

Magnetotellurische Erkundung geologischer Großstrukturen des südwestlichen Vogelsberges mit anisotroper, dreidimensionaler Modellierung der Leitfähigkeitsstrukturen

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrads
der Naturwissenschaften

vorgelegt im Fachbereich
Geowissenschaften/Geographie
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
in Frankfurt am Main

von Alexander Löwer
aus Worms

Frankfurt 2014
(D30)

vom Fachbereich Geowissenschaften/Geographie der
Johann-Wolfgang Goethe-Universität als Dissertation angenommen.

Dekan:

Prof. Dr. Andreas Junge

Gutachter:

Prof. Dr. Andreas Junge

Prof. Dr. Klaus Spitzer

Datum der Disputation:

22. August 2014

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	VII
Tabellenverzeichnis	VIII
1 Einleitung	1
2 Grundlagen der EM-Induktion in der Erde	3
2.1 Das anregende Feld	3
2.2 Physikalische Grundlagen	5
2.3 Magnetotellurische Darstellungsgrößen	8
2.3.1 Impedanztensor	8
2.3.2 Induktionspfeile	9
2.3.3 Phasentensor	10
2.4 Auflösungsvermögen und Dimensionalität der MT	13
2.4.1 Galvanische Verzerrung	13
2.5 Anisotrope Leitfähigkeitsstrukturen	15
3 Datenerhebung und Messgebiet	18
3.1 Vogelsberg und Wetterau	18
3.2 Geologische Strukturen der Region	19
3.3 Elektromagnetische Studien im Großraum Vogelsberg	22
3.4 Stationsverteilung und Messgebiet	25
3.5 Messgeräte	25
3.5.1 GELORE	26
3.5.2 GELORE-Funkuhren	28
3.5.3 Analog Digital Unit (ADU)	28
3.6 Datenerhebung	29
3.6.1 Der T-MT-Aufbau	30
3.6.2 Die Messkampagnen	31
4 Datenbearbeitung / Prozessierung	35
4.1 Filtern der Messdaten	35
4.2 Berechnung der Übertragungsfunktion	37
4.3 Uhrendrift	40
4.3.1 Auswirkungen eines Uhrendrifts	40
4.3.2 Ansätze zur Rekonstruktion der Zeitbasis	42
4.3.3 Rekonstruktion der Zeitbasis durch driftfreie Magnetfelddaten	45
4.4 Anthropogenes Rauschen – Auswirkungen & Korrektur	50
4.4.1 Selektion und Elimination rauschbehafteter Frequenzbänder	52
4.4.2 Das Remote Reference Auswerteverfahren	55
4.4.3 Das Remote Select Auswerteverfahren (REMSEL)	57

4.5	Ergebnisse und Fazit der Datenauswertung	60
5	Grundlagen der Modellierung	70
5.1	Grundlagen der Modellierung	70
5.1.1	Inversion nach Gauss-Newton	71
5.1.2	TE- und TM- Mode in magnetotellurischen Modellierungen	74
5.1.3	Gitterdiskretisierung: Finite Differenzen und Finite Elemente	74
5.2	MT1D: Programmpaket zur 1D (PT-/Z-) Inversion	78
5.3	MT3D: Programmpaket zur 3D (FE) Vorwärtsmodellierung	78
5.3.1	Programmaufbau	79
5.3.2	Randbedingungen	81
5.3.3	Gittererzeugung: Optimierung des Auflösungsvermögens	82
5.3.4	Verifizierung der Modellantworten	85
5.4	ModEM 3D Inversionscode	90
6	Modellstudien und modellierung der Daten	91
6.1	Auswirkung einer 3D-Leitfähigkeit auf 1D- <i>PT</i> -Inversionen	91
6.1.1	Einzelne Platte	91
6.1.2	Schachbrett Test	94
6.1.3	Überlappende Blöcke	94
6.2	Einfluss anisotroper Leitfähigkeitsstrukturen	97
6.2.1	Einfluss auf Phasentensoren und Induktionspfeile	98
6.2.2	Isotrope Inversion anisotroper 3D Strukturen	102
6.3	Lateraler Störkörpereinfluss	104
6.4	1D-Inversion der Vogelsbergdaten	105
6.5	(An-)isotrope Vorwärtsmodellierung der Daten	107
6.5.1	Isotrope 3D-Vorwärtsmodellierung	108
6.5.2	Einbeziehung des norddeutschen Sedimentbeckens	109
6.5.3	Anisotrope 3D-Vorwärtsmodellierung	111
6.5.4	Sensitivitäten der anisotropen Modellierung	118
6.6	Isotrope 3D-Inversion nach <i>Z</i> , <i>T</i> und <i>PT</i> der Daten	122
6.6.1	Langperiodische Inversion	123
6.6.2	Inversion unter Einbeziehung der AMT	125
7	Diskussion	130
7.1	Auswirkung anisotroper, elektrischer Leitfähigkeiten auf den Phasentensor	130
7.2	Ergebnisse der isotropen 3D Inversion	130
7.3	Vergleich gemessene Daten – 3D Vorwärtsrechnung	131
8	Zusammenfassung	133
9	Summary	136
A	Anhang	139
A.1	Geologischer Anhang	139
A.2	Stationsinformationen	140
A.3	Darstellung der Messergebnisse	142
A.4	Modellanpassungen	156
A.5	Struktogramme	160

Abbildungsverzeichnis

2.1	Monatliche Magnetsturmaktivitäten 1935–2009	4
2.2	Eindringtiefe $p(\omega)$ für versch. spez. Widerstände	8
2.3	Schema: Übersicht der Phasentensordarstellung	12
2.4	Bsp: Tangentieller Unterschied der Halbachsenlänge für $\Delta\Phi = konst$	12
2.5	Frequenzabhängige Dimensionalität des Untergrundes	14
2.6	Verhalten von E und J bei makroskop. Anisotropie	15
2.7	Makroskopische Anisotropie: Platten- und Röhrenanisotropie	16
3.1	Geologischer Rahmen des Messgebietes	18
3.2	Geologische Strukturen Mitteleuropas und Mittelhessens	20
3.3	Stationsverteilung im Messgebiet	25
3.4	ADU07 Datenlogger (METRONIX)	27
3.5	GEOLORE Datenlogger	27
3.6	GEOLORE DCF77 Funkuhr	27
3.7	MFS-05 Induktionsspule	27
3.8	AgAgCl/KCl-Elektrode	27
3.9	GEOMAG Fluxgate Magnetometer	27
3.10	Aufbauschema einer MT-Station	29
3.11	Vergleich magnetischer Feldvariationen an drei Stationen	30
3.12	LMT-Stationenübersicht der Kampagne 2010	33
3.13	LMT-Stationenübersicht der Kampagne 2011	33
4.1	Auswirkung einer maximalen Zeitreihenlänge	36
4.2	Frequenzabhängiger Phasenfehler eines Uhrendriftes	41
4.3	Phasenverschiebung zwischen den Magnetfeldern von A06 und A13	42
4.4	Beispiel: Zeitkorrektur nach der Kreuzkorrelationsmethode	44
4.5	Bsp: Uhrendriftkorrektur anhand aufnahmezeitabhängiger Phasenwerte	45
4.6	Tagesverlauf der Außentemperatur während der Messkampagne 2010	47
4.7	Phasenverschiebung zwischen den zeitkorr. B -Felder von A06 und A13	48
4.8	Beispiel: Zeitbasisrekonstruktion der Station A05	49
4.9	Auswirkung gepulster Störsender	51
4.10	Beispiel: Elimination harmonischen Rauschens	53
4.11	Beispiel: 'Clipping' einer harmonischen Schwingung	54
4.12	Beispiel: Rauschbereich-Auswahl über Phase der Fouriertransformierten	54
4.13	$\rho_{a,xy}$ & ϕ_{xy} der Station C2 vor/nach der Elimination harmonischer Störer	55
4.14	Übertragungsfunktion der Station B9 mit REMSEL Auswerteverfahren	58
4.15	Kohärenzabhängige Phasenverteilung der Station B9	58
4.16	Vergleich: Magnetfeldspektren von A6, A13 und FFB	60
4.17	Gestapelte Impedanztensorphasen und Induktionspfeile der LMT	62

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

4.18	Impedanz-/Phasensensoren und Tipper der Sation A13	64
4.19	Impedanz-/Phasensensoren und Tipper der Sation A3	65
4.20	Impedanz-/Phasensensoren und Tipper der Sation B2	66
4.21	Impedanz-/Phasensensoren und Tipper der Sation C3	67
4.22	Kartendarstellung ϕ_{min} & ϕ_{max} für Perioden 250 s, 625 s, 2500 s	68
4.23	Kartendarstellung T und β für Perioden 250 s, 625 s, 2500 s	69
5.1	Gitterzelle eines FD Gitters	75
5.2	Modellraumdiskretisierung mit FD-Gitter	76
5.3	Modellraumdiskretisierung mit FE-Gitter	76
5.4	Gitterzelle eines FE Gitters	77
5.5	Schema: COMSOL Interpolation auf FE-Gitter	80
5.6	Schema: COMSOL Randbedingungen	82
5.7	Das Halbellipsoidenmodell	84
5.8	Schema der Dublin Test Modelle 1 und 2	86
5.9	Vergleich: Modellantworten DTM1	88
5.10	Vergleich: Modellantworten DTM2	89
6.1	1D-PT-Inversion: Datenanpassung	92
6.2	1D-PT-Inversion: Einzelne Platte (Übersicht)	93
6.3	1D-PT-Inversion: Einzelne Platte (Profil)	93
6.4	1D-PT-Inversion: Einzelne Platte (Tiefenschnitt)	93
6.5	1D-PT-Inversion: Schachbrett (Übersicht)	95
6.6	1D-PT-Inversion: Schachbrett (Tiefenschnitt)	95
6.7	1D-PT-Inversion: Überlappende Blöcke	96
6.8	3D Anisotropie: Modell	98
6.9	3D Anisotropie: Phasensensoren der Modelle A, B und C für $T = 2.5 s$	100
6.10	3D Anisotropie: Induktionspfeile der Modelle A, B und C für $T = 2.5 s$	100
6.11	3D Anisotropie: PT und T der Modelle B und C	101
6.12	3D Anisotropie: PT und T an (an)isotroper 2D Struktur	101
6.13	3D Anisotropie: Datenanpassung der isotropen Inv. von Model A und C	102
6.14	3D Anisotropie: Isotropes Inversionsergebnis Model A und C	103
6.15	Einfluss lateraler und vertikaler Leitfähigkeitsstrukturen	104
6.16	VB 1D-PT Inversion: Ergebnisse	106
6.17	VB 1D-PT Inversion: Datenanpassung	107
6.18	VB isotropes Modell: Verteilung des spez. Widerstandes	108
6.19	VB isotropes Modell: PT und T für Periode 250 s und 2500 s	109
6.20	VB isotropes Modell: Anpassung Station B6	110
6.21	VB isotropes Modell: Verteilung des spez. Widerstandes mit NSB	110
6.22	VB isotropes Modell: PT und T für Periode 2500 s (mit NSB)	111
6.23	VB anisotropes Modell: Verteilung der spez. Widerstände	112
6.24	VB anisotropes Modell: Flächenhafte Anpassung PT und T	115
6.25	VB anisotropes Modell: Anpassung Station B2	116
6.26	VB anisotropes Modell: Anpassung Station B6	117
6.27	VB anisotropes Modell: Einfluss Göttinger D-Anomalie	119
6.28	VB anisotropes Modell: Sensitivitäten PT	120
6.29	VB anisotropes Modell: Sensitivitäten T	121
6.30	VB 3D-Inv: Durch NSB beeinflusste Gitterzellen	123
6.31	VB 3D-Inv: Tiefenschnitt INV1 - 89 km	124
6.32	VB 3D-Inv: Pseudo-3D Profilschnitte INV1	125

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

6.33	VB 3D-Inv: Übersicht Tiefenschnitte der Inversionen	126
6.34	VB 3D-Inv: Datenanpassung an Station A13 und B2	127
6.35	VB 3D-Inv: Pseudo-3D Profilschnitte INV4	129
A.1	Vermutete Solewanderung im Vogelsberggebiet	139
A.2	Impedanztensorelemente ρ_a und ϕ der Stationen A1, A2 und A3	143
A.3	Impedanztensorelemente ρ_a und ϕ der Stationen A5 und A6	144
A.4	Impedanztensorelemente ρ_a und ϕ der Stationen A7 und A8	145
A.5	Impedanztensorelemente ρ_a und ϕ der Stationen A9, A10, A11 und A12	146
A.6	Impedanztensorelemente ρ_a und ϕ der Stationen B1 und B3	147
A.7	Impedanztensorelemente ρ_a und ϕ der Stationen B4 und B5	148
A.8	Impedanztensorelemente ρ_a und ϕ der Stationen B6 und B7	149
A.9	Impedanztensorelemente ρ_a und ϕ der Stationen B8 und B9	150
A.10	Impedanztensorelemente ρ_a und ϕ der Stationen C1 und C2	151
A.11	Phasentensorelemente ϕ_{min} und ϕ_{max} der Messkampagne 2010	152
A.12	Phasentensorelemente ϕ_{min} und ϕ_{max} der Messkampagne 2011	153
A.13	Induktionspfeile der Messkampagne 2010	154
A.14	Induktionspfeile der Messkampagne 2011	155
A.15	VB isotropes Modell: Anpassung Station A2	156
A.16	VB isotropes Modell: Anpassung Station A2 (mit NSB)	157
A.17	VB isotropes Modell: Anpassung Station B6 (mit NSB)	157
A.18	VB anisotropes Modell: Anpassung Station A2	158
A.19	VB anisotropes Modell: Anpassung Station B6	159
A.20	Struktogramm: Legende	160
A.21	Struktogramm: FMTtools	161
A.22	Struktogramm: MTinput	162
A.23	Struktogramm: MTprocess	163
A.24	Struktogramm: MT3D	164
A.25	Struktogramm: MT3D Parallelisierung	165
A.26	Struktogramm: MC_clockdrift.m	166

Tabellenverzeichnis

2.1	Übersicht magnetotellurischer Quellen	5
3.1	AMT-Messplan 2010	32
3.2	AMT-Messplan 2011	34
4.1	Übersicht Abtastraten/Frequenzen mit zugehörigen Filtereinstellungen . .	37
4.2	Indizes der quadr. und partiellen Kohärenzen in Abhängigkeit von Z . . .	39
4.3	Geradensteigungen der Uhrendriftkorrektur an Station A05	48
5.1	Stützstellenformat MT3D	79
6.1	VB anisotrope Modelle: Modellparameter der Sensitivitätsstudie	118
A.1	Verwendete Uhrendriftkorrekturen	140
A.2	AMT-Stationsübersicht	140
A.3	LMT-Stationsübersicht	141

Kapitel 1

Einleitung

Die Inspiration für diese Arbeit stammte aus dem derzeit noch nicht genehmigten Projektentwurf zur hessischen Plattenrandtherme, bei der das südwestliche Gebiet des Vogelsberges neben vielen anderen geowissenschaftlichen Disziplinen auch von einer geophysikalischen Messmethode, der Magnetotellurik, untersucht werden sollte. Forschungsschwerpunkt der Magnetotellurik ist dabei der weitgehend unerforschte Verlauf geologischer Großstrukturen unterhalb des Vogelsberges, die durch dessen Basaltschichten bedeckt und somit durch Bohrungen nicht erschließbar sind.

Die Magnetotellurik ist eine passive Messmethode, bei der die natürlichen Variationen des elektrischen und magnetischen Feldes der Erde gemessen werden. Anhand dieser Variationen können Rückschlüsse auf die Verteilung der elektrischen Leitfähigkeit im Inneren der Erde bis zu einer Tiefe von über 500 *km* gezogen werden. Die Methode der Magnetotellurik wurde in den 1950er Jahren entwickelt und geht auf *Kato und Kikuchi* [1950a], *Tikhonov* [1950] und *Cagniard* [1953] zurück. Die elektrische Leitfähigkeit ist eine Materialeigenschaft, mit der Gesteine und einige ihrer physikalischen Eigenschaften wie Fluidgehalt und Porosität unterschieden werden können. Gerade in Gebieten mit vulkanischer Entstehungsgeschichte bietet die Magnetotellurik eine gute Möglichkeit zur Untersuchung geologischer Strukturen, da sie, im Gegensatz zu seismischen Methoden, nicht durch die oft stark zerklüfteten Basaltschichten beeinträchtigt wird.

Weiteres Forschungsinteresse besteht durch die salinen Wässer, die an vielen Quellen im südwestlichen Grenzbereich zwischen Vogelsberg und Wetterau austreten. Ihre chemische Zusammensetzung lässt auf eine Herkunft aus dem Großraum Fulda schließen. Den Weg zwischen ihrer Entstehung nordöstlich des Vogelsberges und ihren Quellen im Südwesten legen die Wässer entlang geologischer Störungssysteme zurück.

Der Vogelsberg selbst ist Teil der hessischen Mittelgebirge und stellt das größte geschlossene Vulkangebiet Mitteleuropas dar. Der Vogelsbergvulkanismus war hauptsächlich im Mittelmiozän vor 16.3 bis 18.2 Millionen Jahren aktiv.

Mit der Magnetotellurik soll die Leitfähigkeitsverteilung des oberen Mantels und der Kruste im Übergangsbereich vom südwestlichen Vogelsberg in die Wetterau untersucht und ein Abbild derer erstellt werden. In den Jahren 2010 und 2011 wurden an 25 Stationen breitbandige magnetotellurische Messungen durchgeführt und mittels eines robusten Verfahrens ausgewertet. Ein anisotropes 3D Leitfähigkeitsmodell konnte mit dem in dieser Arbeit entwickelten 3D-Programmpaket MT3D zur anisotropen Vorwärtsmodellierung magnetotellurischer Daten erstellt werden, in dem sowohl lokale als auch regionale geologische Strukturen berücksichtigt werden konnten.

Die Hauptfragestellung dieser Arbeit beschäftigt sich mit dem Verlauf der geologischen Großstrukturen, deren Fortsetzung unterhalb der Vogelsbergbasalte bisher nur vermutet werden kann.

Eine weiterer Punkt der Fragestellung ist das Vorhandensein einer Vorzugsrichtung in diesen geologischen Strukturen, die den salinen Wässern ihre Ausbreitung in den südwestlichen Vogelsberg ermöglichen. Dies geschieht z.B. entlang geologischer Strukturen mit einer Riss- oder Kluftebildung, die sich auch in einer anisotropen elektrischen Leitfähigkeit niederschlagen kann.

Außerdem soll überprüft werden, inwiefern größere Sedimentbecken mit elektrisch gutleitenden Sedimenten, wie z.B. der etwa 75 km entfernte Oberrheingraben, einen Einfluss auf die Feldmessungen haben.

Desweiteren ist der Einfluss dreidimensionaler, anisotroper Leitfähigkeitsstrukturen auf die Phasensensoren (nach *Caldwell et al.* [2004]) zu überprüfen.

In dieser Arbeit werde ich zunächst in Kapitel 2 einen Überblick über die theoretischen Grundlagen der elektromagnetischen Induktion in der Erde geben. Danach werden in Kapitel 3 die bekannten geologischen Strukturen des Messgebietes, samt dem Messgebiet selbst sowie die verwendeten Messgeräte und deren Verteilung im Untersuchungsgebiet vorgestellt.

Kapitel 4 befasst sich mit der Datenanalyse sowie der Berechnung der Impedanz- und Phasensensoren aus den Rohdaten. Im Verlauf der Auswertung des erhobenen Datensatzes wurden aufgrund eines hohen Rauschniveaus und einer schwachen natürlichen Anregung im Frequenzbereich zwischen 10 Hz und 0.01 Hz neue Methoden zur Rauschunterdrückung und Datenselektion entwickelt. In diesem Kapitel werden die aus den Messdaten gewonnenen Darstellungsgrößen der Magnetotellurik gezeigt und, soweit ohne Modellierungen möglich, interpretiert.

Im Anschluss an die Datenbearbeitung werde ich in Kapitel 5 die Grundlagen der magnetotellurischen Modellrechnungen anführen und die verwendeten Programmpakete erklären. In Kapitel 6 werde ich die während dieser Arbeit durchgeführten Modellstudien, isotrope und anisotrope Vorwärtsmodellierungen sowie 1D und 3D Inversionen des Datensatzes präsentieren. Zur anisotropen Modellierung dreidimensionaler Leitfähigkeitsanomalien wurde das bestehende Programm Com3D (*Häuserer* [2010]) in die COMSOL-Version 4.3a überführt, optimiert und parallelisiert.

Abschließend werde ich in Kapitel 7 die in den Vorwärtsmodellierungen und Inversionen gefundenen elektrischen Leitfähigkeitsverteilungen diskutieren.

Kapitel 2

Grundlagen der EM-Induktion in der Erde

Die Methode der Magnetotellurik beschäftigt sich mit der Untersuchung der im Untergrund befindlichen elektrischen Leitfähigkeitsstrukturen mittels natürlicher Variationen des elektrischen und magnetischen Feldes der Erde. Die Messungen dieser werden dabei ausschließlich an der Erdoberfläche durchgeführt. Die Entwicklung der Messmethode geht auf die Untersuchungen der magnetischen Erdfelder seit Ende des 19. Jahrhunderts zurück. Der Zusammenhang zwischen den frequenzabhängigen elektrischen und magnetischen Feldvariationen wurde in der Mitte des 20. Jahrhunderts entdeckt (*Cagniard* [1953]; *Kato und Kikuchi* [1950a]; *Kato und Kikuchi* [1950b]; *Tikhonov* [1950]).

Der Name Magnetotellurik wurde von *Cagniard* [1953], aufgrund der durch die magnetischen Felder (magneto) im Erdinneren hervorgerufenen elektrischen (tellurischen) Felder (tellus, lat.: "Erde"), geprägt.

Die Methode der Magnetotellurik ermöglicht Rückschlüsse auf die elektrischen Leitfähigkeitsverteilungen eines Tiefenbereiches von etwa 50 m bis 500 km und mehr (*Chave und Jones* [2012]), je nach der elektrischen Leitfähigkeit des Untergrundes.

In diesem Kapitel werde ich zunächst auf die Quellen der in der Magnetotellurik gemessenen Signale eingehen und anschließend einen Überblick über die physikalischen Grundlagen schaffen. Außerdem werde ich die verschiedenen Darstellungsgrößen der Magnetotellurik beschreiben.

2.1 Das anregende Feld

Die Quellen der elektromagnetischen Feldvariationen sind, abhängig vom zu untersuchenden Frequenzbereich, verschieden. Eine Übersicht der Anregungssysteme ist in Tabelle 2.1 gegeben. Die Gemeinsamkeit aller Quellen ist, dass sie sich außerhalb der Erde selbst befinden (*Schmucker und Weidelt* [1975]). Im niederfrequenten, oder auch langperiodischen, Bereich mit Frequenzen $f \leq 1 \text{ Hz}$ werden die zeitlichen Variationen der elektromagnetischen Felder durch Stromsysteme in der Magneto- und Ionosphäre erzeugt.

In der Magnetotellurik werden die Quellfelder als Fernfelder angenommen, die als ebene Wellen anzunehmen sind. Für Perioden kürzer als einen Tag hat die Erdkrümmung keinen nennenswerten Einfluss auf diese Annahme. Daher genügt selbst für die Auswertung langperiodischer magnetotellurischer Messungen die Annahme einer flachen Erde und die Nutzung karthesischer Koordinaten (siehe *Simpson und Bahr* [2005]).

Die Stromsysteme der Magnetosphäre, die sich bis in Höhen von 10 Erdradien auf der sonnenzugewandten und mehr als 1000 Erdradien auf der sonnenabgewandten Seite der

KAPITEL 2. GRUNDLAGEN DER EM-INDUKTION IN DER ERDE

Erde erstrecken, werden durch Sonnenwinde hervorgerufen, die mit dem Erdmagnetfeld interagieren. In Richtung Erde wird die Magnetosphäre durch einen fließenden Übergang in die Ionosphäre in etwa 90 km Höhe begrenzt. Durch die Symmetrien im Erdmagnetfeld entstehen drei Ringstromsysteme, die Polaren und der Äquatoriale Elektrojet. Alle fließen etwa am Übergang zur Ionosphäre und können für Messungen in den mittleren Breiten als weit genug entfernt betrachtet werden, sodass sich die Messungen im Fernfeld der Quellen befinden.

Die ionosphärischen Stromsysteme werden durch meteorologische Luftströmungen und daraus entstehende Leitfähigkeitsunterschiede gesteuert. Ursache dieser Luftströmungen ist die Erwärmung der Luft durch die Sonneneinstrahlung, die durch die Erdrotation für einen fixen Punkt auf der Erdoberfläche zwischen Tag und Nacht variiert. Ein entsprechender Tagesgang ist auf den magnetischen Zeitreihen eindeutig identifizierbar (siehe z.B. Abb. 3.11, S. 30).

Die auf einem festen Punkt der Erde messbaren Sonnenaktivitäten, zum Beispiel die Häufigkeit der durch diese Aktivitäten hervorgerufenen magnetischen Stürme, sind den jahreszeitlichen Änderungen unterworfen, da sich die relative Lage der Erde zur Sonne und der Abstand zur Sonne während eines Umlaufes ändert. Die Sonnenaktivität selbst ist nicht konstant und unter anderem dem elfjährigen Sonnenfleckenzyklus unterworfen. Eine Übersicht der monatlichen Verteilung von Tagen mit hoher magnetischer Sturmaktivität, gemessen am täglichen Aktivitätsindex A_k , basierend auf Aufzeichnungen des Nurmijärvi Observatorium (NUR) zwischen 1935 und 2009, ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Die Wahrscheinlichkeit für erhöhte elektromagnetische Variationen ist im Sommer und Winter niedriger als im Herbst und Frühling.

Die Messungen im Frequenzbereich $f \leq 1\text{ Hz}$ werden im Folgenden auch als "Langperiodische MagnetoTellurik (LMT)" bezeichnet. Messungen im höherfrequenten Bereich $10\text{ kHz} > f > 1\text{ Hz}$ werden dahingegen im Folgenden als "Audio MagnetoTellurik" (AMT) bezeichnet. Die damit messbaren Signale gehen auf elektromagnetische Schwingungen zurück, die u.a. durch Blitze in größerer Entfernung zum Messgebiet erzeugt werden und sich zwischen Erdoberfläche und Ionosphäre ausbreiten. Dieser Teil der Atmosphäre wirkt dabei wie ein Wellenleiter ("Earth-ionosphere waveguide"), dessen Eigenschaften unter anderem von täglichen und saisonalen Schwankungen sowie dem elfjährigen Sonnenfleckenzyklus abhängen (Garcia und Jones [2002]). In der nördlichen Hemisphäre ist das Signal im Frequenzbereich der AMT in den Nachtstunden am stärksten, unterliegt aber ebenso einer Abschwächung in den Winter- und Sommermonaten. Durch die Eigenschaften des Wellenleiters wird außerdem eine Abschwächung des Signals zwischen $5\text{ kHz} > f > 1\text{ kHz}$ bewirkt. Da nur eine der im Rahmen dieser Arbeit ausgewerteten Frequenzen im Randbereich dieser Region liegt, wird darauf aber nicht weiter eingegangen.

Der Übergang zwischen den Quellsystemen der AMT und LMT Frequenzbereiche ist ein Bereich schwacher natürlicher Signale und hat entsprechend einen hohen Rauschanteil. Da das Rauschen in diesem Bereich häufig die Amplituden der natürlichen Signale deutlich überlagert und sich eine magnetotellurische Auswertung als schwierig gestaltet, wird

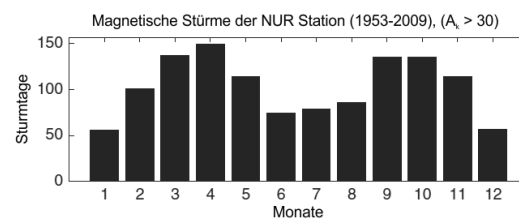


Abb. 2.1: Monatliche Verteilung der Tage mit hoher Aktivität magnetischer Stürme (tägliches Aktivitätsindex $A_k > 30$). Häufigkeit gemessen im Zeitraum von 1935 bis 2009 am Nurmijärvi Observatorium, Finnland (geändert nach Viljanen [2012]).

2.2. PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN

er auch totes (Frequenz-)Band (dead-band) genannt. Dieses Frequenzband erstreckt sich über einen Bereich von etwa $10\text{ Hz} > f_{\text{dead-band}} > 0.5\text{ Hz}$ und hat sein Minimum bei etwa 1 Hz (*Simpson und Bahr* [2005]).

Die Stärke der natürlichen Variationen des magnetischen Feldes bewegt sich im Bereich einiger Zehner bis Hunderter nT . Sie sind im Vergleich zur Totalintensität des Erdmagnetischen Feldes, etwa 30000 nT am Äquator und bis 60000 nT an den Polen, sehr klein (*Viljanen* [2012]).

Bereich	Periode [s]	Ampl. [nT]	Quelle	Beispiel
AMT	$10^{-1} - 10^{-3}$	< 0.1	Atmosphäre	Gewitter / Blitze
	$10^{-3} - 10^{-5}$	< 0.1	Magnetosphäre	Very Low Frequency (VLF) Emissionen
LMT	1 – 600	0.1 – 10		Ultra Low Frequency (ULF)
	100 – 300	10 – 100		Starke Auslenkungen am Beginn eines magn. Sturms
	600 – 7200	20 – 100	Magneto-/Ionosphäre	magnetische Stürme
	10^5	30-60	Ionosphäre	Tagesgang

Tab. 2.1: Übersicht der in der Magnetotellurik nutzbaren Signalquellen nach *Schmucker und Weidelt* [1975] und *Gatzmeier* [2001]. Die Bezeichnungen VLF und ULF wurden in der Radiotechnik geprägt und sind daher ausgehend des Radiofrequenzbereiches (etwa $100\text{ kHz} - 100\text{ MHz}$) zu sehen.

Durch das Vorhandensein eines magnetischen Wechselfeldes oberhalb der Erdoberfläche wird nach dem Faradayschen Gesetz (Formel (2.3)) ein elektrisches Wechselfeld induziert. Dieses wiederum bewirkt einen Stromfluss innerhalb der elektrisch leitfähigen Erde. Nach dem Ampèreschen Gesetz (Formel (2.4)) besitzt dieser Stromfluss wieder ein magnetisches Feld, von dem wieder ein elektrisches Feld induziert wird (*Schmucker und Weidelt* [1975]). An der Erdoberfläche wird dabei immer die Überlagerung der externen (oberhalb der Erdoberfläche) und im Erdinneren induzierten, internen elektromagnetischen Felder gemessen.

2.2 Physikalische Grundlagen

Ich werde in diesem Abschnitt nur die wichtigsten Schritte zur Herleitung der magnetotellurischen Wellengleichung zeigen und die magnetotellurischen Darstellungsgrößen mit ihren Eigenschaften einführen. Ausführlichere Herleitungen und die physikalische Beschreibung des Feldverhaltens im Erdinneren sind z.B. in *Schmucker und Weidelt* [1975], *Nabighian* [1988], *Oristaglio und Spies* [1999], *Simpson und Bahr* [2005], oder *Chave und Weidelt* [2012] gezeigt. Die Herleitung wird unter der Annahme eines Mediums isotroper Leitfähigkeiten und unter Verwendung eines kartesischen Koordinatensystems geführt. Mit der in der Magnetotellurik üblichen Konvention zeigt die x -Achse des Koordinatensystems nach Norden, die y -Achse nach Osten und die z -Achse positiv nach unten.

KAPITEL 2. GRUNDLAGEN DER EM-INDUKTION IN DER ERDE

Das Verhältnis zwischen elektrischen und magnetischen Feldern kann, unabhängig des Mediums, in dem sie sich ausbreiten, durch die vier Maxwell-Gleichungen beschrieben werden:

$$\nabla \cdot \underline{B} = 0 \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \underline{D} = q_e \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \underline{E} = -\dot{\underline{B}} \quad (2.3)$$

$$\nabla \times \underline{H} = \underline{J} + \dot{\underline{D}} \quad (2.4)$$

In die Maxwell-Gleichungen gehen die magnetische Flussdichte $\underline{B} [\frac{Vs}{m^2}]$, die dielektrische Verschiebung $\underline{D} [\frac{C}{m^2}]$, die Raumladungsdichte $q_e [\frac{C}{m^3}]$, die elektrische $\underline{E} [\frac{V}{m}]$ und die magnetische Feldstärke $\underline{H} [\frac{A}{m}]$ sowie die Stromdichte $\underline{J} [\frac{A}{m^2}]$ ein. Gleichung (2.3) ist das Faradaysche Gesetz, welchem zufolge zeitliche Variationen im Magnetfeld auch Variationen im elektrischen Feld hervorrufen. Gleichung (2.4), das Ampèresche Gesetz, besagt, dass ein fließender Strom ein mit ihm zusammenhängendes magnetisches Feld besitzt. Des Weiteren sind die Größen verknüpft durch die Materialgleichungen

$$\underline{B} = \mu_0 \mu_r \underline{H} \quad (2.5)$$

und

$$\underline{D} = \epsilon_0 \epsilon_r \underline{E}, \quad (2.6)$$

mit absoluter und relativer magnetischer Permeabilität μ_0 und $\mu_r [\frac{Vs}{Am}]$ und absoluter und relativer Dielektrizitätskonstante $\epsilon_0, \epsilon_r [\frac{As}{Vm}]$ sowie dem Ohmschen Gesetz für ein isotropes Medium

$$\underline{J} = \sigma \underline{E}, \quad (2.7)$$

mit der elektrischen Leitfähigkeit $\sigma [\frac{S}{m}]$. In der Magnetotellurik wird meist der Kehrwert der elektrischen Leitfähigkeit, der spezifische elektrische Widerstand $\rho = \frac{1}{\sigma} [\Omega m]$, angegeben.

Für magnetotellurische Untersuchungen können, aufgrund des zu untersuchenden Periodenbereiches, der durch das Untersuchungsmedium (der Erde) vorgegebenen Leitfähigkeitsverhältnisse und der großen Entfernung der Quellen, folgende Vereinfachungen der allgemeingültigen Maxwell-Gleichungen angenommen werden:

- Die elektromagnetische Welle ist eine quasistationäre ebene Welle, die sich in z -Richtung bewegt. Ihre Quellen sind außerhalb des Untersuchungsgebietes in der Magneto- und Ionosphäre. Im Erdinneren (homogenes bzw. geschichtetes Medium) ist die Raumladungsdichte $q_e = 0$. Das Erdinnere ist quellenfrei, d.h. $\nabla \cdot \underline{D} = 0$.
- Magnetische Permeabilität und Dielektrizität können im zu untersuchenden Frequenzbereich als frequenzunabhängige, skalare Größen angesehen werden. Im Erdinneren gilt dabei $\mu_r \approx 1$ und $\epsilon_r < 81$. Im Folgenden gilt: $\mu = \mu_0$ und $\epsilon = \epsilon_0$
- Durch eine Überführung der elektromagnetischen Felder vom Zeit- in den Frequenzbereich mittels einer Fouriertransformation geht deren Zeitabhängigkeit in eine Frequenzabhängigkeit über. \underline{E} und \underline{B} ergeben sich als Überlagerungen komplexer harmonischer Schwingungen $e^{i\omega t}$, mit der Kreisfrequenz $\omega = 2\pi f$.

Unter Berücksichtigung der Vereinfachungen können die Maxwellgleichungen wie folgt umgeschrieben werden:

2.2. PHYSIKALISCHE GRUNDLAGEN

Anwenden der Rotation auf Gleichung (2.3), Eliminieren von \underline{B} mit der Gleichung (2.5) und Nutzen der Gleichungen (2.4), (2.6) sowie dem Ohmschen Gesetz (2.7) führt zu

$$\nabla \times (\nabla \times \underline{E}) = -\mu_0(\sigma \dot{\underline{E}} + \epsilon_0 \ddot{\underline{E}}). \quad (2.8)$$

Unter Verwendung der Vektoridentität $\nabla \times (\nabla \times \underline{V}) = \nabla(\nabla \cdot \underline{V}) - \nabla^2 \underline{V}$, wobei \underline{V} einen beliebigen Vektor repräsentiert sowie der Gleichung (2.2) mit den oben genannten vereinfachenden Annahmen, lässt sich Gleichung (2.8) umformen zu

$$\Delta \underline{E} = \mu_0(\sigma \dot{\underline{E}} + \epsilon_0 \ddot{\underline{E}}). \quad (2.9)$$

Dies ergibt eine Wellengleichung für das elektrische Feld \underline{E} . Die Wellengleichung des magnetischen Feldes \underline{H} kann analog dazu beginnend mit Gleichung (2.4) bestimmt werden. Über die Annahme einer ebenen Welle mit der Zeitabhängigkeit $e^{i\omega t}$ ergibt sich im Frequenzbereich:

$$\Delta \tilde{\underline{F}} = \mu_0 \sigma \left(i\omega - \frac{\epsilon_0 \omega^2}{\sigma} \right) \tilde{\underline{F}}, \quad (2.10)$$

wobei \underline{F} sowohl das elektrische als auch das magnetische Feld repräsentieren kann. $\tilde{\underline{F}}$ ist die Fouriertransformierte von \underline{F} .

Der rechte Term der Gleichung (2.10) $\left(\frac{\epsilon_0 \omega^2}{\sigma}\right) \tilde{\underline{F}}$ steht für oszillierende Verschiebungsströme. Diese sind, für die hier untersuchten Frequenzen $10^{3.5} \text{ Hz} > f > 10^{-4} \text{ Hz}$ und die in der Erde üblichen elektrischen Leitfähigkeiten $\sigma \approx 10^0 - 10^{-4} \frac{\text{S}}{\text{m}}$, vernachlässigbar klein gegenüber dem Diffusionsterm ($i\omega$). Daraus folgt die Diffusionsgleichung:

$$\Delta \tilde{\underline{F}} = i\omega \mu_0 \sigma \tilde{\underline{F}} = k^2 \tilde{\underline{F}}, \quad (2.11)$$

wobei $k = \pm \sqrt{i\omega \mu_0 \sigma}$ die komplexe Wellenzahl ist. Die Diffusionsgleichung (2.11) beschreibt die frequenzabhängige Ausbreitung elektromagnetischer Wellen innerhalb eines homogenen Mediums mit der elektrischen Leitfähigkeit σ als Diffusionsprozess. Unter der Annahme oberflächenparalleler, ebener Wellen als Quellfelder existieren für Gleichung (2.11) folgende unabhängige Lösungen, die das Verhalten der elektromagnetischen Felder mit der Tiefe beschreiben:

$$\tilde{\underline{F}} \propto e^{\pm kz}, \quad (2.12)$$

wobei in der hier verwendeten Notation e^{-kz} der nach unten laufenden Welle mit abnehmender Amplitude entspricht. Da sich das Quellfeld nur mit der Tiefe ändert, müssen an der Erdoberfläche beobachtete Änderungen in den Horizontalkomponenten der elektrischen und magnetischen Felder eine Folge der elektrischen Leitfähigkeitsstrukturen $\sigma(x, y, z)$ des Untergrundes sein.

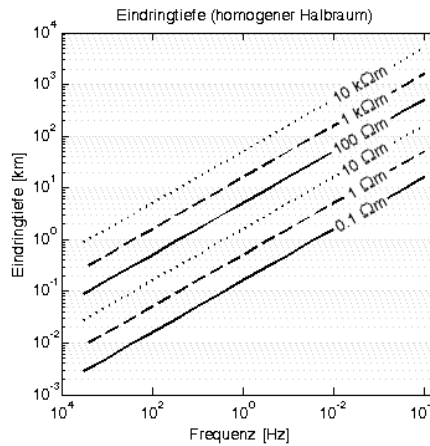
Elektromagnetische Felder zeigen mit steigendem Abstand zu ihrer Quelle ein exponentielles Abklingverhalten. Für einen Halbraum mit homogener elektrischer Leitfähigkeit kann die Eindringtiefe p , in der das Feld bis auf den e -ten Teil seines ursprünglichen Wertes an der Erdoberfläche abgeklungen ist, mit folgender Formel abgeschätzt werden:

$$p = \sqrt{\frac{2\rho}{\mu_0 \omega}} \rightarrow p_n [\text{km}] \approx \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\rho [\Omega \text{m}]}{f [\text{Hz}]}} \quad (2.13)$$

p_n ist dabei eine Näherungsformel, mit der die Eindringtiefen direkt in km abgeschätzt werden können. Die Eindringtiefen für einen homogenen Halbraum sind für verschiedene spezifischen Halbraumwiderstände in Abbildung 2.2 angegeben. Die Eindringtiefe elektromagnetischer Felder steigt mit abnehmender Frequenz und zunehmendem spezifischem Widerstand an.

KAPITEL 2. GRUNDLAGEN DER EM-INDUKTION IN DER ERDE

Abb. 2.2: Eindringtiefen p in Abhängigkeit der Frequenz für verschiedene spezifische elektrische Widerstände eines homogenen Halbraums nach Gleichung (2.13).



Bei nicht homogenen elektrischen Leitfähigkeitsstrukturen kann die Eindringtiefe nicht ohne Weiteres berechnet werden, da sie sich ortsabhängig ändert. Die an einer Station gemessenen Verzerrungen der Variationen der Felder hängen von der Leitfähigkeitsverteilung des Induktionsvolumens ab. Das Induktionsvolumen kann man sich für einen homogenen Halbraum vereinfacht als Halbkugel um die Station vorstellen, deren Radius der mittleren Eindringtiefe entspricht (vgl. Abschnitt 6.3, S. 104). Die mittlere Eindringtiefe kann für unter Benutzung des Leitwertes grob abgeschätzt werden (*Schmucker und Weidelt [1975]*). Für den Fall eines geschichteten Untergrundes ergibt sich der Leitwert G einer Schicht aus dem Produkt der elektrischen Leitfähigkeit σ und der Schichtmächtigkeit Δz zu:

$$G [S] = \sigma \left[\frac{S}{m} \right] \cdot \Delta z [m]. \quad (2.14)$$

2.3 Magnetotellurische Darstellungsgrößen

2.3.1 Impedanztensor

Die Beziehung der an der Erdoberfläche gemessenen horizontalen elektrischen (E_x, E_y) und magnetischen (B_x, B_y) Feldvariationen wird in der Magnetotellurik über eine komplexwertige, frequenzabhängige Übertragungsfunktion hergestellt, die auch als Impedanztensor \underline{Z} bezeichnet wird:

$$\begin{pmatrix} E_x \\ E_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \end{pmatrix}, \quad (2.15)$$

bzw. in verallgemeinerter Schreibweise

$$\underline{E} = \underline{Z} \cdot \underline{B}. \quad (2.16)$$

Über dieses lineare Verhältnis wird mittels eines bivariaten Ansatzes jede Komponente des elektrischen Feldes mit beiden Magnetfeldkomponenten verknüpft. \underline{E} und \underline{B} sind dabei die an den Messstationen im Zeitbereich aufgenommenen Daten und müssen für die Berechnung der Impedanztensoren mittels einer Fouriertransformation in den Frequenzbereich überführt werden. Da alle Größen frequenzabhängig sind, wird dies im Folgenden nicht explizit angeführt.

Aus dem Impedanztensor können direkt Rückschlüsse auf die Dimensionalität des Untergrundes gezogen werden. Liegt eine eindimensionale Leitfähigkeitsverteilung, z.B. ein

2.3. MAGNETOTELLURISCHE DARSTELLUNGSGRÖSSEN

homogener oder geschichteter Halbraum, im Untergrund vor, so sind die beiden Hauptdiagonalelemente des Impedanztensors $Z_{xx} = Z_{yy} = 0$ und die Beträge der Nebendiagonalelemente $Z_{xy} = -Z_{yx}$ bis auf das Vorzeichen gleich. Bei einem voll besetzten Impedanztensor liegt eine mehrdimensionale Leitfähigkeitsverteilung vor (vgl. Abschnitt 2.4, S. 13).

Z als scheinbarer spezifischer Widerstand und Phase

Für eine bessere grafische Darstellbarkeit wird der komplexwertige Impedanztensor üblicherweise über die beiden reellen Größen scheinbarer spezifischer Widerstand ρ_a und Phase ϕ dargestellt. Meist wird die Darstellung auf die beiden Nebendiagonalelemente des Impedanztensors beschränkt. Der scheinbare spezifische Widerstand

$$\rho_{a,ij}(\omega) = \frac{\mu_0}{\omega} |Z_{ij}(\omega)|^2, \quad i, j = x, y \quad (2.17)$$

berechnet sich aus den Amplituden der jeweiligen Komponente des Impedanztensors Z_{ij} . Er repräsentiert einen Mischwiderstand des kompletten Induktionsvolumens und entspricht nur im Fall eines homogenen Halbraumes dem wahren spezifischen elektrischen Widerstand. Die magnetotellurische Phase

$$\phi_{ij}(\omega) = \arctan \frac{\Im(Z_{ij})}{\Re(Z_{ij})}, \quad i, j = x, y \quad (2.18)$$

gibt die Phasenverschiebungen zwischen dem externen elektrischen \underline{E}_{ext} und der Überlagerung aus externem \underline{B}_{ext} und induziertem, internem \underline{B}_{int} magnetischen Feld wieder (vgl. *Cagniard* [1953]; *Simpson und Bahr* [2005]), wobei sich intern und extern auf die feste Erde beziehen. Für einen homogenen Halbraum ergibt sich eine magnetotellurische Phase von $\phi_{xy} = \phi_{yx} + 180^\circ = 45^\circ$. Die Definition des Koordinatensystems schlägt sich in einer Phasenverschiebung von 180° zwischen der xy - und yx -Komponente des Impedanztensors nieder. In dieser Arbeit wird $\phi_{yx} + 180^\circ$ gezeigt um die Phasen beider Komponenten im selben Quadranten darstellen zu können.

2.3.2 Induktionspfeile

Ähnlich der Berechnung des Impedanztensors kann auch eine Übertragungsfunktion zwischen den horizontalen und vertikalen Magnetfeldvariationen berechnet werden. Dieses Verfahren wurde als separate Untersuchungsmethode entwickelt (*Parkinson* [1959], *Wiese* [1962]) und ist unter dem Namen "Erdmagnetische Tiefensondierung" bekannt. Heute wird sie oft in der Magnetotellurik mit eingegliedert, ihre Darstellungsgrößen werden als Induktionspfeile (Tipper) bezeichnet. Die Beziehung zwischen den magnetischen Feldern kann über folgende Formel berechnet werden:

$$B_z = \underline{T} \cdot \underline{B}, \quad (2.19)$$

bzw. explizit geschrieben:

$$B_z = (T_x \ T_y) \cdot \begin{pmatrix} B_x \\ B_y \end{pmatrix}, \quad (2.20)$$

wobei hier ebenso die horizontalen $B_{x,y}$ und die vertikale B_z Eingangsgrößen und die Induktionspfeile $T_{x,y}$ die Ausgangsgrößen sind. Außerdem sind alle Größen komplexwertig und frequenzabhängig. Die Darstellung der Induktionspfeile erfolgt in der xy -Ebene, wobei sowohl der Real- als auch der Imaginärteil separat durch einen Pfeil dargestellt

werden. In dieser Arbeit wird die Konvention nach *Wiese* [1962] verwendet, nach der die Induktionspfeile bei einem lateralen Leitfähigkeitskontrast zum schlechten Leiter hin zeigen. Die Induktionspfeile reagieren ausschließlich auf laterale Leitfähigkeitskontraste, da aufgrund der Annahme ebener Wellen nur bei vertikalen Leitfähigkeitskontrasten die B_z -Komponente ungleich Null ist. Die Pfeillänge kann Werte zwischen Null und Eins annehmen und hat ihr Maximum über dem Leitfähigkeitskontrast.

2.3.3 Phasentensor

Eine weitere Möglichkeit zur Darstellung des Impedanztensors ist der Phasentensor $\underline{\underline{\Phi}}$. Der Phasentensor reduziert den Impedanztensor auf seine Phasenbeziehungen und wird dadurch frei von Einflüssen oberflächennaher Leitfähigkeitsheterogenitäten (siehe Abschnitt 2.4) und ist außerdem eine reellwertige Größe. Er wurde von *Caldwell et al.* [2004] wie folgt eingeführt:

$$\underline{\underline{\Phi}} = (\Re \underline{\underline{Z}})^{-1} (\Im \underline{\underline{Z}}) \quad (2.21)$$

Der Impedanztensor $\underline{\underline{Z}}$ kann als Verhältnis aus einem ungestörten Teil $\underline{\underline{Z}}_u$ und einer reellwertigen, invertierbaren Verzerrungsmatrix $\underline{\underline{V}}$ ausgedrückt werden:

$$\underline{\underline{Z}} = \underline{\underline{V}} \underline{\underline{Z}}_u \quad (2.22)$$

Außerdem kann der komplexwertige Impedanztensor $\underline{\underline{Z}} = \underline{\underline{X}} + i\underline{\underline{Y}}$ in seinen Real- ($\underline{\underline{X}}$) und Imaginärteil ($\underline{\underline{Y}}$) getrennt werden. Diese lassen sich auch wieder als Verhältnis aus ungestörtem Teil und Verzerrungsterm auftrennen und ergeben

$$\underline{\underline{X}} = \underline{\underline{V}} \underline{\underline{X}}_u \quad \text{und} \quad \underline{\underline{Y}} = \underline{\underline{V}} \underline{\underline{Y}}_u, \quad (2.23)$$

wobei der Index u den ungestörten Teil angibt, $\underline{\underline{V}}$ ist der Verzerrungsterm. Setzt man Real- und Imaginärteil des Impedanztensors (Gl. (2.23)) in Gleichung (2.21) ein, ergibt sich für den Phasentensor:

$$\underline{\underline{\Phi}} = \left(\underline{\underline{V}} \underline{\underline{X}}_u \right)^{-1} \left(\underline{\underline{V}} \underline{\underline{Y}}_u \right) = \underline{\underline{X}}_u^{-1} \underline{\underline{V}}^{-1} \underline{\underline{V}} \underline{\underline{Y}}_u = \underline{\underline{X}}_u^{-1} \underline{\underline{Y}}_u \quad (2.24)$$

Der Verzerrungsterm $\underline{\underline{V}}$ in Gleichung (2.24) kürzt sich heraus. In den Phasentensor gehen nur noch die ungestörten Terme des Real- und Imaginärteils des Impedanztensors ein.

Der Phasentensor $\underline{\underline{\Phi}}$ lässt sich durch eine Richtung (α) und drei skalare, vom Koordinatensystem unabhängige Invarianten Φ_{min} , Φ_{max} und β charakterisieren. Dabei stehen Φ_{min}/max für die minimale und maximale Phasenverschiebung am Messstandort, β ist die Ellipsenschiefe (skew) und ein Maß der Dimensionalität des Untergrundes (vgl. Abschnitt 2.4) und α stellt die Verbindung zum verwendeten Koordinatensystem her. Die beiden Winkel sind wie folgt definiert:

$$\alpha = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{\Phi_{12} + \Phi_{21}}{\Phi_{11} - \Phi_{22}} \right) \quad (2.25)$$

$$\beta = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{\Phi_{12} - \Phi_{21}}{\Phi_{11} + \Phi_{22}} \right) \quad (2.26)$$

und erlauben über die Rotationsmatrix

$$\underline{\underline{R}}_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} \cos(\alpha + \beta) & \sin(\alpha + \beta) \\ -\sin(\alpha + \beta) & \cos(\alpha + \beta) \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

2.3. MAGNETOTELLURISCHE DARSTELLUNGSGRÖSSEN

das Umschreiben des Phasentensors zu

$$\underline{\underline{\Phi}} = \underline{\underline{R}}_{\alpha\beta}^T \begin{pmatrix} \Phi_{max} & 0 \\ 0 & \Phi_{min} \end{pmatrix} \underline{\underline{R}}_{\alpha\beta}, \quad (2.28)$$

der nur noch durch $\Phi_{min,max}$ auf der Hauptdiagonalen Einträge enthält. $R_{\alpha\beta}^T$ ist dabei die transponierte Rotationsmatrix.

Üblicherweise wird der Phasentensor als Ellipse in der xy -Ebene dargestellt (siehe Abb. 2.3A), wobei Φ_{min} und Φ_{max} ihrer kleinen und großen Halbachse entsprechen. Für einen 1D-Fall sind die Halbachsen gleich lang und bilden einen Kreis, in einem 2D-Fall geben die Hauptachsen die geologische Streichrichtung wieder. Im 3D-Fall wird der Phasentensor asymmetrisch und seine Schiefe $\beta \neq 0$. Die Richtung der großen Hauptachse ist durch den Winkel $\alpha - \beta$, der der Differenz des koordinatensystemabhängigen Winkels α und der Tensorschiefe β entspricht, gegeben.

Ein Problem der Ellipsendarstellung ist, dass die Längen der Halbachsen nur jeweils dem Tangens des minimalen und maximalen Winkels entsprechen. Da der Tangens bei 90° eine Polstelle hat, ist das Verhalten der Halbachsenlängen innerhalb des hier üblichen Quadranten der Phasen nicht linear.

In Abbildung 2.4 wird dies am Beispiel fiktiver Werte verdeutlicht. Dort ist angenommen, dass sich der Wert Φ_{min} von 45° auf 47° ändert, der Wert von Φ_{max} wird ebenfalls um 2° von 85° auf 87° geändert. Die tangentielle Änderung bei Φ_{max} hingegen ist um den Faktor 100 größer als die von Φ_{min} , was sich in einer deutlich flacheren Ellipse nach der Änderung beider Werte um 2° widerspiegelt. Häuserer [2010] führte deshalb die Darstellung des Phasentensors als Balken ein (siehe Abb. 2.3B), die die Lage der Halbachsen abbilden, deren Länge aber direkt als $\phi_{min,max} = \arctan \Phi_{min,max}$ in Grad gegeben ist. Diese Darstellung hat außerdem den Vorteil, dass die Werte von $\Phi_{min,max}$ neben der Balkenlänge auch über die Balkenfarbe in einer Abbildung für beide Größen wiedergegeben werden können. Weitere Beispiele und Vergleiche zwischen der Ellipsen- und Balkendarstellung sind in Häuserer [2010] gezeigt. In dieser Arbeit werde ich die Balkendarstellung vorrangig für die Darstellung der Phasentensoren modellierter Daten verwenden.

Zur Darstellung fehlerbehafteter Phasentensorelemente verwende ich die Kreissektordarstellung, wie in Abbildung 2.3C schematisch gezeigt. Hierbei werden analog zur Balkendarstellung die Phasenwerte $\phi_{min,max} = \arctan \Phi_{min,max}$ direkt in Grad verwendet. Die Länge eines Kreissektors ist auf Eins normiert. Der Kreissektor wird durch den um die Halbachse liegenden Drehfehler $(\alpha - \beta) \pm \Delta\alpha$ aufgespannt. Dessen Breite ist also ein Maß des Drehfehlers. Der Phasenwert wird über die Farbe des jeweiligen Segments gezeigt. Die schwach gezeichneten Bereiche an der Außenseite der Kreissektoren geben den Fehler der Phase an, ihre Länge entlang der Halbachse entspricht dem Verhältnis $\frac{\Delta\phi_{min,max}}{\phi_{min,max}}$. Dies bedeutet, dass mit steigendem Fehler der schwach gefärbte Bereich länger wird. Im gezeigten schematischen Beispiel ist der relative Fehler $\delta\phi_{min} > \delta\phi_{max}$. Eine getrennte Darstellung von ϕ_{min} und ϕ_{max} ist auch mit dieser Variante möglich. Sie wird in dieser Arbeit vorrangig für die Darstellung aus gemessenen Daten berechneter Phasentensoren verwendet.

Bei der Interpretation des Phasentensors ist grundsätzlich zu beachten, dass Φ_{min} und Φ_{max} einer Station und einer Periode im nicht-1D-Fall Informationen aus zwei richtungsabhängig unterschiedlichen Tiefen widerspiegeln.

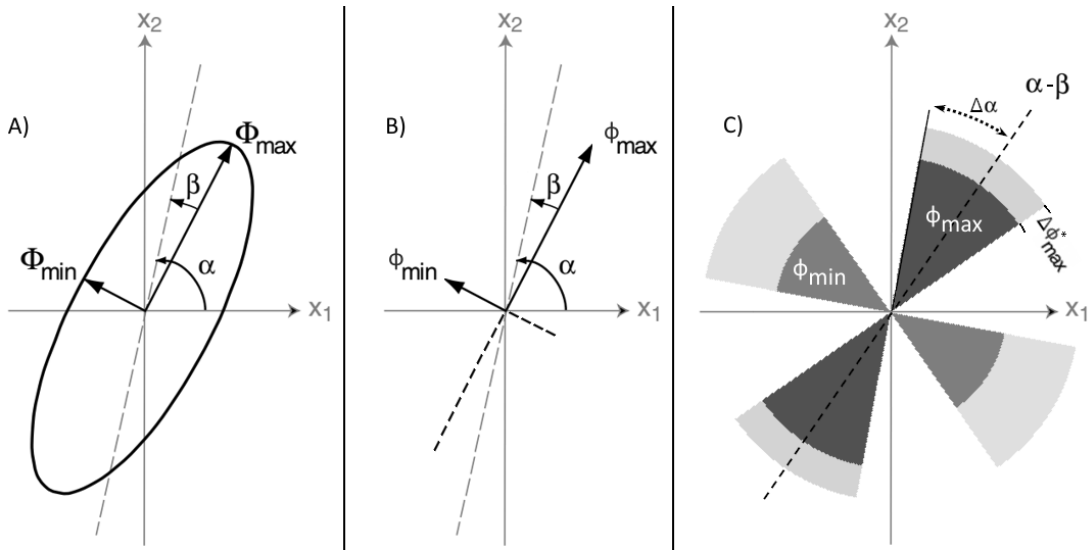


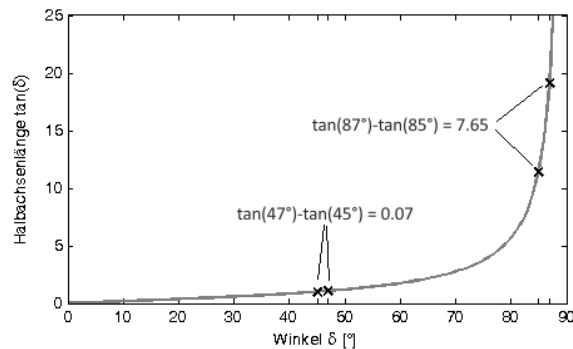
Abb. 2.3: Möglichkeiten zur Darstellung des Phasentensors - Schematischer Überblick

A) Ursprüngliche Darstellung des Phasentensors mit den Rotationsinvarianten Φ_{max} , Φ_{min} , und β . Länge der Halbachsen repräsentieren $\Phi_{min,max}$, eine optionale Ellipsenfüllfarbe würde einen der beiden Werte zeigen; Grafik umgezeichnet nach Caldwell et al. [2004].

B) Balkendarstellung des Phasentensors mit den Rotationsinvarianten $\phi_{min,max} = \arctan \Phi_{min,max}$ und β . Balkenlängen (und optional Balkenfarben) repräsentieren die Werte der minimalen und maximalen Phasen in Grad. Getrennte Darstellung von Φ_{min} und Φ_{max} möglich; Grafik umgezeichnet nach Häuserer [2010].

C) Kreissektordarstellung des Phasentensors mit Fehlern, der Phasentensorinvarianten ϕ_{min} , ϕ_{max} und β analog zur Balkendarstellung. Beide Balkenlängen sind auf den Wert 1 normiert. Die schwach gefärbten Bereiche am Außenrand jedes Kreissektors repräsentieren den Phasenfehler $\Delta\phi_{min,max}$ relativ zum absoluten Phasenwert, ein dünner schwach gefärbter Bereich repräsentiert beispielsweise einen kleinen Phasenfehler. Die Breite des Kreissektors repräsentiert den Fehler des Koordinatensystemdrehwinkels $\Delta\alpha$ relativ zur Lage der Hauptachse $\alpha - \beta$, je breiter der Kreissektor desto ungenauer ist die Richtungsbestimmung. Die Phasenwerte werden durch die Färbung der Kreissegmente wiedergegeben. Eine getrennte Darstellung der ϕ_{min} und ϕ_{max} Komponenten ist möglich.

Abb. 2.4: Verlauf der Tangens-Funktion als Halbachsenlänge für Winkel $\delta = 0^\circ - 90^\circ$. Die schwarzen Punkte zeigen Beispielhaft den Unterschied des Tangenswertes bei einer Variation des Winkels von 45° auf 47° und von 85° auf 87° . Obwohl der Winkel jeweils um 2° geändert wird, ändert sich die Halbachsenlänge beim Schritt von 85° auf 87° hundert mal stärker als beim Schritt von 45° auf 47° .



2.4. AUFLÖSUNGSVERMÖGEN UND DIMENSIONALITÄT DER MT

2.4 Auflösungsvermögen und Dimensionalität der MT

Die Dimensionalität bezieht sich in der Magnetotellurik auf die Leitfähigkeitsverteilungen im Untergrund. Die unterschiedlichen Notationen 1D, 2D und 3D ergeben sich wie folgt:

- **1D:** Bei der Annahme einer eindimensionalen Leitfähigkeitsverteilung ändert sich die Leitfähigkeit nur mit der Tiefe $\frac{\delta}{\delta x}\sigma = \frac{\delta}{\delta y}\sigma = 0$. Mit dieser Annahme können nur geschichtete Halbräume wiedergegeben werden. Der Impedanztensor ist nur auf den Nebendiagonalelementen besetzt, diese sind im Betrag gleich:

$$\underline{\underline{Z_{1D}}} = \begin{pmatrix} 0 & Z_{xy} \\ -Z_{xy} & 0 \end{pmatrix} \quad (2.29)$$

Auch für eine eindimensionale Leitfähigkeitsverteilung kann eine anisotrope Leitfähigkeitsverteilung (vgl. Abschnitt 2.5) vorliegen, in diesem Fall ist die Leitfähigkeit in lateraler Richtung verschieden $\sigma'_x \neq \sigma'_y$, trotzdem aber für die jeweilige Richtung konstant.

- **2D:** Für eine zweidimensionale Leitfähigkeitsstruktur kann sich die Leitfähigkeit sowohl mit der Tiefe als auch lateral in eine beliebige Richtung x' ändern. Die Leitfähigkeit in orthogonaler Richtung $\frac{\delta}{\delta y}\sigma = 0$ ist konstant. Bei einer 2D-Leitfähigkeitsverteilung kann durch Rotieren des Koordinatensystems in Richtung der lateralen Leitfähigkeitsänderung $x \rightarrow x', y \rightarrow y'$ der Impedanztensor auf seine Nebendiagonalelemente reduziert werden:

$$\underline{\underline{Z_{2D}}} = \begin{pmatrix} 0 & Z_{x'y'} \\ Z_{y'x'} & 0 \end{pmatrix} \quad (2.30)$$

Analog zum 1D-Fall ist auch für eine 2D Leitfähigkeitsverteilung eine anisotrope Leitfähigkeit erlaubt, solange die Leitfähigkeitsänderungen auf die vertikale und eine laterale Richtung beschränkt sind.

- **3D:** Nimmt man eine dreidimensionale Leitfähigkeitsverteilung an, die in der Regel in der realen Welt vorliegt, so darf sich die Leitfähigkeit in jede Richtung ändern, der Impedanztensor ist immer voll besetzt:

$$\underline{\underline{Z_{3D}}} = \begin{pmatrix} Z_{xx} & Z_{xy} \\ Z_{yx} & Z_{yy} \end{pmatrix} \quad (2.31)$$

Generell gilt, dass die Dimensionalität einer Leitfähigkeitsverteilung von der betrachteten Skala abhängt. Das in Abbildung 2.5 gezeigte Beispiel verdeutlicht, dass ein Körper mit vom Hintergrund verschiedener Leitfähigkeit bei einer hohen Frequenz als eindimensionale Leitfähigkeitsstruktur durch das Induktionsvolumen erfasst werden kann (links), für eine niedrigere Frequenz, sprich ein größeres Induktionsvolumen, aber eine zwei- (mitte) oder dreidimensionale (rechts) Leitfähigkeitsverteilung hervorrufen kann. Wird der Körper noch deutlich kleiner gegenüber dem Induktionsvolumen kann er Verzerrungen im elektrischen Feld hervorrufen. Dies werde ich im folgenden Unterabschnitt erläutern.

2.4.1 Galvanische Verzerrung

Lokale, kleinskalige, elektrische Leitfähigkeitsanomalien können das gemessene Feld beeinflussen und die Messung der aufzulösenden Leitfähigkeitsstruktur verfälschen. Dieser

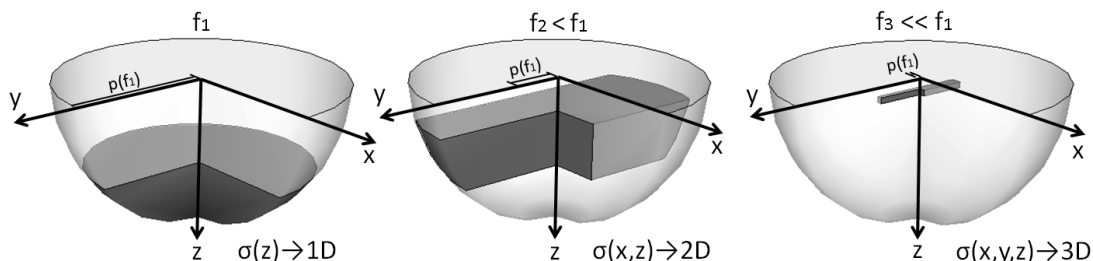


Abb. 2.5: Schematische Darstellung des Induktionsvolumens, das vereinfacht als Halbkugel mit Radius $r = p$ (Eindringtiefe, Gl. (2.13)) unterhalb des Beobachtungsortes angenommen wird. Gezeigt wird der frequenzabhängig unterschiedlich erfasste Bereich einer Anomalie. Zur besseren Ansicht wurde der zum Leser zeigende Quadrant der Halbkugel abgeschnitten. Von links nach rechts nimmt die Frequenz ab, das Induktionsvolumen kann einen größeren Bereich erfassen. Als Größenrelation ist der Halbkugelradius der höchsten Frequenz $p(f_1)$ in allen drei Halbkugeln entlang der y -Achse dargestellt. Der Körper geänderter Leitfähigkeit (dunkel) ist für dieses Beispiel ein Quader, der in allen Fällen die gleichen Außenmaße besitzt. Er ist am Rand des Induktionsvolumens abgeschnitten. Die Tiefenlage Oberkante des Körpers innerhalb des Induktionsvolumens ist zu Anschauungszwecken nicht maßstabsgetreu.

Effekt wird auch als galvanische Verzerrung oder "static shift" bezeichnet. Er tritt in der Regel dann auf, wenn die Dimensionen der Leitfähigkeitsanomalie deutlich kleiner sind als die Eindringtiefe p und eigentlich vom gemessenen Frequenzbereich nicht mehr aufgelöst werden können. In diesem Fall können die induktiven Anteile vernachlässigt werden (*Groom und Bahr* [1992]; *Weidelt und Chave* [2012]) und das elektrische Feld kann als eine Zusammensetzung aus einem ungestörten Anteil \underline{E}_u und einer frequenzunabhängigen, reellwertigen Verzerrungsmatrix \underline{V} angenommen werden:

$$\underline{E} = \underline{V} \cdot \underline{E}_u = \begin{pmatrix} V_{xx} & V_{xy} \\ V_{yx} & V_{yy} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_{x,u} \\ E_{y,u} \end{pmatrix} \quad (2.32)$$

Die Verzerrung des elektrischen Feldes pflanzt sich in den Impedanztensor fort, die Gleichung $\underline{E} = \underline{Z} \cdot \underline{B}$ (2.16) ändert sich zu:

$$\underline{V} \cdot \underline{E}_u = \underline{V} \cdot (\underline{Z}_u \cdot \underline{B}) = (\underline{V} \cdot \underline{Z}_u) \cdot \underline{B} \quad (2.33)$$

Das Verhältnis zwischen gemessenem \underline{Z} und ungestörtem \underline{Z}_u ist demnach gegeben durch:

$$\underline{Z}(\omega) = \underline{V} \cdot \underline{Z}_u(\omega) \quad (2.34)$$

Ist der ungestörte Impedanztensor bei einem 3D Untergrund voll besetzt, ergibt sich aus Gl. (2.34)

$$\underline{Z} = \begin{pmatrix} V_{xx}Z_{xx,u} + V_{xy}Z_{yx,u} & V_{xx}Z_{xy,u} + V_{xy}Z_{yy,u} \\ V_{yx}Z_{xx,u} + V_{yy}Z_{yx,u} & V_{yx}Z_{xy,u} + V_{yy}Z_{yy,u} \end{pmatrix}. \quad (2.35)$$

Jede Komponente des Impedanztensors Z_{ij} besteht aus einer Mischung zweier Komponenten des ungestörten Impedanztensors. Sowohl die Phase, als auch die scheinbaren spezifischen Widerstände des gemessenen Impedanztensors sind durch die galvanischen Verzerrungen zu jenen des ungestörten Tensors verschieden.

Lediglich bei einer 1D oder 2D Untergrundstruktur, bei der die Hauptdiagonalelemente des ungestörten Impedanztensors verschwinden, ergibt sich aus Gl. (2.34) der gemessene Impedanztensor zu

$$\underline{Z} = \begin{pmatrix} V_{xy}Z_{yx,u} & V_{xx}Z_{xy,u} \\ V_{yy}Z_{yx,u} & V_{yx}Z_{xy,u} \end{pmatrix}. \quad (2.36)$$

2.5. ANISOTROPE LEITFÄHIGKEITSSTRUKTUREN

Für diesen Spezialfall sind nur die Amplituden des Impedanztensors von dem Effekt der galvanischen Verschiebungsströme betroffen, die Phasenbeziehungen der Nebendiagonalelemente bleiben erhalten. Die scheinbaren spezifischen Widerstände (Gl. (2.17)) ergeben sich dann zu:

$$\rho_{a,ij} = \frac{\mu_0}{\omega} |V_{ii} Z_{ij,u}(\omega)|^2 = V_{ii}^2 \rho_{a,ij,u} \quad (2.37)$$

Demnach entspricht in diesem Spezialfall die galvanische Verzerrung einer Multiplikation der scheinbaren spezifischen Widerstände mit einem frequenzunabhängigen Faktor.

Für den vereinfachten 1D und 2D Fall können die Verzerrungseffekte durch Aufspaltung (decomposition) des Impedanztensors korrigiert werden (siehe z.B. *Bahr* [1988], *Groom und Bahr* [1992], *Jones* [2012]). Bei gemessenen Daten ist der ungestörte Impedanztensor aber in der Regel voll besetzt. Dieser kann nicht durch die Dekompositionsmethode in den ungestörten Impedanztensor \underline{Z}_u überführt werden (*Jones* [2012]).

Eine Möglichkeit der Datenauswertung ohne Verzerrungseffekte bietet der Phasentensor (siehe Abschnitt 2.3.3, S. 10) nach *Caldwell et al.* [2004], bei dem sich die Verzerrungsmatrix \underline{V} selbst eliminiert.

2.5 Anisotrope Leitfähigkeitsstrukturen

In der bisherigen Betrachtung wurde von einem isotropen Leiter ausgegangen, was bewirkt, dass die elektrische Leitfähigkeit eine skalare Größe ist. Das elektrische Feld ist in diesem Fall immer parallel zur elektrischen Stromdichte $\underline{J} = \sigma \underline{E}$.

In einem Medium mit anisotropen Leitfähigkeitsstrukturen hängt die Richtung des elektrischen Feldes von den Vorzugsrichtungen des Leitfähigkeitstensors $\underline{\sigma}$ ab. Die Parallelität zwischen \underline{E} und \underline{J} beschränkt sich dadurch auf drei orthogonale Richtungen des elektrischen Feldes (*Chave und Weidelt* [2012]).

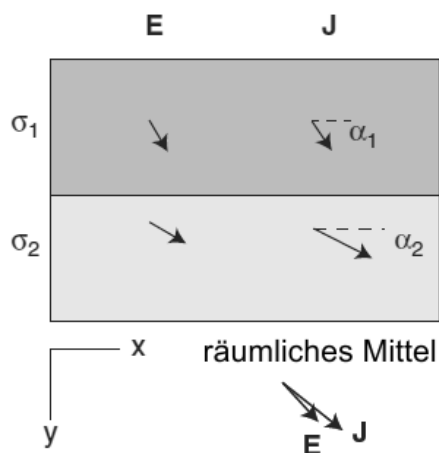


Abb. 2.6: Beispiel zur Demonstration der Ursache makroskopischer Anisotropie aufgrund räumlicher Mittelung über \underline{E} und \underline{J} zweier isotroper Leiter mit den Vorzugsrichtungen α_1 und α_2 und den elektrischen Leitfähigkeiten $\sigma_2 > \sigma_1$. Abbildung geändert nach *Chave und Weidelt* [2012]

Der Effekt einer (makroskopischen; vgl. Abb. 2.7) anisotropen Leitfähigkeitsstruktur ist abhängig von der Eindringtiefe der zu analysierenden Periode. Jede anisotrope Leitfähigkeitsverteilung kann mit einem hinreichend gut aufgelösten Modell mit isotroper Leitfähigkeit erklärt werden (*Weidelt* [1999]). Veranschaulichen lässt sich dies durch ein einfaches Modell zweier benachbarter Leiter der xy -Ebene, die in y -Richtung die gleiche Breite haben und in x -Richtung unendlich ausgedehnt sind. Die Leitfähigkeiten sind σ_1 und σ_2 , weiterhin gilt $\sigma_2 > \sigma_1$. Auf einer mikroskopischen Skala sind die Stromdichte \underline{J} und das elektrische Feld \underline{E} innerhalb beider Leiter parallel und streichen mit den Winkeln α_1 bzw.

KAPITEL 2. GRUNDLAGEN DER EM-INDUKTION IN DER ERDE

α_2 gegen die x -Richtung. Steigt das Induktionsvolumen aufgrund höherer Eindringtiefen auf eine makroskopische Skala, können nur noch der räumliche Mittelwert des elektrischen Feldes $\underline{E}_m = (\underline{E}_1 + \underline{E}_2)/2$ und die Stromdichte $\underline{J}_m = (\underline{J}_1 + \underline{J}_2)/2$ erfasst werden, die nicht mehr parallel zueinander verlaufen (vgl. Abb. 2.6).

In einem anisotropen Medium, bzw. im allgemeinen Fall, wird das Ohmsche Gesetz (Gl. (2.7)) zu

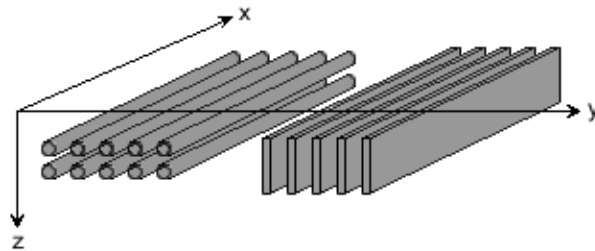
$$\underline{J} = \underline{\underline{\sigma}} \cdot \underline{E}, \quad (2.38)$$

wobei $\underline{\underline{\sigma}}$ der (3×3) -Leitfähigkeitstensor für jeden Punkt (x,y,z)

$$\underline{\underline{\sigma}}(x, y, z) = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{yx} & \sigma_{xz} \\ \sigma_{xy} & \sigma_{yy} & \sigma_{yz} \\ \sigma_{xz} & \sigma_{yz} & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \quad (2.39)$$

ist. In der Magnetotellurik ist dieser symmetrisch und enthält keine negativen Werte (Weidelt [1999]; Chave und Weidelt [2012]; Martí [2012]). In der Praxis nehmen Impedanz- und Phasensensoren bei einer isotropen (2D oder 3D) Verteilung der elektrischen Leitfähigkeiten mit steigendem Abstand zum Leitfähigkeitskontrast eine eindimensionale Form an. Im anisotropen Fall hingegen zeigen sie auch mit steigendem Abstand zum Leitfähigkeitskontrast noch Effekte einer Mehrdimensionalität.

Abb. 2.7: Schematische Darstellung der beiden Typen makroskopischer Anisotropie: Röhrenanisotropie (links) und Lamellenanisotropie (rechts). Die grauen Bereiche haben die elektrische Leitfähigkeit $\sigma_{ani} \neq \sigma_{hr}$. σ_{hr} ist der Kehrwert des Halbraumwiderstandes. Die Richtung des anisotropen Streichens entspricht der x -Richtung.



Eine elektrische Leitfähigkeitsanisotropie kann sowohl mikroskopisch (intrinsisch) als auch makroskopisch dargestellt werden, wobei jede intrinsische Anisotropie durch eine hinreichend fein aufgelöste makroskopische Anisotropie erklärt werden kann. Abbildung 2.7 zeigt die beiden möglichen Typen makroskopischer Anisotropie in Richtung der x -Achse. Der Leitfähigkeitstensor ist in diesem Fall nur auf der Hauptdiagonalen besetzt:

$$\underline{\underline{\sigma}}(x, y, z) = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & 0 & 0 \\ 0 & \sigma_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{zz} \end{pmatrix} \quad (2.40)$$

Durch das Röhrenmodell (links) wird die Leitfähigkeit innerhalb kleiner, nebeneinanderliegender Röhren nur in x -Richtung geändert $\sigma_{xx} = \sigma_{ani}$, von Oben oder der y -Richtung aus betrachtet wird die Leitfähigkeit des Halbraumes gesehen $\sigma_{yy} = \sigma_{zz} = \sigma_{hr}$. Das Lamellenmodell (rechts) besteht aus parallelen Scheiben und hat neben der x -Richtung auch in z -Richtung eine geänderte Leitfähigkeit $\sigma_{xx} = \sigma_{zz} = \sigma_{ani} \neq \sigma_{yy}$. Sind die Lamellen gutleitend, werden die Felder auch in z -Richtung eine gute Leitfähigkeit erfahren. Bei makroskopisch-anisotropen Strukturen muss die Breite der Lamellen bzw. der Durchmesser der Röhren klein gegenüber der Eindringtiefe sein.

In der Magnetotellurik kann über eine Euler-Rotation der Leitfähigkeitstensor $\underline{\underline{\sigma}}$ immer auf seine Hauptdiagonalelemente reduziert werden (Martí [2012]). Gleichbedeutend kann jede beliebige anisotrope Leitfähigkeitsverteilung mit einer Kombination dreier Röhrenmodelle approximiert werden.

2.5. ANISOTROPE LEITFÄHIGKEITSSTRUKTUREN

Galvanische Verzerrungen (vgl. Abschnitt 2.4.1) können ebenfalls einen Effekt gleich dem einer anisotropen Leitfähigkeitenverteilung hervorrufen.

Kapitel 3

Datenerhebung und Messgebiet

3.1 Vogelsberg und Wetterau

Das Gebiet des Vogelsbergs liegt in Mittelhessen zwischen Alsfeld, Fulda, Büdingen und Gießen. Es ist durch ein Talnetz gekennzeichnet, das sich von der Gipfelregion radialstrahlig bis an die Randregionen erstreckt. In Abbildung 3.1 ist ein geologischer Überblick der Regionen Vogelsberg, Wetterau und dem Umland dargestellt.

Wie z.B. aus *Reischmann und Schraft* [2009], *Nesbor* [2007] und *Ehrenberg und Hickethier* [1985] bekannt, ist der Vogelsberg mit einer Fläche von etwa 2100 bis 2500 Quadratkilometern das größte geschlossene Vulkangebiet Mitteleuropas und Teil einer im Tertiär aktiven vulkanischen Zone, die sich von der Eifel bis nach Schlesien erstreckt. Der sogenannte „Maintrapp“, der sich bis Frankfurt ausdehnt, belegt eine ehemals deutlich größere Ausdehnung. Vor ca. 19 Millionen Jahren setzte die Förderung der Schmelzen aus über 100 km Tiefe ein und war ca. vier Millionen Jahre lang im Miozän aktiv. Das Maximum der Schmelzförderung lag zwischen 18.2 und 16.3 Millionen Jahren (*Reischmann und Schraft* [2009]). Die eruptive Tätigkeit des Vogelsberges erstreckte sich über ein großflächiges Gebiet. Zahlreiche kleine Vulkane stießen neben Schlacken und Tuffen mehr als 500 km³ Lava aus, durch die sich gegenseitig überlappende Schilde bildeten. Das Hauptquellgebiet der vulkanischen Tätigkeit lag im Osten der Region. Die Hauptfließrichtung der Lava war West, Südwest und Nordwest (siehe auch *Hoppe und Schulz* [2001]). Während der vulkanisch aktiven Zeit gab es zwischen großen Ausbrüchen längere Ruhephasen von etwa 67000 Jahren. Heute stellen die vulkanischen Gesteine des Vogelsberges einen der bedeutendsten Grundwasserspeicher Hessens dar. Der Vogelsberg bildet einen durch Verebnungsflächen gekennzeichneten flachen Schild. Nach *Nesbor* [2007] sind durch mächtige Schuttdecken aus dem quartären Eiszeitalter die geologischen Kenntnisse in der Region lückenhaft. Geologische Strukturen unterhalb der Vogelsbergbasalte können dementsprechend nur vermutet werden.

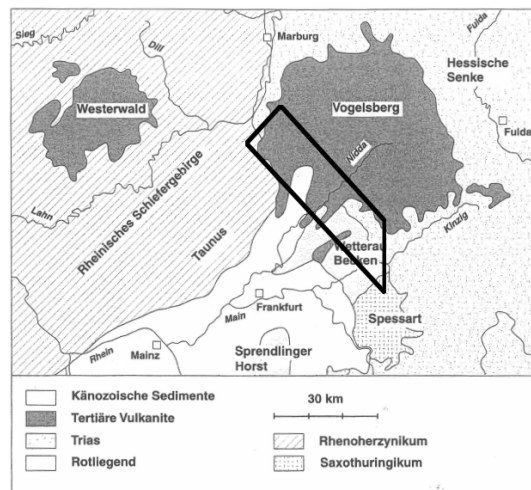


Abb. 3.1: Geologischer Rahmen des Messgebietes, umgezeichnet nach *Prinz-Grimm und Grimm* [2002]. Das schwarz umrahmte Gebiet zeigt die Lage des Messgebietes.

3.2. GEOLOGISCHE STRUKTUREN DER REGION

Bohrungen in der Wetterau belegen die Existenz von Phylliten im Umland des Vogelsberges. Die Phyllitzone (siehe Abschnitt 3.2, S. 19) kann als Fundament des südöstlichen Vogelsberges angenommen werden. Desweiteren sind Rotliegend-/Zechsteinvorkommen sowie mit großer Häufigkeit Buntsandstein rund um das Vogelsberggebiet anstehend. Sie müssen ebenfalls als mögliches Fundament des Vogelsberges in Betracht gezogen werden. Das Gebiet der Wetterau befindet sich nördlich der Mainebene bei Frankfurt zwischen dem Taunus im Westen und dem Vogelsberg im Osten. Namensgeber ist der Fluss Wetter, der bei Assenheim in die Nidda mündet. Die Wetterau ist durch den Oberrheingraben mit seiner Verlängerung über die Hessische Senke im Norden (siehe *Prinz-Grimm und Grimm* [2002]) ebenfalls ein sedimentverfülltes Senkungsgebiet. Die geologischen Großstrukturen sind hier über weite Strecken von einigen hundert Meter mächtigen Sedimentschichten überdeckt (vgl. *Grabandt* [2010]).

3.2 Geologische Strukturen der Region

Der prämesozoische Untergrund des Vogelsberges ist durch die variszische Orogenese geprägt (siehe Abb. 3.2, vgl. *Klügel* [1997] und *Prinz-Grimm und Grimm* [2002]), die sich Ost-West bzw. Südwest-Nordost streichend durch fast ganz Europa zieht. Man kann im Messgebiet zwischen drei großen Strukturen unterscheiden: das Rhenoherynikum, die Phyllitzone und das Saxothuringikum, in dessen Norden als Unterstruktur die Mitteldeutsche Kristallinschwelle verläuft. Als weitere Störungszone kreuzt der Horloffgraben das Messgebiet. Er ist Teil der hessischen Senke und eine Fortsetzung der Senkungsgebiete des Oberrheingrabens und wurde, wie der Oberrheingraben, nach der Senkung mit Sedimenten verfüllt. Die Senkungsprozesse in Mittelhessen gehen bis ins Jungpaläozöikum zurück.

Phyllitzone

Unterstellt man im Untergrund eine hauptsächlich variszische Streichrichtung der tektonischen Großstrukturen, entspricht die ehemalige Plattengrenze in etwa der Linie Eschborn - Friedberg - Münzenberg (*Prinz-Grimm und Grimm* [2002]). Der Untergrund nordwestlich dieser Linie kann geologisch strukturell dem Rhenoherynikum zugeordnet werden und wird von devonischen Schichten unterlagert. Im südöstlichen Gebiet, das auch als "Hessischer Trog" bezeichnet wird, fand eine postvariszische Absenkung statt, die später von Rotliegend-Gesteinen und jüngeren Sedimentschichten verfüllt wurde. In diesem Gebiet wurde der Verlauf der Phyllitzone unterhalb der Sedimentschicht vermutet und konnte von *Martha* [2013] nachgewiesen werden. Die genaue Abgrenzung dieser Zone ist aber weiterhin unklar. Die Phyllitzone ist auf etwa 220 km zwischen Taunus, dessen Südrand sie bildet, und dem Harz nicht aufgeschlossen. Die Sedimentmächtigkeit im Hessischen Trog ist nicht flächendeckend bekannt, da viele bisher abgeteufte Bohrungen nicht das anstehende Grundgebirge erreichen konnten (siehe *Grabandt* [2010]). Bei einer Bohrung in Bad Salzhausen von 1976, durchgeführt durch das Hessische Landesamt für Umwelt und Geologie, die im Zentrum des in dieser Arbeit untersuchten Messgebietes liegt, folgte nach 620 Metern tertiärer Sedimente die Rotliegend-Verfüllung bis zur Endteufe von 1000 Metern. Nach heutigem Stand der geologischen Befunde ist ein geradliniger Verlauf der Phyllitzone und Mitteldeutscher Kristallinschwelle von Taunus zu Harz unterhalb der Vogelsbergbasalte am wahrscheinlichsten.

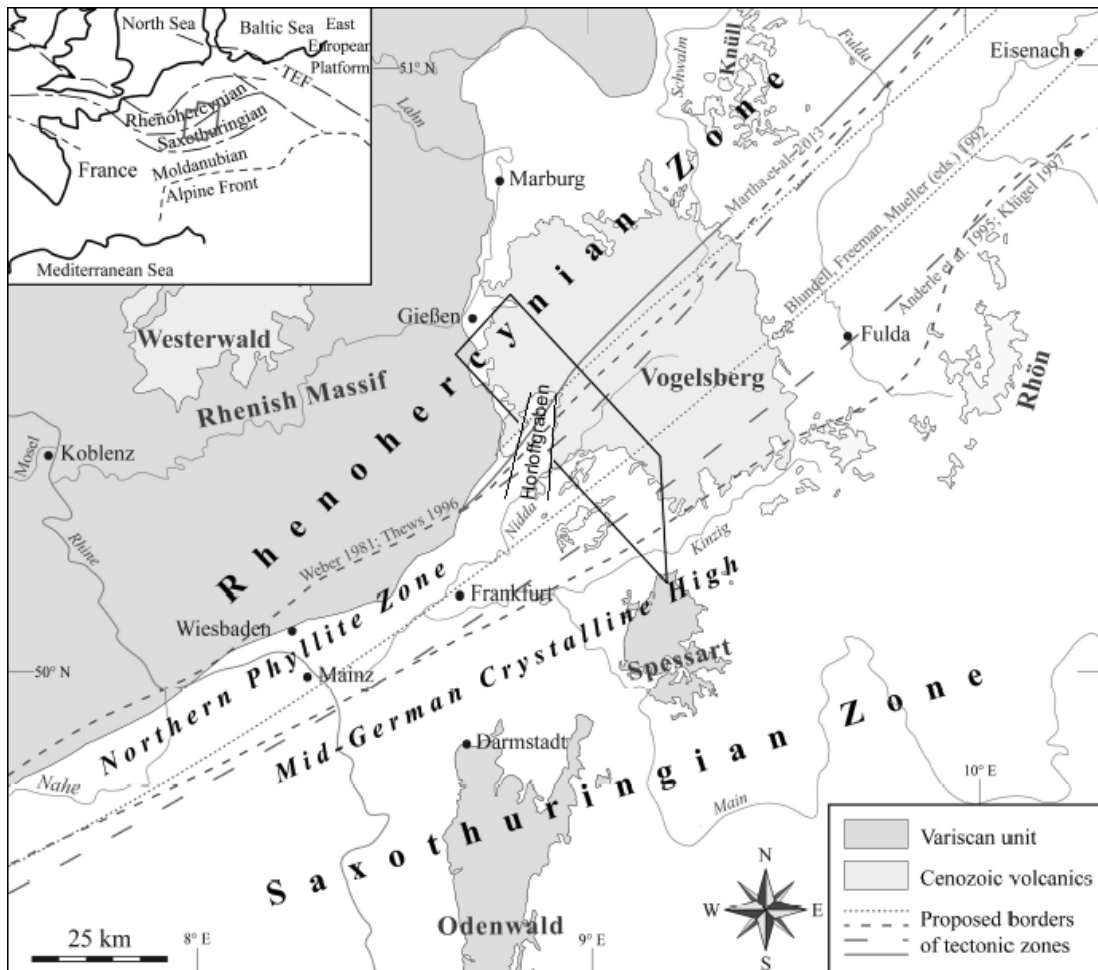


Abb. 3.2: Übersicht über die geologischen Großstrukturen der variszischen Orogenese (oben links) sowie deren Verlauf in Mittelhessen, umgezeichnet nach Martha [2013]. Die schwarze Umrandung in der Bildmitte markiert die Ausdehnung des Messgebietes. Der Verlauf der Phyllitzone wird derzeit von vielen Wissenschaftlern verschieden angenommen und kontrovers diskutiert. Die verschiedenen Ansätze sind durch gestrichelte und gepunktete Linien markiert. In allen Fällen wird der Verlauf jedoch unterhalb der Vogelsbergbasalte vermutet.

3.2. GEOLOGISCHE STRUKTUREN DER REGION

Beim Aufeinandertreffen der beiden Kontinentalplatten Gondwana und Laurussia im Karbonzeitalter entstanden erhebliche Drücke, mit denen intensive Faltungsvorgänge und Metamorphosen in den Gesteinen einhergingen. Metamorphe Gesteine wie z.B. Quarzit, Metavulkanite, phyllitische Schiefer und schließlich der Phyllit selbst sind Hauptbestandteil der Phyllitzone und deren geologisch eindeutiges Erkennungsmerkmal. Die Gefügestrukturen sind durch zahlreiche Faltungsvorgänge geprägt und verlaufen hauptsächlich parallel zum Südrand des Rhenoherynikums. Der vertikale, geschieferte Verlauf der Faltungen ist regional stark unterschiedlich und reicht von fast senkrechtem Einfallen bis zu horizontalen Verläufen, ein mittleres Einfallen von $45\text{--}60^\circ$ kann jedoch angenommen werden. Im Übergangsbereich der südwestlichen Vogelsbergbasalte zur Wetterau (z.B. Bad Salzhausen, Bad Soden, Bad Orb, Gelnhausen, uvm.) und am Übergang von Taunus und Phyllitzone (z.B. Bad Homburg, Bad Nauheim und Bad Vilbel) gibt es zahlreiche Mineral- und Thermalwasserquellen, deren Mineralisation sich generell durch erhöhte NaCl Gehalte auszeichnet. Nach *Prinz-Grimm und Grimm* [2002] wird die Quelle des gelösten Salzes von vielen Fachleuten im Werra-Fulda-Gebiet (Zechstein) östlich des Vogelsberges angenommen. Die in Abbildung A.1 (S. 139) dargestellte angenommene Flusstrecke der salzhaltigen Wässer deutet auf ein ausgeprägtes und zumindest in Teilen zusammenhängendes Störungssystem entlang der Streichrichtung hin.

Im seismischen DEKORP 2-S Profil konnte nördlich von Frankfurt die folierte Struktur der Phyllitzone bis in Tiefen von mindestens 12 km nachgewiesen werden (*Behr und Heinrichs* [1987]).

Ein weiteres störungsmechanisches Merkmal der Phyllitzone sind Makrorisse im Gestein selbst (siehe *Klügel* [1997]). Deren Ausrichtung ist abhängig von der jeweils vorherrschenden Verformungsrichtung. Neben einer Subduktion fand entlang der ehemaligen Plattengrenze auch eine Blattverschiebung statt. Die Risse sind Dehnungsklüfte, die im Zuge einer Aufwölbung des Rheinischen Schildes, beziehungsweise der Absenkung seiner Randgebiete, und einer damit einhergehenden Druckentlastung entstanden sind (pers. Kommunikation Prof. Dr. Peter Prinz-Grimm). Die Klüfte müssen relativ oberflächennah entstanden sein und sind heute größtenteils mit Quarz verfüllt. Die Klüftbildung erfolgte nach der variszischen Orogenese beginnend im Perm bis hin ins Tertiär. Haupttrichtung der größeren Risse ist Nordwest - Südost, orthogonal zum variszischen Streichen.

Mitteldeutsche Kristallinschwelle

Die Mitteldeutsche Kristallinschwelle (MDKS), die früher auch als eigenständige Geologische Einheit für die ehemalige variszische Plattengrenze angenommen wurde, wird heute allgemein als nördlicher Teil des Saxothuringikums gesehen (*Amstutz et al.* [1975] und *Franzke et al.* [2007]). Sie bildet einen etwa 50 km breiten Streifen, der ebenfalls ein Nordost-Südwest-Streichen parallel zum variszischen Streichen aufweist. Der Verlauf zieht sich vom Harz über Spessart und Odenwald bis ins Saarland und ist durch Aufschlüsse belegt. Die MDKS bildet den direkten nordwestlichen Übergang zur Phyllitzone, die während der variszischen Gebirgsbildung zum Teil unter die Kristallinschwelle subduziert wurde.

Nach *Zeh et al.* [2005] treten hier schwachmetamorphe Einheiten bis hochgradig metamorphe Ortho- und Paragneise auf. Im Gegensatz zur Phyllitzone haben sich in der Kristallinschwelle allerdings nur untergeordnet Phyllite, überwiegend Gneise, Quarzite, Glimmerschiefer und Diorite gebildet. Die Entstehung der metamorphen Gesteine geht auf einen Zeitraum vor etwa 320 bis 440 Ma zurück.

Im Untersuchungsgebiet ist auch die Struktur der Mitteldeutschen Kristallinschwelle unter den Sedimenten der Wetterau und den Vogelsbergbasalten verdeckt.

Horloffgraben

Der Horloffgraben ist Teil der oberrheinischen Grabenstruktur (vgl. *Sissingh* [2003]) und so analog zum Oberrheingraben aufgrund einer Riftbewegung eingebrochen. Der Einbruch des Oberrheingrabens verlief zeitlich gestaffelt von Süd nach Nord und begann im späten Eozän / frühen Oligozän. Der Horloffgraben brach im postvulkanischen Neogen in die Vogelsbergbasalte ein (*Boenigk et al.* [1977] und *Sissingh* [2003]), die Absenkung setzte sich bis in das Quartär fort. Während und nach der Absenkung wurden tonhaltige, u.a. der Sideritton mit einem Eisenanteil von 35% (*Boenigk et al.* [1977]), und sandige Sedimente im Senkungsgebiet abgelagert (siehe auch *Schenk* [1955]).

Rezente Seismizität im Bereich des Horloffgrabens (siehe *Leydecker* [2011]) deutet auf eine immer noch schwach aktive Störungszone hin, die bis in die mittlere Kruste reicht (pers. Komm. Dr. Michael Lindenfeld).

Norddeutsches/Mitteleuropäisches Sedimentbecken

Das Norddeutsche bzw. Mitteleuropäische Sedimentbecken ist mit einer Entfernung von über 150 km zum Messgebiet eine überregionale geologische Struktur. Aufgrund der Sedimentablagerungen mit bis über 10 km Mächtigkeit (*Bayer et al.* [1997]; *Hansen* [2006]; *Bachmann* [2008]) und einer guten elektrischen Leitfähigkeit von etwa $\sigma = 1 \frac{S}{m}$ (vgl. z.B. *Vozoff und Swift* [1968]; *Ritter* [1990]; *Göthe* [1990]; *Schäfer et al.* [2011]) hat es einen nicht zu vernachlässigenden Einfluss auf die gemessenen Daten. Das Sedimentbecken erstreckt sich mit WNW-ESE-Streichen von England über Polen bis nach Tschechien und verläuft westlich der Teisseyre-Tornquist-Zone (siehe z.B. *Pharaoh* [1999]). Die Entstehung des Sedimentbeckens geht nach *Bachmann* [2008] bis ins Perm zurück. Die Sedimentablagerung begann nach der variszischen Gebirgsbildung und hielt bis ins Quartär an. Dieses große kontinentale Becken ging aus vielen kleineren Becken hervor, die sich aufgrund von Abkühlungsvorgängen der aufgeheizten Erdkruste ("Thermische Subsidenz") sowie dem zunehmenden Gewicht der Sedimente absenkten und zu einer Beckenstruktur zusammenschlossen.

Der genaue Verlauf der Sedimentschicht kann in dieser Entfernung und im Verhältnis dazu kleinen Messgebiet nicht mehr aufgelöst werden und soll daher an dieser Stelle nicht genauer beschrieben werden. Der Einfluss der vereinfacht angenommenen Sedimentstrukturen wurde bei den Modellierungen berücksichtigt (siehe Kapitel 6).

3.3 Elektromagnetische Studien im Großraum Vogelsberg

Im Bereich der deutschen Mittelgebirge wurden in der Vergangenheit bereits einige magnetotellurische Untersuchungen durchgeführt, die ich im Folgenden nach ihrer zeitlichen Reihenfolge kurz darstellen werde.

In einem 2D Profil wurde von *Tezkan* [1988] das Gebiet der hessischen Senke nordöstlich des Vogelsberges etwa zwischen Alsfeld und Eschwege untersucht, das auch teilweise die Phyllitzone mit einschließt. Der Autor vermutet von Osten kommend einen guten Leiter, der in Richtung Westen auf eine Tiefe von etwa 18 km absinkt und ca. 5 km mächtig ist. Unter der vermuteten Phyllitzone konnte kein guter Leiter erkannt werden. Um die

3.3. ELEKTROMAGNETISCHE STUDIEN IM GROSSRAUM VOGELSBERG

gemessen Daten in einem 2D Modell erklären zu können, musste die Phyllitzone als makroskopisch-anisotroper Leiter mit gutleitender Richtung orthogonal zur variszischen Streichrichtung und einer Mächtigkeit von etwa 30 km angenommen werden.

In seiner Dissertation wertete *Hofer* [1990] zahlreiche Stationen östlich und südöstlich des Vogelsberges auf einer großen Fläche aus, die sich von Kassel bis Würzburg und vom zentralen Vogelsberg bis Bad Salzungen erstreckt. Außerdem floss ein Profil der Erdmagnetischen Tiefensondierung, das von Marburg bis Michelstadt verlief, und Daten aus dem DEKORP-2 Profil in seine Modellierungen ein. Zur Interpretation nutzte er 2D Vorwärtsrechnungen, die er entlang dreier Profile etwa ab 25 km östlich des in dieser Arbeit betrachteten Messgebietes berechnete. Die Profile verlaufen in etwa orthogonal zum variszischen Streichen. Auch er nimmt in seiner Modellierung im Gebiet des Vogelsberges unter einer gutleitenden Sedimentbedeckung schlechtleitende Strukturen bis etwa 10 km Tiefe an, an die eine sehr leitfähige Schicht geringer Mächtigkeit anschließt. Zur Erklärung seiner Daten benötigt er in seinen Modellen außerdem eine Struktur hoher elektrischer Leitfähigkeit in 2-5 km Tiefe unterhalb des Vogelsberges, deren genaue Ausdehnung er mit den vorliegenden Daten aber nicht abschätzen kann. Die Grenze zwischen Rhenoherynikum und Saxothuringikum zeichnet sich in seinen Modellen als klarer Übergang von einer schlecht leitenden Kristallinschwelle zu einer um den Faktor 10-20 besser leitenden Struktur des Rhenoherynikums ab.

Volbers et al. [1990] untersuchte 53 magnetotellurische Sondierungen entlang des tiefenreflexionsseismischen Profils DEKORP 2-N, das von der Münsterländer Bucht über das Rheinische Schiefergebirge bis an den südlichen Taunusrand, also der Grenze zur nördlichen Phyllitzone verläuft. Das DEKORP 2-N Profil verläuft in westlicher Richtung in etwa 30 km Entfernung zum Messgebiet der hier durchgeführten Arbeit. Auf Höhe des Vogelsberges sehen die Autoren in ihrem Profil aus 1D-Modellierungen eine von Norden kommende, gutleitende elektrische Leitfähigkeitsstruktur im Bereich der oberen Kruste, die unterhalb des Rheinischen Schiefergebirges auf Tiefen von 15-20 km in den mittleren bis unteren Krustenbereich abtaucht. Die Überdeckung im Bereich des Rheinischen Schiefergebirges erklärt im Modell mit 100 - 300 Ωm spezifischen Widerstand die Daten. Außerdem wird eine weitere gut leitende Struktur in größerer Tiefe um 40-50 km Tiefe gesehen, die sich von Wetzlar in Richtung Süden erstreckt. Die Streichrichtung des magnetotellurischen Impedanzensors streut an den meisten Stationen um die variszische Streichrichtung. Die aus den 1D Modellen abgeleiteten Leitfähigkeitsverteilungen im Bereich der Kruste entsprechen den Strukturen die aus den seismischen Daten des DEKORP 2-N Profils abgeleitet wurden (siehe auch *Franke et al.* [1990]).

Von der *ERCEUGT-Group* [1992] wurde von München bis auf die Ostseeinsel Fehmarn, größtenteils parallel zu den DEKORP 2 Profilen, ein Profil des elektrischen Widerstandes mittels magnetotellurischer Messungen aufgenommen. Das Profil der ERCEUGT-Gruppe endet von Süden kommend in etwa am Beginn des Vogelsberggebietes. Der weiter nach Norden verlaufende Profilstreck beginnt auf etwa derselben geographischen Länge westlich des Südlichen Profils auf der Höhe von Frankfurt und ist somit bereits im rheinischen Schiefergebirge. Die Daten wurden durch 1D und 2D Modelle Abschnittsweise angepasst. In dieser Zusammenstellung, in die u.a. Ergebnisse aus *Hofer* [1990] und *Volbers et al.* [1990] eingingen, konnte ebenfalls eine Übereinstimmung mit den seismischen Reflektoren aus den DEKORP 2 Profilen gefunden werden. Eine Zone hoher elektrischer Leitfähigkeit konnte entlang des gesamten Nord-Süd Profils im Bereich der mittleren Kruste gefunden

KAPITEL 3. DATENERHEBUNG UND MESSGEBIET

werden. Ebenso wurde die Saxothuringikum-Rhenoharzynikum Grenze als Zone extrem guter elektrischer Leitfähigkeit mit einem Leitwert von 9000 Siemens in einer Tiefe von 7-10 Kilometern vermutet. Dies entspricht einer 10 *km* mächtigen Schicht mit einer spezifischen Leitfähigkeit von nur 1 Ωm .

Das Rheinische Schiefergebirge, nordwestlich des in dieser Arbeit untersuchten Gebietes, wurde großflächig in den Dissertationen von *Leibecker* [2000] und *Gatzmeier* [2001] untersucht. *Leibecker* [2000] untersuchte Stationen, die sich von West nach Ost von Luxemburg und Belgien bis Wiesbaden und in Nord-Südrichtung von Aachen bis Saarbrücken erstreckten. *Gatzmeier* [2001] erweiterte das Messgebiet in Ost-Westrichtung unter Einbeziehung früherer Messstationen bis Erfurt. Im Bereich des Vogelsberges wurde allerdings nur eine Station bei Nidda vermessen. Beide Autoren sehen im Messgebiet eine elektrisch leitfähige mittlere bis untere Kruste in 15 *km* Tiefe. *Gatzmeier* [2001] sieht im Krustenleiter eine anisotrope Leitfähigkeit und modelliert zur Erklärung seiner Messdaten zusätzlich eine stark anisotrope Leitfähigkeitsstruktur in 100-150 *km* Tiefe im oberen Mantel, die durch die Diffusion von Wasserstoff-Ionen im Olivinkristall zustande kommen soll.

In meiner Diplomarbeit *Löwer* [2009] untersuchte ich die laterale Ausdehnung eines Plutons in der Nähe des Hoherodskopfes mittels audiomagnetotellurischen Messungen. Das Messgebiet liegt knapp 15 *km* von den aktuell vermessenen Stationen entfernt. Unter den Vogelsbergbasalten konnte sowohl in 1D als auch in 3D Modellen eine 500-1000 *m* mächtige gutleitende Schicht gefunden werden, die von einem Halbraumwiderstand von 100 Ωm nach unten fortgesetzt wurde. Eine genauere Tiefenauflösung war durch die im *dead-band* stark abnehmende Datenqualität nicht mehr möglich. Die schlechter leitende Schicht in etwas mehr als einem Kilometer Tiefe könnte einen Hinweis auf das Grundgebirge des Vogelsberges beinhalten.

Die Leitfähigkeit der Sedimente in Norddeutschland und Polen wurde bereits von vielen Arbeiten untersucht, unter anderem von *Vozoff und Swift* [1968], *Ritter* [1990], *Göthe* [1990] und *Schäfer et al.* [2011]. Alle Autoren konnten hohe Leitfähigkeiten von 1 $\frac{S}{m}$ und weniger bei Sedimentmächtigkeiten von bis zu 10 *km* und mehr feststellen. Auch der Verlauf der Sedimente von der Nordsee über Polen nach Südosten konnte durch Modelle bestätigt werden.

3.4. STATIONSVERTEILUNG UND MESSGEBIET

3.4 Stationsverteilung und Messgebiet

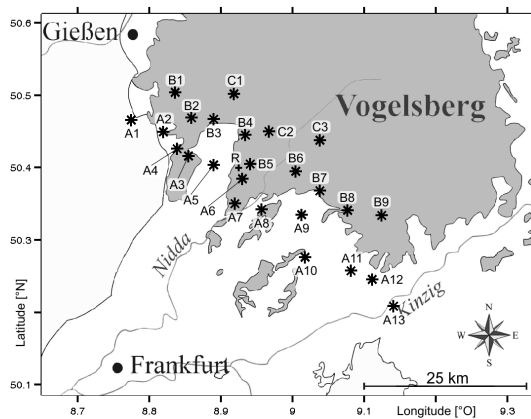


Abb. 3.3: Verteilung der 25 Messstationen im südwestlichen Vogelsberg. Die 13 A-Stationen wurden in der ersten Kampagne 2010 aufgenommen und ein Jahr später um 12 weitere (B und C) ergänzt. Das + (R) markiert die Lage der in der Messkampagne 2011 betriebenen AMT-Referenzstation. Geologische Strukturkarte umgezeichnet nach Martha [2013].

Das Messgebiet liegt im Bereich des südwestlichen Vogelsberges und dessen Übergang in die Wetterau. Das Gebiet erstreckt sich in seiner Längsausdehnung etwa 50 km von Gießen bis Gellnhäusen, die Querausdehnung ist bis zu 19 km. Insgesamt wird eine Fläche von gut 800 Quadratkilometern abgedeckt. Die Querachse des Messgebietes ist um 50°-60° gegenüber Nord verkippt, verläuft also parallel zum variszischen Streichen. Diese Parameter wurden gewählt, um mit dem Stationsarray sowohl den Horloffgraben als auch alle vermuteten Verläufe der Phyllitzone (siehe Abb. 3.2) abzudecken. Die Verteilung der Stationen im Messgebiet ist in Abbildung 3.3 gezeigt. In der ersten Messkampagne im Winter 2010 wurden die Stationen A1 - A13 entlang einer Profillinie aufgebaut, die bereits den vermuteten Verlauf aller geologischen Strukturen kreuzte. Während der zweiten Messkampagne im

Winter 2011 wurden diese durch 12 weitere Stationen zu einem 3D-Array ergänzt. Dabei wurde mit den Stationen B1 - B9 ein Profil parallel zu den Stationen der ersten Kampagne realisiert. Die Stationen C1 - C3 wurden zur Erhebung zusätzlicher Informationen im möglichen Übergangsbereich von Phyllitzone zur Kristallinschwelle und dem Nordrand des Horloffgrabens, die bei der Auswertung der Daten der ersten Kampagne vermutet wurden, eingesetzt. Weitere Details der beiden Messkampagnen können dem Abschnitt 3.6 "Datenerhebung" (S. 29) entnommen werden.

Anhand Vorstudien in und rund um Mittelhessen (siehe S. 22) und den geologischen Gegebenheiten (siehe S. 19ff.) wird vermutet, dass die Strukturen des ehemaligen Kontinentalrandes in Tiefen von etwa 1-13 km liegen. Des Weiteren werden mögliche anisotrope Leitfähigkeitsstrukturen in der unteren Kruste vermutet. Um Strukturen in einer Tiefe von etwa zehn Kilometern gut auflösen zu können, wurde ein mittlerer Stationsabstand von 5 km gewählt. Daraus resultiert eine minimale laterale Auflösung von etwa 3 km. Kleinere Strukturen können ohnehin von langperiodischen Messungen, ab Perioden von 10 Sekunden, selbst bei relativ geringen Eindringtiefen durch eine leitfähige Sedimentbedeckung, kaum mehr erfasst werden (vgl. Abschnitt 2.2, S. 7 u. Abb. 2.2, S. 8).

3.5 Messgeräte

Zur Durchführung der Messungen wurden zwei verschiedene Datenlogger- und Magnetometersysteme verwendet, die eine magnetotellurische Datenaufnahme in einem breiten Frequenzspektrum von 2000 Hz bis 0.0001 Hz ermöglichen. Die Messungen im hochfrequenten Bereich, auch Audiomagnetotellurik (AMT) genannt, wurden mit dem Datenlogger METRONIX ADU07 in Verbindung mit den METRONIX MFS-05 Induktionsspulen (Abb. 3.7, S. 27) zur Messung der Magnetfeldkomponenten durchgeführt. Für die Messungen im niederfrequenten, bzw. langperiodischen (LMT) Bereich wurde der GEOLORE-Datenlogger mit

GEOMAG Fluxgatemagnetometern (Abb. 3.9, S. 27) verwendet. Auf beide Datenloggertypen werde ich in den folgenden beiden Unterabschnitten genauer eingehen.

Zur Messung der elektrischen Feldkomponenten wurden potentialfreie AgAgCl / KCl Elektroden (Junge [1990], Abb. 3.8, S. 27) genutzt. Die Elektrode selbst sitzt in einem mit einer gesättigten KCl-Lösung (H_2O) gefüllten PVC-Gehäuse. Über Keramikfritten am unteren Ende der Seitenwand des PVC-Gehäuses ist die KCl-Lösung und somit Elektrode selbst mit dem umgebenden Material verbunden. Die Keramikfritten ermöglichen einen Ladungsaustausch mit der Umgebung, verhindern aber gleichzeitig ein Austreten der KCl-Lösung. In vergangenen Messkampagnen stellte sich heraus, dass sich durch Temperaturunterschiede im Boden der Druck im PVC-Gehäuse erhöhen kann, wodurch die KCl-Lösung am Rand der Keramikfritten nach außen gepresst wird. Dadurch kann eine Elektrode bereits nach wenigen Tagen den Kontakt zur Umgebung verlieren. Als Problemlösung stellte Häuserer [2010] die Gel-Elektrode vor. Die KCl-Lösung wird mithilfe von Nuttilis, ein Verdickungsmittel auf Algenbasis aus dem medizinischen Bereich für Patienten mit Schluckbeschwerden, auf eine etwa ölartige Konsistenz gebracht. Vergleichsmessungen zwischen der herkömmlich befüllten Elektrode und einer Elektrode mit Gel-Füllung wurden im Rahmen meiner Diplomarbeit Löwer [2009] durchgeführt, die ausführliche Auswertung ist in der Dissertation Häuserer [2010] gezeigt. Die Andickung der KCl-Lösung hat keine Auswirkungen auf die Messung der elektrischen Feldkomponenten.

Alle Messgeräte haben einen spezifischen, frequenzabhängigen Einfluss auf die gemessenen Daten, die u.a. von der Beschaffenheit der verwendeten Materialien des jeweiligen Messgerätes und den im Signalweg verbauten elektrischen Bauteilen herrühren. Diese Einflüsse werden vom Hersteller gemessen, und können über Kalibrierkurven aus den gemessenen Daten herausgerechnet werden. Dieses frequenzabhängige Verhalten der Messgeräte wird auch als Geräteübertragungsfunktion bezeichnet.

3.5.1 GEOLORE

Für die langperiodischen Messungen der elektromagnetischen Feldvariationen wurde der an der Johann Wolfgang Goethe-Universität Frankfurt entwickelte Datenlogger GEOLORE (Rossberg [2007]; Abb. 3.5, S. 27) verwendet. Der Datenlogger ermöglicht Messungen mit einer Abtastfrequenz (Sampling frequency, $sf [Hz]$) von bis zu $8 Hz$. Da ein geräteinterner, analoger Tiefpassfilter mit einer Grenzfrequenz von $1 Hz$ die maximale Auswertefrequenz auf theoretisch $0.5 Hz^1$ beschränkt, wurden die Messungen mit einer Frequenz von $4 Hz$ durchgeführt. Wählt man Abtastfrequenzen kleiner $2 Hz$ können Aliaseffekte des Tiefpassfilters in die Daten einstreuen. In der Entwicklung des Datenloggers wurde besonders auf den niedrigen Energieverbrauch geachtet. Der Datenlogger stellt nach 900 Messwerten eine kurze Verbindung zu einer internen CompactFlash (CF) Speicherkarte her um die Daten aus dem internen Puffer auf die Speicherkarte zu schreiben² und führt stündlich eine Synchronisation der Zeitbasis anhand eines GPS Signales durch. Die Geräteeinstellungen werden über onboard-Jumper vorgenommen. Eine externe Steuerung der GEOLORE über Computer, Datenübertragung via TCP-IP oder anderen Protokollen oder eine geräteinterne Weiterverarbeitung der Daten wurde nicht implementiert. Der daraus resultierende niedrige Stromverbrauch ermöglicht eine kontinuierliche Datenaufnahme von ca. 6 bis 8 Wochen mit 8 Monozellen Batterien (Typ D) bei einer Abtastfrequenz von $4 Hz$. Station A12 wurde bei ihrem Abbau nach 92 Tagen noch mit dem ersten Batteriesatz

¹Aufgrund von möglichen Auswirkungen Tiefpassfilter wurden die mit Geolore Datenloggers gemessenen Daten in dieser Arbeit nur für Perioden $T > 10 s$ ausgewertet.

²Dies ermöglicht außerdem ein Auslesen der Speicherkarte zwischen zwei Schreibzyklen ohne die kontinuierliche Messung unterbrechen zu müssen.

3.5. MESSGERÄTE



Abb. 3.4: ADU07 Datenlogger (METRONIX)

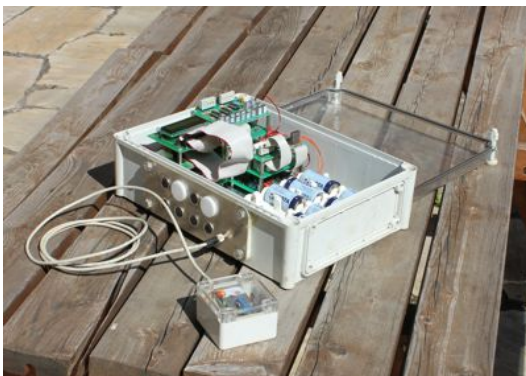


Abb. 3.5: GEOLORE Datenlogger mit angeschlossenen DCF77 Empfänger



Abb. 3.6: GEOLORE DCF77 Funkuhr



Abb. 3.7: MFS-05 Induktionsspule (METRONIX), die Elektrode dient dem Maßstab



Abb. 3.8: AgAgCl/KCl-Elektrode
links: Elektroden-PVC-Gehäuse mit Gelfüllung bereit zum Feldeinsatz
rechts: Silberelektrode (an der Bleistiftspitze) samt PVC-Halterung



Abb. 3.9: GEOMAG drei Komponenten Fluxgate Magnetometer (links) mit Steuereinheit (rechts)

betrieben. Die GEOLORE ist in zwei Versionen verfügbar, eine 3 Kanal Variante, die wir üblicherweise als rein tellurische Stationen betreiben, und eine 6 Kanal Variante für den Betrieb von vollwertigen magnetotellurischer Stationen.

3.5.2 GEOLORE-Funkuhren

Durch bekannte Probleme mit der GPS Synchronisation seitens der GEOLORE (*Häuserer* [2007] und *Häuserer* [2010]) und aufgrund entladener GPS-Batterien (*Bublitz* [2011]) wurden für diese Messungen als Alternative zu den GPS-Empfängern die GEOLORE-Funkuhren entwickelt (Abb. 3.6, S. 27). Diese erstellen eine Zeitbasis anhand des fast europaweit empfangbaren DCF77 Funkuhrsignals. Da der Sender des Signals bei Mainflingen, etwa 25 km südöstlich von Frankfurt, steht, ist eine gute Empfangbarkeit im gesamten Messgebiet zu erwarten. Zudem benötigt der Sender keine freie Sicht nach oben, ist also unabhängig von Vegetation und dicker Wolkenbedeckung. Da die GEOLORE nur für den Betrieb mit einem GPS Empfänger entwickelt wurde, muss der im Elektronik-Fachhandel erhältliche DCF77-Empfänger über eine in der GEOLORE-Funkuhr integrierte Software ein GPS Signal simulieren. Dieses enthält selbstverständlich keine Angaben zum Standort. Die Feststellung der Zeitbasis ist nur zur jeweils vollen Minute möglich (Details zur Funktionsweise und Kodierungen des DCF77 Signals können *Priester et al.* [2004] entnommen werden). Dies ist für den parallelen Betrieb einer LMT hinreichend genau, da die angestrebte Aufzeichnungsdauer mehrere Wochen beträgt. Die DCF77-Funkuhren benötigen signalbedingt durchschnittlich mehr Zeit zum Abgleichen der Uhrzeit als ein GPS-Empfänger. Da sich die Funkuhren aber im Gegenzug durch einen geringeren Stromverbrauch auszeichnen, konnte in der Praxis, trotz längerer Synchronisationszyklen, keine Reduktion der GEOLORE-Laufzeiten pro Batteriesatz festgestellt werden.

3.5.3 Analog Digital Unit (ADU)

Die ADU07 (Abb. 3.4, S. 27) der Firma METRONIX ist ein Datenlogger mit sehr breitem Frequenzspektrum von Gleichstrom (0 Hz) bis 500 kHz . Für diese Arbeit wurde sie für Aufzeichnungsfrequenzen von 256 Hz bis 16 kHz genutzt. Für die Umwandlung der analogen Eingangssignale stehen zwei Analog-/Digital-Wandlerboards zur Verfügung. Ein HF (high frequency)-Board für Frequenzen größer als 2 kHz und ein LF (low frequency)-Board für die Frequenzen darunter. Beide Boards bieten verschiedene und einzeln einstellbare analoge und digitale Filter und Verstärker, eine parallele Messung auf beiden Boards mit verschiedenen Filter- und Verstärkungseinstellungen ist theoretisch möglich. In dieser Arbeit wurde auf die Verstärkung der aufgenommenen Signale verzichtet, da bei vielen Stationen ein starkes Rauschen erwartet wurde. Mit einer Verstärkung hätte dieses zu einem Übersteuern des Signals führen können. Die ADU07 ist in Kombination mit einem Fluxgate Magnetometer ebenfalls dazu in der Lage die Signale im LMT-Bereich aufzuzeichnen.

Die Ansteuerung der ADU07 ist über ein Webinterface oder einen vorkonfigurierten USB-Stick möglich, die gemessenen Daten werden entweder auf eine interne CF-Speicherkarte gespeichert und über eine Netzwerkschnittstelle ausgelesen oder aber direkt auf einen USB-Stick gespeichert. Letzteres funktionierte bei dem mir zur Verfügung stehenden Hard-/Software-Stand der ADU nicht zuverlässig mit allen USB-Sticks, daher wurden diese nur zum Programmieren der Messungen verwendet.

Über eine externe GPS-Antenne wird die Zeitbasis der ADU definiert und im weiteren Messverlauf abgeglichen. Dies ermöglicht eine sekundengenaue Ansteuerung des Datenloggers und die absolute Synchronität zu anderen (ADU07-)Datenloggern.

3.6. DATENERHEBUNG

Die schnellen Analog-/Digitalwandler der ADU07 und das intern ausführbare Softwarepaket schlagen sich in einem hohen Stromverbrauch nieder. In der von mir verwendeten Konfiguration (siehe Abschnitt 3.6) konnte mit dem Datenlogger bei Verwendung von zwei 60 Ah Autobatterien etwa drei Tage kontinuierlich aufgezeichnet werden.

3.6 Datenerhebung

In dieser Arbeit wurde das für die Magnetotellurik übliche rechthändige, karthesische Koordinatensystem verwendet, das sich am magnetischen Nordpol orientiert. Demnach zeigt die x -Achse positiv nach Norden, die y -Achse positiv nach Osten und die z -Achse dementsprechend positiv nach unten. Die Abweichung von magnetisch zu geographisch Nord ist in Deutschland vernachlässigbar klein.

Die elektrischen Feldkomponenten E können in der Realität nicht direkt gemessen werden. Sie können aber über die Messung eines elektrischen Potentials U entlang einer bekannten Strecke Δs bestimmt werden: $E = U/\Delta s$. Die Strecke zwischen den beiden Elektroden wird im Folgenden als Auslagenlänge bezeichnet.

Die magnetischen Feldkomponenten werden direkt von den Induktionsspulen bzw. den Fluxgate-Magnetometern gemessen.

Bei der Aufzeichnung magnetotellurischer Daten werden üblicherweise nur die lateralen Komponenten des elektrischen Feldes aufgezeichnet. Dies hat zum einen den Grund, dass in der Theorie (siehe Abschnitt 2.1, S. 3) von einer planen Wellenfront, die von oben nach unten durch das Medium läuft, ausgegangen wird, zum anderen ist es technisch aufwendig ein Potential in z -Richtung zu messen. Da im langperiodischen Bereich in der Regel Auslagenlängen von 50 bis 100 Metern angestrebt werden, müsste die z -Potentialelektrode in eben dieser Tiefe vergraben werden. In Frankfurt wird der Aufbau mit "L"-Auslage präferiert (Abb. 3.10). Dabei werden die sonst üblichen Süd- und Ostelektroden zu einer Basiselektrode zusammengefasst. Da, wie in Löwer [2009] gezeigt, die Qualität der gemessenen Potentiale mit steigendem Elektrodenabstand zunimmt, wurde versucht, die Elektroden möglichst weit auseinander zu setzen. In der Vergangenheit haben sich Auslagenlängen von 50 Meter bewährt und wurden auch bei den Messungen zu dieser Arbeit angestrebt. An einigen Stationen musste aufgrund lokaler Gegebenheiten wie anstehender Basalt, starke Topographie oder freizuhaltende Wege die Auslagenlänge reduziert werden. Details zu den Aufbauparametern der einzelnen Stationen können den Tabellen A.2 (S. 140) und A.3 (S. 141) entnommen werden. Die Elektroden werden zur Fixierung und zum Schutz vor starken Temperaturschwankungen, Wildverbiss und Vandalismus etwa 30 Zentimeter

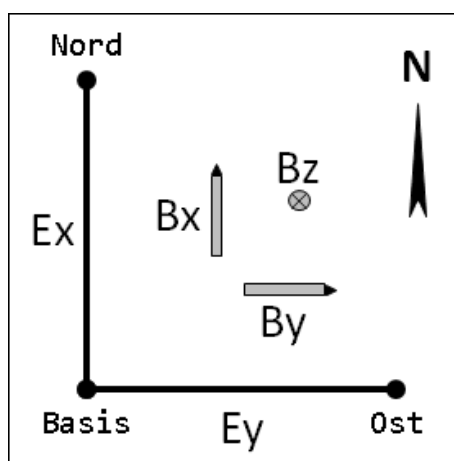


Abb. 3.10: Schematische Darstellung einer MT Station mit "L"-Auslage im magnetotellurischen Koordinatensystem. Die schwarzen Punkte am Linienende repräsentieren die Elektroden Nord, Ost und Basis. Die grauen Objekte repräsentieren die Komponenten der Magnetfelder.

tief im Boden vergraben. Auf ein Eingraben der Kabel wurde bis auf eine Ausnahme an Station A11 verzichtet, da zweimal wöchentlich ein Stationservice erfolgte, bei dem neben dem Sichern der Messdaten alle Kabel auf Wildverbiss geprüft und gegebenenfalls repariert wurden.

Bei Verwendung der GEOMAG Magnetometer für langperiodische Messungen sind die drei Fluxgate Magnetometer bereits fest innerhalb des Gerätegehäuses integriert. Das GEOMAG Magnetometer wird waagrecht und mit der Nordmarkierung nach Nordenweisend ausgerichtet und bis knapp unter die Gehäuseoberkante vergraben. Um es vor Witterung und Bewegungen durch Wind und/oder Tiere zu schützen, wird es mit einem unmagnetischen, umgedrehten Plastikimer abgedeckt. Auf komplettes Vergraben wird zum Schutz vor eindringendem Wasser verzichtet.

Bei den hochfrequenten Messungen wird für jede Magnetfeldkomponente eine separate MFS-05 Induktionsspule benötigt. Die Spule selbst ist etwa einen Meter lang, 15 cm im Durchmesser und wiegt ca. 10 kg. Die B_x - und B_y -Spulen werden nach Norden beziehungsweise Osten ausgerichtet und exakt waagrecht etwa 30 cm im Untergrund vergraben, um sie vor allem vor Windbewegungen zu schützen. Die B_z Spule wird nach Möglichkeit bis knapp unter die Gehäuseoberkante vergraben, mindestens aber zu $2/3$. Dadurch liegt der Schwerpunkt unter der Erdoberfläche und mögliche Kippbewegungen werden minimiert. An der AMT-Remotestation wurde auf den Aufbau einer B_z Spule verzichtet, da diese nicht für die magnetischen Referenzierungsmethoden (siehe Abschnitt 4.4.2 und 4.4.3, S. 55ff.) benötigt wird.

3.6.1 Der T-MT-Aufbau

Da in unserem Institut mehr Datenlogger als Magnetometer zur Verfügung stehen, wenden wir zur Messung im langperiodischen Bereich den tellurisch-magnetotellurischen (T-MT) Aufbau an. Dieses Verfahren wurde bereits in Häuserer [2007] und Häuserer [2010] ausführlich getestet und beschrieben, soll aber auch hier durch ein weiteres Datenbeispiel belegt werden. Beim T-MT-Aufbau wird von einer Homogenität des anregenden Magnetfeldes ausgegangen.

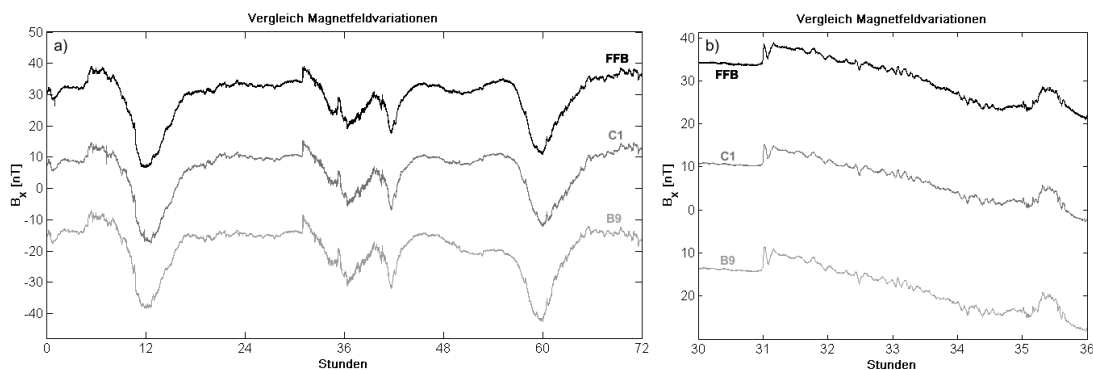


Abb. 3.11: Vergleich der Variationen des magnetischen Feldes an den Stationen FFB, C1 und B9.

a): Dreitägiger Zeitausschnitt vom 11.11.2011 bis 14.11.2011

b): 6-stündiger Zeitausschnitt, Stunden 30-36 aus Abb. 3.11a

Dies bedeutet, dass sich die zeitlichen Variationen des Magnetfeldes zwischen zwei Stationen mit, relativ zu den in der LMT erwarteten Eindringtiefen, geringem Abstand nicht signifikant ändern. Ein Vergleich der gemessenen Zeitreihen an den Stationen C1 (Norden), B9 (Süden) und des Magnetischen Observatoriums in Fürstfeldbruck (FFB), das sich etwa 300 Kilometer süd/südwestlich des Vogelsberges befindet, ist in Abbildung 3.11

3.6. DATENERHEBUNG

dargestellt. Es ist gut zu erkennen, dass die aufgezeichneten Magnetfelder, sowohl in längeren (Abb. 3.11a) als auch in kürzeren (Abb. 3.11b) Perioden identische Variationen und Verläufe aufweisen. Ist die Homogenität des anregenden Magnetfeldes gegeben, genügt es, das magnetische Feld an nur wenigen Stationen aufzuzeichnen. Die rein tellurischen Felder der benachbarten Stationen können bei der späteren Datenprozessierung auf die Magnetfelder der vollen MT-Stationen bezogen werden. Eine weitere Voraussetzung dieser Methode ist eine einheitliche Zeitbasis aller Datenlogger.

3.6.2 Die Messkampagnen

Die in dieser Arbeit untersuchten Daten wurden während zweier Messkampagnen erhoben. Die Verteilung der insgesamt 25 Messstationen innerhalb des Untersuchungsgebietes ist im Abschnitt 3.4 (S. 25) näher erläutert. In den folgenden beiden Unterabschnitten werde ich das Vorgehen und die Messstrategie der beiden Messkampagnen darstellen.

Messkampagne 2010

In der ersten Messkampagne wurde für den LMT-Bereich mit 13 GEOLORE Datenloggern und 3 GEOMAG Magnetometern gearbeitet. Die Magnetometer wurden zunächst in der Profilmittelpunkt an den Stationen A4 und A6, sowie am Profilende bei Station A13 aufgestellt. Da beim Wechsel der Magnetometerbatterien, die bei Laufzeiten länger als vier Wochen zwingend notwendig sind, ohnehin kurze Unterbrechungen in der magnetischen Zeitreihe entstehen, wurden die Magnetometer nach vierwöchiger Standzeit an eine andere Station versetzt. Die Versetzung der Magnetometer samt Batterietausch wurde zeitlich versetzt durchgeführt, um für die längsten Auswerteperioden eine durchgängige Magnetfeldzeitreihe zu erhalten. Diese Magnetometerrotation ermöglichte neben der kontinuierlichen Aufzeichnung des Magnetfeldes für den T-MT Aufbau auch die Aufzeichnung des Magnetfeldes lokal an 10 von 13 Stationen.

Nach acht Wochen wurde die Aufzeichnung des Magnetfeldes während fünf Tagen unterbrochen, da witterungsbedingt keine Servicefahrten möglich waren. In diesem Zeitraum können allerdings Magnetometerdaten vom Observatorium in Fürstfeldbruck für die längsten Auswerteperioden genutzt werden. Die Magnetfelddaten von Fürstfeldbruck stehen für die gesamte Dauer der Messkampagne zur Verfügung.

Servicefahrten wurden während der dreimonatigen Messungen zweimal wöchentlich durchgeführt, je nach Witterung und Reparaturaufwand konnten 7 - 13 Stationen erreicht werden. Bei den Servicefahrten wurden die Daten aus den GEOLORE Datenloggern gesichert, die Kabel auf Verbiss überprüft und, wenn nötig, repariert. Außerdem wurden die Batteriespannungen geprüft und kurze Datenstichproben analysiert, um Defekte in den Elektroden, den Magnetometern oder den Datenloggern selbst erkennen zu können. Weiterer Bestandteil der Servicefahrten war der Umbau der Magnetometer und der AMT-Datenlogger (siehe unten).

Wildverbiss gab es, mit Ausnahme der Station A11, nur vereinzelt. Bei Station A11 mussten die Elektrodenkabel nachträglich vergraben werden, da diese nach den Reparaturen in weniger als 24 Stunden erneut durchgebissen wurden. Eine geschlossene Schneedecke in der zweiten Hälfte der Messkampagne verringerte den Wildverbiss signifikant.

Eine zeitliche Übersicht über die an den jeweiligen Stationen aufgezeichneten elektrischen und magnetischen Komponenten ist in Abbildung 3.12 dargestellt. Als Basis dieser Darstellung wurden die Zeitreihen an jeder Station in Segmente von einer Stunde Länge unterteilt. Bei Verbiss, oder anderweitigen Unterbrechungen, wurde das jeweilige Segment gelöscht (weiße Abschnitte). Anhand dieser Übersicht können, wie im Kapitel 4 "Da-

tenbearbeitung / Prozessierung" (S. 35ff.) beschrieben, Bereiche für die spätere Analyse selektiert und beim T-MT Aufbau verschiedene Magnetfelder auf verschiedene Abschnitte der elektrischen Felder bezogen werden.

An der Station A05 wurden die Elektrodenauslagen, bedingt durch die lokalen Flurgrenzen, um $\alpha = 45^\circ$ verdreht aufgebaut, um die Auslagenlängen zu maximieren. Die mit diesem Aufbau gemessenen elektrischen Felder \underline{E}_{rot} wurden vor dem Prozessieren über eine zweidimensionale Drehmatrix R_α (Gl. (3.1)) um den Winkel α rotiert (Gl. (3.2)) um die üblichen Konventionen einzuhalten und einen Bezug auf andere Messstationen zu ermöglichen.

$$R_\alpha = \begin{pmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

$$\underline{E} = R'_\alpha \cdot \underline{E}_{rot} \cdot R_\alpha \quad (3.2)$$

Während der Messkampagne 2010 war eine ADU07 im Einsatz, mit der aufgrund technischer Probleme und den in der zweiten Hälfte der Messkampagne schwierigen Witterungsbedingungen nur an fünf Stationen Daten erhoben werden konnten. Diese fünf Stationen wurden rund um den Horloffgraben verteilt aufgebaut (A3, A4, A5, A7 und A8), da dort die oberflächennächste größere Struktur vermutet wurde. Alle Stationen wurden nach den in Tabelle 3.1 aufgelisteten Zeiten identisch konfiguriert.

Gemessen wurde in drei verschiedenen Frequenzbändern: HF (high-frequency) mit einer Abtastfrequenz von 16384 Hz , MF (medium-frequency) mit 2048 Hz Abtastfrequenz und LF (low-frequency) mit einer Abtastfrequenz von 256 Hz . Aus diesen drei Messungen verschiedener Frequenzen lassen sich im Laufe des Prozessierens Ergebnisse von 2 kHz bis zum Übergang zu den langperiodischen Messungen bei 0.1 Hz berechnen. Für die LF-Messungen musste ein interner Verstärker der MFS-05-Spulen, der sogenannte "Chopper" aktiviert werden. Eine parallele Messung ist demzufolge einflussfrei nur für HF und MF Messungen möglich. Erfahrungsgemäß ist das Signal-zu-Rausch-Verhältnis in dicht besiedeltem Gebiet in der Nacht am höchsten. Die HF und MF Messungen wurden gezielt in den Nachtstunden durchgeführt, während die LF Messungen auch über den Tag hinweg aufgezeichnet wurden.

Frequenz	LF	HF	MF	HF	LF	HF	LF
Zeit	Aufbau	23:00	23:00	01:00	01:16	04:00	04:16
	-	-	-	-	-	-	-
	22:59	23:15	01:15	01:15	03:59	04:15	Abbau

Tab. 3.1: Messablauf der ADU Stationen in der Messkampagne 2010. Start und Endzeiten der jeweiligen Einzelmessungen. Alle Zeitangaben sind in der GMT-Zeitzone fortlaufend von Links nach Rechts angegeben. Mindestmesslänge der letzten LF Messung beträgt 26 Stunden.

Mit dieser Konfiguration wurde an den fünf ADU Standorten für jeweils mindestens 36 Stunden gemessen. Die längsten Aufzeichnungen mit etwa 84 Stunden wurden an der Station A5 aufgenommen. Eine *Referenzstation* (siehe Abschnitt 4.4, S. 50ff.) konnte nicht im Messgebiet aufgebaut werden, da nur ein Datenlogger zur Verfügung stand.

3.6. DATENERHEBUNG

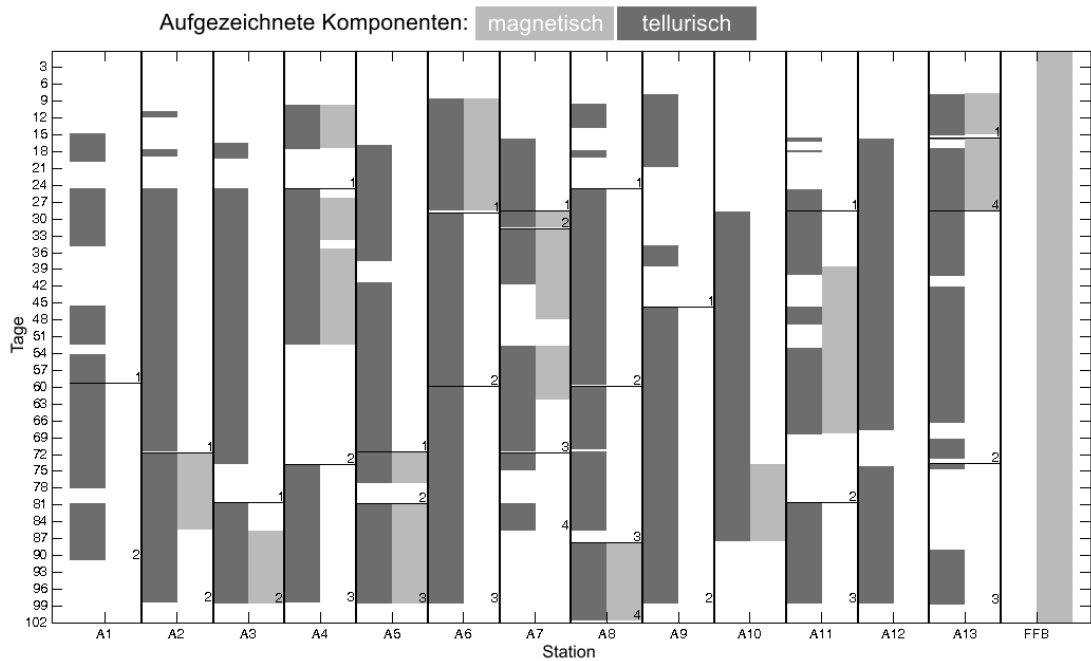


Abb. 3.12: Zeitliche Übersicht der aufgezeichneten magnetischen (hellgrau) und elektrischen (dunkelgrau) Komponenten der LMT-Messungen der Kampagne 2010. Gestörte Bereiche wurden stundenweise aus den Daten entfernt. Schwarze Striche zeigen durch Batterie und Datenloggerwechsel nötige Unterbrechungen der Aufzeichnung, Zahlen in der unteren rechten Ecke der Abschnitte geben Segmentnummerierung wieder. Im Folgenden werden diese Unterteilungen als Messabschnitte der jeweiligen Station bezeichnet.

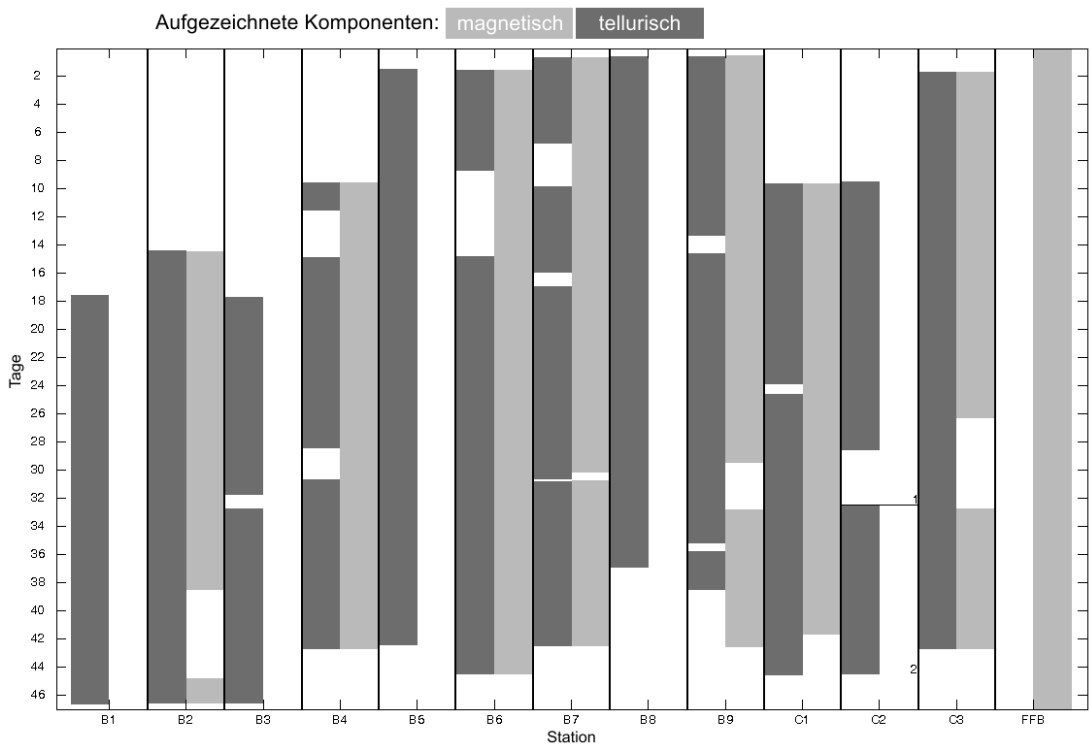


Abb. 3.13: Zeitliche Übersicht der aufgezeichneten magnetischen (hellgrau) und elektrischen (dunkelgrau) Komponenten der LMT-Messungen der Kampagne 2011 analog zu Abb. 3.12.

Messkampagne 2011

Für die zweite Messkampagne konnte auf 12 GEOLORE Datenlogger und neben den drei eigenen GEOMAG Magnetometern auf weitere vier Geräte des Gerätepools GIPP des Geoforschungszentrum Potsdam zurückgegriffen werden. Bedingt durch die kürzeren Standzeiten von nur sechs bis acht Wochen und die Tatsache, dass bereits jede zweite Station mit einem Magnetometer ausgestattet werden konnte, wurde auf ein Umsetzen der Magnetometer verzichtet. Die zeitliche Übersicht der in der Messkampagne 2011 an den jeweiligen Stationen aufgezeichneten magnetischen und elektrischen Feldkomponenten ist in Abbildung 3.13 dargestellt. Durch die im zweitägigen Rhythmus durchgeführten Kontrollfahrten konnte die Kontinuität der aufgezeichneten Zeitreihen verbessert werden. Die Stationswartung wurde analog zur vorangegangenen Messkampagne durchgeführt.

Frequenz	LF	HF	MF	HF	LF
	Aufbau	16:00	16:25	01:00	01:25
Zeit	-	-	-	-	-
	15:55	16:20	00:55	01:20	Abbau

Tab. 3.2: Messablauf der ADU Stationen in der Messkampagne 2011. Start und Endzeiten der jeweiligen Einzelmessungen. Alle Zeitangaben sind in der GMT-Zeitzone fortlaufend von links nach rechts angegeben. Mindestmesslänge der letzten LF Messung beträgt 24 Stunden. Für die feste Remote Station und die mobile Messstation wurden alle Messungen zeitgleich durchgeführt. Die Aufbau und Abbauzeiten der mobilen Station wurden anhand des Wartungsplanes abgeschätzt. Eventuelle Änderungen wurden vor dem Prozessieren der Daten korrigiert, um die Synchronizität zu wahren.

Im audiomagnetotellurischen Frequenzbereich konnten in dieser Kampagne zwei ADU07 Datenlogger eingesetzt werden. Ein Datenlogger wurde in unmittelbarer Nähe der 2010er Station A6 als *Referenzstation* (siehe Abschnitt 4.4, S. 50ff.) aufgebaut, der zweite Datenlogger wurde als mobiler Datenlogger nacheinander an allen zwölf Stationen eingesetzt. Zur Verwendung einer Remotestation während der Datenauswertung ist es notwendig, dass beide Geräte zu exakt der gleichen Zeit aufzeichnen. An beiden ADU07 Datenloggern wurden die Messungen nach dem in der Tabelle 3.2 gelisteten Zeitplan gestartet. Aus den Erkenntnissen der ersten Messkampagne konnte die Anzahl an hochfrequenten Aufzeichnungen reduziert werden, die Messdauer des mittelfrequenten Datensatzes wurde auf 8 Stunden und 30 Minuten erhöht. Außerdem wurde auf eine parallele Messung mit verschiedenen Abtastfrequenzen gänzlich verzichtet, um ein Übersprechen zwischen den beiden ADU Internen Analog-Digital-Wandlerboards sicher ausschließen zu können. Die minimale Standzeit je Station betrug auch in der zweiten Messkampagne 36 Stunden.

Kapitel 4

Datenbearbeitung / Prozessierung

In diesem Kapitel werde ich den Weg von den gemessenen Daten, über deren Filterung, bis zum Berechnen einer Übertragungsfunktion mittels automatischer Datenselektionsverfahren und verschiedene Möglichkeiten zur Reduktion von Störeinflüssen beschreiben. Außerdem werde ich die Auswirkungen eines Uhrendriftes, der in der ersten Messkampagne aufgetreten ist, aufzeigen und eine Möglichkeit zur Rekonstruktion der Zeitbasis vorstellen. Die jeweiligen Schritte der Datenprozessierung werden exemplarisch an einigen Beispielen dargestellt.

Für die Bearbeitung und das Prozessieren der Daten wurde das Frankfurter-MT-Softwarepaket (FMTTOOLS) verwendet. Die Software basiert auf einem statistisch robusten Verfahren (Junge [1992], Ritter *et al.* [1998]), das in Häuserer [2007] in der Matlab®-Umgebung umgesetzt und durch Löwer [2009], Häuserer [2010] und Bublitz [2011] erweitert wurde. Weitere Erweiterungen, die auf den folgenden Seiten näher erläutert werden, sowie die Zusammenfassung der diversen Kommandozeilen-basierenden Einzelprogramme in das auf einer grafischen Oberfläche basierende Softwarepaket FMTTOOLS, sind im Rahmen dieser Arbeit entwickelt worden. Eine struktographische Übersicht über den groben Programmablauf ist in Abbildung A.21 (S. 161) gezeigt. Ein wichtiges Augenmerk bei der Entwicklung des Softwarepaketes ist die nach wie vor eingehaltene Trennung der einzelnen Prozessierungsschritte. Dies ermöglicht die Verwendung externer Programme, z.B. einer stationsspezifischen Datenselektion, ohne diese in die grafische Oberfläche implementieren zu müssen.

4.1 Filtern der Messdaten

Der erste Schritt der Datenbearbeitung ist, sowohl im AMT als auch im LMT Frequenzbereich, das Filtern der Daten auf den gewünschten Frequenzbereich. Durch einen Bandpassfilter, der in unserem Programmpaket aus einem separaten Tief- und Hochpassfilter zusammengesetzt ist, wird ein Datensatz erzeugt, der nur die Informationen der gewünschten Frequenzdekaden enthält.

Als Filter wurde die Matlab interne Filterfunktion `filtfilt()` mit einem Butterworth Filter verwendet. Die von der Abtastrate (Samplingrate, $sr [s]$) abhängigen Eckfrequenzen von $f_c [TP] = (4 \cdot T_s)^{-1}$ für den Tiefpass und $f_c [HP] = (200 \cdot T_s)^{-1}$ des Hochpasses sowie die Filterordnungen von $n_{TP} = 3$ für den Tief- und $n_{HP} = 6$ für den Hochpassfilter wurden aufgrund von Erfahrungswerten aus vergangenen Arbeiten festgelegt.

Durch die Skalierung der Filter mit der Abtastrate ist es notwendig, für verschiedene Auswertefrequenzbereiche die Daten auf unterschiedliche Abtastraten zu reduzieren. Eine Auflistung der originalen und neu gesetzten Abtastraten samt zugehöriger Filtereinstel-

lungen ist in Tabelle 4.1 gezeigt. Das Softwarepaket nimmt die Skalierung dekadenweise vor. Um Aliaseffekte zu vermeiden wird vor der Reduktion der Daten auf eine neue Abtastrate ein Tiefpassfilter, der bereits auf die neue Abtastrate skaliert ist, auf die Daten angewandt. Das Hochpassfiltern erfolgt nach der Datenreduktion. Als positiver Nebeneffekt wird der Speicherbedarf des Datensatzes mit abnehmender Frequenz reduziert.

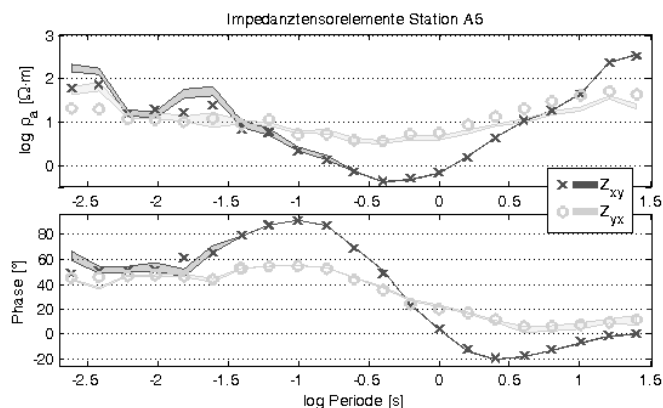
Im Zuge des Filterns werden die Daten, unabhängig ihres Ausgangsformates, in ein einheitliches 32-bit Binärformat gespeichert. Außerdem werden eventuelle Versätze (Offsets) durch die Filterfunktion entfernt.

Bei den Daten der langperiodischen Messungen muss, aufgrund des Datenlogger internen analogen Tiefpassfilters (vgl. Abschnitt 3.5.1, S. 26), der Datensatz auch für die höchste Auswertedekade schon auf eine Abtastrate von $T_s = 1\text{ s}$ reduziert werden.

Obwohl die Auswertung einer Messkampagne nach dem T-MT Prinzip mit den FMTTOOLS möglich ist, wurde für das Filtern des langperiodischen Datensatzes das externe Programm `rcf2.m` (Read-Combine-Filter 2) genutzt. Neben dem Verknüpfen eines Magnetfeldes einer MT-Station mit einer reinen Tellurik-Station ist es mit diesem Programm möglich, einen Datensatz anhand der in den Abbildungen 3.12 und 3.13 gezeigten Übersichten der aufgezeichneten Felder zu generieren. Dabei können Magnetfelder verschiedener Zeitabschnitte und Stationen auf die gleichen Zeitabschnitte des elektrische Feldes einer anderen Station bezogen werden. Das Programm `rcf2.m` wurde nach der ersten Messkampagne entwickelt, um aus dem häufig unterbrochenen Datensatz mehr Informationen zu gewinnen. Da es beim Aneinanderreihen nicht kontinuierlich aufgezeichneter Zeitreihen zu Versätzen kommen kann, die bei einem Filtervorgang das Ergebnis stark beeinflussen würden, werden die Teilabschnitte der Datenreihen zunächst separat gefiltert und danach zu einem Datensatz kombiniert. Die Schnittstellen werden mit einem Schlüsselwert versehen, der bei der Berechnung der Übertragungsfunktionen wieder eindeutig identifiziert werden kann. So wird sichergestellt, dass die Zeitfenster, in denen zwei Zeitabschnitte aneinandergesetzt wurden, nicht in die spätere Auswertung eingehen.

Die gefilterten und zusammengesetzten Zeitreihen werden ebenfalls im Binärformat des MT-Softwarepaketes abgespeichert und können dort weiter bearbeitet und prozessiert werden.

Abb. 4.1: ρ_a und Phase der Impedanzsensorkomponenten Z_{xy} (dunkelgrau) und Z_{yx} (hellgrau) der Station A5 (nur AMT) gegenüber der logarithmierten Periode. Gezeigt sind die Wahrscheinlichkeitsbereiche der jeweiligen Werte nach Auswertung mit gekürzter (farbige Bereiche) sowie ungekürzter (Symbole; nur Mittelwerte) Zeitreihe. Da mit steigender Datenzahl die Fehlerbereiche in der Regel kleiner werden, wurden diese nur für die Ergebnisse der gekürzten Zeitreihe dargestellt.



Aufgrund immer günstigerer Speichermedien und deren hohen Kapazitäten, auch im portablen Bereich, wurden die Aufzeichnungen im AMT Bereich deutlich länger ausgeführt als für eine Auswertung nötig gewesen wäre. Beispielsweise sind bei einer Messung mit einer Abtastrate von 16384 Hz nach 10 Sekunden Messdauer bereits über 325 Auswertbare Zeitfenster¹ vorhanden, was zur Analyse durchaus ausreichend ist, bei 20 Minuten sind

¹Angaben beziehen sich auf die im Abschnitt 4.2 beschriebenen Standardeinstellungen von FMTTOOLS

4.2. BERECHNUNG DER ÜBERTRAGUNGSFUNKTION

Messung	Abtastrate T_s [s]	f_c^{-1} [HP] [s]	f_c^{-1} [TP] [s]
LMT	1	200	4
	10	2000	40
	100	20000	400

Messung	Abtastfrequenz f_s [Hz]	f_c [HP][Hz]	f_c [TP][Hz]
AMT HF	16384	4096	81.92
	1638.4	409.6	8.19
	163.84	40.96	0.82
AMT MF	2048	512	10.24
	208.4	51.2	1.02
	20.84	5.12	0.1
AMT LF	256	64	1.28
	25.6	6.4	0.13
	2.56	0.64	0.013
	0.26	0.064	0.0013

Tab. 4.1: Übersicht der verwendeten Abtastraten/Abtastfrequenzen und deren Reduktionen mit den zugehörigen Filtereckfrequenzen f_c für Hoch- und Tiefpassfilter. Die Daten zu den LMT Messreihen sind oben gezeigt, die der AMT Messungen unten.

es dementsprechend über 39000 Intervalle. Erst nach dem Reduzieren der Abtastfrequenz auf 1638.4 Hz bzw. auf 163.84 Hz kann von der längeren Aufzeichnungszeit profitiert werden. Um die benötigte Rechenkapazität zu reduzieren und eine Auswertung auch auf einem 32Bit-Betriebssystem (was dem zur Verfügung stehenden Feldrechner entspricht) zu ermöglichen, wurde die Maximallänge der gefilterten ADU Daten auf 5 Millionen Datenpunkte beschränkt. Der in Abb. 4.1 gezeigte Vergleich der Übertragungsfunktionen unter Verwendung aller Daten und jener mit maximal 5 Millionen Datenpunkten am Beispiel der Station A5 macht deutlich, dass durch diese Maßnahme die Qualität der Übertragungsfunktionen nicht beeinträchtigt wird. Außerdem kann der Startzeitpunkt der Datenauswahl geändert werden, um einen stark gestörten Zeitbereich am Anfang der Aufzeichnung vor dem Kürzen der Zeitreihenlänge zu entfernen.

4.2 Berechnung der Übertragungsfunktion

Die detaillierte Programmstruktur und Funktionsweise der Berechnung der Übertragungsfunktion mittels eines robusten Standardverfahrens sowie deren Implementierung in MATLAB wurde bereits ausführlich in Häuserer [2007] und Löwer [2009] beschrieben und soll im folgenden Unterabschnitt nur noch mit den wichtigsten Eckpunkten zusammengefasst werden. Die Berechnung der Übertragungsfunktion ist im Unterprogramm MTprocess (Struktogramm: Abb. A.23, S. 163) eingegliedert.

Durch die Übertragungsfunktion \underline{Z} , in der Magnetotellurik auch Impedanztensor genannt, wird der Zusammenhang zwischen elektrischen \underline{E} und magnetischen \underline{B} Feldern hergestellt (siehe auch Abschnitt 2.3.1 S. 8).

$$\underline{E}(\omega) = \underline{Z}(\omega)\underline{B}(\omega) + \delta\underline{E} \quad (4.1)$$

Deren Berechnung wird mittels einer bivariaten, linearen Ausgleichsrechnung auf Basis

der Methode der kleinsten Quadrate durchgeführt. Diese minimiert das Residuum δE , das das Rauschen des elektrischen Feldes darstellt. Hierbei wird vereinfachend die Rauschfreiheit des magnetischen Feldes angenommen. Zur Durchführung der statistischen Auswertung wird die Zeitreihe in n Zeitfenster mit einer Länge von je 1000 Datenpunkten geteilt, die sich um 500 Datenpunkte überlappen. Dies geschieht unabhängig von der Abtastrate. Die Zeitfenster werden zunächst jeweils einzeln analysiert und später zu einer Übertragungsfunktion zusammengeführt. Da die Analyse im Frequenzbereich durchgeführt wird, werden die gemessenen Zeitreihen $y_{Ex, Ey, Bx, By, Bz}$ mittels einer Fouriertransformation in den Frequenzbereich $Y_{Ex, Ey, Bx, By, Bz}$ überführt. Dazu wird die in MATLAB implementierte FastFourierTransformation `fft()` verwendet. Im Frequenzbereich werden die gemessenen Daten durch die Geräteübertragungsfunktionen² dividiert, um den frequenzabhängigen Einfluss der Messgeräte und Datenlogger wieder herauszurechnen. In Frankfurt hat sich die Berechnung von fünf logarithmisch äquidistanten Zielfrequenzen (f_z) pro Frequenzdekade etabliert, die jeweils einen statistisch unabhängigen Bereich des Frequenzspektrums zusammenfassen (vgl. *Junge* [1992]). Für jede Zielfrequenz werden unabhängig die Auto- und Kreuzspektren (vgl. *Häuserer* [2007]) berechnet, mit denen über den bivariaten Lösungsansatz die einzelnen Komponenten des Impedanztensors bestimmt werden können. Die Kreuz- und Autospektren $S_{o,p}(n, f_z) = \langle Y_o(n) \cdot Y_p^*(n) \rangle$ werden über die Fouriertransformierten $Y_{o,p}$ der beteiligten Komponenten o, p jedes Auswertefensters n berechnet, Y^* ist das komplex konjugierte von Y . Die eckigen Klammern stellen die Glättungen über die Frequenzbereiche der jeweiligen Zielfrequenz f_z dar. Die Berechnung der Übertragungsfunktion (Formel (4.2)) sei hier und im Folgenden nur beispielhaft für die Z_{xy} -Komponente dargestellt, die anderen Komponenten berechnen sich analog. Da alle Größen von Zielfrequenz und Zeitfenster abhängen, wird dies nicht explizit angeführt:

$$Z_{xy} = \frac{S_{Bx, Bx} \cdot S_{Ex, By} - S_{Ex, Bx} \cdot S_{Bx, By}}{S_{Bx, Bx} \cdot S_{By, By} - |S_{Bx, By}|^2} \quad (4.2)$$

Um Zeitfenster mit starkem Rauschen, beziehungsweise schlechter Datenqualität, durch das robuste Prozessieren automatisch aussortieren zu können, ist ein Gewichtungsfaktor nötig. Als Maß für die Güte der jeweiligen Zeitfenster wird die partielle Kohärenz r_{ab}^2 (vgl. *Reddy und Rankin* [1974]) gewählt, die für jede Komponente und jedes Zeitfenster aus den quadratischen Kohärenzen

$$r_{ab}^2 = \frac{|S_{ab}|^2}{S_{aa}S_{bb}} \quad (4.3)$$

berechnet wird, wobei die Indizes a, b die jeweiligen Feldkomponenten angeben. Die partiellen Kohärenzen $r_{ab|c}$ ergeben sich zu:

$$r_{ab|c} = \frac{r_{ab} - r_{ac}r_{bc}}{\sqrt{(1 - r_{ac}^2)(1 - r_{bc}^2)}} \quad (4.4)$$

Die Indizes von r und pc hängen von der Komponente des Impedanztensors ab und können der Tabelle 4.2 entnommen werden.

Die partielle Kohärenz hat einen Wert zwischen 0 (schlecht) und 1 (gut) und kann direkt als Güteindikator und zur Gewichtung der Zeitfenster verwendet werden.

Durch Aufsummieren der nach Güteindikator selektierten Übertragungsfunktionskomponenten werden die Informationen der n Zeitfenster wieder zusammengeführt. Beispielhaft

²Repräsentiert den frequenzabhängigen Einfluss der Messgeräte, siehe Abschnitt 3.5 (S. 25)

4.2. BERECHNUNG DER ÜBERTRAGUNGSFUNKTION

Komponente	a	b	c
Z_{xx}	E_x	B_x	B_y
Z_{xy}	E_x	B_y	B_x
Z_{yx}	E_y	B_x	B_y
Z_{yy}	E_y	B_y	B_x

Tab. 4.2: Indizes der quadratischen und partiellen Kohärenzen in Abhängigkeit der Impedanzsensorkomponente.

für die xy -Komponente ergibt sich Formel (4.2) zu:

$$Z_{xy,k} = \frac{\langle S_{Bx,Bx} \cdot S_{Ex,By} \rangle_k - \langle S_{Ex,Bx} \cdot S_{Bx,By} \rangle_k}{\langle S_{Bx,Bx} \cdot S_{By,By} \rangle_k - \langle |S_{Bx,By}|^2 \rangle_k}, \quad (4.5)$$

wobei der Index k die selektierten Zeitfenster und die spitzen Klammern die Summation und Mittelwertabschätzung der jeweiligen Kreuz- und Autospektren repräsentieren. Über k können Zeitfenster mit hoher Datenqualität ausgewählt werden, z.B. über einen Minimalwert der partiellen Kohärenz. Dies bewirkt, dass Zeitfenster mit niedriger Datenqualität nicht in die Berechnung der Übertragungsfunktion eingehen und dient einer erhöhten Qualität der berechneten Übertragungsfunktion. In dieser Arbeit wurden für jede Komponente Z_{ij} und Frequenz nur die besten 10% der Zeitfenster mit der jeweils höchsten partiellen Kohärenz herangezogen. Zudem musste die partielle Kohärenz den Grenzwert von $r_{ab|c} > 0.6$ überschreiten. Bei Datensätzen, bei denen nach diesen Kriterien weniger als fünf Zeitfenster eingehen, werden die fünf Zeitfenster mit der besten partiellen Kohärenz zur Bestimmung der Übertragungsfunktion genutzt. Diese Kriterien haben sich während des Prozessierens der Daten der ersten Messkampagne als sinnvoll erwiesen und können je nach Datensatz angepasst werden.

Der zur Berechnung der Übertragungsfunktion (Gl. (4.5)) kann in den FMTTOOLS zwischen einem Mittelwertschätzer (siehe Häuserer [2007] und Löwer [2009]) und einem Medianschätzer (ähnlich Smirnov [2003]), der in Häuserer [2010] im Detail vorgestellt wird, gewählt werden. Für diese Arbeit wurde ausschließlich der Medianschätzer verwendet, da dieser weniger sensitiv gegenüber Ausreißern ist und gerade bei Datensätzen mit hohem anthropogenem Rauschanteil eine höhere Qualität der Übertragungsfunktionen ermöglicht.

Der Median wird zunächst nach Real- und Imaginärteil getrennt berechnet. Beide Mittelwerte werden dann zu einer komplexen Übertragungsfunktion \tilde{Z}_{xy} zusammengesetzt:

$$\Re \tilde{Z}_{xy} = \text{med}_k [\Re Z_{xy,ind}] \quad (4.6)$$

$$\Im \tilde{Z}_{xy} = \text{med}_k [\Im Z_{xy,ind}] \quad (4.7)$$

$$\tilde{Z}_{xy} = \Re \tilde{Z}_{xy} + i \Im \tilde{Z}_{xy} \quad (4.8)$$

Der Vertrauensbereich der Übertragungsfunktionen kann bei einem Medianschätzer über die mittlere, absolute Abweichung δZ_{xy} nach Häuserer [2010] berechnet werden. Diese Abschätzung der Fehler wird, analog zur Abschätzung der Übertragungsfunktion, getrennt für den Real- und Imaginärteil der Übertragungsfunktion durchgeführt:

$$\delta Z_{xy}(\Re) = 1.483 \cdot med \left[|\Re Z_{xy,k} - \Re \tilde{Z}_{xy}| \right] \quad (4.9)$$

$$\delta Z_{xy}(\Im) = 1.483 \cdot med \left[|\Im Z_{xy,k} - \Im \tilde{Z}_{xy}| \right] \quad (4.10)$$

Zur endgültigen Berechnung des Fehlers wird der größere der beiden in den Gleichungen (4.9) und (4.10) errechneten Werten δZ_{xy}^{\max} weiter genutzt. Für einen Vertrauensbereich von 95% kann für normalverteilte Größen nach Häuserer [2010] Formel (4.11) verwendet werden, wobei n_k die Anzahl der in die Berechnung des Medians eingeflossenen Zeitfenster ist:

$$\delta Z_{xy} = \frac{1.96 \cdot \delta Z_{xy}^{\max}}{\sqrt{n_k}} \quad (4.11)$$

In Frankfurt hat es sich bewährt, die Ergebnisse der Übertragungsfunktionen in einer Strukturvariablen (site-Variable) im MATLAB-Format zu speichern. Diese kann von den FMTTOOLS sowie extern ergänzten Programmen leicht gelesen, geändert und erweitert werden.

4.3 Uhrendrift

Wie bereits in Abschnitt 3.6.1 zum T-MT Aufbau (S. 30) gezeigt, ist die Synchronität der Zeitreihen eine notwendige Voraussetzung, wenn im Laufe des Prozessierens zwei Zeitreihen verschiedener Datenlogger miteinander verglichen werden. Bei der Auswertung der langperiodischen Daten der ersten Messkampagne war ein deutlicher Trend in den Phasenverläufen zu erkennen, der sich am stärksten auf die kürzesten Perioden auswirkte. Wie ich im nächsten Unterabschnitt zeigen werde, ist dies ein deutliches Indiz für einen Uhrendrift. Eine Untersuchung der für diese Messkampagne neu entwickelten DCF-77 Funkuhrempfängern ergab, dass die Funkuhren zwar zum Start einer Messreihe die richtige Uhrzeit ermittelten, aber wegen eines fehlenden Widerstandes auf dem GPS-Simulations-Board im weiteren Messverlauf keine Synchronisationen mehr durchführen konnten. Vor der zweiten Messkampagne wurde der Widerstand bei allen Funkuhren nachgerüstet. In der darauffolgenden Messkampagne funktionierten alle Funkuhren zuverlässig und fehlerfrei.

Durch die in vergangenen Arbeiten festgestellten Probleme mit den GPS Empfängern (vgl. Abschnitt 3.5.2, S. 28) sind bereits Ansätze zur Rekonstruktion der Zeitbasis bekannt. Diese werde ich in diesem Abschnitt beleuchten und eine neue Möglichkeit zur Rekonstruktion vorstellen.

4.3.1 Auswirkungen eines Uhrendrifts

Während des Prozessierens magnetotellurischer Daten werden die einzelnen Schwingungen des elektrischen und magnetischen Feldes aufeinander bezogen und miteinander verglichen. Die Amplituden beeinflussen maßgeblich den scheinbaren spezifischen Widerstand, der zeitliche Versatz der beiden Felder wird über die Phase ϕ ausgedrückt. Die beiden Felder sind in der Magnetotellurik nicht synchron (siehe Abschnitt 2.1 "Das anregende Feld", S. 3). Die Phasenlage der Felder wird durch die Leitfähigkeitsverteilung im Untergrund beeinflusst, über die Phase können also Rückschlüsse über diese gemacht werden (vgl. Abschnitt 2.3 "Magnetotellurische Darstellungsgrößen", S. 8).

4.3. UHRENDRIFT

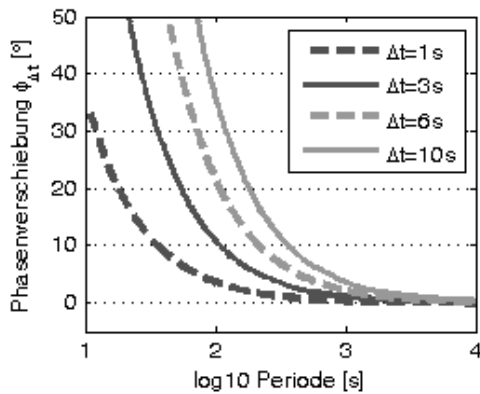


Abb. 4.2: Visualisierung des frequenzabhängigen Phasenfehlers $\phi_{\Delta t}$ für verschiedene Zeitversätze Δt . Entsprechend der in dieser Arbeit für die langperiodische Magnetotellurik üblichen Darstellung sind die Phasenfehler gegenüber der logarithmischen Periode dargestellt. Deutlich erkennbar ist die stärkere Auswirkung hin zu kurzen Perioden.

Wie in Häuserer [2007] beschrieben, kann das Verhältnis zwischen elektrischem und magnetischem Feld am Beispiel der simultan an zwei Stationen gemessenen E - und B -Felder durch deren frequenzabhängige Beträge dargestellt werden,

$$\frac{E}{B} = \frac{|E|}{|B|} \cdot e^{i(\phi + \phi_{\Delta t})} \quad (4.12)$$

wobei $\phi_{\Delta t}$ für den aus dem Zeitversatz Δt resultierenden Phasenversatz steht, der bei funktionierenden Uhren gleich Null sein sollte. Der Phasenversatz

$$\phi_{\Delta t} = \omega \cdot \Delta t \quad (4.13)$$

ist direkt abhängig vom Zeitversatz und der Kreisfrequenz $\omega = 2\pi \cdot T^{-1}$. Diese wiederum steht in Abhängigkeit zur Periode T , bzw. zu den aus dem Prozessieren hervorgegangenen Zielfrequenzen $f_z = T^{-1}$. Durch Umformen der Formel (4.13) kann der direkte Einfluss des Zeitversatzes auf die Phase bestimmt werden:

$$\phi_{\Delta t} = 2\pi \cdot \Delta t \cdot f_z \quad (4.14)$$

Die Auswirkungen verschieden starker Zeitversätze nach Formel (4.14) werden in der Abbildung 4.2 gezeigt. Es ist deutlich erkennbar, dass z.B. ein kleiner Zeitversatz von $\Delta t = 1 \text{ s}$ in der kürzesten Auswertedekade ($f_z = 0.01 \text{ Hz}$) eine Phasenverschiebung von $\phi_{\Delta t} = 3.6^\circ$ hervorruft, die eindeutig größer als die Messungenauigkeit ist. Ebenso wird verdeutlicht, dass die Auswirkung eines Zeitversatzes zwischen elektrischem und magnetischem Feld bei kurzen Perioden den stärksten Effekt hat und zu langen Perioden hin deutlich schwächer wird.

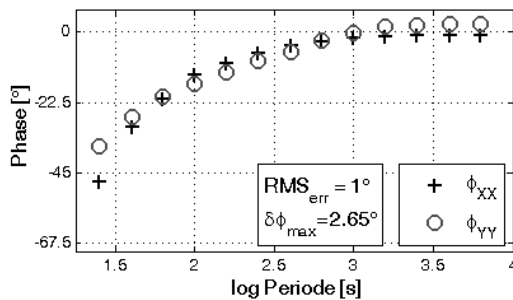
Hat eine geräteinterne Uhr keine definierte Zeitbasis, wird sie sich mit zunehmender Messdauer von der Weltzeit entfernen. Im Falle der Frankfurter GEOLORE wurde, zugunsten eines niedrigeren Stromverbrauchs, ein 32 kHz Uhrenquarz, wie er auch in vielen Armbanduhren verbaut wird, eingesetzt. Der Drift dieser Uhren ist hauptsächlich von der Umgebungstemperatur abhängig und wird im Feldeinsatz mit etwa $40 \frac{\text{ms}}{\text{h}}$ angenommen (pers. Kommunikation Dr. Rainer Rossberg). Durch die vereinfachte Annahme einer konstanten Umgebungstemperatur zwischen zwei GPS-Synchronisationszyklen kann der Drift hinreichend genau anhand des GPS Signals ausgeglichen werden. Ein Ausgleich des Uhrendriftes anhand der Temperatur ist nicht möglich, da die Datenloggertemperatur nicht aufgezeichnet wird³. Ist der Zeitversatz nicht fest sondern driftend, hat er auf verschiedene

³Selbst mit den internen Temperaturdaten wäre der Driftausgleich nur bedingt möglich, da sich die Temperaturkalibrierkurve durch Alterungseffekte der Quarze ändern kann und bei größeren Temperaturschwankungen die Erholungszeit der Quarze eine Rolle spielt.

Abschnitte der Zeitreihe unterschiedlich starke Auswirkungen. Die in die Berechnung der Übertragungsfunktion einfließenden Zeitfenster sind also unterschiedlich stark von der durch den Uhrendrift hervorgerufenen Phasenverschiebung betroffen, eine Abschätzung des "echten" Phasenwertes ist nicht möglich.

Eine simple Methode zur Prüfung der Daten hinsichtlich eines Uhrendrifes ist das Vergleichen der Phasenlage der magnetischen Feldvariationen zweier Stationen. Mit der Annahme eines nur geringen Rauschens in den Magnetfeldmessungen und der Gleichheit der magnetischen Feldvariationen innerhalb des Messgebietes (siehe Abschnitt 3.6.1, S. 30), sollte die Phasenverschiebung zwischen zwei Stationen annähernd Null sein. Die Untersuchung auf einen Uhrendrift wurde für alle möglichen Kombinationen aus zeitgleich aufgezeichneten Magnetfeldern durchgeführt. Die Daten wurden dabei analog zur Standardauswertung gefiltert und analysiert. Das Ergebnis dieser Berechnung ist in Abb. 4.3 exemplarisch für den Vergleich zwischen der Station A06 und A13 dargestellt. Sowohl in der Nord- (schwarzes Plus) als auch in der Ostkomponente (grauer Kreis) ist eine zunehmende Phasenverschiebung zu negativen Phasen bei Perioden $T < 10^3$ s eindeutig zu sehen. Dieses klare Indiz für einen Uhrendrift, der bei fast allen Stationen erkennbar ist, verlangte nach einer, in den folgenden Abschnitten beschriebenen, genaueren Untersuchung des Driftes und dessen Behebung vor der weiteren Datenauswertung. Da sich

Abb. 4.3: Vergleich der jeweiligen Phasenverschiebung der x- (schwarzes Plus) und y- (grauer Kreis) Richtungen des magnetischen Feldes zwischen den Stationen A06 und A13 gegenüber der logarithmischen Periode. Als Gesamtfehler RMS_{err} ist die quadratische Mittelung der einzelnen Datenfehler $\delta\phi(f_z)$ (vgl. Gl. (5.1)) angegeben.



das Vorhandensein eines Uhrendrifes hoffentlich nicht zu einem Standard entwickelt, sind die in den folgenden Unterabschnitten beschriebenen Möglichkeiten zur Behebung eines Uhrendrifes nicht in den FMTTOOLS integriert und müssen in separaten Unterprogrammen ausgeführt werden.

4.3.2 Ansätze zur Rekonstruktion der Zeitbasis

Ein einfacher Ansatz zur Rekonstruktion der Zeitbasis, der in Häuserer [2007] vorgestellt wird, ist das Setzen von eindeutigen Zeitmarken. Dies wurde durch das 15 sekündige Unterbrechen des Kontaktes einer der Elektroden zur vollen Minute einer bekannten Uhrzeit realisiert. Um eine Markierung zu schaffen, die nicht mit natürlichem Signal verwechselt werden kann, wurde dieser Vorgang dreimal wiederholt. Durch das Unterbrechen gibt es einen größeren und vor allen Dingen instantanen Versatz bei der Messung des elektrischen Potentials. Diese Versätze können später in der gesamten Zeitreihe detektiert und anhand der bekannten Markierungszeit mit der Zeitbasis der GEOLORE abgeglichen werden. Dieser Ansatz birgt eine gewisse Ungenauigkeit, da die Unterbrechung des Kontakts manuell und mechanisch erfolgen musste. Außerdem können mit dieser Methode nur lineare Uhrendrifts bzw. feste Zeitversätze korrigiert werden.

Da die Zeitmarken während der Messung eingebracht werden müssen, konnte diese Methode nicht auf den für diese Arbeit vorliegenden Datensatz angewandt werden.

Ein auf Kreuzkorrelationen basierender Ansatz, der auch in der Lage ist nichtlineare

4.3. UHRENDRIFT

Uhrendrifts zu korrigieren, wurde ebenfalls in *Häuserer* [2007] vorgestellt und in *Häuserer* [2010] weiterentwickelt. Über den Vergleich der Zeitreihen zweier Stationen wurde ein Maß für die Ähnlichkeit der beteiligten Zeitreihen berechnet. Die Kreuzkorrelation berechnet sich aus der Kreuzkovarianzfunktion $C_{xy}(k)$ (4.15) für die beiden um k verschobenen, jeweils N Datenpunkte umfassenden Datensätze $x(n)$ und $y(n+k)$, die mit der Standardabweichung der beteiligten Datensätze normiert wird.

$$\frac{1}{N-|k|}C_{xy}(k) = \begin{cases} \frac{1}{N-k} \cdot \sum_{n=1}^{N-k} \left(x_n - \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \right) \left(y_{n+k} - \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N y_i \right) & \Rightarrow k \geq 0 \\ \frac{1}{N-|k|} \cdot \sum_{n=1}^{N-|k|} \left(x_{n+|k|} - \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \right) \left(y_n - \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N y_i \right) & \Rightarrow k < 0 \end{cases} \quad (4.15)$$

Für eine Verschiebung k und den Standardabweichungen s_x von $x(n)$ und s_y von $y(n)$ lautet der Kreuzkorrelationskoeffizient γ_k :

$$\gamma_k = \frac{C_{xy}(k)}{s_x s_y} \quad (4.16)$$

Sein Betrag kann ausschließlich Werte zwischen 0 und 1 annehmen. Für eine schrittweise Verschiebung um einen Datenpunkt von einem der beiden Datensätze $x(n)$ und $y(n)$ kann zu jeder Verschiebung der Kreuzkorrelationskoeffizient γ_k bestimmt und über dessen Maximalwert die Verschiebung k_M gefunden werden, bei der die beiden Datensätze sich am stärksten ähneln.

Zur Berechnung des Uhrendriftes, die im Programm `ccr.m` (*Häuserer* [2007]) durchgeführt wird, müssen die Daten, wie bei der Berechnung der Übertragungsfunktionen des T-MT Aufbaues auf die gleiche Startzeit gebracht werden. Um den Drift bestmöglich bestimmen zu können, sollte die nicht dezimierte Zeitreihe verwendet werden, was im Fall von Frankfurter LMT Messungen in der Regel einer Abtastfrequenz von 4 Hz entspricht. Außerdem werden die Zeitreihen hochpassgefiltert, um den langwelligen Trend zu entfernen.

Um eine zeitabhängige Verschiebung, sprich einen nicht linearen Uhrendrift, detektieren und korrigieren zu können, wird die schrittweise Verschiebung samt Berechnung des Kreuzkorrelationskoeffizienten und der absoluten Verschiebung k_M nicht nur einmal, sondern fortlaufend über die Zeitreihe durchgeführt. Dazu wird die Zeitreihe, ähnlich dem Verfahren zur Berechnung der Übertragungsfunktion, in kürzere Abschnitte geteilt. Für jeden dieser Zeitabschnitte kann so die absolute Verschiebung k_M bestimmt werden. Als Erfahrungswerte wurden Zeitabschnittslängen von 1200 Datenpunkten (300 Sekunden) sowie ein maximaler Verschiebungsspielraum k_{max} von 200 Datenpunkten verwendet.

Auf Basis der absoluten Zeitverschiebung der einzelnen Zeitabschnitte kann mithilfe des Programms `tss.m` (*Häuserer* [2007]) eine Uhrendriftkurve interpoliert werden, mit der die Zeitbasis an jedem Datenpunkt rekonstruiert werden kann.

Das Ergebnis der Berechnung der absoluten Zeitverschiebung ist am Beispiel der elektrischen Felder der Stationen A06 und A12 in Abbildung 4.4a dargestellt. Zum Vergleich zeigt Abbildung 4.4b das Analogon für die Stationen SEML und TAMT von *Häuserer* [2010]. Für beide Berechnungen wurden dieselben Randbedingungen verwendet. Die Hochpassfilterung wurde mit einer Eckfrequenz von $f_c = 0.01 \text{ Hz}$ durchgeführt, die Auswertefensterlänge betrug 300 Sekunden, die maximale Verschiebung 50 Sekunden und die untere Schranke des Kreuzkorrelationskoeffizienten wurde auf $|\gamma_k| > 0.5$ gesetzt. Diese untere Schranke bewirkt, dass nur Signale mit einer guten Übereinstimmung zur Berechnung des Zeitversatzes herangezogen werden. Während in Abb. 4.4b ein eindeutiger Trend der absoluten Verschiebungszeit k_M zu erkennen ist, ist bei den Stationen des

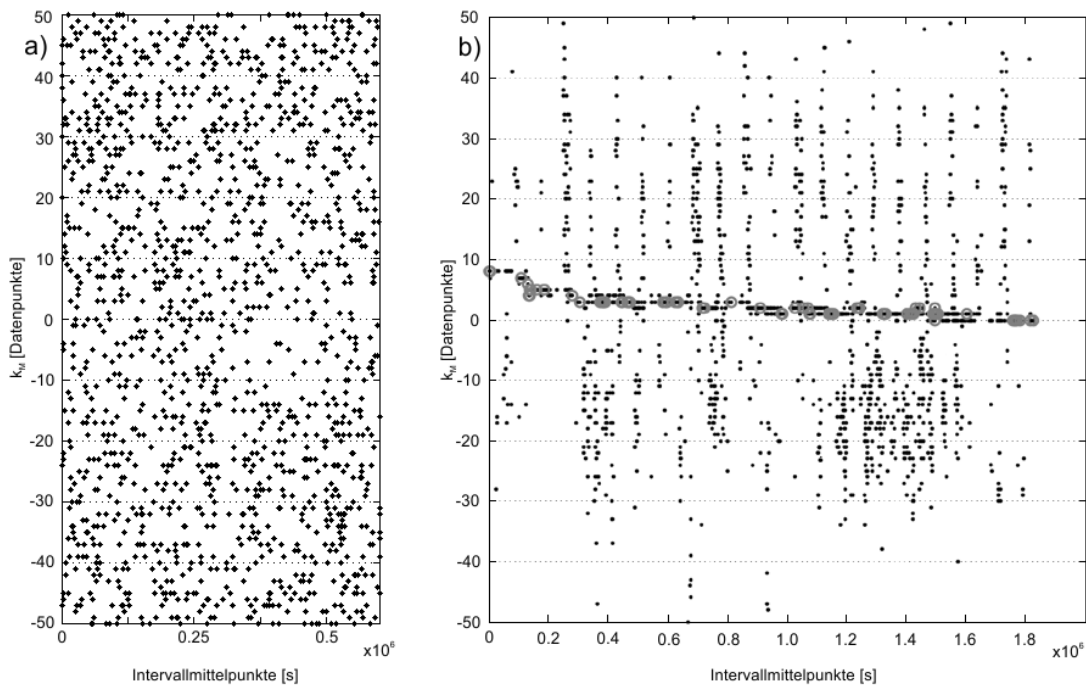


Abb. 4.4: Darstellung der zeitabschnittsabhängigen absoluten Verschiebung (schwarze Punkte) nach der Analyse über den Kreuzkorrelationskoeffizienten gegenüber dem Zeitabschnittsmittelpunkt.

a) Vergleich der Zeitreihen zwischen der Stationen A06 und A12.

b) Vergleich der Zeitreihen der Stationen SEML und TAMT der Messungen von Häuserer [2010]. Die grauen Punkte markieren die Zeitfenster in denen die absolute Verschiebung eindeutig bestimmt werden konnte. Abbildung b) umgezeichnet nach Häuserer [2010].

Für beide Darstellungen wurden identische Einstellungen für die Zeitabschnittslänge (1200 Datenpunkte), maximale Verschiebung $k_{max} = 200$ Datenpunkte (entspricht bei einer Abtastfrequenz von 4 Hz einer maximalen Verschiebung von 50 Sekunden) und untere Schranke des Kreuzkorrelationskoeffizienten $|\gamma_k| > 0.5$ verwendet.

Vogelsberges (Abb. 4.4a) keine Häufung der Verschiebungszeiten sichtbar, an denen eine Rekonstruktion der Zeitbasis hätte durchgeführt werden können. Da Station A12 genau sieben Tage nach Station A06 mit der Aufzeichnung begann, wäre aufgrund des zu erwartenden Driftes des Uhrenquarzes von etwa 40 ms pro Stunde eine Häufung der absoluten Verschiebungszeit um 7 Sekunden zu erwarten gewesen. Dies entspricht bei einer Abtastfrequenz von 4 Hz einem k_M -Wert zwischen ± 28 Datenpunkten.

Dass für die Stationen im Bereich des Vogelsberges mit der Methode der Kreuzkorrelation keine Identifikation des Uhrendriftes möglich ist, ist vermutlich hauptsächlich auf die starken anthropogenen Störer der elektrischen Felder zurückzuführen. Zwar wäre eine Rekonstruktion der Zeitbasis anhand eines anthropogenen Störsignales auch möglich, allerdings müsste die Störquelle dann hinreichend weit entfernt sein, damit sich die Messstationen in deren Fernfeld befinden. Die in Abb. 4.4a chaotisch verteilten k_M -Werte deuten darauf hin, dass Korrelationen zwischen Störsignalen gefunden wurden, die zu verschiedenen Zeiten an beiden Stationen eintrafen. Eine weitere Schwierigkeit stellt der Abfall der natürlichen Energien für Perioden $T < 100\text{ s}$ (vgl. Abschnitt 4.5 "Ergebnisse und Fazit der Datenauswertung", S. 60) dar, der das Signal zu Rauschen Verhältnis des zur Uhrendriftbestimmung genutzten Frequenzbereichs deutlich verschlechtert. Die Kreuzkorrelationsmethode wurde jedoch auch für Messdaten in niederfrequenten Frequenzbereichen ohne Erfolg getestet.

4.3. UHRENDRIFT

4.3.3 Rekonstruktion der Zeitbasis durch driffreie Magnetfelddaten

Als weitere Methode zur Bestimmung und Elimination der Uhrendrift stelle ich hier die Methode der Rekonstruktion der Zeitbasis durch driffreie Magnetfelddaten vor. Diese Methode nutzt die natürliche Phasenverschiebung zwischen zwei beliebigen Feldern und den Fakt, dass diese zeitlich konstant bleiben, sofern die geologischen Gegebenheiten sich während der Datenaufnahme nicht verändern. Mit dieser Methode können neben dem direkten Vergleich der magnetischen Feldvariationen zweier Stationen auch die anthropogen gestörten elektrischen Felder einer reinen Tellurikstation mit den störungsfrei angenommenen magnetischen Feldern anderer Stationen korrigiert werden. Ein Beispiel zu dieser Methode anhand von simulierten Feldvariationen mit identischen Startzeiten und unterschiedlich schnell laufenden Uhren ist in Abbildung 4.5 gezeigt.

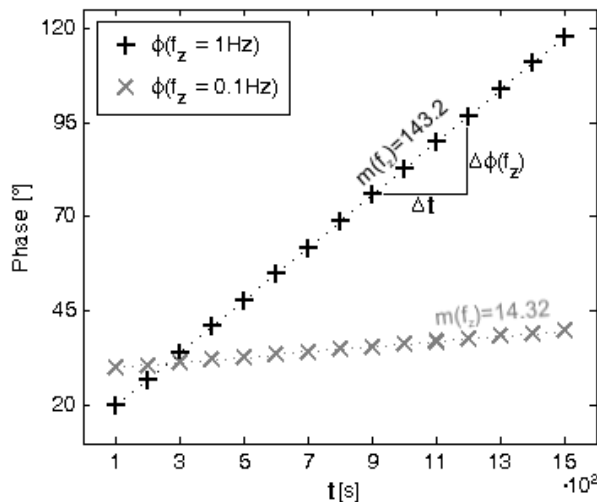


Abb. 4.5: Beispiel zur Rekonstruktion der Zeitbasis durch driffreie Magnetfelddaten. Phasenwerte einer Komponente Z_{ij} der Zielfrequenzen $f_z = 1\text{ Hz}$ und $f_z = 0.1\text{ Hz}$ gegenüber der Zeit. Als ungestörte Phasenwerte wurden $\phi(f_z = 1\text{ Hz}) = 20^\circ$ und $\phi(f_z = 0.1\text{ Hz}) = 30^\circ$ gewählt, auf beide Phasen wurde der Effekt einer Uhrendrift von $d_t = 40 \frac{\text{ms}}{\text{h}}$ addiert. Die Steigung der zielfrequenzabhängigen Ausgleichsgeraden ist durch $m(f_z)$ angegeben.

Dazu werden die Daten analog zum in den Abschnitten 4.1 (S. 35) und 4.2 (S. 37) beschriebenen Vorgehen gefiltert und prozessiert. Da die Phasenverschiebung in Abhängigkeit der Aufnahmezeit analysiert werden soll, werden die Ergebnisse der Übertragungsfunktionsberechnung (vgl. Gl. (4.2)) der einzelnen Zeitfenster im Gegensatz zum Standardvorgehen nicht gewichtet und aufsummiert.

Werden die berechneten Phasen als Funktion der Zeit dargestellt, ist bei einer von Uhrendrift beeinflussten Station ein kontinuierlicher Trend zu beobachten. Bei einer linearen Uhrendrift von z.B. $d_t = 40 \frac{\text{ms}}{\text{h}}$ steigen die Phasenwerte der Auswerteperiode $T = 100\text{ s}$ nach Gleichung (4.14) um $\phi_{\Delta t} = 0.2^\circ$ je 5000 Sekunden⁴. Bei einer Messdauer von sechs Wochen summiert sich dieser Wert auf etwa 145° .

Ist diese Drift linear, verlaufen die Phasen entlang einer Geraden, deren Steigung wie folgt berechnet werden kann:

$$m = \frac{d\phi}{dt} \quad (4.17)$$

Durch Einsetzen der Gl. (4.14) des Phasenversatzes, mit $\Delta t = \int d_t dt$, erhält man die von der Zielfrequenz f_z abhängige Geradensteigung

$$m(f_z) = \frac{d}{dt} \left(2\pi \cdot f_z \cdot \int d_t dt \right). \quad (4.18)$$

⁴Entspricht dem Standard-Zeitfensterabstand der FMTTOOLS bei einer Abtastrate von $T_s = 10\text{ s}$.

Die Uhrendrift d_t kann durch Anwenden der Ableitung des rechten Terms und Umstellen der Gleichung direkt abgelesen werden:

$$d_t = \frac{m(f_z)}{2\pi \cdot f_z} \cdot 10^6 \left[\frac{\mu s}{s} \right] \quad (4.19)$$

Um auch ohne Gewichtung der Daten den Ausreißern einer stark rauschbehafteten Messreihe entgegenzuwirken, kann über die Phasen benachbarter Zeitfenster gemittelt werden. Aufgrund seiner Robustheit gegen Ausreißer wurde in dieser Arbeit ein Medianschätzer für diese Mittelung verwendet. Je nach Datenqualität stellte sich eine Mittelung zwischen 5 und 25 benachbarter Zeitfenster dabei als günstig heraus.

Weitere Sicherheit kann über den Vergleich der zielfrequenzabhängigen Geradensteigungen erreicht werden. Dabei wird eine lineare Drift angenommen, die auch in dieser Arbeit beobachtet wurde. Die logarithmisch äquidistant verteilten Zielfrequenzen haben im Mittel ein Verhältnis

$$\overline{v_{f_z}} = \frac{1}{j-1} \sum_{j=1}^{j-1} \frac{f_z(j)}{f_z(j+1)} \approx 1.583, \quad (4.20)$$

wobei j der Index der Zielfrequenzen darstellt. Da sowohl die Uhrendrift als auch die Geradensteigung linear von der Zielfrequenz abhängen, müssen deren jeweiligen Verhältnisse zueinander ebenfalls denen der Zielfrequenzen entsprechen:

$$\overline{v_m} \equiv \overline{v_{d_t}} \equiv \overline{v_{f_z}}. \quad (4.21)$$

In Abbildung 4.5 ist dies deutlich zu erkennen. Dort ist das Verhältnis zwischen Zielfrequenzen und Ausgleichsgeradensteigungen $\frac{f_z=1 Hz}{f_z=0.1 Hz} = \frac{m(f_z=1 Hz)}{m(f_z=0.1 Hz)} = 10$. Als Grenzwert für die zur Berechnung der Uhrendrift herangezogenen Geradensteigungen wurden $\frac{\Delta \overline{v_m}}{\overline{v_m}} = \pm 25\%$ gewählt. Außerdem müssen die Steigungen der Phasen der jeweiligen Komponenten für gleiche Frequenzen übereinstimmen. Aus der Auswahl der im richtigen Verhältnis zueinander stehenden Geradensteigungen wurden nach Gleichung (4.19) die jeweiligen Uhrendriften $d_t(i, j, f_z)$ berechnet. Über deren Median wurde die endgültige Uhrendrift ermittelt. Die Berechnung der Uhrendrift wird, vom Filtern der Daten bis zur Uhrendriftabschätzung, im Programm `MC_clockdrift.m` durchgeführt. Die einzelnen Programmschritte sind im Struktogramm (Abb. A.26, S. 166) schematisiert.

Die Zeitbasis wird anschließend im Unterprogramm `rebuildML1.m` rekonstruiert, indem die Zeitreihen der einzelnen Feldkomponenten mit der Matlab internen Interpolationsroutine `interp1` auf die korrigierten Messpunktzeiten interpoliert werden. Die Interpolationsroutine nutzt dazu die alten Messzeitpunkte als Stützstellen, bei denen die ursprünglichen Daten als Basis vorliegen, um mittels einer kubischen Funktion (*Piecewise cubic Hermite interpolation*) die neuen Zeitreihen an den korrigierten Messpunkten zu berechnen. Anschließend werden die Daten im GEOLORE-Ausgabeformat `.ML1` gespeichert und können wieder in den `FMTTOOLS` geladen und analysiert werden.

Zur Korrektur einer Zeitreihe wird eine Referenzzeitreihe mit ungestörter Zeitbasis benötigt. Da in der ersten Messkampagne keine der GEOLORE Uhren als driftfrei angenommen werden konnte, wurden Magnetfelddaten des Erdmagnetischen Observatoriums Fürstfeldbruck⁵ als Referenzzeitreihen genutzt. Anhand dieser Magnetfelder mit wohldefinierter Zeitbasis können sowohl die Magnetfelder der MT-Zeitabschnitte, wie auch die elektrischen Felder der rein tellurischen Zeitabschnitte korrigiert werden. Bei guter Datenqualität können mit dieser Methode auch nichtlineare Uhrendrifts rekonstruiert werden, indem

⁵Internetauftritt des Erdmagnetischen Observatoriums Fürstfeldbruck:
<http://www.geophysik.uni-muenchen.de/observatory/geomagnetism>

4.3. UHRENDRIFT

die Zeitbasis statt mit einer Driftgeraden, ähnlich der Methode aus Häuserer [2007] & Häuserer [2010], anhand einer Driftkurve rekonstruiert wird.

Aufgrund der im Messgebiet eher mäßigen Datenqualität und der Tatsache, dass der Uhrendrift der GEOLORE Datenlogger hauptsächlich von der Umgebungstemperatur abhängt (vgl. Abschnitt 4.3.1, S. 41), die sich im Laufe der ersten Messkampagne nur schwach änderte⁶ (vgl. Abb. 4.6), wurde in dieser Arbeit die Korrektur des linearen Uhrendriftanteils bevorzugt.

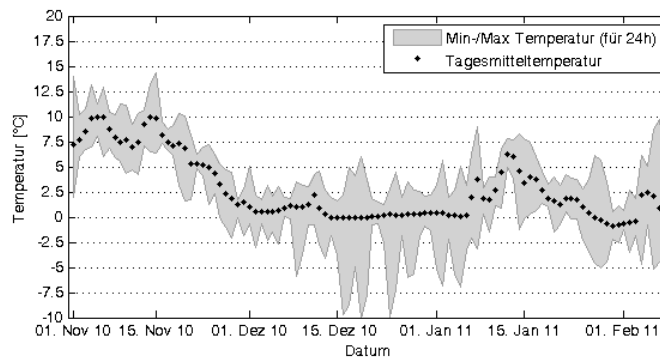


Abb. 4.6: Temperaturdiagramm für den Zeitraum 1. November 2010 bis 10. Februar 2011 an der Wetterstation Echzell – Grund-Schwalheim des Landesbetriebes Landwirtschaft Hessen. Dargestellt sind Tagesmittelwerte in 5 cm Messhöhe über Boden (schwarze Punkte), der graue Bereich stellt die Bandbreite der maximalen Tagesschwankungen (rekonstruiert aus Daten aus 2 m Höhe) dar. Datengrundlage: <http://www.llh.hessen.de/pflanzenproduktion/wetterdaten/tageswerte.html> Die Wetterstation wird nach den Konventionen des deutschen Wetterdienstes (DWD) betrieben.

Die schwarzen Punkte in Abb. 4.6 zeigen die mittlere Tagestemperatur in 5 cm Höhe über dem Boden einer Messstation in Echzell (nördlicher Teil des Messgebietes), der graue Bereich die maximalen Tagesschwankungen. Da keine minimalen und maximalen Temperaturwerte in 5 cm Messhöhe vorhanden waren, wurden der Schwankungsbereich aus den Daten in einer Messhöhe von 2 m berechnet und um den Tagesmittelwert der bodennahen Messung herum dargestellt. Dabei muss berücksichtigt werden, dass sich die Luft in zwei Metern Höhe über einem genormten Messfeld des deutschen Wetterdienstes (DWD) in der Regel schneller ändert als in einer Waldlichtung in Bodennähe. Da die Datenlogger hauptsächlich in Waldlichtungen aufgestellt wurden, waren sie wenig bis keiner direkten Sonneneinstrahlung ausgesetzt. Desweiteren hatten die den Quarz umgebenden Luftpolster, so z.B. die Luft im GEOLORE-Gehäuse, aber auch die Luft in der Zargeskiste / Plastiktasche, in der die GEOLORE verstaut war, eine isolierende Wirkung gegenüber der Außentemperatur. Diese wirkten wie ein Tiefpassfilter auf Temperaturvariationen und glätteten sowohl die positiven wie auch die negativen Spitzenwerte. Zudem wurden die Datenlogger zwischen Anfang Dezember und Mitte Januar von einer geschlossenen Schneedecke weiter thermisch isoliert. Berücksichtigt man diese Faktoren sollte der Tagesgang der Datenloggertemperatur nur an wenigen Tagen mehr als 5 °C betragen haben. Gerade für die Zeitabschnitte nach dem 1. Dezember kann daher ein linearer Uhrendrift angenommen werden.

Die Detektion des Uhrendriftes ist am Beispiel des ersten Messabschnittes von Station

⁶Zum Vergleich: In den Messkampagnen von Häuserer [2010] am Rande des Rwendori Gebirges waren Tag-Nacht Temperaturschwankungen, vor allem bedingt durch die starke Sonneneinstrahlung, von teilweise über 40 °C möglich (pers. Kommunikation Dr. Michael Häuserer)

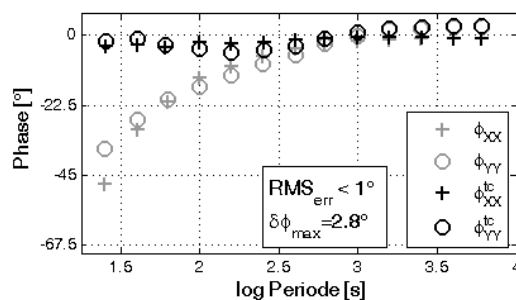
A05 in Abbildung 4.8 gezeigt. Die Phasenverschiebung zwischen der Nordkomponente der elektrischen Feldvariationen der Station A05 und der Ostkomponente der Magnetfeldvariationen des magnetischen Observatoriums Fürstenfeldbruck gegenüber der gemittelten Zeitabschnitte zfm_{med} bei einer Abtastrate von $T_s = 10\text{ s}$ ist in Abb. 4.8A dargestellt. Die Punkte stellen dabei den mittleren Phasenwert des Zeitabschnittes dar, die Farben unterscheiden die fünf Zielfrequenzen der Auswertedekade. Ein lineares Verhalten der Punktverteilung ist deutlich zu erkennen. Die farblich zur Zielfrequenz passende, durchgezogene Linie zeigt die mittlere lineare Geradenanpassung der Verteilung. Die absoluten Phasenwerte entsprechen nicht der wirklichen, durch die Leitfähigkeitsverteilung im Untergrund hervorgerufenen Phase. Da es zur Behebung des Uhrendriftes nur auf die zeitliche, relative Phasenänderung ankommt, wurden die absoluten Phasen, zugunsten der besseren Darstellbarkeit, für alle Zeitabschnitte um den gleichen Wert⁷ verschoben.

Tab. 4.3: Geradensteigungen $m(f_c)$ der in Abb. 4.8A gezeigten linearen Driftgeraden für eine Abtastrate von $T_s = 10\text{ s}$ und eine Mittelung über 5 benachbarte Zeitfenster.

Periode f_c^{-1} [s]	$m(f_c)$
100	2.0774
156	1.4421
250	0.8708
400	0.5606
625	0.3517

Die Steigungen der eingezeichneten Geraden können Tabelle 4.3 entnommen werden. Aus ihnen lässt sich ein Uhrendrift von $d_t = 24.5 \frac{\mu\text{s}}{\text{s}}$ für den ersten Messabschnitt der Station A05 abschätzen. Zur Kontrolle wurde mit dem um diesen Driftwert korrigierten Datensatz erneut eine Driftanalyse durchgeführt. Analog zu Abb. 4.8A ist die Phasenverschiebung zwischen der $E_{x,korrigiert}$ -Komponente der Station A05 und der B_y -Komponente des Observatoriums Fürstenfeldbruck gegenüber der gemittelten Zeitabschnitte in Abb. 4.8B dargestellt. Hier werden nur die drei kürzesten Zielperioden gezeigt, da diese am stärksten vom Uhrendrift betroffen waren, die absoluten Phasenwerte sind um Null normiert. Gut erkennbar ist, dass die mittlere Phasenlage über die gesamte Messdauer konstant bleibt. Als weiteres Beispiel zur erfolgreichen Rekonstruktion der Zeitbasis wurden die Phasenverschiebungen zwischen den magnetischen Feldkomponenten der Stationen A06 und A13 analog zu dem in Abb. 4.3 gezeigten Vergleich nach der Behebung des Uhrendriftes erneut verglichen.

Abb. 4.7: Vergleich der Phasenverschiebung zwischen den x - (Plus) und y - (Kreis) Richtungen des magnetischen Feldes zwischen den Stationen A06 und A13 vor (grau) und nach (schwarz) der Rekonstruktion der Zeitbasis gegenüber der logarithmischen Periode. Als Gesamtfehler RMS_{err} ist die quadratische Mittelung der einzelnen Datenfehler $\delta\phi(f_z)$ (vgl. G. (5.1)) angegeben.



Das in Abb. 4.7 gezeigte Ergebnis des erneuten Vergleiches (schwarz) zeigt eine deutliche Verbesserung in der Phasengleichheit der magnetischen Feldkomponenten. Die Phasen vor der Driftkorrektur sind zum direkten Vergleich noch einmal gezeigt (grau). Die Analyse des Uhrendriftes zeigte außerdem, dass die Uhren einiger Datenlogger, wenn

⁷Diese Werte wurden komponenten- und stationsweise ausgewählt und können beliebig gesetzt werden.

4.3. UHRENDRIFT

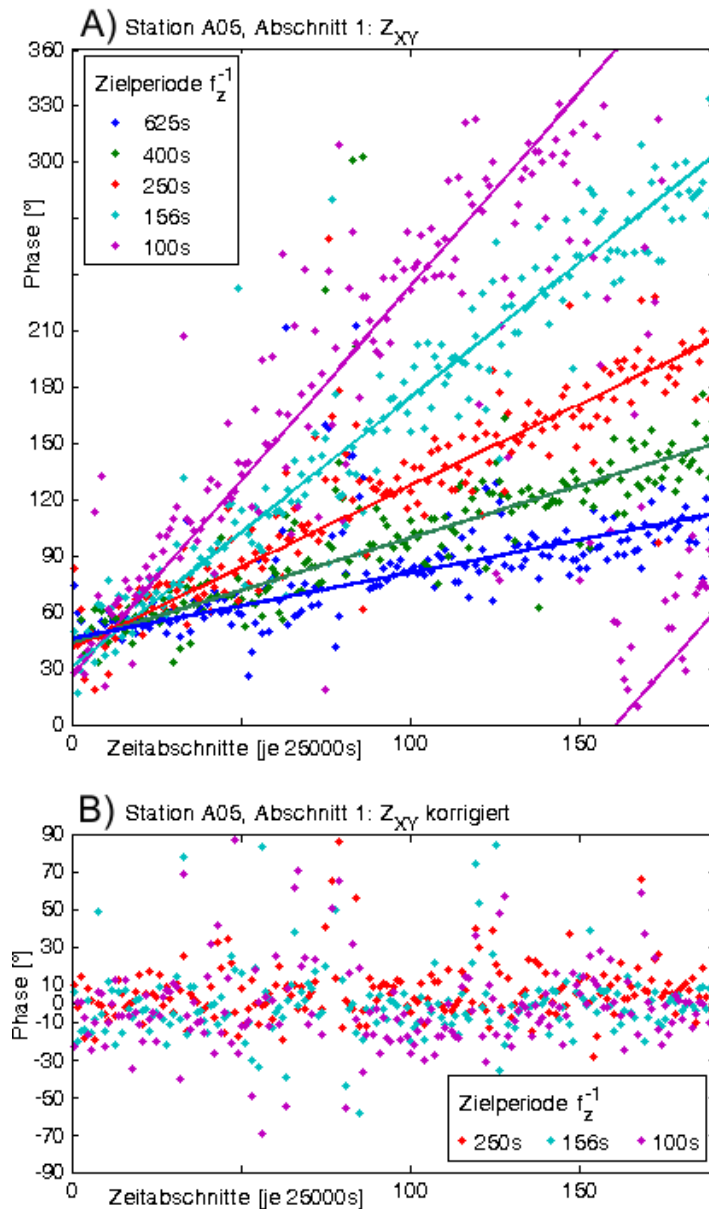


Abb. 4.8: Beispiel der Zeitbasisrekonstruktion der Station A05: Phasenverschiebung zwischen der Nord-Komponente des elektrischen Feldes des ersten Messabschnittes von Station A05 (vgl. Abb.3.12) und den magnetischen Variationen in Ost-Richtung des Observatoriums in Fürstenfeldbruck gegen die Aufnahmezeit. Jeder Punkt repräsentiert die mittlere Phase für 25000 Sekunden. Die fünf Zielfrequenzen der Auswertedekade für $T_s = 10$ s Aufzeichnungsrate sind farblich getrennt.

A) Unkorrigierte Daten. Punkte repräsentieren die jeweiligen gemittelten Phasenwerte. Durchgezogenen Linien zeigen die lineare Anpassung der Punktwolken und markieren den linearen Drift in Abhängigkeit der Periode. Die absolute Phasenlage wurde zugunsten besserer Darstellbarkeit geändert. Der Sprung der lila Punktwolke im rechten Bildteil entsteht aufgrund der Mehrdeutigkeit bei Verschiebungen um 2π .

B) Phasenverschiebung nach der Zeitkorrektur für die drei kürzesten Perioden aus A). Die mittlere Phasenverschiebung ist auf Null normiert.

auch nur in manchen Messabschnitten, drifffrei gelaufen sind. Eine Übersicht über die vorgenommenen Zeitkorrekturen ist in der Tabelle A.1 (S. 140) im Anhang gezeigt. Wie in Abschnitt 4.3.1 "Auswirkungen eines Uhrendrifts" (S. 40) bereits gezeigt, wirkt sich der Uhrendrift auf kurze Perioden deutlich stärker aus als auf längere. Um den Einfluss nichtlinearer Anteile im Uhrendrift auf die Ergebnisse möglichst gering zu halten, wurden daher, wenn möglich, zur Auswertung der höchsten Frequenzdekade der LMT-Messungen (Auswerteperioden $10\text{ s} \leq T < 100\text{ s}$), die Messabschnitte verwendet, in denen ein lokales Magnetometer verfügbar war. Da selbst ein großer Drift von $d_t = 100 \frac{\mu\text{s}}{\text{s}}$ noch deutlich kleiner ist als die Perioden der Zielfrequenzen der langperiodischen Magnetotellurik, kann der Uhrendrift vernachlässigt werden, wenn zur Auswertung die lokalen Magnetfelder genutzt werden und sich somit der Einfluss des Uhrenfehlers auf alle Feldkomponenten gleich auswirkt.

4.4 Anthropogenes Rauschen - Auswirkungen & Korrektur

Anthropogenes, also vom Menschen verursachtes, Rauschen ist bei Messungen in besiedelten Gebieten nicht vermeidbar. Dieses Rauschen wird von allen Stromverbrauchern verursacht, die an einem beliebigen Punkt des Stromkreises geerdet sind. Die markantesten Störeinflüsse entstehen meist durch die Erdungen von Haushaltsgeräten und haben dementsprechend die gleiche Frequenz $f_{\text{Netz}} = 50\text{ Hz}$ wie das lokale Stromnetz. Durch die hohe Siedlungsdichte Deutschlands wird das 50 Hz Signal praktisch landesweit mit sehr hoher Amplitude als Nahfeld-Signal gemessen. Weitere Störeinflüsse mit hohen Amplituden werden von Zügen erzeugt, die in Deutschland mit einer um den Faktor 3 verminderten Netzstromfrequenz von $f_{\text{Bahn}} = 16.7\text{ Hz}$ betrieben werden. Im Messgebiet wird lediglich der nordöstliche Teil und der Bereich zwischen den Stationen A12 und A13 von einer elektrifizierten Fernbahnstrecke durchzogen. Eine wenig befahrene, eingleisige, nicht elektrifizierte Nebenstrecke verläuft von Gießen über Nidda nach Gelnhausen durch das Messgebiet. Weitere Fernbahnstrecken, die rund um den Vogelsberg (Hanau - Fulda - Kassel - Gießen) verlaufen, bewirken allerdings die kontinuierliche Präsenz des Bahn-Störsignals.

Die Frequenzen der beiden Hauptstöreinflüsse liegen höher als die Eckfrequenz des GEOLORE-internen Tiefpassfilters ($f_c(TP) = 1\text{ Hz}$) und spielen für die langperiodischen Auswertungen theoretisch keine Rolle. Bei den audiomagnetotellurischen Messungen hingegen liegen beide Frequenzen innerhalb des Auswertebereiches und können nur bedingt bei den höchstfrequenten Messungen durch geräteinterne, analoge Filter eliminiert werden. In Deutschland sind Stromerzeuger und Verbraucher, sowohl die des Stromnetzes als auch die der Bahn, über diverse (Industrie-)Normen geregelt. Ihre Störeinflüsse können daher als harmonisch angesehen werden. Möglichkeiten zur Reduktion dieser und anderer harmonischer Störsender werden im Abschnitt 4.4.1 näher erläutert.

Ein rein harmonisches Signal kann im Frequenzspektrum als klare Spitze erkannt werden. Dies ist in Abbildung 4.9 verdeutlicht. Für eine Abtastfrequenz von $f_s = 2048\text{ Hz}$ wurde eine künstliche Zeitreihe erstellt, die die Überlagerung zweier harmonischer Signale zeigt (links oben). Diese haben die Frequenzen $f_1 = 30\text{ Hz}$ und $f_2 = 100\text{ Hz}$ und die zugehörigen Amplitudenstärken $a(f_1) = 3\text{ mV}$ bzw. $a(f_2) = 0.3\text{ mV}$. Im rechts daneben gezeigten Energiedichtespektrum der ungestörten Zeitreihe (durchgezogene Linie) sind deutlich zwei scharfe Spitzen bei 30 und 100 Hz zu sehen. Wäre das stärkere der beiden Signale ein Störsignal könnte man das aufzulösende Signal, sofern dies nicht die gleiche Frequenz hat, gut vom Störsender differenzieren.

Eine weitere Quelle anthropogenen Rauschens sind nicht harmonische Störsender. Diese

4.4. ANTHROPOGENES RAUSCHEN - AUSWIRKUNGEN & KORREKTUR

können verschiedene Formen annehmen. Ein Beispiel eines unharmonischen Störers ist zum Beispiel das An- und Abschalten großer induktiver Lasten, z.B. Elektromotoren oder Pumpen nahegelegener Industrie- und Handwerksbetriebe. Dabei können hohe Ströme entstehen, die wie ein Puls auf der Zeitreihe zu sehen sind. Andere solcher Störimpulse können durch in Stationsnähe befindliche (harmonische) Störsender, die im Verhältnis zur Auswertefensterlänge $\Delta t_{Auswertung} \gg \Delta t_{Betrieb}$ nur kurz im Betrieb sind, verursacht werden, z.B. Elektrozäune. Ist ein gepulstes Signal in einer Zeitreihe vorhanden, verschmiert dieser Puls im Zuge der Überführung der Zeitreihe in den Frequenzbereich durch die Fouriertransformation. Dies ist ebenfalls in Abb. 4.9 verdeutlicht. Bei der dort

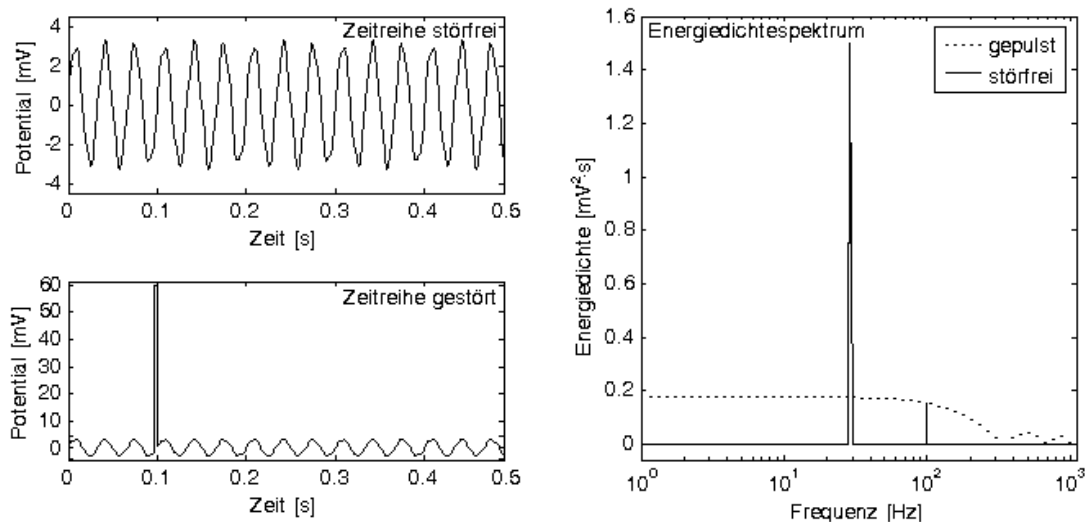


Abb. 4.9: links) Künstliche Zeitreihe einer Abtastfrequenz $f_s = 2048 \text{ Hz}$ mit zwei harmonischen Signalen (oben), identische Zeitreihe mit einem zusätzlichen Störimpuls von 5 Datenpunkten (unten). Die beiden Signale haben die Frequenzen 30 und 100 Hz und Amplituden von 3 mV und 0.3 mV. Störimpulsamplitude = 60 mV.

rechts) Energiedichtespektrum der ungestörten Zeitreihe (durchgezogene Linie) und der Zeitreihe mit Störimpuls (gestrichelte Linie).

abgebildeten harmonischen Zeitreihe (links oben) wurde ein Puls von 5 Datenpunkten Länge und einer Amplitude von $a_{Puls} = 60 \text{ mV}$ eingefügt, die resultierende Zeitreihe ist links unten gezeigt. Auf der rechten Seite wird neben dem Energiedichtespektrum der ungestörten Zeitreihe (durchgezogene Linie) das der gestörten Zeitreihe (gepunktete Linie) gezeigt. Diesem Diagramm kann entnommen werden, dass der Störimpuls das Rauschniveau deutlich anhebt. Die im ungestörten Spektrum deutliche Spitze des schwächeren harmonischen Signals bei 100 Hz ist durch den gepulsten Störsender nicht mehr zu sehen.

Desweiteren können Gleichstromeinträge in Stationsnähe beim An- und Abschalten einen Versatz im gemessenen Potential bewirken. Diese können ebenfalls z.B. durch (Gleichstrom-) Elektromotoren oder auch von kathodischen Korrosionsschützen (Lindau und Becken [2013]) erdverlegter Rohre, wie sie von Öl- und Gaslieferanten betrieben werden, verursacht werden. Weitere Störeinflüsse könnten auch von Stromerzeugern variabler Frequenzen, wie Wind- oder Wasserkraft, bei denen die Frequenz des erzeugten Wechselstromes von der Fließgeschwindigkeit des Wassers beziehungsweise der Windgeschwindigkeit abhängt, herrühren. Zu beiden Fällen sind, nach meinem Kenntnisstand, noch keine Einflussstudien auf magnetotellurische Messungen durchgeführt worden. Windkraftanlagen sind auch im Vogelsberg in zunehmender Anzahl zu finden. In die äquivalente Kategorie der natürlichen Störsignale fallen die durch Bäume auf den Boden übertragenen Windbe-

wegungen. Die durch den Boden übertragenen Bewegungen bewirken eine Bewegung der Magnetometerspulen relativ zum magnetischen Feld in Abhängigkeit des Windes. Diese Bewegungen können die hochfrequenten wie auch die niederfrequenten Messreihen bei kurzen Windstößen bzw. längeren Windböen beeinflussen.

Die verschiedensten Arten anthropogener Störsignale haben aber meist die gleichen Auswirkungen. Durch ihre Entstehung im Nahfeld der Stationen bewirken die meisten Störsender ein Abfallen der Phasen der beeinflussten Zielfrequenzen auf $\phi_{ij}(f_{stoer}) = 0$ (vgl. *Junge* [1996]). Sind die Störsignale gut aufgelöst, bzw. korrelieren deren Auswirkungen auf die magnetischen und elektrischen Feldvariationen gut, haben diese anthropogen beeinflussten Frequenzen zudem einen kleinen Fehler und können als gut aufgelöstes natürliches Signal missinterpretiert werden. Weitere Beispiele für die hier angeführten Ursachen anthropogenen Rauschens, sowie weitere anthropogene Störquellen und deren Auswirkungen auf magnetotellurische Messungen werden in *Junge* [1996] aufgeführt.

Neben der Methode zur Elimination harmonischen Rauschens werde ich in diesem Abschnitt außerdem die Remote-Reference Methode (Abschnitt 4.4.2, S. 55) betrachten und die im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Remote-Select Methode (Abschnitt 4.4.3, S. 57) vorstellen. Beide Methoden dienen der Auswahl von Zeitreihenabschnitten, die nicht von lokalen Störsignalen beeinflusst sind und können somit zur Elimination nicht harmonischer Störeffekte verwendet werden.

4.4.1 Selektion und Elimination rauschbehafteter Frequenzbänder

Eine gute Möglichkeit zur Elimination der harmonischen Rauschanteile habe ich bereits in *Löwer* [2009] vorgestellt. Bei dieser Methode wird die Energie der stark verrauschten Frequenzen f_r nach Überführung der Daten in den Frequenzbereich $Y(f_r) = 0$ gesetzt. Frequenzbereiche ohne Energie haben keinen Einfluss auf die berechneten Übertragungsfunktionen. Das Nullsetzen der Energien wird über einen Indexvektor realisiert, der ausschließlich die Werte Null und Eins annehmen kann und für jede Frequenz des auszuwertenden Spektrums einen Eintrag hat. Dieser Indexvektor wird nach der Fouriertransformation über das Spektrum multipliziert, stellt also im Prinzip eine weitere Gewichtungsfunktion dar. Da während der weiteren Ausführung lediglich die Energien der Bereiche der einzelnen Zielfrequenzen f_z aufsummiert werden, hat die hohe Flankensteilheit des Indexvektors keine negativen Auswirkungen. Der Indexvektor kann im Prozessierungsteil der FMTTOOLS durch markieren verrauschter Frequenzbänder verschiedener Stationen, Kanäle und Abstraten per Maus erstellt werden. Diese Funktionen werden im Unterprogramm `MTprocess_noiseview.m` zur Verfügung gestellt. Die Auswahl verrauschter Frequenzbereiche wird in diesem Programm auf der Grundlage eines gestapelten Spektrums (stacking) getroffen, da so harmonische Störsender, die in der gesamten Zeitreihe vorhanden sind, deutlicher sichtbar werden. Dies ermöglicht auch die Elimination von harmonischen Störsendern mit niedriger Energie. Für die Berechnung des Spektrums wird die Zeitreihe in $n = 2048$ Datenpunkte lange Stücke geteilt, deren Spektren getrennt berechnet und anschließend gestapelt werden. Die Länge der Zeitfensters kann variiert werden und wurde so gewählt, da auf diese Weise $\frac{n}{2} = 1024$ separate Frequenzbänder analysiert werden können, die sich auf den meisten Computerbildschirmen in einer 1024 Pixel breiten Grafik gut darstellen lassen. Die Länge der Zeitfenster sollte größer oder gleich der Länge der bei der Berechnung der Übertragungsfunktion verwendeten Zeitfenster sein, um deren Frequenzbandbreiten auflösen zu können.

Ein Beispiel zur Elimination des harmonischen Rauschens anhand einer hochfrequenten AMT-Zeitreihe der Station C2 ist in Abbildung 4.10 gezeigt. In den, bis auf die im Abschnitt 4.1 "Filtern der Messdaten" (S. 35) beschriebene Bandpassfilterung, unbearbeiteten

4.4. ANTHROPOGENES RAUSCHEN - AUSWIRKUNGEN & KORREKTUR

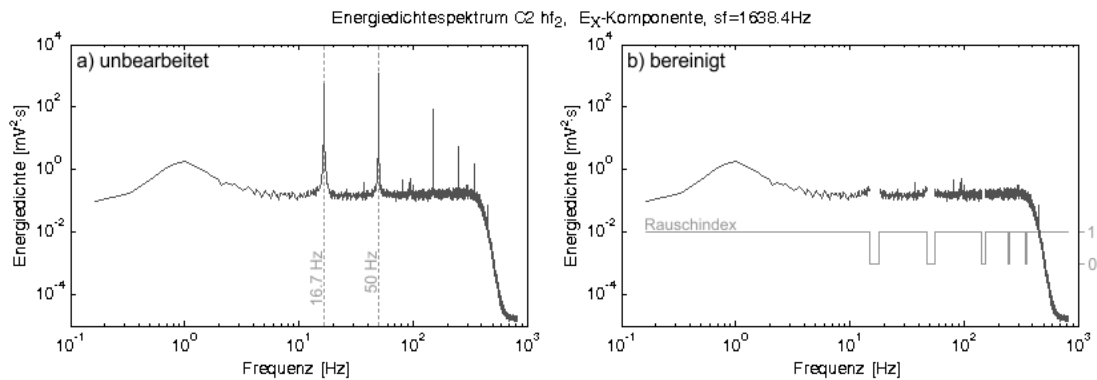


Abb. 4.10: Betrag des aufsummierten Energiedichtespektrums (schwarz) der Nordkomponente des elektrischen Feldes an Station C2 gegenüber der Frequenz. Messung ADU-HF (2. Messung, 01:00 - 01:15 Uhr) Abtastrate dezimiert auf $f_s = 1638.4 \text{ Hz}$. Der starke Energieabfall von vier Dekaden um 400 Hz ist der Effekt des Hochpassfilters (vgl. Tab. 4.1, S. 37)

a) Betrag des Energiedichtespektrum der bandpassgefilterten Zeitreihe unmittelbar vor Bestimmung der Übertragungsfunktion im Standard-Verfahren. Die Frequenzen der deutschen Bahn $f_{Bahn} = 16.7 \text{ Hz}$ und der Netzfrequenz $f_{Netz} = 50 \text{ Hz}$ sind durch gestrichelte graue Linien markiert.

b) Betrag des Energiedichtespektrum aus a) nach der Multiplikation mit dem Rauschindex (in grau dargestellt).

Messdaten (Abb. 4.10a) sind deutlich die erhöhten Energiedichten um die Frequenzen der Störquellen der Deutschen Bahn $f_{Bahn} = 16.7 \text{ Hz}$ und des Netzstroms $f_{Netz} = 50 \text{ Hz}$ sowie deren Multiple an den ungeraden Vielfachen der jeweiligen Frequenzen zu erkennen. Das gleiche Energiespektrum multipliziert mit dem in grau visualisierten Rauschindex-Vektor ist in Abb. 4.10b abgebildet. Die um bis zu vier Dekaden energiereichen Spitzen der Störsender konnten erfolgreich aus dem Spektrum eliminiert werden.

Bei aus gemessenen Daten berechneten Spektren haben die harmonischen Störsignale aber meist nicht die in der Theorie gezeigte eindeutige Spitze, sondern sind in der Umgebung ihrer Störfrequenz verschmiert. Dieser Effekt ist auch in Abb. 4.10a zu erkennen. Für dieses Verhalten gibt es mehrere Ursachen, die meist nicht rekonstruiert werden können. Eine Ursache ist ein begrenztes Auflösungsvermögen der Fouriertransformation von $Y(1, \dots, \frac{n}{2})$ Frequenzen, wobei n der Anzahl der für die Analyse verwendeten Datenpunkten entspricht. Die im Abschnitt 4.2 "Berechnung der Übertragungsfunktion" (S. 37) vorgestellten Einstellungen des Prozessierens sind so gewählt, dass der durch zu geringes Auflösungsvermögen verschmierte Einfluss der Störsender nicht für die Berechnung der jeweiligen Zielfrequenzen der Übertragungsfunktion herangezogen wird. Eine weitere Ursache ist eine nicht feste Frequenz der Signale selbst. Die Netzstromfrequenz ist zum Beispiel den durch Lastwechsel (auf Verbraucherseite) verursachten Schwankungen in den Umspannwerken unterlegen. Auch die Frequenz des Bahnstroms ist Schwankungen im einstelligen Prozentbereich unterlegen. Werden an einer Station nun Störsignale verschiedener Quellen gemessen, deren Frequenzen nicht exakt übereinstimmen, beziehungsweise werden Spektren mit einem sich leicht in der Frequenz ändernden Störsendersignal gestapelt, schlägt sich dies in einem verschmierten Spektrum wieder.

Außerdem können diese Verschmierungen durch ein Abschneiden einer Schwingung an einem bestimmten Grenzwert entstehen, wie es beispielhaft in Abbildung 4.11 anhand eines bei 66% seiner Maximalamplitude abgeschnittenen 50 Hz Signals gezeigt wird. Dieses Abschneiden (clipping) entsteht z.B. bei Transformatoren die in ihrem Grenz- bzw. Sättigungsbereich betrieben werden, ein ähnliches Prinzip wird aber auch bei den heute

üblichen Schaltnetzteilen angewandt.

Unabhängig der Ursache der Verbreiterung des Störsignaleinflusses muss bei der Auswahl der zu löschenden Frequenzbereiche darauf geachtet werden, dass nicht der gesamte Mittelungsbereich einer Zielfrequenz gelöscht wird. Bei stark rauschbehafteten Daten müssen gegebenenfalls einzelne Zielfrequenzen gestrichen und/oder deren Mittelpunktlage geändert werden.

Bei einer hohen Rauschintensität, bzw. einer starken Verwaschung der Störsignalspitzen ist es mitunter schwierig die Grenzfrequenzen des zu löschenden Frequenzbandes rein optisch aus den Spektren zu bestimmen. Eine Hilfestellung zum Auswählen der Frequenzbänder bietet die gemeinsame Darstellung von Amplituden und Phasen der

in den Frequenzbereich überführten Zeitreihe. Beispielhaft ist diese Möglichkeit zur genaueren Selektion anhand der AMT-Zeitreihe von Station C2 in Abbildung 4.12 gezeigt. Dort dargestellt sind die nicht gestapelten Energiedichtespektren der E_x -(schwarz) und B_y -(grau) Komponente der ersten 12.5 Sekunden der Zeitreihe (oben) sowie die entsprechenden Phasenlagen (unten) der einzelnen Frequenzbänder. Durch Variieren der Länge des Zeitabschnitts kann die aufgelöste Frequenzbandbreite geändert werden, in diesem Fall entspricht sie $\Delta f = \frac{f_s}{n} = 0.08 \text{ Hz}$. Der Zusammenhang zwischen der Breite der Spitze der Frequenzspektren und einer Häufung deren Phasenlagen um einen geringen Phasenbereich ist eindeutig zu sehen. Eine mögliche Selektion des um die beiden Spitzen von $f_{Bahn} = 16.7 \text{ Hz}$ und $f_{Netz} = 50 \text{ Hz}$ betroffenen Frequenzbandes ist durch die gepunkteten Linien markiert.

Die Auswirkungen der Elimination harmonischer Störsignale auf die berechneten Übertragungsfunktionen sind am Beispiel der Station C2 in Abbildung 4.13 gezeigt. Dort abgebildet sind die scheinbaren spezifischen Widerstände und Phasen der Z_{xy} -Komponente des Impedanztensors vor (schwarz) und nach (grau) der Elimination der harmonischen Störer. Sowohl der Verlauf der Phasenkurven als auch der Verlauf der scheinbaren spezifischen Widerstände werden merklich glatter, die Breite der Fehlerbereiche sinkt zudem an fast

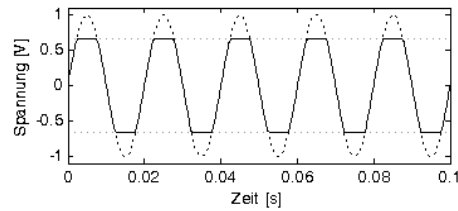
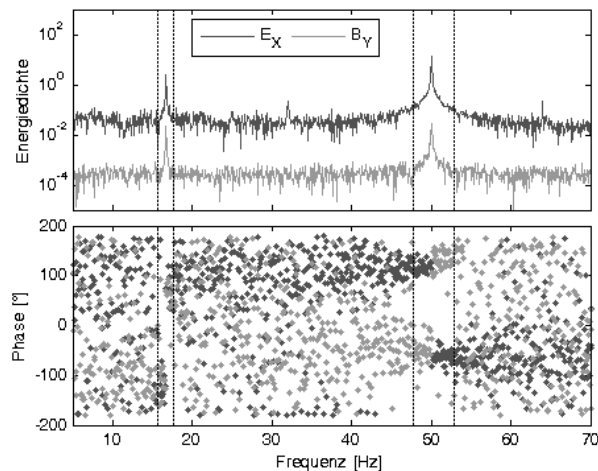


Abb. 4.11: Zeitreihe 50 Hz Signal der Amplitude 1 mV, dessen Schwingungsspitzen bei 66% abgeschnitten werden (durchgezogene schwarze Linie). Die graue gepunktete Linie zeigt die 66%-Schwelle, die schwarze gepunktete Linie den ursprünglichen Schwingungsverlauf.

Abb. 4.12: Betrag des Energiedichtespektrums (oben) und Phasenlage der Fouriertransformierten (unten) der E_x -(schwarz) und B_y -(grau) Komponenten der an Station C2 gemessenen Felder gegenüber der Frequenz. Messung ADU-HF (2. Messung, 01:00 - 01:15 Uhr) Abtastrate dezimiert auf $sf = 1638.4 \text{ Hz}$, Zeitreihe gekürzt auf 12.5 Sekunden. Die schwarz gestrichelten Linien markieren Bereiche mit hohen Energieanteilen aus anthropogenen Störsignalen.



4.4. ANTHROPOGENES RAUSCHEN - AUSWIRKUNGEN & KORREKTUR

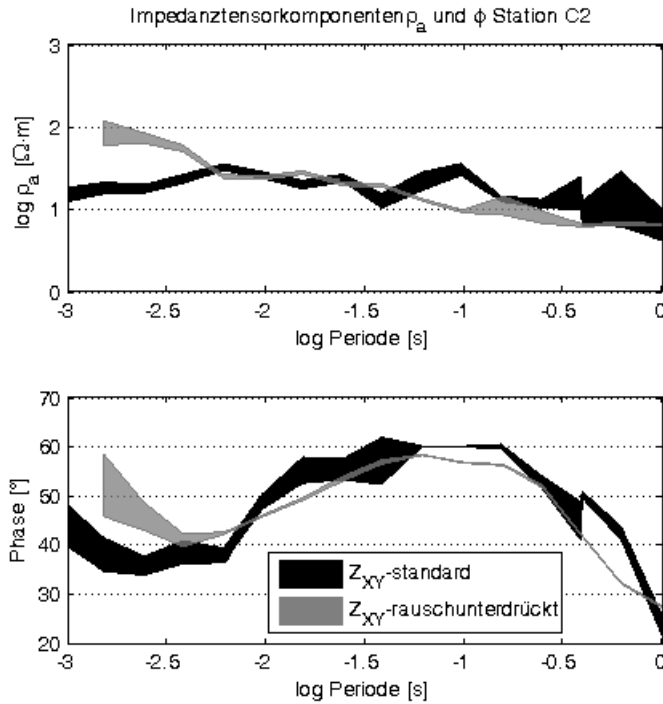


Abb. 4.13: Vergleich der scheinbaren spezifischen Widerstände ρ_a und Phasen ϕ der Z_{xy} -Komponente des Impedanztensors im audiomagnetotellurischen Frequenzbereich (1000 Hz bis 1 Hz) der Station C2 vor (schwarz) und nach (grau) der Elimination der harmonischen Störer gegenüber der logarithmierten Periode. Die farbigen Flächen markieren den 95%igen Wahrscheinlichkeitsbereich der jeweiligen Werte.

allen Zielfrequenzen. Neben einer grundsätzlichen Rauschunterdrückung der Netzstrom- und Bahnfrequenz und deren ersten beiden Harmonischen, die bei der Berechnung aller Übertragungsfunktionen angewandt wurde, wurde eine verfeinerte Rauschanalyse an stark verrauschten Stationen durchgeführt.

4.4.2 Das Remote Reference Auswerteverfahren

Beim Remote Reference Verfahren (Goubau und Clarke [1978]; Gamble et al. [1979a]; Gamble et al. [1979b]) wird davon ausgegangen, dass das statistische Rauschen zweier Magnetfeldmessungen, die zur gleichen Zeit an verschiedenen Standorten durchgeführt worden sind, gemäß der Definition nicht miteinander korreliert ist.

Grundsätzlich setzt sich jeder der gemessenen Kanäle X und Y als eine Kombination aus Signal S und Rauschen (Noise) N zusammen.

$$X = X_S + X_N; \quad Y = Y_S + Y_N \quad (4.22)$$

Wird außerdem davon ausgegangen, dass das Rauschen zwischen den einzelnen Kanälen unkorreliert ist, ergibt dies für die bei den Übertragungsfunktionen verwendeten Kreuzspektren (vgl. Abschnitt 4.2, S. 37), dass nur der erste Term ungleich Null ist.

$$\langle XY^* \rangle = \langle X_S Y_S^* \rangle + \langle X_S Y_N^* \rangle + \langle X_N Y_S^* \rangle + \langle X_N Y_N^* \rangle \quad (4.23)$$

Der Stern kennzeichnet das komplex Konjugierte, die eckigen Klammern stehen für eine über den entsprechenden Frequenzbereich gemittelte Stapelung der analysierten Zeitabschnitte. Bei den Autospektren hingegen kann es zu einer Korrelation zwischen dem Rauschen derselben Bezugsrichtung kommen, was eine systematische Abweichung (bias) der berechneten Übertragungsfunktionen nach sich ziehen kann.

$$\langle XX^* \rangle = \langle X_S X_S^* \rangle + \underbrace{\langle X_N X_N^* \rangle}_{\text{korreliert}} \quad (4.24)$$

Beim Remote Reference Auswerteverfahren werden nun die Eingangsgrößen zweier separater Stationen zur Berechnung des Impedanztensors verwendet. Dazu werden die Eingangsgrößen der lokalen Station E und B mit dem komplex konjugierten Magnetfeld der entfernten Referenzstation (Remote Station) B_r^* multipliziert. Der Index r steht im Folgenden für die Komponenten der Referenzstation. Formel (2.16) ergibt sich zu:

$$Z_r = \frac{(EB_r^*)}{(BB_r^*)} \quad (4.25)$$

$$EB^* = \begin{pmatrix} \langle E_x B_x^* \rangle & \langle E_x B_y^* \rangle \\ \langle E_y B_x^* \rangle & \langle E_y B_y^* \rangle \end{pmatrix} \quad (4.26)$$

Durch das Hinzuziehen der zweiten Eingangsgröße werden die Autospektren in Kreuzspektren umgewandelt, eine systematische Verzerrung durch das korrelierte Rauschen der Autospektren ist in Z_r also nicht mehr möglich, sofern keine korrelierten Rauschanteile zwischen den beiden Stationen existieren. Zur Verbesserung der Remote Reference Methode stellen *Ritter et al.* [1998] das Quellfeldkriterium vor. Dieses nutzt, analog zum Remote Reference Verfahren, das Magnetfeld einer entfernten Station zum Berechnen der magnetischen Übertragungsfunktionen T . Gleichung (2.19) ergibt sich zu:

$$T = \frac{(BB_r^*)}{(B_r B_r^*)} \quad (4.27)$$

$$T = \begin{pmatrix} T_{xx} & T_{xy} \\ T_{yx} & T_{yy} \end{pmatrix} \quad (4.28)$$

Die magnetischen Übertragungsfunktionen sollten sich zwischen den Stationen des Messgebietes, sofern deren Abstände im Vergleich zur Eindringtiefe nicht zu groß sind, relativ einheitlich verhalten (vgl. Abschnitt 3.6.1, S. 30). Die Selektion der in die Berechnung einfließenden Zeitfenster wird zum einen über die quadratischen Kohärenzen r der magnetischen Übertragungsfunktionen, zum anderen über die Einheitlichkeit der magnetischen Übertragungsfunktionen selbst durchgeführt. Die Kohärenzen ergeben sich für die B_x -Komponente durch

$$r_{B_x}^2 = \frac{T_{xx} \langle B_x B_{xr}^* \rangle + T_{xy} \langle B_x B_{yr}^* \rangle}{\langle B_{xr} B_{xr}^* \rangle} \quad (4.29)$$

und werden für B_y analog bestimmt. Die Kohärenzen können allerdings wieder korrelierte Rauschanteile enthalten.

Die Remote Reference Methode wurde für alle in der zweiten Messkampagne mit der ADU durchgeführten Messungen angewandt, während der ersten Messkampagne konnten durch einen Gerätedefekt keine Referenzfelder aufgezeichnet werden. Die Filterung wurde für beide Messstationen gleich durchgeführt. Bei der Berechnung der Übertragungsfunktionen nach Formel (4.25) wurde, analog zum beschriebenen Auswerteverfahren, wieder auf den Medianschätzer zur Bestimmung der absoluten Übertragungsfunktion zurückgegriffen. Mit der Remote Referenz Methode konnte für die in dieser Arbeit aufgenommenen Datensätze keine Verbesserung erzielt werden. Im Gegenteil: über den Remote Reference Ansatz konnte bei einigen Stationen gar keine Lösung bestimmt werden. Dies ist vermutlich auf das generell hohe Rauschniveau zurückzuführen. Bei den Stationen B3-B7 und C2 in der Mitte des Messgebietes könnten aufgrund ihres geringen Abstandes von $\overline{LR} < 10 \text{ km}$ zwischen der lokalen- (L) und der Referenz- (R) Station korrelierte Rauschanteile für das Scheitern der Remote Reference Methode an diesen Stationen verantwortlich sein.

4.4. ANTHROPOGENES RAUSCHEN - AUSWIRKUNGEN & KORREKTUR

4.4.3 Das Remote Select Auswerteverfahren (REMSEL)

Als weitere Methode zur Selektion von Zeitfenstern mit einem hohen Signal zu Rauschen Verhältnis stelle ich hier das Remote Select (REMSEL) Verfahren vor. Dieses Verfahren nutzt, wie auch das Remote Reference Verfahren, die Magnetfelder einer entfernten Referenzstation (Remote Station) als weitere Größe zur Abschätzung der Übertragungsfunktionen. Ebenso macht sich das REMSEL Verfahren zu Nutze, dass das Rauschen an der Referenz Station nicht mit dem Rauschen der lokalen Station korreliert ist. Eine weitere Annahme dieses Auswahlverfahrens ist, dass die Datenqualität der magnetischen Zeitreihen aufgrund eines geringeren Rauschens besser ist als die der elektrischen Zeitreihen. Im Gegensatz zum Remote Reference Verfahren werden bei der REMSEL Auswertung aber nicht die Magnetfelddaten der Referenzstation für die Berechnung der Kreuz und Autospektren zur Bestimmung der Übertragungsfunktionen herangezogen. Die zusätzlich verfügbaren Informationen werden ausschließlich zum Selektieren möglichst rauschfreier Datenfenster genutzt.

Für die Selektion der Zeitfenster werden neben den quadratischen Kohärenzen zwischen den Feldern der Lokalen Station (r_l^2 ; nach Gl. (4.3)) auch jene zwischen den Magnetfeldern der Lokalen und der Referenzstation (r_r^2) genutzt. Letztere berechnen sich analog zu Gleichung (4.3) und ergeben sich, in Abhängigkeit der Magnetfeldkomponenten, wie in Gleichung (4.30) dargestellt.

$$r_r^2 = \frac{|S_{B_j, B_{j,r}}|^2}{S_{B_j, B_j} S_{B_{j,r}, B_{j,r}}} \quad (4.30)$$

Der Index r indiziert Felder der Referenzstation. Diese Kohärenzen können korreliertes Rauschen der lokalen und der Referenzstation enthalten.

Die endgültige Selektion der Zeitfenster erfolgt über das Produkt der lokalen quadratischen Kohärenzen und denen der Referenzstation:

$$r_{l,r}^2 = r_l^2 \cdot r_r^2 \quad (4.31)$$

In das Produkt der quadratischen Kohärenzen geht nur die Kohärenz zwischen lokalen und Referenzmagnetfeldern ein, deren Berechnung die gleiche Richtung der Magnetfelder zugrunde liegt, wie die zur Berechnung der lokalen Übertragungsfunktion herangezogenen Magnetfeldkomponente.

Über das Produkt der lokalen und Referenzkohärenzen $r_{l,r}^2$ wird erreicht, dass nur noch Zeitfenster zur Berechnung der Übertragungsfunktion herangezogen werden, die sowohl an der Station selbst als auch mit den Magnetfeldern der Referenzstation ein korreliertes Signal haben. Fenster mit einer hohen lokalen Kohärenz r_l^2 aufgrund von lokalem Rauschen oder einem gut korrelierten Rauschen an der Referenzstation r_r^2 werden herabgewichtet, da das Produkt eines hohen mit einem niedrigen Korrelationswert einen niedrigen $r_{l,r}^2$ Wert zur Folge hat. Durch das Produkt wird außerdem erreicht, dass die Bewertung eines Fensters deutlich steigt, wenn beide Kohärenzen einen guten Wert erreichen. Als Schwellenwert zur Klassifizierung eines guten Zeitfensters wurde in Anlehnung an die Frankfurter-Standard-Auswahl (vgl. Abschnitt 4.2, S. 37) eine Mindestgüte von $LRC > 0.64^2$ gewählt. Oberhalb dieses Grenzwertes werden maximal 40 Zeitfenster mit der höchsten LRC ausgewählt, mindestens jedoch die besten vier. Diese Werte haben sich im Laufe der Auswertung als praktikabel herausgestellt.

Abbildung 4.14 zeigt den Vergleich zwischen der Übertragungsfunktionsberechnung nach dem Standard-Verfahren und der Berechnung nach dem REMSEL-Auswerteverfahren für den Periodenbereich der LMT. Im unteren Teil der Abbildung ist anhand der Z_{xy} -Komponente des Impedanztensors deutlich erkennbar, dass durch das REMSEL-Auswer-

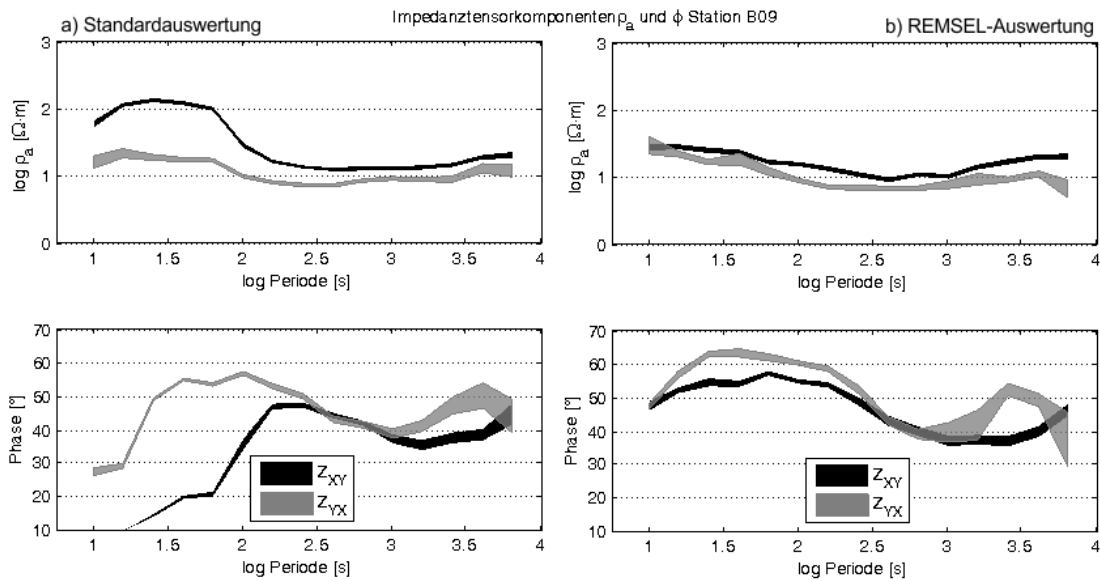


Abb. 4.14: Scheinbare spezifische Widerstände ρ_a (oben) und Phasen ϕ (unten) der Impedanztensor-komponenten Z_{xy} (schwarz) und Z_{yx} (grau) am Beispiel der langperiodischen Daten der Station B9. Die farbigen Flächen markieren den 95% Wahrscheinlichkeitsbereich der jeweiligen Werte.
 a) Übertragungsfunktion berechnet nach dem Standard-Auswerteverfahren.
 b) Mit REMSEL-Verfahren berechnete Übertragungsfunktion.

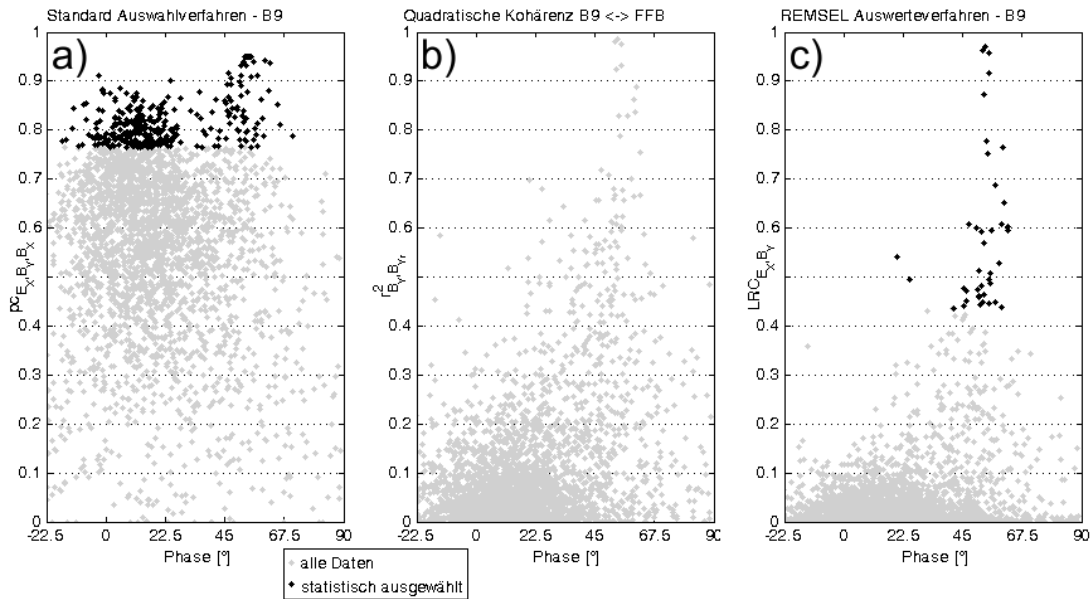


Abb. 4.15: Vergleich der Datenauswahl des REMSEL Verfahrens mit der des Standardverfahrens am Beispiel der Phasen ϕ der Z_{xy} -Komponente des Impedanzensors von Station B9 mit der Referenzstation FFB für eine Zielfrequenz von $f_z = \frac{1}{25} Hz$. Dargestellt sind die Kohärenzen aller Zeitfenster (grau) des Auswahlverfahrens gegenüber der Phasenverschiebung, die aus dem jeweiligen Fenster berechnet wurde. Die jeweils ausgewählten Zeitfenster sind schwarz markiert.
 a) Standardverfahren, gezeigt sind die partiellen Kohärenzen der Feldkomponenten E_x, B_y, B_x nach Formel (4.4)
 b) Quadratische Kohärenzen $r_{B_y, B_{yr}}^2$ zwischen der B_y -Komponente der lokalen Magnetfelder der Station B9 und denen der Referenzstation FFB B_{yr} (Keine Auswahl anhand dieser Kohärenzen durchgeführt).
 c) Kohärenzen des REMSEL Auswerteverfahrens LRC .

4.4. ANTHROPOGENES RAUSCHEN - AUSWIRKUNGEN & KORREKTUR

teverfahren (rechts) der rauschbedingte frühe Abfall der Phasenwerte bis zu einer Periode von $T = 156\text{ s}$ (links) verhindert werden kann. Ein detailliertes Beispiel zur Datenselektion des REMSEL-Verfahrens anhand der Station B9 ist für eine Zielfrequenz von $f_z = \frac{1}{25}\text{ Hz}$ in Abbildung 4.15 gezeigt. Links werden die partiellen Kohärenzen, die zur Selektion der Zeitfenster zur Berechnung der Z_{xy} -Komponente des Impedanzensors herangezogen werden, gegenüber der errechneten Phase eines jeden Zeitfensters dargestellt. Eine große Punktwolke liegt zwischen -22.5° und 30° Phase, die vermutlich größtenteils auf Rauscheffekte zurückzuführen ist und mit Werten bis über 0.9 sehr gute partielle Kohärenzen aufweist. Zwischen 45° und 67.5° Phase ist ebenfalls eine leichte Häufung zu erkennen. Durch die Auswahl der 10% Zeitfenster mit der höchsten Kohärenz, die durch schwarzen Punkte markiert sind, werden Zeitfenster beider Punktwolken zur Impedanztensorberechnung genutzt. Da von der niedrigphasigeren Punktwolke mehr Werte ausgewählt wurden, sieht der Medianschätzer den Mittelwert auch dort (vgl. Abb. 4.14a unten). In Abbildung 4.15b sind die quadratischen Kohärenzen zwischen den Ostkomponenten der Magnetfelder der Stationen B9 und FFB gegenüber der Phasenwerte der Zeitfenster gezeigt, eine Häufung um 0° Phase kann dort nicht mehr gesehen werden. Dies ist ein Indiz, dass die Häufung an dieser Stelle in Abb. 4.15a von lokalem Rauschen verursacht ist. Die REMSEL Methode sieht durch die Multiplikation der quadratischen Kohärenzen der Z_{xy} -Komponente an Station B9 und den quadratischen Kohärenzen zwischen den Ostkomponenten der Magnetfelder nun nur noch Zeitfenster als gut an, die jeweils in beiden quadratischen Kohärenzen einen hohen Wert erhalten haben (siehe Abb. 4.15c). Die ausgewählten Zeitfenster sind wieder schwarz markiert. Der Medianschätzer sieht den Mittelwert dieser Auswahl bei etwa 55° Phase. Dies kann auch der Abbildung 4.14b (unten) entnommen werden.

Gerade für die kurzen Perioden $T \leq 100\text{ s}$ der langperiodischen Magnetotellurik konnte mit dem REMSEL-Auswerteverfahren, über die Nutzung der Magnetfelddaten des Observatoriums Fürstfeldbruck als Referenz, eine Erhöhung der Qualität der Übertragungsfunktionen erreicht werden.

Im Frequenzbereich der Audiomagnetotellurik konnte die Qualität der Übertragungsfunktionen durch das REMSEL-Verfahren nicht nennenswert über die, die durch das sorgfältige Eliminieren harmonischer Störer erreicht wurde, verbessert werden. Eine Auswertung im Frequenzbereich der schwachen natürlichen Anregung (*dead-band*, siehe Abschnitt 2.1, S. 3) konnte auch mit dem REMSEL-Verfahren nicht erfolgreich durchgeführt werden.

4.5 Ergebnisse und Fazit der Datenauswertung

Nach der Datenauswertung stehen die komplexwertigen, frequenzabhängigen Impedanzsensoren zur weiteren Auswertung zur Verfügung. Neben den Impedanzsensoren wurden auch die magnetischen Übertragungsfunktionen (Induktionspfeile) berechnet, sofern Magnetfelddaten für die jeweilige Station und den entsprechenden Frequenzbereich verfügbar waren. Als weitere Auswertegröße steht der Phasentensor nach *Caldwell et al.* [2004] und *Caldwell et al.* [2007] zur Verfügung. In diesem Abschnitt werde ich die berechneten Größen am Beispiel der Stationen A3 (Abb. 4.19), A13 (Abb. 4.18), B2 (Abb. 4.20) und C3 (Abb. 4.21) vorstellen und diese, soweit dies ohne Modellierung möglich ist, interpretieren. Die Impedanz- und Phasensensoren sowie die Induktionspfeile der andere Stationen können im Anhang A.3 (S. 142ff.) nachgeschlagen werden. Neben der stationsweisen Betrachtung der Daten bietet sich auch eine flächenhafte Darstellung an, da dort laterale Änderungen und Trends deutlich erkannt werden können. Die flächenhafte Darstellung der Phasensensoren der Perioden 250 s, 625 s, und 2500 s ist in Abbildung 4.22 gezeigt. Abbildung 4.23 zeigt die flächenhafte Darstellung der Induktionspfeile und der Phasentensorschiefe β für die gleichen Perioden. Flächenhafte Darstellungen von AMT Daten werden in dieser Arbeit nicht gezeigt, da der Stationsabstand zu groß ist, um aus der gegebenen Stationsverteilung zusammenhängende Strukturen ablesen zu können.

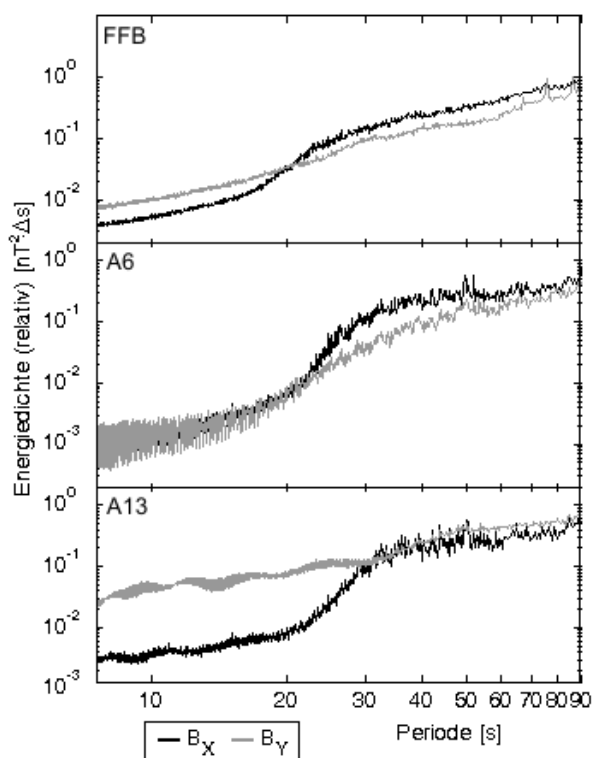


Abb. 4.16: Energiedichtespektrum des in der ersten Messkampagne gemessenen Magnetfeldes der Stationen A6, A13 und Fürstenfeldbruck (FFB) gegenüber der Periode. Die Abtastrate beträgt $sr = 1 s$.

Während der Datenauswertung stellte sich bereits heraus, dass die Daten von starkem anthropogenen Rauschen überlagert sind. Gerade in dem anregungsschwachen Bereich des *dead-band* (vgl. Abschnitt 2.1, S. 3) zeigte sich an allen Stationen ein sehr niedriges Signal zu Rauschen-Verhältnis. An stark vom Rauschen beeinflussten Stationen wurde eine individuelle Anpassung der Parameter zur Rauschunterdrückung durchgeführt. Nach der Durchführung des robusten Prozessierens wurden Datenpunkte mit sehr großen Fehlerbereichen und sehr starkem Rauscheinfluss händisch aussortiert. Im Übergang zwischen *dead-band* und langperiodischem Frequenzbereich wurde die Datenselektion von einem pessimistischen Standpunkt aus geführt. Bei den Zielfrequenzen in diesem Bereich, deren Phasen einen starken abnehmenden Trend zeigten, wurden für die weitere Auswertung gelöscht. Besonders für die Daten der ersten Messkampagne war diese pessimistische Selektion von Nöten, da diese

Daten neben dem Rauschen auch von den Auswirkungen des Uhrendriftes betroffen waren. Die in Abbildung 4.16 dargestellten Energiedichtespektren der LMT Messungen der ers-

4.5. ERGEBNISSE UND FAZIT DER DATENAUSWERTUNG

ten Messkampagne an den Stationen A6, A13 und FFB zeigt deutlich einen Abfall der Energie der magnetischen Nordkomponente (schwarz) um mehr als eine Dekade bei allen Stationen im Periodenbereich zwischen 20 und 40 Sekunden. Das unruhige Verhalten des Spektrums der Station A6 zu kürzeren Perioden ist ein Indiz, dass hier bereits die Anregungsenergie auf die des Hintergrundrauschens abgefallen ist. Dieser, aus Sicht der langperiodischen Magnetotellurik, frühe Abfall der Anregungsenergie bewirkte ein breites Frequenzband sehr schwacher Anregungsenergien zwischen $10\text{ Hz} < f < 0.01\text{ Hz}$. In diesem fallen bei allen Stationen die Phasen des Impedanztensors auf für anthropogenes Rauschen charakteristische $\phi_{ij} = 0^\circ$ (vgl. Abschnitt 4.4). Die Daten der Stationen werden deshalb im Folgenden nur für Bereiche betrachtet, bei denen der Phasenabfall noch nicht eingesetzt hat. Betroffene Datenpunkte werden weder dargestellt noch bei den Modellierungen berücksichtigt. Da der nicht-nutzbare Bereich etwa ein Drittel des von einer Breitbandstation abgedeckten Frequenzbandes einnimmt, wird der Bereich, zugunsten besserer Übersicht der Datendarstellungen in dieser Arbeit in der Regel verkürzt dargestellt.

Ein solcher Phasenabfall könnte zwar in Modellrechnungen mit einer oberflächennahen, extrem leitfähigen Struktur erklärt werden, da dieser aber nicht mit dem geologischen Kontext (vgl. Abschnitt 3.2, S. 19) übereinstimmt und der Einfluss anthropogenen Rauschens die wahrscheinlichere Ursache ist, wird die Möglichkeit einer solchen Leitfähigkeitsanomalie nicht weiter untersucht.

Bei der Betrachtung der Impedanztensorelemente in den Abbildungen 4.19, 4.18, 4.20 und 4.21 fällt eine Aufspaltung der Phasenwerte bei längeren Perioden auf. Zum direkten Vergleich sind in Abbildung 4.17 die Phasen des Impedanztensors aller Stationen, nach Z_{xy} - und Z_{yx} -Komponente getrennt, für den langperiodischen Bereich aller Stationen in einem Grafen dargestellt. Während die Phasenkurven im kurzperiodischen Bereich ein individuelles Verhalten mit deutlichen lokalen Variationen zeigen, gleichen sich die Phasenverläufe zu längeren Perioden hin immer weiter an. Ein solches Verhalten wird erwartet, da für längere Perioden die Eindringtiefe $p \gg \Delta d$ deutlich größer als der Stationsabstand Δd wird. Die von den jeweiligen Stationen aufgelösten Induktionsvolumen überschneiden sich dadurch zunehmend.

Die Aufspaltung der Phasen der beiden Impedanztensorkomponenten stellt sich im Mittel aller Stationen ab einer Periode von etwa $\log_{10}(T) = 2.8$ deutlich dar. Diese Aufspaltung von $\Delta\phi \approx 15^\circ$ erstreckt sich über die gesamte Frequenzdekade bis $\log_{10}(T) = 3.8$. Anzeichen für ein späteres Annähern beider Phasen gibt es nicht.

Dieses Verhalten ist auch bei der flächenhaften Darstellung der Phasentensorelemente für eine Periode von $T = 2500\text{ s}$ (Abb. 4.22 rechts) deutlich zu erkennen. Eine Phasenaufspaltung über große Teile eines Gebietes für lange Perioden konnte von anderen Autoren mit dem Übergang in eine tiefliegende, anisotrope Leitfähigkeitsstruktur erklärt werden (Leibecker et al. [2002], Heise und Pous [2003], Häuserer und Junge [2011]).

Neben der beginnenden Phasenaufspaltung ab $T = 625\text{ s}$ kann in diesem Periodenbereich eine Drehung der Phasentensorbalken in der südöstlichen Hälfte des Messgebietes um teilweise deutlich über 45° beobachtet werden. Während die Balken der an nordwestlichen Stationen gemessenen Phasentensoren relativ kontinuierlich über den gesamten Periodenbereich eine Drehung um ca. $\Delta\alpha = \frac{1}{8}\pi$ im Uhrzeigersinn vollziehen, drehen die Phasentensorbalken der südöstlichen Standorte etwa bei $T = 625\text{ s}$ fast sprunghaft um $\Delta\alpha = \frac{1}{4}\pi$ und mehr im Uhrzeigersinn. Anschließend rotieren sie langsam entgegen dem Uhrzeigersinn, bis die Phasentensorbalken der langen Perioden des gesamten Messge-

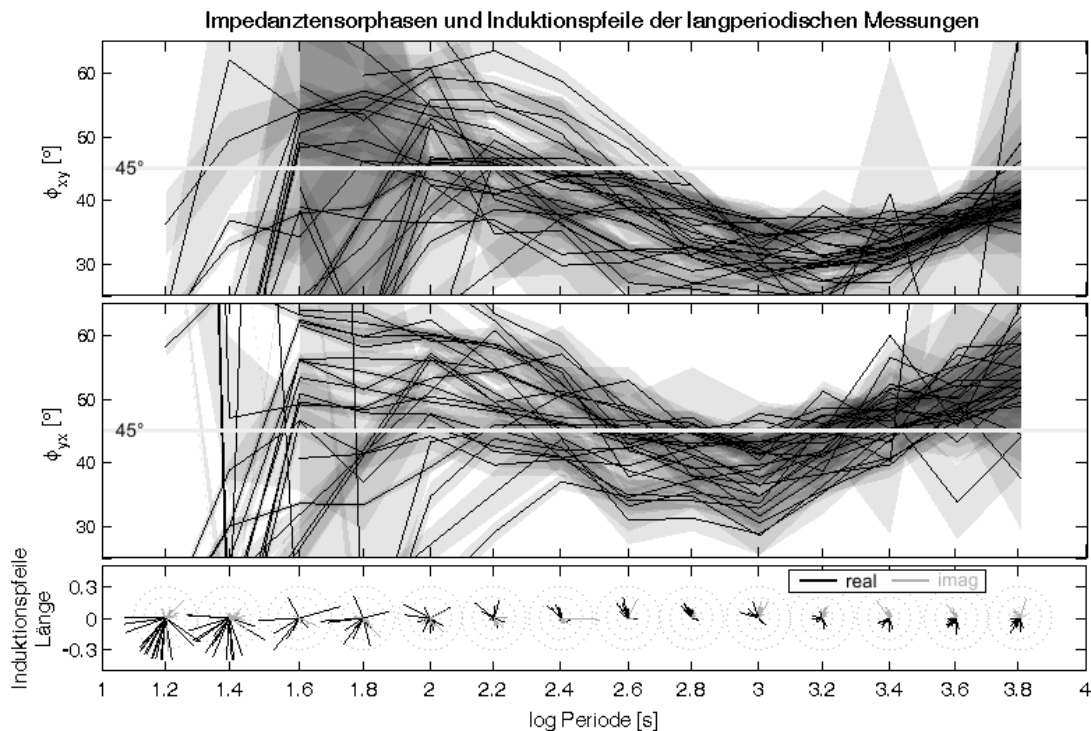


Abb. 4.17: Phasen der Impedanztensorcomponenten Z_{xy} (oben) und Z_{yx} (mitte) sowie die reellen (schwarz) und imaginären (grau) Induktionspfeile (unten) aller langperiodischer Messungen gegen die logarithmische Periode. Bei der Impedanztensoranordnung sind die Wahrscheinlichkeitsbereiche als graue Flächen dargestellt, ihre Mittelwerte werden von den schwarzen Linien repräsentiert. Die Induktionspfeile werden für eine bessere Übersicht ohne Pfeilspitzen gezeigt. Die gepunkteten Kreise stellen die Pfeillängen 0.1, 0.2 und 0.3 dar.

bietes eine einheitliche Vorzugsrichtung aufweisen. Die Grenze zwischen diesen Bereichen verläuft ungefähr entlang des Flusses "Nidda". Eine lateral sprunghafte Drehung der Phasentensorbalken um 90° wird durch eine, zumindest für einen gewissen Periodenbereich (vgl. Abschnitt 2.4, S. 13), zweidimensionale Leitfähigkeitsstruktur hervorgerufen. Beim Überschreiten des Leitfähigkeitskontrastes tauschen Φ_{min} und Φ_{max} die Streichrichtung. Die beobachtete Drehung deutet demnach auf einen Leitfähigkeitskontrast hin, der in etwa mit nordöstlich - südwestlichem Streichen im Bereich der Nidda verläuft.

Auch im Frequenzbereich der Audiomagnetotellurik fällt eine Aufspaltung der Phasen des Impedanztensors bis zu $\Delta\phi_{ij} = 45^\circ$ um die Frequenz $f = 30 \text{ Hz}$ auf (z.B. Abb. 4.19, oder Abb. 4.21). Im Gegensatz zur LMT ist die Aufspaltung regional unterschiedlich. Während westlich der Station B5 überwiegend die Phasen der magnetischen Ostkomponente eine höhere Phase aufweisen $\phi_{xy} > \phi_{yx}$ ist es östlich der Station B5 umgekehrt (vgl. Abb. 4.19 und Abb. 4.20). Entsprechend findet eine regionale Umkehr der Vorzugsrichtung der Phasentensorbalken statt. Abgesehen der Informationen der Station B9 könnte diese Umkehr Rückschlüsse auf die Strukturen des Horloffgrabens erlauben. Da aber auch bei einem, für Sedimente sehr hoch angenommenen, spezifischen Widerstand von $\rho(\text{Sediment}) = 100 \Omega m$ die Eindringtiefe für diesen Frequenzbereich kleiner als ein Kilometer ist, kann bei gegebener Stationsdichte das Messgebiet rund um den Horloffgraben nicht komplett aufgelöst werden.

Eine weitere Auffälligkeit an der Phasenaufspaltung des AMT-Bereiches zeigt sich an den drei C-Stationen (vgl. Abb. 4.21). Die Phasen einer Komponente steigen ab der Periode

4.5. ERGEBNISSE UND FAZIT DER DATENAUSWERTUNG

$\log_{10}(T) = -2.5$ auf Werte bis zu 90° an, gleichzeitig Fallen des scheinbaren spezifischen Widerstandes der gleichen Komponente auf unter $1 \Omega m$ ab. Die Lage der C-Stationen ist bereits im Bereich der Vogelsbergbasalte. Der markante Phasenanstieg könnte ein Effekt des Übergangs der schlechtleitenden Basaltdecke des Vogelsberges zu den gutleitenden Sedimenten der Wetterau, bzw. zu den besserleitenden Gesteinen des Rotliegenden sein (vgl. Löwer [2009]).

Neben den Phasenverläufen der langperiodischen Daten zeigen auch die Induktionspfeile für längere Perioden eine gute Übereinstimmung. In Abbildung 4.17 (unten) sind die Induktionspfeile ab einer Periode $\log_{10}(T) = 1.2$ aller Magnetometerstationen gegenüber der Periode gezeigt. Markant ist die Abnahme der Pfeillänge von $L > 0.3$ auf $L < 0.2$ um $\log_{10}(T) = 2$. Während die reellen Pfeile (schwarz) bei den kürzesten Perioden in y -Richtung zwar alle Richtung Süd zeigen, sind ihre Anteile der x -Richtung deutlich unterschiedlich. Parallel zur Abnahme der Pfeillänge drehen alle Realteilpfeile für den Periodenbereich $2 < \log_{10}(T) < 2.8$ nach Nordosten. Diese einheitliche Pfeilrichtung könnte, analog zum Drehverhalten der Phasentensorbalken im gleichen Periodenbereich, durch das Vorhandensein eines Südwest-Nordost streichenden Leitfähigkeitkontrastes hervorgerufen werden. Die markante Richtungsänderungen der Realteile der Induktionspfeile für Perioden länger als $\log_{10}(T) = 3$ auf Süd-Südwest bei gleichzeitig weiterer Abnahme der Pfeillänge auf Werte zwischen $0.2 > L > 0.1$ ist zwar ungewöhnlich, durch das einheitliche Verhalten aber glaubwürdig. Als mögliche Quelle dieses Induktionspfeilverhaltens wird in anderen Arbeiten (Hofer [1990]; Gatzmeier [2001]) der Fernfeldeffekt durch große, elektrisch leitfähige Strukturen wie der norddeutschen Sedimentbedeckung oder der Göttinger D-Anomalie (siehe z.B. Peter [1994]) vermutet. Die flächenhafte Darstellung für die Perioden $T = 250 s$, $T = 625 s$, und $T = 2500 s$ ist in Abbildung 4.23 gezeigt. Auch in dieser Form ist die flächenhaft einheitliche Rotation der Induktionspfeile von N ($T = 625 s$) nach S-SE ($T = 2500 s$) eindeutig.

Neben den Induktionspfeilen zeigen die farbigen Kreise in Abb. 4.23 den Wert des β -Winkels des Phasentensors. Dieser ist ein Maß der Dimensionalität des Induktionsvolumens (vgl. Abschnitt 2.3.3, S. 10). Für die beiden Perioden $T \leq 625 s$ zeigen nur die wenigstens Stationen Ellipsenschiefen $|\beta| < 5^\circ$. Dies ist ein klares Zeichen dreidimensionaler Strukturen im Krustenbereich. Für Perioden von $T = 2500 s$ und länger wird, wie bei den anderen Anzeigegrößen auch, das flächenhafte Bild aufgrund großer Überschneidungen im Induktionsvolumen homogener. Daher nimmt insgesamt der Betrag von β ab, was auf schwächere Dreidimensionalität des Untergrundes, bzw. eine schwächere Erfassung kleinerer dreidimensionaler Strukturen durch größere Wellenlängen hindeutet.

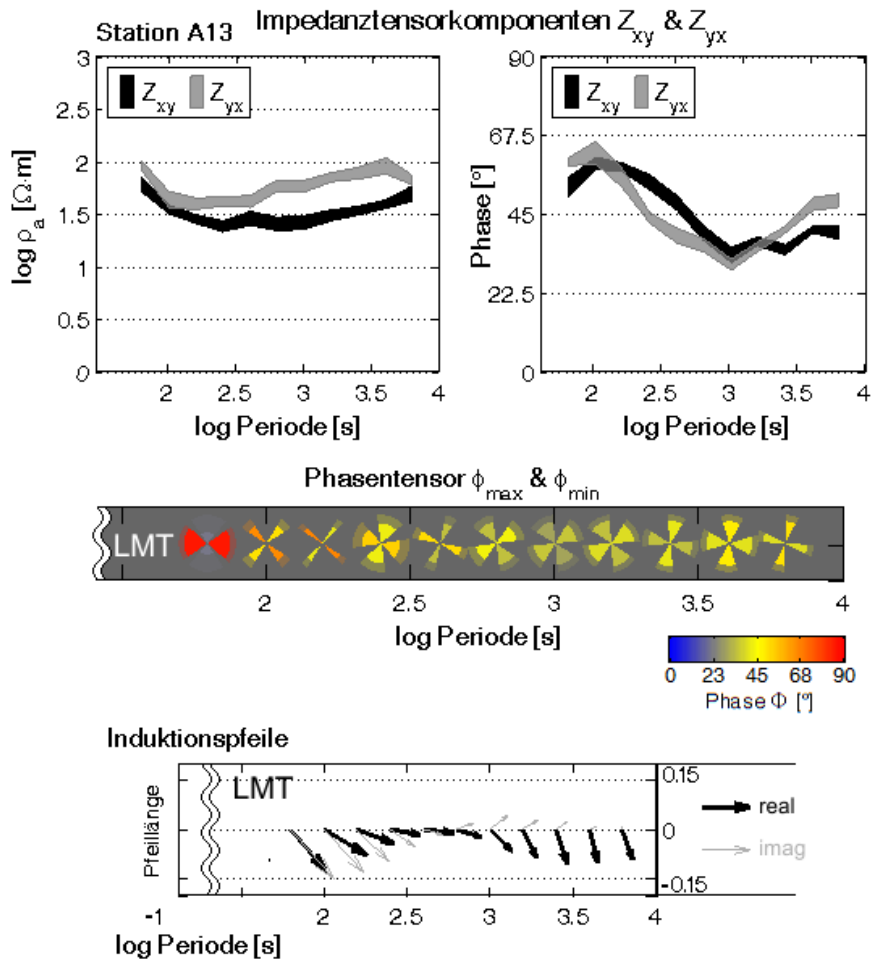


Abb. 4.18: Impedanztensor als scheinbarer spezifischer Widerstand (oben links) und Phase (oben rechts), Phasentensorelemente ϕ_{min} und ϕ_{max} in der Kreissektordarstellung (mitte), sowie Induktionspfeile der Station A13 gegenüber der logarithmischen Periode. Bei der Station A13 bildet der sprunghafte Richtungswechsel der Phasentensorelemente $\phi_{min,max}$ um $\log_{10}(T) = 2.8$ und $\log_{10}(T) = 3.4$ gut ab. Station A13 ist die einzige Station, deren Induktionspfeile zwischen $\log_{10}(T) = 2.4$ und $\log_{10}(T) = 3$ nicht nach Nordwesten drehen.

4.5. ERGEBNISSE UND FAZIT DER DATENAUSWERTUNG

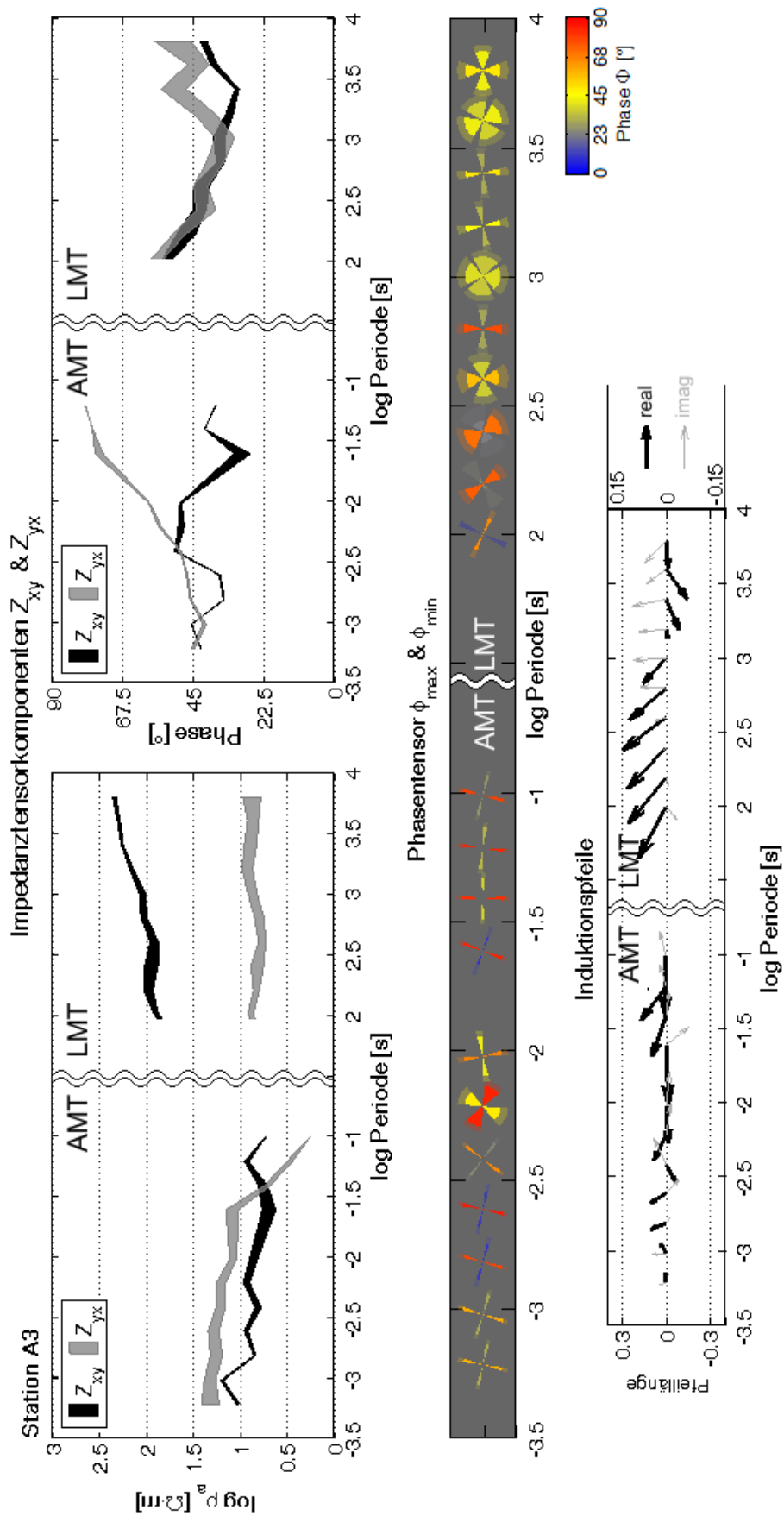


Abb. 4.19: Impedanztensor als scheinbarer spezifischer Widerstand (oben links) und Phase (oben rechts), Phasentensoren ϕ_{min} und ϕ_{max} in der Kreissektordarstellung (mitte), sowie Induktionspfeile der Station A3 gegenüber der logarithmischen Periode. Der nicht auflösbare Periodenbereich zwischen 0.1 und 40 Sekunden wird verkürzt dargestellt, Daten dieses Bereiches werden nicht gezeigt. Im LMT-Periodenbereich wird die Länge der Induktionspfeile um den Faktor zwei überhöht dargestellt. Bei Station A3 fällt eine starke Phasenaufspaltung im niederfrequenten AMT Bereich auf. Ebenso ist eine Aufspaltung der scheinbaren spezifischen Widerstände im gesamten LMT-Bereich deutlich zu sehen, die im Bereich des *dead-band* erfolgt. Diese kann gegebenenfalls mit der Phasenaufspaltung ab $T = 0.01$ s in Verbindung gebracht werden.

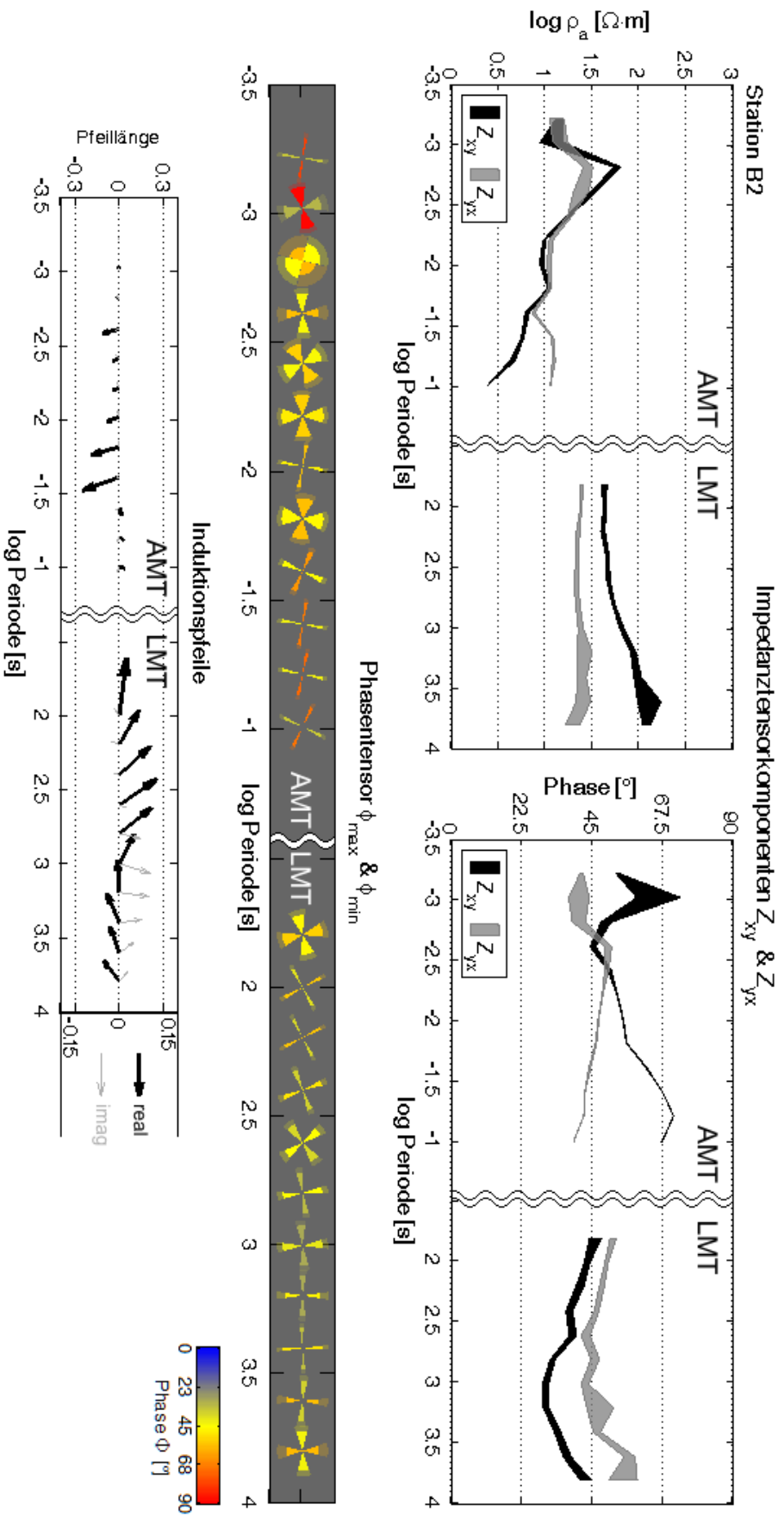


Abb. 4.20: Impedanztensor als scheinbarer spezifischer Widerstand (oben links) und Phase (oben rechts), Phasentensorelemente ϕ_{min} und ϕ_{max} in der Kreisrektorardarstellung (mitte), sowie Induktionsspitze der Station B2 gegenüber der logarithmischen Periode. Im LMT-Periodenbereich wird die Länge der Induktionsspitze um den Faktor zwei überhöht dargestellt.
 Im Gegensatz zu Station C3 (Abb. 4.21) haben bei Station B2 die Impedanztensorphasen ϕ_{yx} , trotz eines ähnlichen Phasenverlaufes im AMT Bereich, höhere Werte als die der Z_{xy} -Komponente. Dies deutet auf Strukturen im Bereich des Untersuchungsgebietes hin, die aufgrund des breiten *dead-band*-Bereiches nur bedingt aufgelöst werden können.

4.5. ERGEBNISSE UND FAZIT DER DATENAUSWERTUNG

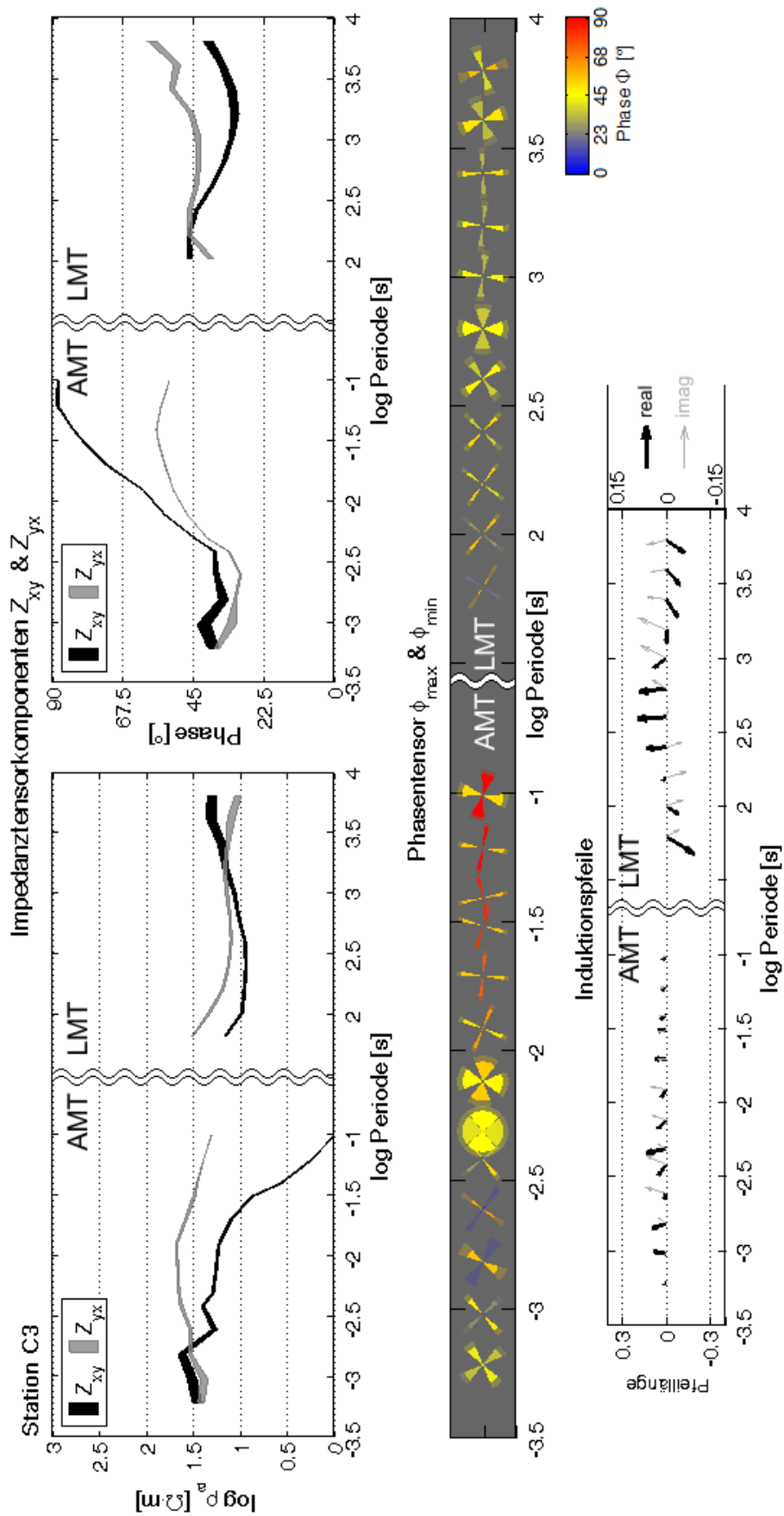


Abb. 4.21: Impedanztensor als scheinbarer spezifischer Widerstand (oben links) und Phase (oben rechts), Phasentensorelemente ϕ_{min} und ϕ_{max} in der Kreissektordarstellung (mitte), sowie Induktionsspitze der Station C3 gegenüber der logarithmischen Periode. Im LMT-Periodenbereich wird die Länge der Induktionsspitze um den Faktor zwei überhöht dargestellt.

Station C3 zeigt einen äußerst starken Phasenanstieg der Z_{xy} -Komponente ab einer Periode von $\log_{10}(T) = -2.5$ bis hin zum *dead-band* bei gleichzeitigem Abfall des scheinbaren spezifischen Widerstandes derselben Komponente auf unter $1 \Omega m$. Dieser Effekt ist am stärksten bei den C-Stationen zu beobachten, die dem Vogelsberg am nächsten sind, und könnte ein Effekt des Übergangs der schlechtleitenden Vogelsbergbasalte in die gutleitenden Wetterausedimente darstellen.

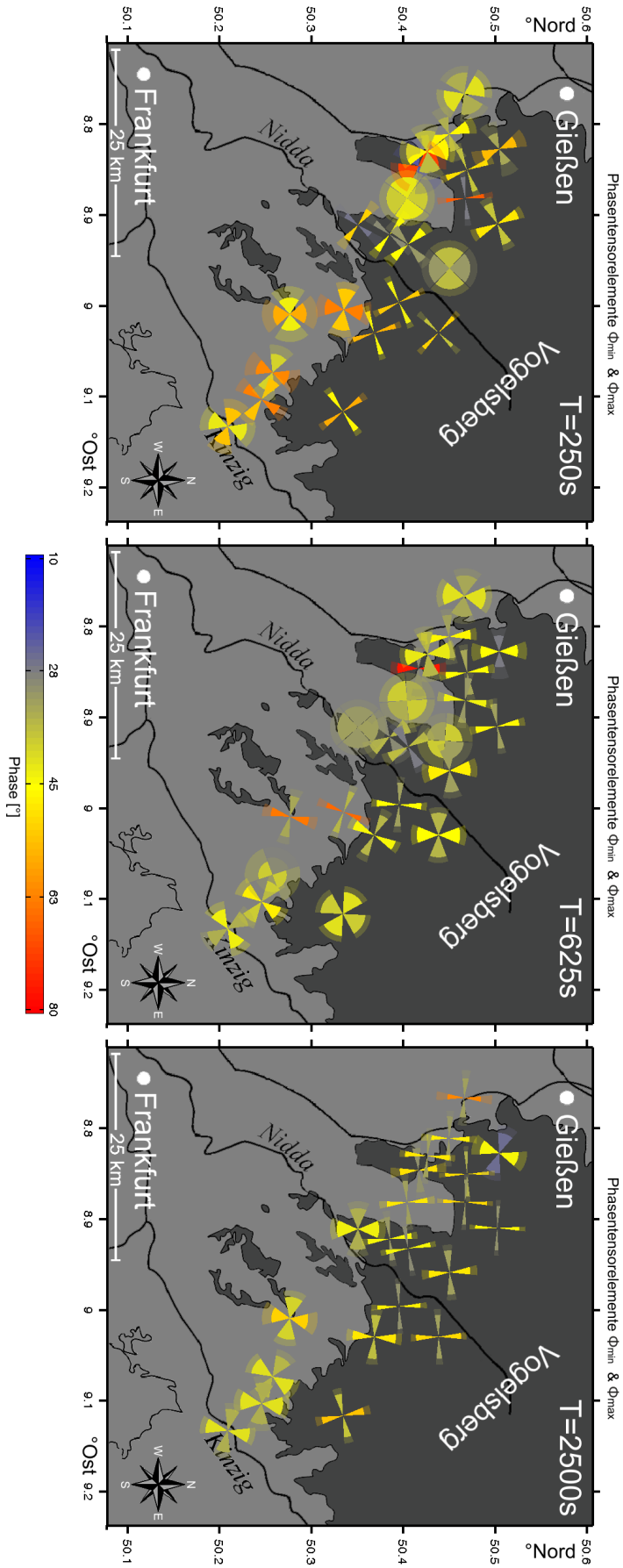


Abb. 4.22: Kartendarstellung der Phasentensorkomponenten ϕ_{min} und ϕ_{max} in der Kreissektordarstellung für die Perioden 250 s (links), 625 s (mitte) und 2500 s (rechts). Die Phasen repräsentieren die Phasentensorkomponenten. Der Fehler des Drehwinkels α ist auf den Bereich $5^\circ \leq \alpha \leq 44^\circ$ limitiert. Von links nach rechts ist deutlich die Drehung der Phasentensorkomponenten und die gleichmäßige Ausrichtung zu langen Perioden zu erkennen.

4.5. ERGEBNISSE UND FAZIT DER DATENAUSWERTUNG

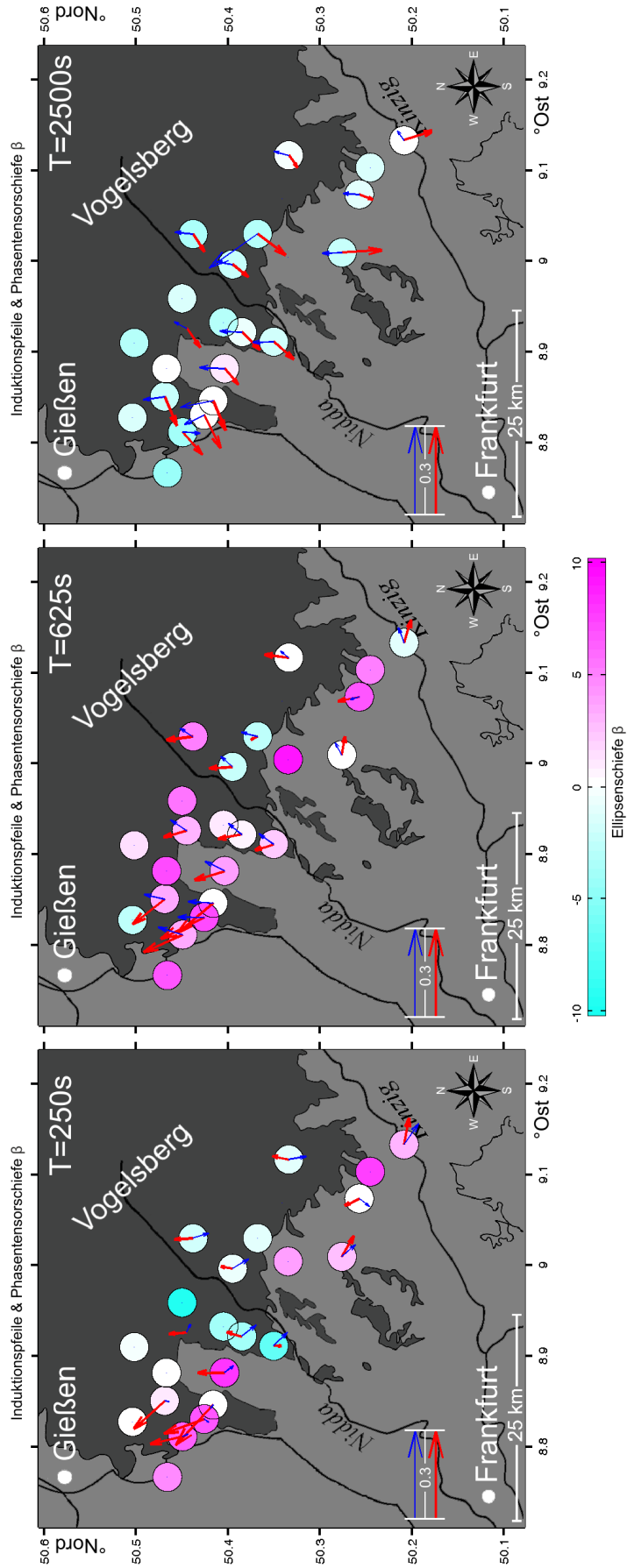


Abb. 4.23: Kartendarstellung der Induktionspfeile und der Phasentensorschiefe β für die Perioden 250 s (links), 625 s (mitte) und 2500 s (rechts). Die Skalenpfeile (jew. unten links) der Induktionspfeile haben die Länge 0.3. Die Werte von β_{Φ} sind über die Füllfarbe der Kreise dargestellt. Die einheitliche Rotation der Induktionspfeile nach Nordwesten bei der Periode von 625 s ist gut zu erkennen, ebenso die weitere Rotation in Richtung Südwesten zu längeren Perioden. Die β -Werte des Phasentensors zeigen über das gesamte Messgebiet über das gesamte Messgebiet deutliche dreidimensionale Leitfähigkeitsstrukturen an.

Kapitel 5

Grundlagen der Modellierung

Allgemein für elektromagnetische Untersuchungsmethoden gilt, dass die Leitfähigkeitsverteilung des Untergrundes für einfache Fälle, z.B. einem geschichteten Halbraum oder prominenten lateralen Kontrast, direkt aus den Daten abgelesen werden kann, da das Eindringverhalten der elektromagnetischen Felder in den Untergrund von dessen Leitfähigkeitsstrukturen abhängt (siehe Kapitel 2 "Grundlagen der EM-Induktion in der Erde", S. 3). Je nach Dimensionalität des Untergrundes (vgl. Abschnitt 2.4) gibt es verschiedene Ansätze zur Modellierung des Verhaltens der elektromagnetischen Felder im Erdinneren. In diesem Kapitel werde ich die Grundlagen magnetotellurischer Modellrechnungen anführen und die von mir verwendeten Programme, die zum Teil im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurden, vorstellen.

5.1 Grundlagen der Modellierung

Um eine Aussage über die Leitfähigkeitsstrukturen des Untergrundes machen zu können, müssen, unabhängig vom Modellierungsansatz, die Wellengleichungen (vgl. Abschnitt 2.2, S. 5ff.) für \underline{E} und \underline{H} für bestimmte, vom jeweiligen Ansatz abhängige, Punkte im Untergrund berechnet werden. Dabei gilt, dass sich die Komplexität der zu lösenden Gleichungssysteme und die Zahl der zu berechnenden Freiheitsgrade mit steigender Dimensionalität des Untergrundes erhöhen. Für 2D und 3D Modellierungen wird zudem zwischen zwei Anregungsmoden (siehe Abschnitt 5.1.2, S. 74) unterschieden.

Für die numerische Umsetzung können verschiedene Methoden genutzt werden. Neben der Methode der Finiten Differenzen (FD) und die der Finiten Elemente (FE), die ich beide im Unterabschnitt 5.1.3 "Gitterdiskretisierung: Finite Differenzen und Finite Elemente" (S. 74) kurz erläutern werde, kann auch ein Integralansatz (IE) oder eine gitterfreie Methode verwendet werden.

Für verschiedene Dimensionen des Untergrundes sind Programme mit den oben aufgeführten Ansätzen bereits vorhanden und erprobt. Die Modellierung eines eindimensionalen Untergrundes wird z.B. in *Wait* [1953] für isotrope und in *Ajit* [1969] anisotrope Medien beschrieben. Methoden zur Modellierung zwei- und dreidimensionaler Probleme werden z.B. in *Wannamaker* [1991], *Avdeev* [2002], *Zhdanov et al.* [2006] (IE), *Pek und Verner* [1997], *Sasaki* [2001], *Siripunvaraporn et al.* [2005], *Kelbert et al.* [2014] (FD), *Mitsuhata und Uchida* [2004], *Nam et al.* [2007], *Franke et al.* [2007], *Li und Pek* [2008], *Häuserer* [2010], *Farquharson und Miensopust* [2011] (FE) und *Wittke und Tezkan* [2011] (meshfree) näher betrachtet. Desweiteren sind Überblicke über aktuell verfügbare Programmpakete zu 3D-Vorwärtsmodellierung und Inversionsalgorithmen gegeben in *Avdeev* [2005], *Han et al.* [2009] und *Miensopust et al.* [2013].

5.1. GRUNDLAGEN DER MODELLIERUNG

Bei Modellierungen wird grundsätzlich zwischen Vorwärtsrechnungen (Forward calculation, FWD) und Inversionsrechnungen (INV) unterschieden. Bei einer Vorwärtsrechnung werden die elektromagnetischen Felder einer ebene Welle, die sich im Untergrund ausbreitet, für eine vorgegebene Verteilung von j Modellparametern m_j , z.B. die Leitfähigkeiten der Gitterzellen, berechnet. Aus diesen Feldern erhält man die magnetotellurische Übertragungsfunktion des modellierten Untergrundes, die im Folgenden als Modellantwort bezeichnet werden. Diese Modellantwort wird durch den Anwender mit den gemessenen Daten verglichen, um, falls notwendig, die Modellparameter im Hinblick auf eine bessere Datenanpassung weiterer Modellrechnungen anzupassen. Als Maß für die Übereinstimmung zwischen gemessenen Daten und Modellantworten wird häufig die mittlere, quadratische Abweichung (RMS (root mean square)) ΔF_{RMS} (Gl. (5.1)) verwendet. Dieses berechnet sich aus der Abweichung der gemessenen A^{Mess} und modellierten A^{Mod} Werte für alle Zielfrequenzen f_z aller Messstationen nach

$$\Delta F_{RMS} = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{k=1}^n (A_k^{Mess}(x, y, f_z))^2 - (A_k^{Mod}(x, y, f_z))^2}, \quad (5.1)$$

wobei A für die zu modellierende Größe steht und n die Anzahl der eingehenden Werte ist. In der Regel werden die Fehler vor der Summation entsprechend ihrer aus den gemessenen Daten hervorgehenden Fehler gewichtet, um den Einfluss schlecht aufgelöster Daten auf eine Modellierung zu minimieren.

Die Anpassung eines Modells anhand einer Größe zu bewerten bringt immer mit sich, dass das Modell zwar im Mittel angepasst ist, kleinere, gegebenenfalls markante Abweichungen aber nicht immer mit berücksichtigt werden. Nimmt man beispielsweise einen Datensatz mit 100 Stationen und je 15 Zielfrequenzen und berechnet den RMS Fehler eines Vorwärtsmodells für die vier Komponenten des Impedanzensors, reduziert man die Anpassung von 6000 Einzelwerten auf eine einzige Fehlergröße. Im Rahmen dieser Arbeit verwende ich daher die RMS Fehler nur zur groben Klassifizierung der Modelle, die Weiterentwicklung dieser wurde anhand visueller Vergleiche zwischen modellierten und gemessenen Daten an den jeweiligen Stationen durchgeführt.

Bei einer Inversion wird der Vergleich zwischen gemessenen Daten und Modellantwort sowie die Anpassung der Leitfähigkeitsstrukturen automatisch, nach statistischen Gesichtspunkten, durch den Inversionsalgorithmus durchgeführt. Es gibt diverse Möglichkeiten zur Durchführung einer Inversion eines Datensatzes. Diese laufen sowohl in der Geophysik als auch in anderen Fachrichtungen sehr ähnlich ab. In dieser Arbeit werde ich mich auf die grundlegende Vorstellung des Gauss-Newton Ansatzes beschränken. Dieser hat sich in der Magnetotellurik für große Datensätze bewährt und findet unter anderem in den für diese Arbeit genutzten Inversionsprogrammen MT1D nach *Junge* [2011] (siehe Abschnitt 5.2, S. 78) und ModEM von *Kelbert et al.* [2014] (siehe Abschnitt 5.4, S. 90) Verwendung. Detaillierte Beschreibungen zum Gauss-Newton-Ansatz sowie weiterer Inversionsmethoden sind z.B. in *Günther* [2004], *Siripunvaraporn et al.* [2005], *Egbert und Kelbert* [2012] und *Rodi und Mackie* [2012] gegeben.

5.1.1 Inversion nach Gauss-Newton

Eine Inversion versucht die Abweichungen zwischen den für eine elektrische Leitfähigkeitsanomalie vorhergesagten Messergebnissen und den wirklichen Messdaten zu minimieren. Die Gauss-Newton-Methode beschreibt dabei das Anpassen eines Modells anhand der Methode der kleinsten Quadrate, also eine Minimierung des RMS-Fehlers

(Gl. (5.1)). Allgemein kann das sogenannte Inversionsproblem als eine Straf- bzw. Fehlerfunktion $\underline{\Psi}(\underline{m}, \underline{d})$ angegeben werden (siehe auch *Egbert und Kelbert* [2012]):

$$\underline{\Psi}(\underline{m}, \underline{d}) = (\underline{d} - \underline{V}(\underline{m}))^T \underline{K}_d^{-1} (\underline{d} - \underline{V}(\underline{m})) \quad (5.2)$$

Dabei sind \underline{m} die Modellparameter, \underline{d} der Datenvektor mit der Dimension N_d , \underline{K}_d die Kovarianzmatrix der Datenfehler und $\underline{V}(\underline{m})$ der Vorwärtsalgorithmus der aus den Modellparametern die vorheresagt Übertragungsfunktion berechnet. In der Magnetotellurik müssen oft sehr viele Gitterpunkte bzw. Knotenpunkte zur Berechnung des Vorwärtsproblems benutzt werden um auch für größere Eindringtiefen die Auflösung kleiner Strukturen zu gewährleisten. Eine hohe Anzahl an Gitterpunkten bewirkt eine hohe Anzahl unbekannter Modellparameter. Diese können jedoch nur über eine im Vergleich relativ geringe Anzahl an Datenpunkten abgeschätzt werden. Daraus ergibt sich, dass sowohl sehr gut wie auch sehr schlecht aufgelöste Modellparameter existieren. Um eine Interpretation letzterer zu umgehen, wird Gl. (5.2) um den Term

$$(\underline{m} - \underline{m}_0)^T \underline{K}_m^{-1} (\underline{m} - \underline{m}_0) \quad (5.3)$$

erweitert. Dabei gibt \underline{m}_0 den vorherigen Parametersatz an, \underline{K}_m ist die Kovarianzmatrix der Modellparameter und ein Maß der Glättung. Die Fehlerfunktion ergibt sich zu:

$$\underline{\Psi}(\underline{m}, \underline{d}) = (\underline{d} - \underline{V}(\underline{m}))^T \underline{K}_d^{-1} (\underline{d} - \underline{V}(\underline{m})) + \lambda (\underline{m} - \underline{m}_0)^T \underline{K}_m^{-1} (\underline{m} - \underline{m}_0) \quad (5.4)$$

Das Verhältnis zwischen Modelglättung und Datenanpassung wird über den Regularisierungsparameter λ angegeben. In der Regel wird dieser im Verlaufe der Inversion abgesenkt. Dies verhindert eine Überanpassung bei der Änderung der Modellparameter in den ersten Iterationen und begünstigt eine Konvergenz des Inversionsverlaufes, während im späteren Inversionsverlauf hauptsächlich die Datenanpassung berücksichtigt wird (vgl. *Günther* [2004]).

Nach *Egbert und Kelbert* [2012] ist die Datenkovarianz \underline{K}_d in der Praxis nur auf ihrer Hauptdiagonalen besetzt und beinhaltet im Falle von ModEM3DMT nur die inversen quadrierten Datenfehler Δd_i .

$$\underline{K}_d = \text{diag}(\Delta d_i^{-2}) \quad (5.5)$$

Nach *Tietze* [2012] ist die Kovarianzmatrix der Modellparameter gegeben durch eine Sequenz eindimensionaler Glättungs- und Skalierungsfaktoren. Die Minimierung der Fehlerfunktion über die Methode der kleinsten Quadrate wird im Gauss-Newton Verfahren durch eine Linearisierung des Vorwärtsproblems gelöst. Diese Linearisierung über eine Taylorreihe ergibt sich zu:

$$\underline{V}(\underline{m} + \Delta \underline{m}) = \underline{V}(\underline{m}) + \left. \frac{\delta \underline{V}(\underline{m})}{\delta \underline{m}} \right|_{\underline{m}} \Delta \underline{m} = \underline{V}(\underline{m}) + \underline{J} \Delta \underline{m} \quad (5.6)$$

Dabei gibt $\Delta \underline{m}$ eine kleine Änderung der Modellparameter an, \underline{J} ist die Jacobi-Matrix. Sie ergibt sich aus der Ableitung der Daten nach den Modellparametern. Die Gauß-Newton Methode nutzt eine Approximation der Hesse-Matrix $\underline{H} = 2 \underline{J}^T \sqrt{\underline{K}_d}^T \sqrt{\underline{K}_d} \underline{J}$ (vgl. *Günther* [2004]).

Nach *Egbert und Kelbert* [2012] ergibt sich die Minimierung der Fehlerfunktion im Gauß-Newton Schema für die Modellparameter \underline{m}_n der n-ten Iteration zu:

$$(\underline{J}^T \underline{J} + \lambda \underline{I}) \Delta \underline{m} = \underline{J}^T \underline{r} - \lambda \underline{m}_n \quad (5.7)$$

5.1. GRUNDLAGEN DER MODELLIERUNG

und stellt ein $M \times M$ Gleichungssystem dar. \underline{I} entspricht der Einheitsmatrix. Der Vektor $\underline{r} = \underline{d} - \underline{V}(\underline{m}_n)$ ist das Residuum der Differenz zwischen dem Datensatz und den Modellantworten der n -ten Iteration. Gleichung (5.7) kann für Δm gelöst werden und führt zu einem neuen Lösungsversuch mit geänderten Modellparametern $\underline{m}_{n+1} = \underline{m}_n + \Delta \underline{m}$.

Inversionsstrategie über nicht lineare konjugierte Gradienten (NLCCG)

Die Berechnung einer Jacobi-Matrix, somit auch der Gauß-Newton Algorithmus, kann mit viel Rechenzeit verbunden sein, da für jede Reihe (oder Spalte, je nach Definition) von \underline{J} eine Vorwärtsrechnung notwendig ist. In ModEM3DMT wird deshalb ein NLCCG-Inversionsschema (vgl. *Rodi und Mackie* [2001]) genutzt. Diese Methode minimiert eine nicht quadratische Zielfunktion und sucht so direkt die Richtung der stärksten Änderungen bzw. den größten Gradienten der Sensitivitätsmatrix. Durch dieses Vorgehen müssen in der Regel nur wenige Vorwärtsrechnungen durchgeführt werden, die Inversion konvergiert dadurch deutlich schneller als bei einer reinen iterativen Änderung der Modellparameter. Der Gradient der Fehlerfunktion (Gl. (5.4)) ist für die Modellparameter \underline{m}_n der n -ten Iteration gegeben durch

$$\left. \frac{\delta \Psi}{\delta \underline{m}} \right|_{\underline{m}_n} = -2 \underline{J}^T \underline{r} + 2 \lambda \underline{K}_m^{-1} (\underline{m}_n - \underline{m}_{n-1}), \quad (5.8)$$

wobei $\underline{m}_n - \underline{m}_{n-1}$ den Abstand zwischen aktuellen und vorangegangenen Modellparametern darstellt. Mit diesem Gradienten kann nun in Richtung seines Maximums ein neues Modell für einen weiterführenden Inversionsschritt $n + 1$ angesetzt werden, für den erneut das NLCCG-Verfahren angewandt wird.

Die Suche nach neuen Modellparametern wird durch die Inversion so lange durchgeführt, bis bestimmte Abbruchkriterien erreicht sind, z.B. bis keine nennenswerte Verbesserung der Modellanpassung mehr erfolgt.

Inversionsstrategie: Schrittweise Datenraumverschiebung

Beim von *Junge* [2011] vorgestellten Inversionsalgorithmus MT1D wird der Wait-Algorithmus (*Wait* [1953]) zur Berechnung des Vorwärtproblems genutzt, der für schrittweise veränderte Untermengen $N^{(k)}$ von Datenpunkten und Modellparametern berechnet wird. $k = 1, \dots, K$ entspricht dabei der Anzahl möglicher Berechnungsschritte. Dieser kann mit aktuell verfügbaren Computerressourcen nahezu instantan berechnet werden und ermöglicht damit die Verwendung vieler Modellantworten im Inversionsverlauf. In MT1D wird eine 1D Inversion unabhängig für jede Station durchgeführt. Dabei gehen zunächst nur wenige Datenpunkte der höchsten verfügbaren Frequenzen und Modellparameter (Schichtdicke und spezifische elektrische Widerstände) in die Inversion ein. Während der Inversion wird die Anzahl der zu invertierenden Punkte konstant gehalten, aber zu niedrigeren Frequenzen hin verschoben. Außerdem werden die oberen beiden Modellschichten konstant gehalten und für jeden Verschiebungsschritt eine weitere Schicht $M_{(k+1)} = M_{(k)} + 1$ hinzugefügt. Dies wird so lange fortgeführt bis alle Datenpunkte in die Inversion eingegangen sind. Die Abschätzung eines eindimensionalen Impedanztensors aus einem mehrdimensionalen wird durch die Berdichevski Invariante

$$Z_B = \frac{1}{2} (Z_{XY} - Z_{YX}) \quad (5.9)$$

durchgeführt. Analog dazu wird der Phasentensor auf einen eindimensionalen Wert abgeschätzt durch

$$\phi_{1D} = \frac{1}{2} (\tan^{-1} \Phi_{min} + \tan^{-1} \Phi_{max}). \quad (5.10)$$

Der Widerstand einer neuen Modellschicht sowie deren Mächtigkeit wird über den scheinbaren spezifischen Widerstand von Z_B und die dazu für den aktuellen Frequenzbereich nach Gl. (2.13) abgeschätzte Eindringtiefe berechnet. In der in den FMTTOOLS implementierten Version von MT1D ist die Inversion nach verschiedenen Komponenten des Impedanztensors und Phasentensors möglich. Es hat sich als sinnvoll herausgestellt die Inversion mit $M_{(1)} = 5$ Schichten und fünf Datenpunkten zu starten. Außerdem zeigte sich eine Abschätzung des Hintergrundwiderstandes aus den drei höchstfrequenten Datenpunkten als sinnvoll um den Effekt galvanischer Verzerrungsströme (siehe Abschnitt 2.4.1, S. 13) zu reduzieren.

Generell gilt, dass es schwer ist einen sehr guten Datensatz mit geringen Fehlerwerten, bzw. einen fehlerfreien Datensatz wie die Modellantwort einer Vorwärtsrechnung, zu invertieren. Sind die Fehler eines Datenpunktes sehr klein, so ist gleichzeitig sein Gewichtungsfaktor sehr hoch. Der Inversionsalgorithmus versucht Datenpunkte möglichst genau anzupassen. Dies führt gegebenenfalls dazu, dass die Inversion nicht oder nur langsam konvergiert. Datenpunkte mit sehr geringem Fehler sollten gegebenenfalls vor der Inversion künstlich verrauscht werden, um vom Inversionsalgorithmus nicht überinterpretiert zu werden.

5.1.2 TE- und TM- Mode in magnetotellurischen Modellierungen

Die Begriffe TE- und TM- Mode wurden in der zweidimensionalen Datenapproximation geprägt, da hier die Impedanztensoren immer in die geologische Streichrichtung der Leitfähigkeitsanomalie gedreht werden. Dadurch entstehen zwei entkoppelte Differentialgleichungssysteme für die EM-Feldkomponenten. Die TE-Mode (tangential elektrisch, E_x, B_y) beschreibt die elektrischen Felder tangential zum geologischen Streichen (x -Richtung), die orthogonal dazu verlaufende Komponente heißt analog TM-Mode (tangential magnetisch, E_y, B_x) (siehe z.B. *Schmucker und Weidelt [1975]*). Diese beiden Moden können in einer 2D-Modellierung getrennt voneinander berechnet werden, da sie sich gegenseitig nicht beeinflussen.

Bei dreidimensionalen Datensätzen sind die Impedanztensoren voll besetzt, die Differentialgleichungen können nicht durch Drehung des Koordinatensystems voneinander entkoppelt werden. Sie werden deshalb auch in der Regel vor dem Modellieren nicht entlang einer Hauptstörung oder anderen Strukturen gedreht.

Auch im 3D-Fall werden die EM Felder durch ein zeitlich variierendes (je nach Modellsatz elektrisches oder magnetisches) Feld angeregt. Dieses wird in der Regel durch eine Anregung in Nord und eine Anregung in Ostrichtung berechnet. Die Begriffe TE- und TM- Mode können hierbei nicht mehr genutzt werden, da das Koordinatensystem in der Regel nicht mehr entlang der Streichrichtung der Leitfähigkeitsstrukturen ausgerichtet werden kann. In dieser Arbeit werde ich die Polarisationen des anregenden Feldes entlang der Magnetfeldrichtung beschreiben, die xy -Polarisation entspricht E_y, B_x , die yx -Polarisation E_x, B_y .

5.1.3 Gitterdiskretisierung: Finite Differenzen und Finite Elemente

Bei der Berechnung der Modellantwort einer gegebenen Leitfähigkeitsstruktur muss die Wellengleichung an jedem Punkt des gesamten Modellraums gelöst werden. Über ein Gitter kann die Lösung der Differentialgleichung auf eine endliche (finite) Anzahl von N

5.1. GRUNDLAGEN DER MODELLIERUNG

Punkten (nodes) reduziert werden. Der Modellraum wird dabei in einzelne Zellen variabler Größe aufgeteilt. Hierbei ist nicht notwendigerweise der Zellmittelpunkt der Bezugspunkt, ebenso können, abhängig vom verwendeten Algorithmus, die Mittelpunkte der Gitterflächen oder die Knotenpunkte zwischen den Gitterzellen als Bezugspunkte genutzt werden. Eine Differentialgleichung kann über ein solches Gitter als ein lineares, symmetrisches Gleichungssystem von N komplexen Lineargleichungen gelöst werden (siehe auch Weiss [2012]). Zwischen den Gitterpunkten müssen problemspezifische Stetigkeitsbedingungen erfüllt sein, um eine solche Vereinfachung durchführen zu können.

Die Auflösung einer Vorwärtsrechnung hängt direkt von der Anzahl der verwendeten Gitterpunkte ab. Je kleiner der Abstand der jeweiligen Bezugspunkte, desto höher sind Auflösungsvermögen und Anzahl der Zellen. Damit einhergehend steigt auch die Zahl der zu lösenden Gleichungen und mit ihr die benötigte Rechenleistung.

Zur Vermeidung von (Rand-)Effekten, die durch die an den Außenrändern des Modellvolumens festgelegten Randbedingungen eingestreut werden könnten, muss neben dem Modellvolumen unterhalb des Untersuchungsgebietes immer ein gewisser Abstand zu den Außengrenzen des Modellvolumens vorhanden sein (siehe auch Abschnitt 5.3.3, S. 82). In der Magnetotellurik wird hierfür meist ein Wert der doppelten bis dreifachen maximalen erwarteten Eindringtiefe¹ angenommen (siehe z.B. Häuserer [2010]). Da die Rechenzeit stark von der Anzahl der zu berechnenden Zellen abhängt, wird angestrebt die Anzahl der zur Berechnung nötigen Zellen möglichst gering zu halten. Aufgrund des mit steigendem Abstand zum Messort abnehmenden Auflösungsvermögen (vgl. Kapitel 2, S. 7), können Zellen mit steigender Entfernung zunehmend größer gewählt werden.

In diesem Abschnitt werden ich die beiden in dieser Arbeit verwendeten Gittertypen Finite Differenzen und Finite Elemente kurz erklären und auf die Unterschiede der beiden Methoden eingehen. Die mathematischen Grundlagen beider Gittertypen sind in der Literatur zu numerischen Modellierungsmethoden zu finden, z.B. in Weiss [2012].

Finite Differenzen

Bei der Methode der Finiten Differenzen (FD) wird der Modellraum in Zellen mit diskreten Eckpunkten und Abständen unterteilt. Die Grenzen zwischen den Zellen werden dabei in jeder Raumrichtung durch eindimensionale Vektoren N_i definiert, wobei i für die Raumrichtung der Zelle steht. Üblicherweise entsprechen die drei Raumrichtungen denen des Koordinatensystems. Der Modellraum wird dadurch auf $N = N_x \cdot N_y \cdot N_z$ Punkten abgebildet. Die Zellen haben im dreidimensionalen Raum immer die Form von Quadern.

Eine Gitterzelle für ein dreidimensionales magnetotellurisches Vorwärtsproblem ist in Abb. 5.1 gezeigt. Die Komponenten des elektrischen Feldes sind, entsprechend der in ModEM-verwendeten Notation (Kelbert

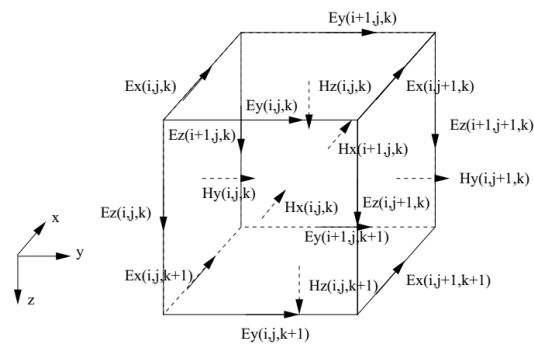


Abb. 5.1: Gitterzelle eines dreidimensionalen Finite Differenzen Gitters eines MT-Vorwärtsproblems, nach Siripunvaraporn et al. [2002]. Die elektrischen Feldkomponenten sind auf den Zellkanten definiert, die magnetischen Feldkomponenten stehen senkrecht auf den Zellflächen.

¹Bei Vorwärtsmodellierungen kann diese exakt bestimmt werden, da die Leitfähigkeitsverteilung bekannt ist. Bei einer Inversion hingegen muss die Eindringtiefe abgeschätzt werden sofern der Algorithmus ein vordefiniertes Gitter verlangt.

et al. [2014]) auf den Zellkanten definiert, die des magnetischen Feldes stehen senkrecht auf den Zelloberflächen. Mit dieser Diskretisierung können die Maxwellgleichungen entlang fester Richtungen und Abstände für jedes Zellelement gelöst werden.

Der Vorteil dieser Methode ist die einfache Definition der Gitterstruktur und die damit verbundene simple Gittererzeugung sowie der geringe Speicherbedarf. Ebenso entsteht bei der FD Methode ein dünn besetztes Matrixsystem partieller Differentialgleichungen, das numerisch einfach zu lösen ist. Durch das fest vorgegebene Gitter können außerdem jeder Zelle spezifische Eigenschaften zugewiesen werden, z.B. eine Gewichtung der Zelle, oder ihre Nichtveränderbarkeit während einer Inversion.

Da bei der FD-Methode jedoch mit festen Elementgrößen entlang einer Achse gearbeitet werden muss, sind Verfeinerungen der Auflösung an lokalen Strukturen nur bedingt möglich. Ein Beispiel eines Finiten Differenzen Gitters ist in Abb.5.2 gezeigt. Um das Untersuchungsgebiet gut aufzulösen ist im Zentrum des Modellvolumens eine feine Gitterstruktur, sowohl lateral als auch vertikal, nötig. Diese zieht sich aufgrund der expliziten Dimensionsdefinitionen bis zum Außenbereich des Modells durch, obwohl dort nur noch wenige große Zellen notwendig wären. Ein weiterer Nachteil ist, dass für große laterale Entfernungen und/oder Tiefenlagen sehr flache Modellblöcke entlang der Definitionachsen entstehen, die Blöcken mit deutlich höherem Volumen auf den Diagonalen gegenüber stehen. Dies kann zu Problemen und Missinterpretationen der Sensitivitätsmatrix bei Inversionsrechnungen führen (siehe Abschnitt 6.6, S. 122ff).

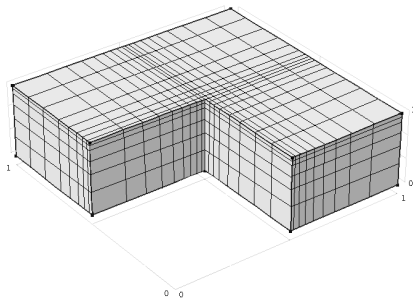


Abb. 5.2: Beispiel eines Finite Differenzen Gitters. Die laterale Zellengröße wurde in der Mitte des Modells kleiner gewählt als im Außenbereich, ebenso steigt die vertikale Zellgröße mit steigender Tiefe. Der zum Betrachter hin zeigende Viertelraum wird zur Visualisierung des Gitterwachstums unterhalb der Messstation nicht gezeigt.

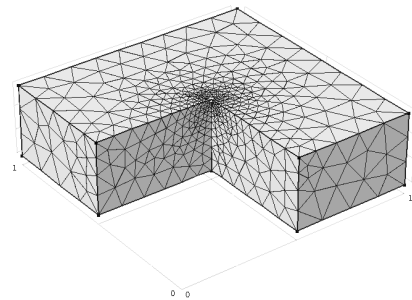


Abb. 5.3: Beispiel eines Finite Elemente Gitters. Die Gitterstruktur wird für einen Punkt in der Mitte der Oberfläche (weißer Punkt) verfeinert, in Richtung der Modellaußenkanten wachsen die Zellgrößen an.

Finite Elemente

Bei der Methode der Finiten Elemente (FE) hingegen kann die Lage der Gittergrenzen frei im Modell variieren und ist nicht an feste Abstände entlang der drei orthogonalen Raumrichtungen gebunden. Analog zur FD Methode wird auch bei der Methode der Finiten Elemente der Modellraum in N einzelnen Punkten abgebildet, deren Anzahl sich aber vorab nur schwer schätzen lässt. Dass die Gitterpunkte nicht anhand fester Abstände im Modellraum verteilt werden bedeutet auch, dass für jeden Gitterpunkt explizit die Lage festgelegt werden muss. Die Gitterpunkte selbst werden dabei für jedes Element e über eine Basisfunktion B^e dargestellt, die sich aus einer Linearkombination aus Ansatzfunktionen A^e und den Funktionswerten an den Knotenpunkten u^e der Gitterzelle

5.1. GRUNDLAGEN DER MODELLIERUNG

zusammensetzt:

$$B^e(x, y, z) = \sum_{i=1}^N u_i^e A_i^e(x, y, z). \quad (5.11)$$

Dabei ist N die Anzahl der Knotenpunkte.

Ein Beispiel einer tetraederförmigen Gitterzelle, wie sie auch in MT3D genutzt wird, ist in Abb.5.4 gezeigt. Eine solche Gitterzelle wird durch vier Gitterpunkte aufgespannt und besitzt mindestens vier Knotenpunkte. Die Anzahl der Knotenpunkte hängt dabei von der Ordnung der Gitterzelle (im Folgenden auch Gitterelement genannt) ab. Z.B. hat ein Tetraeder erster Ordnung vier Knotenpunkte die den Eckpunkten entsprechen (Abb.5.4, schwarze Punkte), bei einem Tetraeder zweiter Ordnung kommen sechs weitere (Abb.5.4, weiße Kreise) dazu. Jeder Knotenpunkt besitzt dabei n Freiheitsgrade, die der Anzahl der zu berechnenden Größen entspricht.

Generell gilt, dass im FE Gitter der Modellraum auf die Freiheitsgrade der Basisfunktion diskretisiert wird. Die Gittergenerierung benötigt in der Regel mehr Zeit als die Erzeugung eines FD Gitters mit ähnlicher Gitterpunktzahl. Sie kann über diverse Parameter gesteuert werden, z.B. über die Festlegung minimaler und maximaler Kantenlängen, maximaler Wachstumsraten der Zellen oder Verfeinerungen entlang spezifischer Strukturen. Die in dieser Arbeit verwendeten Einstellungen für den Gittergenerator von COMSOL 4.3a Multiphysics werden im Abschnitt 5.3.3 (S. 82) vorgestellt. Als Basisfunktion zur Gittererzeugung wird in MT3D eine Triangulation verwendet.

Die Vorteile eines FE Gitters gegenüber eines FD Gitters liegen in der freien Wahl der Gitterpunktkoordinaten und den Verfeinerungsmöglichkeiten. Ein Beispiel eines FE Gitters ist in Abbildung 5.3 gezeigt. Es wurde eine Verfeinerung um die Mitte der Oberfläche des Modellvolumens gewählt, da dort meist die Stationsstandorte liegen. Es ist gut zu erkennen, dass im Vergleich zu Abb.5.2 die Zellvolumen vom Messstandort aus in alle Richtungen gleichmäßig anwachsen. Durch die nach außen hin anwachsenden Gitterpunkte ist zumindest für magnetotellurische Modelle meist eine bessere Auflösung kleinräumiger Leitfähigkeitsverteilungen unterhalb des Messgebietes möglich als mit einem FD Gitter vergleichbarer Größe.

Ein Nachteil der Methode ist, dass für zwei ähnliche Modelle das Gitter neu erstellt werden muss und voneinander abweichen kann, während bei der FD Methode die Gitterpunkte im Untersuchungsgebiet jeweils an exakt der gleichen Stelle festgelegt werden können.

Ein weiterer Nachteil entsteht durch die relativ freie Lage der Gitterpunkte im Modellraum. Dies bringt eine unregelmäßige Matrizenstruktur der Gleichungssysteme mit sich, die in der Regel bei der numerischen Berechnung deutlich mehr Rechenzeit in Anspruch nimmt als die Lösung eines Problems über ein FD Gitter gleicher Größe. Die Dimension des zu lösenden Problems entspricht dem Produkt der Knotenpunktzahl und den Freiheitsgraden pro Knoten. Die Lösung dieses Systems folgt unter Berücksichtigung der Stetigkeitsbedingungen iterativ (siehe Häuserer [2010]).

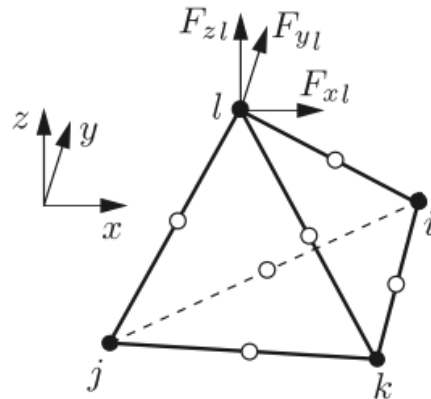


Abb. 5.4: Tetraederförmige Gitterzelle eines dreidimensionalen Finite Elemente Gitters, nach Steinke [2012]. Jeder Knotenpunkt dieser Beispielzelle besitzt drei Freiheitsgrade.

5.2 MT1D: Programmpaket zur 1D (PT-/Z-) Inversion

Das Programmpaket MT1D bietet die Möglichkeit zur eindimensionalen Inversion von Phasen- und Impedanzsensordaten nach dem Inversionskonzept von *Junge* [2011] (siehe Abschnitt 5.1.1, S. 73). Es ist Bestandteil des Softwarepaketes FMTTOOLS. Wird ein Datensatz mit Informationen verschiedener Standorte in die Inversion gegeben, werden die Daten standortbezogen unabhängig voneinander invertiert.

Da eine 1D Inversion nur Leitfähigkeitsänderungen in eine Richtung erlaubt, müssen die Werte des Impedanz- und Phasentensors wie in den Gleichungen (5.9) bzw. (5.10) gezeigt auf einen eindimensionalen Datenvektor (Z_B bzw. ϕ_{1D}) reduziert werden. Außerdem bietet MT1D die Möglichkeit, nach verschiedenen Komponenten separat zu invertieren. Diese sind Z_{xy} , Z_{yx} , Φ_{min} und Φ_{max} sowie eine auf eine beliebige Streichrichtung γ gedrehte Version des Phasentensormittelwertes $\phi_{1D,\gamma}$. Letzterer entspricht dem Abstand zwischen Ellipsenmittelpunkt der Phasentensorellipse und dem Punkt, an dem die um γ geneigte Gerade die Ellipse schneidet. In einem Polarkoordinatensystem mit Ursprung in der Ellipsenmitte, das von den Halbachsen aufgespannt wird, ist die Ellipse gegeben durch

$$F_E(\alpha) = \begin{pmatrix} a \cdot \cos \alpha \\ b \cdot \sin \alpha \end{pmatrix}, \quad (5.12)$$

wobei a der Länge der großen und b der Länge der kleinen Halbachse entspricht. Durch Anwenden des Satzes von Pythagoras und Einsetzen der Phasentensorwerte ergibt sich die Länge des rotierten Phasentensorwertes um den Winkel γ zu:

$$\phi_{1D,\gamma} = \sqrt{(\tan^{-1}\Phi_{max})^2 \cdot \cos^2(\gamma - \zeta) + (\tan^{-1}\Phi_{min})^2 \cdot \sin^2(\gamma - \zeta)} \quad (5.13)$$

Die Beziehung zwischen dem Koordinatensystem der Ellipse und ihrer wirklichen Lage wird durch den Winkel $\zeta = \alpha - \beta$ (vgl. Abschnitt 2.3.3, S. 10) berücksichtigt. Die Datenfehler werden analog bestimmt.

Für eine Phasentensorinversion wird grundsätzlich ein Startwiderstand für die Inversion benötigt, da die Widerstandsdaten nicht mehr im Phasentensor enthalten sind und dieser somit nur auf die relative Leitfähigkeitsänderung reagieren kann. Der Startwiderstand kann entweder manuell vorgegeben oder für jeden Standort aus den häufigsten Einträgen der Berdichevski Invariante abgeschätzt werden.

Die Inversionsergebnisse werden direkt in die in Frankfurt genutzte Struktur-Ergebnisvariable (*site*) gespeichert und können direkt in den FMTTOOLS visualisiert oder als Leitfähigkeitsstruktur/Startmodell für 3D-Modellierungen verwendet werden.

5.3 MT3D: Programmpaket zur 3D (FE) Vorwärtsmodellierung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das Programmpaket MT3D entwickelt. Mit diesem Programmpaket lassen sich magnetotellurische Übertragungsfunktionen auf Basis dreidimensionaler, anisotroper Leitfähigkeitsverteilungen berechnen. MT3D basiert auf COMSOL MULTIPHYSICS 4, das in eine benutzerfreundliche MATLAB Umgebung eingebettet ist. Es ist in seinen Grundzügen an das Programm COM3D (siehe [Häuserer 2010, S. 62ff.]) angelehnt, wurde aber im Zuge der Übertragung von COMSOL 3.5 auf COMSOL 4 vollständig überarbeitet. In den folgenden Abschnitten wird das Programmpaket MT3D samt der von Comsol gebotenen Möglichkeiten für magnetotellurische Modellierungen, die auf Effizienz optimierte Programmstrategie von MT3D sowie die Verifizierung der berechneten Modellantworten dargestellt.

5.3. MT3D: PROGRAMMPAKET ZUR 3D (FE) VORWÄRTSMODELLIERUNG

5.3.1 Programmaufbau

Das Hauptprogramm MT3D5_3.m² ist in mehrere Schritte unterteilt, die von der Modellgenerierung, über die parallelisierte Berechnung der Modellantworten bis zur Bereitstellung der Ergebnisse die Modellierung steuern. Das Programm selbst ist in der MATLAB-Programmiersprache verfasst, muss aber über den MATLAB-COMSOL-LIVELINK gestartet werden, um auf COMSOL-Bibliotheken zugreifen zu können (weitere Details: siehe *Comsol* [2012a]). Eine schematische Übersicht über den Programmablauf ist in Abbildung A.24 (S. 164) gezeigt, die einzelnen Schritte werde ich im Folgenden beschreiben.

Nach dem Laden der Rahmenparameter (Stationsverteilung, zu berechnende Frequenzen, Leitfähigkeitsverteilung und andere) aus den Konfigurationsdateien MT3D5_settings.dat (allgemein) und MT3D5_run.dat (modellspezifisch) werden frequenzabhängige COMSOL-Modelle (.mph-Dateien) erstellt und auf einem Netzwerkspeicher abgelegt. Die Modellgenerierung wird im Unterprogramm createcomsolmodel_FAT.m durchgeführt. Für jedes Gitterelement wird ein voll besetzter Leitfähigkeitstensor $\underline{\underline{\sigma}}$ ("Full Anisotropy Tensor", FAT) verwendet, der die Modellierung intrinsischer Anisotropie (vgl. Abschnitt 2.5 "Anisotrope Leitfähigkeitsstrukturen" S. 15) ermöglicht. Das Programmpaket arbeitet dabei über die Angabe der Leitfähigkeitsstrukturen an beliebig vielen und beliebig im Raum verteilten Stützstellen, die später mit der COMSOL-internen Routine linear auf die Gitterelemente interpoliert werden. Dadurch kann die Leitfähigkeitsverteilung unabhängig des vorgegebenen Gitters definiert werden. Die Stützstelleninformationen können durch externe Programme oder manuell erstellt und zeilenweise im ASCII-Format bereitgestellt werden. So können z.B. direkt Polygonpunkte aus GOOGLE EARTH oder GIS als Stützstellenkoordinaten genutzt und mit elektrischen Leitfähigkeiten verknüpft werden. Sie unterliegen dem in Tab 5.1 gezeigten Format.

X	Y	Z	ρ_x	ρ_y^*	ρ_z^*	α^*	β^*	γ^*
[m]			[log10($\Omega \cdot m$)]			[°]		

Tab. 5.1: Formatvorgabe der Stützstellendatei in MT3D. Die mit * gekennzeichneten Größen sind optional. Ist im isotropen Fall nur ρ_x angegeben, gilt $\rho_x = \rho_y = \rho_z$. Werden keine Winkel angegeben, sind die Anisotropierichtungen gleich den Koordinatenachsen. Wird nur α angegeben, erfolgt eine Rotation um die z-Achse, bei der Angabe aller Winkel dreht α um die x-, β um die y- und γ um die z-Achse.

Aus diesen Informationen kann über eine dreidimensionale Rotationsmatrix

$$\underline{\underline{R}}_{3D} = \begin{pmatrix} \cos(\beta) \cos(\gamma) & -\cos(\beta) \sin(\gamma) & \sin(\beta) \\ \sin(\alpha) \sin(\beta) \cos(\gamma) + \cos(\alpha) \sin(\gamma) & -\sin(\alpha) \sin(\beta) \sin(\gamma) + \cos(\alpha) \cos(\gamma) & -\sin(\alpha) \cos(\beta) \\ -\cos(\alpha) \sin(\beta) \cos(\gamma) + \sin(\alpha) \sin(\gamma) & \cos(\alpha) \sin(\beta) \sin(\gamma) + \sin(\alpha) \cos(\gamma) & \cos(\alpha) \cos(\beta) \end{pmatrix} \quad (5.14)$$

der Leitfähigkeitstensor

$$\underline{\underline{\sigma}} = \underline{\underline{R}}_{3D}^T \begin{pmatrix} \rho_x^{-1} & 0 & 0 \\ 0 & \rho_y^{-1} & 0 \\ 0 & 0 & \rho_z^{-1} \end{pmatrix} \underline{\underline{R}}_{3D} \quad (5.15)$$

an jeder Stützstelle berechnet werden. Die Interpolation erfolgt in einem Modellraum, der sich bis zur doppelten maximalen Eindringtiefe $2 \cdot p_{max}$ (siehe Abb. 5.7, S. 84) erstreckt. p_{max} lässt sich nach der Gleichung (2.13) und den vorgegebenen maximalen spezifischen Widerständen abschätzen.

²Zum Zeitpunkt dieser Arbeit ist v5.3 die aktuellste Programmversion

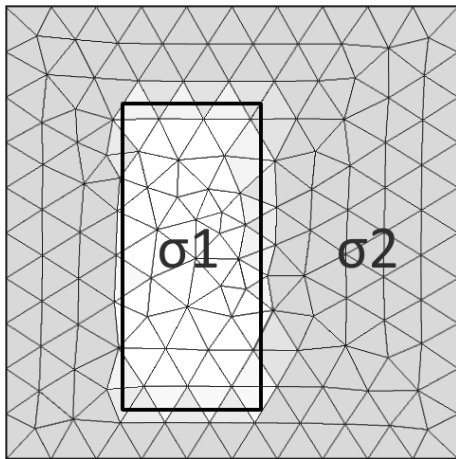


Abb. 5.5: Schematisches Beispiel einer linearen Interpolation einer vorgegebenen Leitfähigkeitsstruktur (schwarzer Rahmen) mit σ_1 (weiß) in einem Medium der Leitfähigkeit σ_2 (dunkelgrau) auf einem grob gewählten FE-Gitter, die Farben sind ein Maß für σ .

Ein vermeintlicher Nachteil der Interpolationsmethode ist, dass sich die Leitfähigkeitsstrukturen, aufgrund der Diskretisierung des zu berechnenden Modells auf ein Gitter, nur zwischen zwei Gitterpunkten ändern können. Bei dem von MT3D genutzten FE-Gitter liegen die Gitterpunkte nicht entlang der Leitfähigkeitsstruktur vor. Eine scharfe Grenze zwischen zwei Strukturen wird zu einem geglätteten Übergang. Dies ist schematisch in Abb.5.5 für eine Interpolation auf ein 2D Gitter dargestellt. Das FE-Gitter ist in dieser Darstellung bewusst sehr grob gewählt, um den Effekt zu verdeutlichen. Ein Test von [Häuserer 2010, S.69] zeigt, dass dieser Interpolationseffekt keinen Einfluss hat, wenn die Gitterabstände kleiner als das magnetotellurische Auflösungsvermögen im entsprechenden Abstand zum Messstandort sind. In größeren Abständen kann durch das anwachsende Gitter die exakte

Lage der Leitfähigkeitsvorgabe nicht immer wiedergegeben werden. Beachtet man jedoch, dass in größerer Entfernung ein scharfer Leitfähigkeitskontrast mit elektromagnetischen Methoden nicht mehr exakt aufgelöst werden kann und in der Natur scharfe Leitfähigkeitskontraste eine seltene Ausnahme darstellen, ist dieser Effekt vernachlässigbar.

Die Wahl der Randbedingungen und Modellparameter (Abschnitt 5.3.2, S.81ff.) und die Bestimmung des Modellgitters (Abschnitt 5.3.3, S.82ff.) werde ich in den jeweiligen Unterabschnitten genauer beschreiben. Sind die Modelle im COMSOL.mph-Format auf dem Netzwerkspeicher abgelegt, werden nun mit COMSOL ihre Modellantworten berechnet.

Ist das Untersuchungsgebiet groß im Vergleich zur Eindringtiefe der jeweiligen Modellfrequenz, kann die benötigte Zahl an Gitterelementen sehr groß werden. Um die Modellierung auf schwächeren Computersystemen zu ermöglichen, kann MT3D das Untersuchungsgebiet frequenzabhängig in m Teile trennen, separat berechnen und später wieder zusammenfügen. In diesem Fall werden m .mph-Dateien für die entsprechende Frequenz erzeugt.

Für die Lösung des Gleichungssystems bietet COMSOL im RF-Modul vier verschiedene Löser an: GMRES (Generalized minimum residual method), FGMRES (Flexible generalized minimum residual method), Conjugate Gradients und BiCGStab (Biconjugate gradients stabilized method). Letzterer hat sich nach einigen Vergleichen als am stabilsten und schnellsten herausgestellt und wird im Rahmen des MT3D Pakets verwendet.

Die Berechnung kann auf mehreren Computern parallelisiert werden. COMSOL selbst greift bei Berechnungen automatisch auf alle im Computer verfügbaren physischen Kerne zurück. In der modellspezifischen-Konfigurationsdatei können bis zu n Computer, die im weiteren Verlauf als Arbeiter (Worker) bezeichnet werden, angegeben werden, wobei n der Anzahl der COMSOL-Modelle entspricht, aus denen die Modellantworten berechnet werden. Die Arbeiter müssen ebenfalls Zugriff auf den von MT3D genutzten Netzwerkspeicher haben. MT3D5_3.m teilt automatisch die verfügbaren Arbeiter den vorbereiteten Modellen zu. Dies geschieht über die Steuerdatei job.mat, die ebenfalls auf dem Netzwerkspeicher abgelegt wird. Auf den Arbeitern selbst läuft eine MATLAB-Schleife, die die Steuerdatei ausliest und die Arbeiter-spezifischen "batch"-Befehle ausführt. Diese wiederum starten COMSOL

5.3. MT3D: PROGRAMMPAKET ZUR 3D (FE) VORWÄRTSMODELLIERUNG

im "batch"-Modus und berechnen das im "batch"-Befehl verknüpfte Modell. Während der Berechnung wird von COMSOL eine Status- und eine Logbuch-Datei geschrieben und auf dem Netzwerkspeicher abgelegt, das berechnete Modell wird wieder als .mph-Datei abgespeichert.

Der Status der Arbeiter wird durch MT3D5_3.m aus den jeweiligen Status-Dateien ausgelesen, ist eine .mph-Datei fertig berechnet, wird, sofern verfügbar, der Arbeiter mit einer neuen .mph-Datei verknüpft.

Sind alle .mph-Dateien fertig berechnet, werden durch MT3D5_3.m die berechneten elektrischen und magnetischen Felder an den jeweiligen Stationskoordinaten ausgelesen und entsprechend die Impedanzsensoren bestimmt. Anschließend werden die Informationen der im Laufe der Modellierung getrennten Bereiche wieder zusammengeführt und die Phasensensoren an allen Stationen berechnet. Die Ergebnisse werden in einer Ergebnisstrukturvariablen, wie sie auch die FMTTOOLS (siehe Kapitel 4, S. 35) nutzen, abgespeichert.

5.3.2 Randbedingungen

Um eine Modellrechnung erfolgreich durchzuführen, müssen die Ränder des Modellraumes gewisse physikalische Eigenschaften, sogenannte Randbedingungen, erfüllen. MT3D verwendet das in COMSOL implementierte RF-Modul (radio frequency, siehe *Comsol* [2012b]). Wie bereits im Abschnitt 2.1 "Das anregende Feld" (S. 3) beschrieben, werden die in der Magnetotellurik gemessenen Signale durch elektromagnetische Felder in der Atmosphäre angeregt, die von oben kommend als ebene Welle in das zu untersuchende Medium diffundieren. In der Modellierung müssen zwei getrennte Anregungsrichtungen betrachtet werden (Nord und Ost), die in COMSOL aber in einem Modell nacheinander berechnet werden können. Bei richtungsabhängigen Angaben ist zu beachten, dass COMSOL das mathematische Koordinatensystem (y=Nord, x=Ost, z positiv nach oben) verwendet. Das anregende Feld wird über die *Scattering Boundary Condition* richtungsabhängig an der oberen Grenzfläche des Modells definiert, in MT3D wird mit einem anregenden magnetischen Feld \underline{H}_0 gerechnet. Die Berechnung wird für zwei Anregungsrichtungen separat durchgeführt. In der *xy*-Polarisation schwingt \underline{H}_0 nach Norden, in der *yx*-Polarisation nach Osten. Es ist für magnetotellurische Anwendungen zudem zwingend erforderlich eine Luftschicht, im Weiteren auch Luftbox genannt, zwischen der oberen Modellgrenzfläche und der Erdoberfläche zu berücksichtigen. Wird diese nicht eingesetzt, ist die Oberseite der Erdoberfläche durch die Randbedingung festgelegt und es kann an der Oberfläche keine B_z -Komponente existieren. Für die Luft wird eine mittlere Leitfähigkeit von $10^{-7} \frac{S}{m}$ gewählt³. Die Mächtigkeit der Luftbox beträgt maximal 50 km. Bei höherfrequenten Modellierungen im AMT Bereich sind die maximalen Eindringtiefen deutlich kleiner als 50 km, was zu einem drastischen Anstieg der Gitterpunkte führen kann. Fällt die Eindringtiefe der zu modellierenden Frequenz ω auf $p_{LB}(\rho_{LB} = 10^7 \Omega m, \omega) < 50 \text{ km}$, so wird die Mächtigkeit der Luftschicht auf die Eindringtiefe p_{LB} des Feldes in der Luftbox begrenzt.

Als Gegenstück zur anregenden Modelloberseite wird an der Modellunterseite eine *Impedance Boundary* als Randbedingung mit einer Leitfähigkeit $\sigma_{imp} = \rho_{hg}^{-1}$ entsprechend dem Kehrwert des Hintergrundwiderstandes eingesetzt.

³Die Leitfähigkeit der Luft ist von zahlreichen Umweltfaktoren abhängig und sehr variabel. $\sigma_{Luft} = 10^{-7} \frac{S}{m}$ hat sich in der Vergangenheit als hinreichend schlechtleitend herausgestellt und verhindert gleichzeitig unnötig hohe Leitfähigkeitskontraste im Modell.

Die Randbedingungen der Seitenflächen des Modellraumes sind von der Richtung des anregenden Feldes abhängig, damit die im Modell vorkommenden elektrischen und magnetischen Felder an den Modellgrenzen stetig sind.

$$\underline{n}_{\perp \underline{H}_0} \times \underline{H} = 0 \quad (5.16)$$

$$\underline{n}_{\parallel \underline{H}_0} \times \underline{E} = 0 \quad (5.17)$$

Dabei entspricht \underline{n} dem flächeneinheitsnormalen Vektor in Abhängigkeit der Richtung des anregenden Feldes \underline{H}_0 . Parallel zu dieser erhalten die Seitenwände des Modells die Randbedingung *Perfect Electric Conductor*, orthogonal dazu wird *Perfect Magnetic Conductor* als Randbedingung gewählt. Dies ist schematisch in Abb. 5.6 gezeigt.

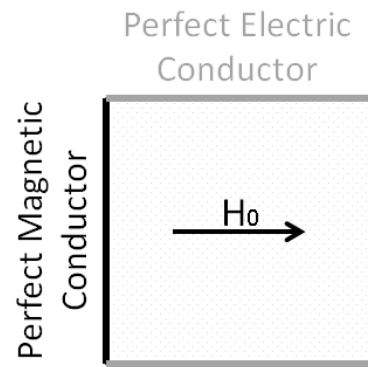


Abb. 5.6: Schematisches Beispiel der Anordnung der Randbedingungen *Perfect Electric-Magnetic Conductor* in Abhängigkeit der Richtung des anregenden Feldes \underline{H}_0 .

Um unerwünschte Effekte von den Rändern des Modells zu vermeiden, wird der Modellraum größer gewählt als das Induktionsvolumen, das am Messort erfasst werden kann. Der Abstand, der von der virtuellen Messstation zum Modellrand eingehalten werden muss, ist direkt von der Eindringtiefe abhängig. Die dreifache maximale Eindringtiefe (also die Eindringtiefe für den höchsten im Untergrund vorhandenen Widerstand) hat sich als ausreichender Abstand zum Modellrand bewährt.

5.3.3 Gittererzeugung: Optimierung des Auflösungsvermögens

Die Gittererzeugung ist einer der wichtigsten Punkte bei zwei- und dreidimensionalen Modellrechnungen, da die Anzahl der Freiheitsgrade des Modells in direktem Zusammenhang mit den Knotenpunkten des Modellgitter steht. Die Freiheitsgrade wiederum bestimmen die benötigte Rechenzeit. Es wird eine COMSOL interne Routine zur Diskretisierung des Modells auf ein Finite Elemente Gitter (siehe *Comsol* [2012a]) genutzt.

Bei der Gittergenerierung werden von COMSOL tetraederförmige Gitterelemente unterschiedlicher Ordnung erzeugt. Die Ordnung der Basisfunktion der Gitterelemente hängt dabei u.A. von der Modellgeometrie und den Wachstumsraten ab. Generell werden dabei Funktionen möglichst niedriger Ordnung erzeugt. Im Falle eines dreidimensionalen Tetraedergitters ist die Ordnung auf $n \leq 4$ limitiert. Für die in dieser Arbeit verwendeten Modelle löst COMSOL die Wellengleichung

$$\nabla \times \mu_r^{-1} (\nabla \times \underline{E}) - k_0^2 \left(\epsilon_r - \frac{j\sigma}{\omega\epsilon_0} \right) = 0, \quad (5.18)$$

die mit den magnetotellurischen Annahmen der Gl. (2.10) (S.7) entspricht, für die Größen E_x, E_y und E_z . Dabei entspricht k_0 der Wellenzahl im Vakuum. Durch zwei zu berücksichtigende Anregungsrichtungen ergeben sich somit sechs Freiheitsgrade pro Knotenpunkt. Detailliertere Informationen zu den COMSOL-internen Routinen können dem Handbüchern zu COMSOL allgemein (*Comsol* [2012a]) und zum COMSOL-RF-Modul *Comsol* [2012b]) entnommen werden.

Die Anzahl an Freiheitsgraden für die hier vorgestellten Gitterparameter, die in COMSOL 4.3a berechnet werden müssen, entspricht in etwa der zwölffachen Anzahl der Gitterelemente. Für eine möglichst schnelle Berechnung der Modelle müssen die Parameter

5.3. MT3D: PROGRAMMPAKET ZUR 3D (FE) VORWÄRTSMODELLIERUNG

zur Gittererzeugung dahingehend optimiert werden, dass sie für möglichst alle Leitfähigkeitsstrukturen eine hinreichend genaue Auflösung bieten, gleichzeitig aber so wenig wie möglich Gitterelemente benötigen.

Die wichtigste Maßzahl zur Berechnung der Modelle mit COMSOL ist der verfügbare Arbeitsspeicher. Die mir zur Verfügung stehenden Computer bieten zwischen 24 und 96 Gigabyte Arbeitsspeicher verteilt auf bis zu 12 physische CPU-Kerne. Mit dieser Konfiguration haben sich 450k bzw. 800k Gitterelemente als Maximum für einen reibungslosen Ablauf herausgestellt. Bei größeren Gittern muss der Computer auf die Auslagerungsdatei des Arbeitsspeichers zurückgreifen was eine Vervielfachung der Rechenzeit mit sich bringt.

Für magnetotellurische Problemstellungen muss ein Gitter erzeugt werden, dass nahe bei den virtuellen Stationen eine sehr feine Auflösung hat und zum Rand hin immer gröber werden kann. Dies entspricht der Energieverteilung der auflösbaren Feldvariationen im Induktionsvolumen (vgl. Kapitel 2, S.3ff). Auch die Skalierung der Gitterpunktabstände wird aus der Eindringtiefe der elektromagnetischen Felder im homogenen Halbraum abgeschätzt. Die Gitterpunktabstände hängen also direkt von der vorgegebenen Leitfähigkeitsverteilung ab. Da in der Regel ein Modell mit inhomogener elektrischer Leitfähigkeitsverteilung berechnet wird, kann eine minimale $p_{min}(\sigma_{max})$ und eine maximale Eindringtiefe $p_{max}(\sigma_{min})$ (Gl. (2.13), S.7) für jede Frequenz bestimmt werden.

Um die entsprechenden Vorgaben für maximale Auflösung und minimale Anzahl der Gitterelemente umzusetzen, wurde ein Halbellipsoidenmodell genutzt. Eine Halbellipse entspricht in etwa dem Induktionsvolumen einer bestimmten Eindringtiefe unterhalb einer gegebenen Stationsverteilung (vgl. Abschnitt 2.4, S.14). Ein Beispiel dieses Modells ist in Abbildung 5.7 gezeigt. Das Modell besteht aus dem Modellvolumen (Struktur 4), das sich mit einem Abstand von $3 \cdot p_{max}$ um das Messgebiet zu einem Quader ergibt. Die oben aufgesetzte Luftbox ist in dieser Abbildung nicht gezeigt. Im Inneren des Modellvolumens wird die Gittererzeugung über drei Ellipsoide gesteuert, deren Mittelpunkt der lateralen Mitte an der Modelloberfläche und dem Mittelpunkt des Untersuchungsgebietes entspricht. Da das Gitter in der Luftbox eine untergeordnete Rolle spielt, werden die Ellipsoide an der Modelloberfläche abgeschnitten und ergeben Halbellipsoide. Die Halbachsen der Ellipsoide ergeben sich nach

$$E_n(x, y, z) = \left(\frac{\Delta x}{2} + e_n, \frac{\Delta y}{2} + e_n, e_n \right), \quad (5.19)$$

aus der Ausdehnung des Messgebietes $\Delta x = \max(x) - \min(x)$ in Ost- und analog dazu Δy in Nordrichtung sowie einem von der jeweiligen Struktur n abhängenden Faktor e_n :

$$e_1 = p_{min}; \quad e_2 = 3 \cdot p_{min}; \quad e_3 = 2 \cdot p_{max}.$$

Wird das Untersuchungsgebiet auf einen Punkt (wie in Abb.5.7 dargestellt) reduziert, ergeben sich die Halbellipsoide zu Halbkreisen.

Struktur 1 legt die feinste Auflösung in unmittelbarer Nähe zum Untersuchungsgebiet fest, der maximale Gitterpunktabstand $\Delta G = \frac{1}{10} \cdot p_{min}$ entspricht 10% der minimalen Eindringtiefe. Struktur 2 erlaubt größere Gitterpunktabstände bis $\Delta G = 0.5 \cdot p_{max}$, limitiert aber das Gitterwachstum $\delta G = 1.1$. Struktur 3 stellt das in Abschnitt 5.3.1 benannte Interpolationsvolumen dar. In der Struktur 4 wird ein stärkeres Gitterwachstum $\delta G = 1.2$ erlaubt. Zwischen Interpolationsvolumen und den Modellrändern wird jedem Gitterpunkt der Hintergrundwiderstand ρ_{hg} zugewiesen. Das Anwachsen der Gitterzellen von der Mitte der Modelloberseite nach außen hin ist in Abb. 5.7 gut erkennbar.

Hohe Kontraste des spezifischen elektrischen Widerstandes ergeben eine sehr große Differenz zwischen p_{min} und p_{max} , selbst wenn die Kontraste nur kleinräumig auftreten. Da

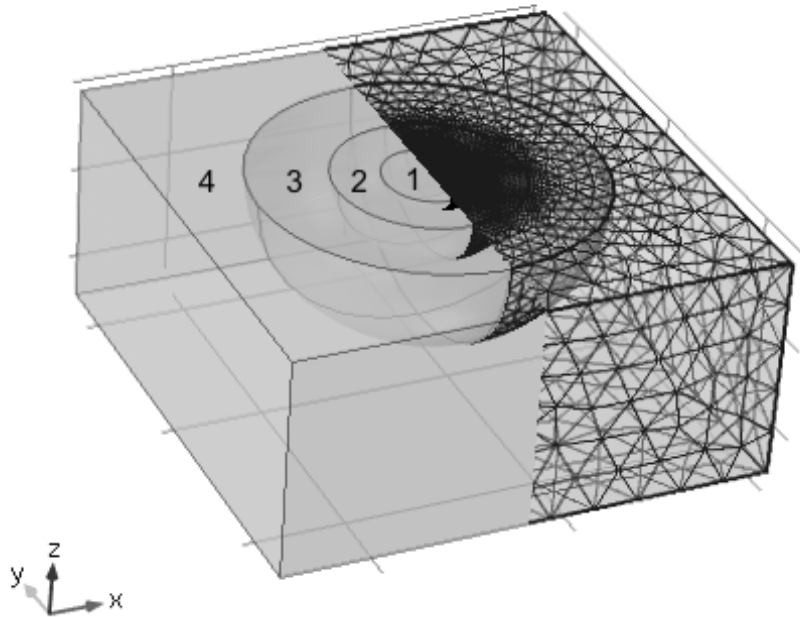


Abb. 5.7: Beispiel des für die Modellierung genutzten Halbellipsoidenmodells (ohne Luftbox) für eine einzelne virtuelle Station in der Mitte der Oberfläche, in der linken Bildhälfte sind die Modellstrukturen (1-4) mit dem entsprechenden FE-Gitter überlagert. Das Gitter ist nur auf den Außenflächen der gezeigten Körper dargestellt, setzt sich aber innerhalb des Körpervolumens fort.
 Struktur 1 = Verfeinerungsgebiet unterhalb der virtuellen Messstationen
 Struktur 2 = nur Gitterverfeinerung
 Struktur 3 = Interpolationsvolumen
 Struktur 4 = Modellbox

die Parameter der Modellgenerierung direkt von der minimalen und maximalen Eindringtiefe abhängen, führt dies zu großen Modellvolumen mit sehr kleinen Gitterabständen und entsprechend einer hohen Anzahl an Gitterelementen. Unter der Voraussetzung, dass das elektromagnetische Feld das gesamte Induktionsvolumen abbildet, also einen Mischwiderstand daraus sieht und hohe Kontraste in der Regel nicht im gesamten Volumen auftreten, können die Extremwerte der Eindringtiefe auf frequenzabhängige Grenzwerte festgelegt werden. Mit $p_{min}(\rho_{min} = 10 \Omega m, \omega)$ und $p_{max}(\rho_{max} = 100 \Omega m, \omega)$ konnten viele realitätsnahe Widerstandsverteilungen hinreichend genau aufgelöst werden. Ist der Hintergrundwiderstand hoch und die gutleitenden Strukturen gleichzeitig nur auf die Randbereiche des Modells verteilt, ist gegebenenfalls eine Grenzwertenerhöhung auf $\rho_{max} \leq \rho_{hg}$ sinnvoll. Die Anzahl an Gitterelementen steigt dadurch nur wenig, das Auflösungsvermögen des Gitters in den Außenbereichen des Induktionsvolumens sinkt linear mit dem Anstieg der maximalen Eindringtiefe. Bei einer Verringerung von ρ_{min} hingegen steigt die Anzahl an Gitterelementen stark an.

Mit dieser Konfiguration ergeben sich bei der Modellierung einer einzelnen Station etwa 200k Gitterelemente. Bei den gegebenen Ressourcen dauert die Berechnung dieses Modells etwa 10 Minuten pro Frequenz. Eine Geometrie mit 800k Gitterelemente benötigte derzeit etwa je 40-60 Minuten.

5.3. MT3D: PROGRAMMPAKET ZUR 3D (FE) VORWÄRTSMODELLIERUNG

5.3.4 Verifizierung der Modellantworten

Zur Verifizierung der für eine Leitfähigkeitsverteilung mit dem MT3D-Paket berechneten Modellantworten wurden diese mit Ergebnissen anderer Modellierungsprogramme der gleichen Verteilung verglichen. Als Referenz wurden dabei die beiden Modelle der "Dublin magnetotelluric modeling and inversion"-Workshops DTM1 und DTM2 (siehe *Mienseopust et al.* [2013]) gewählt. Für beide Modelle sind die Vorwärts-Modellantworten der diversen Programme der Workshopteilnehmer verfügbar⁴ und können für einen direkten Vergleich herangezogen werden.

Das Dublin Test Modell 1 (DTM1; vgl. Abb. 5.8) besteht aus zwei gut ($\sigma_1 = 0.1 \frac{S}{m}, \sigma_2 = 1 \frac{S}{m}$) und einem schlecht leitenden ($\sigma_3 = 10^{-4} \frac{S}{m}$) Block in einem $100 \Omega m$ Halbraum. Über diesem Modellraum wurden an insgesamt 59 Stationen entlang von vier Profilen die Impedanztensoren im Periodenbereich von $0.1s$ bis $10000 s$ für vier Perioden pro Dekade bestimmt. Das Modell bietet neben einer hohen Dreidimensionalität seiner Strukturen auch die Herausforderung eines hohen Leitfähigkeitskontrastes: Im Ursprung in einer Tiefe von $20-25 km$ treffen die Strukturen 2 und 3 direkt aufeinander, der Widerstand ändert sich an einem scharfen Übergang von 1 auf $10000 \Omega m$. Solche hohen Kontraste können bei der Berechnung eines Vorwärtsmodells zu Problemen führen, da die Unterschiede zwischen einzelnen Gitterelementen / Berechnungspunkten entsprechend groß sind. In einigen Fällen führt dies dazu, dass keine Lösung für das Problem gefunden werden kann. Dieses Modell wurde von mehreren Kursteilnehmern mit den Programmen und Algorithmen von *Nam et al.* [2007] (FE), *Avdeev* [2002] (IE), *Egbert und Kelbert* [2012] (FD), *Farquharson et al.* [2002] (FD), *Mackie et al.* [1994] (FD), *Newman und Alumbaugh* [2000] (FD), *Sasaki* [2001] (FD) und *Siripunvaraporn et al.* [2002] (FD) gelöst. Die genutzte Diskretisierungsmethode ist in Klammern angegeben. Die Modellantworten aller Teilnehmer und denen der MT3D-Software sind in der Abbildung 5.9 (S. 88) für eine Station im Ursprung des Modells und eine im Westen des südlichen Profils dargestellt. Bei beiden Stationen liegen die von MT3D berechneten Übertragungsfunktionen im Bereich der Streuung die aus den anderen Modellen hervorgeht. Die leichte Abweichung in der Z_{yx} -Komponente im Bereich um Periode $T = 100 s$ verläuft deckungsgleich mit der Modellantwort von *Mienseopust* (berechnet nach *Farquharson et al.* [2002]). Die Abweichung in den scheinbaren spezifischen Widerständen der Nebendiagonalkomponenten könnte auf einen Einfluss der Randbedingungen zurückgeführt werden (vgl. 5.3.3, S. 82), da die Leitfähigkeitsverteilung des Modells sehr hohe Kontraste aufweist. Die teilweise große Streuung der Modellantworten im Periodenbereich $T < 10 s$ der Hauptdiagonalelemente kommt durch die für diesen Periodenbereich geringen Eindringtiefen $p(T = 10 s, \rho = 100 \Omega m) \approx 15 km$ zustande. An der Station im Ursprung wird nur die durch den Körper #1 hervorgerufene 2D-Struktur gesehen, deren Streichrichtung der x -Achse entspricht, an der süd-westlichen Station kann nur der 1D-Halbraum aufgelöst werden. In beiden Fällen sind die Hauptdiagonalelemente des Impedanztensors gleich Null (vgl. Abschnitt 2.4, S. 13).

Als zweiter Vergleich wurde das Dublin Test Model 2 (DTM2) mit MT3D berechnet. Es besteht aus einer leitfähigen ($\rho_{anom} = 10 \Omega m$) Halbkugel mit Radius $r = 5 km$ und Mittelpunkt im Ursprung des Koordinatensystems, die in einem homogenen Halbraum mit dem Widerstand $\rho_{hr} = 300 \Omega m$ eingebettet ist (vgl. Abb. 5.8). Die Übertragungsfunktionen wurden an insgesamt 48 Stationen mit bis zu $20 km$ Abstand zur Halbkugel für einen Periodenbereich von $0.01 s$ bis $10000 s$ mit vier Zielfrequenzen pro Dekade berechnet. Durch

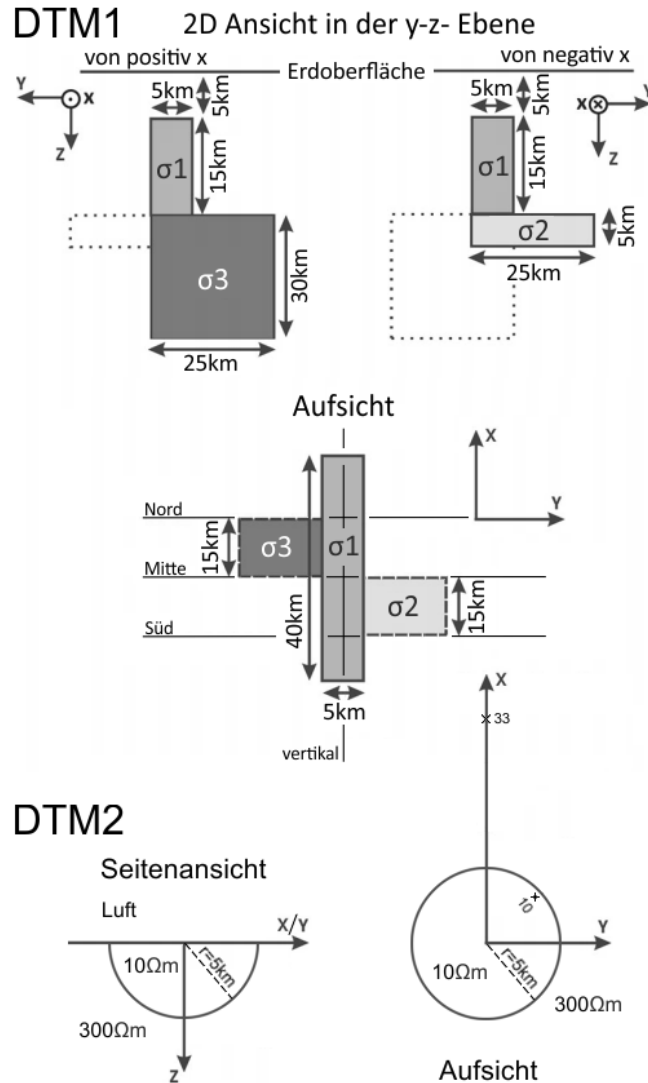
⁴Zum Zeitpunkt dieser Arbeit sind deren Ergebnisse in der Onlineversion des Artikels *Mienseopust et al.* [2013] unter <http://gji.oxfordjournals.org/lookup/suppl/doi:10.1093/gji/ggt066/-/DC1> verfügbar.

Abb. 5.8: Schema der Modelle DTM1 (oben) und DTM2 (unten), umgezeichnet nach *Miensopust et al.* [2013].

DTM1: Die beiden oberen Grafiken zeigen einen Schnitt durch die yz -Ebene des Modells DTM1, links aus positiver, rechts aus negativer Richtung der x -Achse mit Blickrichtung auf deren Ursprung. Die untere Grafik zeigt eine Aufsicht, die drei dünnen schwarzen Linien markieren den Verlauf der Auswertepprofile. Der Ursprung des Modells liegt am Schnittpunkt der Profile "Mitte" und "vertikal".

Die Leitfähigkeiten der Körper sind: $\sigma_1 = 0.1 \frac{S}{m}$, $\sigma_2 = 1 \frac{S}{m}$, $\sigma_3 = 10^{-4} \frac{S}{m}$, die Hintergrundleitfähigkeit beträgt $\sigma_{hg} = 0.01 \frac{S}{m}$. Der Stationsabstand beträgt $5 km$, dies entspricht je 16 Stationen auf den horizontalen und 11 Stationen auf dem vertikalen Profil.

DTM2: Seitenansicht (links) und Aufsicht (rechts) des Modells DTM2. Das Modell besteht aus einer Halbkugel mit Radius $r = 5 km$. Die Widerstände des Modells sind $\rho_{anom} = 10 \Omega m$ innerhalb der Halbkugel und $\rho_{hr} = 300 \Omega m$ außerhalb. Die beiden Kreuze im oberen, rechten Quadranten der Aufsicht zeigen die Lage der beiden Vergleichsstationen #10 und #33.



ihre runde Struktur stellt diese Leitfähigkeitsverteilung besondere Anforderungen an die Diskretisierung des Modellraumes, speziell für blockartige Diskretisierungsmethoden. Ist die Diskretisierung zu grob gewählt, können, gerade bei Stationen in unmittelbarer Nähe zum Leitfähigkeitskontrast, große Variationen über den gesamten Periodenbereich auftreten (*Miensopust et al.* [2013]). Das DTM2-Modell bietet zudem die Möglichkeit das Verhalten der Vorwärtsoperatoren auf galvanische Verzerrungseffekte (vgl. Abschnitt 2.4.1, S. 13ff.) zu testen. Die von einer leitfähigen Halbkugel an der Oberfläche eines resistiven Halbraumes verursachten galvanischen Verzerrungen wurden von *Groom und Bailey* [1991] bereits umfangreich beschrieben.

Für dieses Modell stehen die Ergebnisse folgender Programme zur Verfügung, die Diskretisierungsmethode ist in Klammern angegeben: *Avdeev* [2002] (IE), *Franke et al.* [2007] (FE), *Farquharson und Miensopust* [2011] (FE), *Mackie et al.* [1994] (FD), *Siripunvaraporn et al.* [2002] (FD), *Siripunvaraporn und Egbert* [2009] (FD), *Egbert und Kelbert* [2012] (FD), sowie ein FD Programm mit PARADISO-Löser von Dr. Ralph-Uwe Börner (siehe *Miensopust et al.* [2013]).

Der Vergleich der Modellantworten an den Stationen⁵ #10 ($x = 3182 m, y = 3182 m$)

⁵Die Stationsnummern wurden von *Miensopust et al.* [2013] übernommen.

5.3. MT3D: PROGRAMMPAKET ZUR 3D (FE) VORWÄRTSMODELLIERUNG

(links) und #33 ($x = 15000\text{ m}, y = 0\text{ m}$) (rechts) ist in Abbildung 5.10 dargestellt. Die Komponenten $Z_{xx}, Z_{xy}, Z_{yx}, Z_{yy}$ sind in dieser Reihenfolge von oben nach unten mit jeweils ρ_a im oberen und ϕ unteren Grafikteil gezeigt. Station #10 liegt dabei im Inneren der gut leitfähigen Struktur, ist aber nur 500 m vom Übergang in den Halbraum entfernt. Bis zu einer Periode von $T = 1\text{ s}$ stimmen die MT3D-Modellantworten mit denen der anderen Modellierungen überein. Ist für längere Perioden die von der Eindringtiefe p abhängige Kantenlänge der Tetraeder im Bereich des Halbkugeldurchmessers ($p(\rho_{hg}, T) \approx 10\text{ km}$), wird die Halbkugel nur noch durch wenige Tetraeder bis hin zu einem Einzigen approximiert (vgl. Abb. 5.5, S. 80). Da die elektrische Leitfähigkeit nur auf ganze Tetraederelemente interpoliert wird, kann die im Modell berücksichtigte Form der leitfähigen Halbkugel stark verfälscht werden. Diese Ungenauigkeit in der Interpolation wird als Ursache für die Abweichung der scheinbaren spezifischen Widerstände ab $T > 30\text{ s}$ vermutet. Die Phasen zeigen, abgesehen von denen der Z_{yy} -Komponente, keine Abweichungen von den Phasen der verfügbaren Modellantworten.

Bei den Ergebnissen der Station #33 ist der Einfluss der Anomalie ab etwa $T = 1\text{ s}$ zu erkennen, die Ergebnisse von MT3D stimmen bis Perioden $T > 1000\text{ s}$ mit denen der anderen Modellierungen überein. Die großen Streuungen der Z_{xx} - und Z_{yy} -Komponente sind durch die Modellsymmetrie bedingt und sollen hier nicht weiter betrachtet werden. Erst bei den längsten Perioden wird ein Effekt der Interpolation auf das fest vorgegebene Modellgitter sichtbar. Bei Perioden $T > 2000\text{ s}$ sind die Eindringtiefen $p(\rho_{hg}) > 400\text{ km}$ und $p(\rho_{anom}) > 250\text{ km}$ um ein vielfaches Größer als die aufzulösende Struktur.

Beim Vergleich zwischen der mit dem MT3D-Programmpaket berechneten und den von anderen Autoren gefundenen Modellantworten zu den Dublin Test Modellen 1 und 2 zeigte sich, dass nur bei Extremfällen der Leitfähigkeitsstrukturen und für lange Perioden die gefundenen Ergebnisse voneinander abweichen. Extremefälle sind zum Beispiel die im DTM2 vorgegebene, im Vergleich zu den Eindringtiefen der längsten Perioden sehr kleine, leitende Struktur direkt an der Oberfläche, oder die im DTM1 verwendeten sehr hohen Leitfähigkeitskontraste. Deren Dimensionen können durch die Interpolation der Leitfähigkeitsstrukturen auf ein fest vorgegebenes, von den Eindringtiefen abhängiges Gitter (siehe Abschnitt 5.3.3, S 82) verfälscht werden, was zu Abweichungen in den Modellantworten führen kann, die die zu erwartende Messgenauigkeit magnetotellurischer Daten übersteigen. In einem Untergrund mit realistischen Leitfähigkeitsstrukturen würden die Effekte kleinräumige Extrema bei langen Perioden von denen größerer Strukturen im Induktionsvolumen dominiert werden und sich nicht maßgeblich auf das Ergebnis der jeweiligen Station auswirken.

Gezeigt wurde außerdem, dass sich bei extremen Leitfähigkeitsstrukturen die Werte der Phasen deutlich robuster verhalten als die der scheinbaren spezifischen Widerstände. Da bei den im Laufe der in dieser Arbeit gezeigten Modellrechnungen das Hauptaugenmerk auf den Phasenverschiebungen zwischen elektrischem und magnetischem Feld liegt, wird das MT3D Programmpaket zur Modellierung verwendet. Das MT3D-Programmpaket ist zudem in der Lage, galvanische Verzerrungsströme über eine Struktur mit intrinsisch-anisotroper Leitfähigkeit in das Modell einzubringen. Diese kann für lange Perioden entsprechend dem vorgegebenen Gitter skaliert werden.

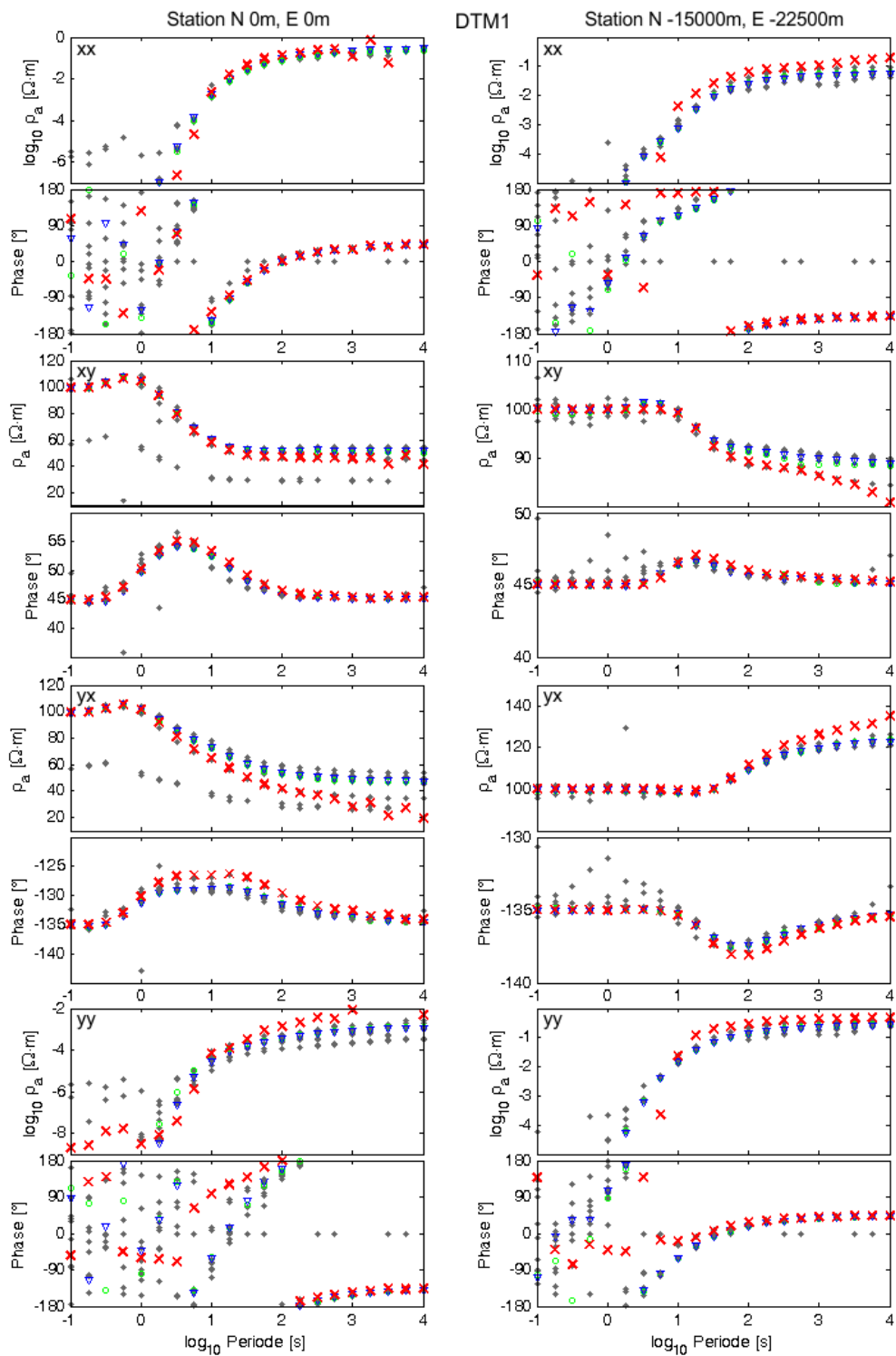


Abb. 5.9: Impedanztenorkomponenten des Dublin Test Model 1 (DTM1) an den Stationen $N = 0\text{ km}$, $E = 0\text{ km}$ (links) und $N = -15\text{ km}$, $E = -22.5\text{ km}$ (rechts) dargestellt als scheinbarer spezifischer Widerstand und Phase gegenüber dem Logarithmus der Periode. Die Darstellung der Ergebnisse der Workshopteilnehmer ist farblich nach Diskretisierungsmethode getrennt dargestellt: FD (graue Punkte), FE (grüne Kreise), IE (blaue Dreiecke). Die Modellantwort von MT3D ist mit roten Kreuzen gekennzeichnet. Analog zur Darstellung von *Miensopust et al.* [2013] wurden in dieser Darstellung die Phasen der Z_{yx} -Komponente nicht, wie sonst in dieser Arbeit üblich, um π verschoben. Außerdem sind die scheinbaren spezifischen Widerstände der Z_{xy} - und Z_{yx} -Komponente entlang einer linearen Skala aufgetragen. An beiden Stationen liegen die mit MT3D berechneten Ergebnisse im Streubereich der mit anderen Programmen berechneten Modellantworten.

5.3. MT3D: PROGRAMMPAKET ZUR 3D (FE) VORWÄRTSMODELLIERUNG

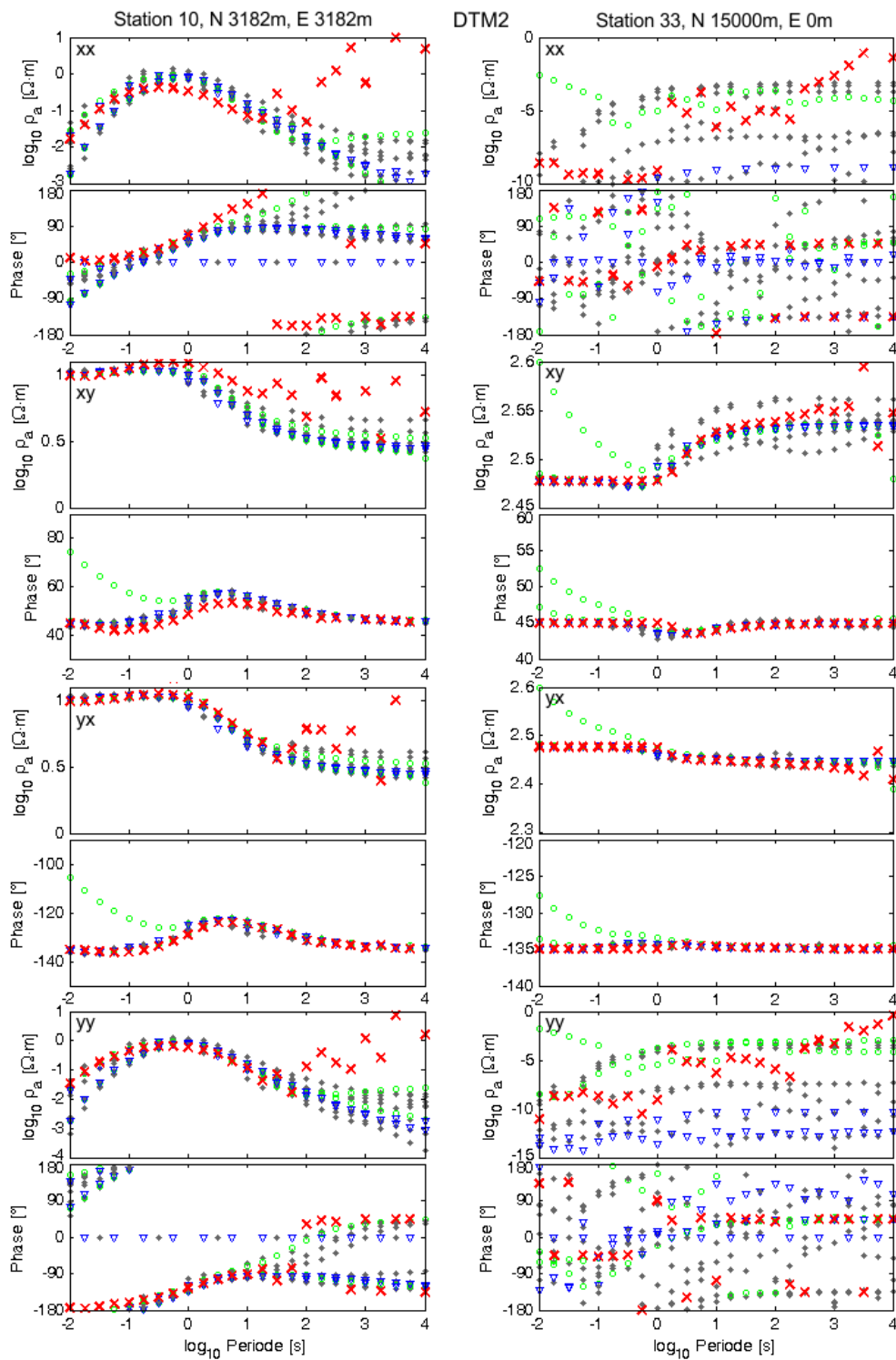


Abb. 5.10: Impedanztenorkomponenten des Dublin Test Model 2 (DTM2) an den Stationen #10 $N = 3.182 \text{ km}$, $E = 3.182 \text{ km}$ (links) und #33 $N = 15 \text{ km}$, $E = 0 \text{ km}$ (rechts) dargestellt als scheinbarer spezifischer Widerstand und Phase gegenüber dem Logarithmus der Periode. Die Darstellung der Ergebnisse der Workshopteilnehmer ist farblich nach Diskretisierungsmethode getrennt dargestellt: FD (graue Punkte), FE (grüne Kreise), IE (blaue Dreiecke). Die Modellantwort von MT3D ist mit roten Kreuzen gekennzeichnet. In Analogie zu *Miensopust et al.* [2013] wurden die Phasen der Z_{yx} -Komponente nicht, wie sonst in dieser Arbeit üblich, um π verschoben. Wird die Eindringtiefe deutlich größer als die Dimensionen der Leitfähigkeitsanomalie (ab $T > 10^{1.5} \text{ s}$), werden in ρ_a Effekte der nicht exakten Interpolation auf das FE-Gitter in der Modellantwort von MT3D sichtbar.

5.4 ModEM 3D Inversionscode

Zur dreidimensionalen Inversion isotroper Leitfähigkeitsstrukturen wurde in dieser Arbeit das Programmpaket "Modular Electromagnetic Inversion System" (ModEM, *Kelbert et al.* [2014]) verwendet. ModEM bietet die Möglichkeit zur Vorwärtsmodellierung und Inversion von elektromagnetischen Daten im Frequenzbereich unter Verwendung von gradientenbasierenden Suchalgorithmen auf einem Finite Differenzen Gitter. In dieser Arbeit wurde die für dreidimensionale magnetotellurische Probleme entwickelte Programmroutine ModEM3DMT mit einem nicht linearen konjugierten Gradienten (non-linear conjugate gradient, NLCC, siehe z.B. *Rodi und Mackie* [2001]) Suchmechanismus genutzt (vgl. Abschnitt 5.1.1, S.71). Diese Routine beinhaltet, neben der Inversion des Impedanztensors und der magnetischen Übertragungsfunktionen auch die durch *Tietze* [2012] implementierte Inversion der Phasentensoren sowie eine gemeinsame Inversion der scheinbaren spezifischen Widerstände und Phasen des Impedanztensors.

Um eine dreidimensionale Berechnung der elektromagnetischen Felder durchführen zu können, benötigt ModEM die Angabe von $N \times M \times O$ Zellen sowie den spezifischen Widerstand jeder Zelle. Für eine Inversion müssen außerdem die Inversionsparameter, wie die Eigenschaften des Ausgleichsparameters λ , die RMS-Fehlergrenzen und die maximale Anzahl an Iterationen angegeben werden. Optional kann jeder Zelle eine Modellkovarianz K_m^{-1} zugeordnet werden, die der Berechnung der Inversions sensitivitäten \underline{J} und, bei der Bestimmung des RMS-Fehlers der Vorwärtsrechnung, als Gewichtungsfaktor der jeweiligen Zelle dienen.

Da bei einer dreidimensionalen Inversion die galvanischen Verzerrungen von der Inversionsroutine berücksichtigt werden müssen, sollte die Zellenausdehnung in vertikaler Richtung in Oberflächennähe kleiner als das vertikale Auflösungsvermögen gewählt werden (pers. Komm. Dr. Kristina Tietze und Dr. Naser Meqbel). Die Wahl geringer vertikaler Zellgrößen im oberflächennahen Bereich sollte auch bei der Phasentensorinversion berücksichtigt werden, da eventuelle durch nicht-auflösbare Strukturen erklärable Unterschiede zwischen den Stationen, die z.B. auf schlechter Datenqualität beruhen können, ebenfalls in diesen Zellen ausgeglichen werden.

Kapitel 6

Modellstudien und modellierung der Daten

6.1 Auswirkung einer 3D-Leitfähigkeit auf 1D-PT-Inversionen

Eine 1D Inversion kann die Messdaten nur mit einem Modell eines geschichteten Halbraumes erklären, da sie unter der Annahme konstanter Leitfähigkeiten in lateraler Richtung $\sigma_x = konst.$, $\sigma_y = konst.$ durchgeführt wird. Liegt das Messgebiet über einem nicht homogenen Untergrund, muss eine 1D Inversion mit entsprechender Vorsicht interpretiert werden. Um ein Gefühl für die Einflüsse dreidimensionaler Leitfähigkeitsstrukturen auf die Ergebnisse der 1D-Phasentensorinversion zu erhalten, habe ich die im Folgenden vorgestellte Modellstudie durchgeführt.

Von bekannten Leitfähigkeitsverteilungen wurden dreidimensionale Vorwärtsberechnungen des elektrischen und magnetischen Feldes mittels MT3D auf Basis von COMSOL Multiphysics 4.2¹ durchgeführt.

Die Modellantworten wurden für sechs logarithmisch äquidistante Perioden zwischen 10 s und 464 s berechnet. Die Extraktion der EM-Felddaten erfolgte entlang eines dichten Stationsrasters. Für jede Station konnten daraus die Übertragungsfunktionen berechnet werden. Da gemessene Daten selten die Qualität einer Vorwärtsrechnung aufweisen, wurde vor der Bestimmung der Phasentensoren ein Rauschen von bis zu $\pm 15\%$ auf die Impedanztensoren addiert.

Zur Rekonstruktion der dreidimensionalen Leitfähigkeitsstrukturen wurde an jeder Station mit MT1D (siehe Abschnitt 5.2, S. 78) eine von den Nachbarstationen unabhängige 1D Phasentensorinversion durchgeführt. Die Inversionsergebnisse wurden zu Pseudo-2D-Profilen zusammengesetzt und mit dem Ursprungsmodell verglichen. Im Folgenden präsentiere ich die Ergebnisse der 1D-Phasentensorinversion für drei verschiedene Leitfähigkeitsstrukturen und gehe auf die jeweiligen Grenzen der 1D Inversion ein.

6.1.1 Einzelne Platte

Das erste Modell spiegelt eine einzelne, gut leitende Platte mit einem spezifischen Widerstand von $10 \Omega m$ und den Dimensionen $100 \times 100 \times 10 km^3$ in einer Tiefe von $30 km$ wieder. Der Hintergrundwiderstand beträgt $\rho_{hg} = 1000 \Omega m$, die erwarteten Eindringtiefen liegen zwischen $p(\rho_{hg}, T = 10 s) = 50 km$ und maximal $p(\rho_{hg}, T = 464 s) = 340 km$.

¹Zwischen den COMSOL Versionen 4.2 und 4.3a konnte kein Unterschied in der Qualität der Vorwärtsmodelle festgestellt werden.

Abbildung 6.2 (S. 93) zeigt eine 3D-Ansicht der vorgegebenen elektrischen Leitfähigkeitsstruktur, die von drei Pseudo-2D-Profilen mit den Ergebnissen der 1D Phasentensorinversion überlagert wird. Profil #2 wurde dabei so gewählt, dass es eine Ecke der leitfähigen Platte schneidet, da dort die größte Dreidimensionalität der Leitfähigkeitsverteilung vorhanden ist. Die laterale Struktur kann von der 1D-Inversion gut rekonstruiert werden (Abb. 6.4, S. 93), auch die Oberkante der Platte kann aufgelöst werden (Abb. 6.3, S. 93). Die Lage der Oberkante der Platte wird in zu geringer Tiefe angenommen, eine Ursache kann ein zu niedrig angenommener Hintergrundwiderstand² sein. Im 1D Fall skaliert dieser die Tiefenlage der gefundenen Strukturen.

Die Ecken der gutleitenden Platte konnten durch die hier vorherrschende dreidimensionalen Strukturen nicht präzise lokalisiert werden, die Platte wird von der 1D Inversion als abgerundete flache Struktur wiedergegeben. Generell ist zu erkennen, dass die scharfen Leitfähigkeitskontraste der vorgegebenen Struktur im Inversionsergebnis als weiche Übergangszonen erscheinen. Ebenso nicht genau aufgelöst werden konnte der scheinbare Widerstand des guten Leiters. Dieser wird von der Inversion im Mittel mit etwa $100 \Omega m$ wiedergegeben. Der Grund für diese Fehlinterpretation ist die fehlende Auflösung für die Unterkante des Körpers. Durch die von der Inversion nicht rekonstruierte Unterkante des guten Leiters interpretiert die 1D Inversion einen deutlich mächtigeren Körper. Damit mit diesem die gemessenen Daten erklärt werden können, muss der Widerstand höher sein als in der flacheren Ausgangsstruktur. Dadurch resultiert für beide Körper ein identischer Leitwert G (vgl. Abschnitt 2.2, Gl. (2.14), S. 8), der im 1D Fall den gleichen Einfluss auf die elektromagnetischen Feldvariationen widerspiegelt. Allgemein können in der Magnetotellurik vertikale Kontraste mit negativem Widerstandsgradienten $\delta\rho_z < 0$ besser aufgelöst werden als solche mit $\delta\rho_z > 0$, da die Felder im Inneren eines guten Leiters Energie verlieren und die Welle nur noch geschwächt in das darunterliegende Medium eindringen kann.

Die Anpassung der 1D-Phasentensorinversion ist beispielhaft für zwei Stationen in Abbildung 6.1 gezeigt.

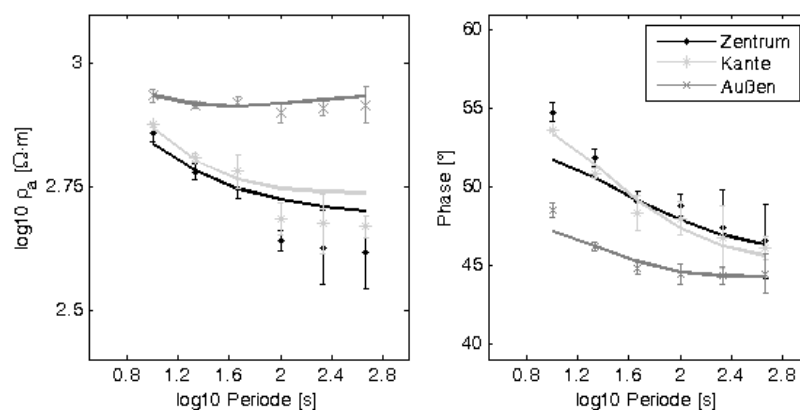


Abb. 6.1: Consol Modellantwort mit bis zu 15% Zufallsfehlern (Punkte mit Fehlerbalken) und zugehörige Modellantworten der durch die Inversion gefundenen Leitfähigkeitsstrukturen (durchgezogene Linien) für drei verschiedene Stationen des "einfache Platte" Modells: Im Zentrum (schwarz), an der Plattenkante (hellgrau), und im Außenbereich (dunkelgrau).

Die Inversionsergebnisse der Stationen liegen bei fast allen Perioden im Wahrscheinlichkeitsbereich des vorgegebenen Modells.

²Bei dieser Modellstudie wurde der Hintergrundwiderstand aus den beiden kurzperiodigsten scheinbaren spezifischen Widerständen an jeder Station individuell abgeschätzt.

6.1. AUSWIRKUNG EINER 3D-LEITFÄHIGKEIT AUF 1D-PT-INVERSIONEN

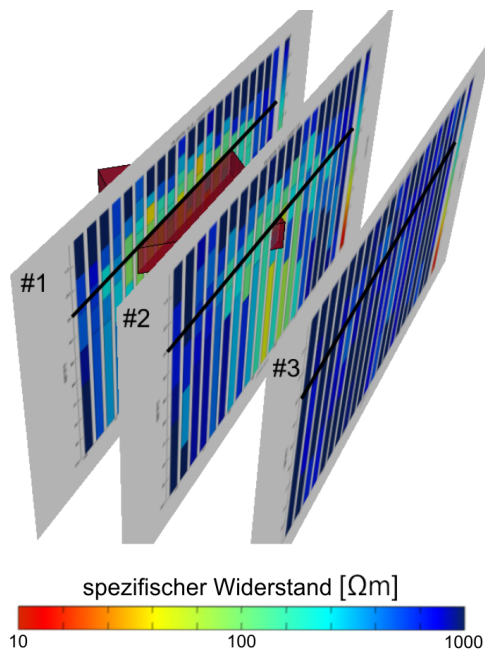


Abb. 6.2: Überblick über die im Modell verwendete Leitfähigkeitsverteilung und die entlang von drei Profilen berechnete 1D Phasentensorinversionen. Der rote Block ist ein guter Leiter mit den Dimensionen $100 \times 100 \times 10 \text{ km}^3$ in 30 km Tiefe mit einem spezifischen Widerstand von $10 \Omega m$ bei einem Hintergrundwiderstand von $1000 \Omega m$. Die schwarzen Linien in den Profildarstellungen markieren die Tiefenlage der Oberkante des guten Leiters. Profil #1 wird in Abb. 6.3 gezeigt und schneidet den Mittelpunkt der Leitfähigkeitsanomalie. Profil #2 ist parallel zu Profil #1 und schneidet die süd-östliche Ecke der Anomalie. Profil #3 befindet sich außerhalb des gutleitenden Bereiches. Der minimale Abstand des Profils zum guten Leiter beträgt 30 km . Dessen Einfluss kann dort nicht mehr beobachtet werden.

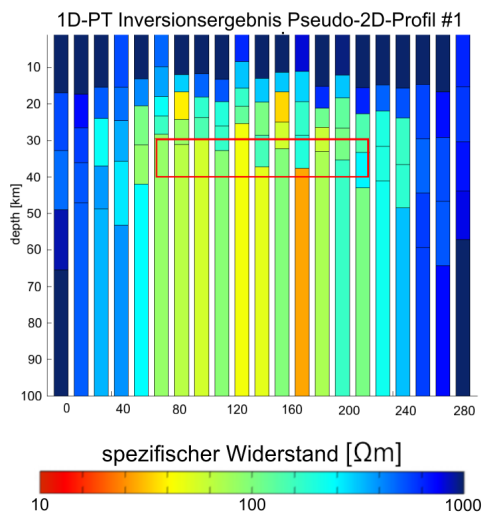


Abb. 6.3: 2D-Profildarstellung der 1D PT-Inversionsergebnisse des 'Einzelne-Platte'-Modells. Das Profil verläuft durch das Zentrum des guten Leiters (vgl. Profil #1 Abb. 6.2). Dieser wird durch das rote Rechteck markiert.

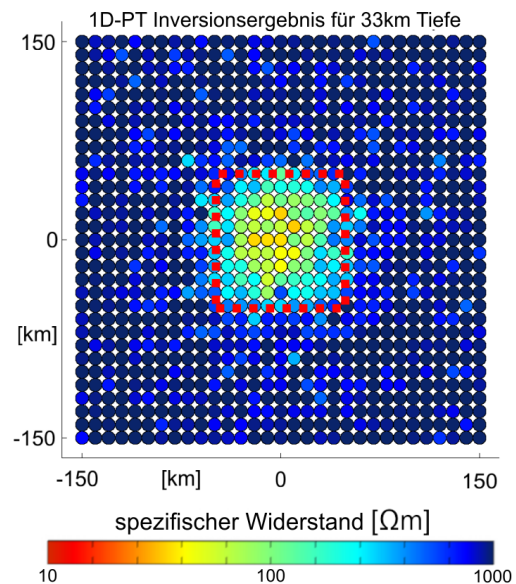


Abb. 6.4: Tiefenschnitt der 1D PT-Inversionsergebnisse des 'Einzelne-Platte'-Modells in einer Tiefe von 33 km . Die Füllfarbe der Kreise gibt den Widerstand der entsprechenden Zelle wieder. Der gute Leiter wird vom rot gestrichelten Rechteck markiert.

6.1.2 Schachbrett Test

Als weitere Teststruktur wurde die einzelne Platte durch das Hinzufügen vier weiterer Platten der gleichen Dimensionen ($100 \times 100 \times 10 \text{ km}^3$, Oberkante in 30 km Tiefe) zu einem Schachbrett-Modell erweitert. Der Ursprung des Modells liegt dabei 35 km oberhalb der Mitte der mittleren Platte, die x - und y - Achsen sind entlang der lateralen Plattenkanten ausgerichtet. Ein solches Modell wird in vielen Bereichen gerne zum Testen des Auflösungsvermögens eines Codes verwendet, da es durch seine Symmetrien und scharfkantigen Kontraste einige Anforderungen an eine Modellierung stellt.

Die weiteren Modellparameter wurden identisch zu denen des "einzelne Platte"-Modells gesetzt, der spezifische Widerstand der leitfähigen Platten ist $10 \Omega m$, der des Halbraumes $1000 \Omega m$. Abbildung 6.5 (S. 95) zeigt eine dreidimensionale Darstellung der vorgegebenen Leitfähigkeitsstruktur (rote Blöcke) zusammen mit den Ergebnissen der 1D-Phasentensorinversion entlang zweier Pseudo-2D-Profile. Profil #1 schneidet die leitfähigen Blöcke in ihrer Diagonalen und liegt somit im Bereich der dreidimensionalen Strukturen um die Plattenecken. Profil #2 verläuft entlang der x -Achse und zeigt sowohl Stationen im Mittelpunkt einer Platte als auch im Mittelpunkt des Gebietes zwischen den Platten.

Wie beim vorherigen Test konnten die oberen Plattengrenzen, abgesehen von einer kleinen Unsicherheit in der Tiefenskalierung durch den abgeschätzten Hintergrundwiderstand, und die horizontalen Plattenausdehnungen gut aufgelöst werden. Auch bei diesem Test konnten die Unterkanten der gutleitenden Platten nicht erkannt werden, der spezifische Widerstand der Platten wird im Mittel mit 50 bis $100 \Omega m$ erkannt.

Die eindimensionale Näherung der Leitfähigkeiten versagt in Bereichen mit großen 3D-Effekten wie zum Beispiel an den Ecken der Schachbrett-Platten (vgl. Abbildung 6.6, S. 95). Auch in diesem Modell können die scharfen Leitfähigkeitskontraste an den Ecken der Struktur nicht wiedergegeben werden.

6.1.3 Überlappende Blöcke

Als dritter Inversionstest wurde ein Modell mit zwei gutleitenden Blöcken in unterschiedlichen Tiefen mit lateraler Überlagerung gewählt. Ein oberflächennaher, guter Leiter beginnt, analog zu den vorangegangenen Modellen, in einer Tiefe von 30 km und hat eine Ausdehnung von $150 \times 100 \times 10 \text{ km}^3$, der zweite gute Leiter liegt in einer Tiefe von 60 km und hat die Dimensionen $175 \times 100 \times 30 \text{ km}^3$. Die Lage beider Körper entlang der x -Achse ist identisch, ebenso ihr scheinbarer Widerstand von $10 \Omega m$. Die beiden Blöcke überlagern sich auf einer Fläche von $100 \times 100 \text{ km}^2$ rund um den Modellursprung. Der Hintergrundwiderstand ist mit $1000 \Omega m$ gleich dem der anderen Modelle. Eine Übersicht der gutleitenden Bereiche (rot) mit einem Pseudo-2D-Profil der 1D-Inversionsergebnisse entlang der y -Achse ist in Abbildung 6.7a (S. 96) gezeigt, der Profilschnitt ist in Abb. 6.7b noch einmal separat dargestellt. Zwei flächenhaft aufgetragene Schnitte der Ergebnisse der 1D-Phasentensorinversionen ist für eine Tiefe von 33 km in Abb. 6.7c und für 76 km Tiefe in Abb. 6.7d gezeigt.

Wie in den beiden vorangegangenen Tests konnte die Geometrie des Körpers in 30 bis 40 km Tiefe gut aufgelöst werden. Der darunterliegende Körper wird vom oberen guten Leiter abgeschirmt und kann nicht klar von diesem unterschieden werden. Auch außerhalb des Überlappungsbereiches kann die Oberkante des guten Leiters nicht wiedergegeben werden, da bei entsprechenden Eindringtiefen Teile des oberen Leiters im Induktionsvolumen erfasst werden.

Da im Bereich des lateralen Überlapps beider Strukturen im vertikalen Mittelwert der

6.1. AUSWIRKUNG EINER 3D-LEITFÄHIGKEIT AUF 1D-PT-INVERSIONEN

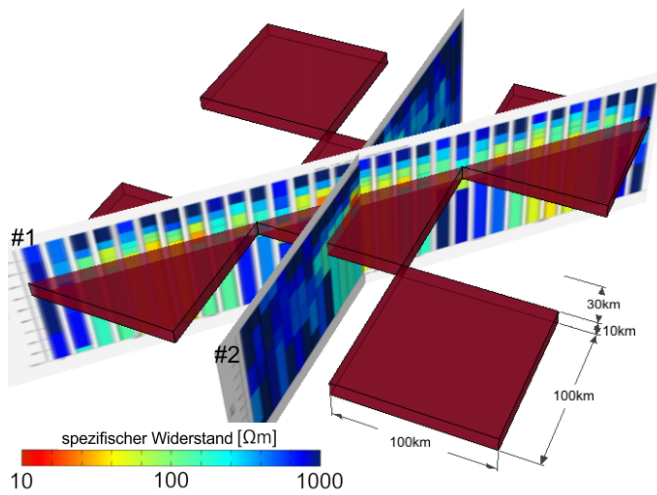


Abb. 6.5: Widerstandsverteilung des Schachbrett-Modells. Die roten Blöcke sind gute Leiter mit einer Dimension von je $100 \times 100 \times 10 \text{ km}^3$ in einer Tiefe von 30 km . Ihr spezifischer Widerstand beträgt $10 \Omega m$, der Hintergrundwiderstand $1000 \Omega m$. Die beiden dargestellten Profilschnitte zeigen die Ergebnisse der 1D-Phasentensor Inversion. Gut erkennbar ist, dass die laterale Ausdehnung der Blöcke gut wiedergegeben wird, ihre Unterkante jedoch nicht mehr aufgelöst werden kann.

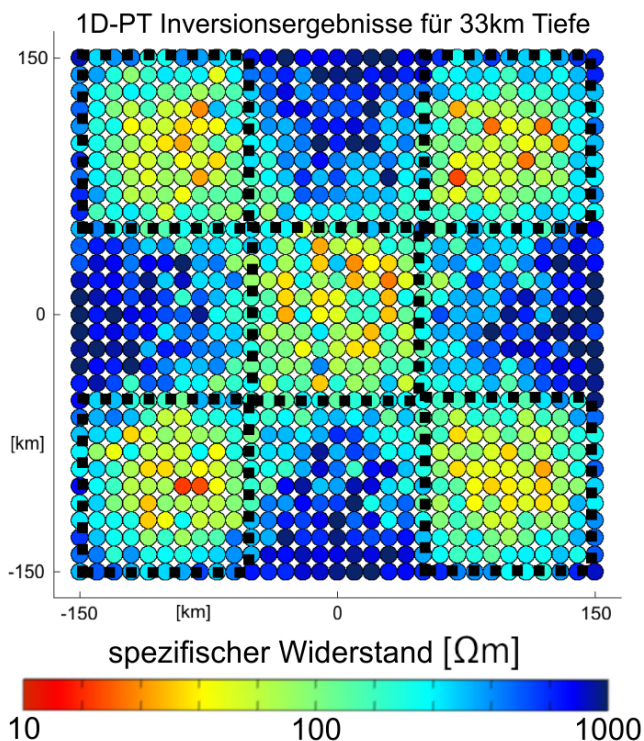


Abb. 6.6: Der Tiefenschnitt in 33 km Tiefe zeigt die Widerstandsverteilung der 1D-Phasentensorinversion bei einem Stationsabstand von 10 km . Die Widerstände werden über die Kreisfarben dargestellt. Die Lage der guten Leiter wird durch die schwarz gestrichelten Rechtecke markiert.

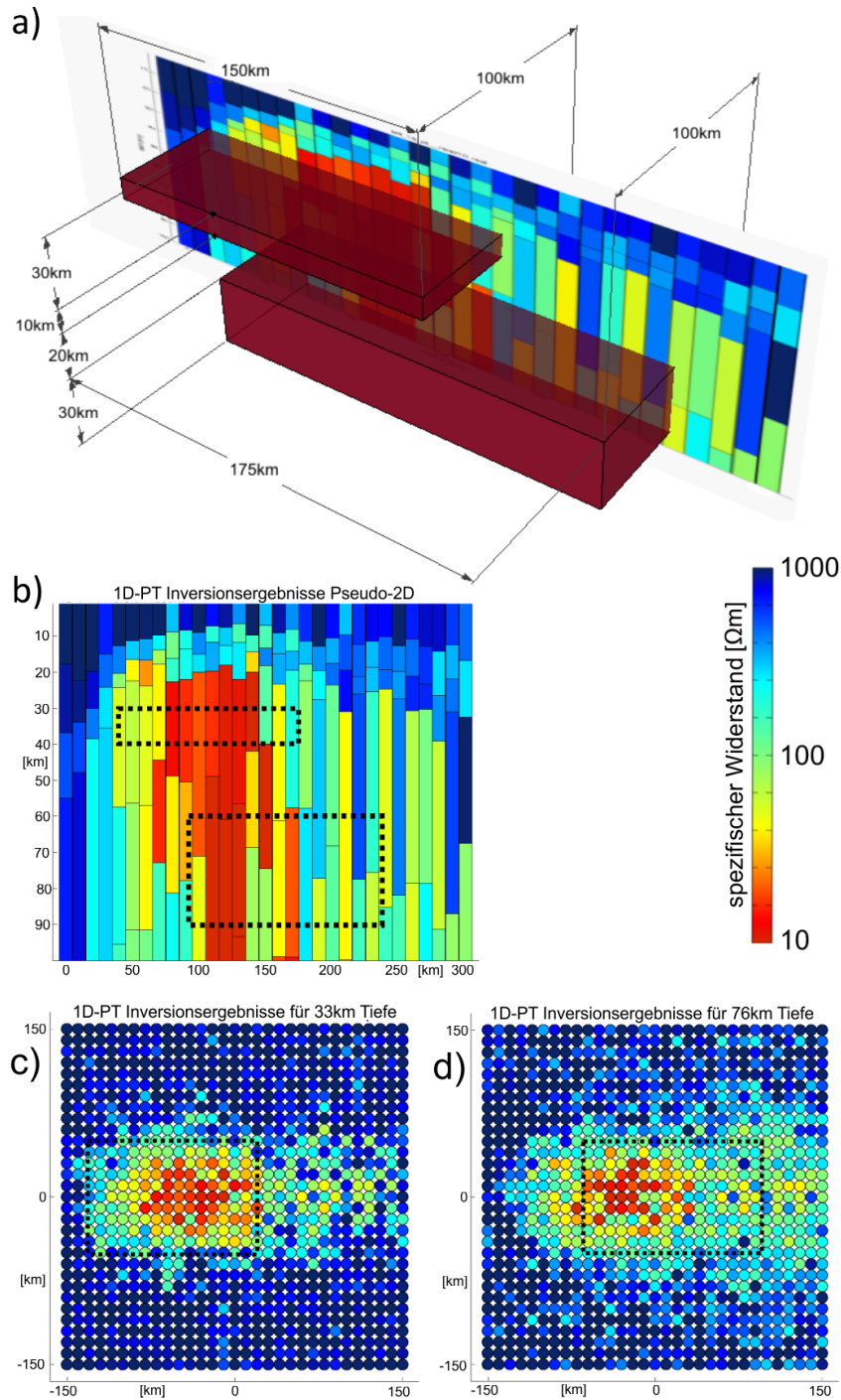


Abb. 6.7: a) Überblick der Widerstandsverteilung mit 2D-Profil der PT-Inversions Tiefensektionen (b). Der obere rote Block ist ein guter Leiter mit einer Ausdehnung von $150 \times 100 \times 10 \text{ km}^3$ in 30 km Tiefe, der untere Block ist ebenfalls ein guter Leiter mit den Dimensionen $175 \times 100 \times 30 \text{ km}^3$ in 60 km Tiefe. Beide Blöcke haben eine Leitfähigkeit von 10 mS/m , der Hintergrundwiderstand beträgt $1000 \text{ } \Omega\text{m}$. Das Überlappungsgebiet hat eine Ausdehnung von $100 \times 100 \text{ km}^2$. b) Profilschnitt der 1D-PT-Inversionsergebnisse parallel zur y -Achse. Das Profil schneidet beide gutleitenden Bereiche. Diese werden durch die schwarzen gepunkteten Linien markiert. c) Widerstandsverteilung der 1D-PT Inversionsergebnisse auf einem Tiefenschnitt für 33 km Tiefe. Die Füllfarbe der Kreise repräsentiert den Widerstandswert. Der Stationsabstand beträgt 10 km . Das schwarz gestrichelte Rechteck gibt die Lage des oberen guten Leiters wieder. d) Widerstandsverteilung der 1D-PT Inversionsergebnisse auf einen Tiefenschnitt für 76 km Tiefe, analog zu (c). Hier wird die Lage des unteren guten Leiters durch das schwarz gestrichelte Rechteck markiert.

6.2. EINFLUSS ANISOTROPER LEITFÄHIGKEITSSTRUKTUREN

gutleitende Bereich eine deutlich größere Mächtigkeit zeigt, kann der spezifische Widerstand des guten Leiters von $10\Omega m$ durch die Inversion rekonstruiert werden. Allerdings sieht die Inversion beide Strukturen im Überlappbereich als einen Körper und kann nicht zwischen den Beiden unterscheiden.

Diese Studie zeigt, dass die 1D-Phasentensorinversion scharfe laterale Leitfähigkeitskontraste und dreidimensionale Strukturen nur geglättet wiedergeben und eine Überlagerung verschiedener gutleitender Schichten nicht auflösen kann. Es wird aber auch deutlich, dass die 1D Phasentensorinversion, auch im Falle dreidimensionaler Leitfähigkeitsstrukturen bereits eine grobe Abschätzung der elektrischen Leitfähigkeitsverteilung des Untergrundes ermöglicht. Ein weiterer Vorteil der 1D-Inversion ist der mit aktuellen Computerressourcen deutlich geringere Rechenzeitaufwand von wenigen Sekunden³ im Vergleich zu der benötigten Rechenzeit von 15 Minuten und mehr für eine dreidimensionale Vorwärtsrechnung einer Periode mit MT3D.

6.2 Einfluss anisotroper Leitfähigkeitsstrukturen

Der Einfluss anisotroper Strukturen auf die magnetotellurischen Übertragungsfunktionen ist immer noch nicht in seiner ganzen Komplexität verstanden. Eine anisotrope Leitfähigkeit kann im Modellraum als eine Folge makroskopischer Strukturen, z.B. parallele Platten oder Röhren, oder als intrinsische Anisotropie angegeben werden (vgl. Abschnitt 2.5, S. 15) Nach *Weidelt* [1999] kann jede (intrinsische) anisotrope Leitfähigkeitsverteilung mit einer hinreichend gut aufgelösten isotropen Leitfähigkeitsstruktur (makrosk. Anisotropie) approximiert werden. Ein guter Überblick über die im Bereich der Magnetotellurik durchgeführten Studien zur Anisotropie ist bereits in *Martí* [2012] gegeben. An dieser Stelle werde ich nur die wichtigsten Studien, die auf der Nutzung natürlicher Quellen basieren, vorstellen.

Für eine eindimensionale Erde lässt sich das Verhalten des Impedanztensors bei anisotropen Strukturen analytisch berechnen. Dieses ist dadurch vollständig bekannt und wurde bereits vor einem halben Jahrhundert in vielen Szenarien untersucht. *Rankin und Reddy* [1969] konnten eine große Aufspaltung zwischen $\rho_{a,xy}$ und $\rho_{a,yx}$ durch eine anisotrope Schicht erklären, deren Polarisation über den ganzen Frequenzbereich konstant ist. Die Auflösung einer Anisotropie in vertikaler Richtung ist in einer eindimensionalen Erde nicht möglich, da die Ströme nur in der Horizontalen fließen (*Martí* [2012]).

In der näheren Vergangenheit wurden anisotrope Leitfähigkeiten in einem zweidimensionalen Untergrund anhand vieler Modelle untersucht. *Eisel und Haak* [1999] konnten das Verhalten ihrer Impedanztensoren und der reellen und imaginären Anteile der Induktionspfeile des deutschen kontinentalen Tiefenbohrungsprojektes (KTB) erklären indem sie einen anisotropen Block über einem 10 km tiefen guten Leiter einfügten. Die Einflüsse einer anisotropen Leitfähigkeitsstruktur auf 2D Inversionen wurde von *Heise und Pous* [2001] untersucht. Sie zeigten, dass ein isotroper 2D Inversionsalgorithmus in der Lage ist, den in den Daten enthaltenen Effekt einer Leitfähigkeitsanisotropie durch das Einbauen makroskopischer Strukturen wiederzugeben. Sie postulieren außerdem, dass dieses

³Für alle Perioden und Stationen des Untersuchungsgebietes.

Vorgehen des Inversionsalgorithmus im anisotropen 3D Fall nicht möglich sei. Sie zeigten, dass die Induktionspfeile nur dann senkrecht zur anisotropen Streichrichtung weisen, wenn $\rho_{a, max}$ gleich dem Widerstand ist, in den die anisotrope Struktur eingebettet ist. Weckmann *et al.* [2003] konnte mit zweidimensionalen anisotropen Leitfähigkeitsstrukturen Phasen reproduzieren, deren Verlauf den üblichen Anzeigequadranten von 90° übersteigt.

Nach meinem aktuellen Kenntnisstand gibt es nur wenige Programme, die das 3D Vorwärtsproblem der Magnetotellurik, unter Nutzung natürlicher Quellen, für anisotrope Leitfähigkeitsverteilungen lösen können. Martinelli und Osella [1997] präsentieren ein Programm basierend auf der Rayleigh-Fourier-Technik, das im Stande ist eine vertikale Anisotropie zu berücksichtigen. Vorwärtscodes für eine anisotrop-leitfähige Erde beliebiger Komplexität unter Benutzung der *staggered-grid* Finite Differenzenmethode wurden vorgestellt von Weidelt [1999], Wang und Sheng [2001] und Weiss und Newman [2003]. Dabei wurden die Programme von Wang und Sheng [2001] ohne praktisches Beispiel, Weiss und Newman [2003] mit einem Beispiel zur induktiven Bohrlochmessung und Weidelt [1999] mit einer Modellstudie zum KTB Projekt präsentiert. Ein weiterer Code für eine komplett-anisotrope Erde wurde von Pankratov *et al.* [1997] entwickelt. Die Autoren nutzen modifizierte Neumann-Serien zur Berechnung der Maxwell Gleichungen. Ein Vorwärtscode unter Nutzung eines Finite Elemente-Gitters, basierend auf COMSOL 3.5, der Anisotrope Leitfähigkeitsstrukturen entlang der Hauptachsen des Koordinatensystems ermöglicht, wurde von Häuserer [2010] vorgestellt.

Programme, beziehungsweise Algorithmen, zur Inversion anisotroper Strukturen sind für den 1D- (z.B. Abramovici und Shoham [1977], Pek und Santos [2006]) und 2D-Fall (z.B. Li und Pek [2008]) verfügbar. Im 3D-Fall ist mir kein frei verfügbares Programm zur Modellierung anisotroper Leitfähigkeitsstrukturen für Magnetotellurik unter Nutzung natürlicher Quellen bekannt.

6.2.1 Einfluss auf Phasensensoren und Induktionspfeile

Hauptthematik dieser Modellstudie ist der Einfluss einer dreidimensionalen Verteilung elektrischer Leitfähigkeiten auf das Verhalten der Induktionspfeile und Phasensensoren.

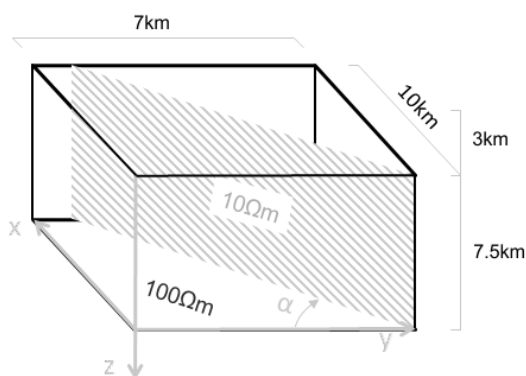


Abb. 6.8: Schematische Darstellung des anisotropen Modells: Gutleitende Platte mit spezifischem Widerstand $\rho_{ani} = 10 \Omega m$ mit anisotropem Streichwinkel α im Hintergrundwiderstand $\rho_{hg} = 100 \Omega m$.

Dazu wurde ein simpler Modelltest konzipiert: Ein Block mit den Dimensionen $10 \times 7 \times 7.5 \text{ km}^3$, der in einer Tiefe von 3 km in einem homogenen Halbraum von $100 \Omega m$ Hintergrundwiderstand eingebettet ist. Der Widerstand des Blockes ändert sich vom isotropen Fall mit $\rho_x = \rho_y = \rho_z = 10 \Omega m$ (Modell A) zu einer anisotropen Struktur mit $\rho_y = \rho_z = 10 \Omega m$; $\rho_x = \rho_{hg} = 100 \Omega m$ (Modell B), was makroskopisch betrachtet einem Modell von parallelen, gutleitenden, vertikalen Platten entspricht (vgl. Abb. 6.8). Als weitere Studie wird die anisotrope Streichrichtung um $\alpha = 30^\circ$ im Uhrzeigersinn um die z -Achse gedreht (Modell C). Die Modelle wurden mit dem MT3D-Softwarepaket für einen Periodenbereich

6.2. EINFLUSS ANISOTROPER LEITFÄHIGKEITSSTRUKTUREN

von 1 bis 100 Sekunden mit drei Perioden pro Dekade berechnet. Die Ergebnisse der Vorwärtsrechnungen der drei Modelle sind für die Periode $T = 2.5 s$ anhand der Phasentensorbalken (Abb. 6.9) und der Induktionspfeile (Abb. 6.10) gezeigt. In beiden Abbildungen ist das Modell A mit isotroper Leitfähigkeitsverteilung links, das anisotrope Modell B in der Mitte und das anisotrope Modell mit um 30° gedrehter anisotroper Streichrichtung rechts dargestellt. Der Einfluss der anisotropen Leitfähigkeiten kann in beiden Abbildungen deutlich ausgemacht werden. Während die Phasentensorbalken in der Mitte des anomalen Blockes für Modell A dieselbe Phase repräsentieren, ist der Unterschied zwischen ϕ_{min} und ϕ_{max} in den Modellen B und C an dieser Stelle, wie erwartet, am größten. Die Drehung der anisotropen Streichrichtung zwischen Modell B und C kann im Bereich der anisotropen Leitfähigkeitsstruktur gut nachvollzogen werden. Die Phasentensoren westlich und östlich des anisotropen Blockes in Modell B können, im Vergleich zu Modell A, nur ein wesentlich schwächeres Signal der gutleitenden Struktur feststellen, da die Leitfähigkeit in Ost Richtung der des homogenen Hintergrundwiderstandes entspricht. Das gesamte "Signal", das von einer anisotropen Struktur an der Oberfläche gemessen werden kann, ist schwächer als selbiges eines isotropen guten Leiters. Bei dieser Modellstudie, auf die kein künstliches Rauschen aufaddiert wurde, stimmt die Rotation der Phasentensoren (Modelle A und B) in größerer Distanz zum guten Leiter noch mit der für eine gutleitenden, rechteckigen Block erwarteten Rotation überein. Durch die deutlich niedrigeren Phasenaufspaltungen im anisotropen Fall (Modell B) wird dies bei verrauschten Messdaten nur noch schwer erkennbar sein.

Im Gegensatz zu den Phasentensoren zeigen die Realteile der Induktionspfeile (Abb. 6.10), auch in größeren Entfernungen zur anisotropen Leitfähigkeitsstruktur, noch eindeutig die Streichrichtung der elektrisch gutleitenden Richtung an. Gerade für Stationen außerhalb des Gebietes anisotroper Leitfähigkeitsstrukturen kann deren Existenz anhand der Induktionspfeile einfacher bestimmt werden.

Die vergleichende Abbildung 6.11 zeigt beide Darstellungsgrößen der Modelle B und C für den südöstlichen Übergang des anisotropen Blockes in den homogenen Halbraum. Sowohl hier als auch in Abb. 6.9 zeigt sich, dass der Effekt, den der laterale Leitfähigkeitskontrast zwischen gutleitender Anomalie und schlechtleitendem Hintergrundwiderstand auf die Phasentensoren hat, den durch die anisotrope Leitfähigkeit selbst hervorgerufenen Effekt dominiert. Am Beispiel der Station $y = -6 km, x = -4 km$ direkt neben dem Leitfähigkeitskontrast kann man deutlich erkennen, dass die Phasentensoren kaum eine anisotrope Leitfähigkeit widerspiegeln, während die Induktionspfeile eindeutig die Streichrichtung der Anisotropie wiedergeben kann. Gerade dies ist aber auch eine Stärke der Phasentensoren, die die lateralen Dimensionen einer anisotropen Leitfähigkeitsanomalie deutlich besser auflösen können.

Desweiteren wurde der Einfluss anisotroper Strukturen auf Phasentensoren und Tipper anhand eines 3D Modells mit zweidimensionaler Leitfähigkeitsstruktur getestet, da hier lediglich die anisotrope Struktur selbst und nicht der 3D Effekt der Störkörperecken einen Einfluss auf die Darstellungsgrößen hat. Dazu wurde ein Modell aus zwei Viertelräumen erstellt, im Westen mit einem isotropen spezifischen Widerstand von $10 \Omega m$, im Osten variierte der spezifische Widerstand von isotrop $100 \Omega m$ (Modell D) über eine gutleitende anisotrope Richtung entlang der y -Achse ($\rho_y = 10 \Omega m$) (Modell E) hin zu einer guteitenden Anisotropie entlang der y' -Achse ($\rho_{y'} = 10 \Omega m$) mit einem anisotropen Streichen von $\alpha = 10^\circ$ in Richtung Nord (Modell F).

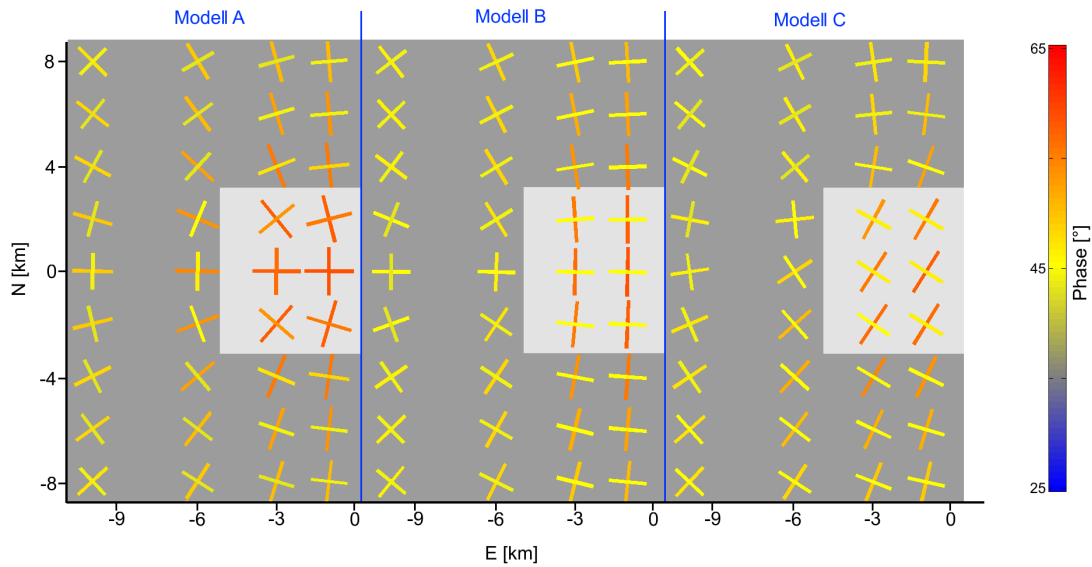


Abb. 6.9: Phasentensorelemente $\phi_{min,max}$ der Vorwärtsantwort der Modelle A (links), B (mitte) und C (rechts) für eine Periode von $T = 2.5$ s. Aufgrund der Symmetrie der vorgegebenen Leitfähigkeitsstrukturen und der Ergebnisse um den Modellmittelpunkt ist nur der Bereich der negativen Ostkomponente gezeigt. Die hellgraue Box zeigt die lateralen Dimensionen des Blockes anomaler Leitfähigkeit. Die Phasentensorelemente sind als Balken dargestellt, der jeweilige Phasenwert in $^{\circ}$ wird durch die Balkenfarbe wiedergegeben.

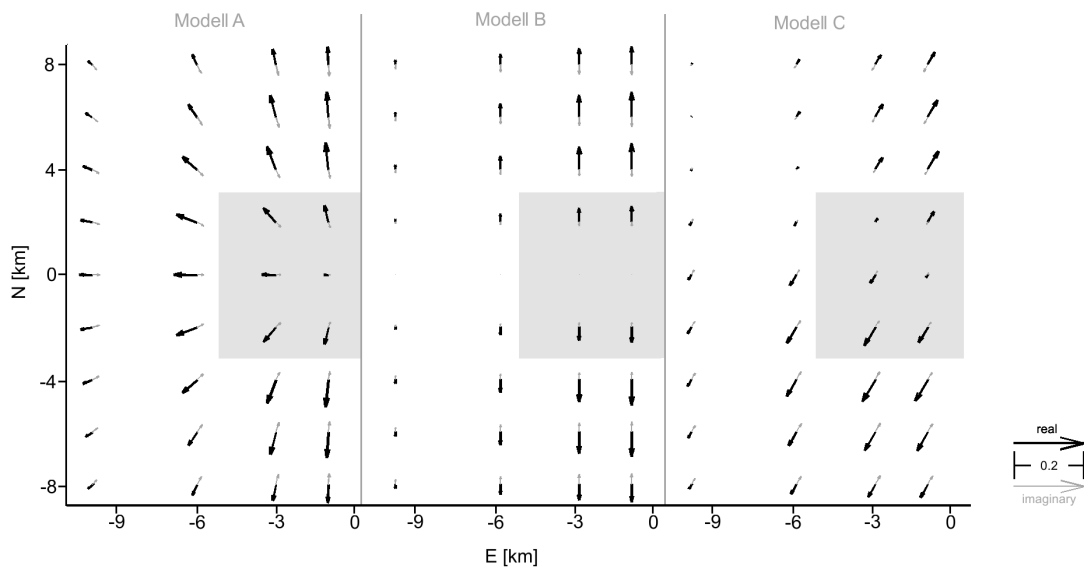


Abb. 6.10: Real- (schwarz) und Imaginärteil (grau) der Induktionspfeile der Modelle A (links), B (mitte) und C (rechts) für die Periode $T = 2.5$ s.

6.2. EINFLUSS ANISOTROPER LEITFÄHIGKEITSSTRUKTUREN

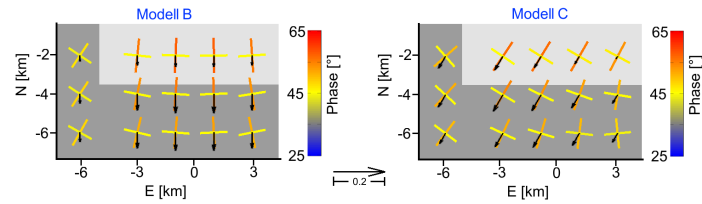


Abb. 6.11: Realteile der Induktionspfeile (schwarz) und Phasentensorbalken der Modelle B (links) und C (rechts) für die Periode $T = 2.5 \text{ s}$.

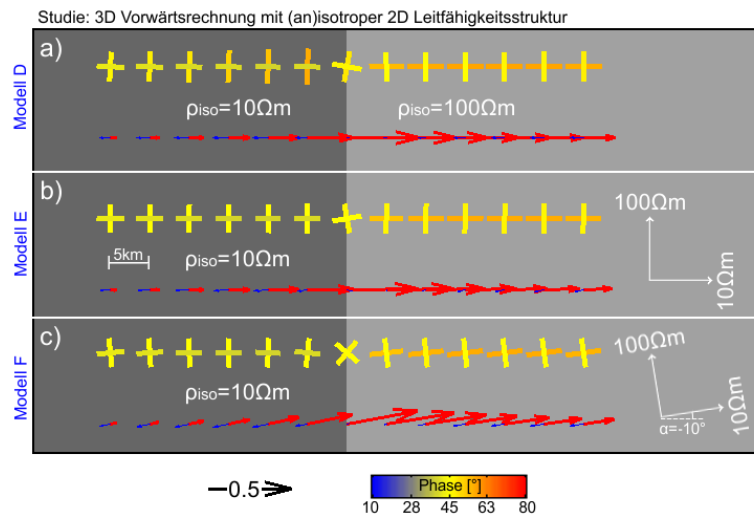


Abb. 6.12: Phasentensoren (Balkendarstellung) und Induktionspfeile der Studie mit 2D Leitfähigkeitsverteilung für die Periode $T = 100 \text{ s}$, Viertelraumlage ist durch Hintergrundfarbe markiert:
a) Modell D: isotrop: links $\rho = 10 \Omega \text{ m}$, rechts $\rho = 100 \Omega \text{ m}$.
b) Modell E: anisotrop, links $\rho = 10 \Omega \text{ m}$, rechts $\rho_x = \rho_z = 100 \Omega \text{ m}$, $\rho_y = 10 \Omega \text{ m}$
c) Modell F: anisotrop mit 10° -Streichen gegen den Uhrzeigersinn, links $\rho = 10 \Omega \text{ m}$, rechts $\rho_{x'} = \rho_z = 100 \Omega \text{ m}$, $\rho_{y'} = 10 \Omega \text{ m}$, $\alpha = 10^\circ$

Die Ergebnisse 3D Vorwärtsmodellierung mit 2D-Leitfähigkeitsstrukturen sind anhand der Phasentensoren und Induktionspfeile von isotrop (a) über anisotrop entlang der y -Achse (b) und anisotrop-streichend (c) für ein Profil orthogonal zur Grenze der beiden Viertelräume in Abbildung 6.12 gezeigt. Die mittlere Station sitzt dabei direkt über dem Leitfähigkeitskontrast, der Stationsabstand beträgt 5 km . Während die Phasentensoren, wie erwartet, einen deutlichen Unterschied, vor allem über dem isotropen Viertelraum nahe des Leitfähigkeitskontrastes, zwischen dem isotropen Fall (a) und dem anisotropen Fall (b) zeigen, ändern sich die Induktionspfeile nur minimal. Mit Hinzunahme einer anisotropen Streichrichtung von $\alpha = 10^\circ$ gegen den Uhrzeigersinn wird ein Einfluss auf die Rotation der Phasentensoren und Induktionspfeile deutlich sichtbar. Während sich die Rotationsänderung der Phasentensoren hauptsächlich auf den anisotropen Viertelraum beschränkt, entspricht die Rotation auch im gutleitenden Viertelraum der des anisotropen Streichens. Bemerkenswert ist, dass die erwarteten lateralen wie vertikalen Eindringtiefen der Felder nur etwa 5 km im gut- und 15 km im schlechtleitenden Medium betragen. Die Erkenntnisse der Modelle A, B und C lassen sich durch diese Studie bestätigen. Bei den Modellen D, E und F ist eine eindeutige Klassifikation der anisotropen Struktur bereits durch die Informationen der Phasentensorelemente ϕ_{min} und ϕ_{max} möglich, eine gemeinsame Betrachtung von Induktionspfeilen und Phasentensoren bringt aber auch in

diesen Modellen eine höhere Sicherheit mit sich.

6.2.2 Isotrope Inversion anisotroper 3D Strukturen

Wie bereits von *Weidelt* [1999] postuliert sollte eine 3D Inversion in der Lage sein, eine anisotrope Leitfähigkeitsstruktur durch eine hinreichend komplexe isotrope Leitfähigkeitsstruktur wiederzugeben. Um dies zu prüfen, wurden die in Abschnitt 6.2.1 (S. 98) vorgestellten Modelle mit ModEM im dreidimensionalen Raum invertiert. Als Datenbasis dienten die Impedanztensoren der Modellantworten der anisotropen Vorwärtsrechnungen an 72 gleichmäßig im Untersuchungsgebiet verteilten Messstationen (siehe weiße Kreuze, Abb. 6.14). Um die Modellfindung der Inversion zu begünstigen, wurde ein Fehler von 1% für die vorgegebenen Daten angenommen. Da die Ergebnisse der Vorwärtsmodellierungen für Perioden $T > 35\text{ s}$ eine eindeutige Dominanz des homogenen Halbraumes im Induktionsvolumen zeigten, wurden die längeren Perioden in der Inversion heruntergewichtet. Für die Inversion wurde ein Finite Differenzen Gitter aus $43 \times 43 \times 40$ Zellen verwendet, das im Untersuchungsgebiet eine laterale Auflösung von 1.5 km für 23×23 Zellen besitzt. Nach außen hin wächst die Zellgröße logarithmisch äquidistant auf 160 km an. In der Vertikalen wachsen die Zellgrößen ebenfalls logarithmisch äquidistant mit steigender Tiefe von 30 m auf 30 km an. Als Startmodell wurde ein homogener Halbraum mit einem spezifischen Widerstand von $100\ \Omega\text{m}$ vorgegeben.

Die isotrope 3D Impedanztensorinversion konnte isotrope Leitfähigkeitsstrukturen finden, die die Daten innerhalb des Toleranzbereiches erklären konnten. Ein Datenvergleich der Z_{xy} - und Z_{yx} -Komponenten ist beispielhaft an zwei Stationen in Abbildung 6.13 gezeigt.

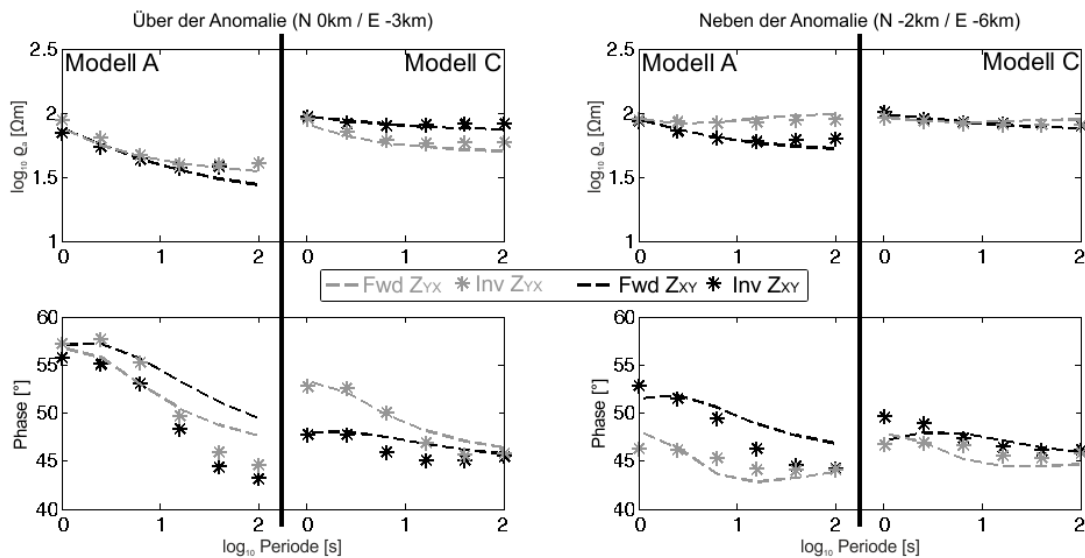


Abb. 6.13: Datenanpassung anhand des scheinbaren spezifischen Widerstandes (oben) und der Phase (unten) der Z_{xy} - (schwarz) und Z_{yx} -Komponente (grau) für eine Station über dem leitfähigen Block (rechts) [$N = 0\text{ km}, E = -3\text{ km}$] und eine außerhalb der Leitfähigkeitsanomalie (links) [$N = -2\text{ km}, E = -6\text{ km}$]. Die gestrichelten Linien zeigen die Vorwärtsantworten der vorgegebenen anisotropen Struktur, die Sterne zeigen die Antwort der durch die Inversion gefundenen isotropen Leitfähigkeitsverteilung.

Die Verteilung des spezifischen, elektrischen Widerstandes, der von der isotropen Impedanztensorinversion für die Modelle A und C gefunden wurde, ist in Abb. 6.14 dargestellt. Am Tiefenschnitt des Modells A in 3.6 km Tiefe (oben links) können die lateralen Di-

6.2. EINFLUSS ANISOTROPER LEITFÄHIGKEITSSTRUKTUREN

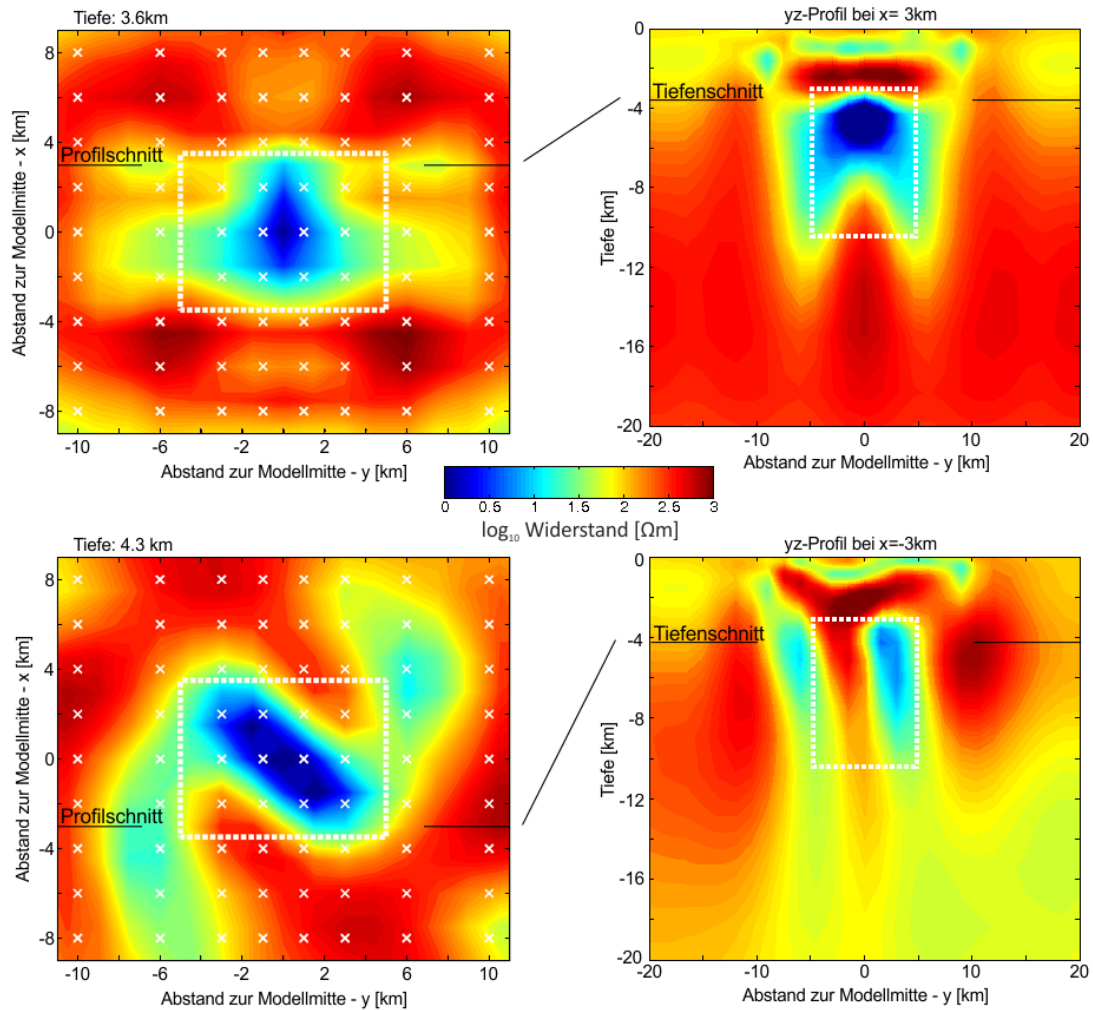


Abb. 6.14: Widerstandsverteilung des isotropen 3D Inversionsergebnisses von Modell A (oben) und Modell C (unten) als Tiefenschnitt (links) und 2D- Profilschnitt entlang der Nordrichtung (rechts). Die weißen Kreuze auf den Tiefenschnitten markieren die Stationsstandorte. Die weißen, gestrichelten Linien zeigen die Dimensionen der Leitfähigkeitsanomalie.

mensionen der gutleitenden Struktur wiedergegeben werden, auch die Ausdehnung in der Tiefe kann im Profilschnitt (oben rechts) gut erkannt werden. Im Gegensatz dazu weicht die für Modell C gefundene Widerstandsverteilung deutlich von dem vorgegebenen Modell ab. Der Hauptteil der gutleitenden Zone liegt in der Horizontalen zwar im Bereich der vorgegebenen Anomalie (Tiefenschnitt unten links), orthogonal zum anisotropen Streichen bilden sich aber weitere Minima des spezifischen Widerstandes aus. Im Profilschnitt zu Modell C (unten rechts) ist auch zu erkennen, dass die vertikale Ausdehnung nicht von der Inversion wiedergegeben werden kann. Deutlich sichtbar ist das Bestreben der Inversion die anisotrop gutleitende Richtung durch makroskopische parallele Strukturen mit demselben Streichen zu erklären.

Eine isotrope 3D Inversion kann auch für Datensätze mit dem Einfluss anisotroper Strukturen Leitfähigkeitsverteilungen finden, die die Daten erklären, allerdings können die anisotropen Strukturen selbst nicht genau aufgelöst werden.

Allgemein hat eine anisotrope Leitfähigkeitsstruktur einen großen Effekt auf die Rotation der Induktionspfeile und Phasensensoren sowie deren Längen und Phasenwerte. Der Einfluss auf die Rotation der Phasensensoren ist hauptsächlich auf das Gebiet der anisotropen Struktur selbst beschränkt, wohingegen die Rotation der Induktionspfeile auch in größerer Entfernung beeinflusst wird. Die Rotation der Induktionspfeile wird zudem ausschließlich von der Streichrichtung der anisotropen Leitfähigkeit bestimmt, während bei den Phasensensoren die Grenzen der anisotropen Struktur offensichtlich eine große Rolle für Stationen außerhalb der Struktur spielen.

6.3 Lateraler Störkörpereinfluss

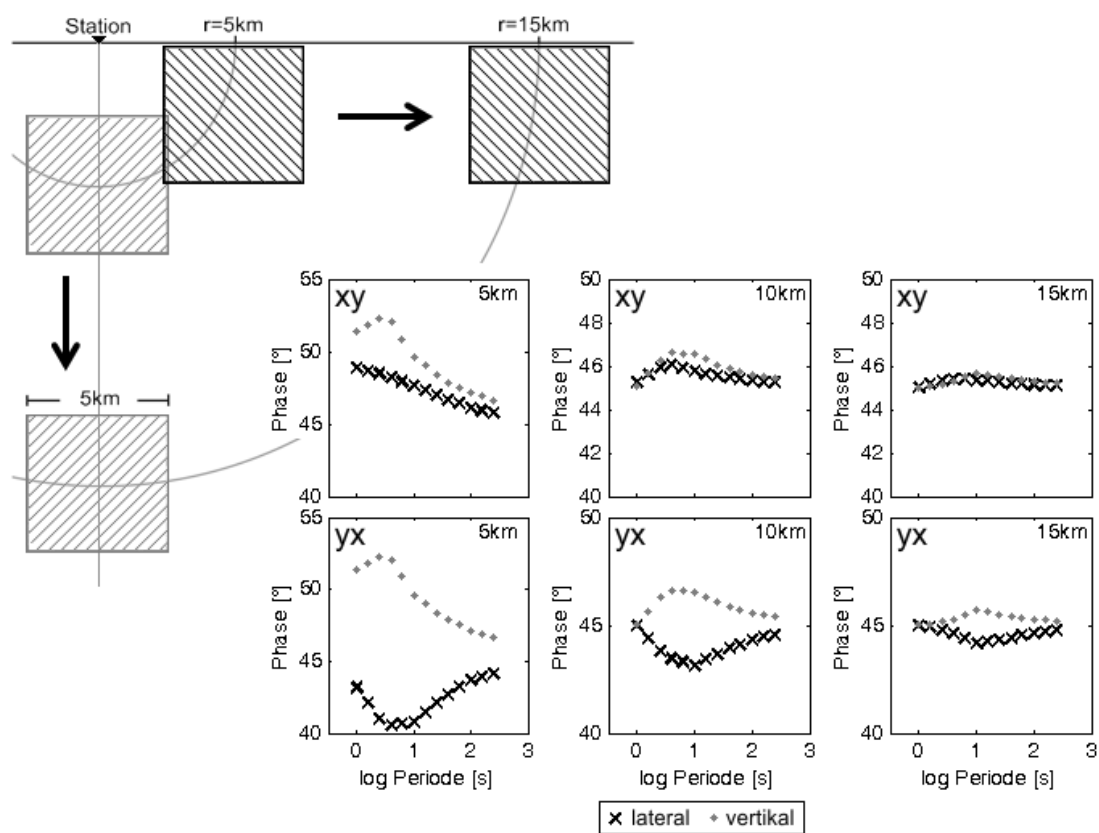


Abb. 6.15: Schematische Darstellung der Modellstudie zum Einfluss lateraler und vertikaler elektrischer Leitfähigkeitsstrukturen auf der yz -Ebene (links oben) und die Ergebnisse für drei verschiedene Abstände (rechts unten).

Ein Block von $5 \times 5 \times 5 \text{ km}^3$ und einem spezifischen Widerstand von $\rho = 1 \Omega \text{ m}$ wurde zwischen 5 und 15 km sowohl vertikal unter der Station als auch in lateralem Abstand zur Station verschoben. Der Halbraumwiderstand ist $\rho_{hg} = 100 \Omega \text{ m}$.

Die Ergebnisse zeigen die Phasenkurven der Z_{xy} - (oben) und Z_{yx} - (unten) Komponente des Impedanztensors, jeweils für lateralen (Kreuze) und vertikalen (Punkte) Abstand. Der Abstand steigt von links nach rechts um je 5 km an. Während die Phasen der Z_{xy} -Komponente für Abstände größer der Blockdimensionen annähernd gleich verlaufen, sind die Phasen der Z_{yx} -Komponente nur vom Betrag her gleich. Der absolute Einfluss auf die Messergebnisse ist aber identisch.

In magnetotellurischen Studien werden, aufgrund der in vertikaler Richtung diffundierenden elektromagnetischen Felder, häufig nur Störkörper direkt unterhalb des Untersuchungsgebietes zur Erklärung der Daten berücksichtigt. Wie bereits im Abschnitt 2.4

6.4. 1D-INVERSION DER VOGELSBERGDATEN

"Auflösungsvermögen und Dimensionalität der MT" (S. 13ff) beschrieben, hat das zu berücksichtigende Induktionsvolumen im dreidimensionalen Fall in einem homogenen Halbraum die Ausdehnung einer Halbkugel deren Mittelpunkt die Station selbst ist. In dieser Modellstudie werde ich den Effekt eines kleinen, gutleitenden Blocks in verschiedenen lateralen und vertikalen Entfernungen zur Station auf die beobachteten Daten untersuchen.

Der Block hat die Dimensionen von $5 \times 5 \times 5 \text{ km}^3$ und einen spezifischen Widerstand von $1 \Omega m$, der spezifische Widerstand des Halbraumes beträgt $100 \Omega m$. Die Vorwärtsmodellantworten wurden für verschiedene Abstände des Blockes in lateraler und vertikaler Entfernung zur Station berechnet. Wie schematisch in Abbildung 6.15 dargestellt, wurde der Block in vertikaler Richtung mit dem Abstand von 5 km , 10 km und 15 km zwischen Blockmittelpunkt und Station entlang der z -Achse verschoben. In lateraler Richtung wurde der Block mit einem Abstand von 5 km , 10 km und 15 km zwischen Mittelpunkt der Blockoberseite und Station entlang der y -Achse verschoben. Die sechs verschiedenen Modellkonfigurationen wurden getrennt voneinander berechnet. Die resultierenden Phasen der Impedanztensorcomponenten Z_{xy} (oben) und Z_{yx} (unten) mit von links nach rechts steigendem Abstand r zwischen Block und Station sind ebenfalls in Abb. 6.15 gezeigt.

Während für kleine Abstände der Unterschied zwischen lateraler und vertikaler Entfernung deutlich unterschieden werden kann, sind die Beträge des Phaseneinflusses gleich, wenn der Abstand r größer als die Dimensionen des Körpers ist. Die Unterschiede bei kleinen Abständen r können durch die Lage des lateral verschobenen Körpers, dessen Oberkante unterhalb der Erdoberfläche liegen muss, und die daraus entstehende Asymmetrie erklärt werden (siehe Abb. 6.15). Für große Abstände wird dieser Effekt vernachlässigbar klein. Für diesen einfachen Beispielfall kann eindeutig zwischen dem lateralen und vertikalen Versatz des Blockes unterschieden werden, bei komplizierten Leitfähigkeitsverteilungen ist diese Unterscheidung aber mitunter nicht mehr möglich. Oberflächennahe lokale Strukturen, die in einem Modell zur Erklärung der hochfrequenten Daten einer Station benötigt werden, können durchaus regional gesehen einen Einfluss auf die niederfrequenten Daten einer anderen Station haben. Einen weiteren großen Einfluss können z.B. starke oberflächennahe Kontraste haben, die von Inversionsalgorithmen erstellt werden, um die Effekte dreidimensionaler galvanischer Verzerrungsströme erklären zu können (vgl. Abschnitt 6.6, S. 122ff.).

6.4 1D-Inversion der Vogelsbergdaten

Zur ersten Interpretation der Daten wurde unmittelbar nach dem ersten Prozessieren eine Phasentensorinversion mit MT1D durchgeführt. Die Daten wurden dabei stationsweise interpretiert, Einflüsse, bzw. Informationen der jeweils benachbarten Station sind nicht in die 1D Inversion eingeflossen. Auch der Halbraumwiderstand des Startmodells wurde bei jeder Station individuell abgeschätzt. Neben diesem Vorgehen wurde auch eine Inversion mit fest vorgegebenem Startwiderstand und Inversionen nach der Berdichevski-Invariante durchgeführt. Da alle ein ähnliches Ergebnis zeigen, werde ich nur exemplarisch die Ergebnisse der Phasentensorinversion zeigen.

Das Inversionsergebnis ist in Abbildung 6.16 flächenhaft für die Tiefen 3.5 km , 14 km und 33 km (oben), sowie stationsweise entlang der Stationsverteilung von Nordwest nach Südost (unten) gezeigt. Deutlich stellt sich eine gut leitfähige Struktur um die Stationen B1/B2/B3 heraus, die von der 1D Inversion bis in große Tiefen gesehen wird. Diese Stationen liegen im erwarteten Bereich des Horloffgrabens und könnten oberflächennah mit einer gutleitenden Sedimentfüllung des Grabens erklärt werden. Der Einfluss in grösse-

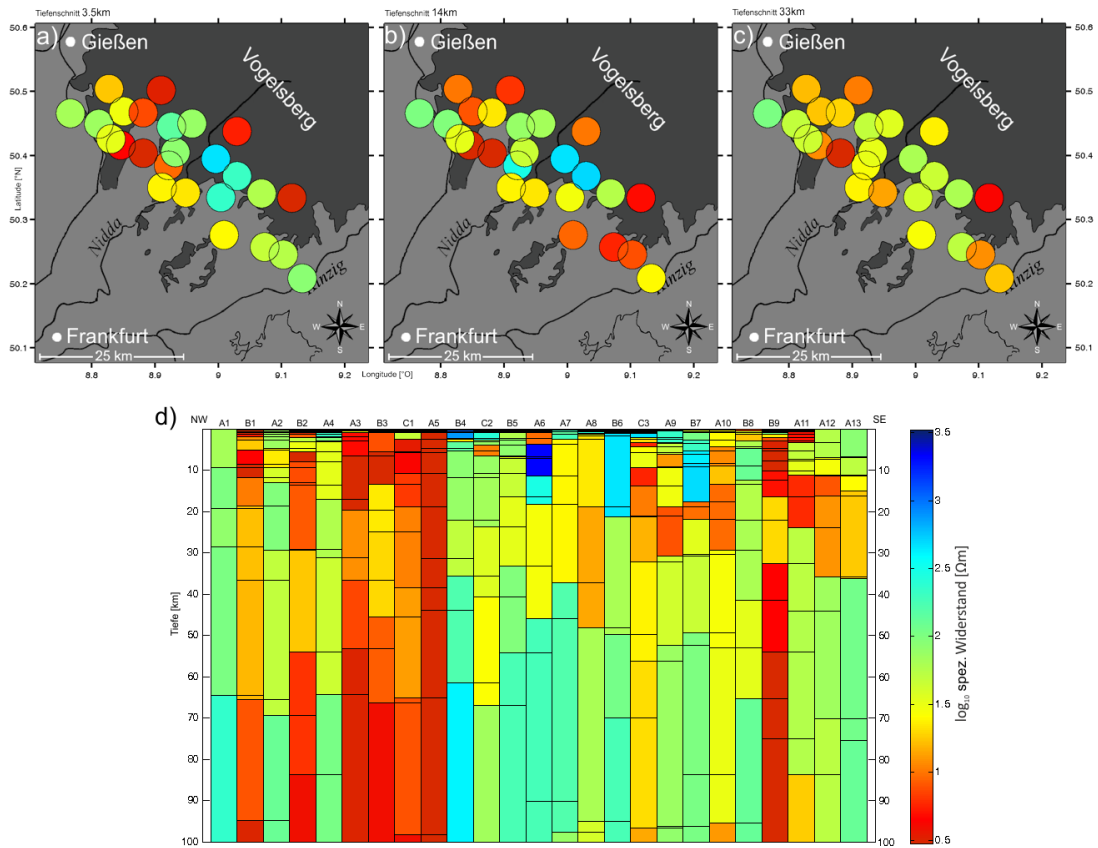


Abb. 6.16: Ergebnisse der 1D-PT-Inversion des Vogelsberg Datenatzes.

Horizontale Schnitte in den Tiefen 3.5km (a), 14km (b) und 33km (c).

d) Vertikalschnitt von NW nach SE durch das Messgebiet. Die Stationen sind in der Reihenfolge entlang des Profils nebeneinander dargestellt, der Abstand zwischen den Stationen entspricht nicht der Projektion auf die Profilline.

ren Tiefen kommt vermutlich durch den abschirmenden Effekt der gutleitenden Schicht, der eine Auflösung des darunterliegenden Leitfähigkeitenkontrastes verhindert (vgl. Abschnitt 6.1, S. 91). Auf Höhe des Flusses Nidda (etwa ab Station A7) in Richtung Südosten sind in Tiefen von 15 – 30 km, abgesehen von den Stationen um den Horloffgraben, niedrigere Widerstände zu erkennen. Abb. 6.16c lässt zudem eine Aufwölbung niedrigerer Widerstände unterhalb des Flusses Nidda erahnen, der ein höherer Widerstand folgt. Diese Struktur könnte mit einer gutleitenden Struktur anderer Autoren unterhalb des Vogelsberges (siehe z.B. *ERCEUGT-Group* [1992]; *Hofer* [1990]) korrelieren. Eine detaillierte Aussage soll an dieser Stelle, aufgrund der im Messgebiet vorherrschenden hohen Dreidimensionalität der Messdaten (vgl. Abb. 4.23, S. 69), nicht getroffen werden.

Die Datenanpassung der 1D-Phasentensorinversion an die 1D Abschätzung der Phasen und scheinbaren spezifischen Widerstände der Berdichevski-Invariante ist in Abbildung 6.17 beispielhaft für die Stationen A8, B1 und C3 gezeigt. Die Anpassung an die gemessenen Daten ist größtenteils gut, beim scheinbaren spezifischen Widerstand kommt es in einigen Bereichen, aufgrund der Abschätzung des Widerstandes aus den höchstfrequenten Datenpunkten und der Annahme eines eindimensionalen Untergrundes, zu Abweichungen.

6.5. (AN-)ISOTROPE VORWÄRTSMODELLIERUNG DER DATEN

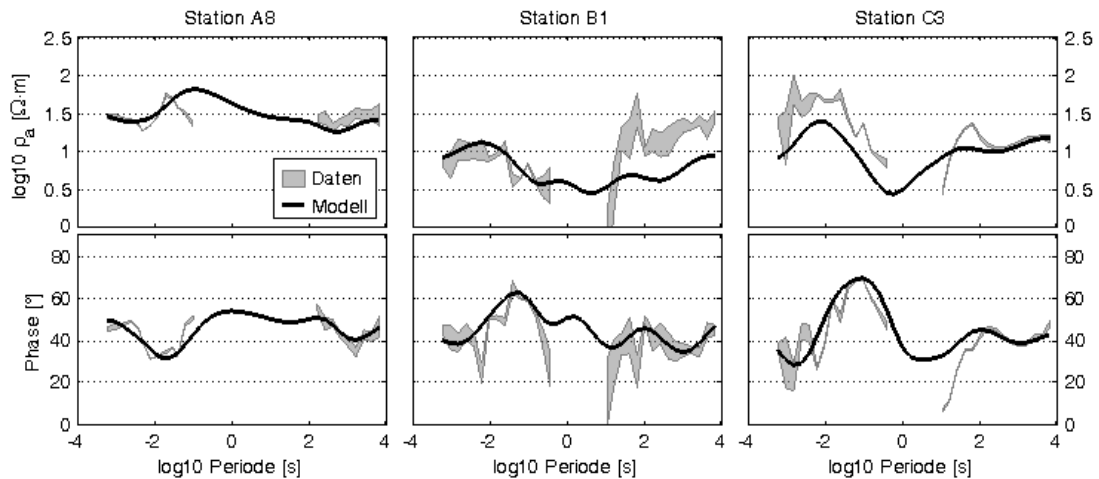


Abb. 6.17: Datenanpassung der 1D-PT-Inversion des Vogelsberg Datensatzes beispielhaft für die Stationen A8 (links), B1 (mitte) und C3 (rechts).

Gezeigt sind die ρ_a und Phasenkure der Berdichevski-Invariante Z_B der gemessenen Daten (graue Fläche) und die Modellantwort der durch die Inversion gefundenen Leitfähigkeitsstrukturen (schwarz). Der Fehlerbereich von Z_B ergibt sich aus $\delta Z_B = \frac{1}{2}(\delta Z_{xy} + \delta Z_{yx})$.

6.5 (An-)isotrope Vorwärtsmodellierung der Daten

In diesem Abschnitt beschreibe ich die Anpassung der in Abschnitt 4.5 (S. 60ff.) vorgestellten Daten durch händisch erstellte, dreidimensionale Leitfähigkeitsstrukturen. Das Hauptaugenmerk der Modellanpassungen liegt dabei auf den Phasentensoren und Induktionspfeilen. Erstere werden gegenüber den Impedanztensoren bevorzugt, da sie nicht vom *static-shift* beeinflusst sind (siehe auch Abschnitt 2.3.3 "Phasentensor", S. 10). Die Induktionspfeile werden dem Impedanztensor vorgezogen, da die auf die Magnetotellurik wirkenden Störquellen in der Regel ihren Ursprung im elektrischen Feld haben, das nicht in die Berechnung der Induktionspfeile eingeht. Da beide Größen nur auf Leitfähigkeitskontraste reagieren, muss der Impedanztensor zur Verknüpfung des modellierten und gemessenen spezifischen Widerstandes mit einbezogen werden. Die scheinbaren spezifischen Widerstände der AMT Daten deuteten bereits auf spezifische Widerstände von $\rho < 100 \Omega m$ im Messgebiet hin. Diese Annahme wird von der 1D-Inversion des Datensatzes, bei der die komplette Bandbreite der Daten berücksichtigt wurde, weitestgehend bestätigt. Die dadurch abschätzbare maximale Eindringtiefe für die noch von der AMT aufgelösten Frequenzen ist mit $p(10 \text{ Hz}, 100 \Omega m) \approx 1.5 \text{ km}$ deutlich kleiner als der mittlere Stationsabstand von etwa 5 km (vgl. Abschnitt 3.4, S. 25). Da die AMT Daten daher jeweils stationsweise nur separat interpretiert werden können, werden in der dreidimensionalen Vorwärtsmodellierung nur die langperiodischen Daten betrachtet.

In den folgenden Unterabschnitten werde ich die Modellentwicklung darstellen, imzude derer die Daten zunächst durch möglichst einfache, isotrope Modelle (Abschnitt 6.5.1) erklärt werden sollen, die im weiteren Verlauf über die Einbeziehung genauerer geologischer Gegebenheiten (Abschnitt 3.2, S. 19ff.) und den Kenntnissen aus anderen Arbeiten im Bereich der Mittelgebirge (Abschnitt 3.3, S. 22) zu einem Modell mit anisotropen Leitfähigkeitsstrukturen (Abschnitt 6.5.3, S. 111) entwickelt wurden.

6.5.1 Isotrope 3D-Vorwärtsmodellierung

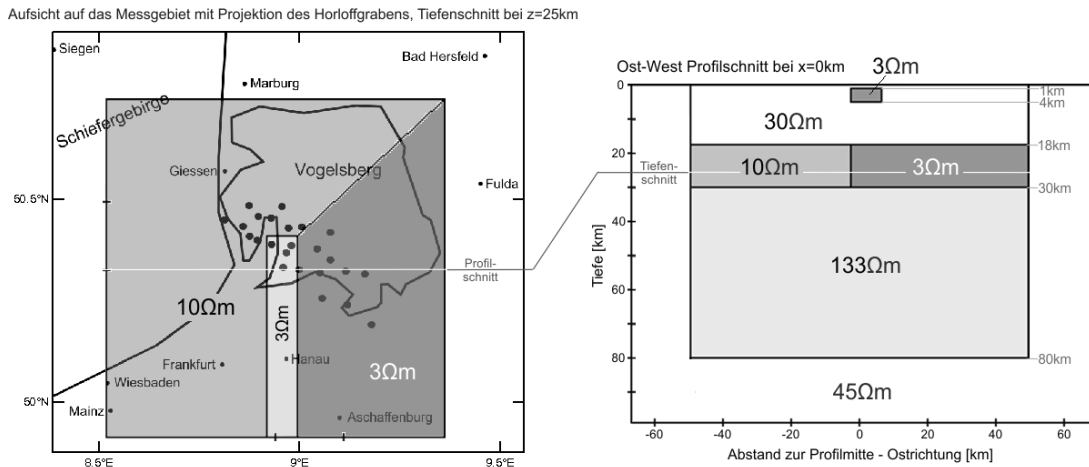


Abb. 6.18: Verteilung der spezifischen Widerstände im Modellvolumen der isotropen Vorwärtsmodellierung als Aufsicht (links) auf das Messgebiet und Profilschnitt entlang der y -Achse (rechts). Die Aufsicht zeigt die flächenhafte Widerstandsverteilung in 25 km Tiefe mit überlagerter "Horloffgraben"-Struktur, die in einer Tiefe von 1 bis 4 km liegt.

Aus den Erkenntnissen der 1D Inversion wurde zunächst ein einfaches, isotropes Modell der Leitfähigkeitsstrukturen im Messgebiet erstellt und im weiteren Verlauf, durch die Anpassung der aus den Modellantworten berechneten Phasentensoren an die der Daten zum hier vorgestellten, isotropen Modell, entwickelt.

Abbildung 6.18 zeigt die Verteilung des spezifischen, elektrischen Widerstandes als Aufsicht auf das Modellvolumen (links) und als Profilschnitt entlang der y -Achse durch den Modellursprung (rechts). Der Modellursprung entspricht dem Standort der Station A8, die Strukturen erstrecken sich lateral in einem Gebiet von $100 \times 100\text{ km}^2$. Als Halbraumwiderstand wurde $45\Omega m$ gewählt, im oberflächennahen Bereich wurde unterhalb des Messgebietes eine gutleitende Struktur von $30\Omega m$ bis in eine Tiefe von 18 km angenommen, in die ein sich nach Süden erstreckender guter Leiter ($3\Omega m$) von 10 km Ost-West-Ausdehnung und einer Tiefenlage von 1-4 km eingebettet ist. Dieser Leiter wurde als Näherung der Horloffgrabenstruktur angenommen. In der Tiefe von 18-30 km schließen sich zwei weitere gute Leiter mit spezifischen Widerständen von $10\Omega m$ und $3\Omega m$ an, die den Verlauf der Phyllitzone widerspiegeln sollen. Sie verläuft zunächst parallel zur Horloffgraben-Approximation und entspricht im Nordosten dem variszischen Streichen. Bis in eine Tiefe von 80 km folgt ein schlechter Leiter mit einem spezifischen Widerstand von $133\Omega m$, der in einen homogenen Halbraum von $45\Omega m$ übergeht.

Die Datenanpassung dieses Modells ist flächenhaft für die Perioden $T = 250\text{ s}$ und $T = 2500\text{ s}$ anhand der Phasentensoren und Induktionspfeile in Abbildung 6.19 gezeigt. Eine stationsweise Datenanpassung des scheinbaren spezifischen Widerstandes und der Phase der Impedanztenorkomponenten Z_{xy} und Z_{yx} sowie der Phasentensorkomponenten $\phi_{min,max}$ und der Induktionspfeile ist für Station B6 in Abb.6.20 gezeigt. Die Anpassung an Station A2 kann dem Anhang (Abb.A.15, S. 156) entnommen werden. Die Werte der Phasentensorkomponenten ϕ_{min} und ϕ_{max} können durch dieses Modell zwar gut wiedergegeben werden, allerdings können die Rotationen des Phasentensors, gerade im nordwestlichen Bereich des Messgebietes nicht nachgebildet werden. Die Rotation, die die Induktionspfeile mit zunehmender Periodenlänge durchführen, kann von diesem

6.5. (AN-)ISOTROPE VORWÄRTSMODELLIERUNG DER DATEN

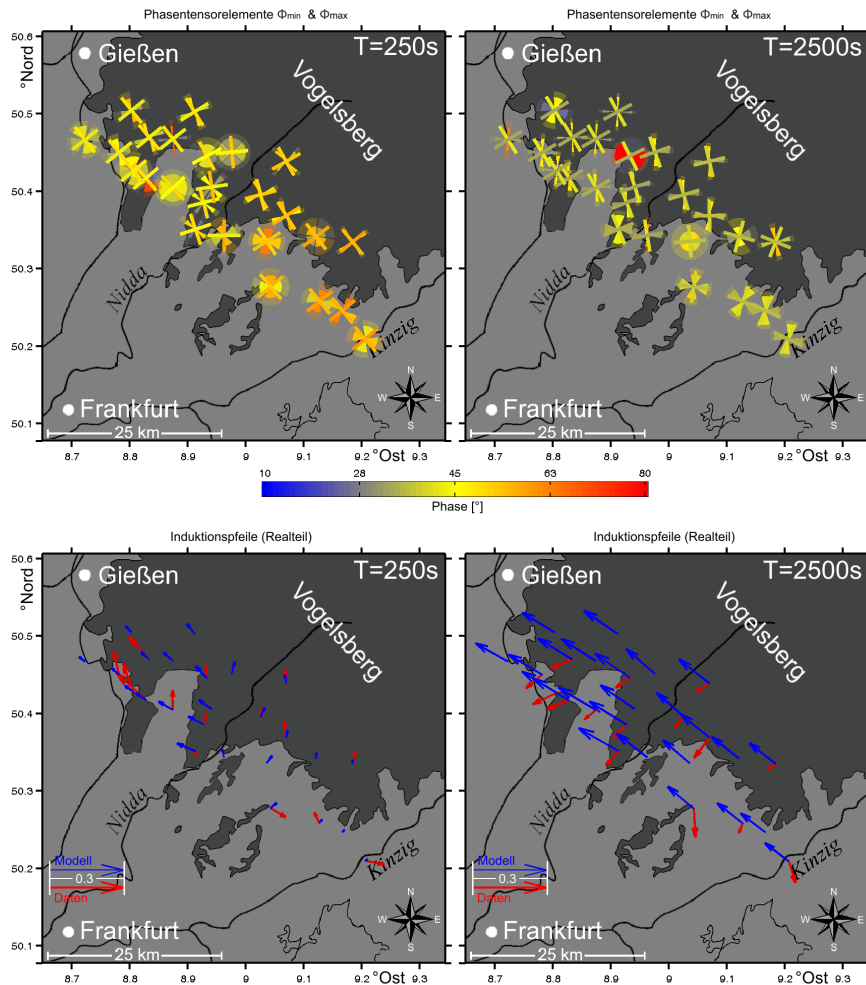


Abb. 6.19: Flächenhafte Darstellung der Phasentensorelemente ϕ_{min} und ϕ_{max} (oben) und Realteile der Induktionspfeile (unten) [Daten (rot), Modell (blau)], jeweils für die Perioden $T = 250 s$ (rechts) und $T = 2500 s$ (links). Phasentensoren mit Fehlerbereichen zeigen die gemessenen Daten, die Phasentensoren in der Balkendarstellung entsprechen den Modellantworten. Die Phasenwerte werden durch die Farben wiedergegeben.

Modell ebenfalls nicht nachgebildet werden. Letztere verlangte nach einer gutleitenden Struktur in großer Tiefe, die geologisch nicht erklärt werden kann.

6.5.2 Einbeziehung des norddeutschen Sedimentbeckens

Da, wie in der Modellstudie in Abschnitt 6.3 (S. 104) gezeigt, auch gutleitende Strukturen in lateraler Entfernung die Daten beeinflussen können, verwende ich das Norddeutsche Sedimentbecken, um die Rotation der Induktionspfeile zu langen Perioden hin erklären zu können. Diese gutleitende Struktur befindet sich in einer Entfernung von $180 km$ und mehr zum Messgebiet. Ihr Einfluss auf die Induktionspfeile, auch in einiger Entfernung, ist bereits durch andere Arbeiten bekannt (siehe z.B. Hofer [1990], Schäfer et al. [2011]). Eine weitere gutleitende Struktur, die die Induktionspfeile im Messgebiet beeinflussen kann, ist der Oberrheingraben (OBR), der mit bis etwa $3 km$ mächtigen, gutleitenden Sedimenten verfüllt ist (vgl. Bublitz [2011]).

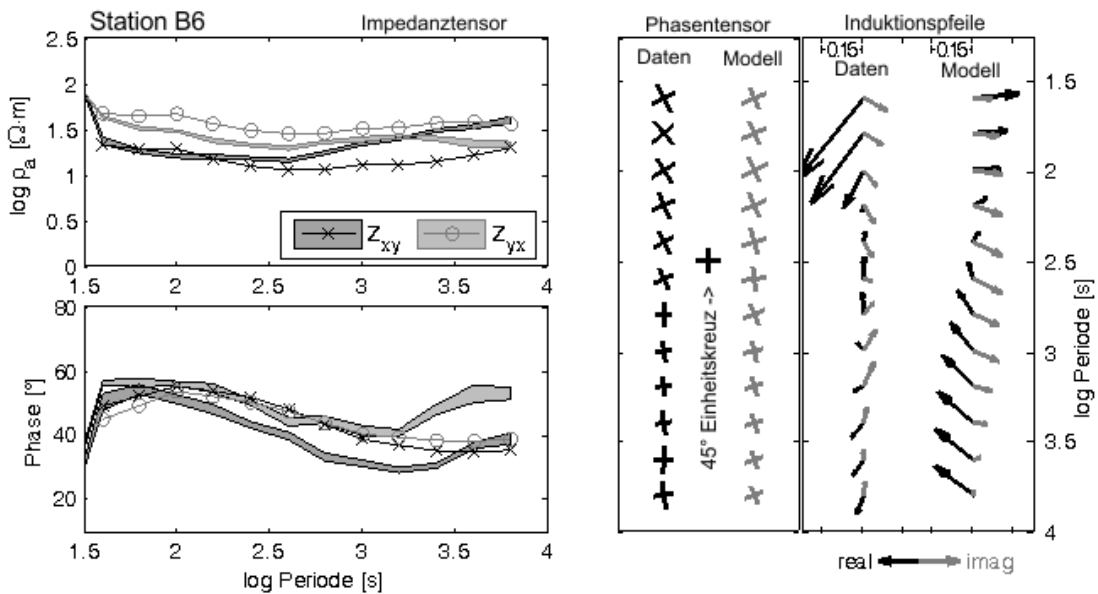
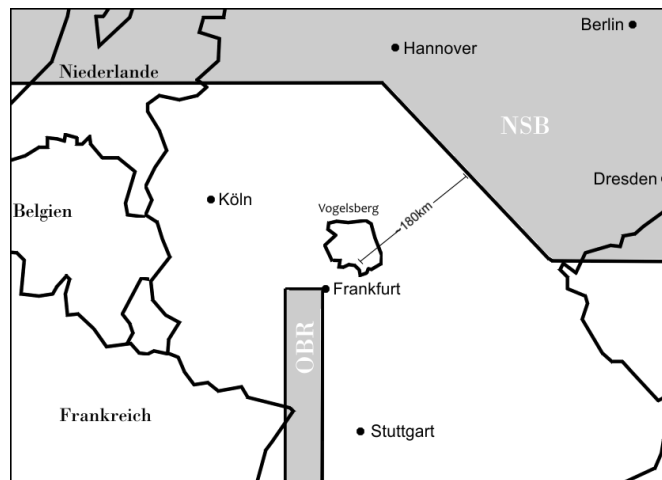


Abb. 6.20: Anpassung der isotropen Vorwärtsmodellierung am Beispiel der Station B6 anhand der spezifischen Widerstände (links oben) und Phasen (links unten) des Impedanztensors, des Phasentensors (mitte) und der Induktionspfeile (rechts), jeweils gegenüber der Periode. Impedanztensorkomponentendarstellung der Wahrscheinlichkeitsbereiche der Daten als farbige Flächen, Z_{xy} dunkelgrau, Z_{yx} hellgrau. Die Modellanpassung ist für die Z_{xy} -Komponente als Kreuze, für die Z_{yx} -Komponente als Kreise gezeigt. In der Phasentensor- und Induktionspfeildarstellung sind die gemessenen Daten links und die Modellantworten rechts dargestellt.

Abb. 6.21: Aufsicht auf Mitteldeutschland mit den Strukturen des Norddeutschen Sedimentbeckens (NSB) und des Oberrheingrabens (OBR). Beide Strukturen stellen oberflächennahe, gute elektrische Leiter dar. Ihre Form ist grob aus ihren wirklichen Dimensionen abstrahiert. Die in Abb.6.18 gezeigten Strukturen sind hier nicht noch einmal dargestellt, werden aber ebenfalls im Modell berücksichtigt.



6.5. (AN-)ISOTROPE VORWÄRTSMODELLIERUNG DER DATEN

Das in Abbildung 6.18 gezeigte Modell wurde um die in Abbildung 6.21 dargestellten Strukturen des Norddeutschen Sedimentbeckens und des Oberrheingrabens erweitert. Da die Gitterzellengröße mit steigendem Abstand zum Messgebiet größer wird (vgl. Abschnitt 5.3.3, S. 82), wurden beide Strukturen unter beibehalten ihres Leitwertes (Gl. (2.14)) in ihrer Mächtigkeit und Leitfähigkeit skaliert. Für Strukturen in einiger Entfernung zum Untersuchungsgebiet ist diese Leitwert-Skalierung auch bei einer dreidimensionalen Leitfähigkeitsverteilung legitim. Der Oberrheingraben geht mit einer Mächtigkeit von 10 km und einem spezifischen Widerstand von $5\ \Omega\text{m}$ in das Modell ein, das Norddeutsche Sedimentbecken mit einer Mächtigkeit von 20 km und einem spezifischen Widerstand von $4\ \Omega\text{m}$.

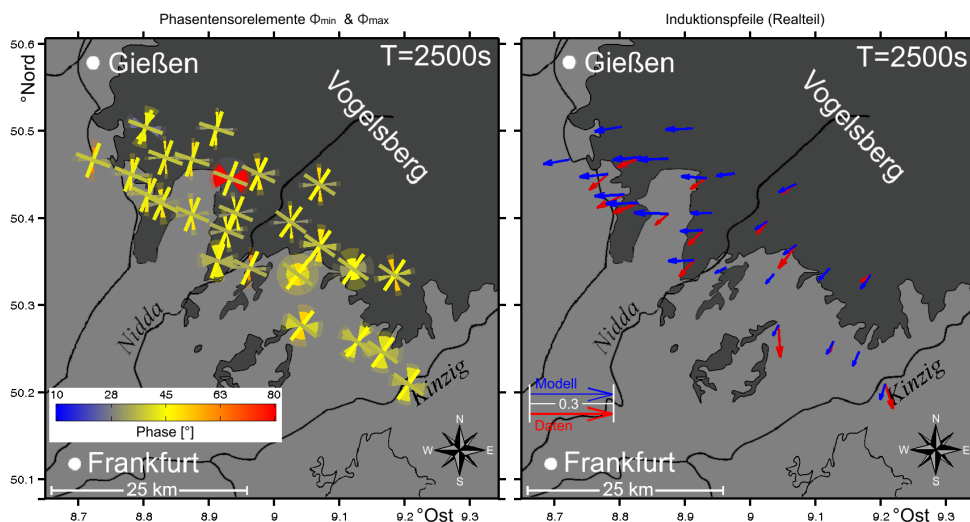


Abb. 6.22: Flächenhafte Darstellung der Phasensensorelemente ϕ_{min} und ϕ_{max} (links) und Realteile der Induktionspfeile (rechts) [Daten (rot), Modell (blau)] der Periode $T = 2500\text{ s}$. Phasensensoren mit Fehlerbereichen zeigen die gemessenen Daten, die Phasensensoren der Balkendarstellung entsprechen den Modellantworten. Die Phasenwerte werden durch die Farben gezeigt. Durch den Einfluss der NSB rotieren die modellierten Induktionspfeile für lange Perioden auch nach SW.

Die Auswirkung der beiden hinzugefügten guten Leiter für lange Perioden ist anhand der flächhaften Darstellung der Phasensensoren und Induktionspfeile für die Periode $T = 2500\text{ s}$ in Abbildung 6.22 gezeigt. Im Vergleich zu Abb. 6.19 (S. 109) ist deutlich der starke Einfluss der norddeutschen Sedimente auf die Induktionspfeile zu erkennen, der eine Rotation in südwestliche Richtung hervorruft. Der Einfluss des Oberrheingrabens wird, trotz seines geringeren Abstandes zum Messgebiet, augenscheinlich vom starken Einfluss des Norddeutschen Sedimentbeckens überlagert. Beide guten Leiter zeigen zudem keinen Einfluss auf die Phasensensoren im Messgebiet.

Die stationsweise Anpassung ist anhand der Stationen A2 (Abb. A.16, S. 157) und B6 (Abb. A.17, S. 157) im Anhang dargestellt.

6.5.3 Anisotrope 3D-Vorwärtsmodellierung

Auf der Basis des gefundenen isotropen Modells wurde unter einer genaueren Berücksichtigung der geologischen Gegebenheiten und den Erkenntnissen anderer Autoren in diesem Gebiet (vgl. Abschnitt 3.3, S. 22ff.) eine neue Modellreihe gestartet, bei der auch anisotrope Leitfähigkeitsstrukturen zugelassen wurden.

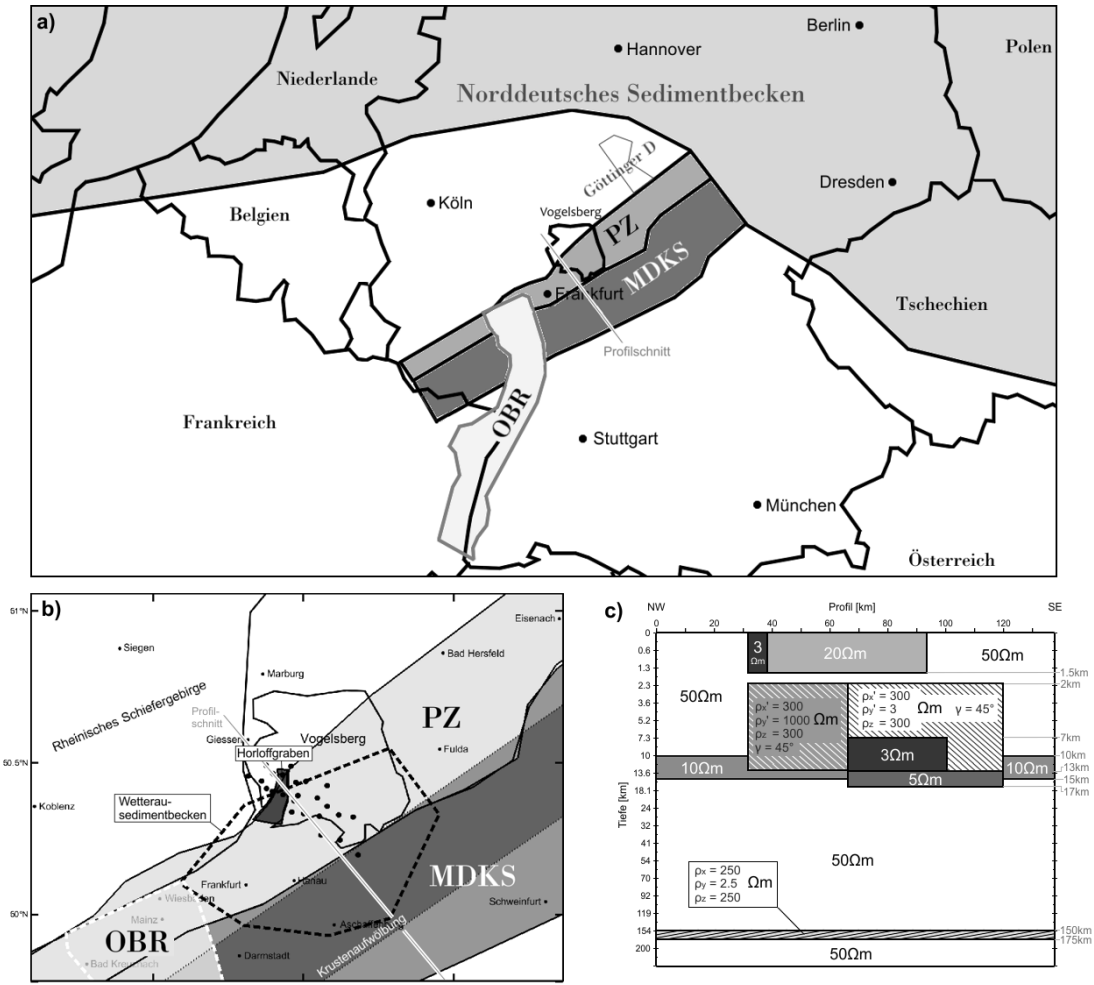


Abb. 6.23: Darstellung der dem anisotropen Modell **m70** zugrunde liegenden Verteilung der elektrischen Widerstände. (a) zeigt eine Übersichtskarte Deutschlands mit der weiträumigen lateralen Ausdehnung der großen Störkörper: Norddeutsche Sedimente (NSB), Oberrheingraben (OBR), Phyllitzone (PZ) und Mitteldeutsche Kristallinschwelle (MDKS), sowie die Lage der Göttinger D-Anomalie (nur Modell **m43**). (b) Aufsicht auf den Großraum Vogelsberg mit genauer lateraler Ausdehnung der Strukturen des Horloffgrabens, der Wetterausedimente, der PZ, des OBR, der MDKS, sowie der Krustenaufwölbung unterhalb der MDKS. (c) zeigt einen Profilschnitt orthogonal zur variszischen Streichrichtung entlang der in a) und b) eingezeichneten Profillinie mit den genauen Tiefenangaben der berücksichtigten Strukturen.

Ein Hauptunterschied zum isotropen Modell ist dabei, neben der Einbeziehung weiterer Strukturen, die geänderte Tiefenlage der gesuchten Hauptstrukturen der Phyllitzone und Mitteldeutschen Kristallinschwelle, die nach den geologischen Vorgaben nicht erst in 20 km Tiefe beginnen können. Die dem präferierten Modell (**m70**) zugrunde liegende Verteilung der spezifischen, elektrischen Widerstände ist in Abbildung 6.23a als großräumige Aufsicht mit den größten Strukturen, in Abb. 6.23b als Aufsicht auf den Großraum Vogelsberg mit detaillierteren Strukturen und in Abbildung 6.23c als Profilschnitt durch das Messgebiet orthogonal zur variszischen Streichrichtung dargestellt. Sowohl die Sedimentfüllung des Norddeutschen Beckens (NSB) als auch die Sedimente des Oberrheingrabens (OBR) wurden, analog zum isotropen Modell, unter Beibehaltung ihres Leitwertes hin zu einer größeren Mächtigkeit skaliert um steigenden Gitterzellengrößen in den Modellaußenbereichen gerecht zu werden. Beide Sedimentbecken beginnen direkt an der Modelloberfläche, haben einen spezifischen Widerstand von $3\ \Omega\text{m}$ und Mächtigkeit

6.5. (AN-)ISOTROPE VORWÄRTSMODELLIERUNG DER DATEN

ten von 15 km (NSB) und 5 km (OBR). Beide Körper können, aufgrund ihrer Entfernung zum Messgebiet, nicht genau von den Daten aufgelöst werden, gehen aber als gegebene a priori Informationen mit in das Modell ein. Ihr Einfluss, gerade der des NSB, bestätigte sich zudem bereits in den isotropen Modellen. Als weitere, überregionale Struktur wurde ein anisotroper Mantel berücksichtigt, der sich in einer Tiefe von 150 – 175 km entlang des kompletten Modellvolumens erstreckt. Dieser wird repräsentiert durch einen guten Leiter in Ost-West-Richtung $\rho_y = 2.5 \Omega m$ und einen hohen spezifischen Widerstand in Nord-Süd-Richtung und der Vertikalen von $\rho_x = \rho_z = 250 \Omega m$ und entspricht somit dem makroskopischen Röhrenmodell (vgl. Abschnitt 2.5, S. 15). Eine ähnliche Mantelanisotropie wurde auch von *Leibecker* [2000] und *Gatzmeier* [2001] benötigt, um Daten im Bereich der deutschen Mittelgebirge zu erklären. Viele Autoren sehen zudem einen guten Leiter in der mittleren bis unteren Kruste (vgl. z.B. *Gatzmeier* [2001], *ERCEUGT-Group* [1992], *Tezkan* [1988], *Schmucker und Tezkan* [1988]). Dieser wurde in einer Tiefe von 10–15 km mit einem spezifischen Widerstand von $10 \Omega m$ ebenfalls im gesamten Modellvolumen berücksichtigt.

Das Messgebiet wird im mittleren und südlichen Teil lokal von einem eineinhalb Kilometer mächtigen, leitfähigen Sedimentbecken (Wetterausedimente; spez. Widerstand $20 \Omega m$) bedeckt. In die Struktur der Wetterausedimente ist auch der Horloffgraben eingebettet, der ebenfalls mit anderthalb Kilometern Mächtigkeit angenommen wird und dessen nördlicher Verlauf in etwa in einem Einbruch der Vogelsbergbasalte abzeichnet. Im Süden verläuft er in Richtung Frankfurt. Für den Horloffgraben werden, wie auch für den OBR, gutleitende Sedimente mit einem spezifischen Widerstand von $3 \Omega m$ angenommen. Die Wetterausedimente erstrecken sich im Modell durch das Rhein-Maingebiet bis zum Oberrheingraben und spiegeln die Verbindung zwischen diesem und dem Horloffgraben wider. Die Vogelsbergbasalte selbst werden nicht im Modell **m70** berücksichtigt. Diese stellen einen schlechten Leiter dar, der im Messgebiet Mächtigkeiten im Bereich einiger Zehner bis weniger Hunderter Meter erreicht. Eine solche geringmächtige, schlechtleitende Struktur über einem gutleitenden Körper kann von langperiodischen Messungen nicht mehr aufgelöst werden.

Unterhalb der Sedimentschicht und des Horloffgrabens liegen zwei Strukturen in einer Tiefe von 2 bis 13 km, die den Verlauf der Phyllitzone (PZ) und der Mitteldeutschen Kristallinschwelle (MDKS) widerspiegeln sollen. Der laterale Verlauf orientiert sich dabei an den geologischen Vorkenntnissen (vgl. Abschnitt 3.2, "Geologische Strukturen der Region", S. 19ff. und Abb. 3.2, S. 20). Ihre Mächtigkeit kann aus seismischen Messungen auf 10 km und mehr (siehe *Behr und Heinrichs* [1987]) gedeutet werden.

Für die Phyllitzone wird eine anisotrope Leitfähigkeit angenommen. Entlang des variszischen Streichens von 45° gegen Nord und in der Vertikalen entspricht ihr spezifischer Widerstand $300 \Omega m$, für die spez. Widerstandskomponente orthogonal der variszischen Streichrichtung wurden $1000 \Omega m$ gewählt. Die während der variszischen Gebirgsbildung durchlaufene starke Faltung in diesem Gebiet deutet ebenfalls auf eine anisotrope Vorzugsrichtung entlang der variszischen Streichrichtung hin. Die MDKS wird in **m70** ebenfalls als anisotrope Struktur angenommen, die man sich als markroskopische Aneinanderreihung schlechtleitender Platten entlang der variszischen Streichrichtung vorstellen kann, d.h. $3 \Omega m$ in Streichrichtung, $300 \Omega m$ senkrecht dazu und in der Vertikalen. Eine anisotrope Leitfähigkeit mit entsprechender Streichrichtung wird im Bereich der Mittelgebirge auch von *Leibecker* [2000] und *Gatzmeier* [2001] gesehen.

Im unteren Bereich der Struktur der Mitteldeutschen Kristallinschwelle, zur Grenze der Phyllitzone hin, ist eine Verdickung des Krustenleiters angenommen. Dieser wird in Abb. 6.23b) als "Krustenaufwölbung" betitelt. Am Übergangsbereich zur PZ wächst die

Mächtigkeit des Krustenleiters insgesamt auf 10 km an, bei einem spezifischen Widerstand von $3\ \Omega\text{m}$ bis $5\ \Omega\text{m}$. Eine ähnliche Struktur sieht auch *Hofer* [1990] im Gebiet westlich des Vogelsberges.

Die Anpassung der Phasensensoren flächenhaft aufgetragen für die Perioden 156 s , 400 s , 1000 s und 2500 s sowie die flächenhafte Darstellung der Anpassung der Induktionspfeile (Realteile) für die Perioden 400 s und 2500 s sind in Abb. 6.24 gezeigt.

Die Phasensensorkomponenten $\phi_{min,max}$ der gemessenen Daten sind in der Kreissektorvariante (vgl. Abb. 2.3, S. 12) mit Fehlerbereichen dargestellt und mit der Balkendarstellung der Modellantworten überlagert. Die Rotation der Phasensensoren ab $T = 400\text{ s}$ kann im gesamten Messgebiet von Modell **m70** sehr gut nachgebildet werden. Auch das unterschiedliche Rotationsverhalten im Bereich nordwestlich und südöstlich des Flussverlaufes der Nidda kann durch das Modell erklärt werden. Die gleichmäßige Ausrichtung der Phasensensoren und die im Messgebiet einheitliche Aufspaltung der minimalen und maximalen Phasensensorkomponenten ab $T = 2500$ kann durch die Mantelanisotropie sehr gut abgebildet werden. Bei der Darstellung der Realteile der Induktionspfeile sind die gemessenen Daten in Rot, die Modellantworten in Blau gezeigt. In der Darstellung der Pfeile für eine Periode von 400 s sind die Pfeile im Südosten des Messgebietes zwar zu lang, die relativ einheitliche Ausrichtung nach Nordwest und die anschließende Rotation nach Südwest bei $T = 2500\text{ s}$, bedingt durch die Norddeutschen Sedimente, kann durch das Modell gut wiedergespiegelt werden.

Eine detaillierte Datenanpassung über den gesamten langperiodischen Frequenzbereich ist beispielhaft an den Stationen B2 (Abb. 6.25) und B6 (Abb. 6.26) gezeigt. Weitere Anpassungsbeispiele an den Stationen A2 (Abb. A.18, S. 158) und A10 (Abb. A.19, S. 159) sind im Anhang gezeigt. Die Datenanpassung ist anhand der scheinbaren spezifischen Widerstände der xy - und yx -Komponenten des Impedanztensors (oben), den Induktionspfeilen (unten links) und den Phasensensorkomponenten $\phi_{min,max}$ (unten rechts) dargestellt. Die Impedanzsensorkomponenten Z_{xy} (grau/schwarz) und Z_{yx} (rot) der gemessenen Daten werden anhand ihrer Wahrscheinlichkeitsbereiche als farbige Flächen gezeigt, die Modellkurven sind, getrennt durch verschiedene Symbole, mit gleicher Farbnotation überlagert. In den Darstellungen der Induktionspfeile sind jeweils die Real- (schwarz) und Imaginärteile (rot) gezeigt, die Phasensensorelemente der gemessenen Daten werden in der Kreissektordarstellung gezeigt, die Modellantworten in der Balkendarstellung. Sowohl bei der Darstellung der Induktionspfeile als auch der Darstellung der Phasensensoren sind die Daten jeweils in der Mitte gezeigt, die Modellantworten links und rechts daneben. Neben den Modellanpassungen des Modells **m70** sind in diesen Abbildungen auch die Anpassungen der Modelle **m52**, **m65** und **m71** gezeigt. Deren Modelleigenschaften werden im Abschnitt 6.5.4 beschrieben.

Auch in den Abbildungen A.19 und 6.25 ist gut zu erkennen, dass die Rotation der Phasensensorkomponenten von **m70** entlang der Periode der der gemessenen Daten entspricht. Auch das Rotationsverhalten der Induktionspfeile stimmt für Station A2, B2 und B6 gut überein. Bemerkenswert ist, dass sowohl der Real- als auch der Imaginärteil der Induktionspfeile für Perioden größer als $T = 100\text{ s}$ gut nachgebildet werden kann. Der Phasenverlauf der Impedanzsensorkomponenten kann von Modell **m70** auch in etwa wiedergegeben werden. Der Verlauf der spezifischen Widerstände stimmt für die Stationen A2 und B2 gut mit den gemessenen Daten überein, bei den Stationen A10 und B6 wird, trotz der Modellentwicklung anhand der Phasensensoren und Induktionspfeile, der richtige Wertebereich für ρ_a von den Modellantworten getroffen.

6.5. (AN-)ISOTROPE VORWÄRTSMODELLIERUNG DER DATEN

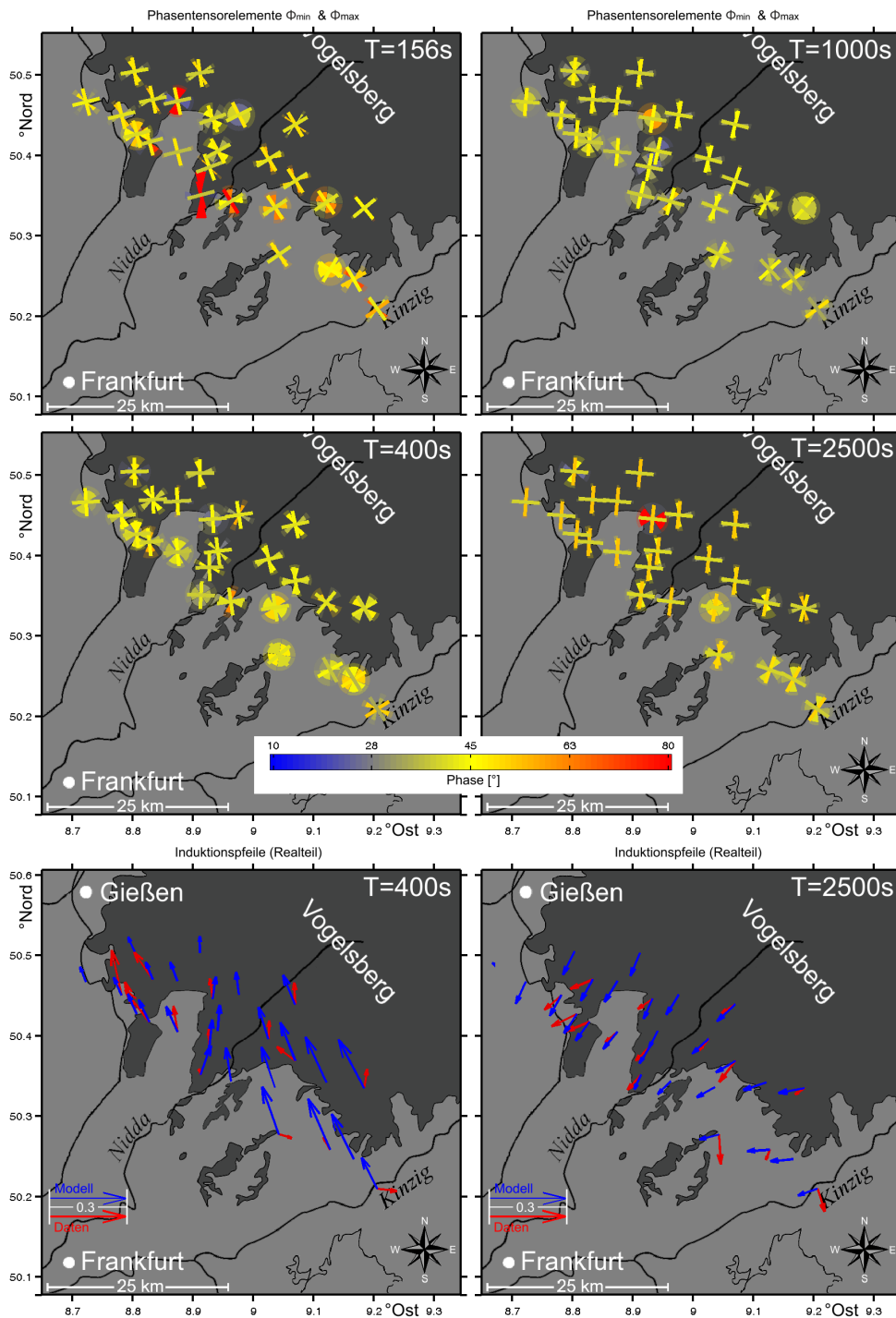


Abb. 6.24: Datenanpassung des präferierten Modells **m70** als flächenhafte Darstellung der Phasentensorelemente ϕ_{min} und ϕ_{max} für die Perioden $T = 156 s$, $T = 400 s$, $T = 1000 s$, $T = 2500 s$ (oben) und Realteile der Induktionspfeile der Perioden $T = 400 s$ und $T = 2500 s$ (unten). Die Phasentensorelemente der gemessenen Daten sind in der Kreis-sektordarstellung gezeigt, Modellantworten sind als Balkendarstellung überlagert. Phasenwerte werden durch die Farben wiedergegeben. Die Induktionspfeil-Darstellungen zeigen gemessene Daten (rot) und Modellantworten (blau).

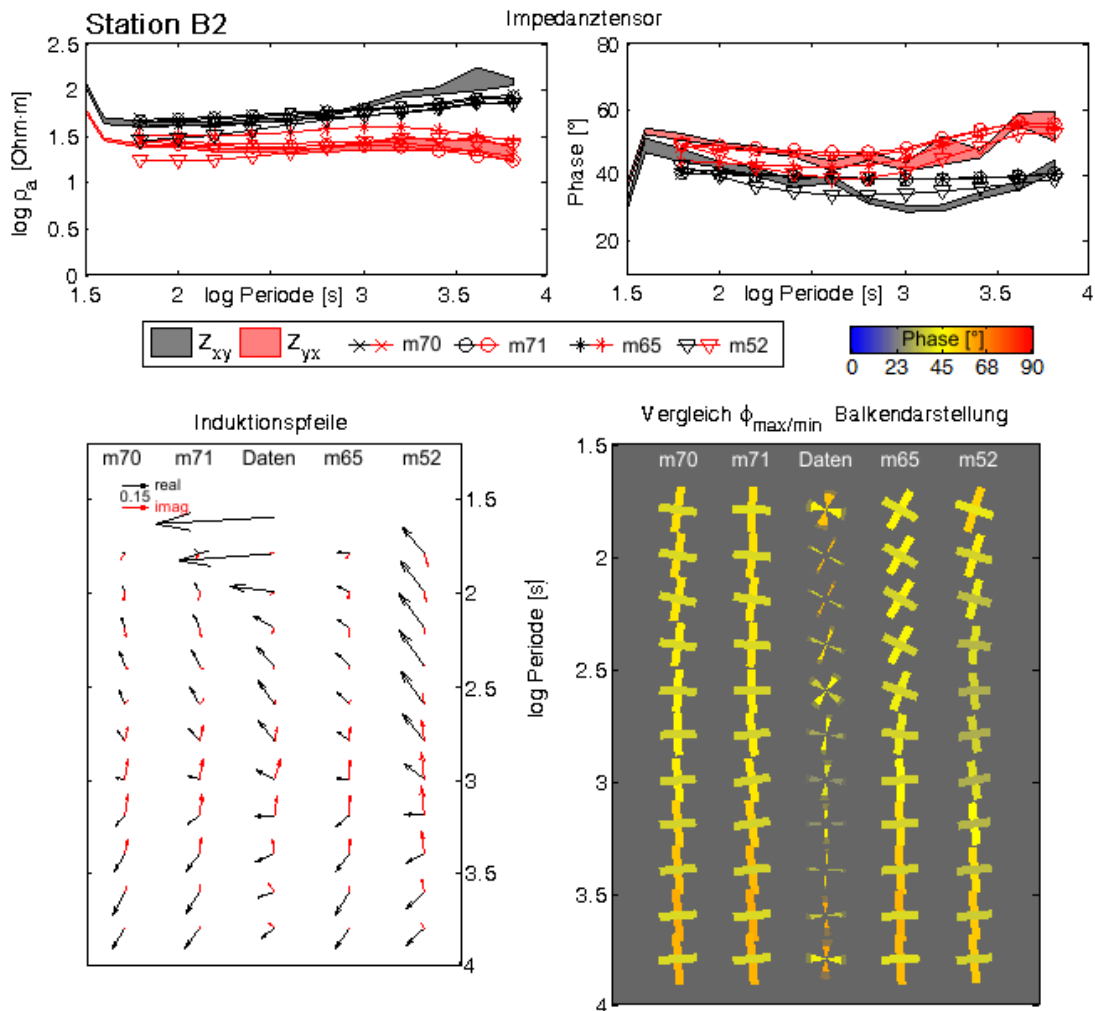


Abb. 6.25: Datenanpassung der Modelle m52, m65, m70 und m71 am Beispiel der Station B2. **oben**) ρ_a (links) und Phase (rechts) der Z_{xy} - (schwarz) und Z_{yx} -Komponenten (rot) gegenüber der logarithmierten Periode. Gefärbte Flächen zeigen Wahrscheinlichkeitsbereiche der Daten, Modellantworten sind als Liniengraphen überlagert. **unten**) Real- (schwarz) und Imaginärteile (rot) der Induktionspfeile (links) sowie Phasentensorelemente ϕ_{\min} und ϕ_{\max} (rechts) gegenüber dem Logarithmus der Periode. Die gemessenen Daten sind jeweils in der Mitte dargestellt. Phasentensordarstellung der gemessenen Daten als Kreis-sektoren, Modellantworten in der Balkendarstellung. Phasenwerte werden über Kreis-sektor- und Balkenfarben dargestellt. Für die Station B2 werden alle Daten gut von den Modellen erklärt.

6.5. (AN-)ISOTROPE VORWÄRTSMODELLIERUNG DER DATEN

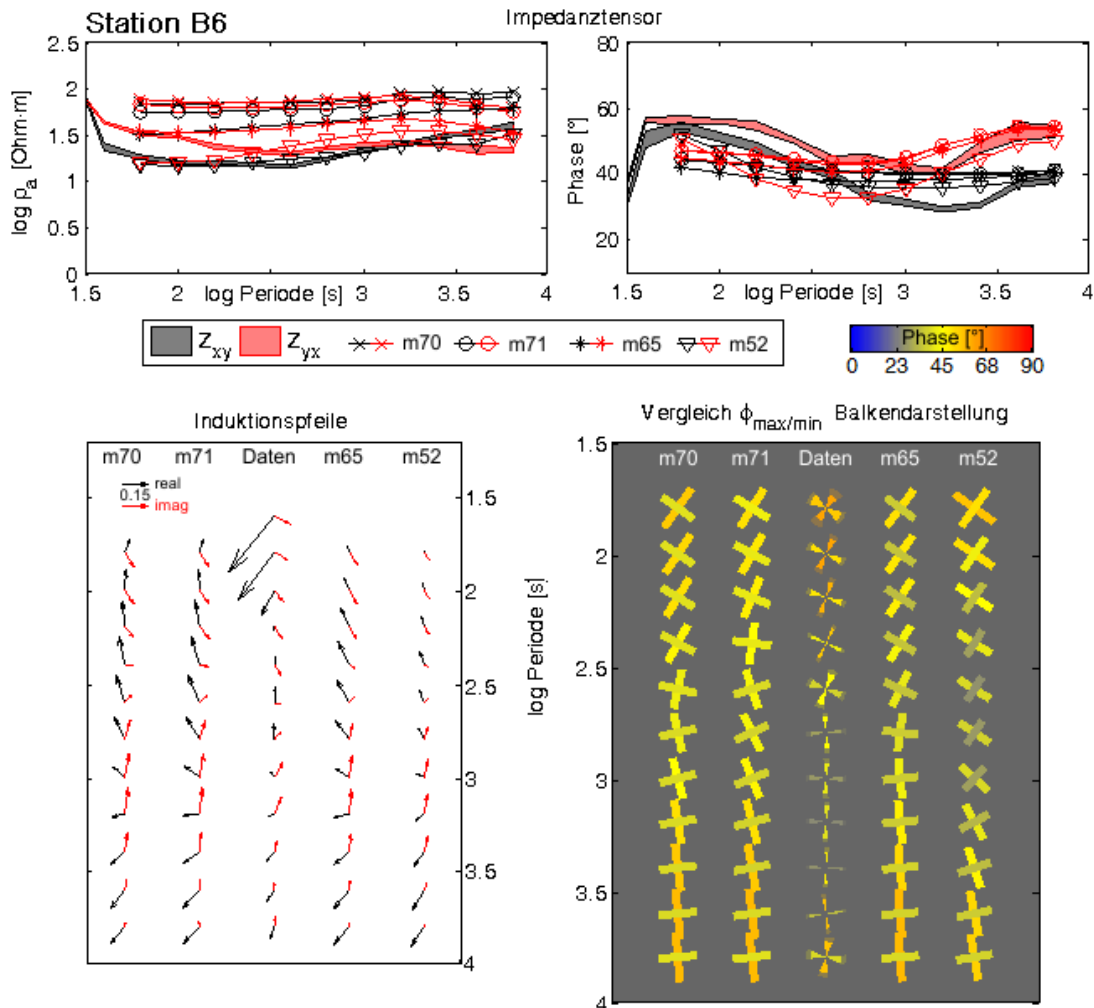


Abb. 6.26: Datenanpassung der Modelle m52, m65, m70 und m71 am Beispiel der Station B6.

oben) ρ_a (links) und Phase (rechts) der Z_{xy} - (schwarz) und Z_{yx} -Komponenten (rot) gegenüber der logarithmierten Periode. Gefärbte Flächen zeigen Wahrscheinlichkeitsbereiche der Daten, Modellantworten sind als Liniengraphen überlagert.

unten) Real- (schwarz) und Imaginärteile (rot) der Induktionspfeile (links) sowie Phasentensorelemente ϕ_{min} und ϕ_{max} (rechts) gegenüber den Logarithmus der Periode. Die gemessenen Daten sind jeweils in der Mitte dargestellt. Phasentensordarstellung der gemessenen Daten als Kreis-sektoren, Modellantworten in der Balkendarstellung. Phasenwerte werden über Kreis-sektor- und Balkenfarben dargestellt.

Bei Station B6 zeigen sich deutliche Abweichungen der Phasentensorkomponenten der Modelle m52 und m65 von denen der gemessenen Daten. Modell m70 kann, abgesehen von den scheinbaren spezifischen Widerständen, die Eigenschaften der Daten gut wiedergeben. Die ρ_a -Werte werden, mit Ausnahme von Modell m52, von den Modellen überschätzt.

6.5.4 Sensitivitäten der anisotropen Modellierung

Um die Sensitivitäten der Strukturen des Modells **m70** zu testen, wurden diese in einer Vielzahl von verschiedenen Vorwärtsmodellierungen getestet. Acht von ihnen werde ich in diesem Abschnitt vorstellen. Die auf der Basis von Modell **m70** durchgeführten Änderungen an der für die Vorwärtsmodellierung verwendeten Leitfähigkeitsstrukturen sind in Tabelle 6.1 angegeben. Der Einfluss dieser acht Modelle ist im Vergleich zu Modell

Modell	Änderung
m31	Nordwest-Hälfte der PZ fällt weg, Südost-Hälfte geht in MDKS über, vgl. Abb. 3.2 (S. 20) gepunktete Linie (Blundell, Freeman, Mueller).
m52	Gutleitende Krustenaufwölbung lateral grob am Flussverlauf der Nidda korelliert.
m65	Keine PZ und MDKS unterhalb der Vogelsbergsedimente
m67	Ohne Mantelanisotropie
m68	Ohne NSB
m69	Ohne Horloffgraben
m71	Ohne MDKS, spez. Widerstand der gutleitenden Richtungen der PZ auf $100 \Omega m$ verringert.
m79	MDKS isotrop $5 \Omega m$, spez. Widerstand der gutleitenden Richtungen der PZ auf $10 \Omega m$ verringert.

Tab. 6.1: Änderungen der jeweiligen Leitfähigkeitsverteilungen zum Sensitivitätstest der anisotropen Vorwärtsmodelle relativ zum Modell **m70**.

m70 für 13 virtuelle Stationen in der Mitte des Untersuchungsgebietes in den Abbildungen 6.28 und 6.29 dargestellt. Gezeigt sind jeweils flächenhaft die Phasentensorkomponenten $\phi_{min,max}$ und Induktionspfeile für die Perioden $156 s$, $625 s$ und $4000 s$. Die Modellantworten des Modells **m70** sind in beiden Abbildungen jeweils in der vertikalen Bildmitte aufgetragen. Eine Anpassung der Modelle **m52**, **m65** und **m71** an die gemessenen Daten ist beispielhaft an den Stationen A2, A10, B2 und B6 in den Abbildungen A.18 (S. 158), A.19 (S. 159), 6.25 (S. 116) und 6.26 (S. 117) gezeigt.

Eine Änderung des Grenzverlaufes zwischen MDKS und PZ, oder einen kompletten oder teilweisen Zusammenschluss der beiden Strukturen, wie in **m31** gezeigt, wirkt sich auf das Rotationsverhalten der Phasensensoren aus. Diese zeigen dann nicht mehr die in den Daten beobachtete Rotation südöstlich der Nidda für Perioden um $T = 625 s$. Ebenso wird die Drehung der kurzperiodischen Induktionspfeile um den Horloffgraben dadurch gedämpft.

Der Einfluss des anisotropen Mantels ist für die langen Perioden deutlich sichtbar, er bewirkt eine einheitliche Drehung und Aufspaltung der minimalen und maximalen Phasen für lange Perioden und kann anhand der Darstellungen von Modell **m67** sehr deutlich nachvollzogen werden. Einen Einfluss auf die Drehung der Induktionspfeile langer Perioden hat die Mantelanisotropie augenscheinlich nicht, da hier der große Einfluss des NSB überwiegt.

Bei einem Wegfallen der MDKS können die Daten, bei gleichzeitigem Erhöhen des Kontrastes in der PZ (**m71**) ähnlich gut angepasst werden wie beim präferierten Modell **m70**. Die maximalen Phasen sind geringfügig geringer ausgeprägt. Wie z.B. bei der Datenanpassung an Station B2 (Abb. 6.25) zu sehen ist die Anpassung der Rotation der Phasensensoren ohne eine Struktur der MDKS etwas schlechter.

Die Annahme einer isotropen, gutleitenden Struktur anstelle einer der beiden Hauptun-

6.5. (AN-)ISOTROPE VORWÄRTSMODELLIERUNG DER DATEN

tersuchungszonen, wie einer gutleitenden MDKS (**m79**), führt zu einer nicht in den Daten nachvollziehbaren Vorzugsrichtung der Phasensensoren, entweder im südöstlichen oder nordwestlichen Untersuchungsgebiet. Erst mit Einsetzen der durch die Mantelanisotropie bedingten, langperiodischen Phasensensorrotation ab $T = 1000\text{ s}$ repräsentieren die modellierten Phasensensoren wieder die Daten.

Korreliert man die nordwestliche Begrenzung der Krustenaufwölbung im Groben mit dem Flussverlauf der Nidda (**m52**), kann die Induktionspfeilrotation für Perioden $T > 400\text{ s}$ an den Stationen A10 und A13 im südöstlichen Untersuchungsgebiet erklärt werden (vgl. auch Datenanpassung an Station A10, Abb. A.19). Ob diese auf einer wahren Struktur beruht, oder Ausreißer darstellen, kann mit den mir zur Verfügung stehenden Daten nicht eindeutig geklärt werden. Die Verlagerung der Krustenleiteraufwölbung nach Nordwesten bringt allerdings auch eine Verdrehung der Phasensensoren im südwestlichen Messgebiet um 90° mit sich, die nicht über eine Umkehrung der Anisotropierichtung ausgeglichen werden kann.

Die im Modell **m65** realisierte Unterbrechung der PZ und MDKS unterhalb der Vogelsbergbasalte äußert sich zum einen in niedrigeren Werten von ϕ_{min} für kurze Perioden $T < 400\text{ s}$ und einer Abnahme der Phasensensorrotation, zum anderen hat dies einen markanten Einfluss auf die Induktionspfeile desselben Periodenbereiches.

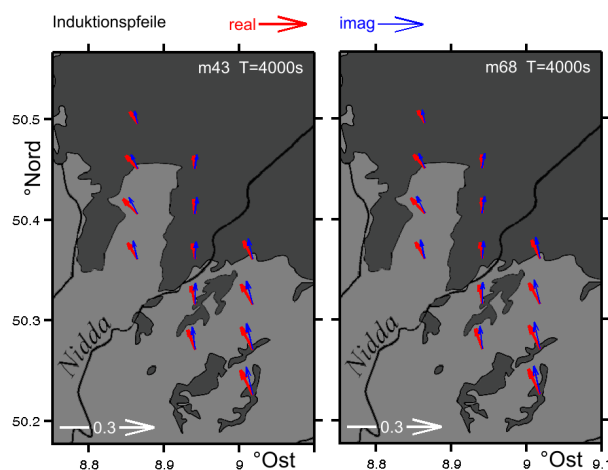


Abb. 6.27: Einfluss der Göttinger D-Anomalie auf die Induktionspfeile der langen Perioden $T = 4000\text{ s}$ im Untersuchungsgebiet:

r: Modell **m43** mit Göttinger D-Anomalie, ohne NSB
l: Modell **m68** ohne NSB

Der starke Einfluss des Norddeutschen Sedimentbeckens auf die langperiodischen Induktionspfeile wurde bereits in der isotropen Vorwärtsmodellierung gezeigt (vgl. Abschnitt 6.5.2, S. 109) und soll auch hier anhand des Modells **m68** noch einmal verdeutlicht werden. Auf kurzperiodische Daten hat das NSB keinen Einfluss, jener auf die langperiodischen Phasensensoren ist minimal und liegt im Bereich der Datenfehler.

Der Einfluss der oberflächennahen und relativ flachen Horloffgrabenstruktur (**m69**) ist sowohl in den kurzperiodischen Phasensensoren als auch in den Induktionspfeilen sichtbar. Der Einfluss auf letztere ist jedoch höher und auch in Perioden von $T = 625\text{ s}$ noch schwach sichtbar.

Als weiterer Test wurde der Einfluss der Göttinger D-Anomalie, der in der Literatur ebenfalls ein weiträumiger Einfluss zugeschrieben wird (siehe z.B., Gatzmeier [2001], Peter [1994]) in Modell **m43** getestet.

Abbildung 6.27 zeigt den Einfluss auf die Induktionspfeile der Periode $T = 4000\text{ s}$, wenn anstelle des NSB die Göttinger D-Anomalie als guter Leiter mit einer Mächtigkeit von 8 km bei einem spezifischen Widerstand von $4\ \Omega\text{m}$ angenommen wird (rechts, **m43**) im Vergleich zu Modell **m68** (links), bei dem weder NSB noch Göttinger D-Anomalie berücksichtigt sind. Aufgrund der relativ niedrigohmigen umgebenden Gesteine und des im Vergleich zu den Sedimenten des NSB deutlich geringeren gutleitenden Volumens ist im Untersuchungsgebiet kein Einfluss der Göttinger D-Anomalie zu erkennen.

KAPITEL 6. MODELLSTUDIEN UND MODELLIERUNG DER DATEN

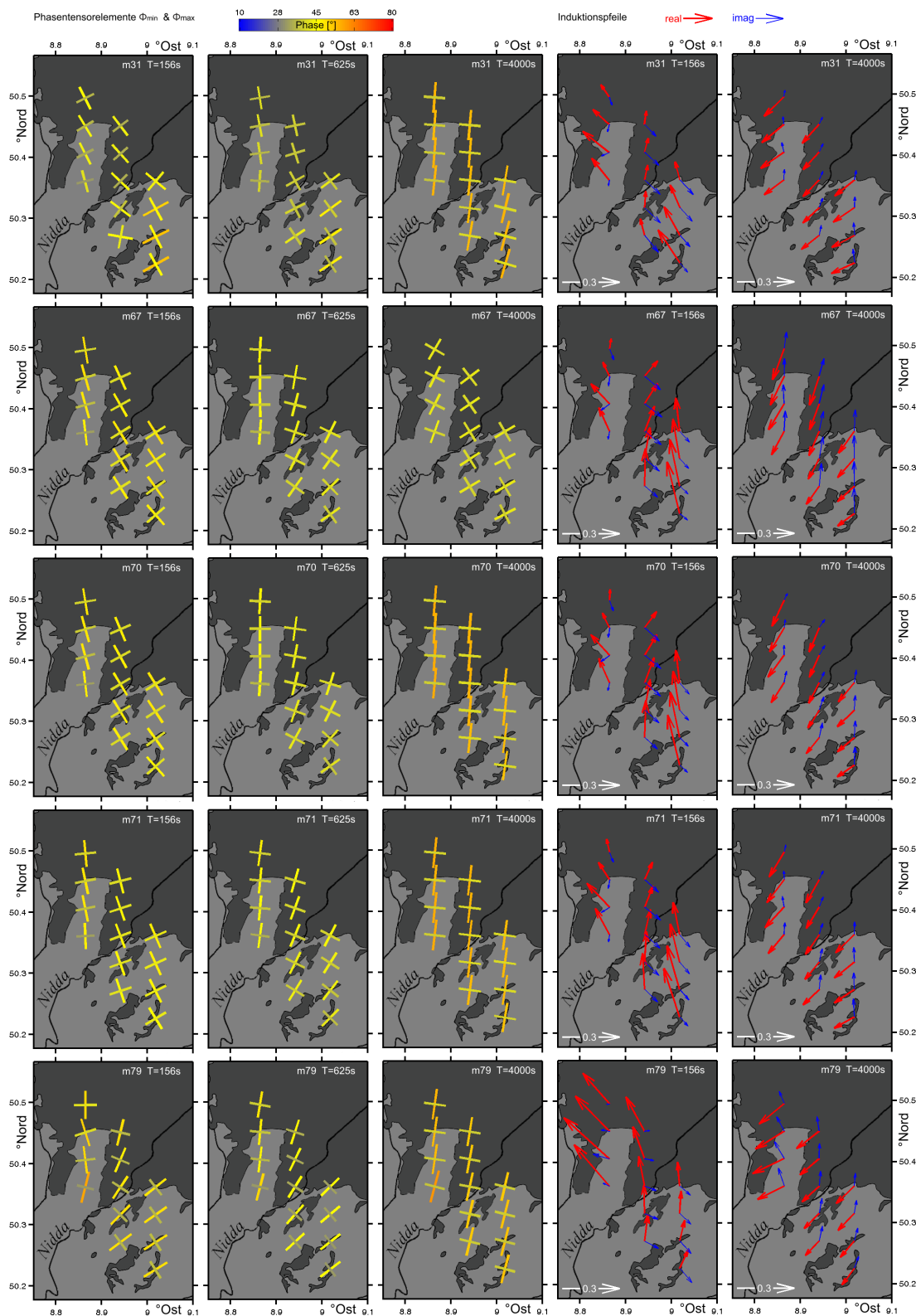


Abb. 6.28: Phasentensorelemente ϕ_{min} und ϕ_{max} in der Balkendarstellung für die Perioden $T = 156 s$, $T = 625 s$ und $T = 4000 s$ sowie der Real- (rot) und Imaginärteile (blau) der Induktionspfeile für die Perioden $T = 156 s$ und $T = 4000 s$. Die Phasenwerte der Phasentensorelemente sind über die Balkenfarbe dargestellt. Gezeigt werden von oben nach unten die Modelle **m31**, **m67**, **m70**, **m71** und **m79**.

6.5. (AN-)ISOTROPE VORWÄRTSMODELLIERUNG DER DATEN

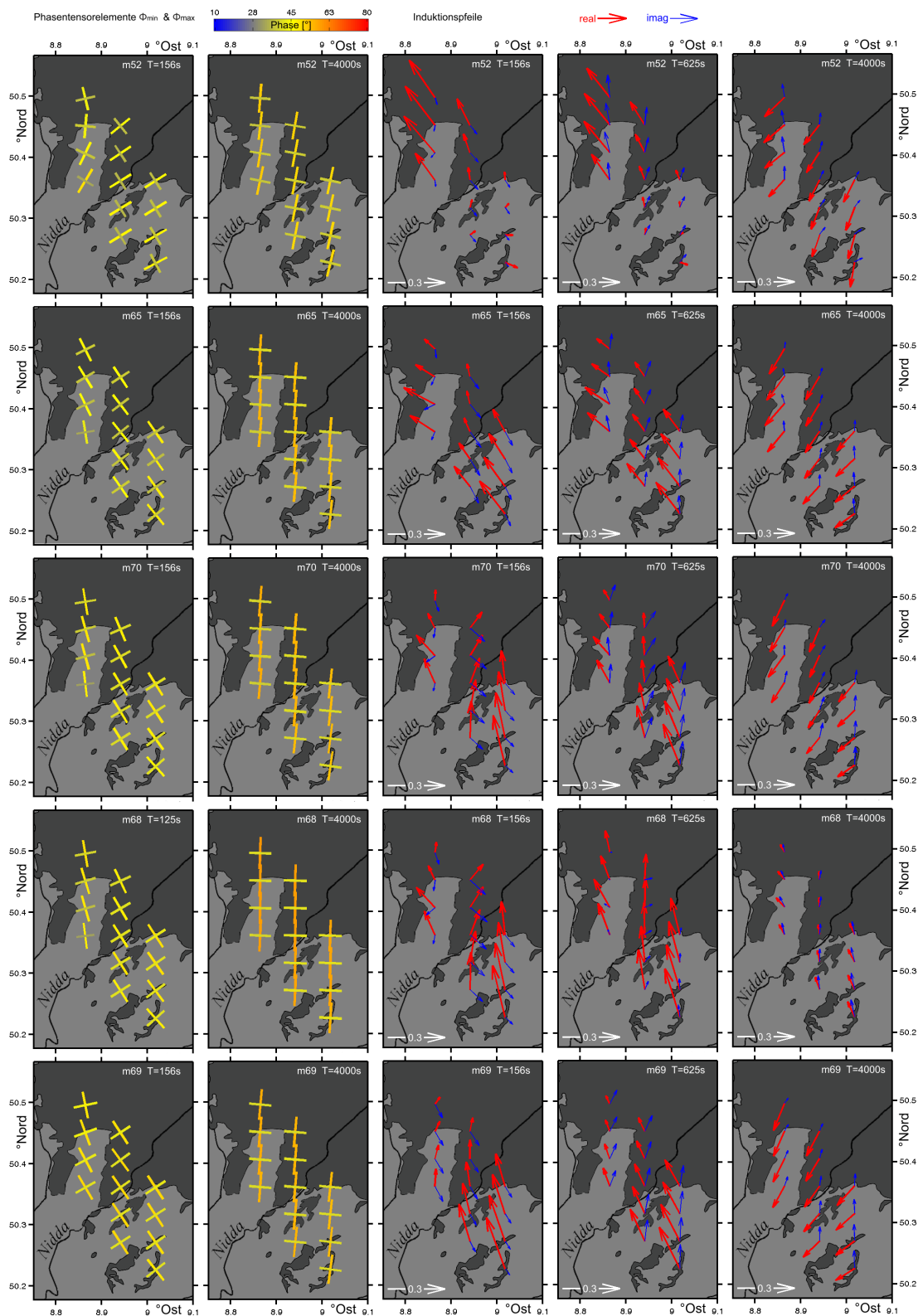


Abb. 6.29: Phasentensorelemente ϕ_{min} und ϕ_{max} in der Balkendarstellung für die Perioden $T = 156 s$, und $T = 4000 s$ sowie der Real- (rot) und Imaginärteile (blau) der Induktionspfeile für die Perioden $T = 156 s$, $T = 625 s$ und $T = 4000 s$. Die Phasenwerte der Phasentensorelemente sind über die Balkenfarbe dargestellt. Gezeigt werden von oben nach unten die Modelle **m52**, **m65**, **m70**, **m68** und **m69**.

6.6 Isotrope 3D-Inversion nach Z , T und PT der Daten

Für die Inversion des Vogelsberg Datensatzes nach dem Impedanztensor \underline{Z} , den magnetischen Übertragungsfunktionen \underline{T} sowie dem Phasentensor $\underline{\Phi}$ wurde das Programmpaket MODEM (siehe Abschnitt 5.4, S. 90) verwendet. Für diesen Datensatz wurde, unabhängig von der Eingangsgröße, ein Gitter von $51 \times 51 \times 50$ Zellen verwendet, das einen Modellraum von $912 \text{ km} \times 912 \text{ km} \times 1365 \text{ km}$ aufspannt. Unterhalb des Untersuchungsgebietes wurde das Gitter in der xy -Ebene mit 21×21 Zellen mit einer einheitlicher Kantenlänge von 2 km diskretisiert. Nach außen hin wachsen die Zellen bis auf 102 km Kantenlänge an. In vertikaler Richtung wächst die Zelmächtigkeit logarithmisch äquidistant von 30 m auf 227.5 km an. Bei einer Einbeziehung der audiomagnetotellurischen Daten in die Inversion wurde die erste Schicht auf eine Mächtigkeit von 7 m reduziert, die Zelmächtigkeiten wachsen ebenfalls logarithmisch äquidistant bis 275 km .

Für alle Inversionen wurde als Glättungsparameter entlang der horizontalen Achsen $k_x = k_y = 0.2$ und entlang der Vertikalen $k_z = 0.3$ verwendet. In allen Berechnungen wurde eine einfache Glättung durchgeführt, da der Algorithmus bei einer zweifachen Glättung bereits keine Strukturen mehr nachbilden konnte.

Um schlecht aufgelöste Datenpunkte heruntergewichtet zu können, ist das Einbeziehen der Datenfehler bei allen Inversionstypen nötig (vgl. Abschnitt 5.1.1, S. 72). Die Gewichtung eines Datensatzes kann maßgeblich zum Auflösungsvermögen der Inversion eines Datensatzes beitragen, indem z.B. eine stark beeinflusste Komponente bewusst heruntergewichtet wird (Meqbel [2009], Tietze [2012]). Viele Autoren nutzen einen gemittelten Datenfehler aus den beiden Hauptdiagonalelementen des Impedanztensors der jeweiligen Frequenz als Maß der Datenqualität für alle vier Komponenten $\delta Z(\omega) = |Z_{xy}(\omega) \cdot Z_{yx}(\omega)|^{1/2}$, oder nutzen eine feste Unsicherheit u für alle Datenpunkte $\delta Z = |Z| \cdot u$ (siehe z.B. Tietze [2012]). Für den langperiodischen Teil des Vogelsberg Datensatzes war keine der Komponenten des Impedanztensors systematisch schlechter aufgelöst, an manchen Stationen ist aber ein deutlicher Unterschied in den Einzelfehlern der Komponenten zu sehen (vgl. Station B8, Abb. A.9, S. 150). Um dies zu berücksichtigen, wurde für die Inversion des Datensatzes der komponentenspezifische Fehler δZ_{ij} übernommen. Ein Mindestfehler-Kriterium wurde für die Impedanztensorinversion nicht berücksichtigt.

Analog gehen die Fehler der Induktionspfeile komponentenweise in die Inversion ein. Da die Fehler einiger Datenpunkte sehr klein waren, wurde ein Mindestfehler-Kriterium von $\delta T_i \geq 0.03$ berücksichtigt. Die Fehlerwerte der Phasentensoren wurden anhand von Erfahrungswerten (pers. Komm. Dr. Kristina Tietze) auf absolute $\delta \Phi_{ij} = 5\%$ für jeden Datenpunkt gesetzt. Ebenso wurden Datenpunkte, deren Halbachsenwerte Φ_{min} und Φ_{max} eine starke Aufspaltung zeigten $\Delta \Phi_{min,max} > 45^\circ$ aus dem zu invertierenden Datensatz entfernt, um die Modellfindung zu ermöglichen. Die Stationen A3 und A9 wurden aufgrund hoher Fehler und großer Phasentensoraufspaltung, bzw. stark gestreutem Verlauf entlang der Frequenzachse nicht in den Inversionen berücksichtigt. Erste Inversionstests zeigten Probleme in ihrer Konvergenz, die durch diese Maßnahme beseitigt werden konnten.

Als Startmodelle wurden zu Beginn $300 \Omega m$, $100 \Omega m$ und $50 \Omega m$ Halbräume getestet, denen später auch als Widerstandsvorgaben das Norddeutsche Sedimentbecken (NSB) hinzugefügt wurde. In Modellen, in denen das NSB berücksichtigt wurde, wurde dies sowohl als veränderbare Startmodellvorgabe verwendet, als auch als feste, nicht veränderbare a priori Information angenommen.

Die Einbeziehung des Norddeutschen Sedimentbeckens zeigt in den Vorwärtsmodellierungen einen entscheidenden Einfluss auf die Induktionspfeile, auf Phasen- und Impe-

6.6. ISOTROPE 3D-INVERSION NACH Z , T UND PT DER DATEN

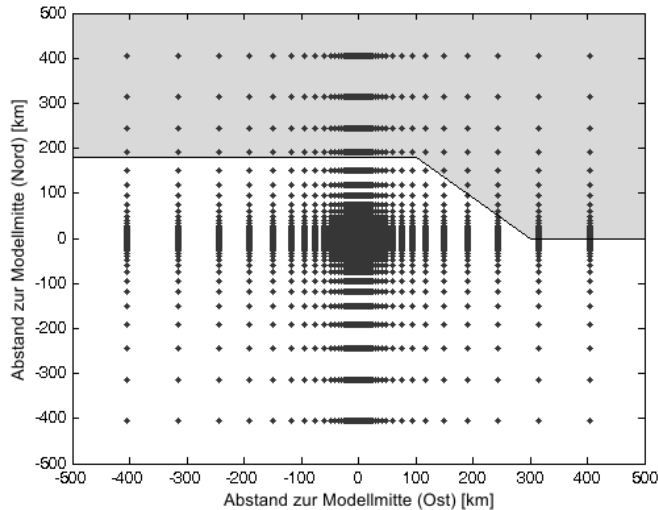


Abb. 6.30: Durch die Norddeutschen Sedimente (graue Fläche) beeinflusste Zellen des $51 \times 51 \times 50$ Finite Differenzen-Gitters als xy -Ebenenarstellung. Die Zellmittelpunkte werden durch die schwarzen Punkte repräsentiert. In vertikaler Richtung wirkt sich das NSB auf alle Zellen bis zu einer Tiefe von 15 km aus.

danzensoren jedoch kaum eine Wirkung. Trotzdem sollen diese als vorgegebene Struktur in das Startmodell der Inversion mit einfließen. Die vom NSB beeinflussten Zellen sind in Abb. 6.30 gezeigt. Die Norddeutschen Sedimente wurden, um große Leitfähigkeitskontraste in höherer Entfernung zum Untersuchungsgebiet zu vermeiden, wie auch in den Vorwärtsmodellierung mit einer höheren Schichtmächtigkeit (15 km) und einem höheren spezifischen Widerstand ($4 \Omega m$) angenommen.

Im Folgenden werde ich den Inversionsverlauf beschreiben und die Ergebnisse der Phasentensor- und Impedanztensorinversion beispielhaft an einigen Stationen zeigen. Die Inversion nach Induktionspfeilen alleine führte zu keinem verwertbaren Ergebnis, ebenso sind die Einflüsse der Induktionspfeile auf gemeinsame Inversionen sehr gering. Dies ist vermutlich ihrer im LMT Bereich sehr kurzen Länge < 0.15 geschuldet. Generell wurden die Phasentensorinversionen bevorzugt durchgeführt, da dort die Eingangsgrößen keine Einflüsse durch galvanische Verzerrungsströme enthalten können.

6.6.1 Langperiodische Inversion

Wegen der geringen Eindringtiefen des auswertbaren Frequenzspektrums der AMT und der relativ niedrigohmigen Sedimentbedeckungen im Untersuchungsgebiet wurde zunächst eine Inversion der LMT Daten angestrebt.

Bei den ersten Inversionen nach den Phasentensoren stellten sich die Startmodelle mit $300 \Omega m$ als nicht zielführend heraus. Ein Hintergrundwiderstand von $50 \Omega m$ wurde aus den Erkenntnissen der Vorwärtsmodellierungen als plausibel angesehen und zeigte durchgehend einen positiven Inversionsverlauf. Im Weiteren werde ich deshalb nur die Modelle mit $50 \Omega m$ Hintergrundwiderstand betrachten.

Die Ergebnisse der isotropen 3D Inversion werden beispielhaft für eine Inversion nach Phasentensoren (INV1) und eine Inversion nach Impedanztensoren (INV2) betrachtet. Bei beiden Inversionen sind Änderungen in den Zellen, die vom Norddeutschen Sedimentbecken beeinflusst sind, nicht erlaubt. Eine flächenhafte Darstellung der gefundenen Widerstandsverteilung des Untergrundes beider Inversionen ist für die drei Tiefen 2.2 km , 8 km und 42 km in der Abbildung 6.33 (S. 125) (obere Bildhälfte) gezeigt. Die durch die Phasentensorinversion gefundene Widerstandsstruktur ist außerdem volumenhaft entlang von neun Profilschnitten der xz -Ebene in Abbildung 6.32 dargestellt. Für beide Inversionen ist zwar in Abb. 6.33 bei einer Tiefe von 8 km eine Dominanz schlechtleitender Strukturen zu erkennen, allerdings zeigen beide Inversionsergebnisse in geringeren Tie-

fen eine Häufung lokal begrenzter starker Leitfähigkeitskontraste mit einem Verhältnis der spezifischen Widerstände von 1:1000 und höher. Eine Auflösung solch kleiner Strukturen mit Perioden von $T = 62\text{ s}$ und länger ist, selbst bei einem relativ geringen Hintergrundwiderstand von $\rho_{hg} = 50\ \Omega m$, eher unwahrscheinlich. Zu längeren Perioden hin, bzw. in größeren Tiefen (42 km) werden durch den Inversionsalgorithmus vermehrt Kontraste außerhalb des Untersuchungsgebietes gefunden. Dieses Bild bestätigt sich auch in den in Abbildung 6.32 gezeigten Profilschnitten von INV1. In der Modellmitte bilden sich kleine Strukturen hoher Kontraste in unmittelbarer Nachbarschaft zueinander aus, die sich mit zunehmendem Abstand zur Modellmitte in größere Tiefen verlagern.

Abbildung 6.31 zeigt die flächenhafte Verteilung des spezifischen elektrischen Widerstandes für eine Tiefe von 89 km . Während im Bereich des Untersuchungsgebietes der Widerstand dem vorgegebenen Startwiderstand von $50\ \Omega m$ entspricht, sind im Außenbereich hohe Kontraste in unmittelbarer Nachbarschaft zu erkennen. Außerdem erkennbar ist, dass die gefundenen Widerstandskontraste eine symmetrische Struktur aufzeigen. Sie entstehen zudem entlang der lateralen Zelldiagonalen.

Die Ausbildung lokal begrenzter hoher Kontraste konnte in INV2 mit dem Ausgleich von galvanischen Verzerrungsströmungen erklärt werden. Bei der Phasentensorinversion hingegen können die Daten nicht von Verzerrungsströmen betroffen sein. Die gefundenen oberflächennahen Strukturen können dem Ausgleich der Heterogenitäten der Phasentensoren der kürzeren Perioden geschuldet sein, da diese einer gewissen Streuung unterliegen sind. Jedoch haben diese hohen Leitfähigkeitskontraste, wie in Abschnitt 6.3 (S. 104) beschrieben, auch einen Einfluss auf die langperiodischen Daten entfernter Stationen.

Beide Inversionen können die gemessenen Daten gut anpassen. Dies ist beispielhaft für die beiden Stationen A13 und B2 anhand der Phasen und scheinbaren spezifischen Widerstände des Impedanztensors und der Phasentensorelemente $\phi_{min,max}$ in Abbildung 6.34 (S. 127) gezeigt. Sowohl INV1 als auch INV2 können die Phasenverläufe der Impedanztensoren gut wiedergeben. INV1 zeigt einen zu geringen scheinbaren spezifischen Widerstand in beiden Komponenten von Station B2. Bei einer reinen Phasentensorinversion ist dies ein Zeichen für einen falsch interpretierten oberflächennahen spezifischen Widerstand für diese Station. Die Phasentensorkomponenten wurden von INV1 gut angepasst, auch INV2 gibt diese im Toleranzbereich wieder.

Die in INV1 und INV2 gefundenen Strukturen zeigen, abgesehen von den oberflächennahen Schichten, gewisse regionale Zusammenhänge, z.B. eine schlechtleitende Struktur die sich von Nordwest nach Südost in größere Tiefen fortsetzt (vgl. Abb. 6.32). Diese können aber nicht in Einklang mit den geologischen Gegebenheiten gebracht werden, da das Streichen der großen Strukturen orthogonal zu dem der variszischen Gebirgsbildung verläuft.

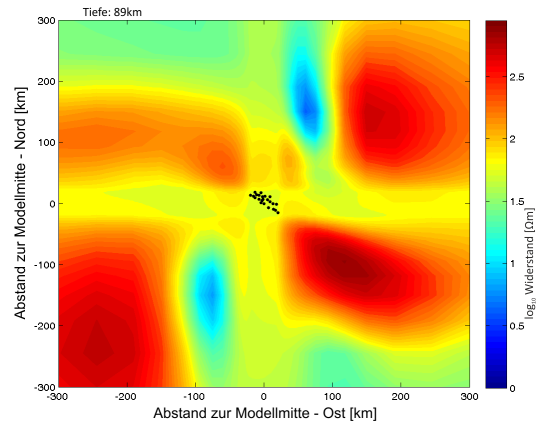


Abb. 6.31: Flächenhafte Darstellung der elektrischen Widerstandsverteilung von $600 \times 600\text{ km}^2$ der xy -Ebene des Ergebnisses von INV1 für eine Tiefe von 89 km .

6.6. ISOTROPE 3D-INVERSION NACH Z , T UND PT DER DATEN

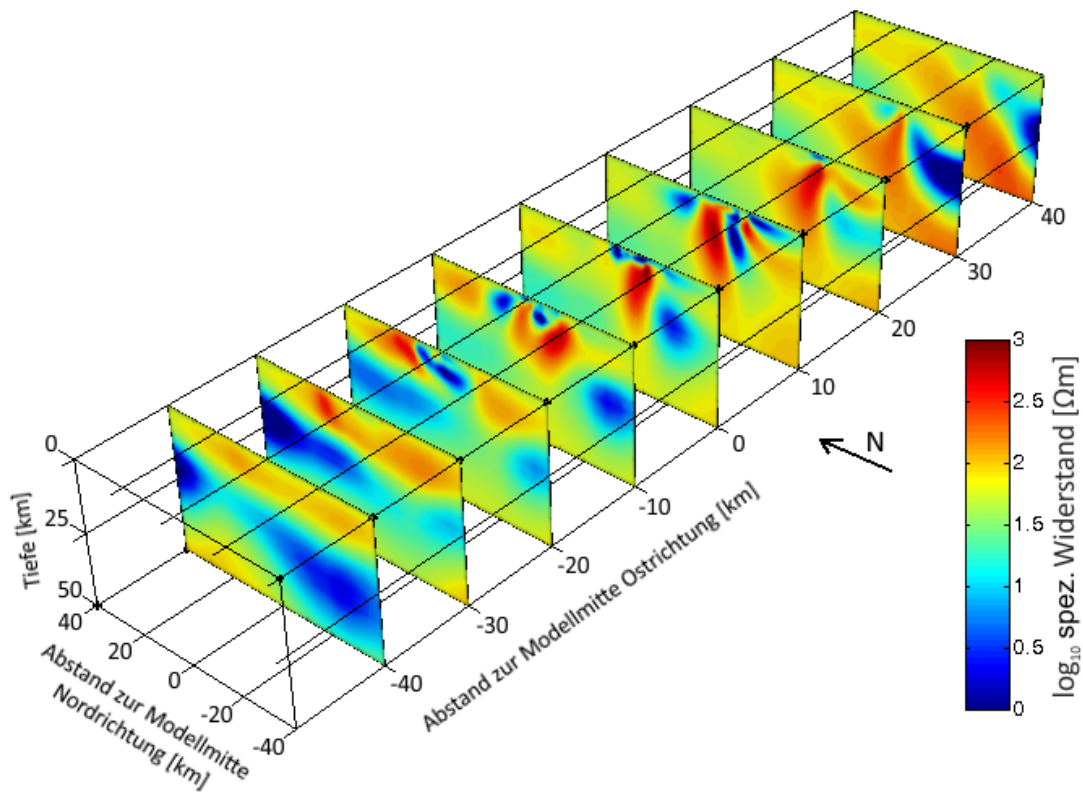


Abb. 6.32: Pseudo-3D-Darstellung der durch INV1 gefundene Verteilung des spezifischen Widerstands als Profilschnitte der xz -Ebene. Jeder Profilschnitt zeigt eine Fläche von $80 \times 50 \text{ km}^2$, der jeweilige Abstand in Ostrichtung beträgt 10 km . Darstellung nur in der Tiefe und Nordrichtung proportional. Der Modellmittelpunkt entspricht der Station B6.

6.6.2 Inversion unter Einbeziehung der AMT

Um die Ausbildung extrem hoher Widerstandscontraste von vier Dekaden und mehr bei gleichzeitig sehr kleinen Strukturen in Oberflächennähe im Inversionsverlauf zu reduzieren, wurden die AMT Daten in die Inversion mit einbezogen. Bedingt durch die kleineren Eindringtiefen und dem höheren Auflösungsvermögen wurde die Mächtigkeit der ersten Zellen auf 7 Meter reduziert, die Gesamtzahl von 51 Zellen wurde nicht verändert. Die Auflösung entlang der Tiefenachse wird durch diese Änderung nicht signifikant verschlechtert. Aufgrund der Teils hohen Phasenaufspaltungen im AMT Bereich (vgl. Abschnitt 4.5, S. 60ff.) konnte von ModEM keine Lösung für die Phasentensorinversion gefunden werden. Die kombinierte Inversion von AMT und LMT Daten wurde daher nur für die Impedanztensorcomponenten durchgeführt (INV3). Die Ergebnisse dieser Inversion sind, analog zu den Ergebnissen der reinen LMT Inversionen, flächenhaft für drei verschiedene Tiefenebenen in der Abbildung 6.33 (S. 126) gezeigt. Wie erhofft, konnte die Ausbildung extremer Leitfähigkeitscontraste im oberflächennahen Bereich durch Einbeziehung der AMT Daten reduziert werden. Allerdings ist deutlich zu erkennen, dass die Inversion in Tiefen größer als 8 km praktisch keine Strukturen mehr finden konnte. Ursache hierfür ist vermutlich die große Datenlücke im Bereich des *dead-band*. Der Inversionsalgorithmus ModEM3DMT geht bei der Modellfindung von "Oben nach Unten" vor, sprich es werden zunächst oberflächennahe Änderungen durchgeführt und dann in die Tiefe fortgesetzt (pers. Komm. Dr. Kristina Tietze). Daher sind die Sensitivitäten für weitere Leitfähigkeitsänderung im AMT Bereich hoch, im LMT Bereich hingegen nur noch sehr niedrig. Der Übergang

KAPITEL 6. MODELLSTUDIEN UND MODELLIERUNG DER DATEN

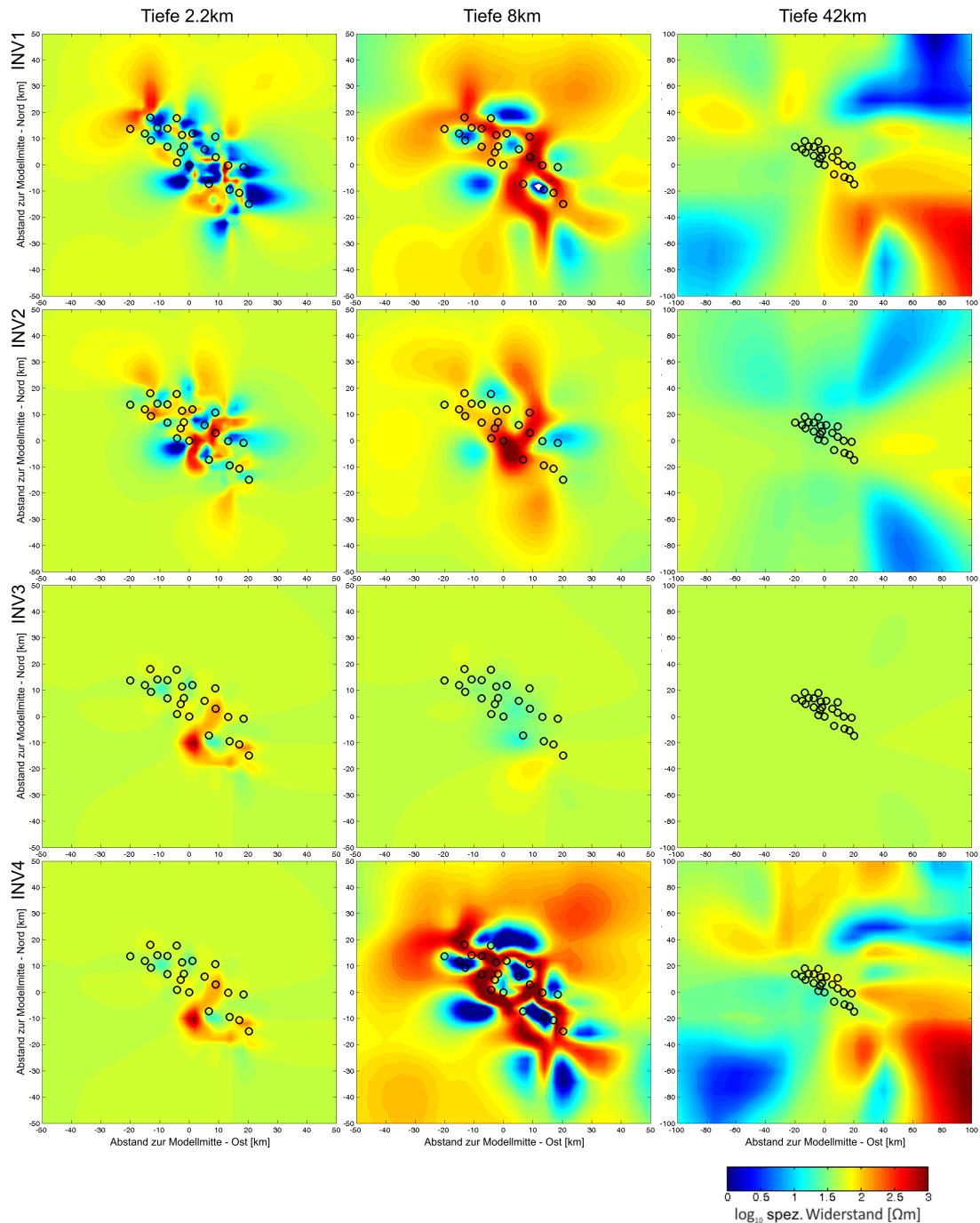


Abb. 6.33: Flächenhafte Darstellung der durch die Inversion gefundenen Verteilung der spezifischen, elektrischen Widerstände für die Tiefen von 2.2 km (links), 8 km (mitte) und 42 km (rechts). Von oben nach unten sind die Inversionen INV1 (PT LMT), INV2 (Z LMT), INV3 (Z AMT+LMT) und INV4 (PT LMT (AMTfix)) gezeigt. Die Stationsstandorte werden durch die schwarzen Kreise gezeigt. Aufgrund der höheren (lateralen) Eindringtiefe wird für die Tiefe von 42 km ein Ausschnitt von $200 \times 200 \text{ km}^2$ gezeigt, bei den Tiefen von 2.2 und 8 km ein Ausschnitt von $100 \times 100 \text{ km}^2$. Der Modellmittelpunkt entspricht der Lage von Station B6. Deutlich erkennbar ist das Auftreten hoher Kontraste in den gefundenen Verteilungen des spezifischen, elektrischen Widerstands. Bei INV1 und INV2 ist in einer Tiefe von 42 km eine Verlagerung der gefundenen Strukturen in die Randbereiche des Modells zu sehen.

6.6. ISOTROPE 3D-INVERSION NACH Z , T UND PT DER DATEN

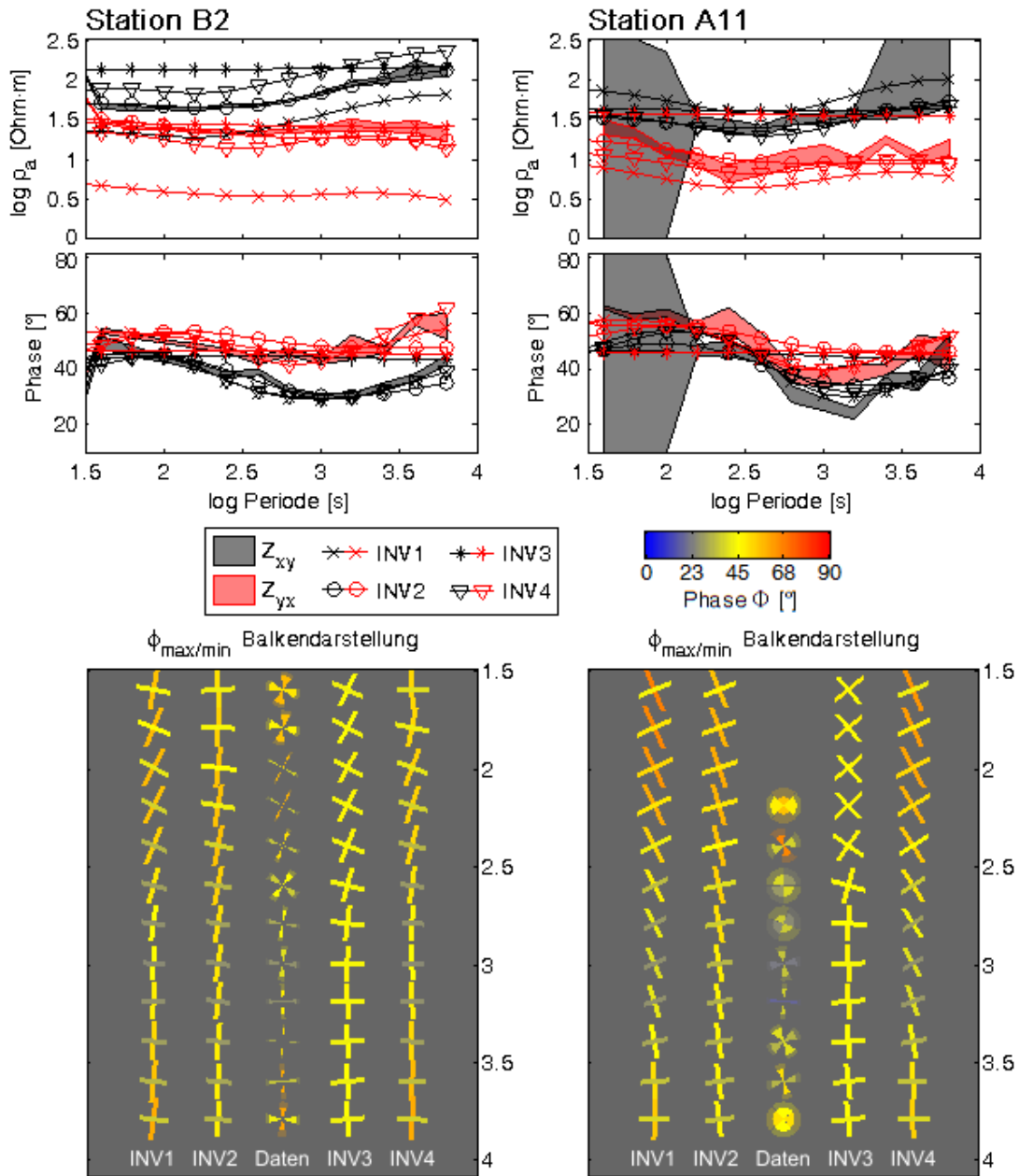


Abb. 6.34: Datenanpassung der 3D Inversion beispielhaft für die Stationen B2 (links) und A13 (rechts). **Oben)** Scheinbare spezifische Widerstände und Phasen der Z_{xy} und Z_{yx} Komponente gegenüber der logarithmischen Periode. Die Kurven der gemessenen Daten sind im Hintergrund als eingefärbte Flächen der entsprechenden Wahrscheinlichkeitsbereiche dargestellt. Die Modellantworten der Inversionsergebnisse sind durch die Symbole Kreuz (INV1), Kreis (INV2), Stern (INV3) und Dreieck (INV4) wiedergegeben, die Komponenten werden über die Farbe zugeordnet. **Unten)** Phasentensorkomponenten ϕ_{min} und ϕ_{max} als Balkendarstellung gegenüber der logarithmischen Periode. Von links nach rechts sind die Datensätze INV1, INV2, gemessene Daten, INV3 und INV4 gezeigt. Bei den gemessenen Daten werden die Unsicherheiten in Balkenlänge und Drehung analog zu Abb. 2.3 (S. 12) dargestellt. Die Balkenfarben geben die jeweiligen Phasenwerte wieder. Mit Ausnahme von INV3 und der $\rho_{a, yx}$ -Komponente aus INV1 können sowohl die Impedanztensor- als auch die Phasentensorkomponenten durch die Inversionen gut angepasst werden.

mittlerer Sensitivitäten zwischen AMT und LMT Bereich fehlt. Der RMS-Fehler, der das Haupt-Ausstiegskriterium des Inversionsalgorithmus darstellt, wird durch die AMT Daten hinreichend genau angepasst und kann im Anschluss durch Anomalien im Auflösungsbe- reich der LMT nicht mehr signifikant geändert werden. Die Datenanpassung der gemein- samen Inversion der AMT und LMT Daten nach Impedanzsensoren (Abb. 6.34, S. 127) gibt die Daten des langperiodischen Bereiches, wie von den Widerstandsverteilungen bereits erwartet, nicht wieder. Die Phasen der Impedanzsensorkomponenten Z_{xy} und Z_{yx} zeigen nur Werte um 45° , auch die Phasensensoren haben eine eindimensionale Struktur.

Um eine stärkere Einbeziehung der langperiodischen Daten zu erzwingen, wurden die in INV3 gefundenen Strukturen des elektrischen spezifischen Widerstandes als Startmodell für eine Inversion (INV4) der langperiodischen Daten vorgegeben. Die vorgegebenen Zel- len im Tiefenbereich $z < 2.5 \text{ km}$ wurden zudem für Änderungen während der Inversion gesperrt. Die langperiodische Inversion konnte wieder auf Basis der Phasensensorkom- ponenten durchgeführt werden. Durch die vorgegebene Widerstandsverteilung wurde die langperiodische Inversion ebenso auf dem in INV3 genutzten Gitter durchgeführt. Die Er- gebnisse sind in Abbildung 6.33 (unten) gezeigt. Im Vergleich zu INV3 werden mit diesem Vorgehen wieder Strukturen für die langperiodischen Daten gefunden. Die Strukturen sind denen, die durch INV1 gefunden wurden, sehr ähnlich. Auch in INV4 werden klein- räumige, hohe Kontraste des elektrischen Widerstandes in einer Tiefe von 8 km gesehen, deren Kontraststärke jene von INV1 übersteigt. Für größere Tiefen werden Widerstands- änderungen wieder hauptsächlich außerhalb des Untersuchungsgebietes gesehen.

Dieses Verhalten kann, analog zu INV1, ebenso in der Pseudo-3D-Darstellung in Abbil- dung 6.35 beobachtet werden. Deutlich zu sehen ist der recht homogene oberflächennahe Bereich, der fast im kompletten gezeigten Bereich unterhalb von 3 km schnell in eine starke Kontrastbildung übergeht. Auch die durch INV4 gefundenen großen Strukturen können nicht mit der Streichrichtung der variszischen Gebirgsbildung in Einklang ge- bracht werden. Die Datenanpassung der Inversion ist, analog zu den anderen Inversionen, anhand der beiden Beispielstationen A13 und B2 in Abbildung 6.34 (S. 127) gezeigt. Auch INV4 passt die Daten sehr gut an, die Anpassungen von INV1 und INV4 sind, trotz der unveränderbaren oberflächennahen Zellen in INV4, über weite Teile des Datenbereiches gleich. Dies deutet darauf hin, dass die gemessenen Daten verstärkt durch die, im Ver- gleich zu INV1 höheren Widerstandskontraste in Tiefen größer als 3 km erklärt werden.

6.6. ISOTROPE 3D-INVERSION NACH Z , T UND PT DER DATEN

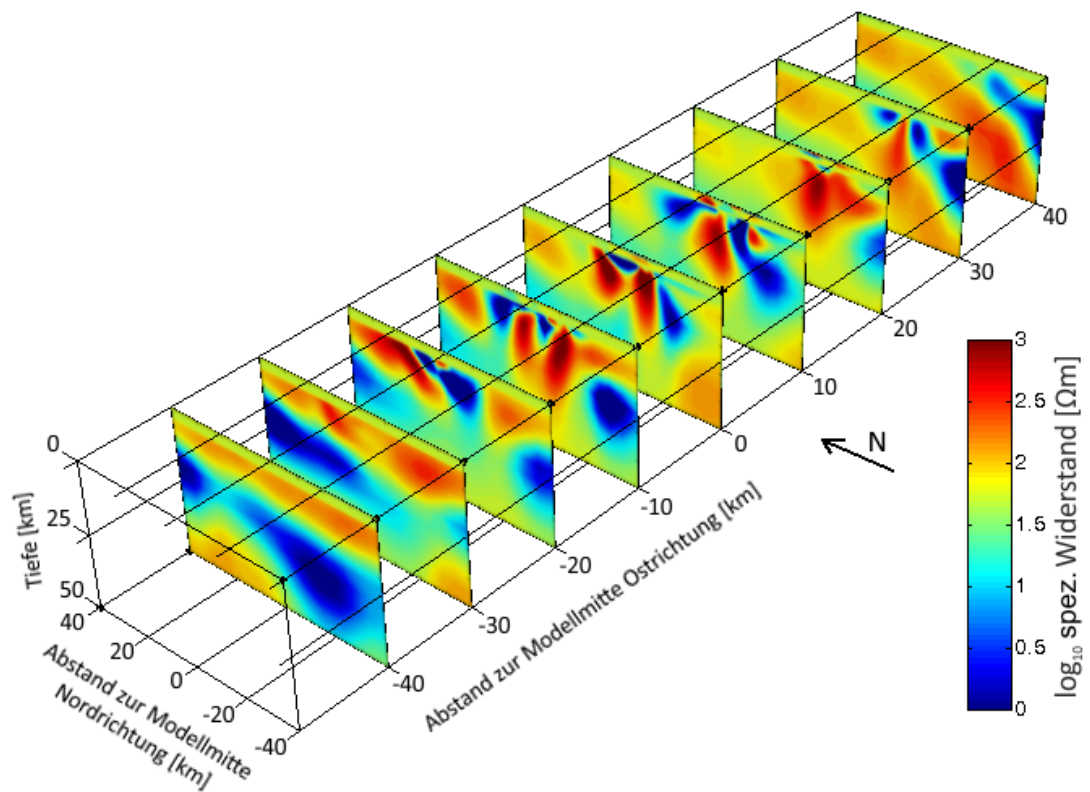


Abb. 6.35: Pseudo-3D-Darstellung der durch INV4 gefundenen Verteilung des spezifischen Widerstands als Profilschnitte der xz -Ebene. Jeder Profilschnitt zeigt eine Fläche von $80 \times 50 \text{ km}^2$, der jeweilige Abstand in Ostrichtung beträgt 10 km . Darstellung nur in der Tiefe und Nordrichtung proportional. Der Modellmittelpunkt entspricht der Station B6.

Kapitel 7

Diskussion

In diesem Kapitel werde ich die Ergebnisse der Vorwärtsmodellierungen und Inversionen diskutieren und im Detail auf die Fragestellungen dieser Arbeit eingehen.

7.1 Auswirkung anisotroper, elektrischer Leitfähigkeiten auf den Phasentensor

Die Auswirkungen einer anisotropen Leitfähigkeitsstruktur im Untergrund sind deutlich in den Phasentensoren erkennbar. Neben einer charakteristischen Aufspaltung der beiden Phasentensorelemente ϕ_{min} und ϕ_{max} folgen die Rotationen der Phasentensoren, zumindest im direkten Einflussbereich der anisotropen Struktur, der anisotropen Streichrichtung (Abb. 6.11, S. 101). Da in den Bereichen außerhalb der anisotropen Leitfähigkeitsstruktur die Auswirkungen der lateralen Begrenzung der Struktur auf die Rotation der Phasentensoren überwiegen können, bietet sich eine gemeinsame Betrachtung der Phasentensoren und Induktionspfeile zur genaueren Identifikation und Dimensionierung anisotroper Leitfähigkeitsstrukturen an.

7.2 Ergebnisse der isotropen 3D Inversion

Analog zu den isotropen, dreidimensionalen Vorwärtsmodellierungen kann mit einer isotropen 3D Inversion der Messdaten kein Modell gefunden werden (Abschnitt 6.6, S. 122), das den geologischen Vorgaben genügt und gleichzeitig die gemessenen Daten hinreichend genau erklärt. Während unter Berücksichtigung der geologischen a priori-Informationen mit der Vorwärtsmodellierung ein Modell gefunden werden konnte, das die gemessenen Daten zumindest in den Grundzügen erklären kann, ist es mit der 3D Inversion nicht möglich Strukturen zu finden, die mit den variszischen Streichen in Verbindung gebracht werden können. Im Folgenden werde ich die möglichen Ursachen für die Probleme der 3D Inversion kurz schildern:

Eine Schwierigkeit für den Inversionsalgorithmus ist die teilweise schlechte Datenqualität des Vogelsberg Datensatzes. Durch das breite Frequenzspektrum rund um das *dead-band* kann der Algorithmus keine Verbindung zwischen den AMT und LMT Daten schaffen. Heterogenitäten der Impedanz- und Phasentensoren im für die Inversion genutzten kurzperiodischen Bereich der LMT Daten müssen von der Inversion durch oberflächennahe, z.T. extrem kontrastreiche Leitfähigkeitsstrukturen ausgeglichen werden. Diese wiederum wirken sich auch auf die längeren Perioden entfernterer Stationen aus (vgl. Abschnitt 6.3, S. 104) und beeinflussen tieferliegende Strukturen nachhaltig.

7.3. VERGLEICH GEMESSENE DATEN - 3D VORWÄRTSRECHNUNG

Ein weiterer Punkt, der den Erfolg der Inversion beeinträchtigen könnte, ist die relativ geringe Datenbasis von nur 25 Stationen und das, im Vergleich zur untersuchenden Eindringtiefe, relativ kleinräumige Messgebiet. Bei anderen Autoren (pers. Komm. Dr. Maxim Smirnov) zeigt die 3D Inversion nach *Kelbert et al.* [2014] ebenfalls das Bestreben, die Strukturen in die Randbereiche des Modellvolumens zu verlagern, wenn die Eindringtiefe die Ausdehnung des durch Messstationen abgedeckten Gebietes übersteigt. Durch die kleine Datenbasis ist es nicht möglich, nur die besten Stationen als Inversionsbasis zu selektieren. *Tietze* [2012] demonstrierte zudem, dass das MODEM-Programmpaket die besten Ergebnisse erzielen kann, wenn die Datenbasis auf einem gleichmäßig verteilten Gitter bereitgestellt wird, das nach Möglichkeit der Orientierung der Gitterdiskretition entsprechen sollte. Dies konnte im Falle des Vogelsberg-Datensatzes nicht ermöglicht werden.

Desweiteren kommt die wahrscheinliche Präsenz anisotroper Leitfähigkeitsstrukturen als Schwierigkeit für die isotrope 3D Inversion hinzu. Das Ausbilden hoher Kontraste im gefundenen Inversionsergebnis könnte auch als Erklärung anisotroper Leitfähigkeitsstrukturen verstanden werden (Abschnitt 6.2.2 "Isotrope Inversion anisotroper 3D Strukturen", S. 102). So könnte die oberflächennahe Kontrastbildung mit einer anisotropen Phyllitzone / Mitteldeutschen Kristallinschwelle in Verbindung gebracht werden, während die hohen Kontraste des elektrischen Widerstands in den Modellrandbereichen bei größeren Tiefen Erklärungsversuche für den in den Vorwärtsmodellierungen gefundenen anisotropen Mantelbereich sein können. Beides ist anhand der vorliegenden Daten nicht mit Sicherheit überprüfbar.

7.3 Vergleich gemessene Daten - 3D Vorwärtsrechnung

Die in Abschnitt 4.5 (S. 60) vorgestellten Daten können bedingt durch eine isotrope Verteilung der elektrischen Leitfähigkeiten und nur unter Zuhilfenahme geologisch nicht oder nur schwer erklärbarer Strukturen erklärt werden (vgl. Abschnitt 6.5.1, S. 108). Durch die eindimensionale Inversion der gemessenen Daten wurde bereits ein relativ niedrigohmiger Untergrund im Untersuchungsgebiet angedeutet. Diese bringt eine relativ kleine Eindringtiefe der verwendbaren Daten aus den hochfrequenten Messungen von 1.5 km und weniger mit sich, was eine Einbeziehung in eine flächendeckende, dreidimensionale Interpretation der Daten verhindert.

Die Werte der Phasentensorkomponenten ϕ_{min} und ϕ_{max} können zwar reproduziert werden, die Phasentensorrotation allerdings nicht (Abb. 6.19, S. 109). Die für eine isotrope Deutung der Daten notwendigen Strukturen konnten nur in einer Tiefe gefunden werden, die deutlich größer sind, als sie anhand der geologischen Informationen erwartet werden. Bereits die isotropen Vorwärtsmodelle zeigten einen deutlichen Einfluss der Sedimentbedeckung Norddeutschlands und Polens (Abb. 6.22, S. 111) trotz ihrer großen Entfernung von über 150 km zum Messgebiet bei gleichzeitig oberflächennaher Lage. Diese gutleitenden Sedimente sind im Stande, die Rotation und Länge der Real- und Imaginärteile der Induktionspfeile für längere Perioden im Messgebiet hinreichend genau zu erklären. Unter der Annahme anisotroper Leitfähigkeiten im Untergrund des Vogelsberges können die Daten auch im Rahmen geologischer a priori Informationen erklärt werden. Der von *Martha* [2013] postulierte Verlauf der Phyllitzone entlang der Taunus-Südrand-Verwerfung über den Nordrand des Horloffgrabens und im weiteren Verlauf in nordöstlicher Richtung entlang dem variszischen Streichen kann, unter der Annahme einer anisotropen Leitfähigkeitsstruktur der Phyllitzone mit gutleitender Richtung parallel dem variszischen Streichen, durch das Modell **m70** bestätigt werden. Ebenso gibt das präferierte Vorwärtsmodell

eine analoge Schichtung in einer anisotrop leitfähigen Mitteldeutschen Kristallinschwelle wieder, die sich im Südosten direkt an die Phyllitzone anschließt und eine Breite von etwa 50 km hat. Die gutleitenden Richtungen entlang dem variszischen Streichen könnten mit fluidgefüllten Riss- oder Kluftstrukturen erklärt werden, die wiederum die von *Carlé* [1975] gefundene Wanderung saliner Wässer unterhalb der Vogelsbergbasalte ermöglichen würde. Mit anisotroper PZ und MDKS entspricht das Modell **m70** auch den gefundenen Strukturen anderer Autoren (vgl. *Tezkan* [1988], *Leibecker* [2000] und *Gatzmeier* [2001]), die eine anisotrop-gutleitende Struktur entlang des variszischen Streichens in der unteren Kruste annehmen mussten, um Messdaten entlang der deutschen Mittelgebirge erklären zu können. Desweiteren kann auch der von *Hofer* [1990] westlich des Vogelsberges gefundene gute Leiter, der sich in **m70** als Aufwölbung eines guten Krustenleiters am Übergang von Phyllitzone zur Mitteldeutschen Kristallinschwelle darstellt, südwestlich des Vogelsberges nachgewiesen werden.

Eindeutig zeigt sich im Vergleich zwischen den Modellen **m65** und **m70** (Abb. 6.29, S. 121) die Notwendigkeit der Fortsetzung der Strukturen von Phyllitzone und Mitteldeutscher Kristallinschwelle unterhalb des Vogelsberges.

Auch die für die Anpassung langperiodischer Daten notwendige anisotrope, elektrische Leitfähigkeit im Mantel bestätigt die Ergebnisse anderer Autoren (*Leibecker* [2000], *Gatzmeier* [2001]) im Bereich der deutschen Mittelgebirge. Diese Anisotropie kann nach *Gatzmeier* [2001] auf Diffusion von Wasserstoff-Ionen im Olivinkristall zurückgeführt werden.

Kapitel 8

Zusammenfassung

Im Gebiet des südwestlichen Vogelsberges wurden in den Jahren 2010 und 2011 an 25 Stationen breitbandige magnetotellurische Messungen durchgeführt, deren Ergebnisse in der vorliegenden Arbeit präsentiert werden.

Mit den Stationen konnte ein Gebiet von etwa $50 \times 20 \text{ km}^2$ am südwestlichen Übergang der Vogelsbergbasalte zu den Wetterausedimenten abgedeckt werden. Während die elektrischen Felder an jedem Standort dauerhaft registriert wurden, wurde die Aufzeichnung der lokalen Magnetfelder während der Messkampagne 2010 nur über einen kurzen Zeitraum von etwa zwei bis vier Wochen je Station durchgeführt. Dies ermöglicht die Auswertung der höchstfrequenten LMT Frequenzdekade mit lokalen E- und B- Feldern, für niedrigere Frequenzen kann auf das T-MT-Prinzip, bei dem die lokalen elektrischen Felder mit entfernten Magnetfeldern kombiniert werden, zurückgegriffen werden. So sind auch mit wenigen Magnetometern flächendeckend vollwertige MT-Messungen möglich. In der Messkampagne 2011 konnten die magnetischen Felder kontinuierlich an sieben von zwölf Stationen aufgezeichnet werden.

Ziel der Messungen ist die Auflösung der geologischen Strukturen der Phyllitzone und Mitteldeutschen Kristallinschwelle durch ein dreidimensionales Modell der elektrischen Leitfähigkeitsstrukturen. Die geologischen Strukturen liegen im Messgebiet unterhalb der Vogelsbergbasalte und der Sedimentbedeckung der Wetterau, eine Kartierung ihres Verlaufes in diesem Gebiet durch Bohrungen konnte deshalb bisher nicht durchgeführt werden. Durch die während der variszischen Gebirgsbildung stark ausgeprägte Faltung des Grenzgebietes zwischen Rhenoherynikum und Saxothuringikum wird eine anisotrope Leitfähigkeitsstruktur für die Phyllitzone in Betracht gezogen.

Durch die hohe Siedlungsdichte Deutschlands wurden starke anthropogene Störeinflüsse erwartet, die sich bei den Messungen auch bestätigten. Zur Elimination dieser wurde das *Remote-Select-Verfahren* (Abschnitt 4.4.3, S. 57) zur Datenselektion entwickelt und Methoden zur Reduktion von Rauscheinflüssen, die ich bereits in Löwer [2009] vorgestellt habe, weiter verfeinert. Beides wurde in die Frankfurter Auswertesoftware FMTTOOLS implementiert.

In der ersten Messkampagne traten Fehler in der Nachsynchronisation der Datenloggerinternen Uhren auf. Diese konnten, mit der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Methode zur Rekonstruktion der Zeitbasis anhand von Magnetfelddaten mit bekannter Zeitbasis (siehe Abschnitt 4.3.3, S. 45), trotz teilweise stark von Rauschen beeinflussten Zeitreihen, erfolgreich rekonstruiert werden. Der Synchronisationsfehler trat durch einen

fehlenden Widerstand in den neu entwickelten DCF77 Funkuhren auf, die vor Beginn der zweiten Messkampagne nachgerüstet wurden.

Zur Berechnung dreidimensionaler Leitfähigkeitsstrukturen wurde auf Basis des Konzepts von Com3D (Häuserer [2010]) das Programmpaket MT3D (Abschnitt 5.3, S. 78) entwickelt. Es ermöglicht eine parallelisierte Berechnung sowohl isotroper als auch anisotroper Leitfähigkeitsstrukturen beliebiger Komplexität auf Basis von COMSOL Multiphysics 4.3a mit einer Finiten Elemente (FE)-Modelldiskretisierung. MT3D interpoliert dabei eine anhand beliebiger Stützstellen vorgegebene Leitfähigkeitsverteilung auf ein von der Frequenz und der Stationsverteilung abhängiges FE-Gitter und richtet nicht, wie üblich, das Gitter an den Leitfähigkeitskontrasten selbst aus. Die von MT3D5 gefundenen Modellantworten wurden anhand der Dublin Test Modelle 1 & 2 (Miensopust et al. [2013]) verifiziert.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene Modellstudien durchgeführt. In Abschnitt 6.1 (S. 91) wurde anhand verschiedener Leitfähigkeitsstrukturen mit deutlichen 3D-Strukturen nachgewiesen, dass eine 1D Inversion, wie z.B. die 1D-Phasentensorinversion nach Junge [2011] auch bei dreidimensionalen Strukturen dazu genutzt werden kann, einen guten Eindruck von der im Untersuchungsgebiet vorherrschenden Leitfähigkeitsstruktur zu erhalten. In der Nähe von lateralen, bzw. mehrdimensionalen Leitfähigkeitskontrasten und im Bereich unterhalb leitfähiger Strukturen kann die 1D Inversion die wirklichen Gegebenheiten aber nicht wahrheitsgemäß abbilden.

Eine weitere Modellstudie (Abschnitt 6.3, S. 104) zeigte, dass der absolute Einfluss eines Körpers für beliebige Standorte innerhalb des Induktionsvolumens bei gleichem Abstand zur Station in etwa gleich bleibt, wenn der Abstand größer ist als die Dimensionen des Körpers selbst. Dies muss vor allem bei starken, kleinräumigen Kontrasten der elektrischen Leitfähigkeit berücksichtigt werden, die gegebenenfalls zur Erklärung lokaler Variationen hoher Frequenzen einer Station benötigt werden. Diese Kontraste können die Ergebnisse für niedrigeren Frequenzen entfernter Stationen beeinflussen können.

Der Einfluss anisotroper Leitfähigkeitsstrukturen auf die Phasentensoren und Induktionspfeile, sowie auf eine isotrope 3D Inversion wird in Abschnitt 6.2 (S. 97) untersucht. Die Ergebnisse zeigen, dass der Einfluss auf die Rotation der Phasentensoren hauptsächlich im Bereich der anisotropen Leitfähigkeitsstrukturen auftritt, während die Induktionspfeile großflächig beeinflusst werden können. Eine gemeinsame Betrachtung von Phasentensoren und Induktionspfeilen stellt sich als günstig zur Klassifizierung anisotroper Strukturen heraus. Eine isotrope 3D Inversion versucht anisotrope Strukturen über parallel angeordnete, makroskopische Leiter nachzubilden, wobei Kontraste der elektrischen Leitfähigkeit auftreten können, die den vorgegeben Leitfähigkeitskontrast der anisotropen Struktur deutlich übersteigen.

Während der Vorwärtsmodellierung des in dieser Arbeit aufgenommenen Datensatzes zeigte sich, dass die Sedimente des Norddeutschen Sedimentbeckens (NSB), trotz ihres großen Abstandes von über 150 km, einen entscheidenden Einfluss auf die Induktionspfeile langer Perioden ausüben (Abschnitt 6.5.2, S. 109). Während mit einem isotropen Vorwärtsmodell die gemessenen Daten nicht im Rahmen der geologischen Vorkenntnisse erklärt werden können, ist dies durch Modelle, in denen Phyllitzzone und Mitteldeutsche Kristallinschwelle mit anisotropen Leitfähigkeiten angenommen werden, möglich. Außerdem verlangen die Modelle nach einer anisotropen Leitfähigkeit im Bereich des oberen Mantels, um eine großräumige Phasenaufspaltung der längsten Perioden erklären zu können.

Die anisotropen Vorwärtsmodellierungen lassen einen kontinuierlichen Verlauf der Phyllitzzone unterhalb der Vogelsbergbasalte und Wetterausedimente vermuten und stehen mit Modellierungen anderer Autoren (z.B. *Hofer* [1990], *Gatzmeier* [2001]) im Einklang. Eine Aufwölbung eines Krustenleiters, die am Übergang zwischen Phyllitzzone und Mitteldeutscher Kristallinschwelle vermutet wird, wird von den Modellen ebenfalls im südlichen Vogelsberggebiet benötigt um die gemessenen Daten nachzubilden. Eine exakte Kartierung des Grenzverlaufes ist aufgrund der durch hohes anthropogenes Rauschen und niedrige natürliche Anregung verursachten Verbreiterung des *dead-band*-Bereiches von 10 Hz bis etwa 60 Sekunden nicht möglich.

Eine dreidimensionale, isotrope Inversion der Messdaten mit dem ModEM-Programmpaket stellte sich als nicht zielführend heraus (Abschnitt 6.6, S. 122), da in zahlreichen Inversionsansätzen, trotz guter Datenanpassung, keine Verbindung zu den geologischen Randbedingungen hergestellt werden konnte. Ob der Grund dafür in der mangelnden Datenqualität des Vogelsberg-Datensatzes, in einem zu kleinräumigen und ungleichmäßig verteilten Stationsnetz oder in dem Vorhandensein anisotroper Leitfähigkeitsstrukturen liegt, kann mit den vorliegenden Daten nicht näher erörtert werden.

Kapitel 9

Summary

The main target of this work is to resolve the geological structures of the Phyllitezone (PZ) and the Mid-German Crystalline Rise (MDKS) using a three-dimensional model of subsurface electrical conductivity structures. The geological structures in the investigated area are covered by the Vogelsberg basalts and a layer of Wetterau sediments, which makes mapping with borehole-data impossible. Due to strong faulting during the Variscan orogeny in the border zone of the Rhenohercynian and Saxothuringian, which are represented by the PZ and MDKS, an anisotropic conductivity distribution in this border zone is assumed.

In the southwestern part of the Vogelsberg Mountains, 25 broadband magnetotelluric measurements were carried out during 2010 and 2011 using the METRONIX ADU07 datalogger with MFS05 induction coils for high frequency measurements and the Frankfurt GEOLORE datalogger with GEOMAG fluxgate magnetometers for low frequency measurements.

The stations covered an area of about $50 \times 20 \text{ km}^2$ at the south western transition zone between the Vogelsberg basalts and the sedimentary basin of the Wetterau. While the electric fields (E) were measured continuously at each station, recording of the local magnetic fields (B) was only carried out during approximately two to four weeks per station during the first and up to six weeks at seven of twelve stations during the second campaign. This enabled the processing of the highest long period magnetotellurics (LMT) frequency decade with local E- and B- fields for most of the stations. For the lower frequencies the Telluric-MagnetoTelluric (T-MT; sect. 3.6.1, p. 30) principle was used, which determines the transfer functions from the local electric (telluric) field and the magnetic field of a station at a given distance. With this method, a regional full magnetotelluric (MT) measurement can be done using only a few magnetometers.

Due to Germany's high population density we assumed a low signal to noise ratio, which was confirmed by the measurements. To eliminate the anthropogenic noise I developed the Remote-Select-Method (sect. 4.4.3, p. 57) to select noise-free time windows from the time series. Furthermore, I improved the noise reduction methods which were already presented in Löwer [2009]. Additionally, these methods were implemented to the Frankfurt Processing Software FMTTOOLS.

In the first field campaign the resynchronization of the internal datalogger (GEOLORE) clock did not function properly. A method of reconstructing the timebase using magnetic

field data with a known timebase (sect. 4.3.3, p. 45) was developed during this work and was able to undo the clockdrift even with high-noise disturbed datasets. The source of this clockdrift was a missing resistor inside the new DFC77 radio-controlled clocks, which could be upgraded for the second field campaign.

To model the three-dimensional conductivity structures the software package MT3D (section 5.3, p. 78) was developed during this work. It is based on the code Com3D from Häuserer [2010].

MT3D computes the electric and magnetic fields for isotropic and anisotropic conductivity structures of arbitrary complexity based on a Finite Element (FE) grid using COMSOL Multiphysics 4.3a. It allows a network-based parallelized computation of the forward problem. The main scheme of MT3D is the interpolation of a conductivity structure, which is created by an arbitrary distribution of supporting points to a FE-grid. The grid discretization depends on the calculated frequency and the distribution of the stations within the area of interest. However, the grid is not aligned to the conductivity structures itself. The results computed with MT3D were verified by recalculating the Dublin test model 1 & 2 (Miensopust *et al.* [2013]) and comparing them with those from other codes.

For this project several model studies were carried out: In section 6.1 (p. 91) I investigated the behaviour of a 1D-Inversion in a strongly 3D environment. It could be demonstrated that the inversion scheme presented by Junge [2011] can be used to gain a good preliminary impression of the predominant conductivity distribution in the subsurface of the investigated area, even for three-dimensional structures. Close to lateral, resp. multidimensional conductivity contrasts and in the zone beneath a conducting structure the 1D inversion is not able to reproduce the real conditions truthfully.

Another model study pointed out that the absolute influence of a conducting body at any location within the induction volume in a fixed distance to the station is more or less equal if the distance is larger than the dimensions of the body itself (sect. 6.3, p. 104). This has to be considered especially in the case when a high contrast in conductivity is needed to explain local variations within the high frequency data of one station. These contrasts may also have an influence on the lower frequent data from a station at greater distances. The influence of an anisotropic, three-dimensional conductivity distribution to the phase tensor and induction arrows, as well as its influence on an isotropic 3D inversion was studied in section 6.2 (p. 97). The results reveal that the main influence on the rotation of the phase tensors is within the area of the anisotropic structure itself, while the influence on the induction arrows is more areally. A combined consideration of phase tensor and induction arrows seems to be beneficial for the classification of anisotropic structures. An isotropic 3D inversion tries to fit such data with a combination of parallel, macroscopic conducting plates. This can lead to conductivity contrasts which clearly overestimate the given contrast of the anisotropic structure.

During the forward modelling of the dataset, which forms the basis of this work, it became clear, that the northern German sediment basin (NSB) has a huge effect on long period induction arrows in spite of its great distance ($> 150 \text{ km}$) from the investigated area (sect. 6.5.2, p. 109).

Whereas the measured data could not be explained by an isotropic forward model that is only allowed to vary within the scope of the geological conditions, it is possible to explain the data by allowing an anisotropic conductivity structure in the region of the Phyllitzzone and the Mid-German Crystalline Rise. Furthermore, the models require an anisotropic

conductivity in the depth of the upper mantle to explain a phase split observed within the whole investigation area for the longest periods.

The anisotropic forward calculations prove the presence of the Phyllitzone and the Mid German Crystalline Rise beneath the Vogelsberg basalts and the Wetterau sediments. In Addition, they are consistent with the results of other studies of the German Mittelgebirge (e.g. *Hofer* [1990], *Gatzmeier* [2001]). The estimation of a wider crustal conductor in the transition zone between the Phyllitzone and the Mid-German Crystalline Rise is also proven by the forward modelling of the southwestern Vogelsberg area. An accurate mapping of the development of this transition zone is not possible due to high cultural noise and the extension of the dead-band frequency band from 10 *Hz* to approximately 60 seconds as a fact of low natural excitation.

A three-dimensional isotropic inversion of the measured data with the ModEM-software package doesn't turn out to be sufficient (sect. 6.6, p. 122). In a large number of different inversion approaches that achieved very good fit to the data it was not possible to obtain a connection between the inversion results and the geological constraints. If the reason for not finding a model matching the geological constraints might be a lack of data quality for this dataset, the small scaled and scattered distribution of stations, or the existence of anisotropic conductivity structures could not be reconsidered with the available data.

Anhang A

Anhang

A.1 Geologischer Anhang

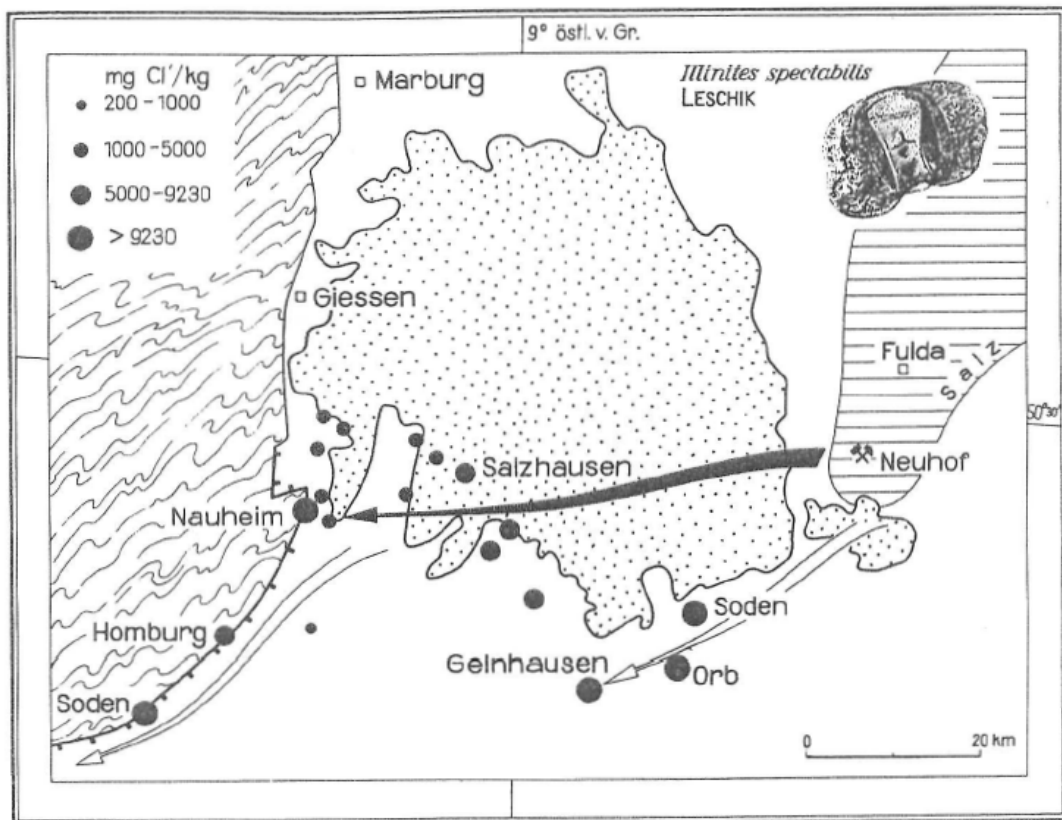


Abb. A.1: Vermuteter unterirdischer Fluss salzhaltiger Wässer (Pfeile) vom Werra-Fulda-Gebiet in den südwestlichen Bereich des Vogelsberges, umgezeichnet nach Carlé [1975]. Links: Rheinisches Schiefergebirge, Mitte: Vogelsberg Basaltdecke (gepunktet), Rechts: Salzvorkommen (gestreift). Schwarze Punkte: Salzwasservorkommen, Punktgröße gibt den Salzgehalt wider.

A.2 Stationsinformationen

Die folgenden Tabellen enthalten detaillierte Informationen zu Standorten, Auslagenlängen, aufgezeichneten Feldkomponenten und Laufzeiten der einzelnen Messtationen sowie den im Laufe des Prozessierens notwendigen Korrekturkoeffizienten des Uhrenfehlers (Tab. A.1). Der genaue Messablauf der AMT-Stationen kann, entsprechend der jeweiligen Messkampagne, den Tabellen 3.1 und 3.2 entnommen werden.

Messabschnitt	A02 ₁	A02 ₂	A04 ₁	A04 ₂	A04 ₃	A05 ₁	A06 ₂	A06 ₃	A07 ₁
Drift [$\frac{\mu s}{s}$]	19.76	20.68	7.54	7.53	12.17	24.5	1.31	13.13	16.38
Messabschnitt	A07 ₁	A08 ₂	A08 ₄	A09 ₁	A09 ₂	A10 ₁	A13 ₂	A13 ₃	A13 ₄
Drift [$\frac{\mu s}{s}$]	12.01	4.95	5.26	25.15	16.22	9.742	4.68	7.06	9.65

Tab. A.1: Korrekturwerte für den Uhrendrift der ersten Messkampagne. Der Index des Stationsnamen gibt den Zeitreihenabschnitt an (siehe Abb. 3.12, S. 33). Nicht angegebene Abschnitte liefern (größtenteils) drifffrei oder wurden nicht zur Berechnung der Übertragungsfunktionen verwendet.

Station	Start	Auslagenlänge		Mag.komp.	Stationskoord.	
		N [m]	O [m]		N [°]	O [°]
A1	11.11.2010	25	20	Bx,By,Bz	50.465	8.690
A3	18.01.2011	-47	50	Bx,By,Bz	50.416	8.814
A4	11.01.2011	40	-43,5	Bx,By,Bz	50.426	8.790
A5	17.11.2010	28*	50*	Bx,By,Bz	50.404	8.869
A7	17.11.2010	-32	-49	Bx,By,Bz	50.350	8.915
A8	26.01.2011	39	-29	Bx,By,Bz	50.342	8.973
A9	08.11.2010	25	25	Bx,By,Bz	50.335	9.059
B1	10.11.2011	-50	50	Bx,By,Bz	50.504	8.785
B2	03.11.2011	-46	50	Bx,By,Bz	50.469	8.821
B3	14.11.2011	50	-49	Bx,By,Bz	50.467	8.869
B4	21.11.2011	50	49	Bx,By,Bz	50.445	8.837
B5	31.10.2011	49	46	Bx,By,Bz	50.405	8.948
B6	08.12.2011	45	-49	Bx,By,Bz	50.395	9.047
B7	05.12.2011	-45	48	Bx,By,Bz	50.368	9.099
B8	09.12.2011	-50	50	Bx,By,Bz	50.341	9.159
B9	02.12.2011	-48	33	Bx,By,Bz	50.334	9.233
C1	18.11.2011	50	50	Bx,By,Bz	50.502	8.913
C2	24.11.2011	50	-43,5	Bx,By,Bz	50.450	8.898
C3	25.11.2011	44	49	Bx,By,Bz	50.438	9.100
Remote		-50	43	Bx,By	50.393	8.925

Tab. A.2: Aufbaudaten der AMT-Stationen beider Messkampagnen, vlnr.: Stationsname, Startdatum, Auslagenlängen Nord / Ost, gemessene Magnetfeldkomponenten, Stationskoordinaten Länge / Breite. Negative Auslagenlängen repräsentieren einen Aufbau in Süd-, bzw. Westrichtung. *An station A5 wurden die elektischen Feldmessungen um 45° gegen Nord verdreht aufgenommen.

A.2. STATIONSINFORMATIONEN

Station	Zeitraum	Auslagenlänge		Typ	Stationskoord.	
		N[m]	O[m]		N[°]	O[°]
A1	11.Nov 10 - 07.Feb 11	49	50	T	50.465	8.690
A2	11.Nov 10 - 07.Feb 11	27	30	T / MT	50.449	8.760
A3	17.Nov 10 - 07.Feb 11	-47	50	T / MT	50.416	8.814
A4	10.Nov 10 - 07.Feb 11	49	-50	T / MT	50.426	8.790
A5	17.Nov 10 - 07.Feb 11	28*	50*	T / MT	50.404	8.869
A6	09.Nov 10 - 07.Feb 11	43	31	T / MT	50.385	8.931
A7	09.Nov 10 - 07.Feb 11	-32	-49	T / MT	50.350	8.915
A8	10.Nov 10 - 10.Feb 11	39	-29	T / MT	50.342	8.973
A9	08.Nov 10 - 07.Feb 11	31	47	T	50.335	9.059
A10	29.Nov 10 - 27.Jan 11	-43	23	T / MT	50.276	9.067
A11	16.Nov 10 - 07.Feb 11	-46	50	T / MT	50.257	9.166
A12	16.Nov 10 - 07.Feb 11	-40	-35	T	50.246	9.212
A13	08.Nov 10 - 26.Jan 11	50	30	T / MT	50.209	9.257
B1	10.Nov 11 - 09.Dez 11	-50	50	T	50.504	8.785
B2	07.Nov 11 - 09.Dez 11	-46	50	MT	50.469	8.821
B3	10.Nov 11 - 09.Dez 11	50	-49	T	50.467	8.869
B4	02.Nov 11 - 05.Dez 11	50	49	MT	50.445	8.837
B5	25.Okt 11 - 05.Dez 11	48	46	T	50.405	8.948
B6	25.Okt 11 - 07.Dez 11	45	-49	MT	50.395	9.047
B7	24.Okt 11 - 05.Dez 11	-45	48	MT	50.368	9.099
B8	24.Okt 11 - 05.Dez 11	-50	50	T	50.341	9.159
B9	24.Okt 11 - 05.Dez 11	-48	33	MT	50.334	9.233
C1	02.Nov 11 - 07.Dez 11	50	50	MT	50.502	8.913
C2	02.Nov 11 - 07.Dez 11	50	-43,5	T	50.450	8.898
C3	25.Okt 11 - 05.Dez 11	44	49	MT	50.438	9.100

Tab. A.3: Aufbaudaten der LMT-Stationen beider Messkampagnen, vlnr.: Stationsname, Messzeitraum, Auslagenlängen Nord / Ost, Stationstyp (T=tellurisch, MT=magnetotellurisch, T/MT=zeitweise mit Magnetometer), Stationskoordinaten Länge / Breite. Negative Auslagenlängen repräsentieren einen Aufbau in Süd-, bzw. Westrichtung. *An station A5 wurden die elektischen Feldmessungen um 45° gegen Nord verdreht aufgenommen.

A.3 Darstellung der Messergebnisse

In diesem Abschnitt werden die durch das Prozessieren gefundenen magnetotellurischen Übertragungsfunktionskomponenten Z_{xy} und Z_{yx} als scheinbare spezifische Widerstände und Phasen (Abb. A.2 bis A.10) sowie die Phasentensorelemente ϕ_{min} und ϕ_{max} (Abb. A.11 und A.12) und Induktionspfeile (Abb. A.13 und A.14) aller Stationen dargestellt. Einzige Ausnahme bilden die Impedanztensorkomponenten der Stationen A3 (Abb. 4.19), A13 (Abb. 4.18), B2 (Abb. 4.20) und C3 (Abb. 4.21) die bereits, samt zugehörigen Phasentensoren und Induktionspfeilen, im Abschnitt 4.5 "Ergebnisse und Fazit der Datenauswertung" (S. 60ff.) gezeigt werden und hier nicht noch einmal separat aufgeführt werden.

A.3. DARSTELLUNG DER MESSERGEBNISSE

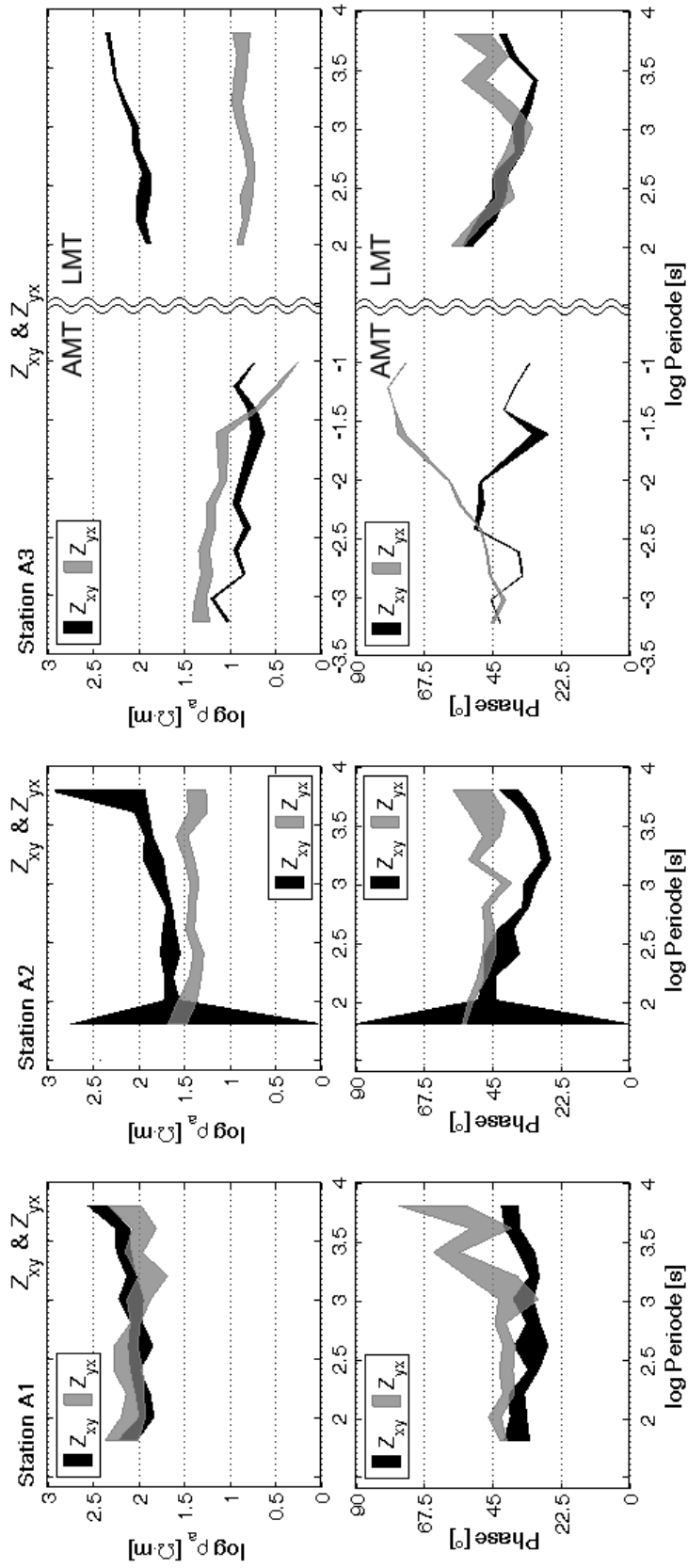


Abb. A.2: Impedanztensor als scheinbarer spezifischer Widerstand (oben) und Phase (unten) der Station A1 (links), A2 (mitte) und A3 (rechts) gegenüber der logarithmischen Periode. Der nicht auflösbare Periodenbereich zwischen 0.1 und 40 Sekunden wird verkürzt dargestellt, Daten dieses Bereiches werden nicht gezeigt.

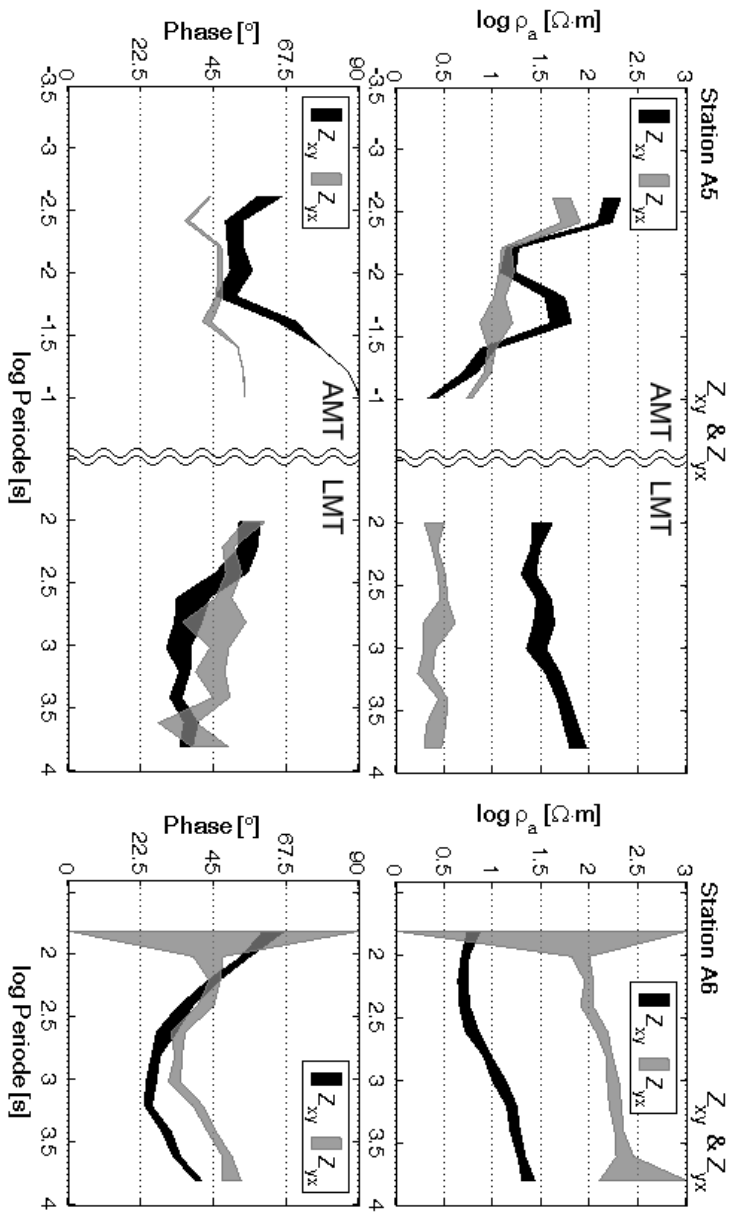


Abb. A3: Impedanztensor als scheinbarer spezifischer Widerstand (oben) und Phase (unten) der Station A5 (links) und A6 (rechts) gegenüber der logarithmischen Periode. Der nicht auflösbare Periodenbereich zwischen 0.1 und 40 Sekunden wird verkürzt dargestellt; Daten dieses Bereiches werden nicht gezeigt.

A.3. DARSTELLUNG DER MESSERGEBNISSE

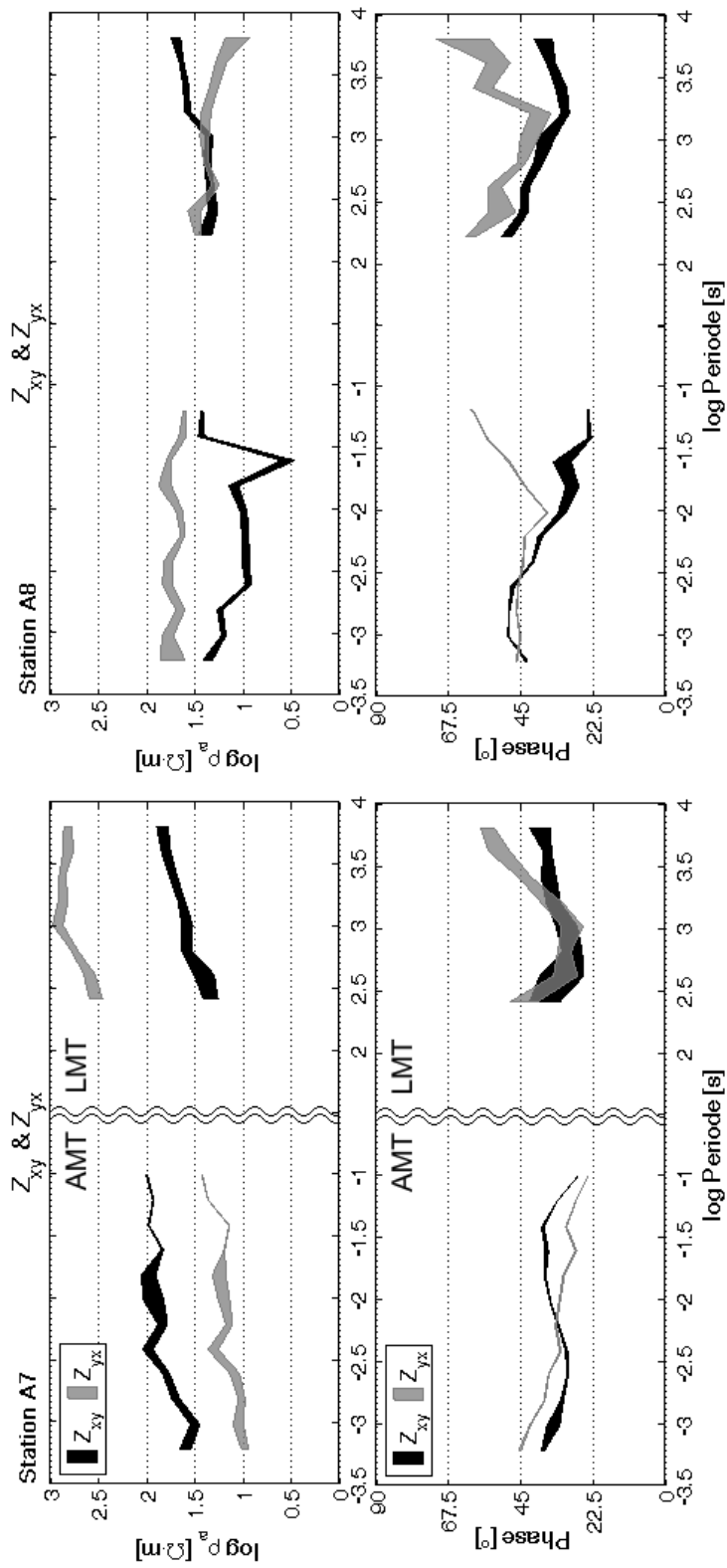


Abb. A.4: Impedanztensor als scheinbarer spezifischer Widerstand (oben) und Phase (unten) der Station A7 (links) und A8 (rechts) gegenüber der logarithmischen Periode. Der nicht auflösbare Periodenbereich zwischen 0.1 und 40 Sekunden wird verkürzt dargestellt, Daten dieses Bereiches werden nicht gezeigt.

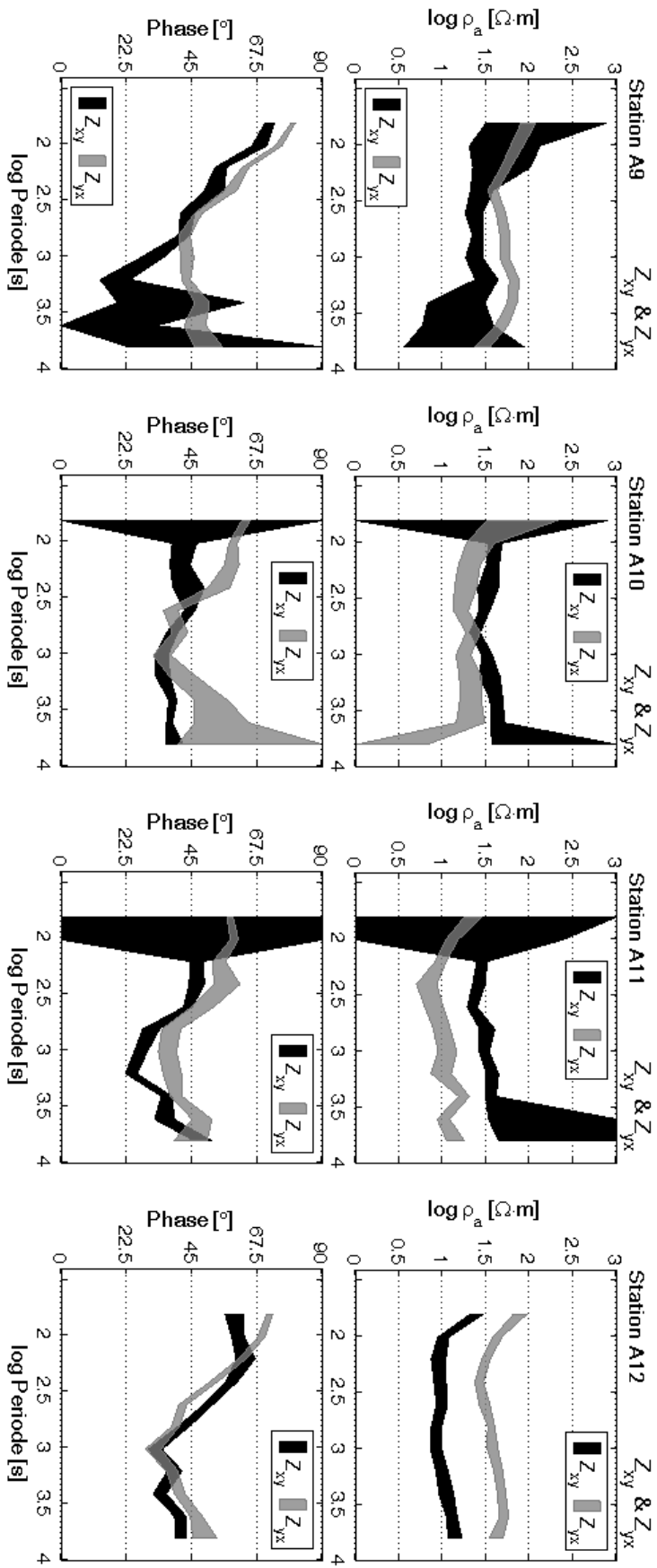


Abb. A5: Impedanztensor als scheinbarer spezifischer Widerstand (oben) und Phase (unten) der Station A9 (links außen), A10 (mitte links), A11 (mitte rechts) und A12 (rechts außen) gegenüber der logarithmischen Periode.

A.3. DARSTELLUNG DER MESSERGEBNISSE

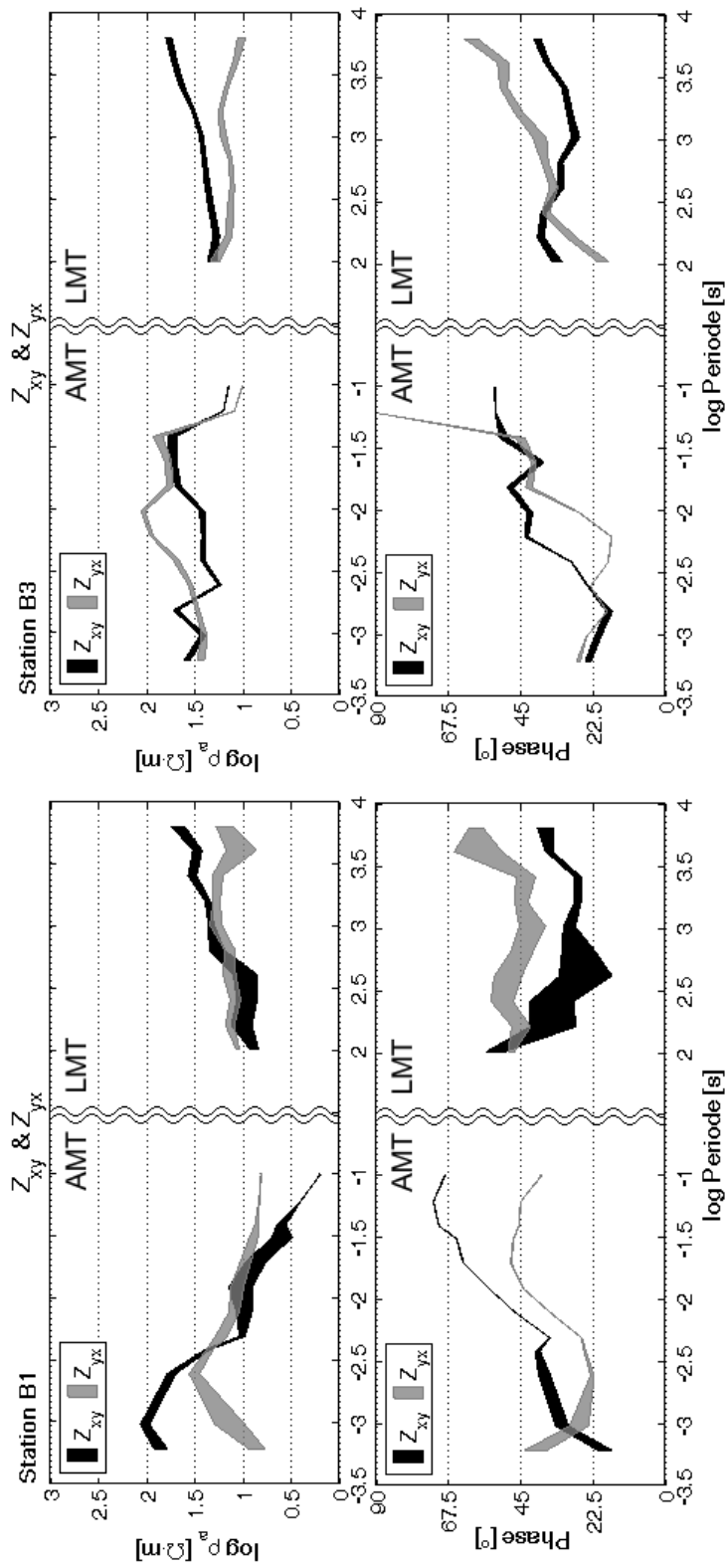


Abb. A.6: Impedanztensor als scheinbarer spezifischer Widerstand (oben) und Phase (unten) der Station B1 (links) und B3 (rechts) gegenüber der logarithmischen Periode. Der nicht auflösbare Periodenbereich zwischen 0.1 und 40 Sekunden wird verkürzt dargestellt, Daten dieses Bereiches werden nicht gezeigt.

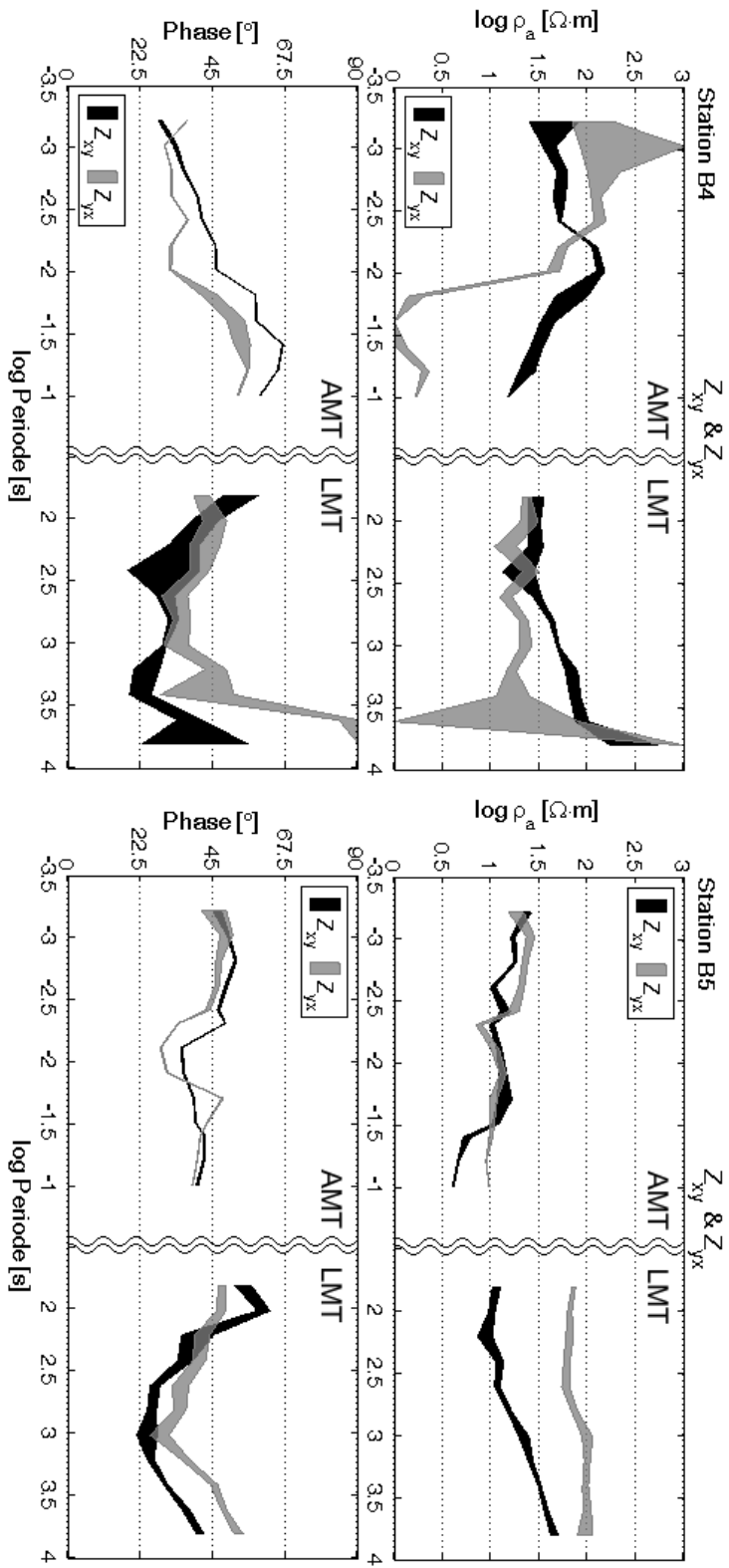


Abb. A7: Impedanztensor als scheinbarer spezifischer Widerstand (oben) und Phase (unten) der Station B4 (links) und B5 (rechts) gegenüber der logarithmischen Periode. Der nicht auflösbare Periodenbereich zwischen 0.1 und 40 Sekunden wird verkürzt dargestellt; Daten dieses Bereiches werden nicht gezeigt.

A.3. DARSTELLUNG DER MESSERGEBNISSE

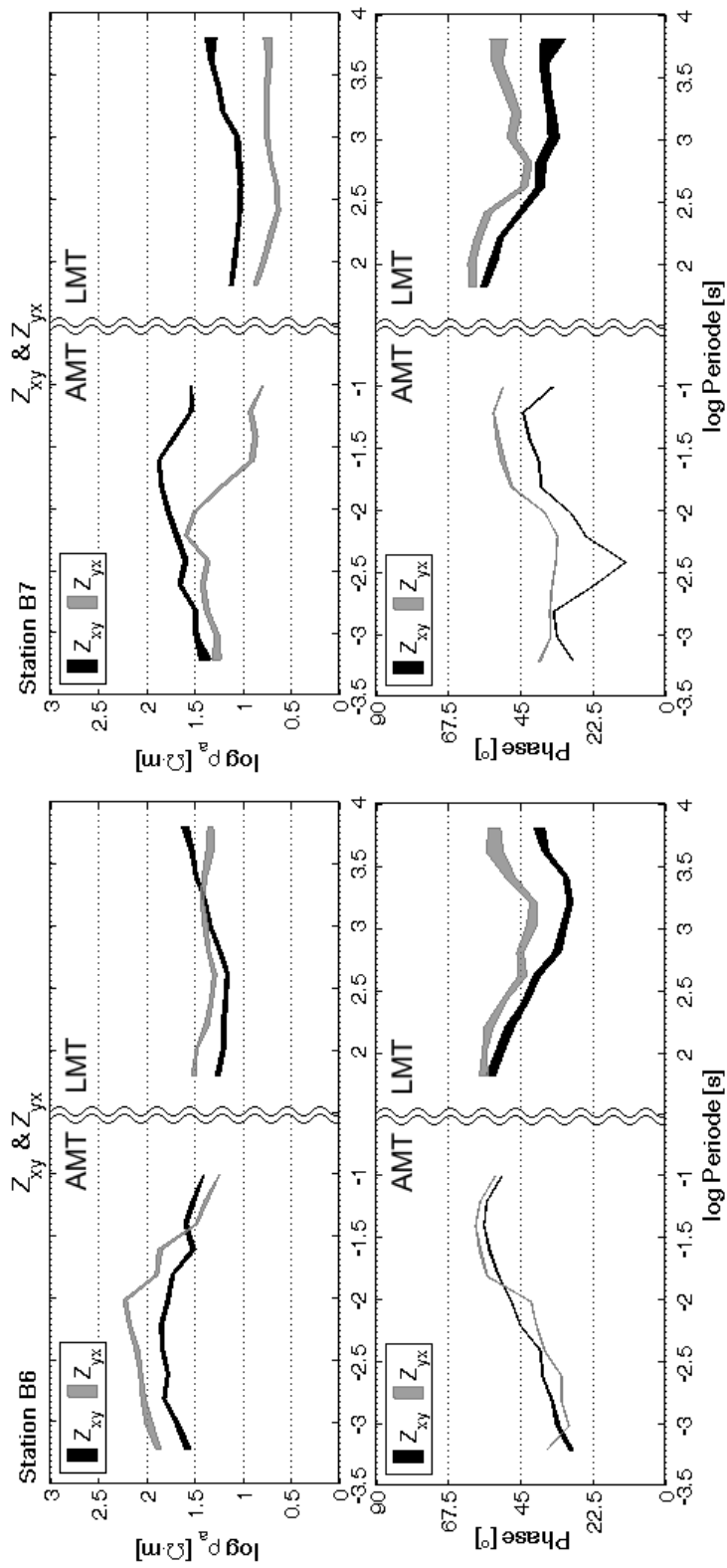


Abb. A.8: Impedanztensor als scheinbarer spezifischer Widerstand (oben) und Phase (unten) der Station B6 (links) und B7 (rechts) gegenüber der logarithmischen Periode. Der nicht auflösbare Periodenbereich zwischen 0.1 und 40 Sekunden wird verkürzt dargestellt, Daten dieses Bereiches werden nicht gezeigt.

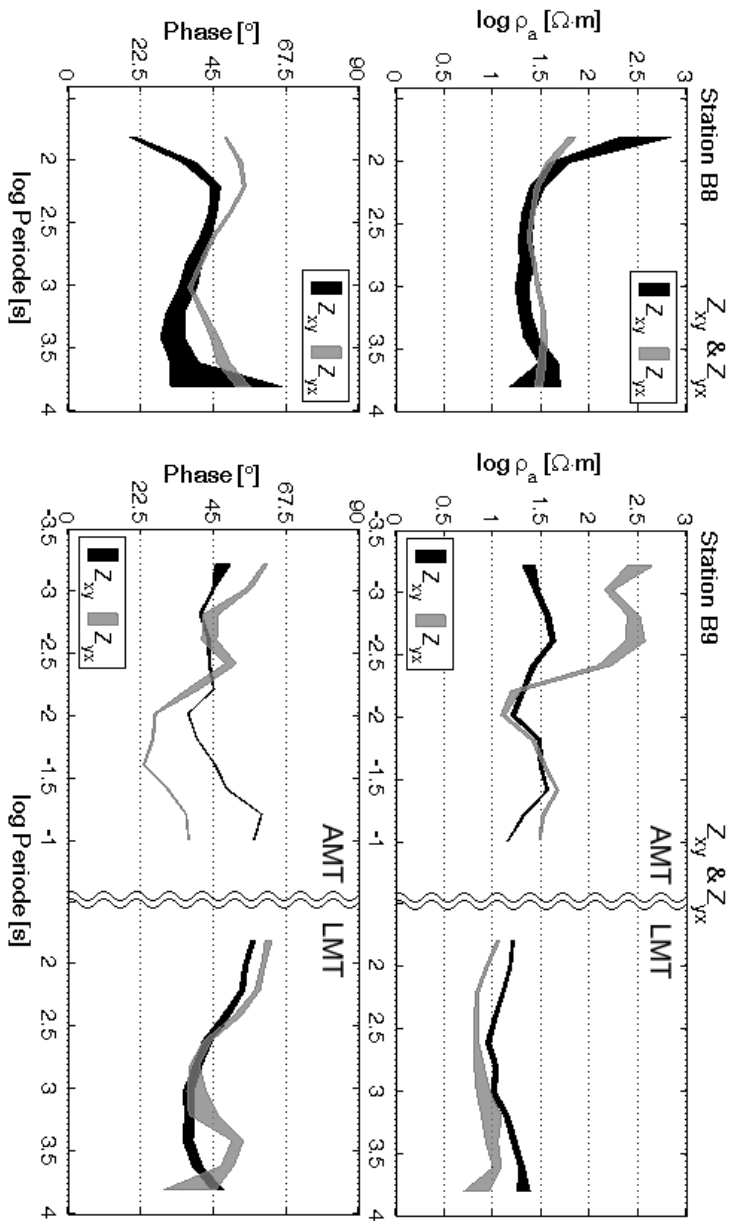


Abb. A9: Impedanztensor als scheinbarer spezifischer Widerstand (oben) und Phase (unten) der Station B8 (links) und B9 (rechts) gegenüber der logarithmischen Periode. Der nicht auflösbare Periodenbereich zwischen 0.1 und 40 Sekunden wird verkürzt dargestellt; Daten dieses Bereiches werden nicht gezeigt.

A.3. DARSTELLUNG DER MESSERGEBNISSE

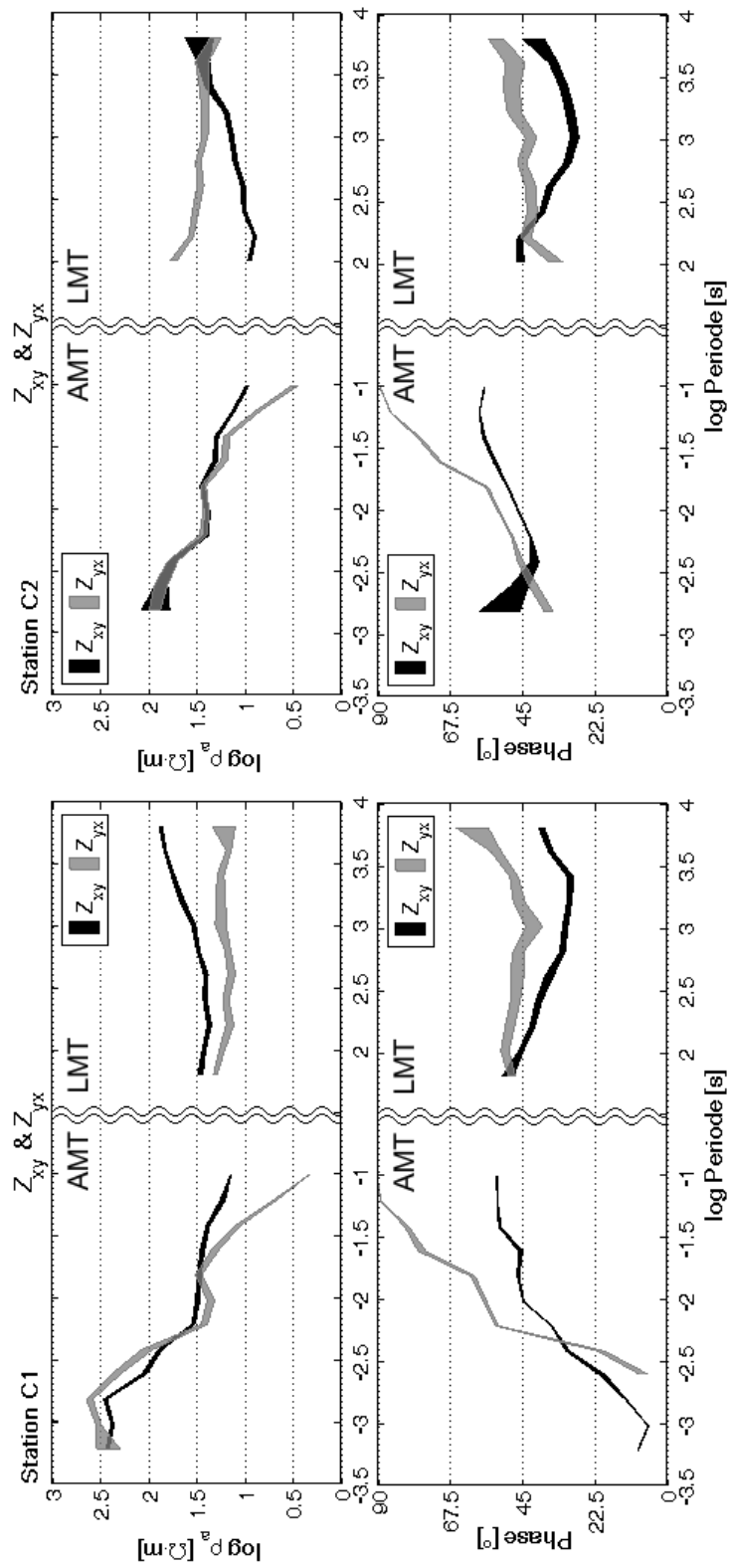


Abb. A.10: Impedanztensor als scheinbarer spezifischer Widerstand (oben) und Phase (unten) der Station C1 (links) und C2 (rechts) gegenüber der logarithmischen Periode. Der nicht auflösbare Periodenbereich zwischen 0.1 und 40 Sekunden wird verkürzt dargestellt, Daten dieses Bereiches werden nicht gezeigt.

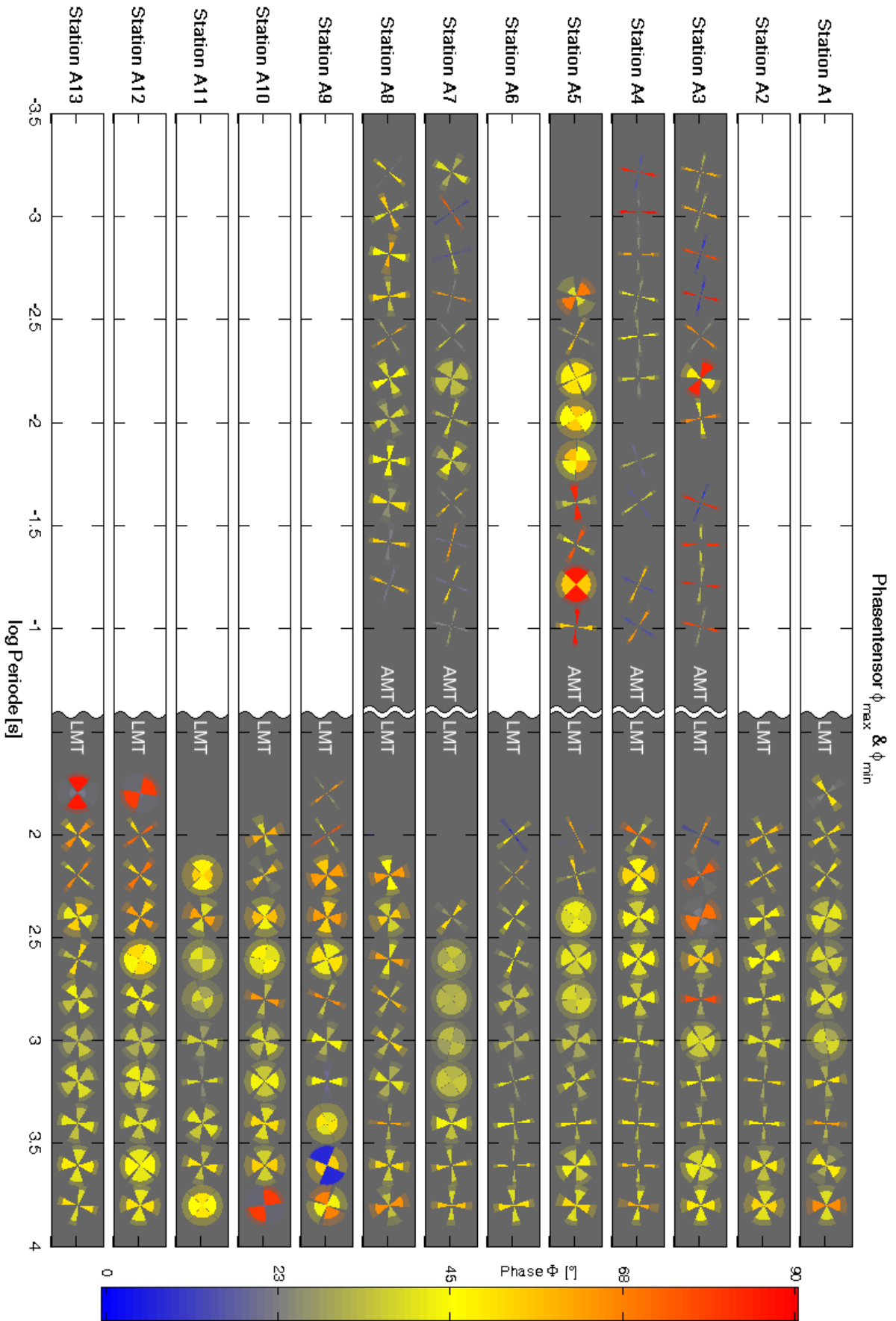


Abb. A.11: Phasentensorelemente ϕ_{min} und ϕ_{max} der Messkampagne 2010 in der Kreisrektorstellung gegenüber dem Logarithmus der Periode. Die jeweiligen Phasenwerte werden durch die Sektorfarbe wiedergegeben.

A.3. DARSTELLUNG DER MESSERGEBNISSE

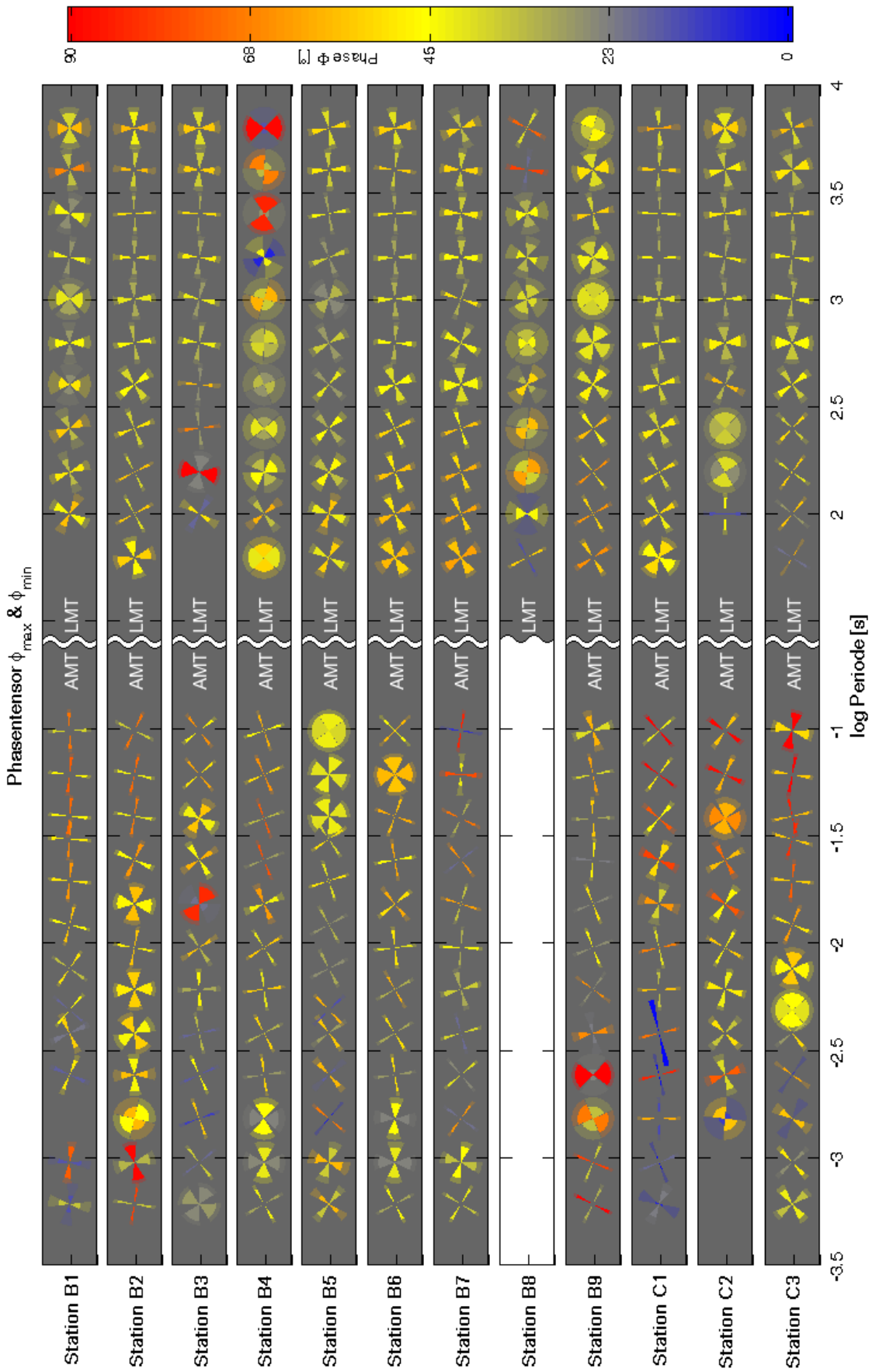


Abb. A.12: Phasentensorelemente ϕ_{min} und ϕ_{max} der Messkampagne 2011 in der Kreissektordarstellung gegenüber dem Logarithmus der Periode. Die jeweiligen Phasenwerte werden durch die Sektorfarbe wiedergegeben.

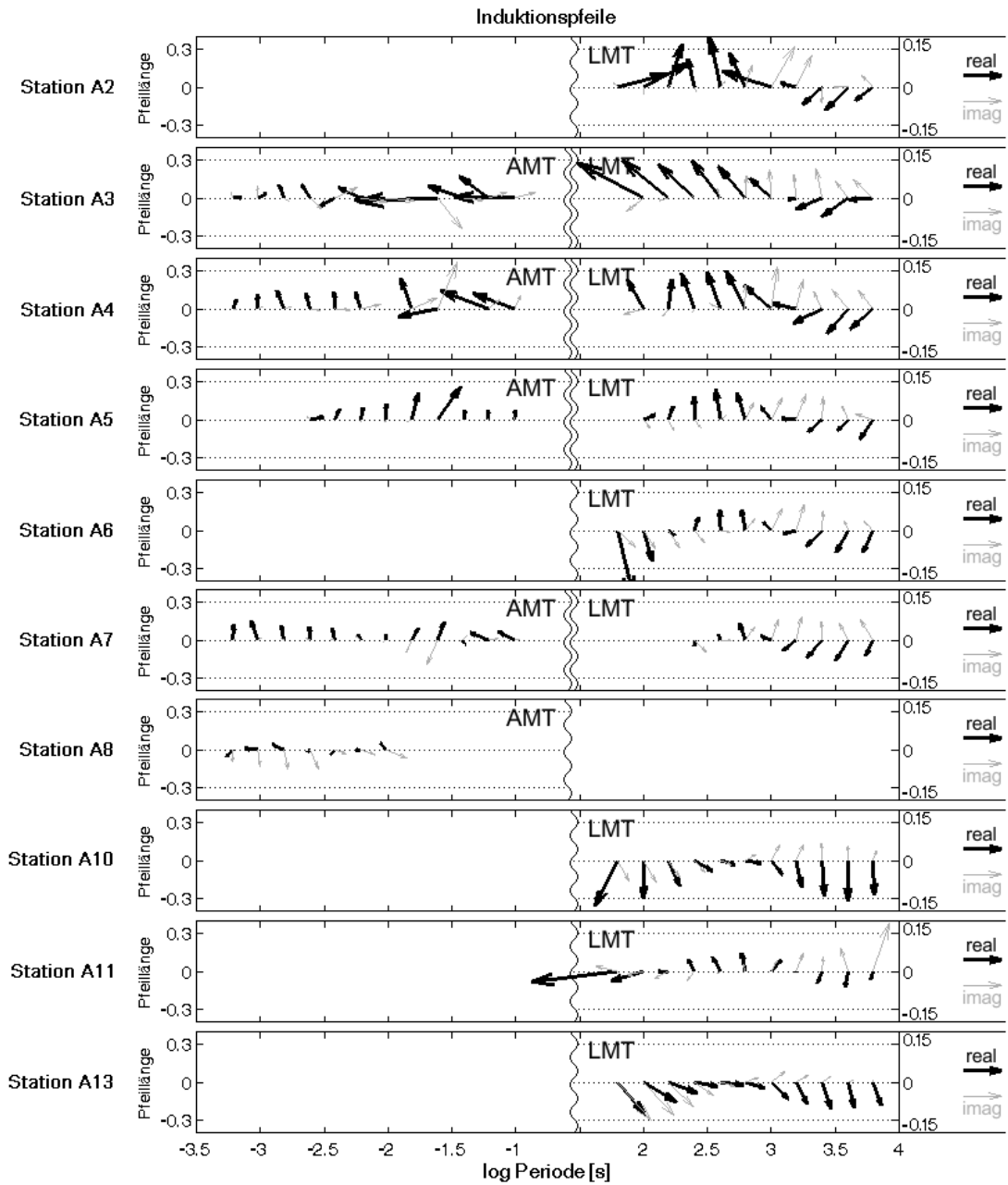


Abb. A.13: Real- (schwarz) und Imaginärteile (grau) der Induktionspfeile gegenüber dem Logarithmus der Periode für alle Stationen mit Magnetfeldaufzeichnungen der Messkampagne 2010. Die Maximallänge der Induktionspfeile ist auf den Wert 0.35 beschränkt. Die Skala der Induktionspfeile der LMT Daten ist gegenüber der AMT um den Faktor 2 vergrößert.

A.3. DARSTELLUNG DER MESSERGEBNISSE

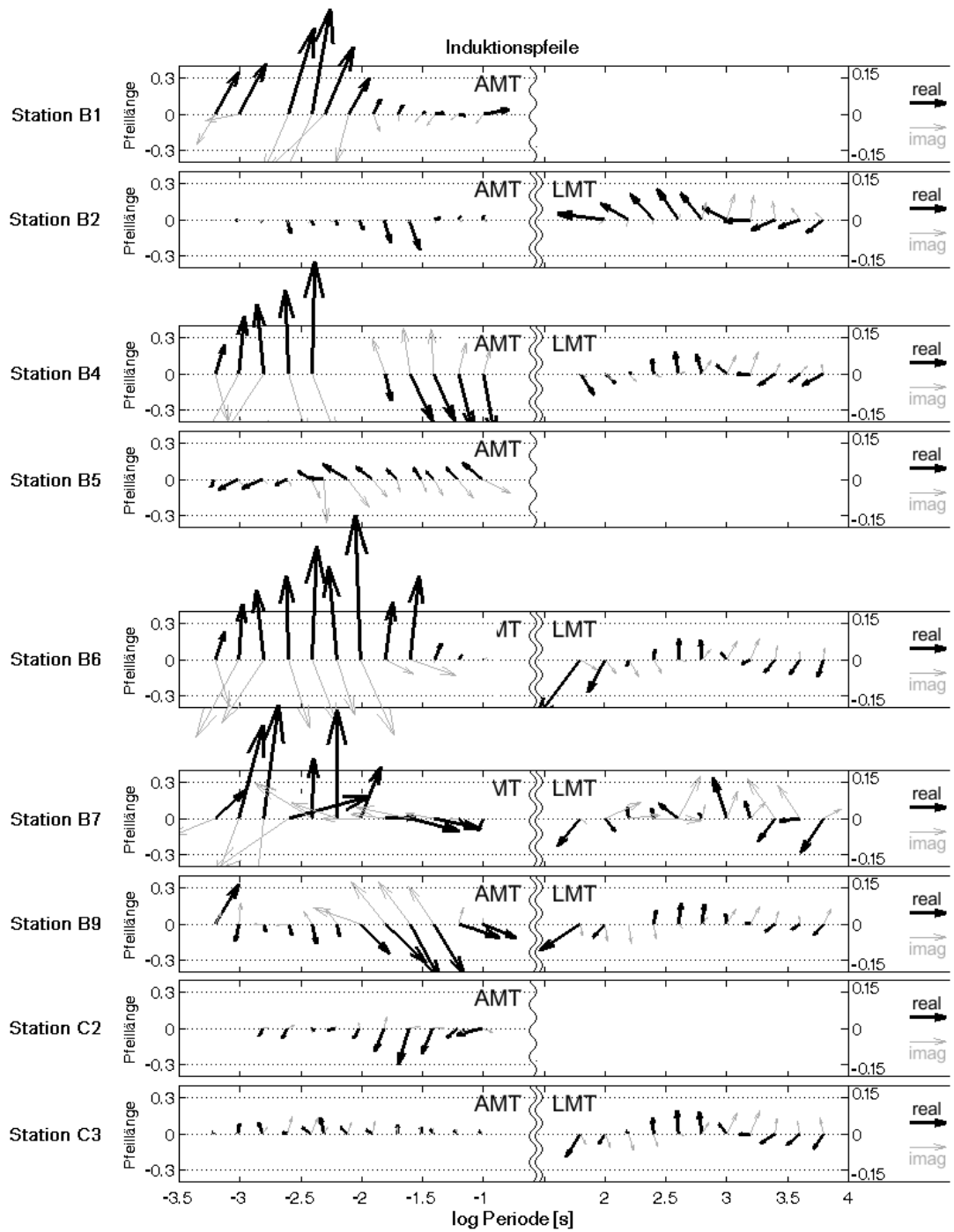


Abb. A.14: Real- (schwarz) und Imaginärteile (grau) der Induktionspfeile gegenüber dem Logarithmus der Periode für alle Stationen mit Magnetfeldaufzeichnungen der Messkampagne 2011. Die Maximallänge der Induktionspfeile ist auf den Wert 0.35 beschränkt. Die Skala der Induktionspfeile der LMT Daten ist gegenüber der AMT um den Faktor 2 vergrößert.

A.4 Modellanpassungen

Dieser Abschnitt zeigt weitere Modellanpassungen der Vorwärtsmodellierungen.

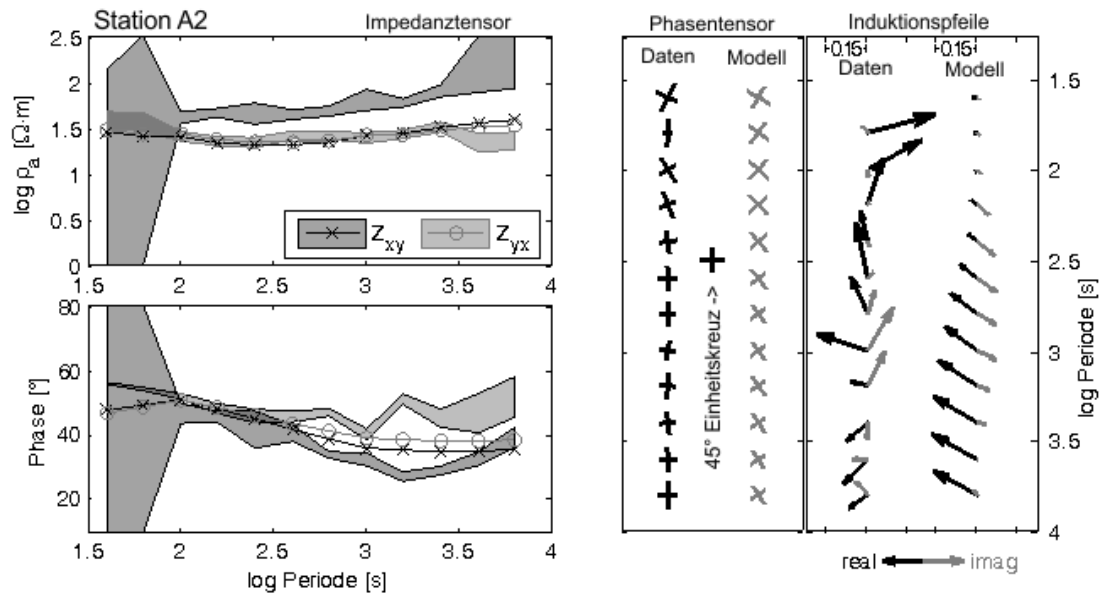


Abb. A.15: Anpassung der isotropen Vorwärtsmodellierung am Beispiel der Station A2 anhand der spezifischen Widerstände (links oben) und Phasen (links unten) des Impedanztensors, des Phasentensors (mitte) und der Induktionspfeile (rechts), jeweils gegenüber der Periode.

A.4. MODELLANPASSUNGEN

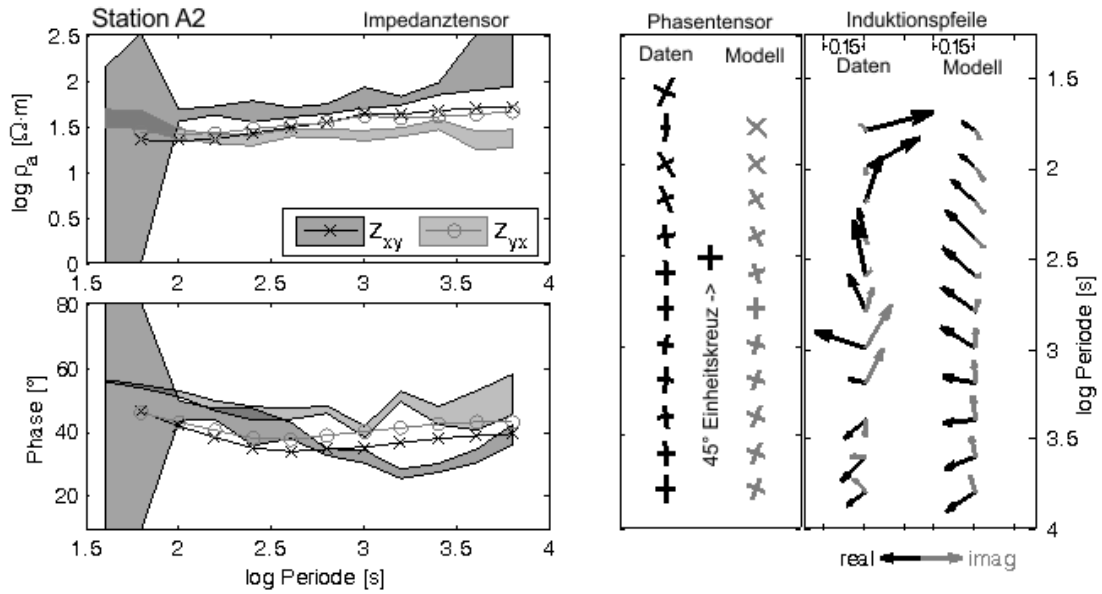


Abb. A.16: Anpassung der isotropen Vorwärtsmodellierung mit NSB am Beispiel der Station A2 anhand der spezifischen Widerstände (links oben) und Phasen (links unten) des Impedanztensors, des Phasentensors (mitte) und der Induktionspfeile (rechts), jeweils gegenüber der Periode.

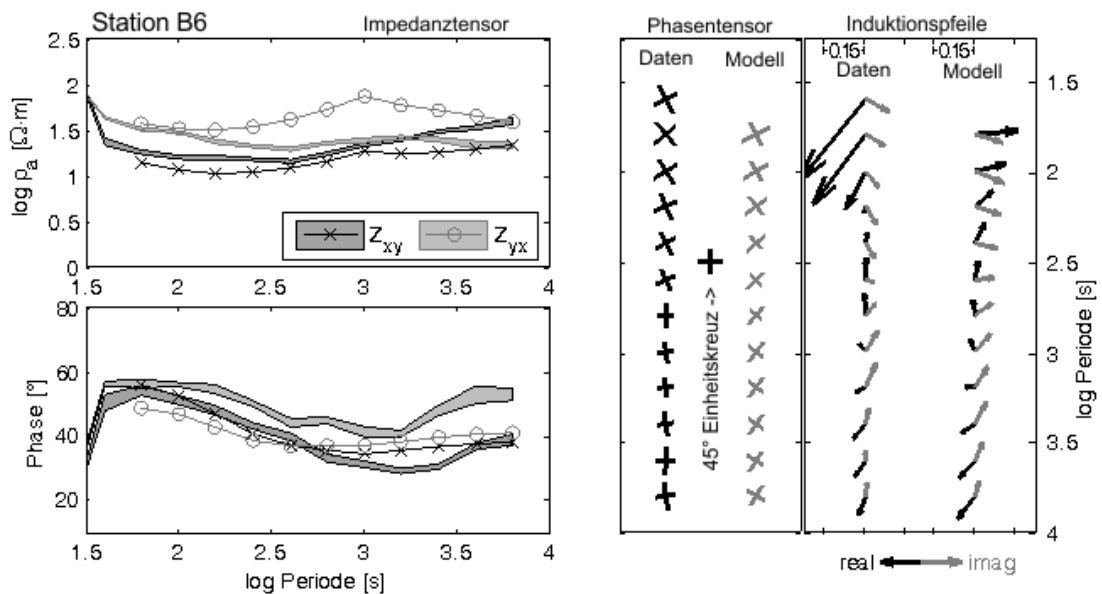


Abb. A.17: Anpassung der isotropen Vorwärtsmodellierung mit NSB am Beispiel der Station B6 anhand der spezifischen Widerstände (links oben) und Phasen (links unten) des Impedanztensors, des Phasentensors (mitte) und der Induktionspfeile (rechts), jeweils gegenüber der Periode.

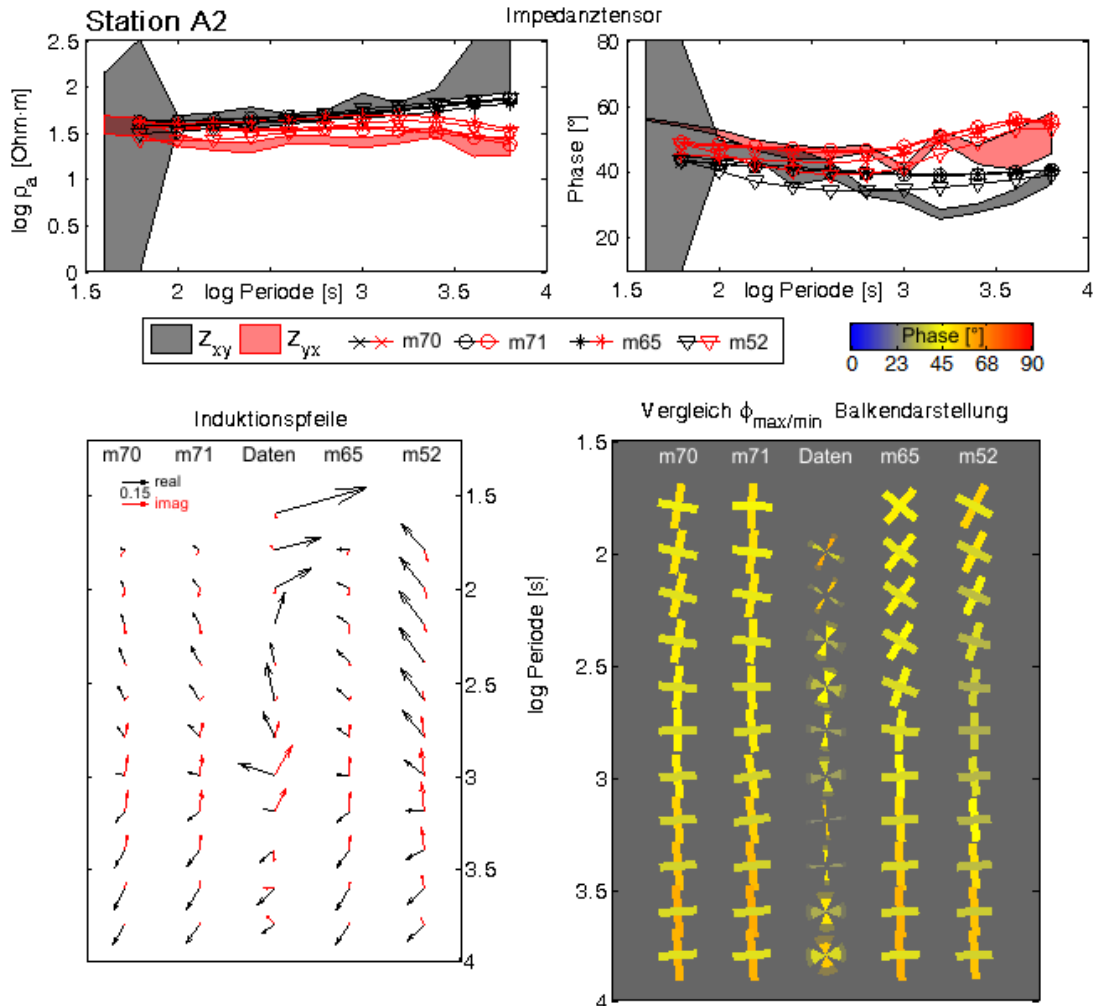


Abb. A.18: Datenanpassung der Modelle m52, m65, m70 und m71 am Beispiel der Station A2.
oben) ρ_a (links) und Phase (rechts) der Z_{xy} - (schwarz) und Z_{yx} -Komponenten (rot) gegenüber der logarithmierten Periode. Gefärbte Flächen zeigen Wahrscheinlichkeitsbereiche der Daten, Modellantworten sind als Liniengraphen überlagert.
unten) Real- (schwarz) und Imaginärteile (rot) der Induktionspfeile (links) sowie Phasentensorelemente ϕ_{\min} und ϕ_{\max} (rechts) gegenüber dem Logarithmus der Periode. Die gemessenen Daten sind jeweils in der Mitte dargestellt. Phasentensordarstellung der gemessenen Daten als Kreis-sektoren, Modellantworten in der Balkendarstellung. Phasenwerte werden über Kreissektor- und Balkenfarben dargestellt.
 Die Aufspaltung der Phasentensorelemente werden von allen Modellen im kurzperiodischen Bereich unterschätzt, stimmen aber für längere Perioden, mit Ausnahme des Modells m52 gut überein. ρ_a - und Phasenkurven des Impedanztensors und das Rotationsverhalten der Induktionspfeile ab etwa $T = 100$ s kann von allen Modellen gut dargestellt werden.

A.4. MODELLANPASSUNGEN

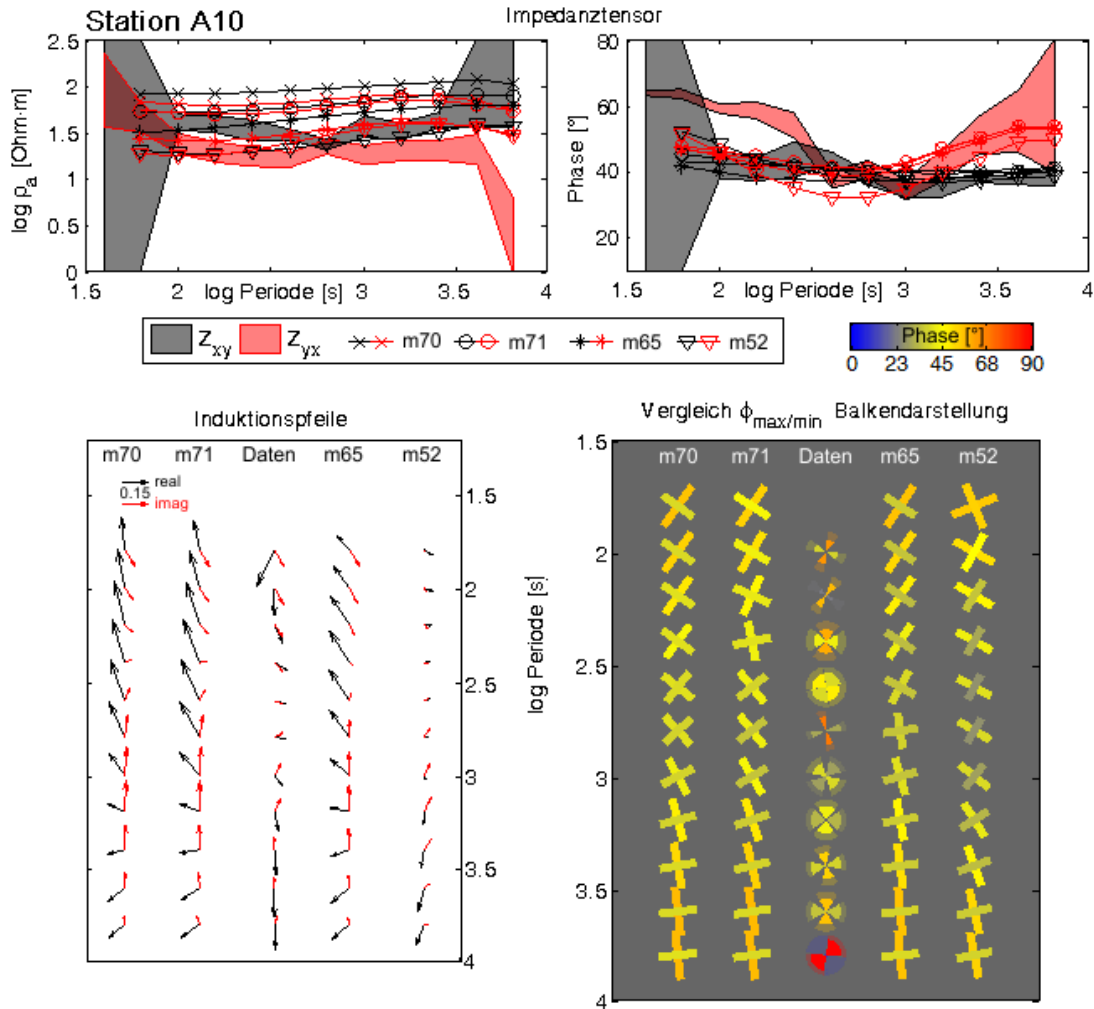


Abb. A.19: Datenanpassung der Modelle **m52**, **m65**, **m70** und **m71** am Beispiel der Station A10.
oben) ρ_a (links) und Phase (rechts) der Z_{xy} - (schwarz) und Z_{yx} -Komponenten (rot) gegenüber der logarithmierten Periode. Gefärbte Flächen zeigen Wahrscheinlichkeitsbereiche der Daten, Modellantworten sind als Liniengraphen überlagert.
unten) Real- (schwarz) und Imaginärteile (rot) der Induktionspfeile (links) sowie Phasentensorelemente ϕ_{min} und ϕ_{max} (rechts) gegenüber dem Logarithmus der Periode. Die gemessenen Daten sind jeweils in der Mitte dargestellt. Phasentensordarstellung der gemessenen Daten als Kreis-sektoren, Modellantworten in der Balkendarstellung. Phasenwerte werden über Kreis-sektor- und Balkenfarben dargestellt.
 Die Phasentensoren der Station A10 werden von den Modellen **m70** und **m71** am besten erklärt, die Induktionspfeile hingegen können nur vom Modell **m52** wiedergegeben werden. Die ρ_a -Werte werden von den meisten Modellen überschätzt, die Phasenkurven können jedoch von den Modellen im Bereich der gemessenen Daten nachgebildet werden.

A.5 Struktogramme

Im Folgenden zeige ich die Flussdiagramme der im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Software. Alle Flussdiagramme folgen dem in Abb.A.20 gezeigten Schema. Die Struktogramme werden nur für komplexere Softwarepakete gezeigt. Programme, die lediglich der Visualisierung der Messergebnisse dienen werden nicht als separate Diagramme aufgeführt.

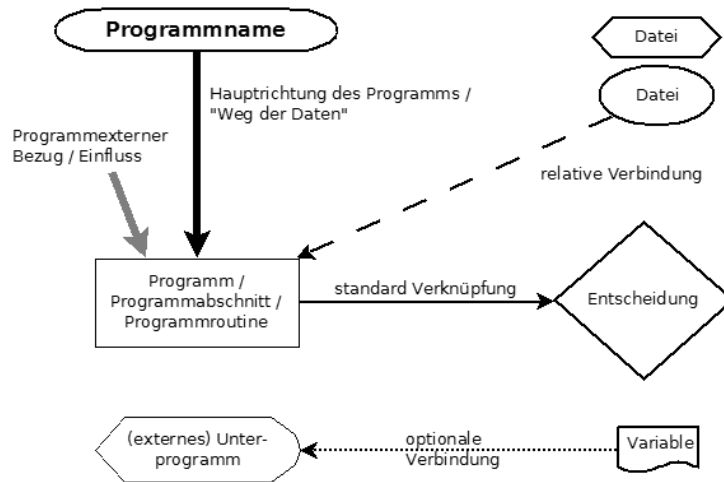


Abb. A.20: Legende der in dieser Arbeit verwendeten Notation zur Darstellung der Struktogramme.

A.5. STRUKTOGRAMME

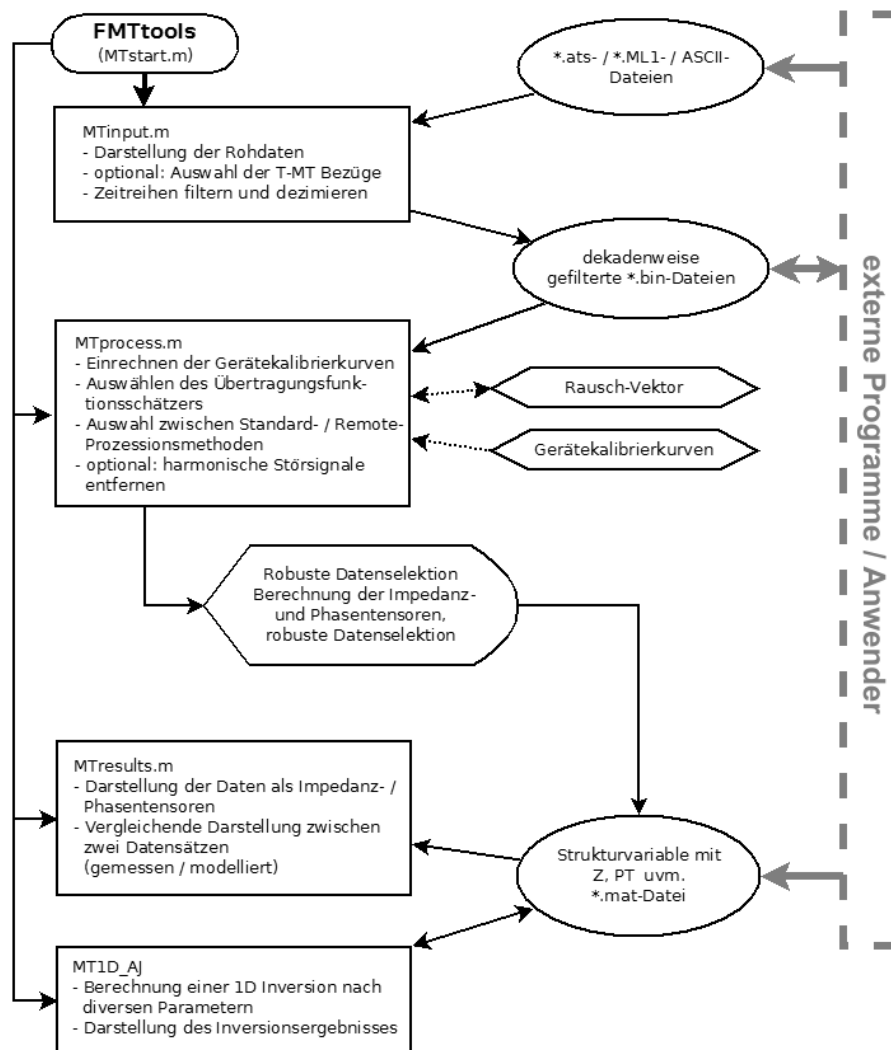


Abb. A.21: Übersicht über das Programmpaket FMTtools als Struktogramm. Die Programme MTinput.m und MTprocess werden in den Abbildungen A.22 und A.23 genauer erklärt.

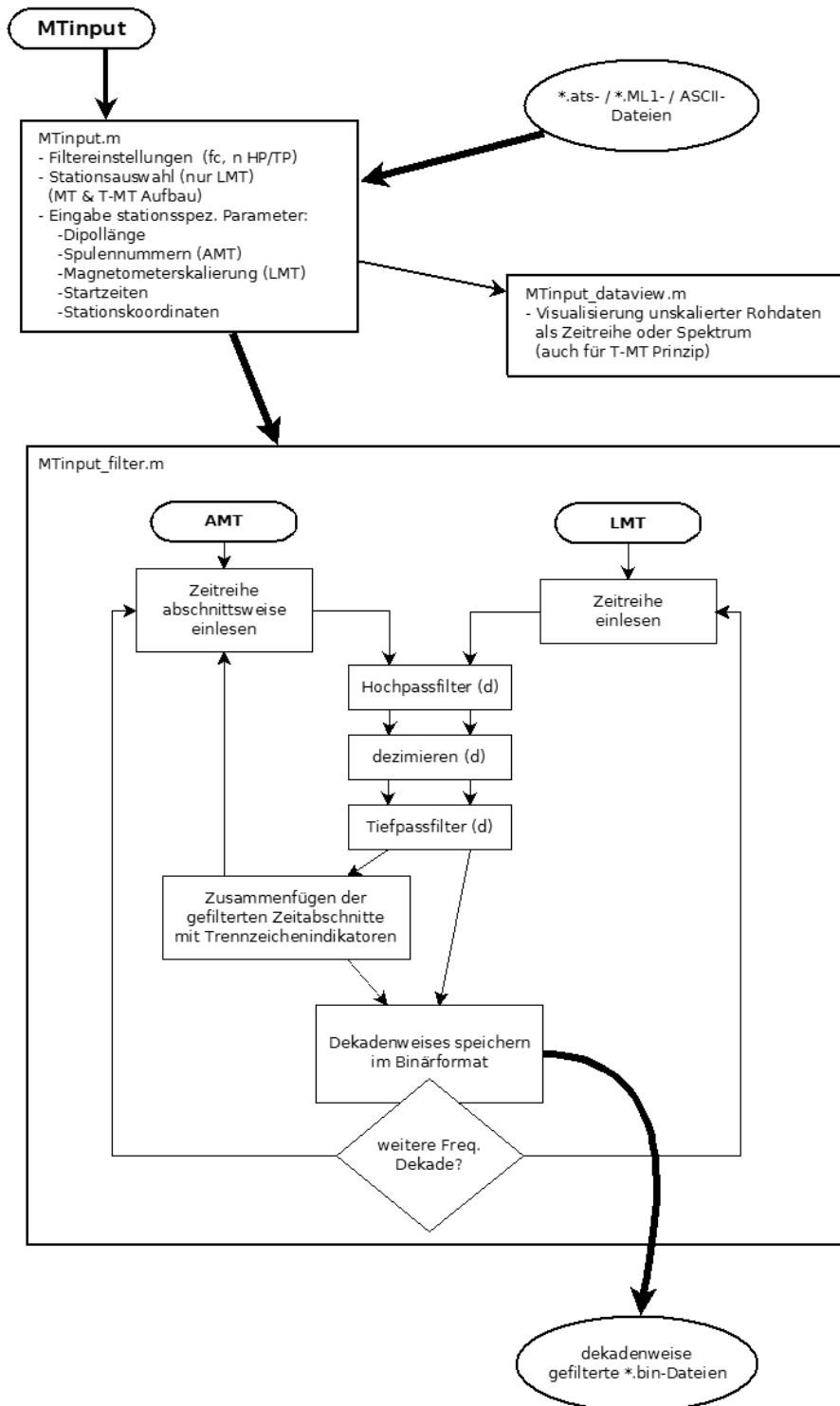


Abb. A.22: Übersicht über die Programme MTinput.m und MTinput_filter.m als Struktogramm.

A.5. STRUKTOGRAMME

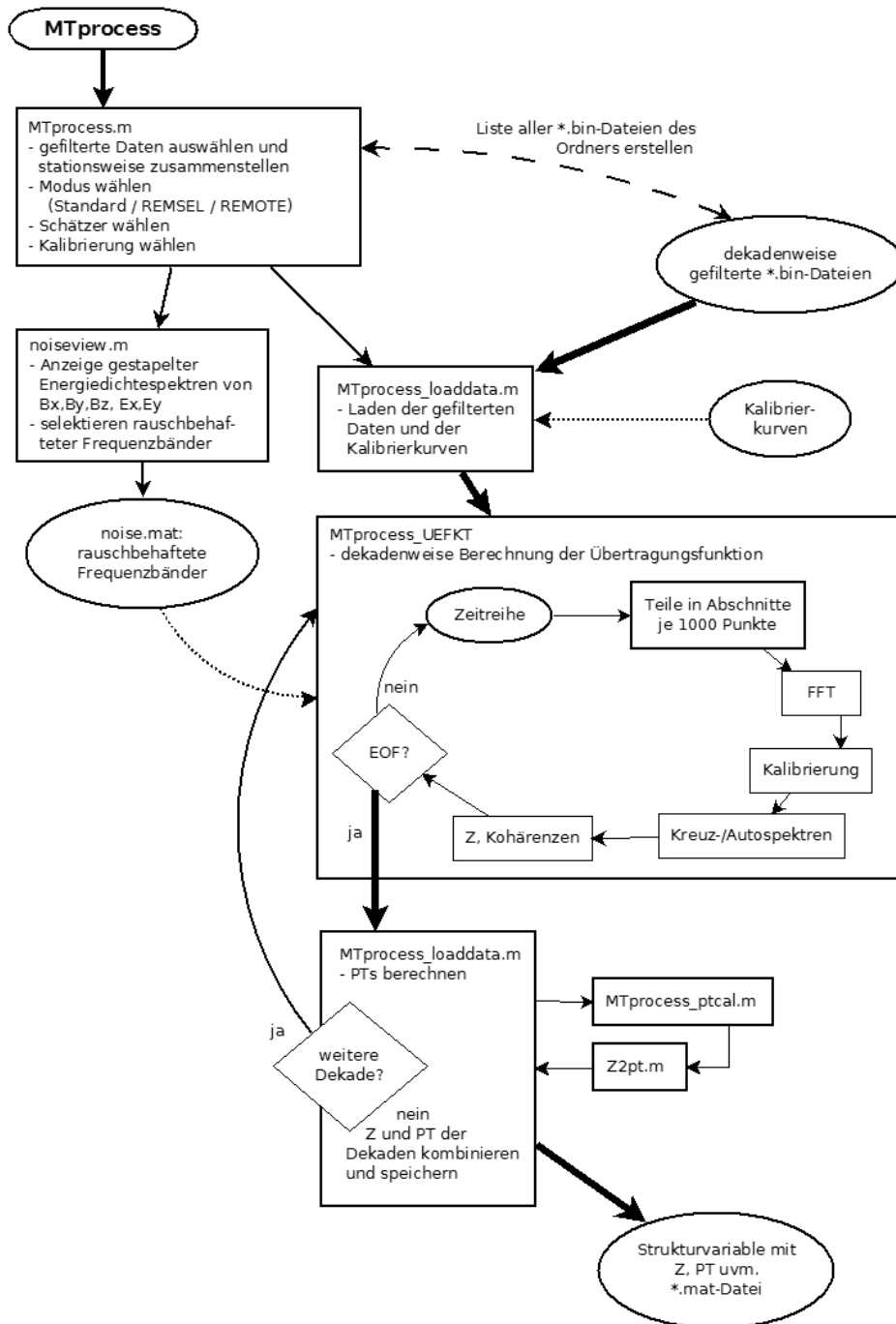


Abb. A.23: Übersicht über die Programme MTprocess.m, MTprocess_loaddata.m und MTprocess_UEFKT.m als Struktogramm.

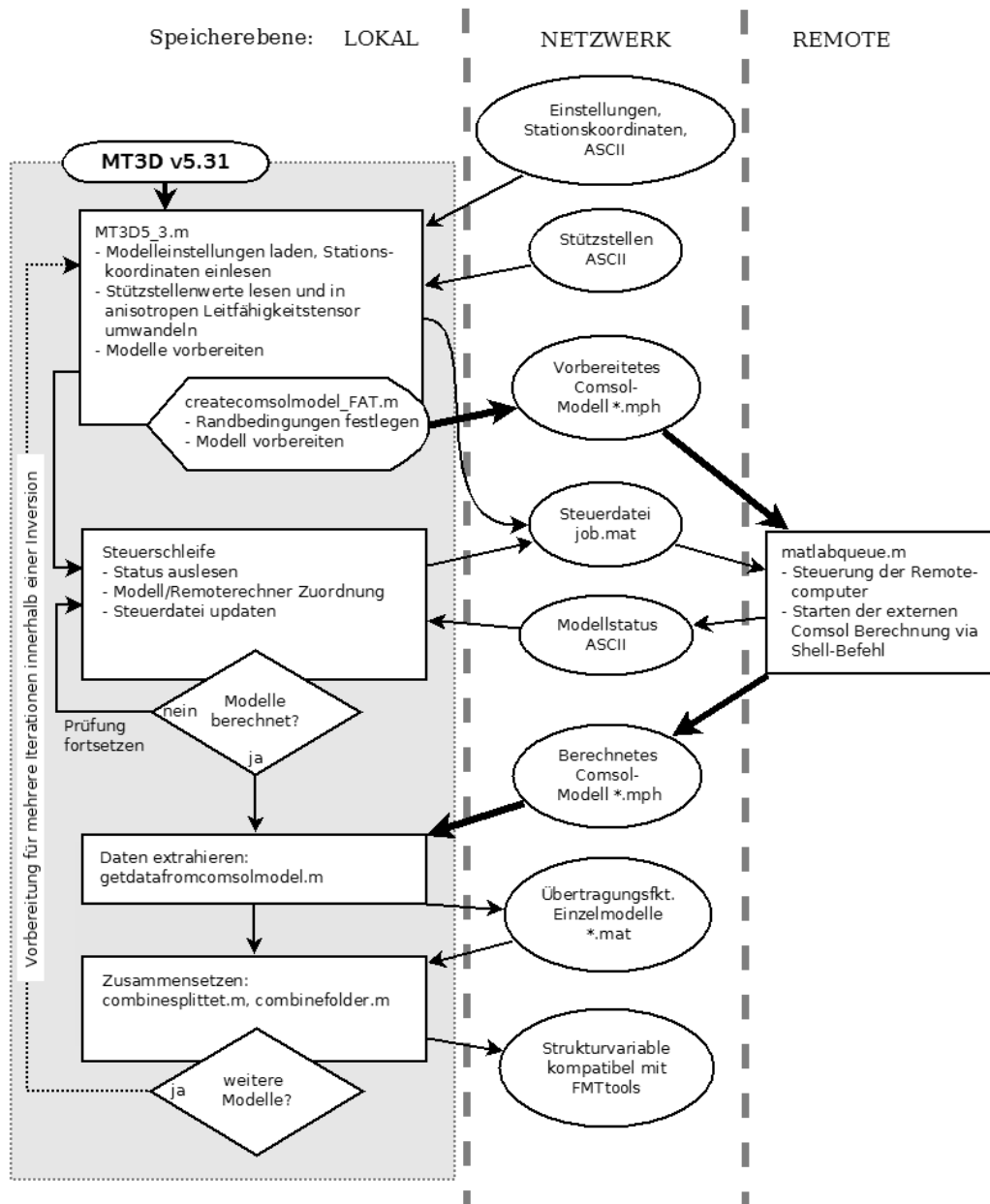


Abb. A.24: Übersicht über das Programm MT3D5_3.m als Struktogramm.

A.5. STRUKTOGRAMME

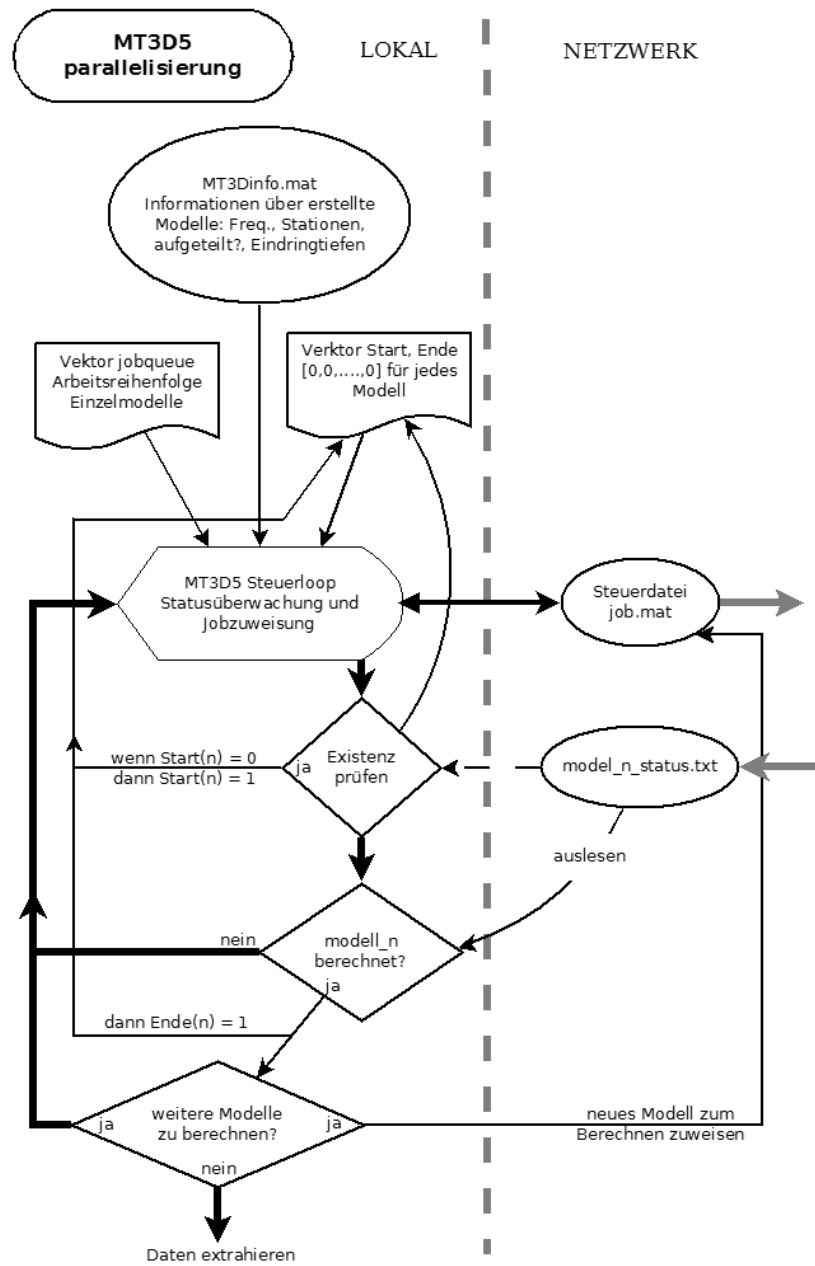


Abb. A.25: Übersicht über die Parallelisierung des Programms MT3D5_3.m als Struktogramm.

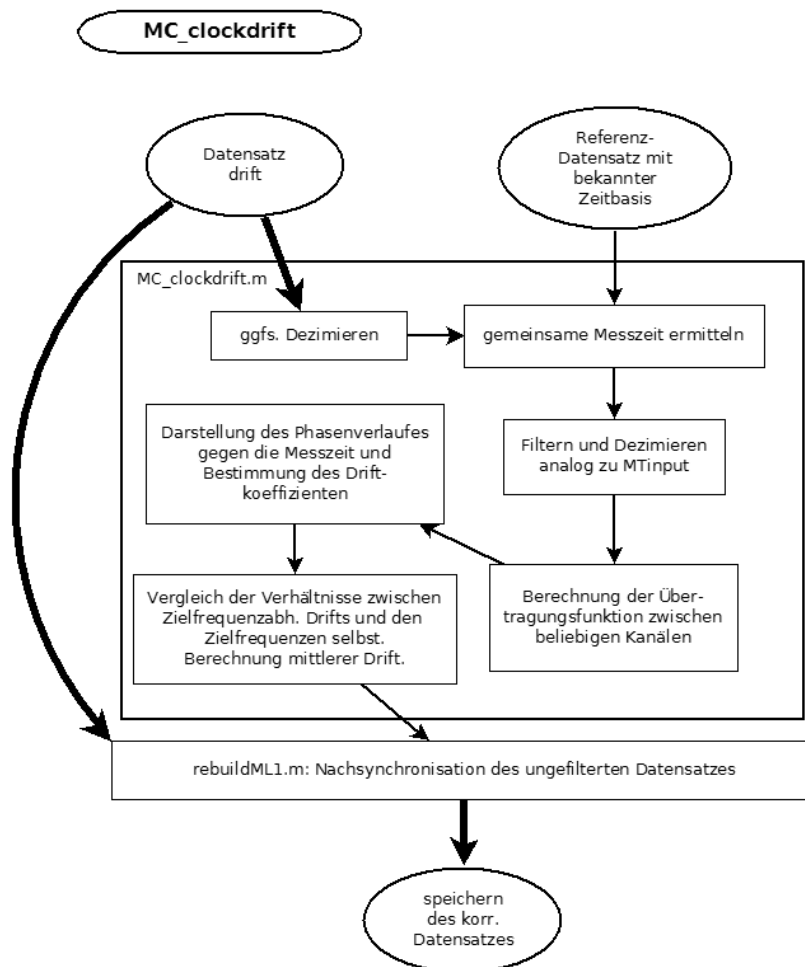


Abb. A.26: Übersicht über die Rekonstruktion der Zeitbasis einer von Uhrendrift betroffenen Station anhand einer magnetischen Referenzzeitreihe unter Nutzung des Programms MC_clockdrift.m.

Literaturverzeichnis

- Abramovici, F. und Y. Shoham**, Inversion of anisotropic magnetotelluric data, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 50, 55–74, 1977.
- Ajit, K. S.**, The magnetotelluric effect in an inhomogeneous and anisotropic earth, *Geo-exploration*, 7, 9–28, 1969.
- Amstutz, G., S. Meisl und E. Nickel**, *Mineralien und Gesteine im Odenwald*, Vereinigung der Freunde der Mineralogie und Geologie (VFMG) anlässlich der Jahrestagung der Deutschen Mineralogischen Gesellschaft (DMG) in Heidelberg, Stuttgart, 09 1975.
- Avdeev, D. B.**, Three-dimensional induction logging problems, Part I: An integral equation solution and model comparison, *Geophysics*, 67, 413–426, 2002.
- Avdeev, D. B.**, Three-dimensional electromagnetic modelling and inversion from theory to application, *Surv. Geophys.*, 26, 767–799, 2005.
- Bachmann, G.**, *Geologie von Sachsen-Anhalt*, Schweizerbart'sche Verlagsbuchhandlung, 2008.
- Bahr, K.**, Interpretation of the magnetotelluric impedance tensor: regional induction and local telluric distortion, *J. Geophys.*, 62, 119–127, 1988.
- Bayer, U., M. Scheck und M. Koehler**, Modeling of the 3D thermal field in the northeast German basin, *Geol. Rundsch.*, 86, 241–251, 1997.
- Behr, H. J. und T. Heinrichs**, Geological interpretation of DEKORP 2-S: A deep seismic reflection profile across the Saxothuringian and possible implications for the Late Variscan structural evolution of Central Europe, *Tectonophysics, Elsevier Science Publishers B.V.*, 142, 173–202, 1987.
- Boenigk, W., G. von der Brelie, K. Brunnacker, K. E. Kempf, A. Koci, W. Schirmer, G. Stadler, R. Streit und H. Tobien**, *Jungtertiär und Quartär im Horloff-Graben (Vogelsberg)*, Bd. 75 von *Geologische Abhandlungen Hessen*, Hessisches Landesamt für Bodenforschung, Wiesbaden, 1977.
- Bublitz, A.**, Magnetotellurik bei Speyer und Landau - Ein 2D - Leitfähigkeitsmodell des Oberrheingrabens, Masterarbeit, Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2011.
- Cagniard, L.**, Basic Theory Of The Magneto-Telluric Method Of Geophysical Prospecting, *Geophysics*, 18, 605–635, 1953.
- Caldwell, T. G., H. M. Bibby und C. Brown**, The magnetotelluric phase tensor, *Geophys. J. Int.*, (158), 457–469, 2004.

- Caldwell, T. G., H. M. Bibby und C. Brown, Reply, *Geophys. J. Int.*, (171), 567–567, 2007.
- Carlé, W., *Die Mineral- und Thermalwässer von Mitteleuropa: Geologie, Chemismus, Genese*, Wiss. Verlagsges., Stuttgart, 1975.
- Chave, A. D. und A. G. Jones, Kapitel 1: Introduction to the magnetotelluric method, in *The Magnetotelluric Method - Theory and Practice*, herausgegeben von A. D. Chave und A. G. Jones, 1–18, Cambridge University Press, 2012.
- Chave, A. D. und P. Weidelt, Kapitel 2: The theoretical basis for electromagnetic induction, in *The Magnetotelluric Method - Theory and Practice*, herausgegeben von A. D. Chave und A. G. Jones, 19–49, Cambridge University Press, 2012.
- Comsol, *COMSOL Multiphysics User's Guide, Handbuch Version 4.3a*, 2012a.
- Comsol, *COMSOL RF Module User's Guide, Handbuch Version 4.3a*, 2012b.
- Egbert, G. D. und A. Kelbert, Computational recipes for electromagnetic inverse problems, *Geophys. J. Int.*, 189, 251–267, 2012.
- Ehrenberg, K.-H. und H. Hickethier, Die Basaltbasis im Vogelsberg: Schollenbau und Hinweise zur Entwicklung der vulkanischen Abfolge, *Geologisches Jahrbuch Hessen, Hessisches Landesamt für Bodenforschung, Wiesbaden*, 113, 97–135, 1985.
- Eisel, M. und V. Haak, Macro-anisotropy of the electrical conductivity of the crust: a magnetotelluric study of the German Continental Deep Drilling site (KTB), *Geophys. J. Int.*, 136, 109–122, 1999.
- ERCEUGT-Group, An electrical resistivity crustal section from the Alps to the Baltic Sea (central segment of the EGT), *Tectonophysics*, 207, 123–139, 1992.
- Farquharson, C. G., D. Oldenburg, E. Haber und R. Shekhtman, An algorithm for three-dimensional inversion of magnetotelluric data, *Proceedings of the 72nd Annual Meeting of the Society of Exploration Geophysicists, Salt Lake City, Utah*, 2002.
- Farquharson, C. G. und M. P. Miensopust, Three-dimensional finite-element modelling of magnetotelluric data with a divergence correction, *J. App. Geophys.*, 75, 699–710, 2011.
- Franke, W., R. K. Bortfeld, M. Brix, G. Drozdowski, H. J. Dürbaum, P. Giese, W. Janoth, H. Jödicke, C. Reichert, A. Scherp, J. Schmoll, R. Thomas, M. Thünker, K. Weber, M. G. Wiesner und H. Wong, Crustal structure of the Rhenish Massif: results of deep seismic reflection lines DEKORP 2-North and 2-North-Q, *Geologische Rundschau* 79/3, Stuttgart, 79/3, 523–566, 1990.
- Franke, A., R.-U. Börner und K. Spitzer, 3D finite element simulation of magnetotelluric fields using unstructured grids, *Abstract Volume, 4th International Symposium on Three-Dimensional Electromagnetics, Freiberg, Germany Sept. 27-30*, 2007.
- Franzke, H. J., A. Zeh und S. Meier, Die metamorph-magmatische und strukturelle Entwicklung des Kyffhäuser Kristallins / Mitteldeutsche Kristallinzone - Vergleich mit der Wippra-Zone und dem Eckergneis/Harz, *Z. geol. Wiss.*, 35, 27–61, 2007.

LITERATURVERZEICHNIS

- Gamble, T. D., W. M. Goubau und J. Clarke**, Error analysis for remote reference magnetotellurics, *Geophysics*, , (Vol. 44 No. 5), 959–698, 1979a.
- Gamble, T. D., W. M. Goubau und J. Clarke**, Magnetotellurics with a remote magnetic reference, *Geophysics*, , (Vol 44 No 1), 53–68, 1979b.
- Garcia, X. und A. G. Jones**, Atmospheric sources for audio-magnetotelluric (AMT) sounding, *Geophysics*, 67, 448–458, 2002.
- Gatzmeier, A.**, *Elektrische Anisotropie durch ausgerichtete Olivinkristalle im oberen Mantel in Mitteleuropa: Magnetotellurische Array-Messungen und ein Ansatz zum Vergleich mit seismischer Anisotropie*, Dissertation, Georg-August-Universität zu Göttingen, Göttingen, 2001.
- Göthe, W.**, Zur elektrischen Leitfähigkeit des tieferen Untergrundes im Norden der DDR, *Tagungsband, 13. Kolloquium für elektromagnetische Tiefenforschung, Hornburg, 13*, 13–21, 1990.
- Goubau, W. M. and Gamble, T. D. und J. Clarke**, Magnetotelluric data analysis: removal of bias, *Geophysics*, 43, 1157–1166, 1978.
- Grabandt, J.**, Datenerfassung von Tiefbohrungen zur strukturellen Deutung des südwestlichen Vogelsberges, Bachelorarbeit, Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2010.
- Groom, R. W. und K. Bahr**, Corrections For Near Surface Effects: Decomposition Of The Magnetotelluric Impedance Tensor And Scaling Corrections For Regional Resistivities: A Tutorial, *Surv. Geophys.*, 13, 341–379, 1992.
- Groom, R. W. und R. C. Bailey**, Analytic investigations of the effects of near-surface three-dimensional galvanic scatters on MT tensor decompositions, *Geophysics*, 56, 496–518, 1991.
- Günther, T.**, *Inversion Methods and Resolution Analysis for the 2D/3D Reconstruction of Resistivity Structure from DC Measurements*, Dissertation, TU Bergakademie Freiberg, 2004.
- Han, N., M. J. Nam, H. J. Kim, Y. Song und J. H. Suh**, A comparison of accuracy and computation time of three-dimensional magnetotelluric modelling algorithms, *J Geophys. Eng.*, 6, 136–145, 2009.
- Hansen, M. B.**, *Structure and evolution of the northern part of the Northeast German Basin revealed from seismic interpretation and 3D structural modelling*, Dissertation, Universität Hamburg, 2006.
- Häuserer, M.**, Langperiodische tellurische und magnetotellurische Messungen in der Region Hawke Bay, Neuseeland, Diplomarbeit, Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2007.
- Häuserer, M.**, *Magnetotellurik in der Rwenzori Region im Westen Ugandas: Ein anisotropes 3D Modell*, Dissertation, Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2010.
- Häuserer, M. und A. Junge**, Electrical mantle anisotropy and crustal conductor: a 3-D conductivity model of the Rwenzori Region in western Uganda, *Geophys. J. Int*, 185, (185), 1235–1242, 2011.

- Heise, W. und J. Pous**, Effects of anisotropy on the two-dimensional inversion procedure, *Geophys J. Int.*, 147, 610–621, 2001.
- Heise, W. und J. Pous**, Anomalous phases exceeding 90° in magnetotellurics: anisotropic model studies and a field example, *Geophys. J. Int.*, 155, 308–318, 2003.
- Hofer, S.**, *Ableitung der Leitfähigkeitsverteilung in der Erdkruste im Bereich der großtektonischen Grenze Rhenoharzynikum – Saxothuringikum östlich des Rheingrabens, aus einer gemeinsamen Interpretation flächenhafter Messungen der Magnetotellurik und der Erdmagnetischen Tiefensondierung*, Dissertation, Ludw.-Max.-Universität, München, 1990.
- Hoppe, A. und R. Schulz**, Die Forschungsbohrung Vogelsberg 1996 – Einführung und Ergebnisse, *Geologische Abhandlungen Hessen, Wiesbaden, Hessisches Landesamt für Umwelt und Geologie*, 107, 5–14, 2001.
- Jones, A. G.**, Distortion decomposition of the magnetotelluric impedance tensors from a one-dimensional anisotropic Earth, *Geophys. J. Int.*, 189, 268–284, 2012.
- Junge, A.**, A New Telluric KCl Probe Using Filloux's AgAgCl Electrode, *PAGEOPH*, 134, 589–598, 1990.
- Junge, A.**, Erweiterte Auswerteverfahren in Göttingen, *Tagungsband, 14. Kolloquium Elektromagnetische Tiefenforschung in Borkheide, Deutschland, Deutsche Geophysikalische Gesellschaft, ISSN: 0946 7467*, 1992.
- Junge, A.**, Characterization of and correction for cultural noise, *Surveys in Geophysics*, 17, 361–391, 1996.
- Junge, A.**, A Concept for 1D inversion of MT data using phase tensor invariants, *Tagungsband, 24. Schmucker-Weidelt-Kolloquium für elektromagnetische Tiefenforschung Neustadt a.d.W.*, 105–107, 2011.
- Kato, Y. und T. Kikuchi**, On The Phase Difference Of Earth Current Induced By The Changes Of The Earth's Magnetic Field (part I), *Sci. Rep. Tohoku Univ., 5th Ser.*, 2, 139–141, 1950a.
- Kato, Y. und T. Kikuchi**, On The Phase Difference Of Earth Current Induced By The Changes Of The Earth's Magnetic Field (part II), *Sci. Rep. Tohoku Univ., 5th Ser.*, 2, 142–145, 1950b.
- Kelbert, A., N. Meqbel, G. D. Egbert und K. Tandon**, Modem: A modular system for inversion of electromagnetic geophysical data, *Computers & Geosciences*, 66, 40–53, 2014.
- Klügel, T.**, Geometrie und Kinematik einer variszischen Plattengrenze, *Geologische Abhandlungen Hessen, Wiesbaden, Hessisches Landesamt für Umwelt und Geologie*, 101, 1997.
- Leibecker, J.**, *Elektromagnetische Arraymessungen im Rheinischen Schiefergebirge: Modelle der elektrischen Leitfähigkeit der Erdkruste und des oberen Mantels mit Verbindungen zum Eifelvulkanismus*, Dissertation, Georg-August-Universität zu Göttingen, Göttingen, 2000.

LITERATURVERZEICHNIS

- Leibecker, J., A. Gatzmeier, M. Hönig, O. Kuras und W. Soyer**, Evidence of electrical anisotropic structures in the lower crust and the upper mantle beneath the Rhenish Shield, *Earth and Planetary Science Letters*, 202, 289–302, 2002.
- Leydecker, G.**, *Erdbebenkatalog für Deutschland - mit Randgebieten für die Jahre 800 bis 2008*, Bundesanstalt für Geowissenschaften und Rohstoffe, 2011.
- Lindau, T. und M. Becken**, Impressed Current Cathodic Protection: A useful source for EM exploration?, *Tagungsband, 25. Schmucker-Weidelt-Kolloquium für elektromagnetische Tiefenforschung Kirchhundem Rahrbach, 25*, 109–115, 2013.
- Li, Y. und J. Pek**, Adaptive finite element modelling of two-dimensional magnetotelluric fields in general anisotropic media, *Geophys. J. Int.*, 175, 942–954, 2008.
- Löwer, A.**, Audiomagnetotellurik im Hohen Vogelsberg, Diplomarbeit, Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2009.
- Mackie, R., J. T. Smith und T. Madden**, Three-dimensional electromagnetic modeling using finite difference equations: the magnetotelluric example, *Radio Science*, 29, 923–935, 1994.
- Martha, S.**, Untersuchungen an vulkanischem Lockergestein und darin eingeschlossenen Xenolithen im Steinbruch Ober-Widdersheim (Hessen), Masterarbeit, Goethe-Universität Frankfurt am Main, 2013.
- Martí, A.**, The Role of Electrical Anisotropy in Magnetotelluric Responses: From Modelling and Dimensionality Analysis to Inversion and Interpretation, *Surv. Geophys.*, 35, 179–218, 2012.
- Martinelli, P. und A. Osella**, MT Forward Modeling of 3-D Anisotropic Electrical Conductivity Structures Using the Rayleigh-Fourier Method, *J. Geomag. Geoelectr.*, 49, 1499–1518, 1997.
- Meqbel, N.**, *The electrical conductivity structure of the Dead Sea Basin derived from 2D and 3D inversion of magnetotelluric data*, Dissertation, Freie Universität Berlin, 2009.
- Miensopust, M. P., P. Queralt, A. G. Jones und the 3D MT modellers**, Magnetotelluric 3-D inversion - a review of two successful workshops on forward and inversion code testing and comparison, *Geophys. J. Int.*, 193, (193), 1216–1238, 2013.
- Mitsuhata, Y. und T. Uchida**, 3D magnetotelluric modeling using the T- Ω finite-element method, *Geophysics*, 69, 108–119, 2004.
- Nabighian, M. N.**, *Electromagnetic Methods In Applied Geophysics - Volume 1, Theory*, Soc. of Exploration Geophysicists, 1988.
- Nam, M. J., H. J. Kim, Y. Song, T. J. Lee, J.-S. Son und J. H. Suh**, 3D magnetotelluric modelling including surface topography, *Geophys. Prospecting*, 55, 277–287, 2007.
- Nesbor, H. D.**, Bohren auf dem Vulkan - die Forschungsbohrung Sichenhausen-Eschwald, *HLUG Jahresbericht*, 151–155, 2007.
- Newman, G. und D. Alumbaugh**, Three-dimensional magnetotelluric inversion using non-linear conjugate gradients, *Geophys. J. Int.*, 140, 410–424, 2000.

- Oristaglio, M. und B. Spies**, *Three-Dimensional Electromagnetics*, Soc. of Exploration Geophysicists, 1999.
- Pankratov, O. V., A. Kuvshinov und D. Avdeev**, High-Performance Three-Dimensional Electromagnetic Modelling Using Modified Neumann Series. Anisotropic Earth, *J. Geomag. Geoelectr.*, 49, 1541–1547, 1997.
- Parkinson, W. D.**, Directions of Rapid Geomagnetic Fluctuations, *Geophys. Journal, Roy. Astronom. Soc.*, 2, 1–14, 1959.
- Pek, J. und A. Santos**, Magnetotelluric inversion for anisotropic conductivities in layered media, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 158, 139–158, 2006.
- Pek, J. und T. Verner**, Finite-difference modelling of magnetotelluric fields in two-dimensional anisotropic media, *Geophys. J. Int.*, 128, 505–521, 1997.
- Peter, C.**, Modellinterpretation der Göttinger D-Anomalie, *Tagungsband, 15. Kolloquium für elektromagnetische Tiefenforschung, Höchst i.Odw.*, 15, 294–304, 1994.
- Pharaoh, T.**, Palaeozoic terranes and their lithospheric boundaries with the Trans-European Suture Zone (TESZ): a review, *Tectonophysics*, 314, 17–41, 1999.
- Priester, D., P. Hetzel und A. Bauch**, Zeit- und Normalfrequenzverbreitung mit DCF77, *PTB-Mitteilungen*, 114, 345–368, 2004.
- Prinz-Grimm, P. und I. Grimm**, *Geologischer Führer 93: Wetterau und Mainebene*, Schweizerbart'sche Verlagsbuchhandlung, Stuttgart, 07 2002.
- Rankin, D. und I. Reddy**, A Magnetotelluric Study of Resistivity Anisotropy, *Geophysics*, 34, 438–449, 1969.
- Reddy, I. und D. Rankin**, Coherence Functions For Magnetotelluric Analysis, *Geophysics*, 39, 312–320, 1974.
- Reischmann, T. und A. Schraft**, *Der Vogelsberg - Geotope im größten Vulkangebiet Mitteleuropas Teil I: Die Geologie des Vogelsberges*, 9–23, Hessisches Landesamt für Umwelt und Geologie, Wiesbaden, 2009.
- Ritter, E.**, Geomagnetische Tiefensondierungen am Adolf-Schmidt-Observatorium für Erdmagnetismus in Niemeck, *Tagungsband, 13. Kolloquium für elektromagnetische Tiefenforschung, Hornburg*, 13, 3–12, 1990.
- Ritter, O., A. Junge und G. J. K. Dawes**, New equipment and processing for magnetotelluric remote reference observations, *Geophys. J. Int.*, (132), 535–548, 1998.
- Rodi, W. und R. Mackie**, Nonlinear Conjugate Gradients Algorithm For 2-D Magnetotelluric Inversion, *Geophysics*, 66, 174–187, 2001.
- Rodi, W. und R. Mackie**, Kapitel 8: The Inverse Problem, in *The Magnetotelluric Method - Theory and Practice*, herausgegeben von A. D. Chave und A. G. Jones, 347–420, Cambridge University Press, 2012.
- Rosberg, R.**, GEOLORE: Migration from an Experiment to a versatile Instrument, *Tagungsband, 22. Kolloquium für elektromagnetische Tiefenforschung, 1.–5. Oktober 2007, Decin, Tschechische Republik, ISSN 0946-7467*, 2007.

LITERATURVERZEICHNIS

- Sasaki, Y., Full 3-D inversion of electromagnetic data on PC, *J. App. Geophysics*, 46, 45–54, 2001.
- Schäfer, A., L. Haupt, H. Brasse, N. Hoffmann und E. W. Group, The North German Conductivity Anomaly revisited, *Geophys. J. Int.*, 187, 85–98, 2011.
- Schenk, E., Postpliozäne Krustenbewegungen mit Faltenformen in der Wetterau, *Geologische Rundschau*, 43, 93–103, 1955.
- Schmucker, U. und B. Tezkan, 20 Jahre elektromagnetische Tiefenforschung im Rheingraben – eine Zusammenfassung mit Ausblick auf neuere Ergebnisse, *Tagungsband, 12. Kolloquium für Elektromagnetische Tiefenforschung, Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung Hannover*, 12, 17–34, 1988.
- Schmucker, U. und P. Weidelt, Electromagnetic Induction in the earth: Lectures Notes Aarhus, Aarhus, 1975.
- Simpson, F. und K. Bahr, *Practical Magnetotellurics*, Cambridge University Press, 2005.
- Siripunvaraporn, W., G. Egbert und L. Yongwimon, Numerical accuracy of magnetotelluric modelling: A comparison of finite difference approximations, *Earth Planets Space*, 54, 721–725, 2002.
- Siripunvaraporn, W., G. Egbert und L. Yongwimon, Three-dimensional magnetotelluric inversion: data space method, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 150, 3–14, 2005.
- Siripunvaraporn, W. und G. Egbert, WSINV3DMT: Vertical magnetic field transfer function inversion and parallel implementation, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 173, 317–329, 2009.
- Sissingh, W., Wetterau paleogeographic and tectonostratigraphic evolution of the Rhenish Triple Junction, *Palaeogeography, Palaeoclimatology, Palaeoecology*, 196, 229–263, 2003.
- Smirnov, M. Y., Magnetotelluric data processing with a robust statistical procedure having a high breakdown point, *Geophys. J. Int.*, 152, 1–7, 2003.
- Steinke, P., *Finite-Elemente-Methode*, Springer Vieweg, 2012.
- Tezkan, B., Ein Interpretationsversuch zur Erklärung der konträren Phasenverläufe der E- und B-Polarisation am Ostrand der Hessischen Senke mit 2-D Leitfähigkeitsmodellen, *Tagungsband, 12. Kolloquium für Elektromagnetische Tiefenforschung, Niedersächsisches Landesamt für Bodenforschung Hannover*, 12, 35–54, 1988.
- Tietze, K., *Investigating the electrical conductivity structure of the San Andreas fault system in the Parkfield-Cholame region, central California, with 3D magnetotelluric inversion*, Dissertation, Freie Universität Berlin, 2012.
- Tikhonov, A. N., On Determining Electrical Characteristics Of The Deep Layers Of The Earth's Crust, *Doklady*, 73, 295–297, 1950.
- Viljanen, A., Kapitel 3: Description of the magnetospheric/ionospheric sources, in *The Magnetotelluric Method – Theory and Practice*, herausgegeben von A. D. Chave und A. G. Jones, 96–121, Cambridge University Press, 2012.

- Volbers, R., H. Jödicke und J. Untiedt**, Magnetotelluric study of the earth's crust along the deep seismic reflection profile DEKORP 2-N, *Geologische Rundschau, Stuttgart*, 79/3, 581–601, 1990.
- Vozoff, K. und C. M. J. Swift**, Magneto-Telluric Measurements In The North German Basin, *Geophys. Prospecting*, 16, 454–473, 1968.
- Wait, J. R.**, Propagation of radio waves over a stratified ground, *Geophysics*, , (18), 416–422, 1953.
- Wang, T. und F. Sheng**, 3-D electromagnetic anisotropy modelling using finite differences, *Geophysics*, 66, 1386–1398, 2001.
- Wannamaker, E. P.**, Advances in three-dimensional magnetotelluric modeling using integral equations, *Geophysics*, 56, 1716–1728, 1991.
- Weckmann, U., O. Ritter und V. Haak**, A magnetotelluric study of the Damara Belt in Namibia 2. MT phases over 90° reveal the internal structure of the Waterberg Fault/Omaruru Lineament, *Physics of the Earth and Planetary Interiors*, 138, 91–112, 2003.
- Weidelt, P.**, 3-D conductivity models with electrical anisotropy, in *Three-Dimensional Electromagnetics*, herausgegeben von M. Oristaglio und B. Spies, 119–137, SEG, 1999.
- Weidelt, P. und A. D. Chave**, Kapitel 4: The magnetotelluric response function, in *The Magnetotelluric Method - Theory and Practice*, herausgegeben von A. D. Chave und A. G. Jones, 122–164, Cambridge University Press, 2012.
- Weiss, C. J.**, Kapitel 7: The two- and three-dimensional forward problems, in *The Magnetotelluric Method - Theory and Practice*, herausgegeben von A. D. Chave und A. G. Jones, 303–347, Cambridge University Press, 2012.
- Weiss, C. J. und G. A. Newman**, Electromagnetic induction in a general 3D anisotropic earth, Part 2: The LIN preconditioner, *Geophysics*, 68, 922–930, 2003.
- Wiese, H.**, Geomagnetische Tiefentellurik Teil II: Die Streichrichtung der Untergrundstrukturen des elektrischen Widerstandes, erschlossen aus geomagnetischen Variationen, *Geofisica pura e applicata*, 52, 83–103, 1962.
- Wittke, J. und B. Tezkan**, A new meshfree method for magnetotelluric modelling, *Ta-gungsband, 24. Schmucker-Weidelt-Kolloquium für elektromagnetische Tiefenforschung Neustadt a.d.W.*, 310–319, 2011.
- Zeh, A., A. Gerdes, T. M. Will und I. L. Millar**, Provenance and Magmatic-Metamorphic Evolution of a Variscan Island-Arc Complex: Constrains from U-Pb Dating, Petrology, and Geospeedometry of the Kyffhäuser Crystalline Complex, Central Germany, *Journal of Petrology*, 46, 1393–1420, 2005.
- Zhdanov, M. S., S. K. Lee und K. Yoshioka**, Integral equation method for 3D modeling of electromagnetic fields in complex structures with inhomogeneous background conductivity, *Geophysics*, 71, 333–345, 2006.

Danksagung

Ich bedanke mich bei allen, die mich bei dieser Arbeit unterstützt haben. Vor allem möchte ich Herrn Prof. Dr. Andreas Junge für die Diskussionen, Anregungen, Hilfen und wissenschaftliche Betreuung während dieser Zeit und seine Unterstützung in Planung und Durchführung der beiden Messkampagnen danken. Außerdem danke ich Ihm für die Bereitstellung einer Stelle als wissenschaftlicher Mitarbeiter in der Arbeitsgruppe Angewandte Geophysik, auf der ich in den vergangenen fünf Jahren die Forschungen zu dieser Arbeit durchführen konnte sowie die Finanzierung der beiden Messkampagnen.

Ebenso danke ich Herrn Prof. Dr. Klaus Spitzer für die Übernahme des Korreferates dieser Arbeit. Außerdem gilt mein Dank allen Mitarbeiterinnen und Mitarbeitern des Institutes für Geowissenschaften, der Abteilung Geophysik und im Speziellen der gesamten Arbeitsgruppe Angewandte Geophysik für eine angenehme Arbeitsatmosphäre und stets konstruktiven Diskussionen zu verschiedenen Teilen dieser Arbeit. Weiterhin danke ich Marcel Cembrowski, Phillip Hering, Prof. Dr. Peter Prinz-Grimm, Prof. Dr. Alan Woodland und besonders Annika Löwer und Anja Ortelbach für die kritische Durchsicht des Manuskriptes.

Danken möchte ich auch meinen Messhelferinnen und Messhelfern Anne Bublitz, Lukas Fuchs, Julia Hahner, Benjamin Homuth, Annika Löwer, Martin Prasche und Dominik Wallenstein, ohne deren tatkräftige Unterstützung bei Regen, Kälte und Schnee die Datenerhebung in diesem Umfang nicht möglich gewesen wäre. Ebenso danke ich Dr. Rainer Rossberg und Ulrich Matzander für die Unterstützung, in situ Betreuung und schnelle Fehlerbehebung bezüglich der verwendeten Messgeräte.

Weiterhin danke ich dem Geoforschungszentrum Potsdam für die kurzfristige Bereitstellung von Magnetometern und potentialfreie Elektroden aus dem GIPP-Gerätepool.

Außerdem danke ich Dr. Kristina Tietze für die Beratung und Unterstützung bei der Durchführung der 3D-Inversionen, sowie die Bereitstellung der Rechenzeit auf dem Computercluster des GFZ-Potsdam.

Weiterer Dank geht an das Forstamt Nidda und das Forstamt Schotten, sowie die lokalen Förster für die Findung und Bereitstellung geeigneter Messlokalitäten.

Desweiteren bedanke ich mich für die finanzielle Unterstützung von Tagungsreisen durch die Freunde und Förderer der Goethe-Universität Frankfurt.

Abschließend möchte ich mich bei meinen Eltern und meiner Familie bedanken, die mir das Studium der Geophysik ermöglicht und mich währenddessen tatkräftig unterstützt haben.

Ein ganz besonderer Dank gilt meiner Frau Annika, für die Unterstützung, nicht nur fachlicher und messtechnischer Natur, in der Zeit, die ich anstelle mit Ihr mit dieser Arbeit verbracht habe.

Erklärung

Hiermit versichere ich dass ich die Arbeit selbständig ohne die Hilfe Dritter und nur unter Zuhilfenahme der aufgeführten Hilfsmittel verfasst habe. Die den benutzten Quellen wörtlich oder dem Sinn nach entnommene Abschnitte sind als solche gekennzeichnet. Die Dissertation hat in dieser oder ähnlicher Form weder ganz noch in Teilen einer anderen Hochschule zum Zwecke der Promotion vorgelegen.

Teile von Kapitel 6 sind veröffentlicht in:

Löwer, A., Junge, A. (2012) *Limits of 1D Phase Tensor Inversion on 3D Structures* - Abstract Volume 21st Electromagnetic Induction Workshop Darwin, Australia, July 25-31, 2012.

Löwer, A., Junge, A. (2011) *Limits of 1D Phase Tensor Inversion on 3D Structures* - Abstract Volume 24. Schmucker-Weidelt-Kolloquium für elektromagnetische Tiefenforschung, Neustadt a.d.W., 2011

Frankfurt, 28. Mai 2014

Lebenslauf

Persönliche Angaben

Name	Alexander Löwer
geboren	15. August 1984 in Worms

Bildungsweg

08.1991 - 07.1994	Grundschule: Paternusschule Worms-Pfeddersheim
08.1995 - 03.2004	Gymnasium : Gauß Gymnasium Worms
10.2004 - 08.2009 Abschluss	Studium der Geophysik: Goethe-Universität Frankfurt Diplom, Thema der Abschlussarbeit: Kartierung eines endogenen Lavadoms mit Audiomagnetotellurik
seit 09.2009	Promotionsstudium der Geowissenschaften: Goethe-Universität Frankfurt

Beruflicher Werdegang

seit 09.2009	Wissenschaftlicher Mitarbeiter im Institut für Geowissenschaften der Goethe-Universität Frankfurt
--------------	--