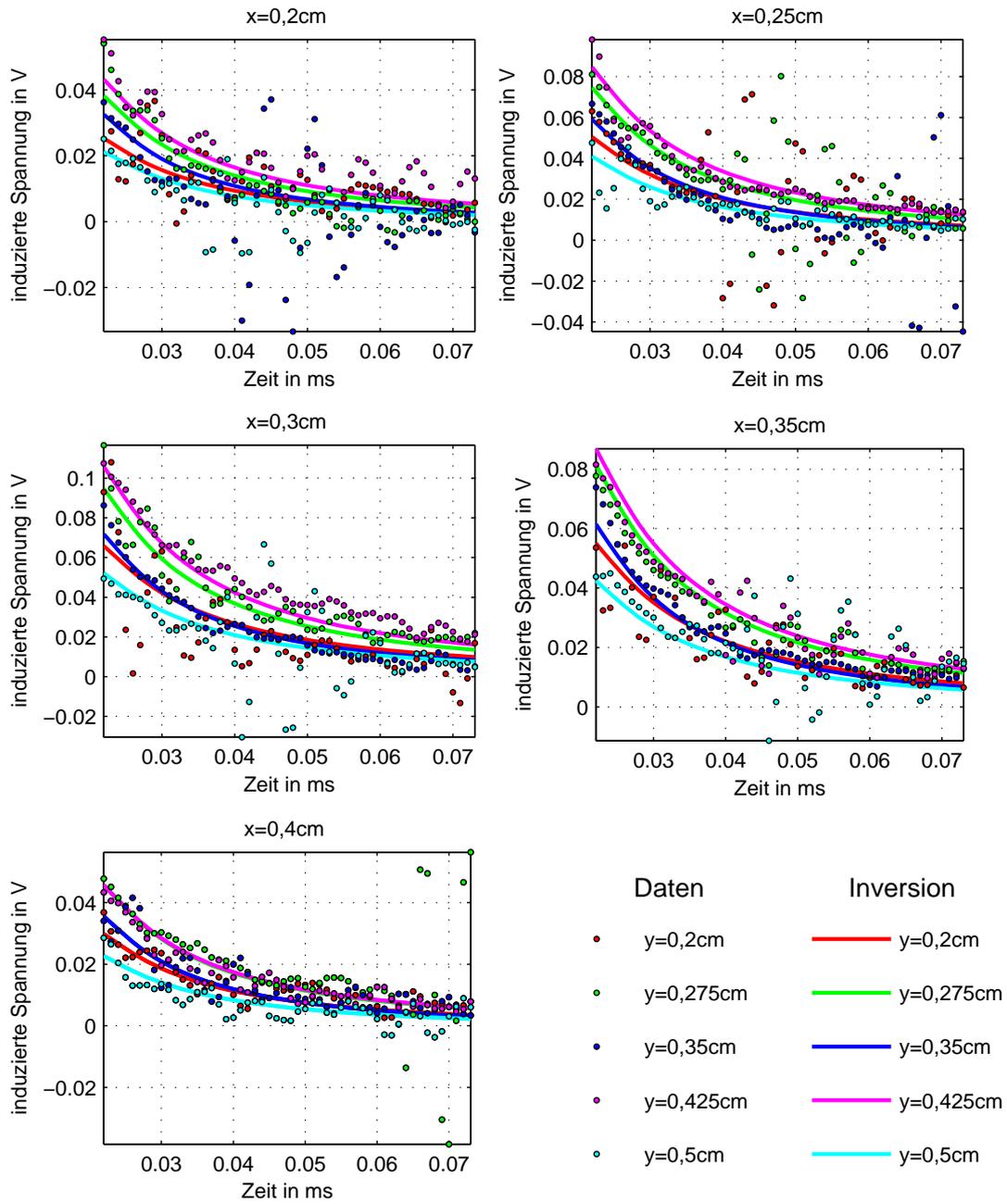


Abbildung C.95: Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist die M3B bei $x = 0,3\text{m}$ und $y = 0,35\text{m}$ in 10cm vertikalem Abstand zum Detektor.

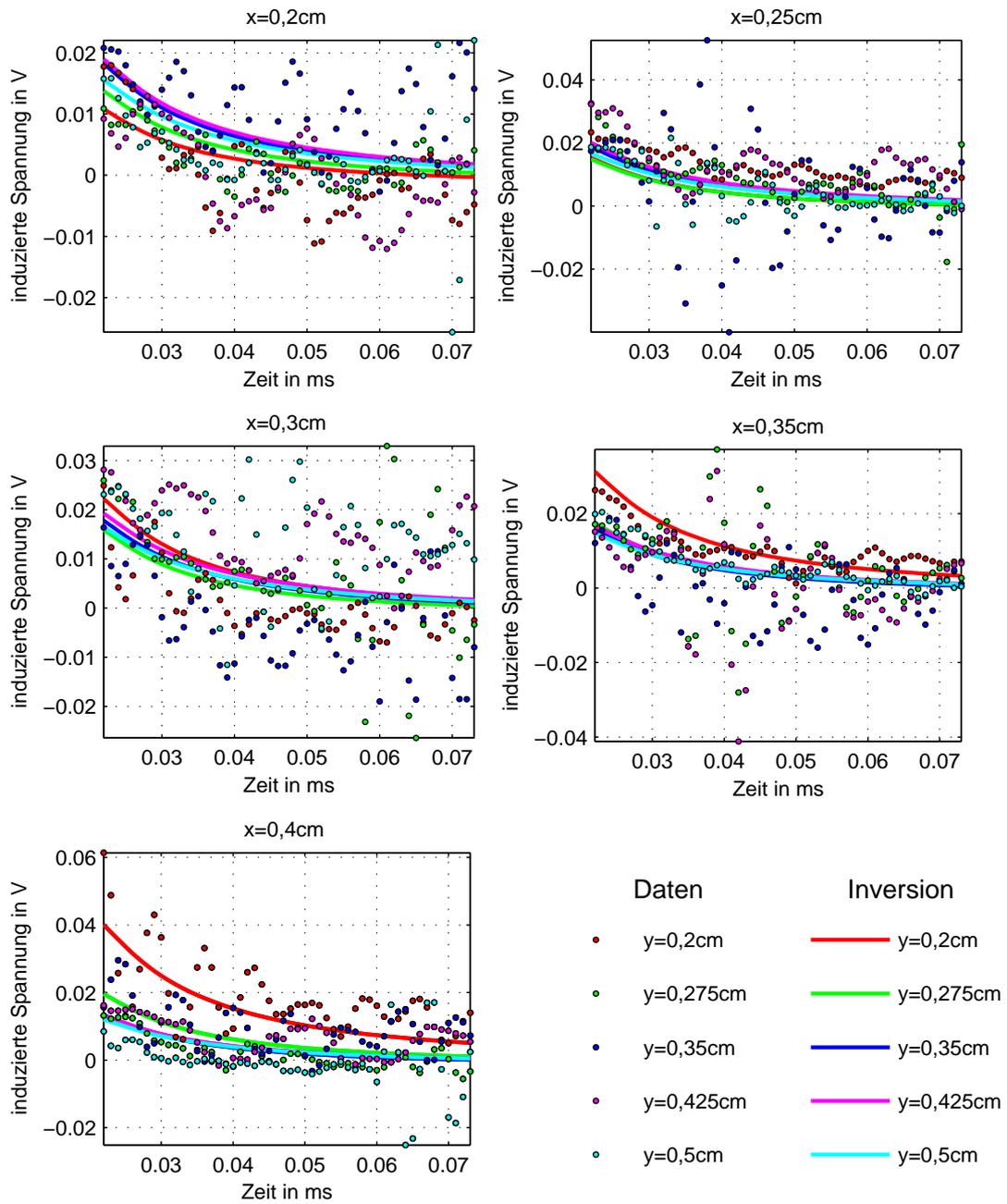


Abbildung C.96: Gemessene Daten und Anpassung der Daten durch die Inversion. Das Objekt ist die M3B bei $x = 0,3m$ und $y = 0,35m$ in $15cm$ vertikalem Abstand zum Detektor.

C.3 Daten mit Pinpointing der Objekte der Messungen in Ispra

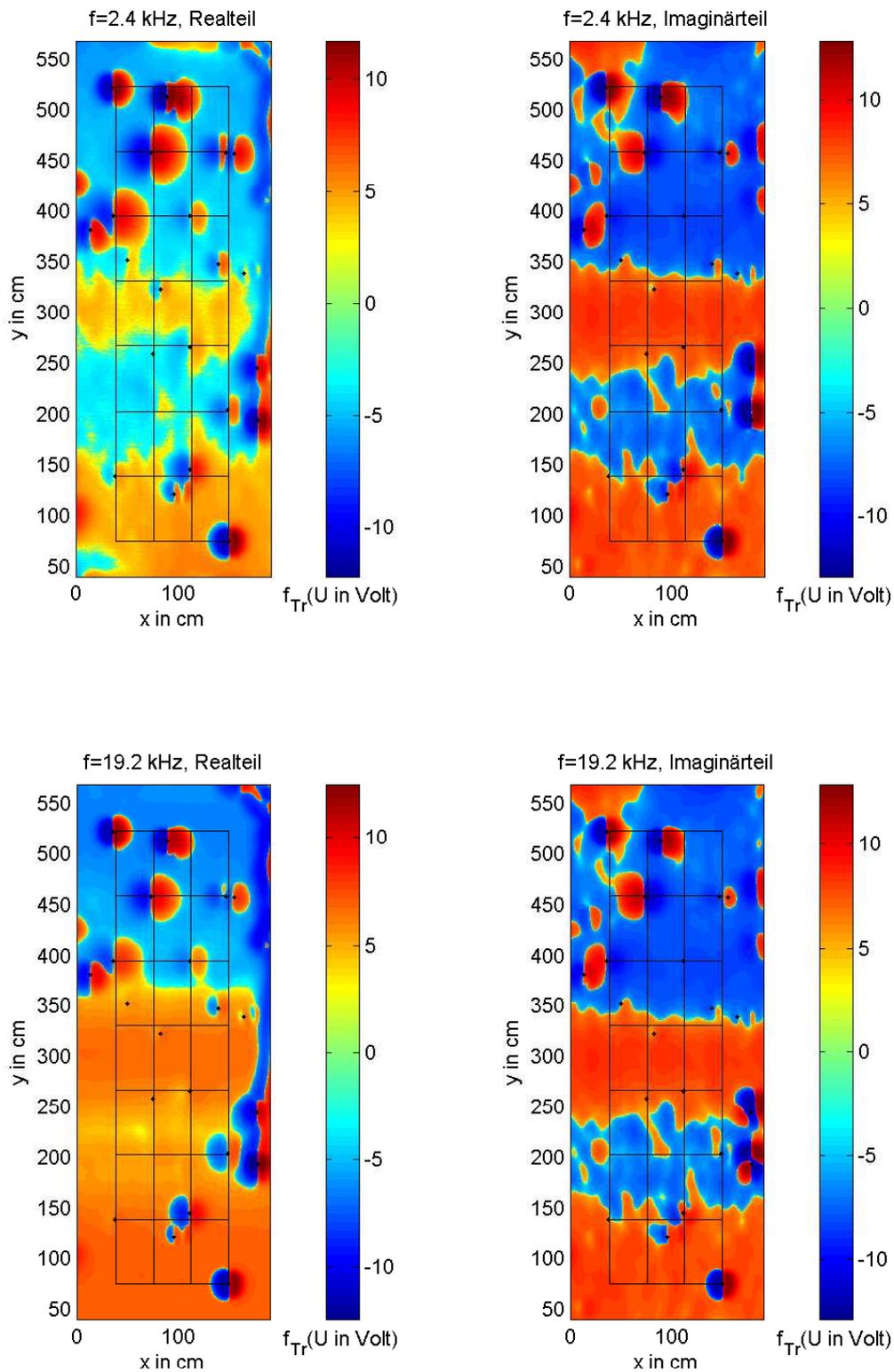


Abbildung C.97: Transformierte Daten ($U > 0 : f_{tr}(U) = \ln(U \cdot 10^6) + 1$, $U < 0 : f_{tr}(U) = -(\ln(-U \cdot 10^6) + 1)$) des Feldes 2A

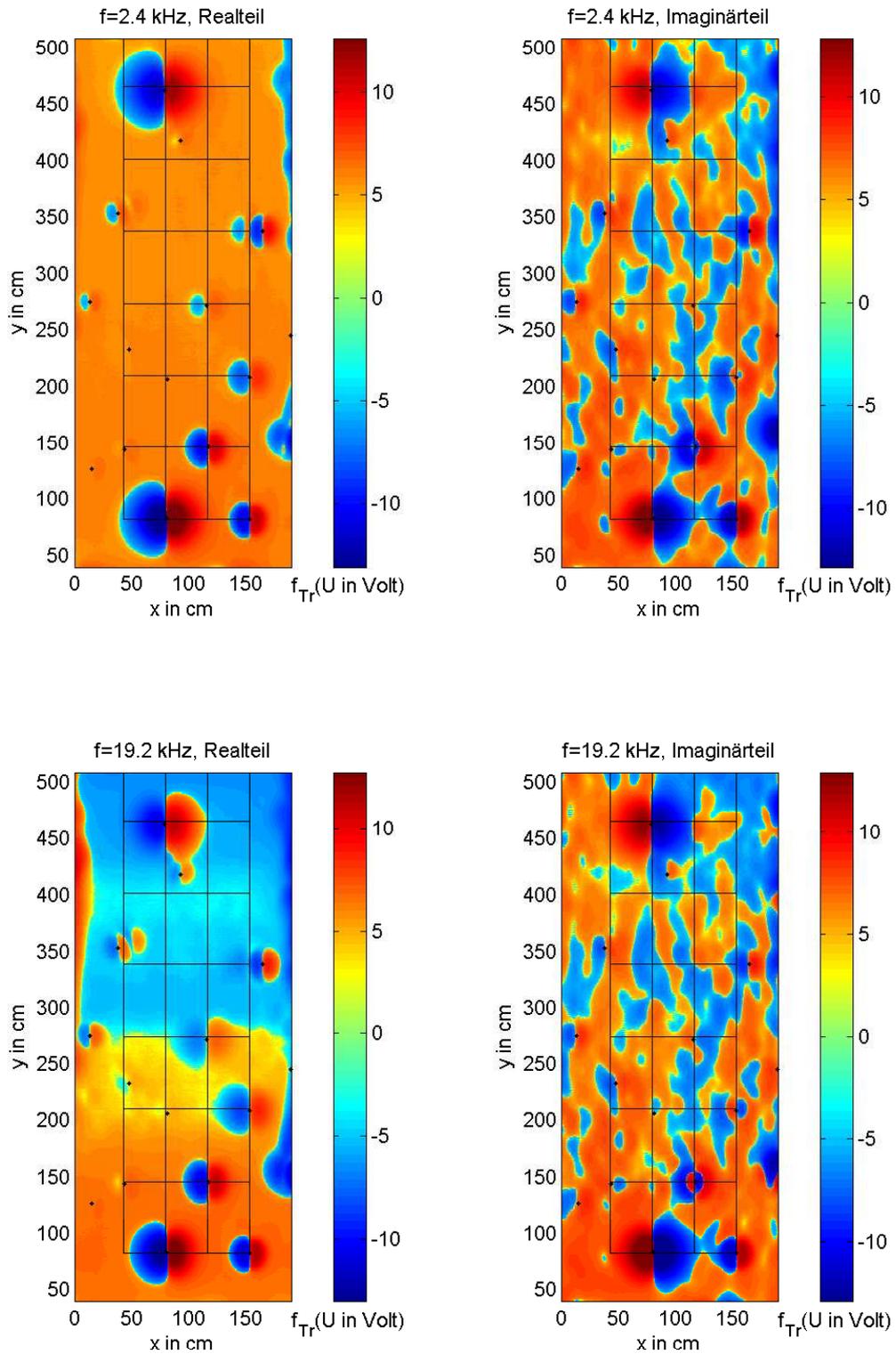


Abbildung C.98: Transformierte Daten ($U > 0 : f_{tr}(U) = \ln(U \cdot 10^6) + 1$, $U < 0 : f_{tr}(U) = -(\ln(-U \cdot 10^6) + 1)$) des Feldes 2B

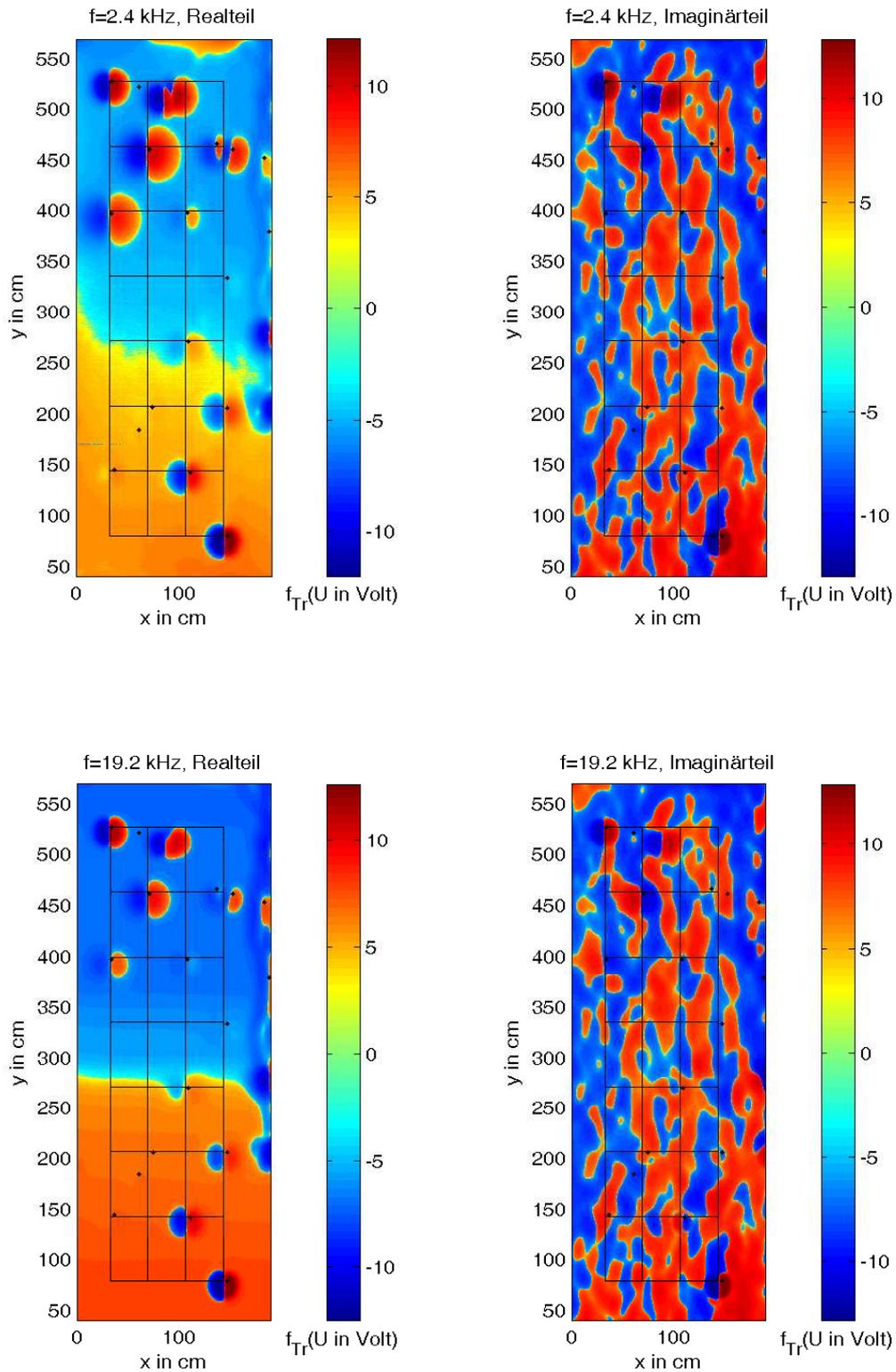


Abbildung C.99: Transformierte Daten ($U > 0 : f_{tr}(U) = \ln(U \cdot 10^6) + 1$, $U < 0 : f_{tr}(U) = -(\ln(-U \cdot 10^6) + 1)$) des Feldes $4A$

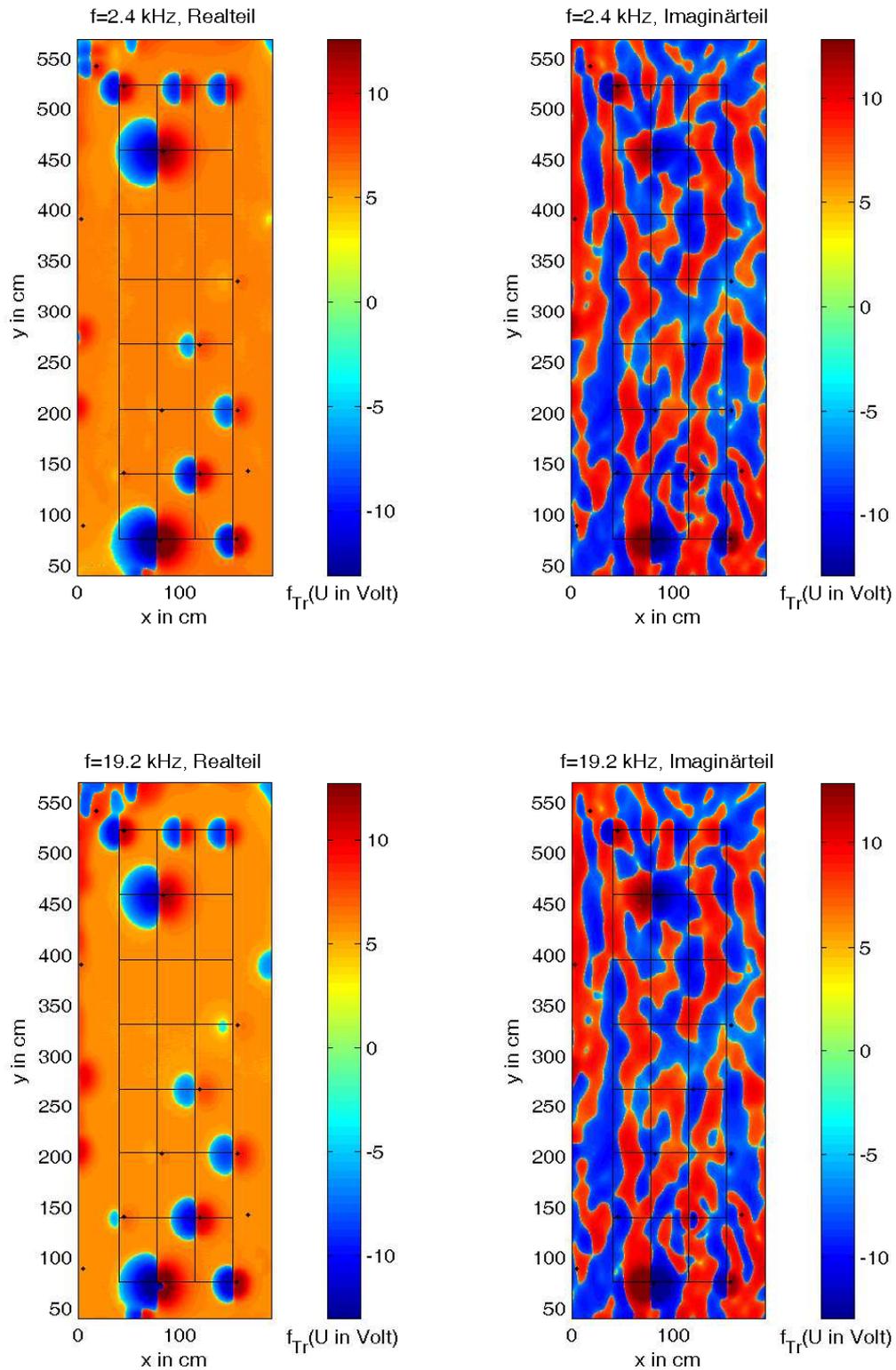


Abbildung C.100: Transformierte Daten ($U > 0 : f_{tr}(U) = \ln(U \cdot 10^6) + 1$, $U < 0 : f_{tr}(U) = -(\ln(-U \cdot 10^6) + 1)$) des Feldes 4B

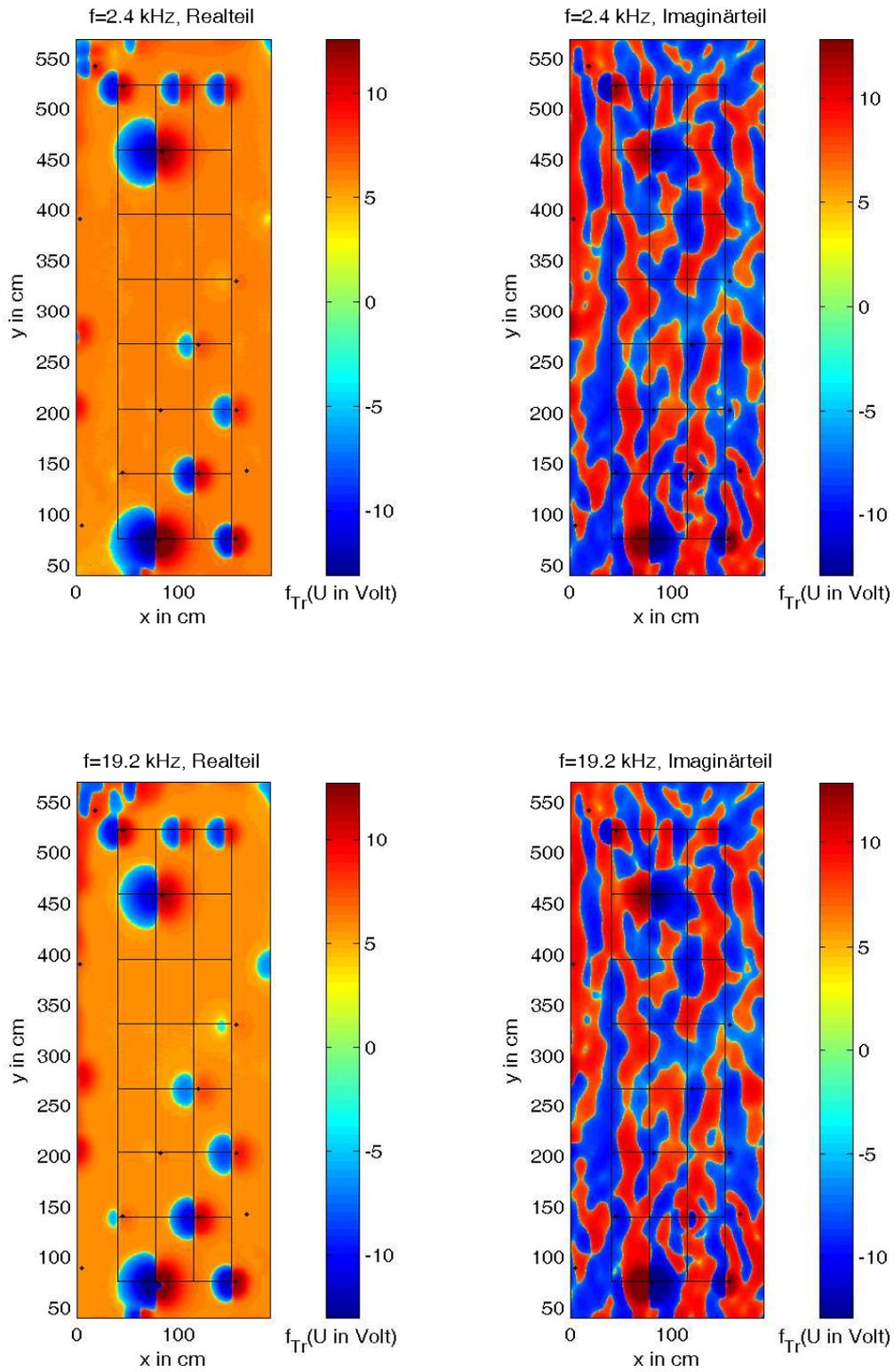


Abbildung C.101: Transformierte Daten ($U > 0 : f_{tr}(U) = \ln(U \cdot 10^6) + 1$, $U < 0 : f_{tr}(U) = -(\ln(-U \cdot 10^6) + 1)$) des Feldes $4C$

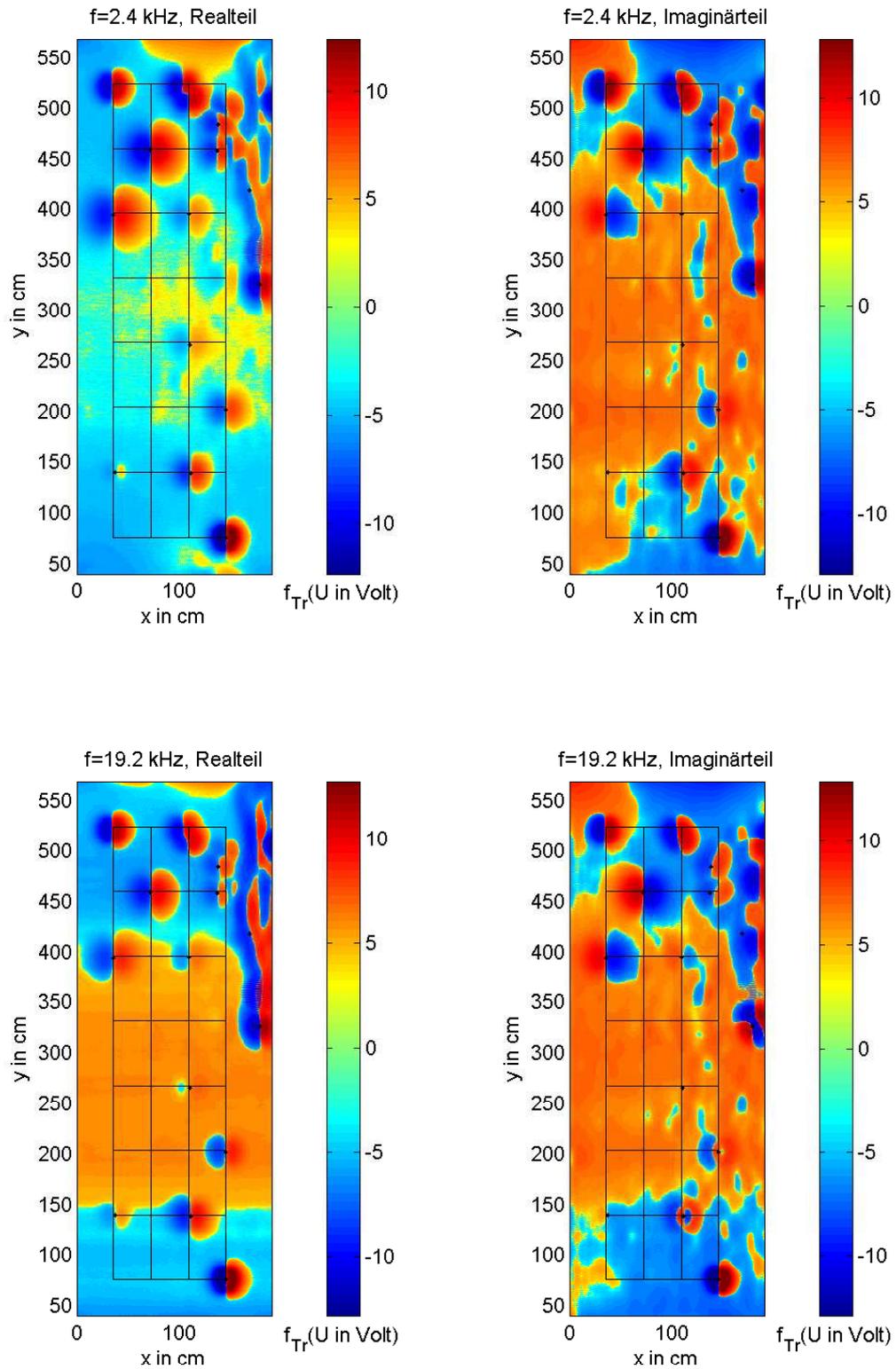


Abbildung C.102: Transformierte Daten ($U > 0 : f_{tr}(U) = \ln(U \cdot 10^6) + 1$, $U < 0 : f_{tr}(U) = -(\ln(-U \cdot 10^6) + 1)$) des Feldes 5A

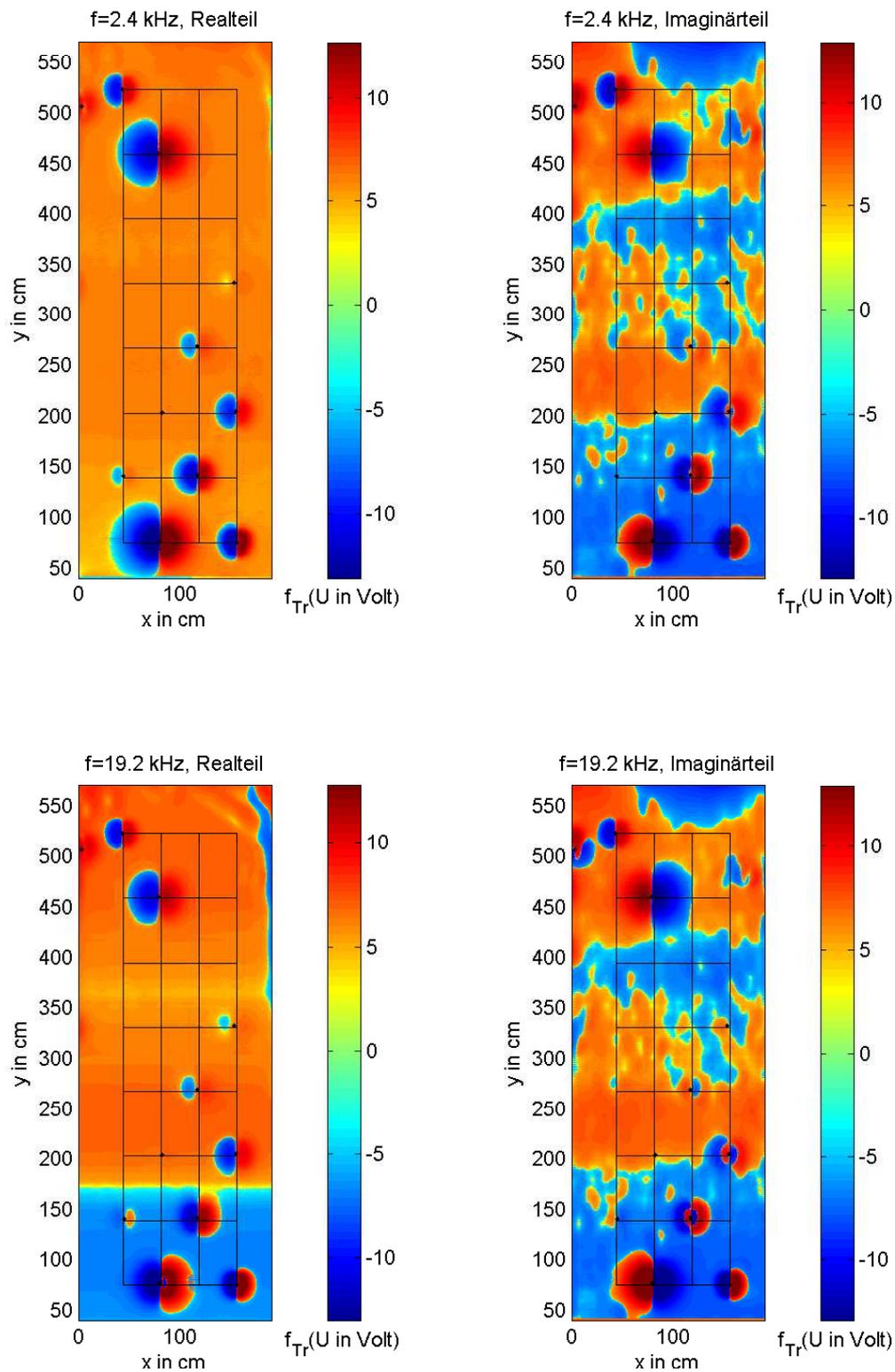


Abbildung C.103: Transformierte Daten ($U > 0 : f_{tr}(U) = \ln(U \cdot 10^6) + 1$, $U < 0 : f_{tr}(U) = -(\ln(-U \cdot 10^6) + 1)$) des Feldes 5B

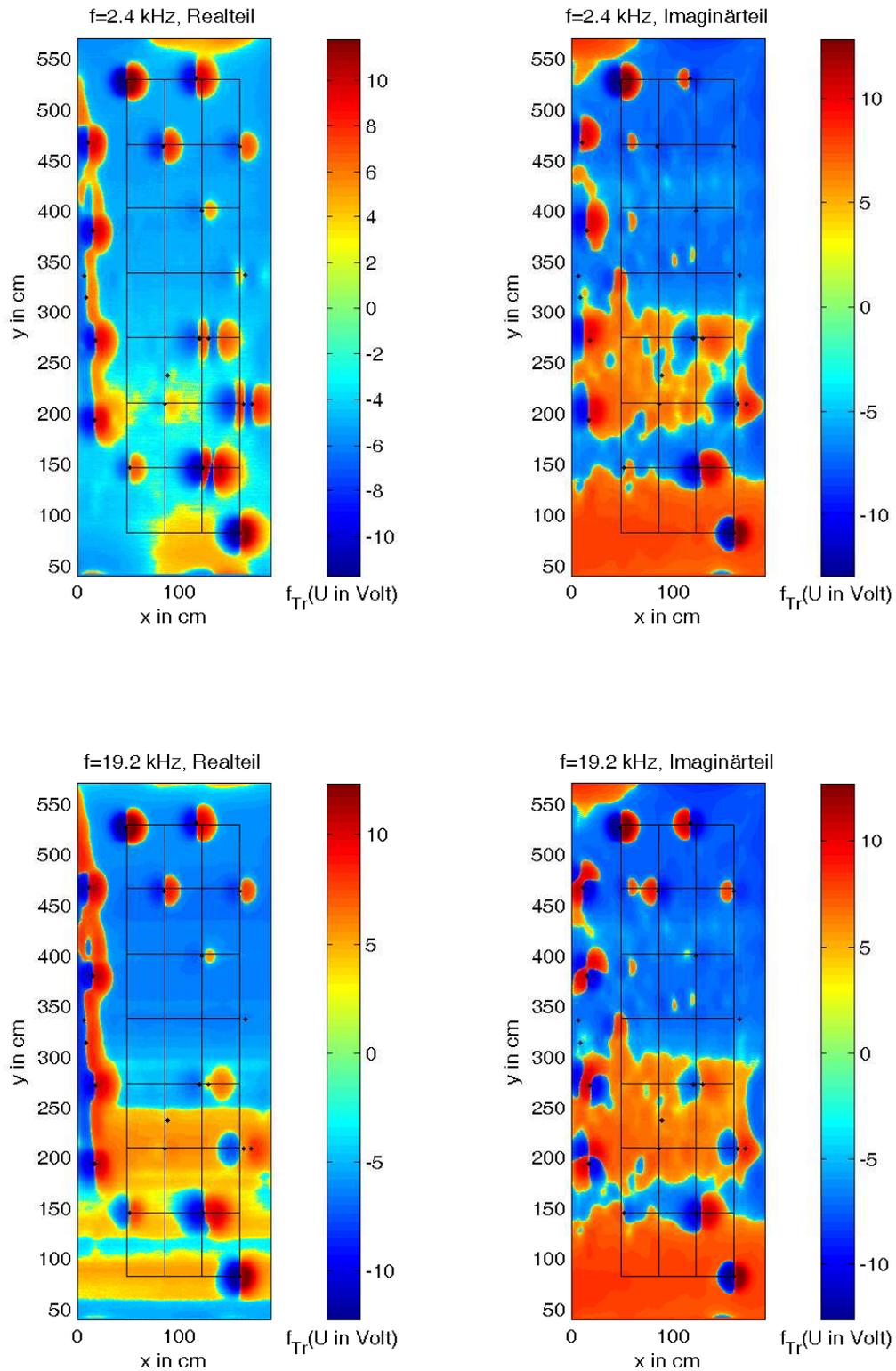


Abbildung C.104: Transformierte Daten ($U > 0 : f_{tr}(U) = \ln(U \cdot 10^6) + 1$, $U < 0 : f_{tr}(U) = -(\ln(-U \cdot 10^6) + 1)$) des Feldes 5C

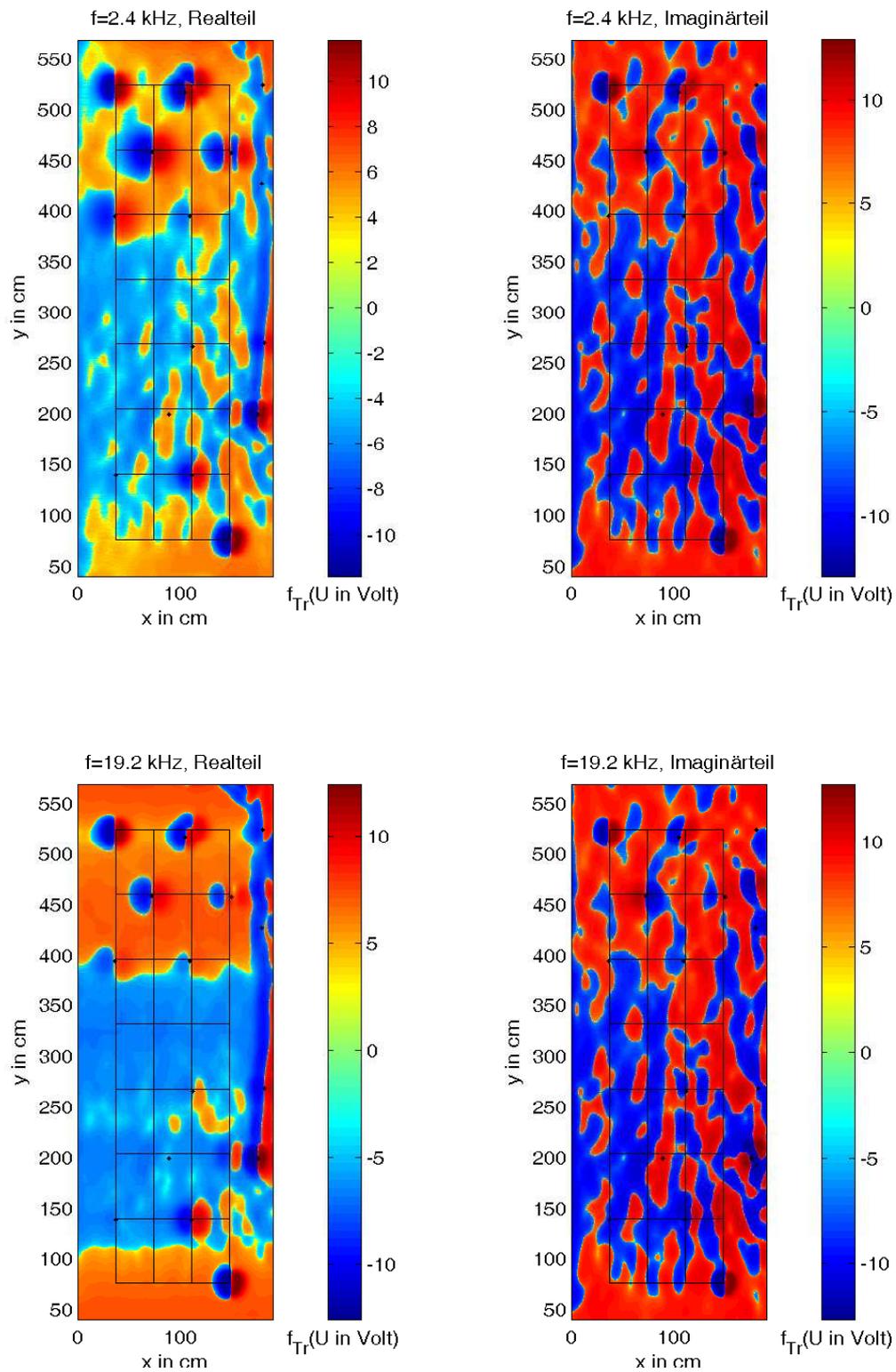


Abbildung C.105: Transformierte Daten ($U > 0 : f_{tr}(U) = \ln(U \cdot 10^6) + 1$, $U < 0 : f_{tr}(U) = -(\ln(-U \cdot 10^6) + 1)$) des Feldes 7A

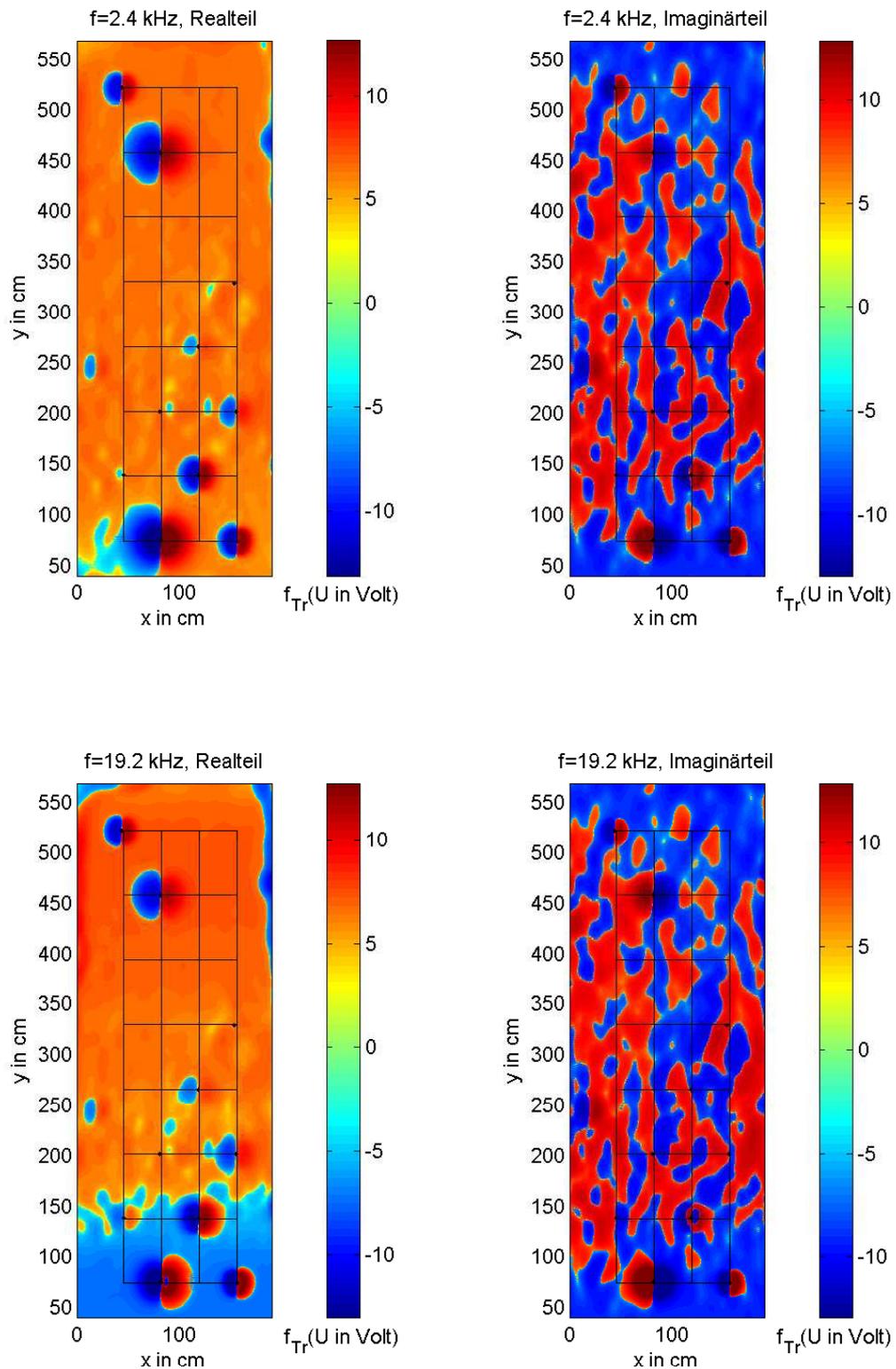


Abbildung C.106: Transformierte Daten ($U > 0 : f_{tr}(U) = \ln(U \cdot 10^6) + 1$, $U < 0 : f_{tr}(U) = -(\ln(-U \cdot 10^6) + 1)$) des Feldes 7B

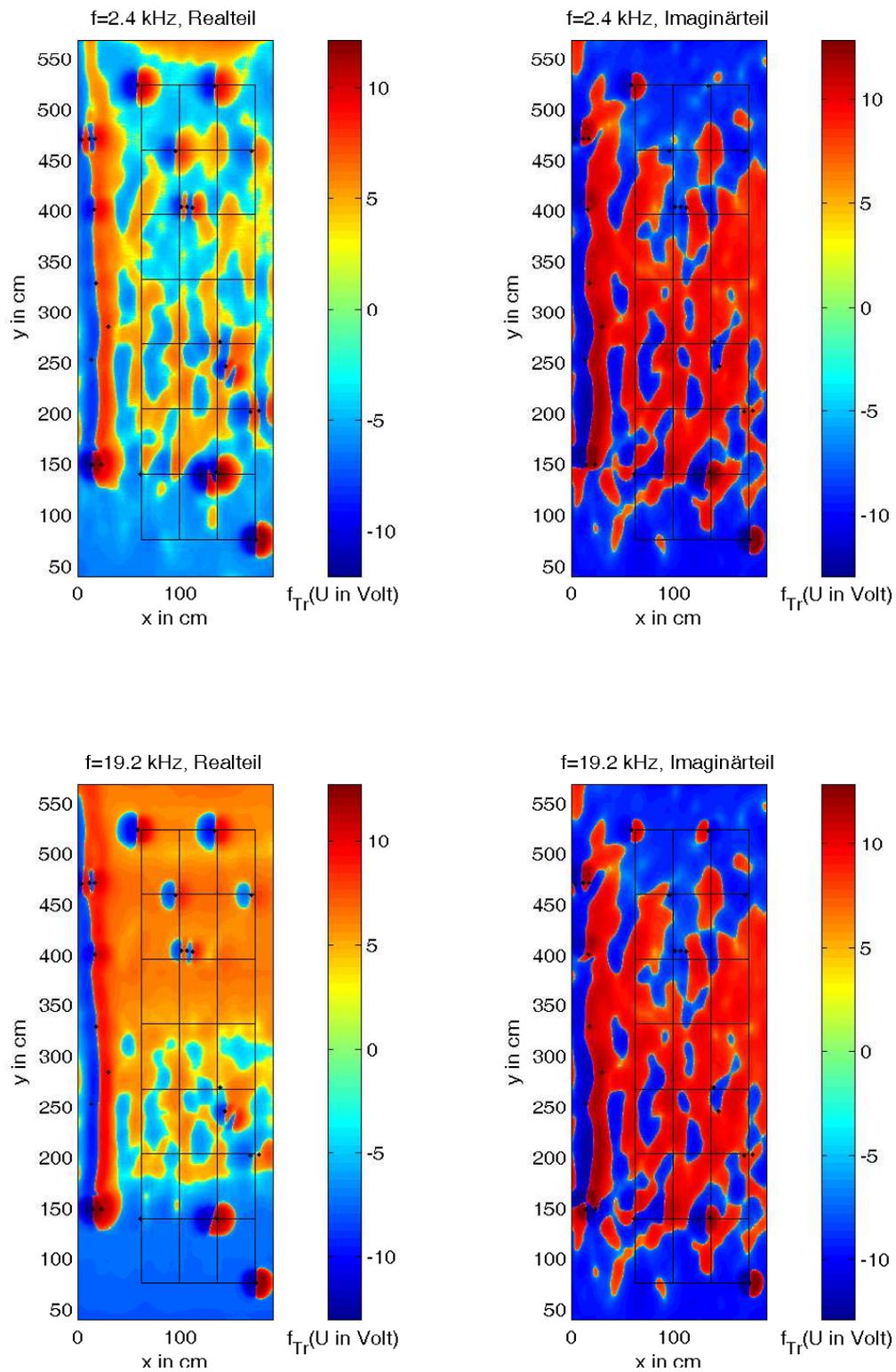


Abbildung C.107: Transformierte Daten ($U > 0 : f_{tr}(U) = \ln(U \cdot 10^6) + 1$, $U < 0 : f_{tr}(U) = -(\ln(-U \cdot 10^6) + 1)$) des Feldes 7C

DANKSAGUNG

Bei der Erstellung dieser Arbeit standen mir viele Menschen hilfreich zur Seite, denen ich an dieser Stelle herzlich danken möchte. Ich danke:

Lukas Mollidor für seine unermüdliche Unterstützung beim Konvertieren, Plotten und *COMSOL*-Scripteschreiben,

Tilman Hanstein für die tolle Zusammenarbeit im Projekt und viele hilfreiche Erklärungen,

Bülent Tezkan und *Stefan Helwig* für die gute Betreuung und Hilfe bei der Arbeit,

allen *Projektpartnern des HuMin/MD-Projektes*, vor allem *Hendrik Krüger*, *Thomas Krüger*, *Thomas Fechner*, *Jan Igel*, *Holger Preetz* und *Andre Yashan* für die Bereitstellung der Messdaten und die prompte Beantwortung von Nachfragen, sowie *Hartmut Eigenbrodt* für eine reibungslose Koordination, sowie dem *BMBF* für die Finanzierung,

Michael Lohmer für seine Mitarbeit bei der Entwicklung des Koordinatenbretts, sowie *Andreas Busse* und *Rainer Bergers* für die technische Unterstützung bei den Labormessungen in Köln,

den *Mitarbeitern am Institut* für das angenehme Arbeitsklima,

meiner Familie für die moralische Unterstützung,

alle meinen *Freunden* und dem *FC* für die nötige Ablenkung,

Monika und *Henrik Löhken* für ihre Tochter Inga,

meiner Frau *Inga* für Ihre Liebe, Geduld und Unterstützung, sowie ihre täglichen, aufmunternden Emails.

Das dieser Arbeit zugrundeliegende Vorhaben wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Bildung und Forschung unter dem Förderkennzeichen 01RX0311 gefördert. Die Verantwortung für den Inhalt dieser Veröffentlichung liegt beim Autor.

Erklärung

Ich versichere, dass ich die von mir vorgelegte Dissertation selbständig angefertigt, die benutzten Quellen und Hilfsmittel vollständig angegeben und die Stellen der Arbeit - einschließlich Tabellen, Karten und Abbildungen -, die anderen Werken im Wortlaut oder dem Sinn nach entnommen sind, in jedem Einzelfall als Entlehnung kenntlich gemacht habe; dass diese Dissertation noch keiner anderen Fakultät oder Universität zur Prüfung vorgelegen hat; dass sie - abgesehen von unten angegebenen Teilpublikationen - noch nicht veröffentlicht worden ist sowie, dass ich eine solche Veröffentlichung vor Abschluss des Promotionsverfahrens nicht vornehmen werde. Die Bestimmungen der Promotionsordnung sind mir bekannt. Die von mir vorgelegte Dissertation ist von Prof. Dr. Bülent Tezkan betreut worden.

Köln, August 2007

Teilpublikationen

Helwig, S. L., T. Hanstein, A. Hördt, J. Lange, H. Ewald, H.-W. Glock, H. Krüger, Th. Krüger, S. Schulze, U. van Rienen, Inversion von orts aufgelösten Wirbelstrommessdaten zur Bestimmung der Lage und Geometrie von Landminen, *Tagungsband der DGZfP Jahrestagung 2005 in Rostock*

Hanstein, T., J. Lange und S. L. Helwig, Simulation unterschiedlicher Metallobjekte zur Detektion von Landminen mit Metalldetektoren, *in Protokoll über das 21. Kolloquium Elektromagnetische Tiefenforschung, herausgegeben von O. Ritter, Dt. Geophys. Gesellschaft, 2005.*

Lange, J., T. Hanstein und S. L. Helwig, Inversion von Metalldetektordaten im Zeit- und Frequenzbereich, *in Protokoll über das 21. Kolloquium Elektromagnetische Tiefenforschung, herausgegeben von O. Ritter, Dt. Geophys. Gesellschaft, 2005.*

Lange, J., T. Hanstein und S. L. Helwig, Numerische Simulation von Metalldetektordaten in 2D und 3D, *in Protokoll über das 21. Kolloquium Elektromagnetische Tiefenforschung, herausgegeben von O. Ritter, Dt. Geophys. Gesellschaft, 2005.*

Lange, J., J. Neumann, T. Hanstein und S. L. Helwig, Simulation von Metalldetektordaten mit FEMLAB, *Physik Journal, Best of Oktober, 2005.*

Lange, J., T. Hanstein und S. L. Helwig, Inversion of continuous wave metal detector data using spheroids, *in Book of Abstracts 18th workshop on electromagnetic induction in the earth, El Vendrell, Spain, September 2006.*

Lebenslauf



PERSÖNLICHE DATEN

Jörn Olaf Löhken, geb. Lange
Sülzgürtel 29
50937 Köln

geboren am 22. August 1975 in Köln
verheiratet, Nationalität deutsch

BILDUNGSWEG

seit November 2003

Universität zu Köln
Promotionsstudium in Geophysik

10/1996 - 10/2003

Universität zu Köln
Studium der Geophysik
Abschluss: Diplom-Geophysiker

09/1986 - 07/1995

Otto-Hahn-Gymnasium, Bergisch Gladbach
Abschluss: Abitur

09/1982 - 07/1986

Gemeinschaftsgrundschule Kippekausen, Bergisch Gladbach

BERUFLICHE TÄTIGKEITEN

seit November 2003

Universität zu Köln
Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für Geophysik und Meteorologie

1999-2003

Universität zu Köln
Studentische Hilfskraft am Institut für Geophysik und Meteorologie