

Forschungsberichte
aus
dem Institut
für Höchstfrequenztechnik
und Elektronik
der
Universität Karlsruhe (TH)

Herausgeber:
Prof. Dr.-Ing. W. Wiesbeck

Christian Fischer

Multistatisches Radar zur Lokalisierung von Objekten im Boden

Copyright: Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik
Universität Karlsruhe (TH)

alle Rechte vorbehalten

Druck: Druckerei Gunter Dünnbier, 02779 Großschönau,
Tel. 035841-36757

ISSN: 0942-2935

Vorwort des Herausgebers

Im Vorwort zu dieser Dissertation böte es sich an, über das Problem der Minen und die daraus weltweit resultierende Bedrohung zu diskutieren. Ich möchte mich jedoch auf die technisch-wissenschaftlichen Aspekte der Dissertation konzentrieren. Sie bringt eine Reihe wesentlicher neuer Beiträge zum Stand der Technik. Zu nennen sind hier z.B. die bisher nicht effizient genutzte multistatische Sensortechnik und die darauf angewandte Prozessierung, welche ich im weitesten Sinne dem Digital Beamforming zurechne. In multistatischer Anordnung können mit einer Aufnahmeposition 3D-Bilder der Objekte erzeugt werden. Weiter ist das Sensorkonzept auf ultrabreitbandige Anwendung ausgelegt. Der daraus resultierende Radarsensor kann in vielen Anwendungen für kleine bis mittlere Entfernungen eingesetzt werden. Er kann Objekte ohne mechanische Bewegung orten und 3D-Informationen liefern. Anwendungen können in vielen Bereichen wie der industriellen Fertigung, der Medizin, der Fahrzeugsicherheit oder auch bei der Detektion von Antipersonenminen liegen.

Herr Fischer hat mit seiner Arbeit einen Markstein in der Radarsensorik gesetzt.

Ich wünsche ihm auf seinem weiteren Lebensweg die gleiche glückliche Hand und Erfolg.

Prof. Dr.-Ing. Werner Wiesbeck
- Institutsleiter -

Forschungsberichte aus dem Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik der Universität Karlsruhe (TH)

Herausgeber: Prof. Dr.-Ing. Werner Wiesbeck

- Band 1 Daniel Kähny
Modellierung und meßtechnische Verifikation polarimetrischer, mono- und bistatischer Radarsignaturen und deren Klassifizierung
- Band 2 Eberhardt Heidrich
Theoretische und experimentelle Charakterisierung der polarimetrischen Strahlungs- und Streueigenschaften von Antennen
- Band 3 Thomas Kürner
Charakterisierung digitaler Funksysteme mit einem breitbandigen Wellenausbreitungsmodell
- Band 4 Jürgen Kehrbeck
Mikrowellen-Doppler-Sensor zur Geschwindigkeits- und Wegmessung - System-Modellierung und Verifikation
- Band 5 Christian Bornkessel
Analyse und Optimierung der elektrodynamischen Eigenschaften von EMV-Absorberkammern durch numerische Feldberechnung
- Band 6 Rainer Speck
Hochempfindliche Impedanzmessungen an Supraleiter / Festelektrolyt-Kontakten
- Band 7 Edward Pillai
Derivation of Equivalent Circuits for Multilayer PCB and Chip Package Discontinuities Using Full Wave Models
- Band 8 Dieter J. Cichon
Strahlenoptische Modellierung der Wellenausbreitung in urbanen Mikro- und Pikofunkzellen
- Band 9 Gerd Gottwald
Numerische Analyse konformer Streifenleitungsantennen in mehrlagigen Zylindern mittels der Spektralbereichsmethode
- Band 10 Norbert Geng
Modellierung der Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in Funksystemen durch Lösung der parabolischen Approximation der Helmholtz-Gleichung

Forschungsberichte aus dem Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik der Universität Karlsruhe (TH)

- Band 11 Torsten C. Becker
Verfahren und Kriterien zur Planung von Gleichwellennetzen für den Digitalen Hörrundfunk DAB (Digital Audio Broadcasting)
- Band 12 Friedhelm Rostan
**Dual polarisierte Microstrip-Patch-Arrays für zukünftige satelliten-
gestützte SAR-Systeme**
- Band 13 Marcus Demmler
**Vektorkorrigiertes Großsignal-Meßsystem zur nichtlinearen
Charakterisierung von Mikrowellentransistoren**
- Band 14 Andreas Froese
Elektrochemisches Phasengrenzverhalten von Supraleitern
- Band 15 Jürgen v. Hagen
**Wide Band Electromagnetic Aperture Coupling to a Cavity: An
Integral Representation Based Model**
- Band 16 Ralf Pötzschke
**Nanostrukturierung von Festkörperflächen durch elektrochemische
Metallphasenbildung**
- Band 17 Jean Parlebas
**Numerische Berechnung mehrlagiger dualer planarer Antennen mit
koplanarer Speisung**
- Band 18 Frank Demmerle
**Bikonische Antenne mit mehrmodiger Anregung für den räumlichen
Mehrfachzugriff (SDMA)**
- Band 19 Eckard Steiger
**Modellierung der Ausbreitung in extrakorporalen Therapien
eingesetzter Ultraschallimpulse hoher Intensität**
- Band 20 Frederik Küchen
**Auf Wellenausbreitungsmodellen basierende Planung terrestrischer
COFDM-Gleichwellennetze für den mobilen Empfang**
- Band 21 Klaus Schmitt
**Dreidimensionale, interferometrische Radarverfahren im Nahbereich
und ihre meßtechnische Verifikation**

**Forschungsberichte aus dem
Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik
der Universität Karlsruhe (TH)**

- Band 22 Frederik Küchen, Torsten C. Becker, Werner Wiesbeck
Grundlagen und Anwendungen von Planungswerkzeugen für den digitalen terrestrischen Rundfunk
- Band 23 Thomas Zwick
Die Modellierung von richtungsaufgelösten Mehrwegegebäudefunkkanälen durch markierte Poisson-Prozesse
- Band 24 Dirk Didascalou
Ray-Optical Wave Propagation Modelling in Arbitrarily Shaped Tunnels
- Band 25 Hans Rudolf
Increase of Information by Polarimetric Radar Systems
- Band 26 Martin Döttling
Strahlenoptisches Wellenausbreitungsmodell und Systemstudien für den Satellitenmobilfunk
- Band 27 Jens Haala
Analyse von Mikrowellenheizprozessen mittels selbstkonsistenter finiter Integrationsverfahren
- Band 28 Eberhard Gschwendtner
Breitbandige Multifunktionsantennen für den konformen Einbau in Kraftfahrzeuge
- Band 29 Dietmar Löffler
Breitbandige, zylinderkonforme Streifenleitungsantennen für den Einsatz in Kommunikation und Sensorik
- Band 30 Xuemin Huang
Automatic Cell Planning for Mobile Network Design: Optimization Models and Algorithms
- Band 31 Martin Fritzsche
Anwendung von Verfahren der Mustererkennung zur Detektion von Landminen mit Georadaren
- Band 32 Siegfried Ginter
Selbstkonsistente Modellierung der Erhitzung von biologischem Gewebe durch hochintensiven Ultraschall
- Band 33 Young Jin Park
Applications of Photonic Bandgap Structures with Arbitrary Surface Impedance to Luneburg Lenses for Automotive Radar

**Forschungsberichte aus dem
Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik
der Universität Karlsruhe (TH)**

- Band 34 Alexander Herschlein
Entwicklung numerischer Verfahren zur Feldberechnung konformer Antennen auf Oberflächen höherer Ordnung
- Band 35 Ralph Schertlen
Mikrowellenprozessierung nanotechnologischer Strukturen am Beispiel von Zeolithen
- Band 36 Jürgen von Hagen
Numerical Algorithms for the Solution of Linear Systems of Equations Arising in Computational Electromagnetics
- Band 37 Ying Zhang
Artificial Perfect Magnetic Conductor and its Application to Antennas
- Band 38 Thomas M. Schäfer
Experimentelle und simulative Analyse der Funkwellenausbreitung in Kliniken
- Band 39 Christian Fischer
Multistatisches Radar zur Lokalisierung von Objekten im Boden

**Multistatisches Radar zur Lokalisierung
von
Objekten im Boden**

Zur Erlangung des akademischen Grades eines

DOKTOR-INGENIEURS

von der Fakultät für
Elektrotechnik und Informationstechnik
der Universität Fridericiana Karlsruhe (TH)

genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl.-Ing. Christian Fischer
aus Karlsruhe

Tag der mündlichen Prüfung:

14. Juli 2003

Hauptreferent:

Prof. Dr.-Ing. Werner Wiesbeck

Korreferent:

Prof. Dr. rer. nat. Andreas Kirsch

Korreferent:

Priv.-Doz. Dr.-Ing. habil. Jürgen von Hagen

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Zeit als wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik der Universität Fridericiana Karlsruhe. Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. Werner Wiesbeck, dem Leiter des Instituts, für die wohlwollende Unterstützung dieser Arbeit sowie die Übernahme des Hauptreferats. Ebenso danke ich Herrn Priv.-Doz. Dr.-Ing. habil. Jürgen von Hagen und Herrn Prof. Dr. rer. nat. Andreas Kirsch für die bereitwillige Übernahme der Korreferate.

Das ausgezeichnete, freundschaftliche Arbeitsklima am Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik und die Hilfsbereitschaft aller Kollegen haben entscheidend zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen. Besonderer Dank gebührt Herrn Priv.-Doz. Dr.-Ing. habil. Jürgen von Hagen und Herrn Dr.-Ing. Sascha Wüstling für die konstruktive, kritische Durchsicht des Manuskriptes. Herrn Dr.-Ing. Dietmar Löffler danke ich herzlich dafür, dass er schließlich den Anstoß für den Eintritt in die „heiße Phase“ gab und mich die letzten zwei Jahre unermüdlich aus der Ferne unterstützt hat, des Weiteren für die zeitraubende Korrektur des Manuskriptes. Nicht zuletzt gilt mein Dank meinen Zimmerkollegen Dipl.-Ing. Werner Sörgel und Dipl.-Ing. Marwan Younis für viele anregende Diskussionen.

Ein Dankeschön geht auch an die Studenten, die im Rahmen von Studien- und Diplomarbeiten sowie als wissenschaftliche Hilfskräfte an den Aufgabenstellungen mitgearbeitet haben.

Schließlich geht mein herzlicher Dank an meine Freundin Daniela. Sie hat mich in vielfältiger Weise unterstützt, mir den zum Gelingen der Arbeit nötigen Rückhalt gegeben und schreckte auch vor einer aufmerksamen Durchsicht des Manuskriptes nicht zurück.

Karlsruhe, im Juli 2003

Christian Fischer

Inhaltsverzeichnis

Verzeichnis verwendeter Abkürzungen und Symbole	v
Naturkonstanten	v
Akronyme und Abkürzungen	v
Mathematische Symbole	vi
1 Einleitung	1
1.1 Detektion unterirdischer Objekte mit Bodenradar	1
1.2 Stand der Technik und Aufgabenstellung	2
1.3 Zielsetzung und Gliederung der Arbeit	5
2 Grundlagen und Modellierung von Bodenradaren	9
2.1 Einführung	9
2.2 Systemmodell und Leistungsmerkmale	10
2.2.1 Eigenschaften von Böden und Eindringung elektromagnetischer Wellen	12
2.2.2 Clutter	17
2.2.2.1 Antennenüberkopplung	17
2.2.2.2 Oberflächenstreuung	17
2.2.2.3 Bodenclutter	18
2.2.3 Ziel	19
2.2.4 Empfangsseite	19
3 Multistatisches Bodenradar	20
3.1 Freiheitsgrade einer Radarmessung	20
3.2 Multistatische Systemkonfigurationen	21
3.2.1 (Quasi-)Monostatische bzw. <i>Single-Fixed-Offset</i> -Anordnung	21
3.2.2 <i>Multiple-Fixed-Offset</i> -Anordnung	21
3.2.3 Echt multistatische Anordnung	22
3.3 Vorteile durch Ausnutzung von Winkeldiversität	23
3.4 Die multistatische Antwortmatrix	23
4 Greensche Funktionen für planar geschichtete Medien	28
4.1 Feldtheoretische Grundlagen	28
4.1.1 Maxwellgleichungen	28
4.1.2 Wellengleichungen	30
4.1.3 Ebene Wellen	30
4.1.4 Grenzbedingungen	31

4.1.5	Reflexion und Transmission ebener Wellen an planaren Grenzschichten	31
4.2	Bedeutung der Greenschen Funktion	33
4.3	Darstellung im Ortsbereich	34
4.3.1	Freiraum	34
4.3.2	Halbraum	35
4.3.3	Zweischichtige Hintergrundmedien	35
4.4	Spektraldarstellung	43
4.4.1	Entwicklung elektromagnetischer Felder in ebene Wellen	43
4.4.2	Freiraum	44
4.4.3	Zweischichtiges Hintergrundmedium	45
5	Feldtheoretische Modellierung des Streuproblems	46
5.1	Grundbegriffe	46
5.1.1	Randwert- und Quellenproblem	46
5.1.2	Direktes Streuproblem	47
5.1.3	Inverses Streuproblem	47
5.1.4	Eigenschaften von Streukörpern und Randbedingungen	50
5.1.4.1	Undurchdringliche Objekte	50
5.1.4.2	Durchlässige Objekte und inhomogene Medien	50
5.1.5	Abstrahlbedingungen	52
5.2	Linearisierung des Streuproblems	52
5.2.1	Ray-Tracing und Physikalische Optik	52
5.2.2	Born-Näherung	53
5.3	Tomographische Vorwärtslösung	54
5.3.1	Ewald-Kugel	54
5.3.2	Fourier-Beugungstheorem	56
5.3.3	Beleuchtung durch elektrische Hertzsche Dipole	58
5.3.4	Fixed-Offset Anordnung	59
5.3.5	Zweischichtiges Hintergrundmedium	60
5.3.6	Echt multistatische Anordnung	60
5.4	Vollwellenlösung	61
5.4.1	Randintegralgleichung für 2-D Probleme	61
5.4.1.1	Freiraum	62
5.4.1.2	Halbraum	64
5.4.1.3	Geschichtete dielektrische Medien	64
5.4.1.4	Ergebnisse	65
5.4.2	3-D Simulationen mit Momentenmethode	66
6	Bild gebende Verfahren mit hoher dreidimensionaler Auflösung	69
6.1	Tomographische Rückausbreitung	70
6.1.1	Monostatische Anordnungen	70
6.1.2	Schichtweise Rückausbreitung im Freiraum	71

6.1.3	Zweischichtiges Hintergrundmedium	72
6.1.4	Implementierung	72
6.2	Schnelle 3-D Fokussierung mit dem ω K-Algorithmus	73
6.2.1	Zweischichtiges Hintergrundmedium	74
6.2.2	Implementierung	75
6.3	Vergleich von ω K-Algorithmus und STR	75
6.3.1	Freiraum	75
6.3.2	Zweischichtiger Hintergrund	76
6.3.3	Rechenaufwand	76
6.3.4	Auswirkungen und Korrektur von Scanfehlern	80
6.4	Abtastkriterien und Auflösungsgrenzen	81
6.4.1	Beleuchtung mit ebenen Wellen	81
6.4.2	Seitensicht- und Spotlight-SAR	82
6.4.3	Bodenradar	85
6.5	Tomographische Fokussierung multistatischer Daten	86
6.5.1	<i>Multiple-Fixed-Offset</i>	86
6.5.2	Echt multistatische Anordnungen	87
6.6	Faktorisierungsmethode	88
6.6.1	Fernfeld	89
6.6.2	Freiraum, Nahfeld	92
6.6.3	Zweischichtiges Hintergrundmedium	95
6.6.4	Vektorfelder	95
6.7	Leistungsfähigkeit multistatischer Antennenkonfigurationen	100
7	Einsatz der Verfahren unter realen Bedingungen	103
7.1	Realisierung einer multistatischen Messanordnung	103
7.1.1	Instrumentationsradar	103
7.1.2	Schaltmatrix für acht Antennen	103
7.1.3	Antennen	107
7.1.4	Kenndaten des Messsystems	109
7.2	Kalibration der Rohdaten	110
7.3	Antennenanordnung und Abtastraster	114
7.4	Messungen am Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik	116
7.5	Messungen am Forschungszentrum der Europäischen Union, Ispra	121
8	Zusammenfassung	130
	Literaturverzeichnis	133
A	Anhang	151
A.1	Multistatische Antwortmatrix für regelmässiges 2-D Abtastraster	151
A.2	Ableitung der Wellengleichungen im inhomogenen Medium	151

A.3	2-D Greensche Funktionen für zweischichtiges Hintergrundmedium	152
A.4	Implementierung der Generalized-Pencil-of-Function Methode in MATLAB [®]	153
A.5	Herleitung der Beziehung (5.34)	155
A.6	Tomographische Beziehung für multistatische Anordnung	158
A.7	Informationen zu den am IHE vermessenen Minen	158

Verzeichnis verwendeter Abkürzungen und Symbole

In dieser Arbeit wird für reelle und komplexe Größen dieselbe Schreibweise verwendet. Auf rein reelle Größen wird im Text hingewiesen.

Naturkonstanten

c_0	Lichtgeschwindigkeit im Vakuum: $2,997\,925 \times 10^8 \text{ m/s}$
ε_0	Permittivität des Vakuums: $8,854 \times 10^{-12} \text{ As/(Vm)}$
k	Boltzmann-Konstante: $1,38 \times 10^{-23} \text{ Ws/K}$
μ_0	Permeabilitätskonstante des Vakuums: $4\pi \times 10^{-7} \text{ Vs/(Am)}$
Z_0	Wellenwiderstand des Vakuums: $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} \approx 377 \Omega$

Akronyme und Abkürzungen

APM	Antipersonenmine (engl. <i>Anti-Personnel Mine</i>)
CW	Dauerstrichbetrieb (engl. <i>Continuous Wave</i>)
DCIM	engl. <i>discrete complex image method</i>
FFT	Schnelle Fouriertransformation (engl. <i>Fast Fourier Transform</i>)
FM	Faktorisierungsmethode
FMCW	Frequenzmodulierter Dauerstrichbetrieb (engl. <i>Frequency Modulated Continuous Wave</i>)
GPOF	engl. <i>Generalized Pencil-of-Function</i> Methode
GPR	Bodenradar engl. <i>Ground Penetrating Radar</i>
HWB	Halbwertsbreite (einer Antenne)
IFFT	Schnelle Fourierrücktransformation (engl. <i>Inverse Fast Fourier Transform</i>)
InSAR	Interferometrisches Synthetisches Apertur Radar
ISAR	Inverses Synthetisches Apertur Radar
MAM	multistatische Antwortmatrix
MsMs	Multi-Sensor Mine Signature (Projekt)
PolSAR	Polarimetrisches Synthetisches Apertur Radar
Radar	von engl. <i>Radio Detection and Ranging</i>
RCS	Radarstreuquerschnitt (engl. <i>Radar Cross Section</i>)

SAR	Synthetisches Apertur Radar (engl. <i>Synthetic Aperture Radar</i>)
SFCW	Dauerstrichbetrieb mit Frequenzumschaltung (engl. <i>Stepped Frequency Continuous Wave</i>)
SMD	engl. <i>Surface Mounted Device</i>
STR	schichtweise tomographische Rückausbreitung
TE	transversal elektrisch (Polarisation)
TM	transversal magnetisch (Polarisation)
UXO	Blindgänger (engl. <i>Unexploded Ordnance</i>)
VNWA	Vektor-Netzwerkanalysator
ω K	ω K-Algorithmus, auch engl. <i>Range Migration Algorithm</i>

Mathematische Symbole

$\angle a$	Argumentwinkel einer Größe
\bar{A}	Dyade
\hat{a}	Einheitsvektor
A	Matrix
\mathcal{O}	Landau-Symbol (Ordnung)
\tilde{A}	Spektralbereichsgröße
\mathbf{A}^T	Transponierte einer Matrix
\vec{a}	Vektor
Δ	Laplaceoperator
div	Differentialoperator der Divergenz
grad	Differentialoperator des Gradienten
I	Einheitsmatrix, Identitätsoperator
$\text{Im}\{a\}$	Imaginärteil einer komplexen Größe
$\text{Re}\{a\}$	Realteil einer komplexen Größe
$\text{rot } \vec{A}$	Differentialoperator der Rotation
\propto	Proportionalität
∞	Unendlich
\approx	Ungefähr
$\circ \rightarrow \bullet$	Fouriertransformation
$\bullet \rightarrow \circ$	Fourierrücktransformation
$\partial/\partial \hat{v}$	Richtungsableitung
\mathcal{R}	Operatorbereich (engl. <i>Range</i>)

Kleinbuchstaben

a	Antennenapertur
a_{ikn}	Gewichtsfaktor einer komplexen Spiegelquelle (auf k_{iz} parametrisiert)
a'_{12n}, a'_{21n}	Gewichtsfaktor Phasenterm in g_{12} bzw. g_{21}

\tilde{a}_{ikn}	Gewichtsfaktor einer komplexen Spiegelquelle (auf t parametrisiert)
a'_{12n}, a'_{21n}	Ortskoeffizient in der Approximation des Phasenterms von g_{12} bzw. g_{21}
b_{ikn}	Ort einer komplexen Spiegelquelle (auf k_{iz} parametrisiert)
\tilde{b}_{ikn}	Ort einer komplexen Spiegelquelle (auf t parametrisiert)
c_G	Gruppengeschwindigkeit (in m/s)
c_P	Phasengeschwindigkeit (in m/s)
$ds(\cdot)$	Wegelement eines Umlaufintegrals
f	Frequenz oder Funktion $f(\cdot)$
g	skalare Greensche Funktion
g_{2-D}	Greensche Funktion eines 2-D Problems
g_{2M}	Greensche Funktion eines zweischichtigen Mediums
g_{HR}	Greensche Funktion eines Halbraums
$g_{ik}^{S,P}$	Greensche Funktion eines Zweischichtmediums (senkrechte bzw. parallele Polarisation)
i	Reihenindex
j	imaginäre Einheit, $j = \sqrt{-1}$
k	Wellenzahl (in m^{-1}), auch Boltzmann-Konstante
k'	Realteil der Wellenzahl $k = k' - jk''$
k''	Imaginärteil der Wellenzahl $k = k' - jk''$
k^i	Wellenzahl einfallende Welle
k_0^m	monostatische Wellenzahl $k_0^m = 2k_0$
k_ρ	Querkomponente der Wellenzahl $k_i = \sqrt{k_\rho^2 + k_{iz}^2}$
$k_{x,y,z}$	Komponente des Wellenzahlvektors $\vec{k} = \hat{x}k_x + \hat{y}k_y + \hat{z}k_z$
k_z^m	monostatische vertikale Wellenzahl
\vec{k}	Wellenzahlvektor (in m^{-1})
\vec{k}_i	Wellenzahlvektor im Medium i (in m^{-1})
\vec{k}_{nh}	Wellenzahlvektor einer inhomogenen ebenen Welle (in m^{-1})
k_0	Wellenzahl im Freiraum (in m^{-1})
l	Längenanteil im Dipolmoment Il
n	Brechungsindex
n	Reihenindex
n'	Realteil des Brechungsindex $n = n' - jn''$
n''	Imaginärteil des Brechungsindex $n = n' - jn''$
$\vec{p}_{T,R}$	Dipolausrichtung Sender bzw. Empfänger
q	skalare Anregungsfunktion
\vec{q}	vektorielle Anregungsfunktion
r	Distanz

r_n	Distanz einer komplexen Spiegelquelle
t	Zeit (in s)
t	Laufvariable einer Parameterkurve
u	beliebiges Skalarfeld
u^i	einfallendes Feld
u^s	gestreutes bzw. gebeugtes Feld
u^t	Gesamtfeld
x	Querkomponente des Ortsvektors $\vec{x} = \hat{x}x + \hat{y}y + \hat{z}z$
\vec{x}	Ortsvektor
$\vec{x}_{\partial D}$	Punkt auf Streuerberandung
$\vec{x}_{T,R}$	Position der Sende- bzw. Empfangsantenne
y	Querkomponente des Ortsvektors $\vec{x} = \hat{x}x + \hat{y}y + \hat{z}z$
z	Höhenkomponente des Ortsvektors $\vec{x} = \hat{x}x + \hat{y}y + \hat{z}z$
z_2	Tiefe eines vergrabenen Objektes
z_A	Antennen- bzw. Aperturhöhe
z_d	Eindringtiefe
z_H	Höhe einer Mediengrenze
z_R	Höhe der Empfangsantenne
z_T	Höhe der Sendeantenne

Großbuchstaben

A_{ik}	Koeffizient in Nyström-Matrix
B	Bandbreite (in Hz)
\vec{B}	magnetische Induktion (in Vs/m ²)
D	Geometrie eines Streukörpers
\vec{D}	elektrische Verschiebungsdichte (in As/m ²)
\vec{E}	elektrische Feldstärke (in V/m)
\vec{E}^s	gestreutes elektrisches Feld
\check{E}^s	durch Stolt-Interpolation gewonnenes gestreutes elektrisches Feld
\vec{E}^t	elektrisches Gesamtfeld
$\vec{E}^{S, \text{Pi}, r, t}$	elektrische Feldstärke einer einfallenden, reflektierten bzw. transmittierten ebenen Welle für senkrechte bzw. parallele Polarisation (in V/m)
$E_{x,y,z}$	Vektorkomponente der elektrischen Feldstärke
\overline{G}	dyadische Greensche Funktion
\overline{G}_{ik}	dyadische Greensche Funktion eines zweischichtigen Mediums
G_R	Gewinn der Empfangsantenne
G_T	Gewinn der Sendeantenne
\vec{H}	magnetische Feldstärke (in A/m)
$\vec{H}^{S, \text{Pi}, r, t}$	magnetische Feldstärke einer einfallenden, reflektierten bzw. transmittierten ebenen Welle für senkrechte bzw. parallele Polarisation (in V/m)

$H_n^{(1,2)}$	Hankelfunktion n . Ordnung erster bzw. zweiter Art $H_n^{(1,2)} = J_n \pm Y_n$
I	Anregungsstrom eines Dipols mit Moment Il
\vec{J}_c	Leitungsstromdichte (in A/m ²)
\vec{J}^i	eingeprägte Stromdichte (in A/m ²)
\vec{J}_s	Flächenstromdichte (in A/m)
J_n	Besselfunktion n . Ordnung
K	Integrationskern Nyström-Methode
K_{SP}	Anteil der reellen Spiegelquelle im Integrationskern Nyström-Methode
K_{SP2M}	Anteil komplexer Spiegelquellen im Integrationskern Nyström-Methode
L	Linearer Operator, auch Systemverluste
L_B	Dämpfung durch Ausbreitung im verlustbehafteten Boden
L_K	Antennenüberkopplung
L_R	Verluste im Radar (Antenne, Empfänger)
L_T	Transmissionsverluste beim Übergang Luft-Boden
\mathbf{M}	multistatische Antwortmatrix
N	Anzahl komplexer Spiegelquellen, Anzahl der Stützpunkte einer Randkurve, Antennenanzahl, auch spektrale Rauschleistungsdichte (in W/Hz)
O	Objekt- bzw. Kontrastfunktion
P	Propagator bzw. Übertragungsfunktion des Raumes
P_B	Leistung des Bodenclutters
P_C	Leistung der Störbeiträge Clutter, Oberfläche und Kopplung
P_K	Empfangsleistung aufgrund von Antennenüberkopplung
P_N	thermische Rauschleistung
P_O	Empfangsleistung aufgrund von Oberflächenstreuung
P_R	Empfangsleistung
P_T	Sendeleistung
P_Z	Leistung vom Ziel
$P_{Z,\min}$	mindestens erforderliche Leistung vom Ziel
R_k	Koeffizient in Nyström-Matrix
$R_{ik}^{S,P}$	Reflexionsfaktor für ebene Welle aus Medium k an Grenzschicht zu Medium i (senkrechte bzw. parallele Polarisierung)
$\tilde{R}_{ik}^{S,P}$	verallgemeinerter Reflexionsfaktor für mehrschichtige Anordnung
S_{ik}	Streuparameter, $i, k = 1,2$ oder h, v
S_{ik}^e	Streuparameter Fehlermodell Bodenradar, $i, k = 1,2$
S^m	gemessenes, fehlerbehaftetes Signal vom Ziel
S^o	tatsächliches Signal des Ziels
S^p	Streuparameter unendlich ausgedehnter Platte, $S^p = -1$
SCR	Signal-zu-Clutter-Verhältnis (engl. <i>signal-to-clutter power ratio</i>)

SCR_{\min}	mindestens erforderliches Signal-zu-Clutter-Verhältnis am Empfängereingang
S^m	Streuparameter unkalibrierte Messung
SNR	Signal-zu-Rausch-Verhältnis (engl. <i>Signal-to-noise power ratio</i>)
SNR_{\min}	mindestens erforderliches Signal-zu-Rausch-Verhältnis am Empfängereingang
SP	System-/Gütekennzahl (engl. <i>system performance</i>) eines Radars
T	Rauschtemperatur
T_0	Parameter in GPOF-Approximation
$T_{ik}^{S,P}$	Transmissionsfaktor für ebene Welle aus Medium k durch Grenzschicht nach Medium i (senkrechte bzw. parallele Polarisation)
$\tilde{T}_{ik}^{S,P}$	verallgemeinerter Transmissionsfaktor für mehrschichtige Anordnung
V	Integraloperator der Faktorisierungsmethode
\vec{V}	beliebiges Vektorfeld
W	Schätzfunktion der Faktorisierungsmethode
Y_n	Neumannfunktion n . Ordnung
Z_0	Wellenwiderstand im Vakuum $Z_0 = 120\pi\Omega$
Z_W	Wellenwiderstand (in Ω)

Griechische Buchstaben

α	Dämpfungskonstante (in m^{-1}), auch Regularisierungsparameter Faktorisierungsmethode
β	Phasenkonstante (in rad/m)
γ	Ausbreitungskonstante $\gamma = \alpha + j\beta$ (in m^{-1})
Δ_k	Bandbreite im Wellenzahlbereich
$\vec{\Delta}_{TR}$	räumlicher Abstand von Sende- und Empfangsantenne
δ	Diracfunktion
δ_e	effektiver dielektrischer Verlustwinkel
∂D	Berandung eines Streukörpers
ε	Permittivität (in As/Vm)
ε'	Realteil der Permittivität $\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''_{ges}$
ε''_{ges}	Imaginärteil der Permittivität $\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''_{ges}$
ε_r	relative Permittivität $\varepsilon = \varepsilon_0\varepsilon_r$
ε'_r	Realteil der relativen Permittivität $\varepsilon_r = \varepsilon'_r - j\varepsilon''_{r,ges}$
$\varepsilon''_{r,ges}$	Imaginärteil der relativen Permittivität (dielektrische und Leitungsverluste) $\varepsilon_r = \varepsilon'_r - j\varepsilon''_{r,ges}$
ε''_r	Imaginärteil der relativen Permittivität (nur dielektrische Verluste) $\varepsilon_r = \varepsilon'_r - j\varepsilon''_{r,ges}$

θ_{HWB}	Antennenhalbwertsbreite
θ^i	Normalenwinkel einer einfallenden ebenen Welle
θ^r	Normalenwinkel einer reflektierten ebenen Welle
θ^t	Normalenwinkel einer transmittierten ebenen Welle
λ	Wellenlänge
λ_c	Wellenlänge Mittenfrequenz (engl. <i>wavelength at center frequency</i>)
μ	Permeabilität (in Vs/Am)
μ'	Realteil der Permeabilität $\mu = \mu' - j\mu''$
μ''	Imaginärteil der Permeabilität $\mu = \mu' - j\mu''$
μ_r	relative Permeabilität $\mu = \mu_0\mu_r$
μ'_r	Realteil der relativen Permeabilität $\mu_r = \mu'_r - j\mu''_r$
μ''_r	Imaginärteil der Permeabilität $\mu_r = \mu'_r - j\mu''_r$
$\hat{\nu}$	Normaleneinheitsvektor
ρ	Querkomponente eines Ortsvektors $ \vec{x} = \sqrt{\rho^2 + z^2}$
ρ	Raumladungsdichte (in As/m ³)
ρ_s	Flächenladungsdichte (in As/m ²)
σ	Radarstreuquerschnitt (in m ²), auch Leitfähigkeit (in A/Vm)
σ_C^0	auf Volumen normierter Radarstreuquerschnitt bedingt durch Clutter (in dBsm/m ³)
σ_O^0	auf Fläche normierter Radarstreuquerschnitt einer rauhen Oberfläche (in dBsm/m ²)
σ_O	Radarstreuquerschnitt einer rauhen Oberfläche (in dBsm)
σ_n	Singulärwert
τ	Laufvariable einer Parameterkurve
ϕ_n	Komponente einer Singulärwertzerlegung
φ	Dichtefunktion
ψ_n	Komponente einer Singulärwertzerlegung
ω	Kreisfrequenz (in Hz)

Hochindizes

S	senkrechte Polarisierung
P	parallele Polarisierung
i	einfallendes Feld engl. <i>incident</i> , auch eingepreßt, engl. <i>impressed</i>
r	reflektiertes Feld
t	transmittiertes Feld oder Gesamtfeld

Tiefindizes

1	Medium 1
2	Medium 2

2M	zweischichtiges Medium
A	Antenne
c	engl. <i>center</i> , Mitte
∂D	Berandung eines Streukörpers
Δ	Abtastabstand oder Auflösung
i	Reihenindex oder Nummer eines Mediums
ik	Doppelindex, auch Polarisation $i, k = 1, 2$ oder h, v
k	Reihenindex oder Nummer eines Mediums
min	Minimum
max	Maximum
m	Reihenindex
n	Reihenindex
R	Empfänger engl. <i>Receiver</i>
T	Sender engl. <i>Transmitter</i>
x, y, z	Vektorkomponente
∞	Fernfeld

1 Einleitung

1.1 Detektion unterirdischer Objekte mit Bodenradar

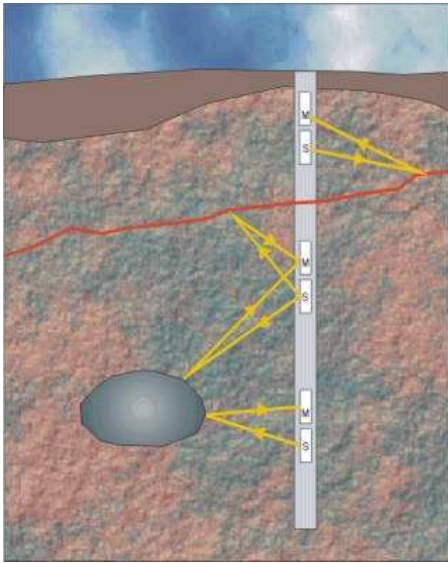
Die Suche nach Bodenschätzen in der Öl- oder rohstofffördernden Industrie hat eine Gemeinsamkeit mit der zerstörungsfreien Prüfung, der Lokalisation von vergrabenen Müll, der Archäologie und der Forensik: Es müssen Gegenstände oder Bereiche lokalisiert werden, die man mit bloßem Auge nicht sehen kann [Osw88, BNST93, Bar95, GLA95, BFS95, Tra95, Ama95, Dan96]. Ein weiteres Anwendungsbeispiel resultiert aus der Schließung einer großen Anzahl von Militärstandorten seit Ende des kalten Krieges. Auf vielen der nun zur zivilen Nutzung freierwerdenden Flächen verbleibt nämlich eine signifikante Anhäufung von Blindgängern (engl. *Unexploded Ordnance, UXO*) und anderen Verseuchungen, die gefunden und entfernt werden müssen.

Mit diesem Problem verwandt ist die Identifikation und Wiedernutzbarmachung von Gebieten, die durch Antipersonenminen verseucht sind — ein Problem, von dem mindestens siebenzig Länder der Erde mit dramatischen Auswirkungen auf Bevölkerung und Wirtschaft betroffen sind [USD98]. Die Suche nach Antipersonenminen stellt Hintergrund und Motivation dieser Arbeit dar, wobei sich die gewonnenen Ergebnisse auch in anderen der oben aufgelisteten Anwendungsbereiche gewinnbringend einsetzen lassen. Die Anforderungen der Minensuche sind sehr breitgefächert. Eine Vielzahl verschiedener Minenarten muss in völlig unterschiedlichen Umgebungen mit sehr hoher Wahrscheinlichkeit detektiert werden können. Ein einzelner Sensor genügt daher nicht zur Problemlösung, stattdessen ist eine kombinierte Ausnutzung möglichst verschiedenartiger physikalischer Phänomene in einem *Multisensor-system* anzustreben. Im fünften Rahmenprogramm der Europäischen Union wurde dieser Ansatz in dem Projekt „HOPE“ (Hand-held OPERational dE-mining system) verfolgt, in dessen Rahmen Teile der vorliegenden Arbeit entstanden [HOP, HOP02].

Von der Vielzahl möglicher Verfahren, die bereits im Einsatz¹ oder im Forschungsstadium sind², soll hier nur das Bodenradar als Vertreter aktiver Mikrowellenverfahren betrachtet werden. Diesem mittlerweile recht gründlich erforschten Verfahren wird seit Jahren ein großes Potential vorausgesagt. So erfolgte z.B. in der vom GICHD (Geneva International Centre for Humanitarian Demining) herausgegebenen Studie „Mine Action Equipment: Study of Global Operational Needs“ die Einstufung, dass Bodenradar trotz signifikanter Probleme schneller als andere Verfahren einsatzbereit sein und dann dringend benötigt werde, wenn in neuen Minenfeldern völlig nicht-metallische Minen auftreten [GIC02].

¹Hauptsächlich Stochernadel, Metalldetektoren, Spürhunde und gepanzerte Räumfahrzeuge.

²Elektromagnetische Induktion, Mikrowellenradiometrie, Infrarotaufnahmen, Nuclear Quadrupole Resonance, chemische Detektoren, etc.



(a) Funktionsprinzip des Bohrlochradars.



(b) Komplettsystem „RAMAC“ von GEOSIGMA.

Bild 1.1: Bohrlochradar.

1.2 Stand der Technik und Aufgabenstellung

Nachdem CHRISTIAN HÜLSMEYER mit seiner Patentanmeldung „Verfahren, um entfernte metallische Gegenstände mittels elektrischer Wellen einem Beobachter zu melden“ [Hül04] und GUGLIELMO MARCONI mit Versuchen zur Detektion von Schiffen im Jahr 1904 die Radartechnik auf den Weg brachten, berichtete HEINRICH LÖWY nur sechs Jahre später in der Physikalischen Zeitschrift über die Möglichkeit, Erzvorkommen und Grundwasser anhand reflektierter elektromagnetischer Wellen aufzufinden [Löw10]. Diese Idee führte im selben Jahr zur Erteilung eines deutschen Patentbesitzes an LEIMBACH und LÖWY [LL10]. Die Autoren beschrieben ein Verfahren, bei dem zur Vermessung eines unbekannten Gebiets eine Anordnung von Bohrlöchern verwendet wurden, in die paarweise Sendee- und Empfangsdipole versenkt wurden. Durch Variieren der Anordnung konnte anhand der auftretenden Dämpfung zwischen Sendee- und Empfangsantenne ein ungefähres Bild des Bodens rekonstruiert werden.

Auch heute noch ist Bohrlochradar (engl. *borehole radar*) unverzichtbar, wenn eine sehr gute Ankopplung der Antennen an den Boden und große Eindringtiefen erreicht werden sollen [LS02]. Ein Beispiel ist das südafrikanische „DEEPMINE“ Projekt, bei dem Goldreserven in einer Tiefe von über 3,5 km aufgespürt werden sollen [TME⁺02, Kel00b]. Funktionsprinzip und ein Beispiel für heutige Komponenten sind in Bild 1.1 dargestellt.

Das zweite von LEIMBACH und LÖWY eingeführte Verfahren arbeitete mit auf der Oberfläche aufgesetzten Antennen und ähnelte damit schon heute gängigen portablen Geräten (Bild 1.2). Allerdings war in den Anfangstagen nur Continuous-Wave Betrieb (CW) mög-

lich, so dass die Tiefe einer Reflexionsschicht (z.B. Grundwasser oder Erzvorkommen) anhand der Interferenz zwischen der direkten Antennenüberkopplung und dem reflektierten Signal zu bestimmen war. 1926 wurde dann von HÜLSENBECK et al. die Nutzung von Pulsradar patentiert, was zu erheblich besseren Ergebnissen in der Tiefenauflösung führte. Die meisten der kommerziellen Bodenradare arbeiten heute noch mit gepulsten Signalen.

Zwischenzeitlich lassen die technischen Möglichkeiten eine Vielzahl von Betriebsarten zu, die in den Anfangsjahren der Radartechnik undenkbar waren. Zu erwähnen ist insbesondere die Möglichkeit kohärenter, d.h. phasentreuer Messungen über sehr große Bandbreiten, die die Voraussetzung für fokussierende Algorithmen und Radar mit synthetischer Apertur (SAR) darstellt. Diese Verfahren werden seit einiger Zeit auch für Bodenradare eingesetzt, da sie hochaufgelöste 3-D Bilder des Bodens generieren können (Bild 1.3).

Die Bilder 1.2 und 1.3 geben einen ersten Eindruck von der Vielzahl an Anwendungen, die zwischenzeitlich mit Hilfe kommerzieller Bodenradare möglich wurden. Leider gibt es im Bereich der Antipersonenminendetektion trotz erheblicher Forschungsaktivitäten in den letzten Jahren [SFNF95, AGM⁺96, AMB98, Dan98b, Dan98a, Dan98c, Chi98, SPV98, CGM⁺99, SG99, Gen01, CSH02] große Probleme, die dazu führten, dass bisher keine feldtauglichen Lösungen vorhanden sind [Sie00, Bla02, GIC02].

Dies hat verschiedene Gründe:

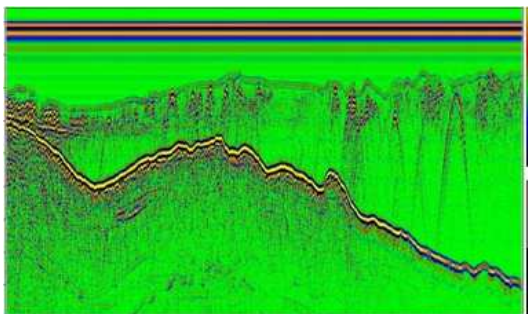
1. Die Antennen eines zur Minensuche einzusetzenden Radars dürfen aufgrund der Gefahr eines versehentlichen Auslösens der Mine, beispielsweise durch am Boden verlegte Stolperdrähte, nicht direkt in Kontakt mit der Erdoberfläche sein [Bla02], sondern müssen mindestens 5 cm oberhalb geführt werden. Dadurch verschlechtert sich drastisch die Einkopplung der Energie in den Boden, da die Möglichkeit entfällt, die Antennen an die elektrischen Eigenschaften des Bodens anzupassen. Gleichzeitig ergibt sich insbesondere bei senkrecht nach unten ausgerichteten Antennen ein sehr starkes Störsignal durch die Reflexion bzw. Streuung an der Bodenoberfläche.
2. Die Störbeiträge aufgrund unerwünschter Ziele (engl. *Clutter*) wie Oberflächenstreuung oder Inhomogenitäten des Bodens sind sehr hoch. Die Signale der zu detektierenden Ziele liegen häufig um Größenordnungen unterhalb des Clutterniveaus, so dass neuartige, bisher in der Radartechnik nicht genutzte Detektionsverfahren nötig sind [Fri01]. Gleichzeitig wird in der Minensuche eine hohe Detektionswahrscheinlichkeit $>99,6\%$ gefordert, um Bodenradar als eigenständigen oder zumindest Bestätigungssensor (engl. *confirming sensor*) etablieren zu können.
3. Es sind etwa 700 verschiedenen Minen bekannt [LN97], die sich in Form und Beschaffenheit sehr stark unterscheiden. Einige Beispiele sind in Bild 1.4 gezeigt. Die Fotos Bild 1.4(b) und 1.4(c) vermitteln bereits einen optischen Eindruck darüber, wie schwierig das Auffinden von Minen und UXO im offenen Gelände ist. Die Größe der Minen liegt meistens im Bereich 5–15 cm woraus sich als Anforderung eine Ortsauflösung im Bereich weniger Zentimeter ergibt [Bla02]. Technisch sind Bandbreiten von einigen Gigahertz zwar mit machbarem Aufwand erreichbar, allerdings wird der nutzbare



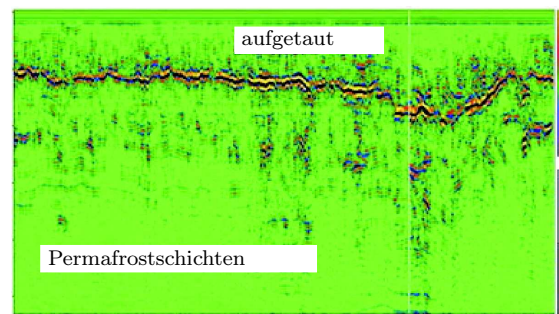
(a) Fahrbares System „Pipehawk“ von EMRAD, Ltd., Mittenfrequenz 500 MHz.



(b) Handgetragenes System „SPRscan“ von ERA Ltd., Mittenfrequenz wählbar ab 250 MHz.

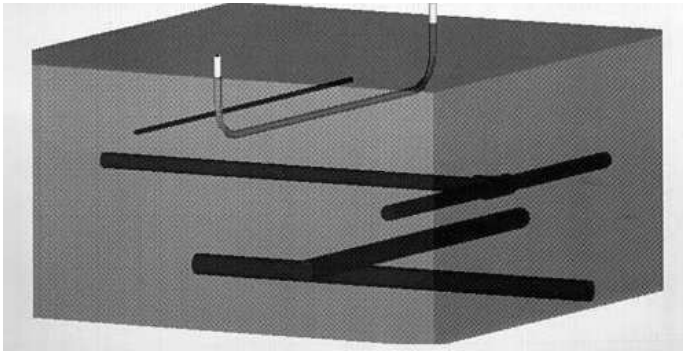


(c) Verlauf des Grunds eines Sees in 1,5–4 m Tiefe, aufgenommen durch den Boden eines Plastikbootes („Zond-12c“, GeoRadar®, Inc.).

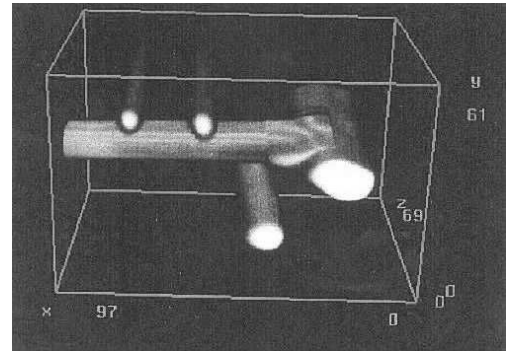


(d) Permafrostgrenze in Ostsibirien in ca. 50 m Tiefe, aufgenommen bei 150 MHz Mittenfrequenz („Zond-12c“, GeoRadar®, Inc.).

Bild 1.2: Kommerziell erhältliche Bodenradare und geologische Anwendungen.



(a) Testkonfiguration von Röhren in 0,6–1,8 m Tiefe (Sand).



(b) 3-D Radarbild der Röhrenanordnung.

Bild 1.3: Beispiel für Bauinspektion mit „Zond-12c“, GeoRadar[®], Inc.

Frequenzbereich durch das stark frequenzselektive Dämpfungsverhalten der meisten Böden (Tiefpasscharakter) zu höheren Frequenzen hin begrenzt (siehe Abs. 2.2.1). Zusätzlich können sich die dielektrischen Eigenschaften bestimmter Minen und Böden stark ähneln, so dass sich ein geringer Kontrast ergibt. Dies macht eine hohe Dynamik des Systems erforderlich.

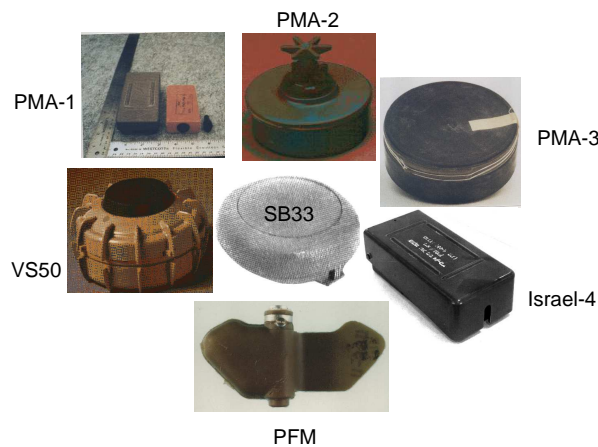
4. Nicht zuletzt spielen praktische Gründe eine große Rolle. Zu nennen sind die äußerst unterschiedlichen Umgebungen, in denen Antipersonenminen auftreten. Sie reichen von Wüsten über Dschungel, Sümpfe und Reisfelder bis hin zu dörflich/städtischen Szenarien. Ein weiterer Aspekt ist die Gewöhnung der Minenräumer an bewährte Techniken und der langwierige Prozess der Vertrauensbildung in ein neues Verfahren. Wichtig sind außerdem ein geringer Preis pro Einheit (<5000 US\$), geringes Gewicht und niedriger Energieverbrauch sowie eine möglichst einfache Bedienung (*man machine interface*).

1.3 Zielsetzung und Gliederung der Arbeit

Aus den zuvor beschriebenen Problemen folgt unmittelbar das Ziel dieser Arbeit. Es soll ein Systemkonzept für Bodenradare gefunden werden, das es erlaubt, im Vergleich zu herkömmlichen Systemen Messungen mit höherem Informationsgehalt durchzuführen und somit insbesondere eine bessere Auflösung und Resistenz gegen Clutter zu erzielen.

Der Lösungsansatz dieser Arbeit besteht in einer Kombination von *multistatischen* Antennenanordnungen und neuartigen Prozessierungsverfahren.

Während in der Literatur zahlreiche Bodenradare zu finden sind, die ultrabreitbandig operieren und sowohl Antennenbewegung als auch Polarisierung ausnutzen, wurde bisher wenig Gewicht auf die Ausnutzung von *Winkeldiversität* gelegt. Sie ergibt sich, wenn ein bestimmtes Szenario sowohl mit mono- als auch bistatischen Radarkanälen vermessen wird. Dieser Ansatz wird von Geophysikern bei der Impedanztomographie verfolgt [JKWC02] und wurde



(a) Verschiedene Antipersonenminen, Durchmesser 6–10 cm (Abbildung nicht maßstäblich).



(b) „Bombies“: experimentelle Sprengkörper, die millionenfach im Vietnam-Krieg aus der Luft abgeworfen wurden.



(c) Antipanzermine.



(d) Blindgänger (UXO).

Bild 1.4: Verschiedene Sprengkörper: Antipersonen-, Antipanzermine und Blindgänger.

im Rahmen dieser Arbeit zunächst motiviert durch die herausragenden Rekonstruktionsergebnisse, die mit Einführung der sogenannten *Faktorisierungsmethode* durch KIRSCH et. al. erzielt werden konnten [CK96, Kir98, Kir99, KR00, Kir00].

Der multistatische Ansatz dieser Arbeit greift auch derzeitige Trends in Fernerkundung (z.B. das multistatische „Cartwheel“-Konzept [MTRP00]), militärischen Anwendungen [IT02], KFZ-Radar [RHLS02] und Kommunikation (Multiple-In-Multiple-Out, MIMO [Fos96, FG98]) auf.

Die Verifikation der Ideen dieser Arbeit soll anhand von Radarbildern mit hoher 3-D Auflösung erfolgen. Hierzu wurden schnelle tomographische Verfahren entwickelt und erstmals auf multistatische Konfigurationen angewendet. Der zweite Schwerpunkt dieser Arbeit liegt in der Erweiterung und erstmaligen Anwendung der Faktorisierungsmethode auf 3-D

Probleme im Nahbereich.

Kapitel 2 beschäftigt sich zunächst mit der systemtechnischen Betrachtung des Bodenradars, welche die verschiedenen Komponenten einschließt und die Bewertung sowie Optimierung eines Systems erlaubt.

In Kapitel 3 werden die Freiheitsgrade einer Radarmessung unter besonderer Beachtung der Winkeldiversität erläutert. Verschiedene, für die Praxis relevante multistatische Konfigurationen werden beschrieben und die zu erwartenden Vorteile gegenüber (quasi-) monostatischen Systemen aufgelistet. Das Kapitel schließt mit der Einführung der *multistatischen Antwortmatrix* [Kir00], die die Messdaten eines multistatischen Systems in einer für die Faktorisierungsmethode geeigneten Weise erfasst und hier auf 3-D Probleme verallgemeinert wird.

Das den in Kapitel 6 behandelten Bild gebenden Verfahren zugrundeliegende geometrische Modell besteht in einer planaren, vertikalen Schichtung zweier Medien, wobei die obere Luftschicht die Antennen beherbergt und der Boden durch eine zweite dielektrische und verlustbehaftete Schicht modelliert wird. Kapitel 4 stellt zunächst die benötigten feldtheoretischen Grundlagen bereit und geht dann auf die entsprechenden Greenschen Funktionen ein, wobei zunächst über die Methode diskreter komplexer Bilder eine Näherungslösung im Ortsbereich vorgestellt wird. Es wird ein bisher in der Literatur nicht beschriebener Ansatz für die Transmission verfolgt, der auch für Quellen und Empfänger nahe der Grenzschicht gültig ist. Abgeschlossen wird dieser Teil durch die Spektralbereichsdarstellung der Greenschen Funktion, die die Basis für die tomographischen Verfahren in Abs. 5.3 bilden.

Das *Vorwärtsstreuproblem* wird in zunächst linearisierter Form mittels tomographischer Methoden in den ersten Abschnitten des Kapitels 5 behandelt, wobei der Bezug zu multistatischen Systemen in Abs. 5.3.4 und 5.3.6 hergestellt wird. Die Restriktion der Linearisierung wird in Abs. 5.4 aufgehoben und eine schnelle Randintegralmethode zur Generierung von synthetischen Streudaten in 2-D und Nahbereich für geschichtete Medien vorgestellt. Diese Daten werden zunächst verwendet, um die Faktorisierungsmethode in der in Abs. 6.6 dargestellten Implementierung zu testen. Zur numerischen Generierung von 3-D Streudaten wird ein kommerzielles Momentenmethode-Programms verwendet (Abs. 5.4.2).

Kapitel 6 behandelt die Lösung des *inversen Streuproblems* mittels Bild gebenden Verfahren, denen eine hohe dreidimensionale Ortsauflösung eigen ist. Traditionell lassen sich die verfügbaren Algorithmen in zwei große Kategorien einteilen: „schnelle“ linearisierte Verfahren, die eine Näherungslösung generieren, und „langsame“ nichtlineare, aber genauere Verfahren. Bei Beschränkung auf schnelle Verfahren mit der Möglichkeit der Echtzeitverarbeitung speziell in einem handgetragenen Gerät ist zunächst die tomographische Rückausbreitung eine attraktive Möglichkeit. Sie wird hier nach Wissen des Verfassers erstmals auch im geschichteten Medium durch die Stolt-Interpolation beschleunigt. Abs. 6.4 bietet einen Exkurs und stellt vor, wie für verschiedene Radarkonfigurationen anhand der Betrachtung im Spektralbereich auf einfache Weise Auflösungsgrenzen und Abtastkriterien abgeschätzt werden können. In Abs. 6.6 wird mit der Faktorisierungsmethode eine sehr aufwandsgünstige nichtlineare Alternative zu iterativen Verfahren eingeführt, die mit monofrequenten Daten

arbeitet und somit eine Möglichkeit darstellt, den Hardwareaufwand eines breitbandigen multifrequenten Radars reduzieren.

Die messtechnische Verifikation der entwickelten Verfahren ist Thema von Kapitel 7. Die Realisierung eines geeigneten multistatischen Antennensystems für acht Strahlerelemente wird in Abs. 7.1 beschrieben. Neben der Kalibration (Abs. 7.2) ist die Anordnung der Antennenelemente und eine entsprechende Verfahstrategie des Sensorkopfes entscheidend dafür, dass ausreichend viele Daten bei gleichzeitig geringstmöglichen Schaltungsaufwand gewonnen werden (Abs. 7.3). Messungen wurden sowohl am Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik (Abs. 7.4) als auch auf dem „Joint Multi-Sensor Mine Signature“-Testgelände am Forschungszentrum der Europäischen Union in Ispra (VA) durchgeführt (Abs. 7.5).

Kapitel 8 schließt die Arbeit mit einer Zusammenfassung ab.

2 Grundlagen und Modellierung von Bodenradaren

Während Techniken der Radarfernerkundung in der Minensuche dann Anwendung finden, wenn es um den sogenannten *Level-One Survey*, d.h., die grobe geographische Abgrenzung von betroffenen und nicht betroffenen Gebieten geht, müssen für die tatsächliche Detektion einzelner Minen im Nahbereich operierende Bodenradare eingesetzt werden. Ihre Komponenten und die spezifischen Eigenheiten der Übertragungsstrecke sind Thema dieses Kapitels. Das in Abs. 2.2 vorgestellte Systemmodell erlaubt Aussagen über Parametereinflüsse sowie die zu erwartenden Empfangsleistungen aufgrund von Zielen und Störbeiträgen. Der Einfluss des Bodens wird wegen seiner entscheidenden Bedeutung in Abs. 2.2.1 etwas ausführlicher behandelt.

2.1 Einführung

Ein vereinfachtes Modell eines im Nahbereich operierenden Bodenradars ist in Bild 2.1 dargestellt. Die Antennen sind nicht in Berührung mit dem Boden. Das vom Sender ausgehende Signal koppelt direkt in den Empfangszweig über und wird außerdem an der Oberfläche des Bodens gestreut, was in den üblicherweise stärksten Störbeiträgen, die das Nutzsignal überlagern, resultiert. Der in den Boden eindringende Leistungsanteil wird sowohl vom Ziel als auch von Inhomogenitäten (Clutter) reflektiert.

Da Bodenradare häufig durch Clutter und nicht durch Rauschen begrenzt sind (siehe Abs. 2.2), lässt sich durch Erhöhung der Sendeleistung nur bedingt eine Verbesserung erzielen. Üblicherweise operiert man daher bei geringen Leistungen kleiner 1 W. Um die erforderliche Auflösung zu erreichen sind bei konventionellen Systemen extrem große Bandbreiten nötig. Die gebräuchlichsten Signalformen lassen sich einteilen in Amplitudenmodulation bzw. Pulsbetrieb, harmonische Dauerstrichsignale (engl. *continuous wave*, CW) und kontinuierlich bzw. diskret frequenzmodulierte Signale (*frequency modulated continuous wave*, FMCW, bzw. *stepped frequency continuous wave*, SFCW) [Sko90, Wie02]. Beim Pulsradar ergibt sich die Entfernung aus der Zeitdifferenz zwischen dem Senden eines kurzen Pulses und dem Eintreffen der reflektierten Anteile am Empfänger. Bei FMCW- und SFCW-Radaren wird die Differenzfrequenz bzw. Differenzphase zwischen Sende- und Empfangssignal ausgewertet.

Gepulste Signale sind bei kommerziellen Bodenradaren am häufigsten zu finden. Da lediglich Signallaufzeiten und unbewegte Ziele gemessen werden sollen, genügt meistens ein inkohärenter und somit preisgünstiger Aufbau [Dan96]. Die äußerst kurzen Pulse, die zum Erreichen der geforderten Auflösung nötig sind, resultieren allerdings in einer großen instantanen Bandbreite des Empfängers, was ein erhöhtes Systemrauschen nach sich zieht. Diesem Nachteil steht die Möglichkeit gegenüber, starke unerwünschte Signalanteile, wie z.B. An-

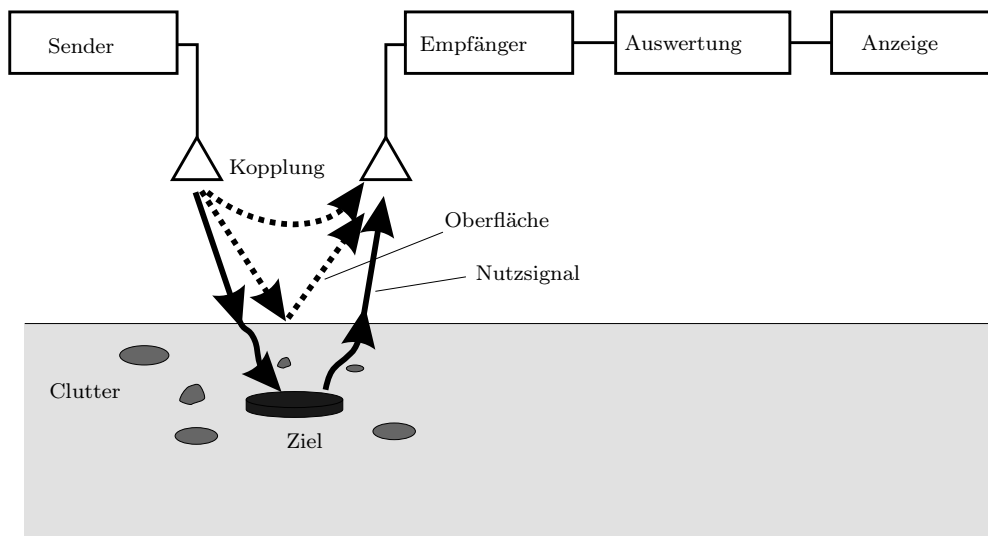


Bild 2.1: Systemmodell eines Bodenradars.

tennenüberkopplung oder Bodenreflexion, durch Hardwaregating auszublenden, womit der Dynamikbereich des Empfängers besser genutzt werden kann.

Im Vergleich dazu kann mit dem aus dem FMCW-Prinzip hervorgehenden SFCW-Radar, dass mit einer äußerst schmalen Empfangsbandbreite auskommt, ein sehr geringes Systemrauschen erreicht werden. Dieser Vorteil wird durch eine im Vergleich zum Pulsradar deutlich längere Messzeit erkauft.¹ Da frequenzmodulierte Verfahren im Dauerstrichbetrieb arbeiten, d.h., die Dauer des abgestrahlten Signals wesentlich länger ist als seine Laufzeit, ergibt sich als Hauptproblem die empfängerseitige Überlagerung der sehr geringen Nutzsignale durch starke Störanteile. Dies stellt erhöhte Anforderungen an Dynamik, Linearität und Auflösung eines SFCW-Radars im Vergleich zum Pulsradar. Vorteilhaft ist die gute Reproduzierbarkeit des Sendesignals und die anderweitig unerreichten Kalibrationsmöglichkeiten durch Anwendung frequenzabhängiger Korrekturterme (siehe Abs. 7.2).

Ein SFCW-Radar kann mittels eines handelsüblichen Vektornetzwerkanalysators (Instrumentationsradar) im Labor sofort realisiert werden. Wegen der damit einhergehenden Flexibilität hinsichtlich Sendeleistung, Bandbreite, Signalintegration und Mehrkanalbetrieb wurde dieses Prinzip im Rahmen der vorliegenden Arbeit, die stärker auf die Erforschung grundlegender Prinzipien als auf die Details ihrer Implementierung eingeht, ausschließlich genutzt.

2.2 Systemmodell und Leistungsmerkmale

Zur Beurteilung der Leistungsparameter von Bodenradaren sollen im Folgenden, basierend auf der Radargleichung, Näherungen für das Empfangssignal, Störbeiträge (engl. *Clutter*) und Rauschen angegeben werden, die eine Aussage darüber erlauben, unter welchen Bedingungen und bis zu welcher Tiefe ein bestimmtes Objekt detektiert werden kann. Ziel ist die

¹Die in Abs. 6.6 vorgestellte Faktorisierungsmethode arbeitet mit monofrequenter (CW) Anregung und erlaubt daher sehr kurze Messzeiten.

schnelle Beurteilung von Komponenten bzw. eines Gesamtsystems. Dies erlaubt eine Analyse von Schwachstellen bzw. die Ableitung von Entwurfsrichtlinien.

Ein im Nahbereich operierendes Bodenradar ist im Vergleich zu einem konventionellen Radar schwieriger zu modellieren, da Boden und Objekte Rückwirkungen auf die Antennen haben können. Anstelle von möglichst exakten numerischen Modellen [OG00, ZLF00, Tay01, YR01], die auf spezielle Fälle beschränkt sind und wenig verallgemeinerbare Aussagen liefern, sollen hier einfache Beziehungen angegeben werden, die auf physikalischen Betrachtungsweisen basieren [Dan96, Noo96, MvG02].

Aus dem in Bild 2.1 dargestellten vereinfachten Systemmodell eines Bodenradars lässt sich folgende Beziehung für die Empfangsleistung P_R ableiten:

$$P_R = P_Z + P_C + P_N. \quad (2.1)$$

In (2.1) ist P_Z der erwünschte Beitrag vom Ziel bzw. vergrabenen Objekt, P_C das Signal aufgrund von Störungen und Clutter und P_N die thermische Rauschleistung. Der Anteil P_C ergibt sich aufgrund der Unkorreliertheit der Beiträge durch inkohärente Leistungsaddition der Streuung P_O an der Bodenoberfläche, der direkten Überkopplung der Sende- zur Empfangsantenne P_K und des Bodenclutters P_B :

$$P_C = P_O + P_K + P_B. \quad (2.2)$$

Im Falle von Böden mit schichthaftem Charakter können noch weitere Reflexionen an den Schichtgrenzen in (2.2) eingehen [CY99].

Anhand (2.1) und (2.2) kann das Signal-zu-Rausch-Verhältnis (engl. *Signal-to-Noise power Ratio*, *SNR*)

$$SNR = \frac{P_Z}{P_N} \quad (2.3)$$

und das Signal-zu-Clutter-Verhältnis (engl. *Signal-to-Clutter power Ratio*, *SCR*)

$$SCR = \frac{P_Z}{P_C} = \frac{P_Z}{P_O + P_K + P_B} \quad (2.4)$$

definiert werden. Diese beiden Größen können darüber Aufschluss geben, welche Anforderungen an die Zielerkennungs- und Weiterverarbeitungsstufen des Radars zu stellen sind und welche Detektionswahrscheinlichkeit bzw. Falschalarmrate zu erwarten sind. Beim Bodenradar ist ohne Verwendung von Maßnahmen wie z.B. Hardwaregating das *SCR* um Größenordnungen geringer als das *SNR*. Man spricht in diesem Zusammenhang vom Clutterbegrenzten Radar (engl. *clutter-limited*), im Unterschied zum rauschbegrenzten Radar (engl. *noise-limited*), bei dem $SNR > SCR$ gilt.

Für weit vom Radar entfernte Punktziele ergibt sich die Empfangsleistung P_Z aus der Radargleichung [Sko01, Wie02]:

$$P_Z = \frac{P_T G_T G_R \lambda^2 \sigma}{(4\pi)^3 r^4 L} \quad (2.5)$$

P_T ist die Sendeleistung des Radars, G_T der Gewinn der Sendeantenne, λ die Wellenlänge bei der Mittenfrequenz, σ der Radarstreuquerschnitt des Ziels (RCS, von engl. *Radar Cross Section*), r der Abstand zum Ziel und L fasst die auftretenden Verluste zusammen. (2.5) gilt zwar für Ziele im Freiraum und Fernfeld des Radars, lässt sich aber für ein Bodenradar im Nahbereich anpassen² [Noo96, Dan96]. Das Radar befinde sich im Folgenden direkt oberhalb des Ziels und beleuchte dieses mit nach unten ausgerichteten Antennen. Der Abstand r setzt sich dann zusammen aus dem Antennenabstand zum Boden z_A und der Tiefe des vergrabenen Objekts z_2 . Es ergibt sich

$$P_Z = \frac{P_T G_T G_R \lambda^2 \sigma}{(4\pi)^3 (z_A + z_2)^4 L_T^2 L_B L_R}. \quad (2.6)$$

In (2.6) wurden der Transmissionsverlust L_T beim Übergang Luft-Boden (hin und zurück), die Dämpfung im verlustbehafteten Boden L_B (siehe Abs. 2.2.1) und Verluste im Empfänger bzw. in den Antennen L_R eingesetzt.

Die maximale Tiefe $z_{2,\max}$, bei der ein Ziel detektiert werden kann, lässt sich durch Einsetzen der minimal detektierbaren Signalleistung

$$P_{Z,\min} = SNR_{\min} P_N + SCR_{\min} P_C \quad (2.7)$$

in (2.6) bestimmen. SNR_{\min} und SCR_{\min} seien die am Empfängereingang mindestens für eine vorgegebene Detektionswahrscheinlichkeit und Falschalarmlrate [Sko01] erforderlichen Verhältnisse. Aus dem Verhältnis zwischen Sendeleistung P_T und minimal detektierbarer Empfangsleistung $P_{Z,\min}$ ergibt sich die Systemkennzahl SP (engl. *System Performance*) eines Bodenradars [Noo96]:

$$SP = P_T / P_{Z,\min} = \frac{(4\pi)^3 (z_A + z_{2,\max})^4 L_T^2 L_B L_R}{G_T G_R \lambda^2 \sigma}. \quad (2.8)$$

Die Systemkennzahl kann beispielsweise zum Vergleich verschiedener Systeme oder zur Bestimmung der maximalen Arbeitstiefe eines Systems herangezogen werden.³

Im Folgenden werden die Einflüsse der Übertragungsstrecke und die sich ergebenden Signale am Empfängereingang näher betrachtet.

2.2.1 Eigenschaften von Böden und Eindringung elektromagnetischer Wellen

Das Tiefpassverhalten realer Böden bezüglich der frequenzabhängigen Eindringung elektromagnetischer Wellen ist eine der Hauptursachen für Limitationen in der örtlichen Auflösung von Bodenradaren. Hohe Frequenzen von einigen Gigahertz, die entscheidend zur Auflösungssteigerung in den Bereich von Zentimetern beitragen könnten, dringen nur unzureichend ein und liefern im Empfänger keinen konstruktiven Beitrag mehr. Die Einschränkungen sind

²Mehrfachinteraktionen zwischen Bodenoberfläche und Antenne sowie Ziel werden bei diesem Ansatz vernachlässigt.

³Wegen der Abhängigkeit $L_B(z_2)$ (siehe Abs. 2.2.1) ist (2.8) transzendent und daher nur numerisch nach $z_{2,\max}$ aufzulösen.

sehr stark vom Bodentyp abhängig und lassen sich quantifizieren, wenn dessen dielektrische Eigenschaften bekannt sind.

Bereits in den fünfziger Jahren wurden umfassende Messungen an Böden in Abhängigkeit von Frequenz und Feuchtigkeit durchgeführt [vH54]. Heutzutage sind verschiedene Methoden bekannt. [Mät98] verwendet einen Hohlleiterresonator, der mit dem betreffenden Material gefüllt wird. Aus der Änderung der Resonanzfrequenz kann auf die Materialeigenschaften rückgeschlossen werden. Das Verfahren liefert gute Ergebnisse, das untersuchte Material muss aber genau in den Resonator eingepasst werden. Koaxial-Sonden, die auf das Material aufgesetzt werden, sind ebenfalls gebräuchlich [Mät98, Ste98], funktionieren aber am besten bei Flüssigkeiten oder Materialien mit einer sehr glatten Oberfläche. Die Verwendung einer kurzen Monopolantenne als Probe wird in [PM93] vorgeschlagen.

Neben diesen Verfahren, die auf der kalibrierten Messung der Eingangsimpedanz einer Probe bzw. eines Resonators basieren, werden auch Radarverfahren angewendet. Aus Rückstreu- bzw. Transmissionsmessungen lassen sich in Verbindung mit Optimierungsverfahren die Materialeigenschaften rekonstruieren [LW90, ZSW97, Spa97]. In der Fernerkundung werden ebenfalls umfangreiche Anstrengungen unternommen, um Bodenfeuchte und -eigenschaften, beispielsweise anhand von polarimetrischer Information, aus den gemessenen Daten zu extrahieren [UMF86, Kel00a, JRC02]. Das in [WB00] beschriebene Verfahren wurde speziell für Bodenradare entwickelt und basiert auf wiederholter Bildfokussierung unter Veränderung der Bodenparameter, bis zuvor ausgewählte, isolierte vergrabene Ziele im Bild „scharf“ erscheinen.

In jedem Fall hat der Feuchtigkeitsgehalt des Bodens aufgrund der hohen Dielektrizität von Wasser ($\epsilon \approx 81$) einen starken Einfluss auf die komplexe Permittivität. Verschiedene Modelle für die dielektrischen Eigenschaften von Wasser abhängig von Temperatur, Salinität und Frequenz finden sich in [Mar00].

Die Wellenzahl im Boden beträgt

$$k = k' - jk'' = k_0 n = k_0(n' - jn''), \quad (2.9)$$

wobei n der Brechungsindex

$$n = \sqrt{\epsilon_r} \quad (2.10)$$

ist. Aus (4.7) folgt $k', k'' > 0$. Die Wellenzahl k steht mit der häufig in der Literatur verwendeten Ausbreitungskonstante $\gamma = \alpha + j\beta$ über

$$e^{-jkz} = e^{-\gamma z}, \quad (2.11)$$

in Beziehung, d.h., $k' = \beta$ ist die Phasen- und $k'' = \alpha$ die Dämpfungskonstante. Für k gilt (siehe (4.9) und (4.3))

$$k = \omega \sqrt{\epsilon \mu_0} = \sqrt{\omega^2 \mu_0 \epsilon' - j(\omega^2 \mu_0 \epsilon'' + \omega \mu_0 \sigma)} = \frac{\omega n}{c_0}. \quad (2.12)$$

Die Komponenten k' und k'' lassen sich mittels (2.12) bestimmen, wenn diese Gleichung quadriert und die sich für Real- und Imaginärteil ergebenden Gleichungen ineinander einge-

setzt werden. Man erhält dann

$$k' = n'k_0 = \omega \sqrt{\frac{\varepsilon'}{2}} \sqrt{1 + \sqrt{\left(\frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} + \frac{\sigma}{\omega\varepsilon'}\right)^2 + 1}} \quad , \quad (2.13a)$$

$$k'' = n''k_0 = \omega \sqrt{\frac{\varepsilon'}{2}} \sqrt{-1 + \sqrt{\left(\frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} + \frac{\sigma}{\omega\varepsilon'}\right)^2 + 1}} \quad . \quad (2.13b)$$

$$(2.13c)$$

Die Zweiwegedämpfung L_B ergibt sich aus der Dämpfungskonstanten k'' für ein Objekt in der Tiefe z_2 zu

$$L_B = e^{-4k''z_2} \quad , \quad L_{B,\text{dB/m}} = 40 \log e^{k''z_2} \approx 17,37 \cdot k''z_2. \quad (2.14)$$

Gl. 2.14 gilt für einen homogenen Boden mit glatter Oberfläche. Die Eindringtiefe z_d , ebenfalls auf Zweiwegeausbreitung bezogen, beträgt

$$z_d = \frac{1}{k''^2}. \quad (2.15)$$

Wie in den folgenden Beispielen ersichtlich ist, steigt für reale Böden die Dämpfung mit wachsender Frequenz stark an. Am IHE wurden mit Hilfe einer Koaxialsonde HP85070B Sandproben des in Abs. 7.4 vorgestellten Laboraufbaus vermessen. Die Proben hatten einen variierenden Feuchtigkeitsgehalt, der in Ermangelung einer Trocknungsmessvorrichtung nur geschätzt werden konnte. In Bild 2.2 sind die Resultate für den verwendeten Bausand mit ca. 5 % Feuchte angegeben.⁴ Selbst für diesen recht verlustarmen Boden steigt die Zweiwegedämpfung von ca. 20 auf 80 dB/m für einen Frequenzanstieg von 1 auf 4 GHz. Das Bild 2.3 zeigt eine feuchte (21,5 %) und eine sehr feuchte (50,5 %) Bodenprobe des US-amerikanischen Testgebiets *Jefferson Proving Ground* in Indiana [Cur98], bei denen der Dämpfungsanstieg von ca. 170 bzw. 600 dB/m eine Nutzung höherer Frequenzen unmöglich macht.⁵

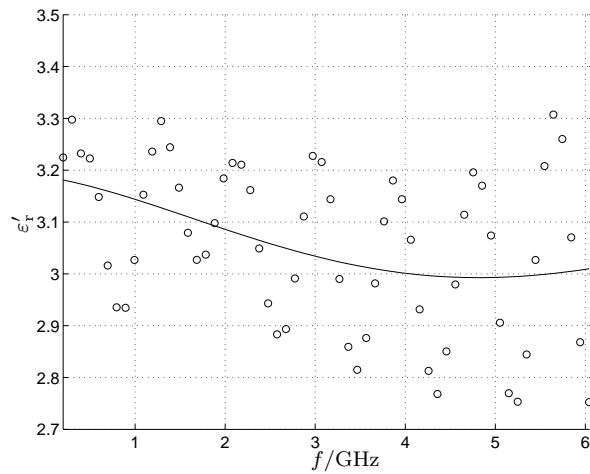
Weitere Tabellen und Angaben zu Eigenschaften von Böden und Gesteinen finden sich in [UMF86, S. 2081ff] und [Dan98b]. Tabelle 2.1 gibt einen Überblick über die erforderlichen Eindringtiefen für verschiedene Anwendungen und die in der Praxis verwendeten Frequenzbereiche.

Für Pulsradare spielt neben der Eindringtiefe auch die Dispersion, d.h., die Frequenzabhängigkeit der Phasengeschwindigkeit $c_P(\omega) = c_0/n'(\omega)$, die sich aus Freiraumlichtgeschwindigkeit c_0 und Brechungsindex $n'(\omega)$ ergibt, eine Rolle. Sie führt zu einer Verzerrung des Sendepulses und einer gegenüber der Phasengeschwindigkeit reduzierten Gruppengeschwindigkeit

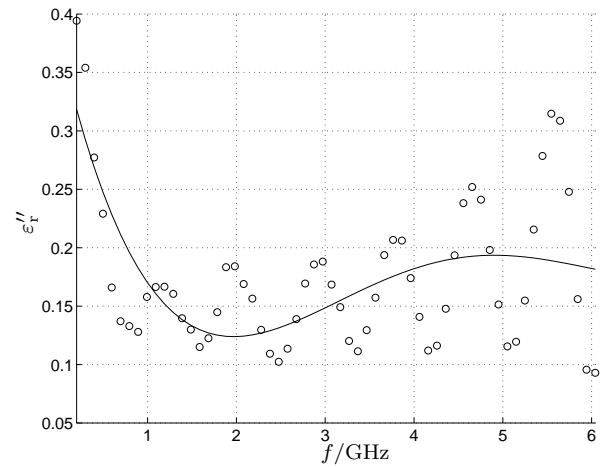
$$c_G = \frac{c_P}{1 - \frac{\omega}{c_P} \frac{dc_P}{d\omega}}. \quad (2.16)$$

⁴Der leicht oszillierende Verlauf von ε'_r und ε''_r entsteht aufgrund der nichtidealen Ankopplung der Sonde an die rauhe Bodenprobe (Luftspalt). Die durchgezogenen Kurven ergeben sich durch Anpassung eines Polynoms vierter Ordnung.

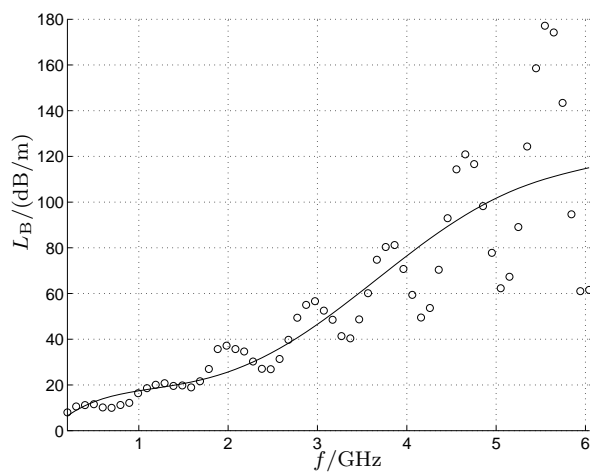
⁵Die Beschreibung von weiteren US-amerikanischen Testgeländen findet sich in [PO96, DMRT98, CYBR99, CY99].



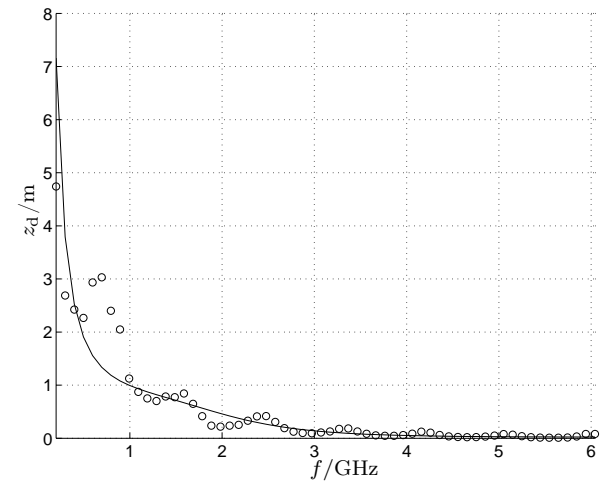
(a) Realteil Permittivität ϵ'_1 .



(b) Imaginärteil Permittivität ϵ''_1 .



(c) Dämpfungsverluste L_B (Zweiwege) in dB/m.

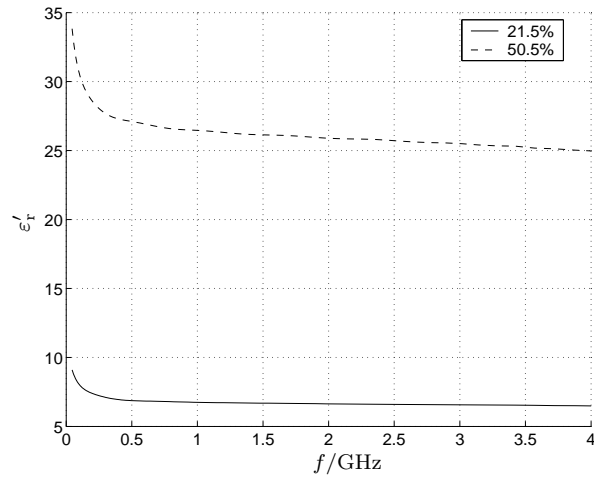


(d) Eindringtiefe z_d (Zweiwege).

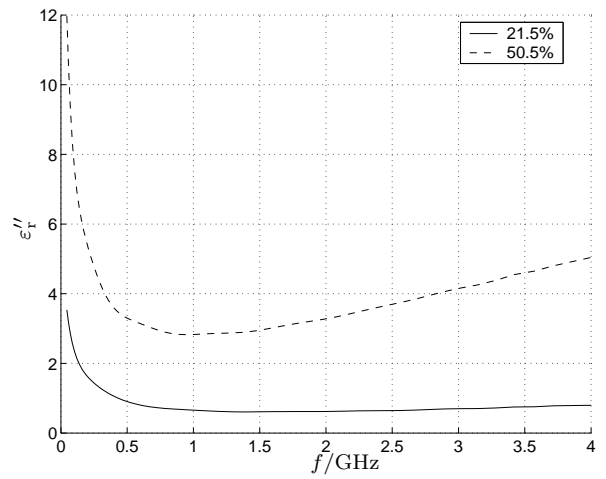
Bild 2.2: Am IHE vermessener Bausand (Feuchte ca. 5%).

Anwendung	erforderliche Eindringtiefe	Frequenzbereich
Bodenschätze, Goldminen, Ölvorkommen	5 km	bis 50 MHz
Gasleitungen, Rohre, Kabel	1,5 m	0,1–2 GHz
UXO	2 m	0,1–4 GHz
Antipersonenminen	20 cm	0,5–5 GHz

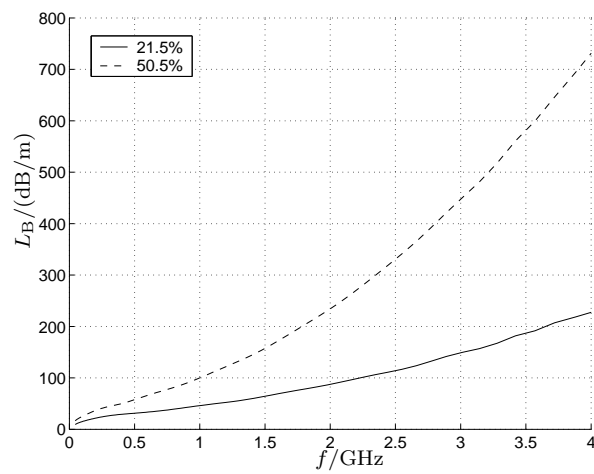
Tabelle 2.1: Erforderliche Eindringtiefen und resultierende Frequenzbereiche verschiedener Bodenradar-Applikationen.



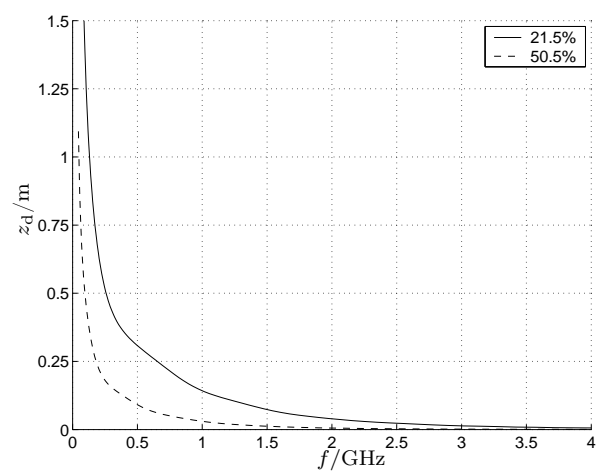
(a) Realteil Permittivität ϵ'_r



(b) Imaginärteil Permittivität ϵ''_r



(c) Dämpfungsverluste L_B (Zweiwege) in dB/m.



(d) Eindringtiefe z_d (Zweiwege).

Bild 2.3: Dielektrische Eigenschaften zweier Proben mit 21,5 % und 50,5 % Feuchte, Jefferson Proving Ground, Indiana, USA.

2.2.2 Clutter

In [Rih69] wird zwischen „Self-Clutter“ und „Clutter“ unterschieden. Unter „Self-Clutter“ werden Beiträge verstanden, die aufgrund der nichtidealen Abbildungseigenschaften des Systems von den erwünschten Zielen hervorgerufen werden, z.B. Geisterziele in der Entfernung aufgrund von Nebenmaxima der Autokorrelationsfunktion des Sendesignals. Self-Clutter kann für ein einfaches Radar durch die Optimierung des Sendesignals verringert werden, im Fall eines Bild gebenden Radars anhand der Punktantwort des Systems (engl. *point spread function*) [Bam89] untersucht und optimiert werden, und soll an dieser Stelle nicht weiter betrachtet werden. „Clutter“ bezeichnet unerwünschte Beiträge, die räumlich so dicht beieinander liegen, dass sie vom Radar nicht auflösbar sind. Gemäss dieser Definition wirkt sich Clutter im System ähnlich wie Rauschen aus, ist allerdings proportional zur Sendeleistung.

Bei der Minensuche mittels Bodenradar besteht eine gewisse Unklarheit des Begriffs Clutter insofern, als häufig unerwünschte Ziele mit ähnlichen Eigenschaften wie die erwünschten Ziele als Clutter bezeichnet werden, so z.B. Getränkedosen, Stacheldraht, Patronenhülsen, etc. Eine solche Unterscheidung kann aber noch nicht im Stadium der Messung, sondern erst in späteren Stufen der Auswertung, z.B. durch Klassifizierung, erfolgen.

In [CY99] werden drei Arten von Clutter für Bodenradar unterschieden: Oberflächenbeiträge (siehe Abs. 2.2.2.2), zufälliger aber örtlich begrenzter Clutter aus geringer Tiefe, hervorgerufen durch Inhomogenitäten, Falschziele, Steine, etc. und ausgedehnter Clutter aus größeren Tiefen, der durch unterirdische Seen, Gesteinslagen, etc. entsteht.

Die in dieser Arbeit unterschiedenen Clutterbeiträge Antennenüberkopplung, Oberflächenstreuung und Bodenclutter (siehe (2.2)) werden nun näher betrachtet.

2.2.2.1 Antennenüberkopplung

Die direkte Kopplung von der Sende- in die Empfangsantenne, bzw. die Eingangsfehlانpassung im Falle eines monostatischen Radars bewirken eine Störung proportional zur Sendeleistung: $P_K = L_K P_T$. Der Kopplungsterm L_K ist dabei stark frequenzabhängig und wird durch die verwendeten Antennen, ihre geometrische Anordnung und ihre Umgebung bestimmt. Er kann durch numerische Feldsimulationen oder Messungen bestimmt werden.

2.2.2.2 Oberflächenstreuung

Die Oberflächenstreuung tritt beim Bodenradar neben der direkten Antennenüberkopplung fast in jeder Situation als dominanter Anteil der rückgestreuten Leistung auf. Dadurch bedingt sind prinzipielle Schwächen von Bodenradaren bei der Detektion von Objekten in sehr geringer Tiefe. Durch parametrische Modelle [vdMG00, MV03] oder Zeitbereichs-Gating lässt sich der Einfluss der Oberflächenstreuung zumindest für tiefer vergrabene Objekte mildern. Die Oberflächenstreuung kann allerdings auch dazu herangezogen werden, a-priori Information über das Szenario, z.B. die Antennenhöhe über Grund oder das Höhenprofil der Oberfläche, zu gewinnen [WB01].

Für den Streubeitrag der Oberfläche kann ein normierter Rückstreuquerschnitt σ_{O}^0 in dBsm/m^2 angesetzt werden. Der Rückstreuquerschnitt ergibt sich näherungsweise anhand der ausgeleuchteten Fläche $\pi z_{\text{A}}^2 \tan^2 \theta_{\text{HWB}}$ mit der Antennenhalbwertsbreite θ_{HWB} und Antennenhöhe z_{A} zu

$$\sigma_{\text{O}} = \sigma_{\text{O}}^0 \pi z_{\text{A}}^2 \tan^2 \theta_{\text{HWB}} , \quad (2.17)$$

wenn angenommen wird, dass die Ausleuchtung innerhalb der Antennenhauptkeule konstant ist.⁶ Setzt man (2.17) in (2.5) ein, ergibt sich der Zusammenhang⁷

$$P_{\text{O}} = \frac{P_{\text{T}} G_{\text{T}} G_{\text{R}} \lambda^2 \sigma_{\text{O}} \tan^2 \theta_{\text{HWB}}}{64 \pi^2 z_{\text{A}}^2} . \quad (2.18)$$

Zur Bestimmung von σ_{O}^0 für die entsprechenden Bodeneigenschaften und Rauigkeit werden günstigerweise Messungen bzw. Modelle oder Angaben aus der Literatur [UMF86, GW98, YR01] herangezogen.

2.2.2.3 Bodenclutter

In [Fri01] wird ein Modell basierend auf fraktaler Brown'scher Bewegung vorgeschlagen, mit dessen Hilfe sich Clutter in einem Radarbild durch Verwendung von zwei fraktalen Dimensionsgrößen, die die Cluttereigenschaften in horizontaler und vertikaler Richtung beschreiben, quantifizieren lässt.

In der vorliegenden Arbeit soll stattdessen ein einfacheres Modell zur Anwendung kommen, das eine makroskopische Clutterbeschreibung über einen mittleren Volumenstreuquerschnitt σ_{C}^0 (in dBsm/m^3) vornimmt. Die Empfangsleistung P_{C} ergibt sich dann mit (2.6) durch Integration über das ausgeleuchtete Bodenvolumen entsprechend dem Antennenfootprint und der durch das Radar erreichten Maximaltiefe.

Da Clutter die wesentliche Leistungseinschränkung für Bodenradar darstellt, ist neben der Modellierung besonders die Clutterunterdrückung von Interesse. Da beim Bodenradar Ziele und Clutter unbeweglich sind, scheiden viele der hergebrachten Verfahren [Rih69] aus, die Ziele und Clutter anhand unterschiedlicher Dopplerspektren trennen. Das gängigste Verfahren besteht in der Subtraktion einer über mehrere örtliche Messungen gemittelten Impulsantwort (engl. *background removal*) [FD98, JRP99]. In [vKS01] wird Clutter anhand der zeitlichen Korrelationseigenschaften von Clutterimpulsantworten erfasst und mittels ARMA-Systemen (engl. *Autoregressive-Moving-Average*) bzw. Kalman-Filtern reduziert. Bei Bildgebenden Verfahren kann eine Nachverarbeitung der Bilddaten erfolgen [KLSJ01]. Nachteil

⁶Andere Annahmen, z.B. eine Ausleuchtung, die mit dem Cosinus des Winkels abnimmt, führen zu anderen konstanten Vorfaktoren in (2.17) [Köt01].

⁷Abhängigkeit z_{A}^{-2} für Flächenziele im Vergleich zu z_{A}^{-4} bei Punktzielen. Bei ultrabreitbandigen Pulsradaren mit breiten Antennenkeulen und großer Antennenhöhe z_{A} kann der Fall auftreten, dass die ausgeleuchtete Fläche am Boden nicht mehr durch das Antennendiagramm, sondern durch die Länge des Pulses bestimmt wird (*pulse limited* im Unterschied zu *beam limited*). Dann resultiert näherungsweise eine Abhängigkeit z_{A}^{-3} .

ist, dass einerseits kein Vorwissen genutzt werden kann und andererseits durch Clutter bedingte Störungen vor der Unterdrückung durch die gesamte Mess- und Prozessierungskette mitgeführt werden müssen.

2.2.3 Ziel

Da der Einfluss des Übergangs Luft-Boden-Luft und die Dämpfung des Bodens in (2.6) bereits enthalten sind, kann das vergrabene Ziel mittels seines RCS beschrieben werden [Dan96, Noo96]⁸, allerdings im Unterschied zu einem Ziel im Freiraum unter Einbeziehung des Permittivitätskontrastes⁹ zwischen Boden und Mine. Streuquerschnitte kanonischer und komplexer Körper sind vielfach in der Literatur angegeben [KBR70, Sko90]. Bei den am IHE durchgeführten Messungen (siehe Abs. 7.4) wurden unter anderem eine PMN- und eine PRB M-35 Mine verwendet. Für die PMN-Mine ergibt sich bei einer Frequenz von 1 GHz und bei vereinfachter Modellierung der Mine als dielektrischer Zylinder in einem Boden mit $\epsilon_r = 6$ ein RCS von $-36,6$ dBsm, für die PRB M-35 Mine $-46,3$ dBsm.¹⁰

2.2.4 Empfangsseite

Statistische Fehler in der Messung, z.B. durch thermisches Rauschen der Umgebung und in Schaltungskomponenten können in den meisten Fällen gut durch additives weißes Gaußsches Rauschen beschrieben werden [Gra96]. Betrachtet werden muss das Rauschen nur in dem Frequenzbereich, der durch das Filter des Systems, dass die geringste Bandbreite hat, vorgegeben wird. Die Rauschleistung P_N ergibt sich aus der spektralen Rauschleistungsdichte N zu:

$$P_N = NB = kTB, \quad (2.19)$$

$$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/K} \quad \text{Boltzmann-Konstante.} \quad (2.20)$$

Die für das System gültige Rauschtemperatur T wird berechnet über die externen Beiträge (z.B. Umgebungsrauschen) und die Kaskadierung der einzelnen Empfängerstufen, die jeweils durch Rauschtemperatur oder Rauschzahl und ihren Gewinn bzw. Verlust beschrieben werden [Gra96, Wie02].

Der Einfluss des Rauschens kann durch Mittelung über mehrere Messungen reduziert werden.

⁸In [Noo96] werden sehr einfache Modelle für sphärische und flächig glatte bzw. rauhe Ziele verwendet.

⁹Der sich ergebende Reflexionsfaktor (siehe (4.21a)) ist quadratisch einzubeziehen, da der Radarstreuquerschnitt eine Leistungsgröße ist.

¹⁰Für beide Minen wurde ein effektives $\epsilon_r = 3,6$ angesetzt, das sich näherungsweise als Mittelwert zwischen TNT mit $\epsilon_r = 2,9$ und Bakelit/Plastik mit $\epsilon_r = 4,8$ ergibt. Für die PMN-Mine ist aufgrund des relativ großen Metallgehalts das tatsächliche RCS deutlich größer als der zuvor ermittelte Wert. Als obere Abschätzung ergäbe sich für eine rein metallische Ausführung ein RCS von $-18,8$ dBsm.

3 Multistatisches Bodenradar

Die mit einem Radar gewonnenen Messdaten tragen umso mehr Information, je mehr die in Abs. 3.1 erläuterten *Freiheitsgrade* genutzt werden können. In der vorliegenden Arbeit wird besonderes Augenmerk auf die bisher nur wenig beachtete *Winkeldiversität* (engl. *Angular Diversity*) [Lan87, BLW01] gerichtet. Während sie in herkömmlichen mono- oder quasi-monostatistischen Systemen nicht zur Verfügung steht, kann sie mit multistatischen Systemen auf unterschiedliche Weise implementiert werden. Eine diesbezügliche Einteilung in drei grundlegende Konfigurationen, die durch praktische Erwägungen motiviert ist, wird in Abs. 3.2 vorgestellt. Dem gegenüber herkömmlichen Systemen höheren Realisierungsaufwand multistatischer Systeme stehen die in Abs. 3.3 beschriebenen Vorteile gegenüber. Mit der multistatischen Antwortmatrix wird in Abs. 3.4 eine Möglichkeit eingeführt, die gemessenen Daten so zu ordnen, dass sie durch ein neuartiges Prozessierungsverfahren, die *Faktorisierungsmethode* (siehe Abs. 6.6), weiterverarbeitet werden können.

3.1 Freiheitsgrade einer Radarmessung

Die Messgröße eines Radars ist die Empfangsleistung bzw. Empfangsspannung, die je nach Verfahren entweder als reelle zeitabhängige oder komplexe frequenzabhängige Größe bestimmt wird. In dieser grundlegenden Beschreibung sind bereits zwei Freiheitsgrade enthalten, nämlich zum einen die *Frequenzbandbreite*, über der gemessen wird, zum anderen die *Kohärenz* des Systems, d.h. die Unterscheidung, ob ein Phasenbezug zwischen Sende- und Empfangssignal gewahrt wird oder nicht. Die beiden genannten Freiheitsgrade sind von der Wahl des Sendesignals und der empfangsseitigen Erfassung abhängig.

Zwei weitere Freiheitsgrade ergeben sich aus der Anordnung der Messantennen. Die *Polarisation* gibt an, ob die Messung eine skalare Größe, zwei orthogonal kopolarisierte Größen oder eine vollpolarimetrische Streumatrix umfasst. Beispiele für die Nutzung von Polarisation in Bodenradaren finden sich in [EHEV96, MKYY98, Rud99, HC01].

Radarsysteme mit synthetischer Apertur variieren die Position des Antennensystems und nutzen somit eine *Antennenapertur*. Die wenigsten praktisch realisierten Systeme erlauben *Winkeldiversität*, d.h., die Variation der relativen Position bzw. des Abstands von Sende- und Empfangsantenne. Aus der Winkeldiversität ergeben sich in Kombination mit Bewegung des Antennensystems die im folgenden Abschnitt erläuterten Konfigurationen.

3.2 Multistatische Systemkonfigurationen

Winkeldiversität impliziert, dass Sender und Empfänger örtlich voneinander getrennt werden. Im allgemeinsten Fall kann ein Radar Messungen für beliebige örtliche Positionen von Sende- und Empfangsantenne durchführen. Einzelne Antennen, die sowohl Sende- als auch Empfangsbetrieb übernehmen, werden im Folgenden als *monostatische Kanäle* bezeichnet. Im Falle getrennter Sende- und Empfangsantennen ergeben sich *bistatische Kanäle*. Jeder Kanal kann entweder nur eine einzelne Messung beinhalten, d.h., sein zugeordnetes Antennenpaar wurde nicht bewegt, oder auch mehrere Messungen, wenn eine Antennenapertur genutzt wurde. Die Zuordnung der Messungen zu den Kanälen erfolgt anhand der relativen Position von Sende- und Empfangsantenne zueinander.

Vereinfachend kann man sagen, dass Winkeldiversität sich auf den Abstand von Sende- und Empfangsantenne bezieht, während die Antennenapertur anhand der Position der jeweiligen Sendeantenne definiert werden kann. Ist sie fix, liegt die als „single-view“ bezeichnete Konfiguration vor [BCIP01], bei Bewegung ergibt sich entsprechend eine „multiview“ Anordnung.

Im Sinne der hier vorgenommenen Definition nutzt ein Radarsystem erst dann Winkeldiversität aus, wenn mehr als ein Kanal zur Verfügung steht. Als weitere Voraussetzung muss die Möglichkeit bestehen, die Daten aller Kanäle getrennt erfassen und der Prozessierung zuführen zu können. Diese Anforderung markiert den spezifischen Unterschied zum *analogen Beamforming*, bei dem die gewichteten Antennensignale zur Erzeugung einer Gesamtrichtcharakteristik sende- bzw. empfangsseitig aufsummiert werden, so dass letztlich nur ein Kanal bleibt [Eid00].

Vergleicht man verschiedene Verfahren im Hinblick auf ihre Freiheitsgrade, ergibt sich die Zusammenstellung in Tabelle 3.1.

Um die bisher abstrakt eingeführten Begriffe besser zu unterscheiden, werden im Folgenden drei prinzipielle, in der Praxis vorkommende Konfigurationen erläutert [FYW02a].

3.2.1 (Quasi-)Monostatische bzw. *Single-Fixed-Offset*-Anordnung

In diesem Fall wird eine bewegte Sendeantenne entweder als Empfangsantenne mitgenutzt (monostatisch), oder in festem Abstand zur Sende- eine Empfangsantenne mitbewegt (quasi-monostatisch, *Single-Fixed-Offset*). Diese auch als „multi-monostatic“ [DD97] oder im Bereich der zerstörungsfreien Prüfung als „pitchcatch“ benannte Anordnung ist für Bodenradare am weitesten verbreitet. In der Fernerkundung entsprechen Seitensicht- oder auch Spotlight-SAR dieser Anordnung. Wie schon erwähnt wird hier nur der Freiheitsgrad der Antennenapertur genutzt.

3.2.2 *Multiple-Fixed-Offset*-Anordnung

Diese Anordnung erweitert die Vorige um die Winkeldiversität. Eine Anzahl von Antennen ist auf einer gemeinsamen Plattform angebracht, die entlang der ausgenutzten Apertur verfahren wird. Der wesentliche Unterschied zur monostatischen Anordnung ist die Auswahl

	Kohärenz	Bandbreite	Polarisation	Antennenap.	Winkeldiv.
Scanning Radar	●	●	●	●	○
Phased Array, analoges Beamforming	●	●	●	●	○
Seitensicht-SAR	●	●	●	●	○
Polarimetrisches SAR (PolSAR)	●	●	●	●	○
Interferometrisches SAR (InSAR)	●	●	○	●	●
Pol. Interf. SAR (PolInSAR)	●	●	●	●	○
Holografie	●	○	●	●	○
SAR-Tomografie	●	●	●	●	●
Multistatisches SAR (z.B. Cartwheel)	●	●	●	●	●

genutzt: ● nicht genutzt: ○ teilweise genutzt: ●

Tabelle 3.1: Übersicht über die ausgenutzten Freiheitsgrade abbildender Radarverfahren .

verschiedener Kanäle, die sich durch unterschiedliche Wahl von Sende- bzw. Empfangsantenne aus dem Ensemble der verfügbaren Antennen ergibt. Die Information jedes Kanals kann separat weiterverarbeitet werden. Der *Multiple-Fixed-Offset*-Anordnung entspricht in der Fernerkundung die Interferometrie, die durch Ausnutzung der Winkeldiversität eine weitere Dimension des abgebildeten Raumes erschließt. Bei einer Anzahl von N Antennen ergeben sich bis zu N mono- und $N(N - 1)/2$ bistatische Kanäle. In der Formel wird bereits berücksichtigt, dass aufgrund der Reziprozität bei bistatischen Kanälen die Rolle von Sende- und Empfangsantenne austauschbar ist und somit nur die Hälfte der Messungen neue Information enthält. Für das in Abs. 7.1 vorgestellte *Multiple-Fixed-Offset*-System mit acht angeschlossenen Antennen ergeben sich acht mono- und $8 \cdot 7/2 = 28$ bistatische Kanäle. ¹

3.2.3 Echt multistatische Anordnung

Bei dieser Anordnung sind, im Unterschied zur Vorigen, der Positionierung von Sende- und Empfangsantenne keinerlei Grenzen gesetzt, d.h., beide können unabhängig voneinander platziert werden. Diese Anordnung kann ohne Probleme im Rahmen von Simulationen getestet werden und stellt den bestmöglichen Fall eines multistatischen Systems im Hinblick auf die Ausnutzung von Winkeldiversität dar. In der Praxis ist die Realisierung deutlich aufwändiger als eine *Multiple-Fixed-Offset*-Anordnung.

¹Falls die Antennenabstände bei der Messung einem ganzzahligen Vielfachen des Abtastrasters entsprechen, werden einige Sende-/Empfangs-Positionspaare mehrfach in demselben oder in verschiedenen Kanälen erfasst und somit ein Anteil redundanter Information erzeugt (vgl. Abs. 7.3).

3.3 Vorteile durch Ausnutzung von Winkeldiversität

Einige Veröffentlichungen zum Thema Bodenradar greifen die Idee von Mehrantennensystemen auf oder bezeichnen sie zumindest als Gegenstand zukünftiger Forschungen [Chi98, PDD⁺99, LBM⁺99, ACN⁺00, PAE⁺00, ACG⁺01, SL01, HIAK01, SL02, JRC02, DBD⁺02]. Meistens beschränken sich die angestrebten Verbesserungen allerdings auf eine Verringerung der Messzeit, die durch den Verzicht auf mechanische Bewegung einer einzelnen Antenne zugunsten von Beamforming bzw. Umschalten multipler Antennen erreicht wird.

In [Dan96] wird erwähnt, dass Bodenparameter, d.h. a-priori Information, aus bistatischen *common-mid-point* Konfigurationen, d.h., Variation des Antennenabstands bei festgehaltenem Mittelpunkt, ermittelt werden können. Als weiterer nennenswerter Systemvorteil wird in [LL02a, LL02b] die Dekorrelation des Clutters genannt, die durch variierende Separierung der Antennen erreicht werden kann. Dieser Effekt soll bei künstlichen Objekten nur in abgeschwächter Form auftreten. Damit kann bereits durch einfache Aufsummation der koregistrierten Signale verschiedener mono- und bistatischer Kanäle das Signal-zu-Clutter Verhältnis verbessert werden.

Im Rahmen dieser Arbeit ist auch die Frage von Interesse, ob durch Hinzunahme von Winkeldiversität Information gewonnen werden kann, die sich in einer Verbesserung der örtlichen Auflösung eines abbildenden Systems niederschlägt. Der Informationsgehalt einer Radarmessung kann in der Theorie anhand spektraler Eigenschaften bzw. anhand der Singularwertstruktur des Streuoperators beurteilt werden [PPB99, BCIP00]. Eine quantitative Aussage ist nur für kanonische Ziele möglich, es wird aber in [BCIP01] ein Informationsgewinn aufgrund multistatischer Anordnungen festgestellt. Diese Aussage wird durch die hervorragenden Rekonstruktionsergebnisse, die mit der *Faktorisierungsmethode* (siehe Abs. 6.7, 7.4 und 7.5) erzielt werden konnten, bestätigt.

3.4 Die multistatische Antwortmatrix

Die in Abs. 6.6 vorgestellte Faktorisierungsmethode zur Lösung des inversen Streuproblems beruht auf der Ausnutzung spezieller Eigenschaften des sogenannten *Fern-* bzw. *Nahfeldoperators*, der die Messdaten über eine Integration zusammenfasst. Zur praktischen Lösung wird dieser Operator diskretisiert und es ergibt sich die sogenannte *multistatische Antwortmatrix* (MAM). In ihr sind die bei einer bestimmten Frequenz² von einem multistatischen System gemessenen Signale in spezifischer Weise einsortiert. Bildet man aus allen Positionen $\vec{x}_{A,1} \dots \vec{x}_{A,N}$, die von den Antennenelementen bei einer Messung eingenommen werden können eine Liste, so seien die Indizes dieser Liste sowohl den Zeilen als auch Spalten der multistatischen Antwortmatrix wie in Bild 3.1 dargestellt zugeordnet. Für jedes Sende-

²Das nichtlineare inverse Streuproblem (siehe Abs. 5.1.3) ist ohne weitere Vereinfachungen bezüglich des Verhaltens der Streuer für jede Frequenz getrennt zu lösen, da alle Beiträge im allgemeinen eine unbekannte Frequenzabhängigkeit aufweisen.

	$\vec{x}_{A,1}$	\dots	$\vec{x}_{A,N}$
$\vec{x}_{A,1}$			
\vdots			
$\vec{x}_{A,N}$			

Bild 3.1: Struktur der multistatischen Antwortmatrix: Zuordnung der Antennenpositionen $\vec{x}_{A,1} \dots \vec{x}_{A,N}$.

/Empfangsantennenpaar wird folglich der zugehörige Messwert³ so in die MAM sortiert, dass die Position der Sendeantenne den Spalten- und die Position der Empfangsantenne den Zeilenindex vorgibt.⁴ Das sich ergebende Streufeld für eine Sendeantenne an der Position $\vec{x}_{A,T}$ und Empfangsantenne bei $\vec{x}_{A,R}$ sei mit $u_{\vec{x}_{A,T},\vec{x}_{A,R}}^s$ bezeichnet. Dann ergibt sich die folgende MAM der Größe $N \times N$:⁵

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} u_{\vec{x}_{A,1},\vec{x}_{A,1}}^s & \dots & u_{\vec{x}_{A,N},\vec{x}_{A,1}}^s \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ u_{\vec{x}_{A,N},\vec{x}_{A,1}}^s & \dots & u_{\vec{x}_{A,N},\vec{x}_{A,N}}^s \end{pmatrix} \quad (3.1)$$

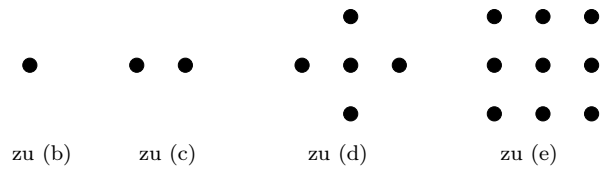
Monostatische Kanäle werden auf der Hauptdiagonalen der MAM einsortiert, während bi-statische Kanäle außerhalb der Hauptdiagonalen liegen und jeweils zweimal entsprechend der Symmetrie auftreten. Im Falle einer echt multistatischen Antennenkonfiguration sind alle Elemente der MAM abgedeckt. Wie bereits erwähnt, lässt sich dieser günstigste Fall in der Praxis üblicherweise nicht erreichen. Bild 3.2 veranschaulicht die in der MAM enthaltene Information für verschiedene *Multiple-Fixed-Offset*-Anordnungen, bei denen die Antennenanordnung entlang einer 2-D Apertur verfahren wird. Die Antennenabstände entsprechen in Bild 3.2 der Schrittweite entlang der Apertur. In allen Fällen werden 5×5 Punkte angefahren, allerdings für unterschiedliche Grade der Winkeldiversität. Mit einem monostatischen Radar können nur Werte auf der Hauptdiagonalen der MAM bestimmt werden (Bild 3.2(b)), während ein quasi-monostatisches (fixed-offset) System zwei Nebendiagonalen besetzt. Für ein interferometrisches System mit einer gemeinsamen Antenne für Sende- und Empfangsbetrieb und einer separaten Empfangsantenne (Bild 3.2(a)) wird folglich die Haupt- und zwei Nebendiagonalen besetzt (Bild 3.2(c)). Auf der Hauptdiagonalen Bild 3.2(c) ist erkennbar, dass manche Kanäle zweifach abgedeckt werden. Da Mehrfachabdeckungen keine neue Information beinhalten, sind sie unerwünscht und sollten durch geeignete Antennenpositionierung und Wahl der Aperturpunkte minimiert werden.

In Bild 3.2(d) und Bild 3.2(e) sind die Abdeckungen für die in Bild 3.2(a) gezeigten *Multiple-Fixed-Offset*-Anordnungen aus fünf und neun Antennen zu sehen. In Bild 3.2(d)

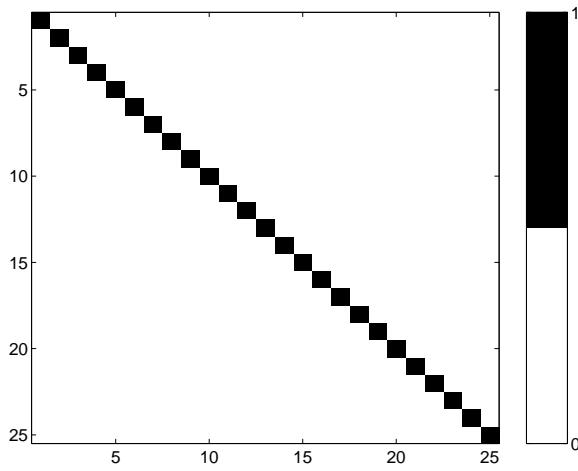
³Aufgrund der festen Frequenz ein komplexer Skalarwert. Auf Polarisationsabhängigkeit wird im Folgenden noch eingegangen.

⁴Eine Indexvertauschung führt zum selben Ergebnis, da die MAM aufgrund der Reziprozität des Ausbreitungskanals symmetrisch ist und die Rolle von Sende- und Empfangsantenne vertauscht werden kann.

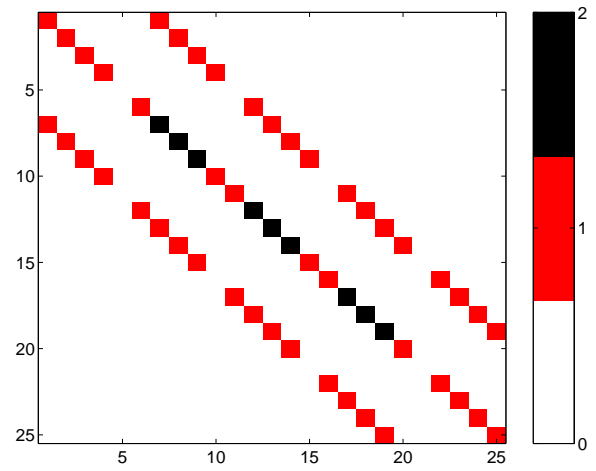
⁵Die in (3.1) angegebene Form der MAM ist allgemein gültig. Eine für ein regelmässiges 2-D Positionsraster spezialisierte Darstellung findet sich in Anhang A.1.



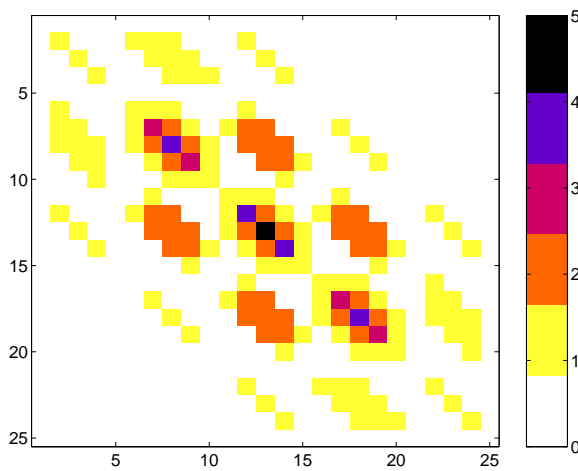
(a) Antennenanordnungen (b)–(e).



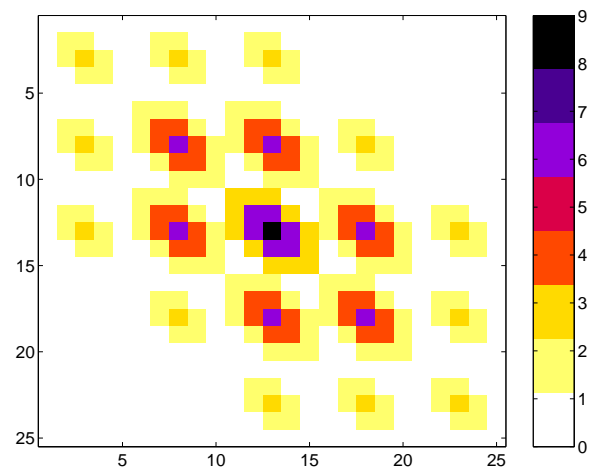
(b) Monostatisches System.



(c) Interferometrisches System.



(d) System mit fünf Antennen.



(e) System mit neun Antennen.

Bild 3.2: Informationsgehalt der MAM für verschiedene Konfigurationen.

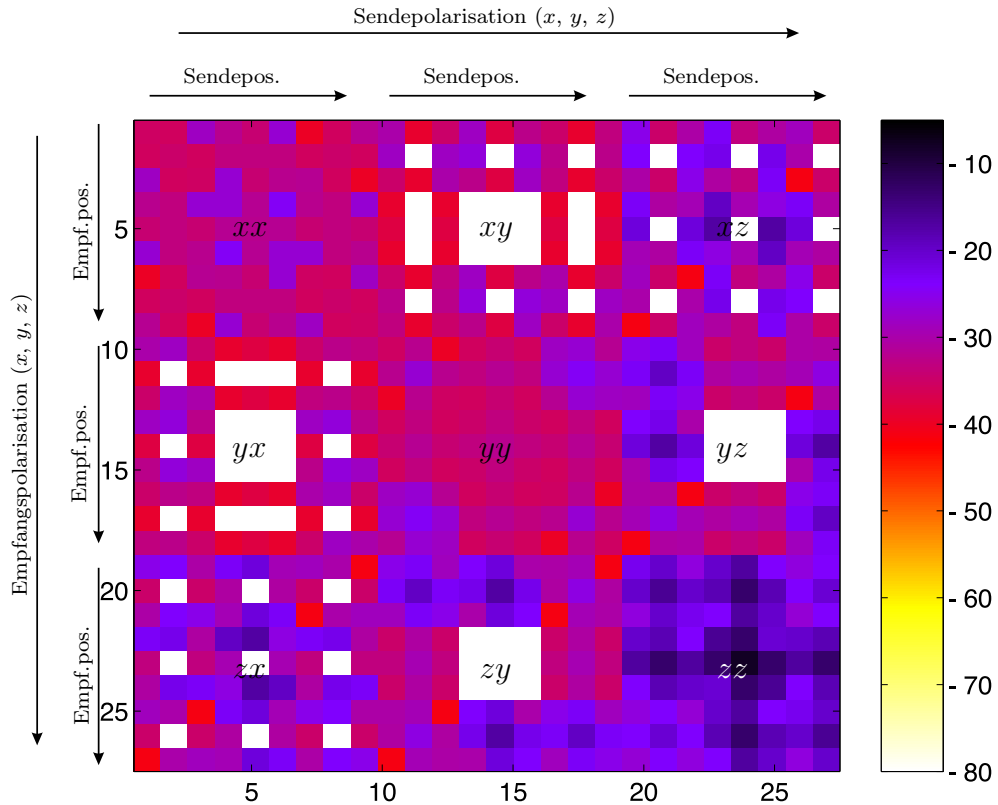


Bild 3.3: Struktur der MAM für eine vollpolarimetrische Anordnung.

ist gut zu erkennen, wie durch Bewegung der in Bild 3.2(a) gezeigten Anordnung von fünf Antennen die Matrix besser aufgefüllt wird als in Bild 3.2(c).⁶ Allerdings treten besonders für mono- und schwach bistatische Kanäle mehr Überlappungen auf. Es ist gut zu sehen, dass die in Bild 3.2(a) dargestellte Anordnung von neun Antennen ungünstig ist, da trotz deutlich erhöhten Aufwands nicht mehr viel neue Information gegenüber dem System mit fünf Antennen gewonnen werden kann.

Während bisher von einer beliebigen aber gleichen Sende- und Empfangspolarisation ausgegangen wurde, lässt sich die MAM auch auf den allgemeinsten Fall eines polarimetrischen Systems erweitern, das sowohl sende- als auch empfangsseitig drei Polarisationskomponenten⁷ unterstützt. Eine skizzenhafte Darstellung der Matrixstruktur für diesen Fall ist in Bild 3.3 gezeigt. Für jede Kombination aus Sende- und Empfangspolarisation — in jeder der neun Untermatrizen durch die beiden Buchstaben angezeigt — wird eine vollständige Matrix nach Schema (3.1) angesetzt. Beispielhaft ist in Bild 3.3 der Betrag des Streufeldes (in dBV/m) für einen anregenden Hertz-Dipol in der Höhe $z = 0,5$ m, der sich entlang der Apertur $(-0,3$ m, $-0,3$ m) \dots $(0,3$ m, $0,3$ m) bewegt, und einen Punktstreuer im Ursprung,

⁶Um eine voll besetzte MAM zu erhalten, würden im vorliegenden Fall entweder zwei unabhängig voneinander bewegliche Antennen oder 25 fest stehende aber hinsichtlich Sende- und Empfangsbetrieb beliebig ansteuerbare Antennen benötigt.

⁷Im Nahbereich werden drei orthogonale Komponenten zur vollständigen Feldbeschreibung benötigt.

hinterlegt.⁸ Wie man erkennt, ergeben sich für zz -Polarisation sogar die größten Werte des Streufeldes, während für Positionen nahe der Aperturmitte die Kreuzpolarisation gegen Null geht (weiße Felder in xy , yx , yz und zy). Aufgrund der Reziprozität ist die gesamte Matrix symmetrisch. Die Felder xx und yy enthalten aufgrund der Symmetrie der Anordnung genau dieselben Werte, wegen der Matrixindizierung allerdings in umsortierter Form.⁹

⁸Aus der Aperturabtastung über 3×3 Positionen und den drei Polarisationen folgt eine 27×27 -Matrix.

⁹So ergeben sich z.B. die Werte der zweiten Zeile von xx durch Umsortieren der vierten Zeile von yy .

4 Greensche Funktionen für planar geschichtete Medien

Reale Szenarien, bei denen der Boden inhomogen ist und eine raue Oberfläche mit unregelmässigem Profil aufweist, lassen sich numerisch nur mit inpraktikablem Aufwand erfassen und müssen daher vereinfacht werden [Gen01]. Man setzt üblicherweise eine Schichtung planarer Medien mit glatter Oberfläche an, wobei die oben liegende Luftschicht Sender und Empfänger beinhaltet (siehe Bild 4.1(b)).

Den Zugang zur Beschreibung des elektromagnetischen Feldes liefert die in Abs. 4.2 vorgestellte Greensche Funktion, die, aufbauend auf den in Abs. 4.1 dargelegten feldtheoretischen Grundlagen, in diesem Kapitel für Freiraum und planar geschichtete Medien im Orts- und Spektralbereich entwickelt wird.

Die in Abs. 4.3 beschriebene Darstellung im Ortsbereich wird zur numerischen Lösung des Vorwärtsstreuproblems mit der Nyströmmethode (siehe Abs. 5.4.1) und für die Lösung des Inversen Streuproblems mit der Faktorisierungsmethode (Abs. 6.6) benötigt. Zur Berechnung wird die Methode komplexer Spiegelquellen verwendet. Im Rahmen dieser Arbeit wird ein in der Literatur bisher nicht beschriebener Ansatz für die Berechnung der Greenschen Funktion vom Transmissionstyp — d.h. für den Fall, dass sich Quelle und Beobachtungspunkt in unterschiedlichen Medien befinden — vorgeschlagen.

Die in Abs. 4.4 dargelegte Spektraldarstellung dient der Herleitung aufwandsgünstiger tomographischer Verfahren zur Lösung des linearisierten Streuproblems (Abs. 5.3). Diese bieten insbesondere in der Anwendung auf planar geschichtete Medien große Vorteile gegenüber im Ortsbereich arbeitenden linearisierten Verfahren.

4.1 Feldtheoretische Grundlagen

4.1.1 Maxwellgleichungen

Elektrodynamische Probleme werden durch die Maxwell-Gleichungen vollständig beschrieben [Bal89]. Ihre differentielle, zeitharmonische Form lautet

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{J}^i + j\omega \vec{D} \quad (\text{Durchflutungsgesetz}), \quad (4.1a)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -j\omega \vec{B} \quad (\text{Induktionsgesetz}), \quad (4.1b)$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho, \quad (4.1c)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0, \quad (4.1d)$$

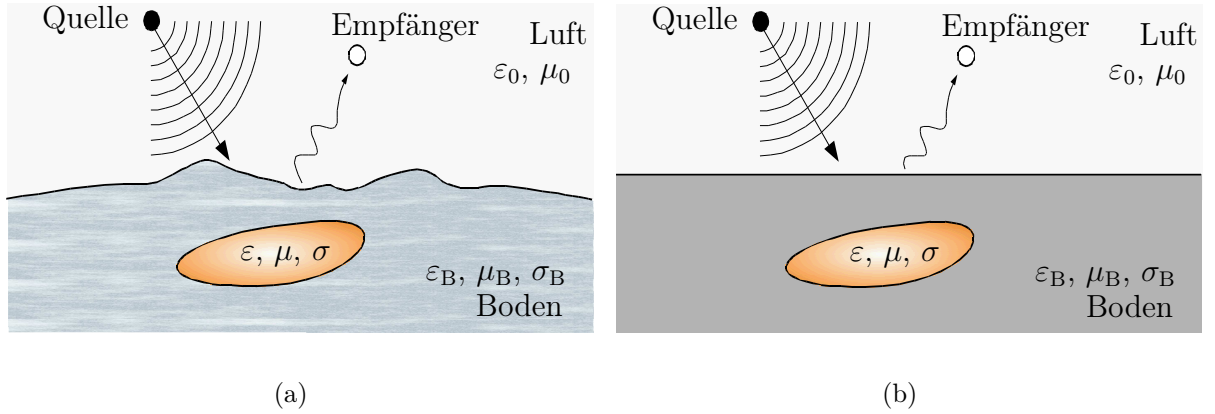


Bild 4.1: (a) Reales Szenario und (b) idealisierte Modellierung.

wobei die eingeprägte Stromdichte \vec{J}^i als Feldursache wirkt. Die Feldgleichungen lassen sich über die Materialgleichungen

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E}, \quad (4.2a)$$

$$\vec{B} = \mu \vec{H} = \mu_0 \mu_r \vec{H}, \quad (4.2b)$$

$$\vec{J}_c = \sigma \vec{E} \quad (\text{Ohmsches Gesetz}) \quad (4.2c)$$

verknüpfen. In der angegebenen Form gelten sie für lineare, ortslokale, zeitinvariante und isotrope (richtungsunabhängige) Materialien, die allerdings inhomogen (ortsabhängig) und dispersiv (frequenzabhängig) sein können.

Für die komplexe Permittivität ε und Permeabilität μ gilt

$$\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''_{\text{ges}} = \varepsilon_0 \varepsilon_r, \quad \varepsilon_r = \varepsilon'_r - j \left(\varepsilon''_r + \frac{\sigma}{\omega \varepsilon_0} \right) = \varepsilon'_r - j\varepsilon''_{r,\text{ges}}, \quad (4.3)$$

$$\mu = \mu' - j\mu'' = \mu_0 \mu_r, \quad \mu_r = \mu'_r - j\mu''_r. \quad (4.4)$$

Im Imaginärteil von ε_r sind die Leitungsstromdichte \vec{J}_c aufgrund der Leitfähigkeit σ und die dielektrischen Verluste ε''_r zusammengefasst. Der effektive elektrische Verlustwinkel δ_e ergibt sich somit zu

$$\tan \delta_e = \frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} + \frac{\sigma}{\omega \varepsilon'} = \frac{\varepsilon''_{r,\text{ges}}}{\varepsilon'_r}. \quad (4.5)$$

Die ortsabhängige Raumladungsdichte ρ ist aufgrund der Ladungserhaltung über die Kontinuitätsgleichung

$$\text{div } \vec{J}^i = -j\omega\rho \quad (4.6)$$

mit der eingepprägten Stromdichte \vec{J}^i gekoppelt.

Die angegebenen Beziehungen gelten unter der Voraussetzung harmonischer Zeitabhängigkeit der Form $e^{+j\omega t}$ für alle Größen. Der zeitliche Verlauf einer physikalischen Vektorgröße $\vec{V}(t, \vec{x})$ folgt aus ihrem komplexen Amplitudenvektor $\vec{V}(\omega, \vec{x})$:

$$\vec{V}(t, \vec{x}) = \text{Re} \left\{ \vec{V}(\omega, \vec{x}) e^{+j\omega t} \right\}. \quad (4.7)$$

4.1.2 Wellengleichungen

Die über die Maxwell-Gleichungen (4.1a)–(4.1d) verkoppelten Felder \vec{E} und \vec{H} lassen sich unter Erhöhung der Ordnung in entkoppelter Form durch die Helmholtz- bzw. Wellengleichungen darstellen (Herleitung siehe Anhang A.2):

$$(\Delta + k_0^2 n(\vec{x})) \vec{E} = -\text{grad} \left(\frac{1}{\varepsilon} \vec{E} \cdot \text{grad} \varepsilon \right) + \frac{j}{\omega} \text{grad} \frac{1}{\varepsilon} \text{div} \vec{J}^i + j\omega\mu_0 \vec{J}^i, \quad (4.8a)$$

$$(\Delta + k_0^2 n(\vec{x})) \vec{H} = -\frac{1}{\varepsilon} \text{grad} \varepsilon \times \text{rot} \vec{H} - \varepsilon \text{rot} \frac{1}{\varepsilon} \vec{J}^i. \quad (4.8b)$$

Gln. (4.8) gelten für isotrope Materialien mit örtlich inhomogener Permittivität und Leitfähigkeit.¹ k_0 bezeichnet die Wellenzahl im Vakuum:

$$k_0 = \frac{\omega}{c_0} = \omega \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}. \quad (4.9)$$

Im Rahmen dieser Arbeit kann von nichtmagnetischen Materialien ausgegangen werden, d.h. $\mu = \mu_0$. Diese Annahme ist in den meisten mit Radar zu untersuchenden Böden zulässig [Noo96, Mar00].

Im Freiraum vereinfachen sich die Wellengleichungen zu

$$(\Delta + k_0^2) \vec{E} = j\omega\mu_0 (\mathbf{I} + \text{grad div}) \vec{J}^i, \quad (4.10a)$$

$$(\Delta + k_0^2) \vec{H} = \text{rot} \vec{J}^i. \quad (4.10b)$$

In kartesischen Koordinaten lassen sich die Vektorwellengleichungen (4.10) in ihre Komponenten aufspalten, so dass sich drei skalare Wellengleichungen der Form

$$(\Delta + k_0^2) u = -q \quad (4.11)$$

ergeben.² In (4.11) steht u für ein beliebiges Skalarfeld oder eine Komponente eines Vektorfeldes, q bezeichnet eine skalare Anregungsfunktion.³

4.1.3 Ebene Wellen

Als homogene Elementarlösungen für die Wellengleichungen (4.8) erhält man ebene (transversale, monochromatische) Wellen mit der Ortsabhängigkeit

$$\vec{V}(\vec{x}; k) = \vec{V}(k) e^{-j\vec{k}\vec{x}}. \quad (4.12)$$

Die zeitliche Abhängigkeit wurde bereits durch (4.7) beschrieben. Der Vektor $\vec{V}(k)$ beinhaltet Information über Phase, Amplitude und Polarisation der ebenen Welle, ihre Ausbreitungsrichtung wird durch den Wellenvektor \vec{k} beschrieben:

$$\vec{k} = \hat{k}k = \hat{x}k_x + \hat{y}k_y + \hat{z}k_z, \quad k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2. \quad (4.13)$$

¹Zur Verdeutlichung wurde auf der linken Seite von (4.8) die Ortsabhängigkeit für den Brechungsindex n angegeben, für alle anderen Größen aber der Übersichtlichkeit halber weggelassen.

²Dies gilt auch für die inhomogene Form von (4.10) mit eingepprägten Quellen \vec{J}^i .

³Das negative Vorzeichen ist die in der Literatur übliche Konvention [Bam89].

Das elektrische Feld $\vec{E}(k)$ und das magnetische Feld $\vec{H}(k)$ sowie der Wellenzahlvektor \vec{k} sind miteinander verknüpft [GW98]:

$$\vec{H} = \frac{\hat{k} \times \vec{E}}{Z_W}. \quad (4.14)$$

Z_W bezeichnet den Wellenwiderstand

$$Z_W = \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_r}{\varepsilon_0 \varepsilon_r}} = Z_0 \sqrt{\frac{\mu_r}{\varepsilon_r}}, \quad (4.15)$$

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}} = 120\pi \Omega \approx 377 \Omega. \quad (4.16)$$

Breitet sich die ebene Welle in einem verlustfreien Medium aus ($k'' = 0$), steht die Ausbreitungsrichtung \hat{k} senkrecht auf den Ebenen konstanter Phase.

4.1.4 Grenzbedingungen

Das Verhalten des Feldes an einer Materialinhomogenität wird durch folgende Grenzbedingungen beschrieben [Bal89]:

$$\text{tangenciales elektrisches Feld} \quad \hat{\nu} \times (\vec{E}_2 - \vec{E}_1) = 0 \quad (4.17a)$$

$$\text{tangenciales magnetisches Feld} \quad \hat{\nu} \times (\vec{H}_2 - \vec{H}_1) = \vec{J}_s \quad (4.17b)$$

$$\text{normale elektrische Verschiebungsdichte} \quad \hat{\nu} \cdot (\vec{D}_2 - \vec{D}_1) = \rho_s \quad (4.17c)$$

$$\text{normale magnetische Induktion} \quad \hat{\nu} \cdot (\vec{B}_2 - \vec{B}_1) = 0 \quad (4.17d)$$

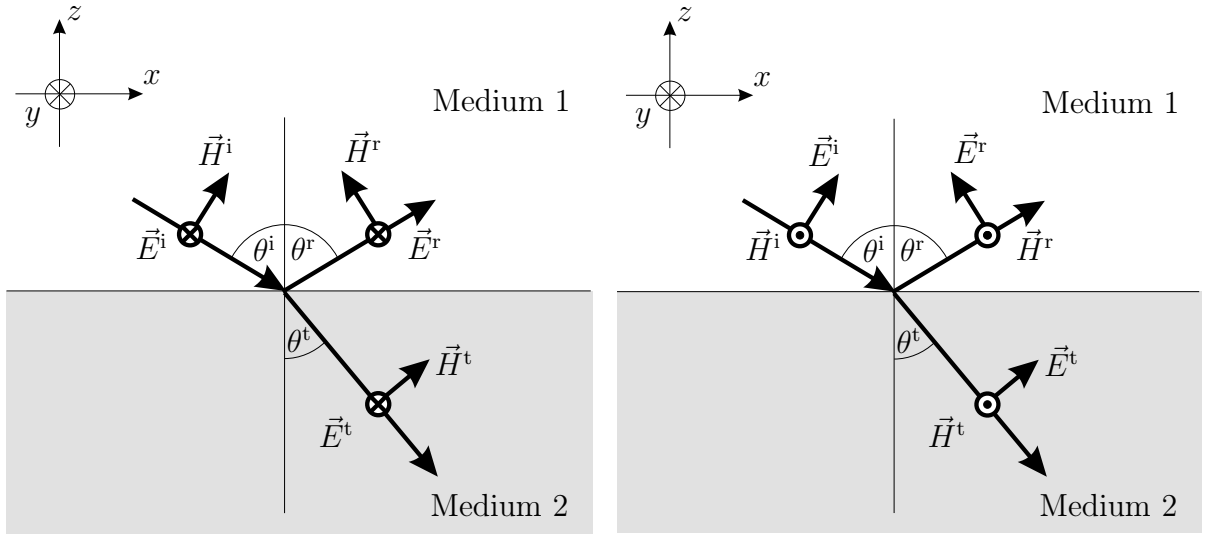
$\hat{\nu}$ ist der Normaleneinheitsvektor auf die Grenzschicht. Das tangential elektrische Feld \vec{E} sowie die normale magnetische Induktion \vec{H} sind beim Übergang stetig. Das tangential magnetische Feld \vec{H} und die normale elektrische Verschiebungsdichte \vec{D} verhalten sich unstetig für den Fall, daß elektrische Ströme \vec{J}_s oder Ladungen ρ_s in der Grenzschicht auftreten.

4.1.5 Reflexion und Transmission ebener Wellen an planaren Grenzschichten

Aus den in Abs. 4.1.4 angegebenen Grenzbedingungen folgt beim Einfall einer ebenen Welle \vec{E}^i auf eine Mediengrenze die Entstehung eines reflektierten und eines transmittierten Anteils \vec{E}^r bzw. \vec{E}^t . Bild 4.2 zeigt die verwendeten Koordinaten und die Komponenten für senkrechte und parallele Polarisation. Die Ausbreitungsrichtungen hängen über das Snelliussche Gesetz

$$k_1 \sin \theta^i = k_1 \sin \theta^r = k_2 \sin \theta^t \quad (4.18)$$

zusammen. Für verlustfreie dielektrische Medien sind die Wellenzahlen k_1, k_2 sowie die Richtungen θ^i, θ^r der einfallenden und reflektierten Welle reell. Der Winkel θ^t ist im allgemeinen komplex anzusetzen, um die Randbedingungen erfüllen zu können. Ist Medium 2 verlustbehaftet, entstehen beim schrägen Übergang nichthomogene ebene Wellen, deren Ebenen



(a) Senkrechte Polarisation.

(b) Parallele Polarisation.

Bild 4.2: Einfall einer ebenen Welle auf eine planare Schichtgrenze.

gleicher Phase nicht parallel zu den Ebenen gleicher Amplitude orientiert sind. Als Verallgemeinerung von (4.13) gilt dann

$$\vec{k}_{\text{nh}} = \hat{k}'k' - j\hat{k}''k'', \quad (4.19)$$

wobei \hat{k}'' senkrecht zur Grenzschicht steht. Ist Medium 1 ebenfalls verlustbehaftet, so wird auch θ^i im allgemeinen komplex, so dass in beiden Medien eine nichthomogene ebene Welle entsteht.⁴

Die auftretenden Winkel können mittels der Komponenten der Wellenzahlvektoren in beiden Medien dargestellt werden:

$$\cos \theta^i = \cos \theta^r = \frac{k_{1z}}{k_1} \quad (4.20a)$$

$$\cos \theta^t = \frac{k_{2z}}{k_2} \quad (4.20b)$$

Aus (4.18) folgt die Stetigkeit der Querkomponenten beim Übergang:

$$k_{1x} = k_{2x} \quad k_{1y} = k_{2y}. \quad (4.20c)$$

Zur Bestimmung der Amplituden \vec{E}^r und \vec{E}^t bzw. \vec{H}^r und \vec{H}^t sind jeweils für den senkrechten und parallelen Polarisationsanteil⁵ die Fresnel-Reflexions- und Transmissionsfaktoren

⁴Für endliche Leitfähigkeit sind in diesem Fall die Ebenen gleicher Amplitude in der Regel nicht parallel zur Grenzfläche orientiert.

⁵In der Literatur wird parallele Polarisation auch als TM (transversal magnetisch bezüglich der z -Richtung), senkrechte Polarisation als TE bezeichnet [Che95].

anzuwenden, hier für eine Welle aus Medium 1 kommend:

$$R_{21}^S = \frac{E^{Sr}}{E^{Si}} = \frac{H^{Sr}}{H^{Si}} = \frac{Z_{2W} \cos \theta^i - Z_{1W} \cos \theta^t}{Z_{2W} \cos \theta^i + Z_{1W} \cos \theta^t} = \frac{k_{1z} - k_{2z}}{k_{1z} + k_{2z}}, \quad (4.21a)$$

$$T_{21}^S = \frac{E^{St}}{E^{Si}} = \frac{Z_{2W} H^{St}}{Z_{1W} H^{Si}} = \frac{2Z_{2W} \cos \theta^i}{Z_{2W} \cos \theta^i + Z_{1W} \cos \theta^t} = \frac{2k_{1z}}{k_{1z} + k_{2z}}, \quad (4.21b)$$

$$R_{21}^P = \frac{E^{Sr}}{E^{Si}} = \frac{H^{Sr}}{H^{Si}} = \frac{Z_{1W} \cos \theta^i - Z_{2W} \cos \theta^t}{Z_{1W} \cos \theta^i + Z_{2W} \cos \theta^t} = \frac{\varepsilon_2 k_{1z} - \varepsilon_1 k_{2z}}{\varepsilon_2 k_{1z} + \varepsilon_1 k_{2z}}, \quad (4.21c)$$

$$T_{21}^P = \frac{E^{Pt}}{E^{Pi}} = \frac{Z_{2W} H^{Pt}}{Z_{1W} H^{Pi}} = \frac{2Z_{2W} \cos \theta^i}{Z_{1W} \cos \theta^i + Z_{2W} \cos \theta^t} = \frac{2\sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_2} k_{1z}}{\varepsilon_2 k_{1z} + \varepsilon_1 k_{2z}}. \quad (4.21d)$$

Eine zu (4.21) äquivalente Darstellung wird durch

$$1 + R_{21}^S = T_{21}^S, \quad (4.22a)$$

$$1 - R_{21}^S = T_{21}^S \frac{k_{2z}}{k_{1z}}, \quad (4.22b)$$

$$1 + R_{21}^P = T_{21}^P \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}}, \quad (4.22c)$$

$$1 - R_{21}^P = T_{21}^P \frac{\sqrt{\varepsilon_1} k_{2z}}{\sqrt{\varepsilon_2} k_{1z}} \quad (4.22d)$$

vermittelt.

Für die Reflexion und Transmission einer ebenen Welle innerhalb eines mehrschichtigen Mediums können an jeder Grenzschicht zwischen einem Medium i und k verallgemeinerte Reflexions- und Transmissionsfaktoren $\tilde{R}_{ik}^{S,P}$ und $\tilde{T}_{ik}^{S,P}$ angegeben werden, die die Überlagerung unendlich vieler Mehrfachreflexionen und -transmissionen widerspiegeln. Sie lassen sich iterativ anhand der Fresnel-Reflexions- und Transmissionsfaktoren sowie der Schichtdicken ermitteln. Die entsprechenden Formeln finden sich in [Che95, (2.1.24), (2.1.28)].

4.2 Bedeutung der Greenschen Funktion

Die *Greensche Funktion* beinhaltet die physikalischen Eigenschaften und Randbedingungen eines gegebenen Problems. Ist sie bekannt, lässt sich zumindest mathematisch die Problemlösung für beliebige Anregungsfunktionen angeben.

Der Zusammenhang zwischen einer Ursache $q(\vec{x})$ und einem resultierenden Skalarfeld $u(\vec{x})$ (Wirkung) lässt sich als Operatorgleichung

$$Lu(\vec{x}) = q(\vec{x}) \quad (\text{inhomogenes Problem}) \quad (4.23)$$

mit dem linearen Operator L darstellen, wobei zur eindeutigen Lösung noch Randbedingungen für $u(\vec{x})$ definiert sein müssen. Die Wirkung $u(\vec{x})$ an der Stelle \vec{x} lässt sich dann als Superposition der Wirkungen aufgrund der Ursachen $q(\vec{x}')$ an den Stellen \vec{x}' auffassen. Der

Zusammenhang wird von der Greenschen Funktion $g(\vec{x}, \vec{x}')$, die als Impulsantwort der Operatorgleichung im allgemeinen Sinne (örtlich und zeitlich) betrachtet werden kann, vermittelt [Gra95]:

$$u(\vec{x}) = \iiint_{-\infty}^{+\infty} g(\vec{x}, \vec{x}') q(\vec{x}') d\vec{x}' = \iiint_{-\infty}^{+\infty} g(\vec{x} - \vec{x}') q(\vec{x}') d\vec{x}'. \quad (4.24)$$

Für vektorielle Größen, beispielsweise elektromagnetische Felder, können (4.23) bzw. (4.24) unter Einführung der *dyadischen Greenschen Funktion* $\overline{G}(\vec{x}, \vec{x}')$ verallgemeinert werden: ⁶

$$\vec{V}(\vec{x}) = \iiint_{-\infty}^{+\infty} \overline{G}(\vec{x}, \vec{x}') \vec{q}(\vec{x}') d\vec{x}' = \iiint_{-\infty}^{+\infty} \overline{G}(\vec{x} - \vec{x}') \vec{q}(\vec{x}') d\vec{x}'. \quad (4.25)$$

4.3 Darstellung im Ortsbereich

In diesem Abschnitt wird ausgehend von der Greenschen Funktion des Freiraums durch Einführung von Spiegelquellen zunächst das Halbraumproblem gelöst. Durch Einführung sogenannter *komplexer Spiegelquellen* gelingt eine Approximation der Greenschen Funktion im zweischichtigen Medium.

4.3.1 Freiraum

Aus der skalaren Wellengleichung im Freiraum (4.11) mit Dirac-Anregung

$$(\Delta + k_0^2) g(\vec{x}) = -\delta(\vec{x}) \quad (4.26)$$

ergibt sich als Elementarlösung die Greensche Funktion des Freiraums $g(\vec{x})$ [Che95] zu

$$g(\vec{x}, \vec{x}') = \frac{e^{-jk_0|\vec{x}-\vec{x}'|}}{4\pi|\vec{x}-\vec{x}'|}. \quad (4.27)$$

Sie entspricht einer Kugelwelle, die sich ausgehend von einer harmonischen Punktquelle am Ort \vec{x}' ausbreitet.

In Spezialfällen, so z.B. bei rotationssymmetrischen Problemen oder bei in einer Dimension sehr stark ausgedehnten Objekten lassen sich 3-D Probleme auf 2-D reduzieren. In diesem Fall stellt die Greensche Funktion die Antwort einer unendlich ausgedehnten Linienquelle dar:

$$g_{2-D}(\vec{x}, \vec{x}_0) = \frac{-j}{4} H_0^{(2)}(k_0 |\vec{x} - \vec{x}_0|), \quad (4.28)$$

wobei $H_0^{(2)}$ die Hankelfunktion nullter Ordnung zweiter Art ist:

$$H_0^{(2)}(x) = J_0(x) - jY_0(x). \quad (4.29)$$

In (4.29) ist $J_0(x)$ die Bessel- und $Y_0(x)$ die Neumannfunktion nullter Ordnung.

⁶Im kartesischen Koordinatensystem kann \overline{G} als Matrix mit neun Elementen angegeben werden.

In 3-D sind elektromagnetische Streuprobleme vektoriell zu beschreiben, wobei hier der direkten Betrachtung der Felder der Vorzug gegenüber der Einführung von Hilfspotentialen [Bal89] gegeben wird. Im Folgenden wird das elektrische Feld $\vec{E}(\vec{x})$ betrachtet — das magnetische Feld ergibt sich bei bekanntem elektrischen Feld über (4.1a) und (4.2a) — das über die dyadische Greensche Funktion $\overline{G}(\vec{x}, \vec{x}')$ gemäß

$$\vec{E}(\vec{x}) = \iiint_{-\infty}^{+\infty} j\omega\mu_0 \overline{G}(\vec{x}, \vec{x}') \vec{J}^i(\vec{x}') d\vec{x}' \quad (4.30)$$

mit der anregenden Stromdichte $\vec{J}^i(\vec{x}')$ gekoppelt ist.

Eine Darstellung für $\overline{G}(\vec{x}, \vec{x}')$ ergibt sich, wenn man die skalare Greensche Funktion des Freiraums (4.27) in die Wellengleichung (4.10a) einsetzt:

$$(\Delta + k_0^2) \overline{G} = - \left(\mathbf{I} + \frac{\text{grad}' \text{div}'}{k_0^2} \right) \delta(\vec{x}), \quad (4.31)$$

$$\Rightarrow \overline{G}(\vec{x}, \vec{x}') = \left(\mathbf{I} + \frac{\text{grad}' \text{div}'}{k_0^2} \right) g(\vec{x}, \vec{x}'). \quad (4.32)$$

4.3.2 Halbraum

Nun sei der Raum durch eine Spiegelebene bei $z = z_H$ in zwei Halbräume unterteilt. Befindet sich die ursprüngliche Quelle bei $\vec{x}' = \hat{x}x' + \hat{y}y' + \hat{z}z'$, dann liegt die Spiegelquelle im Punkt $\hat{x}x' + \hat{y}y' + \hat{z}(2z_H - z')$ und die skalare Greensche Funktion des Halbraums $g_{HR}(\vec{x}, \vec{x}')$ lautet

$$g_{HR}(\vec{x}, \vec{x}') = g(\vec{x}, \vec{x}') \pm g(\vec{x}, \hat{x}x' + \hat{y}y' + \hat{z}(2z_H - z')). \quad (4.33)$$

Das Vorzeichen wird durch die Art der Randbedingung an der Spiegelebene bestimmt (siehe Abs. 5.1.4.1). Beispielsweise gilt für senkrechte Polarisierung und eine elektrisch unendlich leitfähige Ebene das negative Vorzeichen.

Die dyadische Greensche Funktion kann durch eine Transformation in Zylinderkoordinaten abgeleitet werden. Dabei erfolgt eine Entkopplung in skalare TE- und TM-Moden die unter vorzeichenrichtiger Anwendung von (4.33) zu überlagern sind [Gen01]. Eine Alternative besteht darin, die Feldursachen anhand elementarer elektrischer Dipole horizontaler und vertikaler Ausrichtung auszudrücken, deren Wirkung ebenfalls durch eine skalare Feldkomponente beschreibbar ist [Che95].

4.3.3 Zweischichtige Hintergrundmedien

Besteht das Hintergrundmedium wie in Bild 4.3 aus zwei dielektrischen Halbräumen, können Quelle und Beobachtungspunkt jeweils entweder in Medium 1 oder Medium 2 lokalisiert sein, so dass sich vier zu unterscheidende Fälle für die skalar betrachtete Greensche Funktion

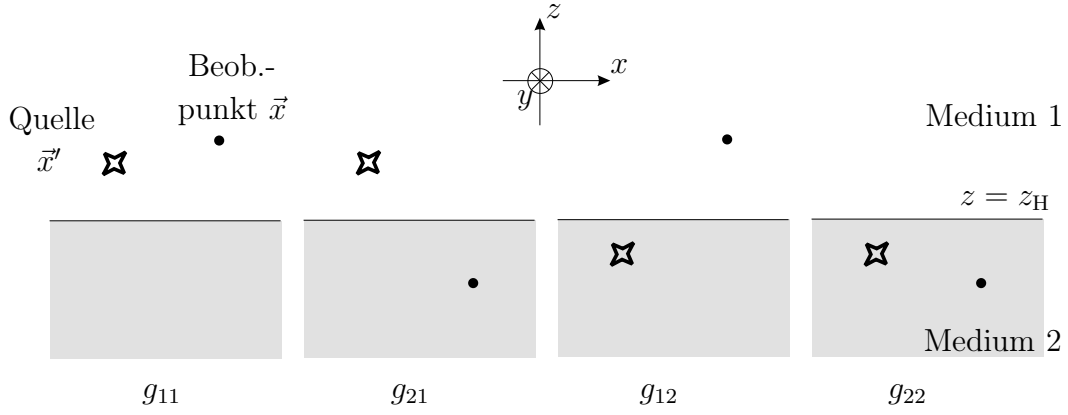


Bild 4.3: Fallunterscheidungen für die Greensche Funktion in einem zweischichtigen dielektrischen Medium.

ergeben [CYFH91, Che95]:

Quelle und Beobachtungspunkt in Medium 1, $z > z_H$, $z' > z_H$:

$$g_{11}^{\text{S,P}}(\vec{x}, \vec{x}') = \frac{-j}{8\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{k_\rho}{k_{1z}} H_0^{(2)}(k_\rho |\vec{\rho} - \vec{\rho}'|) \left[e^{-jk_{1z}|z-z'|} + R_{21}^{\text{S,P}} e^{-jk_{1z}(z+z'-2z_H)} \right] dk_\rho, \quad (4.34a)$$

Quelle in Medium 1, Beobachtungspunkt in Medium 2, $z < z_H$, $z' > z_H$:

$$g_{21}^{\text{S,P}}(\vec{x}, \vec{x}') = \frac{-j}{8\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{k_\rho}{k_{1z}} H_0^{(2)}(k_\rho |\vec{\rho} - \vec{\rho}'|) \cdot T_{21}^{\text{S,P}} e^{-j(k_{2z}(z_H-z) + k_{1z}(z'-z_H))} dk_\rho, \quad (4.34b)$$

Quelle in Medium 2, Beobachtungspunkt in Medium 1, $z > z_H$, $z' < z_H$:

$$g_{12}^{\text{S,P}}(\vec{x}, \vec{x}') = \frac{-j}{8\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{k_\rho}{k_{2z}} H_0^{(2)}(k_\rho |\vec{\rho} - \vec{\rho}'|) \cdot T_{12}^{\text{S,P}} e^{-j(k_{1z}(z-z_H) + k_{2z}(z_H-z'))} dk_\rho, \quad (4.34c)$$

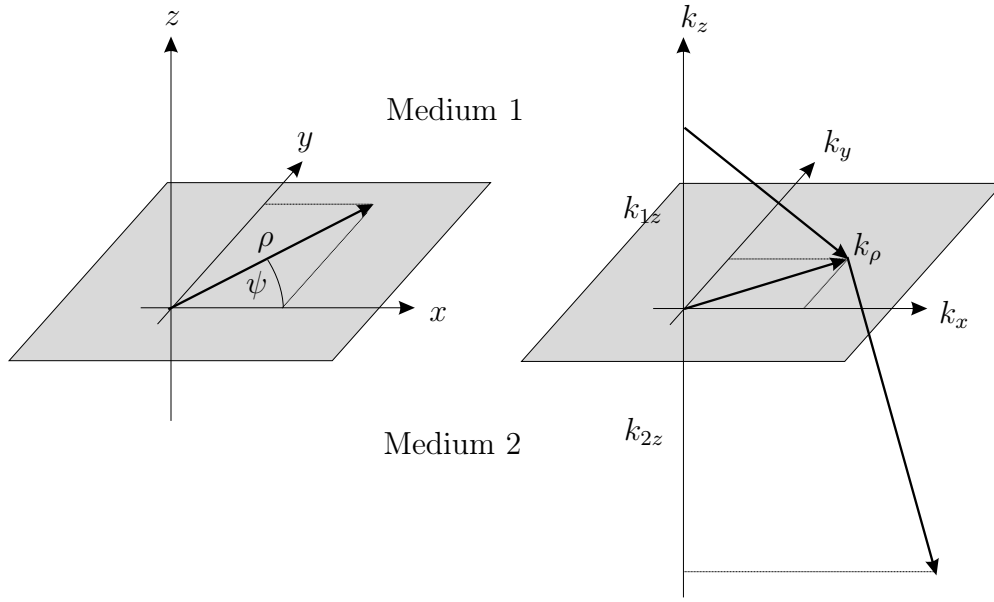


Bild 4.4: Koordinatensysteme im zweischichtigen Hintergrundmedium.

Quelle und Beobachtungspunkt in Medium 2, $z < z_H$, $z' < z_H$:

$$g_{22}^{\text{S,P}}(\vec{x}, \vec{x}') = \frac{-j}{8\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{k_\rho}{k_{2z}} H_0^{(2)}(k_\rho |\vec{\rho} - \vec{\rho}'|) \left[e^{-jk_{2z}|z-z'|} + R_{12}^{\text{S,P}} e^{-j(k_{2z}|z-z'|+2z_H)} \right] dk_\rho, \quad (4.34d)$$

wobei $\rho = \hat{x}x + \hat{y}y$, $\rho' = \hat{x}x' + \hat{y}y'$ und $k_\rho^2 = k_x^2 + k_y^2$.⁷ Für die senkrecht zur Grenzschicht auftretende Wellenzahlkomponente k_{iz} in Medium 1 bzw. Medium 2 gilt $k_{iz} = \sqrt{k_i^2 - k_\rho^2}$ (siehe Bild 4.4). In $g_{ik}^{\text{S,P}}$ steht der Index i für das Medium des Beobachtungspunktes \vec{x} , während der Index k das Medium des Quellpunktes \vec{x}' angibt.

Physikalisch betrachtet beschreiben (4.34a) und (4.34d) das Feld als Überlagerung der von der Quelle direkt emittierten ebenen Wellen mit den an der Grenzschicht reflektierten Anteilen, die in umgekehrter z -Richtung laufen, während in (4.34c) und (4.34b) nur transmittierte Anteile auftreten.

Die in (4.34) auftretenden SOMMERFELD-Integrale sind schlecht konvergent und daher numerisch nur schwer zu lösen [MZ90]. Asymptotische Ansätze, z.B. Sattelpunktmethoden, sind dann nutzbar, wenn Quelle oder Beobachtungspunkt sehr weit von der Grenzschicht entfernt sind [Gen01]. Für mehrfach geschichtete Medien⁸ wurde vor kurzem ein Berechnungsverfahren mittels der inversen Hankeltransformation vorgeschlagen [OC02].

⁷Aufgrund der Rotationssymmetrie des Problems um die senkrecht zur Grenzschicht liegende z -Achse wird bei der Herleitung von (4.34) eine Transformation in Zylinderkoordinaten vorgenommen, so dass die Koordinatenrichtungen \hat{x} und \hat{y} in $\hat{\rho}$ zusammengefasst werden.

⁸Bei denen insbesondere Oberflächenwellen zu berücksichtigen sind.

Mit der Methode der diskreten komplexen Spiegelquellen (engl. *Discrete Complex Image Method*, DCIM) existiert allerdings seit einiger Zeit ein aufwandsgünstiges und genaues Approximationsverfahren [FYD88, CYFH91, AM92, Aks96], das auch im Nahbereich anwendbar ist und im Folgenden verwendet wird. In der Literatur wird leider in der Regel nur der Fall beschrieben, dass Quelle und Beobachtungspunkt in der selben Schicht liegen. Diese Lücke wird hier geschlossen.

Ziel der DCIM ist die analytische Rücktransformation der Integrale (4.34) in den Ortsraum. Am Beispiel von (4.34a) gelingt dies, wenn für $R_{21}^{\text{S,P}}$ eine Approximation der Form

$$R_{21}^{\text{S,P}}(k_{1z}) \approx \sum_{n=1}^N a_{11n} e^{-b_{11n} k_{1z}} \quad (4.35)$$

gefunden werden kann. Unter Anwendung der SOMMERFELD-Identität

$$\frac{e^{-jk_1|\vec{x}-\vec{x}'|}}{4\pi r} = \frac{-j}{8\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{k_\rho}{k_{1z}} H_0^{(2)}(k_\rho|\vec{\rho}-\vec{\rho}'|) e^{-jk_{1z}|z-z'|} dk_\rho \quad (4.36)$$

in (4.34a) ergibt sich dann eine Reihenentwicklung in Form einer gewichteten Summe von Greenschen Funktionen des Freiraums:

$$g_{11}^{\text{S,P}}(\vec{x}, \vec{x}') = \frac{e^{-jk_{1r_0}(\vec{x}, \vec{x}')}}{4\pi r_0(\vec{x}, \vec{x}')} + \sum_{n=1}^N a_{11n} \frac{e^{-jk_{1r_n}(\vec{x}, \vec{x}')}}{4\pi r_n(\vec{x}, \vec{x}')} , \quad (4.37)$$

$$r_0(\vec{x}, \vec{x}') = \sqrt{(x-x')^2 + (z-z')^2} , \quad (4.38)$$

$$r_n(\vec{x}, \vec{x}') = \sqrt{(x-x')^2 + (z+z'-2z_{\text{H}} - jb_{11n})^2} . \quad (4.39)$$

Hierbei sind die Positionen der Bildquellen $r_n(\vec{x}, \vec{x}')$ im allgemeinen komplex.

Für die Approximation (4.35) wird in [CYFH91] die PRONY-Methode oder eine ihrer Varianten vorgeschlagen, im Rahmen dieser Arbeit wurden allerdings genauere Ergebnisse mit der GPOF-Methode (engl. *Generalized Pencil-of-Function Method*) [HS89, HS90, Aks96] erzielt. Die Implementierung der GPOF-Methode in MATLAB[©] findet sich in Anhang A.4.

Betrachtet man zunächst parallele Polarisierung, so folgt aus (4.21c) und

$$k_{2z} = \pm \sqrt{k_2^2 - k_1^2 + k_{1z}^2} \quad (4.40)$$

der Reflexionsfaktor

$$R_{21}^{\text{P}}(k_{1z}) = \frac{\varepsilon_2/\varepsilon_1 k_{1z} \mp \sqrt{k_2^2 - k_1^2 + k_{1z}^2}}{\varepsilon_2/\varepsilon_1 k_{1z} \pm \sqrt{k_2^2 - k_1^2 + k_{1z}^2}} . \quad (4.41)$$

Vor der Approximation kann der sogenannte quasi-dynamische Anteil

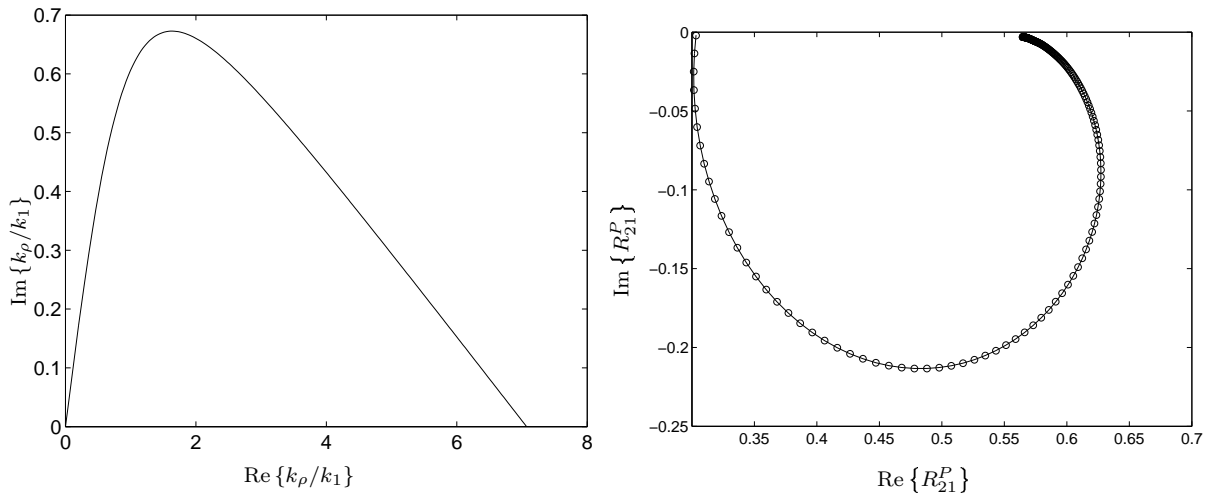
$$R_{21}^{\text{Pqd}} = \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\varepsilon_2 + \varepsilon_1} , \quad (4.42)$$

der sich ergibt, wenn die Frequenz gegen Null geht und $k_{1z} \approx k_{2z}$ wird, von R_{21}^{P} subtrahiert werden.

Zur Anwendung der GPOF-Methode muss R_{21}^P als Funktion eines reellen Parameters t dargestellt werden, während (4.41) noch über der komplexen k_{1z} Ebene parametrisiert ist. In [CYFH91, Aks96] wird die Parameterkurve

$$k_{1z} = k_1(-jt + 1 - t/T_0), \quad 0 \leq t \leq T_0 \quad (4.43)$$

vorgeschlagen, die in Bild 4.5(a) über der komplexen k_ρ -Ebene abgebildet ist. Dieser Approximationspfad vermeidet die Singularitäten, die sich für einen Pfad k_x entlang der reellen Achse ergeben würden. T_0 sollte um einiges größer als $\sqrt{|\varepsilon_2/\varepsilon_1|}$ gewählt werden. Wichtig ist die korrekte Wahl des Wurzelvorzeichens in (4.41), so dass der Imaginärteil von k_{2z} negativ wird und nur exponentiell abklingende Terme entstehen.



(a) Approximationspfad in komplexer (auf k_1 normierter) k_ρ -Ebene.

(b) R_{21}^P (durchgezogen) und Approximation (Kreise).

Bild 4.5: Approximation der Funktion R_{21}^P .

Die auf t parametrisierten Approximationskoeffizienten \tilde{a}_{11n} und \tilde{b}_{11n} mit

$$R_{21}^P(t) \approx \sum_{n=1}^N \tilde{a}_{11n} e^{\tilde{b}_{11n} t} \quad (4.44)$$

müssen auf k_{1z} zurückgerechnet werden, damit die Identität (4.36) anwendbar ist. Aus

$$R_{21}^P(k_{1z}) \approx \sum_{n=1}^N a_{11n} e^{-b_{11n} k_{1z}} = \sum_{n=1}^N \tilde{a}_{11n} e^{\tilde{b}_{11n} t} \quad (4.45)$$

folgt unter einsetzen der Parameterkurve (4.43)

$$b_i = \frac{\tilde{b}_i T_0}{k_1(jT_0 + 1)}, \quad a_i = \tilde{a}_{11n} e^{\frac{\tilde{b}_{11n} T_0}{jT_0 + 1}}. \quad (4.46)$$

n	\tilde{a}_{11n}	\tilde{b}_{11n}	a_{11n}	b_{11n}
1	$0,5556 - j0,0030$	0	$0,5556 - j0,0030$	0
2	$0,5674 - j0,0206$	$-0,0008 + j0,0036$	$0,5694 - j0,0199$	$0,0002 + j0,0001$
3	$-0,2488 + j0,1544$	$-1,1537 + j1,4813$	$-0,7542 - j0,7501$	$0,0616 + j0,0638$
4	$-0,0979 - j0,1845$	$-0,6025 + j0,5233$	$0,0561 - j0,3156$	$0,0204 + j0,0317$
5	$0,0855 + j0,0496$	$-1,4279 + j2,9374$	$-0,9970 + j1,0383$	$0,1278 + j0,0864$
6	$-0,0029 - j0,0010$	$-0,9315 + j5,1500$	$0,1567 - j0,3907$	$0,2346 + j0,0780$

Tabelle 4.1: Koeffizienten a_{11n} , \tilde{a}_{11n} , \tilde{b}_{11n} und b_{11n} der Approximation sechster Ordnung für parallele Reflexion an der Schichtgrenze zwischen Vakuum und einem Medium mit $\varepsilon = 3,5 - j0,03$, ($T_0 = 7$).

Beispielhaft sind in Tabelle 4.1 die Koeffizienten für eine Approximation sechster Ordnung in Vakuum über einem Medium mit $\varepsilon = 3,5 - j0,03$ für parallele Polarisation angegeben. Die resultierende Approximation des Reflexionsfaktors R_{21}^P ist in Bild 4.5(b) abgebildet. Mit lediglich sieben Reihengliedern, d.h., der direkten Quelle, der quasi-dynamischen Quelle und fünf komplexen Spiegelquellen wurde bereits ein mittlerer quadratischer Fehler von nur $1,1 \cdot 10^{-3} \%$ erreicht.

Für senkrechte Polarisation wird dieselbe Vorgehensweise wie bei der parallelen Polarisation angewandt. Aus (4.21c) ergibt sich die zu approximierende Funktion

$$R_{21}^S(k_{1z}) = \frac{k_{1z} - \sqrt{k_2^2 - k_1^2 + k_{1z}^2}}{k_{1z} + \sqrt{k_2^2 - k_1^2 + k_{1z}^2}}. \quad (4.47)$$

Die Greensche Funktion $g_{22}^{S,P}$ ergibt sich analog $g_{11}^{S,P}$. Da die Quelle sich jetzt in Medium 2 befindet, wird in (4.35), (4.36) und (4.37) k_2 bzw. k_{2z} anstelle von k_1 und k_{1z} angesetzt. Damit die Koeffizienten \tilde{a}_{22n} , \tilde{b}_{22n} auf k_{2z} umgerechnet werden können, wird auch der Approximationsweg (4.43) für k_{2z} angesetzt.⁹

Zur Bestimmung der Greenschen Funktionen $g_{12}^{S,P}$ und $g_{21}^{S,P}$ ist eine weitere Approximation der Transmissionsfaktoren $T_{12}^{S,P}$ bzw. $T_{21}^{S,P}$ nicht erforderlich, da mittels (4.22a) und (4.22c) die Rückführung auf die Reihenentwicklung für die Reflexionsfaktoren $R_{21}^{S,P}$ und $-R_{12}^{S,P}$ möglich ist.

Damit bleiben die Phasenterme $e^{-jk_{1z}(z-z_H)}$ bzw. $e^{-jk_{2z}(z_H-z)}$ in (4.34c) und (4.34b) zu approximieren. Sie sollen durch die Koeffizienten a'_{12n} , b'_{12n} , a'_{21n} und b'_{21n} dargestellt werden.¹⁰ Für das Produkt aus Transmissionsfaktor und Phasenterm sollen schließlich die Koeffizienten

⁹Aufgrund des veränderten Approximationsweges können die Koeffizienten a_{22n} und b_{22n} nicht unmittelbar unter Ausnutzung von $R_{21}^{S,P} = -R_{12}^{S,P}$ aus \tilde{a}_{11n} und \tilde{b}_{11n} abgeleitet werden.

¹⁰Da die Phasenterme über der k_z -Komponente im Medium des Empfangspunktes ausgedrückt sind, aber (4.36) die Rücktransformation nur für k_z im Medium der Quelle erlaubt, gelingt keine analytische Lösung.

a_{12n} , b_{12n} , a_{21n} und b_{21n} berechnet werden:

$$T_{12}^{\text{S,P}} e^{-jk_{1z}(z-z_{\text{H}})} \approx \sum_{n=1}^N a_{12n} e^{-b_{12n}k_{2z}}, \quad (4.48\text{a})$$

$$T_{21}^{\text{S,P}} e^{-jk_{2z}(z_{\text{H}}-z)} \approx \sum_{n=1}^N a_{21n} e^{-b_{21n}k_{1z}}. \quad (4.48\text{b})$$

Die Bestimmung, hier am Beispiel von g_{12}^{S} , gelingt durch elementweise Multiplikation der beiden Reihen

$$T_{12}^{\text{S}} \approx \left(1 + \sum_{n=1}^{N_{22}} a_{22n} e^{-b_{22n}k_{2z}} \right) \text{ und} \quad (4.49)$$

$$e^{-jk_{1z}(z-z_{\text{H}})} \approx \sum_{n=1}^{N'} a'_{12n} e^{-b'_{12n}k_{2z}}, \quad (4.50)$$

wobei in (4.49) bereits die Darstellung über den Reflexionsfaktor R_{21}^{S} (4.22a) eingesetzt wurde. Ein Koeffizientenvergleich führt auf die gesuchten Parameter a_{12n} , b_{12n} , a_{21n} und b_{21n} :

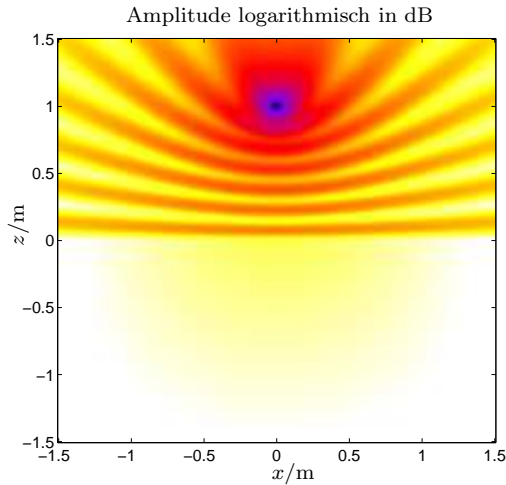
$$\sum_{n=1}^N a_{12n} e^{-b_{12n}k_{2z}} = \left(1 + \sum_{n=1}^{N_{22}} a_{22n} e^{-b_{22n}k_{2z}} \right) \cdot \left(\sum_{n=1}^{N'} a'_{12n} e^{-b'_{12n}k_{2z}} \right). \quad (4.51)$$

Die beschriebene Vorgehensweise, bei der nur die Phasenfaktoren approximiert werden müssen, ist aufwandsgünstiger und genauer als die in [LLYL02] beschriebene Anwendung der GPOF auf die Produkte (4.48).

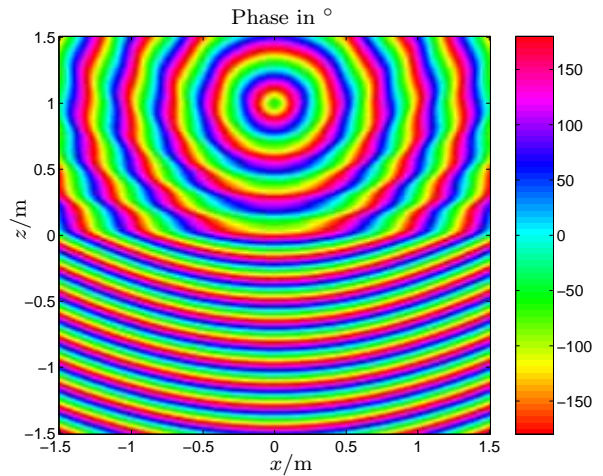
Über a'_{12n} , b'_{12n} , a'_{21n} und b'_{21n} wurde eine explizite Abhängigkeit der Approximationskoeffizienten a_{12n} , b_{12n} , a_{21n} und b_{21n} von der Höhe z des Beobachtungspunktes eingeführt. Für jede Änderung von z müssen somit neue Approximationskoeffizienten bestimmt werden, was die Überlegenheit der DCIM im Vergleich zur numerischen Integration gegenüber dem Fall, dass sich Sender und Empfänger im selben Medium befinden, verringert. In diesem Fall waren die Approximationskoeffizienten nämlich unabhängig von der Position von Quell- und Beobachtungspunkt. In [LLYL02] wird die Tabellierung der Approximationskoeffizienten für verschiedene Höhen z vorgeschlagen. Da in dieser Arbeit die Antennen jeweils nur auf konstanter Höhe oberhalb der Grenzschicht bewegt werden, kann dieser Nachteil vermieden werden. Aufgrund der Reziprozität kann zur Berechnung der Felder im Boden, die eine variable Position des Beobachtungspunktes erfordert (siehe auch Abs. 5.4.1), $g_{21}^{\text{S,P}}$ durch $g_{12}^{\text{S,P}}$ ersetzt werden. Damit vertauschen sich die Rollen von Quelle und Beobachtungspunkt und Letzterer ist wiederum auf fester Höhe.

Bild 4.6 zeigt die Greensche Funktion für eine zweischichtige Anordnung bestehend aus Vakuum und einem Sandboden mit $\varepsilon_{\text{r}} = 3,5 - j0,03$. Die Anregung befindet sich im Vakuum 1 m über der Grenzschicht. Das durch Überlagerung der gegensinnig laufenden direkten und reflektierten Anteile entstehende Interferenzmuster im oberen Medium ist gut erkennbar. Die Unterschiede in der Randbedingung werden in den Amplitudenbildern 4.6(a) und

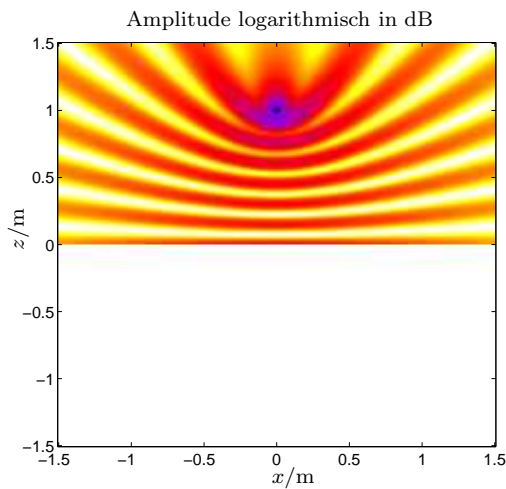
4.6(c) sichtbar. Für senkrechte Polarisation geht die Amplitude (Bild 4.6(a)) stetig an der Grenzschicht über, während für parallele Polarisation (Bild 4.6(c)) ein Sprung entsprechend (4.22c) erfolgt. Die Phase ist dagegen in beiden Fällen stetig (Bild 4.6(b) und 4.6(d)).



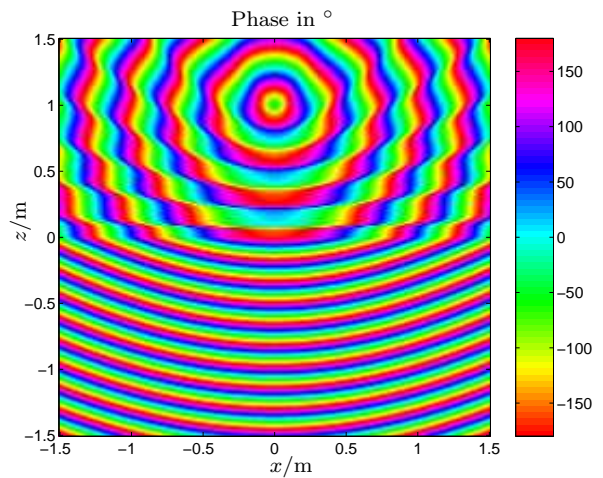
(a) Senkrechte Polarisation.



(b) Senkrechte Polarisation.



(c) Parallele Polarisation.



(d) Parallele Polarisation.

Bild 4.6: Greensche Funktion für zweischichtige Anordnung Vakuum–Sandboden ($\varepsilon_r = 3,5 - j0,03$), Frequenz 1 GHz, Approximation 15. Ordnung für g_{11} und 75. Ordnung für g_{12} .

Dyadische Beschreibung

Die beschriebene Vorgehensweise für skalare Greensche Funktionen lässt sich auch im Falle dyadischer Greenscher Funktion anwenden. Diese werden üblicherweise für geeignet gewählte

Vektor- bzw. Skalarpotentiale¹¹ statt für die Felder direkt angesetzt. Nach Entkopplung der Potentiale in TE- und TM-Moden ergeben sich für die Komponenten der Potentialfunktionen Darstellungen, die bis auf Proportionalitätsfaktoren identisch zu (4.34) sind [AM92, DA95].

4.4 Spektraldarstellung

Das in Abs. 5.1 und 5.2 erörterte linearisierte Streuproblem lässt sich durch Übergang in den Ortsfrequenzbereich — auch als Spektral- oder Wellenzahlbereich bezeichnet — deutlich aufwandsgünstiger lösen als im Ortsbereich, da durch den Einsatz der Fouriertransformation aufwändige Faltungsoperationen vermieden werden können. Entsprechende Verfahren haben ihre Grundlage in der Computertomographie und werden in Abs. 6.1 näher beschrieben. Ausgangspunkt sind Greensche Funktionen im Spektralbereich, für die sich insbesondere im Fall planar geschichteter Medien durch Zerlegung der Felder in ebene Wellen und Ansatz der Fresnel-Reflexions- und Transmissionsfaktoren einfache Formulierungen finden lassen.

Grundidee ist die Überführung der Faltungsintegrale (4.24) bzw. (4.25) in eine Multiplikation im Ortsfrequenzbereich. Der Zusammenhang zwischen Orts- und Ortsfrequenzbereich wird durch das dreidimensionale Fourierpaar [Bam89]

$$\vec{V}(\vec{x}) = \vec{V}(x, y, z) \circ \bullet \vec{V}(\vec{k}) = \vec{V}(k_x, k_y, k_z), \quad (4.52a)$$

$$\vec{V}(\vec{x}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \iiint_{-\infty}^{\infty} \vec{V}(\vec{k}) e^{-j(k_x x + k_y y + k_z z)} dk_x dk_y dk_z, \quad (4.52b)$$

$$\vec{V}(\vec{k}) = \iiint_{-\infty}^{\infty} \vec{V}(\vec{x}) e^{j(k_x x + k_y y + k_z z)} dx dy dz \quad (4.52c)$$

vermittelt.

4.4.1 Entwicklung elektromagnetischer Felder in ebene Wellen

Mit der Korrespondenz $\Delta \circ \bullet -\vec{k}^2$ ¹² lässt sich die skalare Wellengleichung (4.11) vom Orts- in den Ortsfrequenzbereich transformieren:

$$\left(-\vec{k}^2 + k_0^2\right) u(\vec{k}) = -q(\vec{k}). \quad (4.53)$$

Die Wellenzahl k_0 des Hintergrundmediums ist dabei als fest vorgegebener Systemparameter aufzufassen, während \vec{k} variabel ist. Der homogene Anteil ($q(\vec{k}) = 0$) von (4.53) wird für beliebige \vec{k} gelöst, wenn

$$\vec{k}^2 = k_0^2 \quad (4.54)$$

¹¹In planar geschichteten Medien existieren mehrere gängige Varianten [MZ90].

¹²Gl. (4.13) und $\frac{\partial^n}{(\partial x, y, z)^n} \circ \bullet (jk_{x, y, z})^n$.

gilt.¹³ Jede mögliche Elementarlösung (4.54) entspricht, wie aus dem räumlichen Verschiebungssatz der Fouriertransformation folgt, im Ortsbereich einer ebenen Welle:

$$u(\vec{k}) \delta(|\vec{k}| - k_0) \bullet \circ u(\vec{x}) e^{-j\vec{k}\vec{x}}. \quad (4.55)$$

Ein harmonisches homogenes Feld kann folglich als eine Überlagerung von unendlich vielen ebenen Wellen mit Wellenvektoren \vec{k} entsprechend (4.54), d.h., mit unterschiedlichen Ausbreitungsrichtungen aber gleicher Frequenz, dargestellt werden. Durch Anwendung von (4.52b) auf das Feld $\vec{V}(\vec{x})$ ergibt sich direkt das zugehörige Ortsfrequenzspektrum bzw. die Zerlegung in ebene Wellen (engl. *plane wave decomposition*), wobei jeder Spektralwert $\vec{V}(\vec{k})$ die komplexe Amplitude einer ebenen Welle mit Wellenvektor \vec{k} repräsentiert.

4.4.2 Freiraum

Das Ortsfrequenzspektrum der Greenschen Funktion im Freiraum ergibt sich mit $q(\vec{x}) = \delta(\vec{x}) \bullet \circ \tilde{q}(k) = 1$ aus (4.11) als

$$\tilde{g}(\vec{k}) = \frac{-1}{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2 - k_z^2}. \quad (4.56)$$

Durch Rücktransformation (4.56) folgt die Ortsbereichsdarstellung in Form der Überlagerung ebener Wellen:

$$g(\vec{x}, \vec{x}') = \frac{-1}{(2\pi)^3} \iiint_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-j(k_x(x-x') + k_y(y-y') + k_z(z-z'))}}{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2 - k_z^2} dk_x dk_y dk_z. \quad (4.57)$$

Gl. (4.57) gibt im Falle verlustfreier Medien zunächst nur eine formale Darstellung, da die Integration aufgrund der Polstellen bei $\pm k_0$ nicht eindeutig ist. Dieses Problem lässt sich beispielsweise durch Wahl eines geeigneten Integrationsweges oder durch Annahme beliebig kleiner Verluste im Medium zur Unterdrückung unphysikalischer Lösungen umgehen. Durch Integration über k_z kann das Dreifach- in ein Zweifachintegral umgewandelt werden und man erhält die WEYL-Identität [Wey19] für (4.27):

$$g(\vec{x}, \vec{x}') = \frac{-j}{8\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-j(k_x(x-x') + k_y(y-y') + k_z|z-z'|)}}{k_z} dk_x dk_y, \quad (4.58)$$

$$k_z = \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}. \quad (4.59)$$

Das Ortsfrequenzspektrum der dyadischen Greenschen Funktion ergibt sich aus der Umsetzung der Vektorwellengleichung (4.10) in den Ortsfrequenzbereich:

$$\tilde{\vec{G}}(\vec{k}) = \frac{1}{k_0^2 k_z} (k_0^2 \mathbf{I} + \vec{k}\vec{k}). \quad (4.60)$$

¹³Dieser Zusammenhang wurde in (4.13) bereits vorweggenommen.

In kartesischen Koordinaten erhält man komponentenweise

$$\tilde{G}(\vec{k}) = \frac{1}{k_0^2 k_z} \begin{pmatrix} k_0^2 - k_x^2 & -k_x k_y & -k_x k_z \\ -k_y k_x & k_0^2 - k_y^2 & -k_y k_z \\ -k_z k_x & -k_z k_y & k_0^2 - k_z^2 \end{pmatrix}. \quad (4.61)$$

Die vektorielle Erweiterung der Weyl-Identität (4.58) folgt analog:

$$\bar{G}(\vec{x}, \vec{x}') = \frac{-j}{8\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} e^{-j(k_x(x-x') + k_y(y-y') + k_z|z-z'|)} \left[\frac{\mathbf{I}k_0^2 - \vec{k}\vec{k}}{k_0^2 k_z} \right] dk_x dk_y. \quad (4.62)$$

4.4.3 Zweischichtiges Hintergrundmedium

Während für die Vollwellenmodellierung in Abs. 5.4.1 alle vier Greensche Funktionen eines zweischichtigen Hintergrundmediums benötigt werden (vgl. Bild 4.3), genügt für die linearisierte tomographische Beschreibung (Abs. 5.3.5) die Greensche Funktion für die Transmission über die Mediengrenze hinweg, d.h. $\tilde{G}_{21}(k_x, k_y, k_{1z}, k_{2z})$ [CC02]:

$$\tilde{G}_{21}(k_x, k_y, k_{1z}, k_{2z}) = \frac{1}{k_0^2(\varepsilon_1 k_{2z} + \varepsilon_2 k_{1z})} \cdot \begin{pmatrix} k_{1z}k_{2z} + k_y^2 & -k_x k_y & -k_x k_{2z} \\ -k_y k_x & k_{1z}k_{2z} + k_x^2 & -k_y k_{2z} \\ -k_{1z}k_x & -k_{1z}k_y & k_x^2 - k_y^2 \end{pmatrix}, \quad (4.63)$$

woraus die Ortsbereichsdarstellung

$$\bar{G}_{21}(\vec{x}, \vec{x}') = \frac{-j}{8\pi^2} \iint_{-\infty}^{\infty} e^{-j(k_x(x-x') + k_y(y-y') + k_{1z}|z'-z_H| + k_{2z}|z_H-z|)} \cdot \tilde{G}^{21}(k_x, k_y, k_{1z}, k_{2z}) dk_x dk_y \quad (4.64)$$

folgt. Durch Transposition

$$\tilde{G}_{12}(k_x, k_y, k_{1z}, k_{2z}) = \left(\tilde{G}_{21}(k_x, k_y, k_{1z}, k_{2z}) \right)^T \quad (4.65)$$

lässt sich die Rolle von Sender und Empfänger vertauschen.

5 Feldtheoretische Modellierung des Streuproblems

Die Untersuchung des Einflusses von Inhomogenitäten bzw. Streukörpern auf die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen wird als *Streuproblem* bezeichnet. Im vorliegenden Kapitel wird das *direkte Streuproblem* behandelt, bei dem die Streukörper bekannt sind und das Streufeld gesucht ist. Kapitel 6 ist dann Verfahren zur Lösung des inversen Streuproblems gewidmet, d.h., der Bestimmung der Streukörper für ein vorgegebenes Streufeld.

Zunächst werden in Abs. 5.1 die zur Lösung des direkten Streuproblems benötigten Grundlagen vermittelt, auf denen linearisierte Verfahren (Abs. 5.2 und 5.3) sowie Vollwellenverfahren (Abs. 5.4) aufbauen. Zur Überprüfung der in Kapitel 6 entwickelten Rekonstruktionsverfahren werden zuerst synthetisch generierte, fehlerfreie Daten verwendet. In Abs. 5.4.1 wird die Nyström-Methode als ein sehr attraktives numerisches Verfahren für 2-D Probleme behandelt, das im Rahmen dieser Arbeit auf planar geschichtete Hintergrundmedien erweitert wurde. In Abs. 5.4.2 werden 3-D Probleme dann mittels eines kommerziellen Momentenmethodeprogramms gelöst.

5.1 Grundbegriffe

In Bild 5.1(a) ist ein Systemmodell dargestellt, anhand dessen drei fundamentale Fragestellungen motiviert werden können, denen auch die in der Feldtheorie üblichen Probleme (Randwert-, Quellen- und Streuprobleme) zuzuordnen sind:

Direkte Probleme: für gegebene Eingangsgrößen und ein bekanntes System werden die Ausgangsgrößen bestimmt.

Rekonstruktionsproblem: bei gegebenen Ausgangsgrößen und bekanntem System wird die Eingangsgröße gesucht.

Identifikationsproblem: bei gegebenen Eingangs- und Ausgangsgrößen werden die Eigenschaften des Systems gesucht.

Die beiden letzten Probleme werden üblicherweise unter dem Begriff *Inversproblem* zusammengefasst.

5.1.1 Randwert- und Quellenproblem

Das homogene *Randwertproblem* besteht in der Bestimmung des unbekanntes Feldes in einem quellenfreien Raumgebiet bei Kenntnis des Feldes auf einer Berandung dieses Gebiets.

Da sich unter den entsprechenden Vereinfachungen (siehe Abs. 5.3.1 und 5.3) das inverse Quellen- bzw. Streuproblem in ein Randwertproblem überführen lassen, ist es für die tomographische Bildrekonstruktion von zentraler Bedeutung.¹

Quellenprobleme dienen dem Auffinden inhomogener Lösungen. Das direkte Quellenproblem besteht in der Bestimmung des unbekanntes Feldes aufgrund einer bekannten Feldursache, das inverse Quellenproblem hat als Lösung die unbekanntes Ursache eines bekannten Feldes.

5.1.2 Direktes Streuproblem

Unter dem direkten Streuproblem versteht man die Untersuchung des Einflusses von Materialinhomogenitäten bzw. Streukörpern auf die Ausbreitung von Feldern. In Bild 5.1(b) ist das zugehörige Systemmodell dargestellt. Eine vorgegebene Stromverteilung \vec{J}^i wirkt als Anregung und verursacht ein einfallendes Feld \vec{E}^i , das als Eingangsparameter des Systems wirkt. Das System sei charakterisiert durch die *Objekt- oder Kontrastfunktion* O , die die örtlichen Eigenschaften der Streuer beschreibt (siehe Abs. 5.1.4). Die Ausgangsgröße des Systemmodells ist das Streufeld \vec{E}^s . Das System ist ortsvariant aber linear, d.h., bei Überlagerung von einfallenden Feldern \vec{E}_1^i und \vec{E}_2^i ergibt sich das resultierende Streufeld als lineare Überlagerung $\vec{E}_1^s + \vec{E}_2^s$.

Das einfallende Feld \vec{E}^i entspräche ohne Vorhandensein von Streuern dem Gesamtfeld \vec{E}^t . Durch die Streuer entsteht zusätzlich das Streufeld \vec{E}^s , das sich mit dem einfallenden Feld zum Gesamtfeld \vec{E}^t summiert:

$$\vec{E}^t = \vec{E}^i + \vec{E}^s. \quad (5.1)$$

5.1.3 Inverses Streuproblem

Das lineare Systemmodell Bild 5.1(b) wird dem Streuproblem insofern nicht gerecht, als üblicherweise das einfallende Feld \vec{E}^i bekannt und durch die Messanordnung vorgegeben ist, während die Streukörper unbekannt sind. Das entsprechende Systemmodell ist in Bild 5.1(c) abgebildet. Als Eingangsgröße dienen nun die variablen Streueigenschaften O , während das einfallende Feld \vec{E}^i eine vorgegebene Systemeigenschaft ist, die z.B. durch das Abstrahlverhalten der Antennen eines Radars bestimmt ist. Bei Hinzufügen von Streuern ergibt sich das Streufeld nicht mehr als lineare Superposition der Beiträge der einzelnen Streuern, da zuvor nicht existente Interaktionen zwischen den Streuern auftreten. Das System ist daher nichtlinear.

Die fundamentale Fragestellung in der Radartechnik besteht nun in der Umkehrung des Systemmodells Bild 5.1(c), d.h., in der Bestimmung der unbekanntes Streueigenschaften O anhand der Kenntnis des Streufeldes \vec{E}^s und einfallenden Feldes \vec{E}^i . Es handelt sich damit um

¹Die in Abs. 5.1.4.1 und 5.1.4.2 vorgestellten Streuprobleme können mathematisch ebenfalls als Randwertproblem aufgefasst werden.

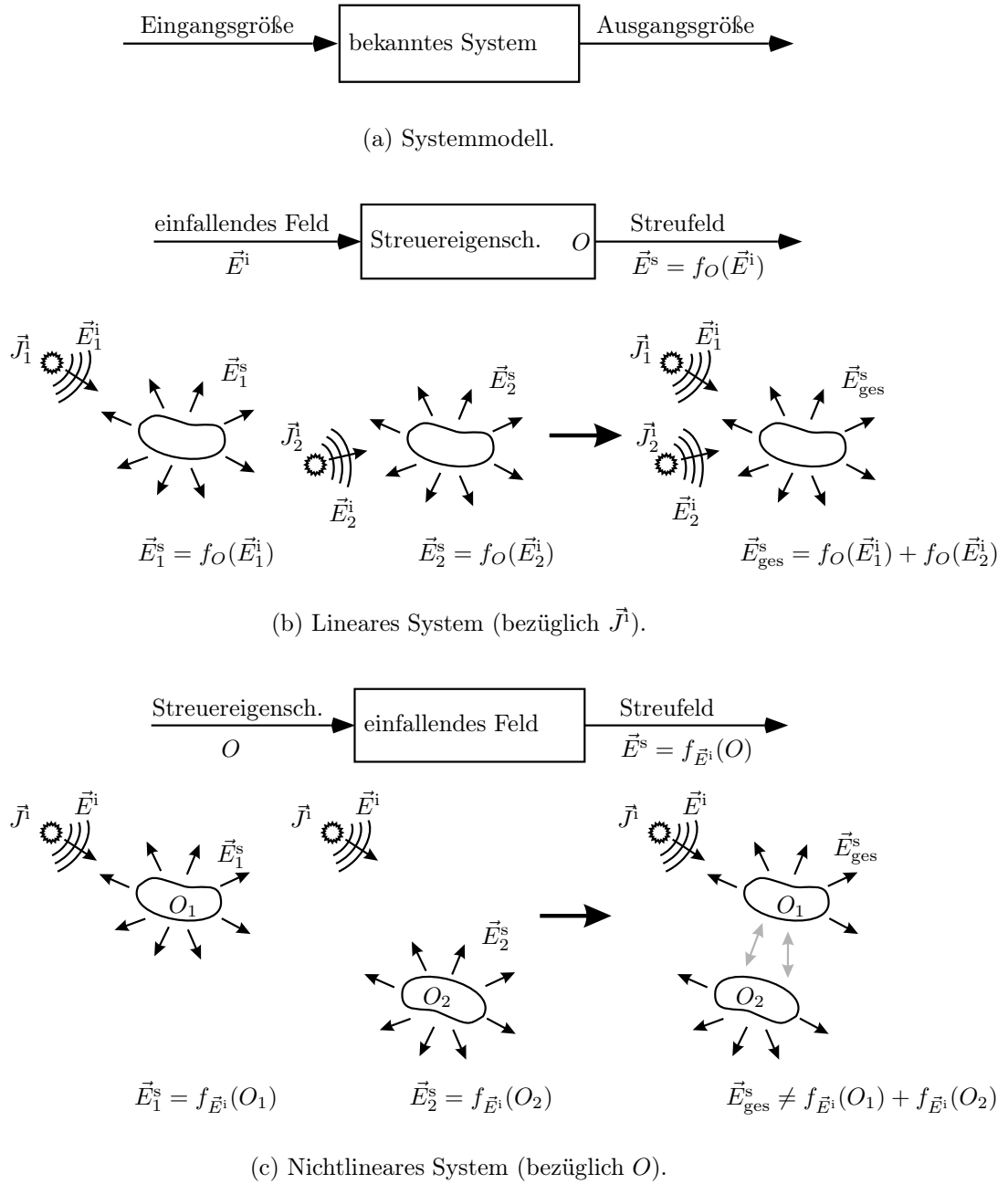


Bild 5.1: Schematische Darstellung des direkten und des inversen Streuproblems.

ein Identifikationsproblem, das aber in der Literatur auch häufig als Rekonstruktionsproblem bezeichnet wird.

Eine schwerwiegende Komplikation besteht darin, daß das inverse Streuproblem zur Klasse der sogenannten *schlecht* oder *inkorrekt gestellten* (engl. *ill-posed*) Probleme gehört.² Schlecht gestellt bedeutet nach HADAMARD, daß mindestens eine der drei Voraussetzungen für *gut* oder *korrekt gestellte* (engl. *well-posed*) Probleme mehr oder weniger stark verletzt wird [Lou89, CK98]:

1. für das Problem soll eine Lösung existieren,
2. die Lösung soll eindeutig sein,
3. die Lösung soll Änderungen der Messgröße kontinuierlich folgen.

Die dritte Bedingung ist in der Praxis von besonderer Bedeutung, da sie sich auf die Stabilität der Lösung bezieht. Kleine Fehler der Messgröße sollen demnach nur kleine Fehler in der Lösung verursachen. Praktisch alle auftretenden Streuprobleme verletzen diese Bedingung. Die Aufgabe besteht daher darin, eine numerische Kompromisslösung zu finden die einerseits den gemessenen Daten möglichst gut entspricht, andererseits aber stabil, d.h., nicht zu rauschanfällig ist. Man erreicht dies durch *Regularisierung* des Problems [Lou89, Nos99, Rie00].³ Das ursprünglich schlecht gestellte Problem wird dabei mit Hilfe eines benachbarten, gut gestellten Problems approximiert. Der Grad der Nachbarschaft wird mit Hilfe eines Regularisierungsparameters eingestellt.

Die in der elektromagnetischen Feldtheorie üblichen Streuprobleme verletzen auch die ersten beiden Bedingungen für Gutgestelltheit. Dies liegt zum einen daran, dass die fehlerbehafteten Messdaten nicht mehr zum Lösungsraum des zugrundeliegenden Streuoperators gehören, d.h. es gibt keine Streuerverteilung, die die gemessenen fehlerbehafteten Streufelder hervorrufen könnte. Zum anderem spiegeln sich spezifische Eigenschaften der Quellenverteilung in der gemessenen Feldverteilung nicht oder nur mit verschwindendem Beitrag wieder — sogenannte *nichtstrahlende* bzw. *nichtemittierende* Quellen, die der Grund für Mehrdeutigkeiten sind [Lan87]. Dieses Problem kann durch Einführung der sogenannten *verallgemeinerten Inversen* behoben werden [Rie00].

Sowohl das direkte als auch das inverse Streuproblem können — unter Beibehaltung der Problemschwierigkeit — in äquivalente Quellenprobleme überführt werden. Ein äquivalentes inverses Quellenproblem lässt sich formal durch Invertierung der zugrundeliegenden Operatorgleichung lösen. Im Spektralbereich beispielsweise ergäbe sich mit einem Streuoperator L aus $L(\vec{k})\vec{E}^i(\vec{k}) = \vec{E}^s(\vec{k})$ die Lösung $L(\vec{k}) = \vec{E}^s(\vec{k})/\vec{E}^i(\vec{k})$. Diese Vorgehensweise ist nicht anwendbar, da sie die Kenntnis des Feldes \vec{E}^s im gesamten Raum voraussetzt. In der Praxis ist aber insbesondere das wichtige Gebiet, in dem sich die Quellen selbst befinden, einer Messung gerade nicht zugänglich.

²Eine Folgerung aus der Kompaktheit des Streuoperators.

³Die numerische Behandlung schlecht gestellter Probleme ohne Regularisierungsmaßnahmen führt zu unsinnigen Ergebnissen, beispielsweise zu wachsenden Fehlern für feiner werdende Diskretisierung.

5.1.4 Eigenschaften von Streukörpern und Randbedingungen

Bei den in der Radartechnik auftretenden Streukörpern kann unterschieden werden zwischen undurchdringlichen Streuobjekten, in deren Innerem kein Feld existieren kann (z.B. metallische Körper) und durchlässigen (z.B. dielektrischen) Streuobjekten.

5.1.4.1 Undurchdringliche Objekte

Alle Inhomogenitäten, d.h. Bereiche mit einem vom homogenen Hintergrundmedium abweichenden Brechungsindex, sollen in einem Gebiet D eingeschlossen sein.

Für undurchdringliche Objekte existiert das Feld nur im Aussenraum und das Streuproblem wird zum Randwertproblem auf der Streuerberandung ∂D . Die Art der Randbedingung ist dabei entscheidend für die Lösung. Gilt die DIRICHLET-Randbedingung, so nennt man die entsprechenden Objekte auch „weich“ (engl. *sound-soft*), eine Bezeichnung, die aus der Akustik herrührt und die besagt, dass an der Oberfläche der Gesamtschalldruck Null sein muss:

$$u^t = 0 \quad \text{auf } \partial D. \quad (5.2)$$

Im Fall elektromagnetischer Wellen entspricht dies der Randbedingung für die tangential elektrische Feldstärke an einem idealen Leiter.

„Harte“ Objekte (Randbedingung nach VON NEUMANN) weisen an der Grenze stetiges Verhalten des Feldes auf:

$$\frac{\partial u^t}{\partial \hat{\nu}} = 0 \quad \text{auf } \partial D. \quad (5.3)$$

Diese Randbedingung gilt z.B. für das normale magnetische Feld an einem ideal leitfähigen Objekt.

Die Dirichlet- und von-Neumann-Randbedingung sind in der Impedanz-Randbedingung

$$\frac{\partial u^t}{\partial \hat{\nu}} + j\lambda u^t = 0 \quad \text{auf } \partial D, \quad (5.4)$$

mit positiver Konstante λ verallgemeinert.

Im Falle undurchdringlicher Streuer kann das Gesamtfeld u^t in Form einer Oberflächenintegralgleichung ausgedrückt werden. Für „weiche“ Streuer ergibt sich das Gesamtfeld u^t abhängig vom einfallenden Feld u^i [CK98]:

$$u^t(\vec{x}) = u^i(\vec{x}) - \oint_{\partial D} \frac{\partial u^t(\vec{x}')}{\partial \hat{\nu}(\vec{x}')} g(\vec{x}, \vec{x}') ds(\vec{x}'). \quad (5.5)$$

Dieses Problem ist nichtlinear hinsichtlich der Streuerberandung ∂D .

Für die weiteren Randbedingungen lassen sich vergleichbare Beziehungen herleiten [Rie00].

5.1.4.2 Durchlässige Objekte und inhomogene Medien

Während Streuprobleme auf undurchlässigen Objekten in Form eines Oberflächenintegrals formuliert werden konnten, erfordern durchlässige Objekte die Lösung von Volumenintegralen. Das Feld im Aussenraum wird dabei über eine Randbedingung mit dem Feld im Inneren

des Streuers gekoppelt, was als Transmissionsproblem bezeichnet wird [CK98]. Die örtlich inhomogenen Streueigenschaften charakterisiert man durch die *Objekt-* bzw. *Kontrastfunktion* $O(\vec{x})$. Sie errechnet sich aus Wellenzahl bzw. dem Brechungsindex gemäss:

$$O(\vec{x}) = k^2(\vec{x}) - k_0^2 = k_0^2(n(\vec{x})^2 - 1). \quad (5.6)$$

Im Folgenden soll eine kurze Ableitung für einen zu (5.5) äquivalenten Zusammenhang zwischen Objektfunktion O , einfallendem Feld u^i und Gesamtfeld u^t angegeben werden. Setzt man $u^t = u^i + u^s$ (vgl. (5.1)) in die skalare Wellengleichung (4.11) ein, ergibt sich mit dem ortsabhängigen Brechungsindex $n(\vec{x})$

$$(\Delta + k_0^2 n^2(\vec{x})) (u^i(\vec{x}) + u^s(\vec{x})) = -q(\vec{x}). \quad (5.7)$$

Die Anregung $q(\vec{x})$ sei im Bereich des homogenen Hintergrundmediums ($k = k_0$, o.B.d.A.) lokalisiert, so dass für das einfallende Feld u^i

$$(\Delta + k_0^2) u^i(\vec{x}) = -q(\vec{x}) \quad (5.8)$$

gilt. Setzt man (5.8) und (5.7) gleich, erhält man

$$(\Delta + k_0^2) u^s(\vec{x}) = -O(\vec{x})(u^i(\vec{x}) + u^s(\vec{x})). \quad (5.9)$$

Der differentielle Zusammenhang (5.9) kann durch Integration über den Bereich D — außerhalb gilt $O(\vec{x}) = 0$ — in eine Integralgleichung für das gestreute Feld u^s überführt werden:

$$u^s(\vec{x}) = - \iiint_D g(\vec{x}, \vec{x}') (-O(\vec{x}')(u^i(\vec{x}') + u^s(\vec{x}')) d\vec{x}'. \quad (5.10)$$

Für das Gesamtfeld gilt entsprechend die hinsichtlich D nichtlineare LIPPMAN-SCHWINGER-Integralgleichung:

$$u^t(\vec{x}) = u^i(\vec{x}) + \iiint_D g(\vec{x}, \vec{x}') O(\vec{x}') u^t(\vec{x}') d\vec{x}'. \quad (5.11)$$

Damit scheint das Streuproblem in ein Quellenproblem überführt worden zu sein, das sich unter Zuhilfenahme der Greenschen Funktion für Freiraum bzw. ein homogenes Medium lösen lässt. Tatsächlich ist aber im anregenden Term der äquivalenten (fiktiven) Quellen $O(\vec{x}')u^t(\vec{x}')$ das unbekannte Streufeld u^s enthalten, so dass keine explizite Lösung angegeben werden kann. Lösungsmöglichkeiten werden in den Abschnitten 5.2 bis 5.4 vorgestellt.

Abschließend soll noch ohne Herleitung der zu (5.11) analoge Zusammenhang für Vektorfelder angegeben werden:

$$\vec{E}^t(\vec{x}) = \vec{E}^i(\vec{x}) + \iiint_{-\infty}^{\infty} \vec{G}(\vec{x}, \vec{x}') \cdot O(\vec{x}') \vec{E}^t(\vec{x}') d\vec{x}'. \quad (5.12)$$

\vec{G} ist die dyadische Greensche Funktion, die in (4.32) definiert wurde.

5.1.5 Abstrahlbedingungen

Für das gestreute Feld u^s bzw. \vec{E}^s sind prinzipiell zwei Lösungen möglich, nämlich eine vom Streuer weg- und eine zum Streuer hinlaufende Welle. Die letztere ist unphysikalisch und muss daher durch eine *Abstrahlbedingung* unterdrückt werden. Für skalare Felder ist dies die Abstrahlbedingung nach SOMMERFELD:

$$\lim_{r \rightarrow \infty} r \left(\frac{\partial u^s(\vec{x})}{\partial r} + jku^s \right) = 0 \quad \text{mit } r = |\vec{x}|. \quad (5.13)$$

Für elektromagnetische Felder \vec{E}^s und \vec{H}^s gilt die Bedingung nach SILVER-MÜLLER:

$$\lim_{r \rightarrow \infty} r \left(Z_0 \vec{H}^s \times \hat{x} - r \vec{E}^s \right) = 0 \quad \text{mit } r = |\vec{x}|, \hat{x} = \vec{x}/|\vec{x}|. \quad (5.14)$$

Die Greenschen Funktionen (4.27) und (4.32) erfüllen die Abstrahlbedingungen, so dass jede mit ihrer Hilfe generierte Lösung physikalisch ist.

5.2 Linearisierung des Streuproblems

In den vorigen Abschnitten wurde die nichtlineare Natur des Streuproblems beschrieben. Es gibt verschiedene Situationen, unter denen es *linearisiert* werden kann, d.h. unter denen Approximationen angesetzt werden können, die das nichtlineare in ein lineares Problem überführen. Das linearisierte inverse Problem kann mit drastisch reduziertem Aufwand gelöst werden, bzw. eine Lösung wird überhaupt erst mit machbarem Aufwand erreicht. Die Vorteile der Linearisierung haben dazu geführt, dass sie die Voraussetzung für alle gängigen SAR-Algorithmen sowie Computer- und Röntgentomographie ist und auch in Situationen angewendet wird, wo sie eigentlich ungültig ist.

Die Einschränkung, die in Kauf genommen werden muss, ist die Vernachlässigung von Interaktionen (Kopplung) zwischen den auf den Streuern induzierten Quellen. Je nach Situation ist diese Vereinfachung mehr oder weniger zulässig. Ein erster Anhaltspunkt ist der verwendete Frequenzbereich bzw. die Wellenlänge im Verhältnis zur Größe der Objekte. Man unterscheidet zwischen tiefen Frequenzen, bei denen die Wellenlänge sehr viel größer als die größten Objektmaße ist (z.B. Rayleigh-Bereich bei der Kugel), den Frequenzen im Resonanzbereich mit Wellenlängen in der Größenordnung der Objekte und optischen oder hohen Frequenzen (z.B. optischer Bereich bei der Kugel).

5.2.1 Ray-Tracing und Physikalische Optik

Für hohe Frequenzen lässt sich die Wellenausbreitung durch strahlenoptische bzw. geometrisch optische Ansätze beschreiben, d.h., die Ausbreitungswege in einem Streuerszenario ergeben sich durch geometrische Strahlsuche, bei der direkte und mehrfach reflektierte Pfade gesucht werden. In homogenen Medien laufen die Strahlen geradlinig, während sie in inhomogenen Medien auch gekrümmt sein können. Zunächst treten nur dort Pfade auf,

wo keine undurchdringlichen Objekte die entsprechenden Wege blockieren, d.h. das Feld in Schattenbereichen ist Null.

Von den verschiedenen Möglichkeiten zur Verbesserung der geometrisch optischen Näherung durch Einführung von Beugung soll hier nur die Physikalische Optik bzw. KIRCHHOFF-Näherung erwähnt werden [CK98, Lan87]. Sie wird für metallische bzw. stark leitfähige Streuer verwendet und ist ebenfalls eine Hochfrequenzapproximation. Fällt eine ebene Welle $u^i = e^{-j\vec{k}^i \vec{x}}$ aus der Richtung \vec{k}^i auf eine ebene Fläche (Normalenvektor $\hat{\nu}$) mit Dirichlet-Randbedingung, so ergibt sich eine reflektierte Welle $u^s = e^{-j\vec{k}^s \vec{x}}$ mit Ausbreitungsrichtung

$$\vec{k}^s = \vec{k}^i - 2\hat{\nu}\vec{k}^i\hat{\nu}. \quad (5.15)$$

Die Linearisierung wird deutlich, wenn man (5.15) in (5.5) einsetzt. Die Richtungsableitung $\partial u^t / \partial \hat{\nu}$ ergibt sich nämlich mit

$$\frac{\partial u^t}{\partial \hat{\nu}} = \text{grad } u^t \cdot \hat{\nu} \quad (5.16)$$

zu

$$\begin{aligned} \frac{\partial u^t}{\partial \hat{\nu}} &= -j\hat{\nu} \left(\vec{k}^i u^i + \vec{k}^s u^s \right) \\ &= -j\hat{\nu} \left(\vec{k}^i u^i + \vec{k}^i u^s - 2\hat{\nu}\vec{k}^i\hat{\nu} u^s \right) = -2j\vec{k}^i\hat{\nu} u^i = -2\frac{\partial u^i}{\partial \hat{\nu}}. \end{aligned} \quad (5.17)$$

Somit fällt das im Gesamtfeld u^t enthaltene Streufeld u^s auf der rechten Seite von (5.5) weg und es gelingt eine explizite Darstellung durch das einfallende Feld u^i . In (5.17) wurde $u^i + u^s = 0$ auf der ebenen Fläche verwendet.⁴ Diese Betrachtung soll nun für die Beugung eines durch eine ebene Welle beleuchteten Streuobjektes mit konvexer Form und großen Abmessungen bzw. Krümmungsradien gegenüber der Wellenlänge verwendet werden. Unter diesen Voraussetzungen ist der Streukörper lokal planar. Setzt man die Näherung (5.17) in die Integralgleichung (5.5) ein, so ergibt sich die KIRCHHOFF-Approximation

$$u^t(\vec{x}) = e^{-j\vec{k}^i \vec{x}} + 2 \oint_{\partial D_+} \frac{\partial e^{-j\vec{k}^i \vec{x}'}}{\partial \hat{\nu}(\vec{x}')} g(\vec{x}, \vec{x}') ds(\vec{x}'). \quad (5.18)$$

Das Umlaufintegral erstreckt sich dabei nur über die direkt beleuchteten Gebiete $\partial D_+ := \{\vec{x} \in \partial D_+ : \hat{\nu}(\vec{x}) \cdot \vec{k}^i \geq 0\}$, während in den Schattenbereichen ∂D_- für das Gesamtfeld $\partial u^t / \partial \hat{\nu} = 0$ angesetzt wird, d.h., induzierte Quellen aufgrund von Beugung der einfallenden Welle oder Kopplung vernachlässigt werden.

5.2.2 Born-Näherung

Die *Born*-Näherung ist die gebräuchlichste Näherung für durchlässige Streuer bzw. inhomogene Medien [CK98, Lan87, Bra96]. Sie wird im Englischen auch als *weak scatterer approximation* bezeichnet, da sie voraussetzt, dass schwach streuende Objekte betrachtet werden,

⁴Gl. (5.15) in $u^t = u^i + u^s$ eingesetzt, unter Beachtung von $\vec{x}\hat{\nu} = 0$ (die ebene Fläche gehe o.B.d.A. durch den Ursprung).

für deren Objektfunktion $O \approx 0$ gilt. Somit lassen sich einerseits Interaktionen zwischen Streuern vernachlässigen, gleichzeitig kann das Gesamtfeld innerhalb der Streukörper als ungefähr gleich dem einfallenden Feld angenommen werden:

$$u^t \approx u^i \quad \text{in } D. \quad (5.19)$$

Damit vereinfacht sich die Lippman-Schwinger-Gleichung (5.11) zu

$$u^s(\vec{x}) = u^t(\vec{x}) - u^i(\vec{x}) = \iiint_D g(\vec{x}, \vec{x}') \cdot O(\vec{x}') u^i(\vec{x}') d\vec{x}'. \quad (5.20)$$

Als erhebliche Erleichterung für die Inversion wird damit das gemessene Streufeld explizit durch das bekannte einfallende Feld und die gesuchte Objektfunktion ausgedrückt.

5.3 Tomographische Vorwärtslösung

Wie bereits in Abs. 5.1.3 erwähnt, ist abbildenden Systemen das gestreute Feld nicht im ganzen Raum, sondern meist nur entlang einer *Apertur* zugänglich. Die resultierenden Problemstellungen lassen sich im Begriff der *Tomographie*⁵ zusammenfassen. Man versteht darunter Verfahren zur Ermittlung der örtlichen Verteilung eines Parameters in einer Querschnittsebene aus messtechnisch gewonnenen Projektionswerten. Unter einer Projektion versteht man im strengen Sinn ein Wegintegral entlang einer Geraden durch ein Bild bzw. eine Kontrastfunktion. Diese aus der Röntgentomographie stammende Definition, bei der Beugung keine Rolle spielt, wird in der Ultraschall- oder Mikrowellentomographie erweitert aufgefasst als Rekonstruktion einer Schnittebene durch eine Streuerabbildung mittels der in einer Ebene (auch zylindrisch bzw. sphärisch) erfassten Information [KS87]. Tomographische Verfahren arbeiten meistens im Spektralbereich und sind durch den Einsatz schneller Fouriertransformationen sehr effektiv. Wie bereits in Kapitel 4 erläutert, ist die Spektraldarstellung aufgrund der Zerlegung der Felder in ebene Wellen darüber hinaus günstig für die Modellierung planar geschichteter Hintergrundmedien.

5.3.1 Ewald-Kugel

Zunächst soll das direkte Quellenproblem im Freiraum oder homogenen Hintergrundmedium aus tomographischer Sicht betrachtet werden. In Abs. 4.4 wurde bereits die Punktantwort des Raumes (Greensche Funktion) im Ortsfrequenzbereich angegeben. Nun seien die Messwerte lediglich auf einer planaren Apertur- bzw. Messebene, die bei $z = z_A$ liegen soll, bekannt.⁶ Das Spektrum dieses Schnittes bei z_A durch ein skalares Feld einer einzelnen Punktquelle kann als Teilspektrum der Greenschen Funktion über den transversalen Wellenzahlen k_x

⁵Vom griechischen „tomos“=Schnitt abgeleitet.

⁶Die folgenden Überlegungen lassen sich durch Koordinatentransformation auf jede beliebige Lage der Apertur umsetzen.

und k_y , d.h., als Fouriertransformierte entlang der Apertur, angegeben werden. Mit der Weylschen Identität (4.58) folgt dann:⁷

$$\tilde{g}(k_x, k_y, z) = \frac{-j}{8\pi^2 k'_z} e^{-jk'_z |z|}, \quad \text{mit } k'_z = \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}. \quad (5.21)$$

Das Spektrum ist über den gesamten k_x, k_y Bereich definiert, aufgrund der Wurzel k'_z muss aber eine Fallunterscheidung vorgenommen werden. Im verlustlosen Medium k_0 sind Anteile mit $k_x^2 + k_y^2 \leq k_0^2$ (k'_z reell) ausbreitungsfähig, da eine Änderung der z -Koordinate nur eine Phasenverschiebung verursacht. Moden mit $k_x^2 + k_y^2 > k_0^2$ weisen ein rein imaginäres k'_z auf und klingen folglich über z exponentiell ab. Sie werden daher *evaneszent* oder quergedämpft genannt und sind üblicherweise in einem Abstand von einigen Wellenlängen zur Quelle nicht mehr nachweisbar bzw. von Rauschen verdeckt.⁸ In verlustbehafteten Medien sind alle Anteile gedämpft und es werden häufig die Anteile $k_x^2 + k_y^2 > (\text{Re}\{k\})^2$ als evaneszent bezeichnet [DD97].

Nun wird, wie in Bild 5.2 gezeigt, anstelle einer Punktquelle eine Quellenverteilung im Bereich $z_{\min} \leq z \leq z_{\max}$ vorgegeben, deren Feld wiederum bei z_A vermessen wird. Da die Messung in der Regel nur im Bereich außerhalb der Quellen durchgeführt werden kann, gilt $z_A > z_{\max}$ und $|z|$ kann in (5.21) durch z ersetzt werden. Werden nun noch die evaneszenten Moden vernachlässigt, d.h., $\tilde{g}'(k_x, k_y, z) = 0$ für $k_x^2 + k_y^2 > k_0^2$ gesetzt, kann der Verschiebungssatz auf (5.21) angewendet werden und man erhält im Spektralbereich eine modifizierte Version der Greenschen Funktion (4.57):

$$\check{g}(k_x, k_y, k_z) = \frac{-j}{8\pi^2 k'_z} \delta(k_z - k'_z), \quad \text{mit } k'_z = \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}. \quad (5.22)$$

Die Greensche Funktion (5.22) stellt im Spektralbereich demnach eine δ -Halbkugelschale mit Radius k_0 dar, die unter dem Namen *Ewald-Kugel* bekannt ist [Bam89, Lan87]. Das Teilspektrum des Feldes in der Messebene z_A aufgrund einer Quellenverteilung $\tilde{q}(k_x, k_y, k'_z)$ ⁹ ergibt sich mit (5.22) zu

$$\tilde{u}(k_x, k_y, z_A) = \frac{-j}{8\pi^2 k'_z} e^{-jk'_z z_A} \tilde{q}(k_x, k_y, k'_z) \quad \text{mit } k_x^2 + k_y^2 \leq k_0^2 \quad (5.23)$$

$$k'_z = \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}. \quad (5.24)$$

Es tragen nur die Werte des Quellenspektrums, die auf der Ewald-Halbkugel, d.h., auf einer zweidimensionalen Fläche, liegen, zum Ergebnis bei. Zumindest in der Theorie ist daher eine eindeutige tomographische Rekonstruktion einer Quellenverteilung anhand von Messungen im quellenfreien Raum nicht möglich, was sich auch in der Existenz der bereits erwähnten nichtstrahlenden Quellen äußert.

⁷Für Vektorfelder ergibt sich das Teilspektrum mit (4.60).

⁸Um physikalische, d.h., abklingende evaneszente Lösungen zu erhalten, ist das negative Vorzeichen der Wurzel zu wählen: $k'_z = -j\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k_0^2}$.

⁹Fouriertransformierte der örtlichen Quellenverteilung $q(x, y, z)$.

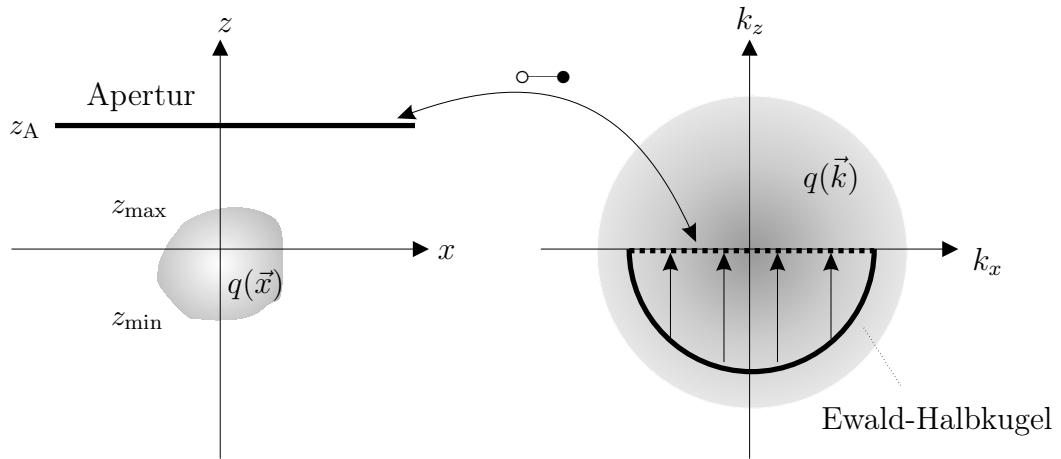


Bild 5.2: Zusammenhang zwischen einer Quellenverteilung und dem resultierenden Feld auf einer Messebene.

In Bild 5.2 ist eine Fourierbeziehung zwischen dem gemessenen Feld in der Apertur und den auf eine Linie projizierten Werten des Quellspektrums $\tilde{q}(\vec{k})$ eingezeichnet. Auf sie wird in Abs. 5.3.2 eingegangen.

Zunächst soll für quellenfreie Raumbereiche aufgezeigt werden, wie das Feld von einer bestimmten Aperturhöhe z_A auf eine andere Höhe z *propagiert* (ausgebreitet) werden kann. Der Zusammenhang wird durch die Übertragungsfunktion $\tilde{P}(k_x, k_y, z_A, z)$ des Raumes, die sich als Lösung des Randwertproblems des Raumes bzw. der homogenen Wellengleichung (siehe auch Abs. 4.1.3) ergibt, hergestellt:

$$\tilde{P}(k_x, k_y, z_A, z) = e^{-j(z-z_A)k'_z} = \begin{cases} e^{-j(z-z_A)k'_z} & k_x^2 + k_y^2 \leq \text{Re}\{k_0\}^2 \\ e^{-(z-z_A)k'_z} & k_x^2 + k_y^2 > \text{Re}\{k_0\}^2 \end{cases} \quad (5.25)$$

$$k'_z = \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2} \quad (5.26)$$

$\tilde{P}(k_x, k_y, z_A, z)$ wird auch als *Propagator* bezeichnet, der auf jede Komponente (ebene Welle) eines Feldes eine definierte Phasen- und Amplitudenänderung aufbringt, die gerade der gewünschten Ortsänderung entspricht.

5.3.2 Fourier-Beugungstheorem

Nach der Betrachtung von Quellen- und Randwertproblem wird nun das linearisierte Streuproblem anhand des Zusammenhangs zwischen Streufeld und Kontrastfunktion im Ortsfrequenzbereich behandelt. Hilfreich ist dafür zunächst die Betrachtung der Röntgenotomographie, bei der sich das unbekannte Objekt zwischen Quelle und Empfänger befindet und aufgrund vernachlässigbarer Beugung von den Röntgenstrahlen entlang gerader Linien durchdrungen wird. Am Empfänger wird die Gesamtdämpfung — aufintegriert entlang des Strahlweges — gemessen, was einer Parallelprojektion der Kontrastfunktion entspricht. Das sogenannte *Zentralschnitt-Theorem* besagt, daß die Fouriertransformierte dieser Parallelprojektion gerade dem Schnitt durch das Spektrum der hervorrufenden Kontrastfunktion

in der Richtung senkrecht zur Projektionsrichtung entspricht [Che95, Bam89, KS87]. Wird demnach die Projektionsmessung für verschiedene Azimutwinkel wiederholt, so ist das Spektrum des unbekanntes Objekts entlang der zugehörigen Schnittlinien bekannt. Mittels Fourierrücktransformation kann dann die örtliche Kontrastfunktion näherungsweise bestimmt werden.¹⁰

Da in der Mikrowellentomographie Beugung eine wesentliche Rolle spielt, muss eine erweiterte Darstellung des Zentralschnitttheorems gefunden werden. Diese Beziehung ist in Bild 5.2 bereits angedeutet: die Fouriertransformierte des gemessenen Feldes längs der Apertur ergibt direkt die Werte des Quellenspektrums $\tilde{q}(\vec{k})\delta(k_z - k'_z)$ — mit k'_z entsprechend (5.24) — auf der Ewald-Halbkugel.¹¹ Die Beugung drückt sich folglich dadurch aus, dass die in der Röntgentomographie auftretenden geraden Schnittebenen jeweils durch eine Ewald-Halbkugel ersetzt werden.

Nachdem nun ein Zusammenhang zwischen Quellenverteilung und hervorgerufenem Feld hergestellt ist, kann das Streuproblem betrachtet werden. Dabei wird die Quellenverteilung durch das einfallende Feld auf den Streuern induziert. Vergleicht man (4.25) mit (5.20) stellt man fest, daß unter der Born-Näherung das Streuproblem in ein äquivalentes Quellenproblem mit der Anregung

$$q(\vec{x}) = O(\vec{x})u^i(\vec{x}) \quad (5.27)$$

überführt wird. Eine einfallende ebene Welle $u^i(\vec{x}) = e^{-j\vec{k}^i\vec{x}}$ wirkt in (5.27) auf die Objektfunktion $O(\vec{x})$ wie eine Modulation im Ortsbereich. Im Spektralbereich ergibt sich daher mit dem Verschiebungssatz:

$$\tilde{q}(\vec{k}) = \tilde{O}(\vec{k} + \vec{k}^i). \quad (5.28)$$

Eingesetzt in (5.23) folgt das *Fourier-Beugungstheorem* nach WOLF [Wol69]:

$$\begin{aligned} \tilde{u}^s(k_x, k_y, z_A) &= \frac{-j}{8\pi^2 k'_z} e^{-jk'_z z_A} \tilde{O}(\vec{k} + \vec{k}^i) \\ \text{mit } k_x^2 + k_y^2 &\leq k_0^2, \quad k'_z = \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}. \end{aligned} \quad (5.29)$$

Bild 5.3 veranschaulicht geometrisch den Zusammenhang zwischen der Richtung \vec{k}^i der einfallenden ebenen Welle, die den Mittelpunkt der Ewald-Halbkugel auf einem Kreis mit Radius k_0 um den Ursprung bestimmt, und der Orientierung der Apertur $\hat{\nu}$, zu der die Ewald-Halbkugel parallel ausgerichtet ist. Da die Rekonstruktion der Quellenfunktion umso besser gelingt, je mehr Kenntnis über ihr Spektrum vorhanden ist, kann eine Messstrategie darin bestehen, die Winkellage der Apertur und die Richtung der einfallenden Welle zu variieren, um damit einen möglichst großen Spektralbereich zu überdecken. In der Praxis von größerer Bedeutung ist die Variation der Frequenz, die ein „Pumpen“ der Ewald-Halbkugel bewirkt, d.h. deren Radius ändert.

¹⁰Aufgrund der unvollständigen Kenntnis des Objektspektrums — lediglich über sternförmig angeordneten Projektionslinien — ist die Schätzung fehlerbehaftet.

¹¹Die Werte auf der zur Apertur parallel liegenden Geraden im Spektrum sind entsprechend der in Bild 5.2 eingezeichneten Pfeile den Werten auf der Ewald-Kugel zugeordnet.

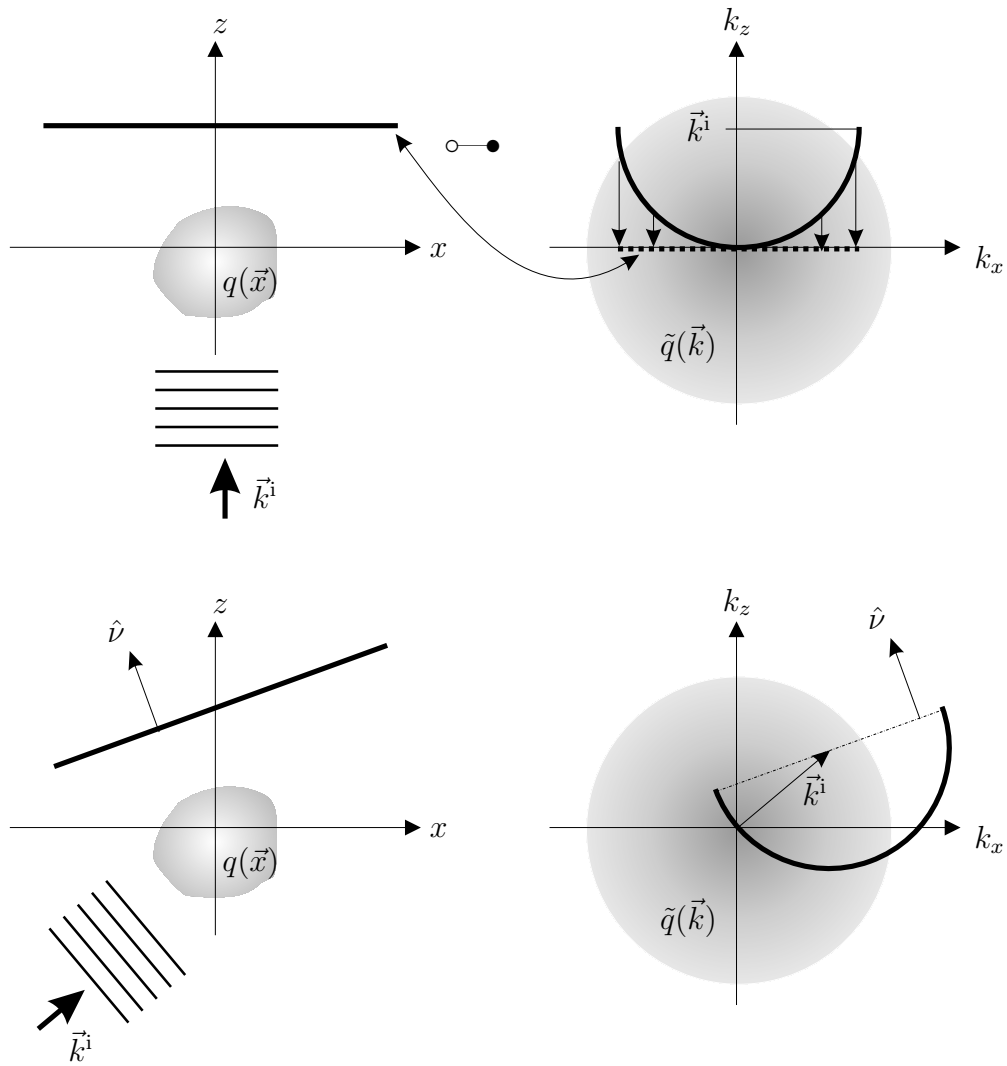


Bild 5.3: Zusammenhang zwischen Richtung \vec{k}^i der einfallenden ebenen Welle, Orientierung der Meßapertur \hat{v} und Lage der Ewald-Halbkugel im Spektrum des Streuobjektes.

5.3.3 Beleuchtung durch elektrische Hertzsche Dipole

Im Nahbereich ist die Modellierung des einfallenden Feldes mittels Punktquellen bzw. Hertzischen Dipolen besser geeignet als ein Ansatz ebener Wellen, da dieser die Überlagerung sehr vieler Komponenten erfordern würde, um Kugelwellen ausreichend genau zu beschreiben. Das einfallende elektrische Feld aufgrund eines bei \vec{x}_t lokalisierten Dipols mit Ausrichtung \vec{p}_T ist

$$\vec{E}^i(\vec{x}', \omega) = j\omega\mu_0 I l \overline{G}(\vec{x}', \vec{x}_T) \vec{p}_T, \quad (5.30)$$

mit dem Dipolmoment Il .¹² Die Frequenzabhängigkeit wird im folgenden der Übersichtlichkeit halber nicht angeschrieben. Setzt man in die vektorielle Form der Born-Näherung (5.20)

¹²Der Strom I wird über der Frequenz konstant angenommen: $I \neq I(\omega)$.

das einfallende Feld (5.30) ein, ergibt sich das Streufeld

$$\vec{E}^s(\vec{x}_R) = j\omega\mu_0 Il \iiint_{-\infty}^{\infty} \vec{G}(\vec{x}_R, \vec{x}') O(\vec{x}') \vec{p}_T \vec{G}(\vec{x}_T, \vec{x}') d\vec{x}'. \quad (5.31)$$

5.3.4 Fixed-Offset Anordnung

Alle quasi-monostatischen Radarsysteme, die eine synthetische Apertur nutzen, können auch als fixed-offset Anordnung bezeichnet werden, da Sende- und Empfangsantenne auf einem gemeinsamen Träger angebracht sind und sich ihr Abstand nicht ändert. Im Folgenden werden fixed-offset Anordnungen tomographisch betrachtet, wodurch sich im Spektralbereich die Beziehungen (5.34) (Freiraum) bzw. (5.35) (zweischichtiges Medium) zwischen dem gemessenen Streufeld und der Objektfunktion ergeben. Sie sind die Grundlage für die in Abschnitt 6.1 entwickelten Bild gebenden Verfahren.

Setzt man die Spektraldarstellung der dyadischen Greenschen Funktion (4.60) in (5.31) ein, folgt unter der Voraussetzung, dass sich Sender und Empfänger oberhalb der Streuer befinden ($z_{T,R} > z'$):

$$\begin{aligned} \vec{E}^s(\vec{x}_R) &= -\frac{j\omega\mu_0 Il}{64\pi^4} \cdot \iiint_{-\infty}^{\infty} O(\vec{x}') \iiint_{-\infty}^{\infty} e^{-j[k_x(x_R-x') + k_y(y_R-y') + k_z(k_x, k_y) \cdot (z_R-z')]} \cdot \\ &\cdot \left[\frac{\mathbf{I}k_0^2 - \vec{k}\vec{k}}{k_0^2 k_z(k_x, k_y)} \right] e^{-j[k'_x(x_T-x') + k'_y(y_T-y') + k_z(k'_x, k'_y) \cdot (z_T-z')]} \cdot \\ &\cdot \vec{p}_T \left[\frac{\mathbf{I}k_0^2 - \vec{k}\vec{k}}{k_0^2 k_z(k'_x, k'_y)} \right] dk'_x dk'_y dk_x dk_y d\vec{x}', \quad (5.32) \\ k_z &= k_z(k_x, k_y) = \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}. \quad (5.33) \end{aligned}$$

Drückt man die gemeinsame Bewegung von Sender und Empfänger als $\vec{x}_R = \vec{x}_T + \vec{\Delta}_{RT}$ aus und bezeichnet das Spektrum des Terms $O(\vec{x}')/z'$ als modifizierte Kontrastfunktion $\tilde{O}(k_x, k_y, k_z)$, erhält man nach einigen Umformungen (siehe Anhang A.5) den endgültigen Zusammenhang zwischen dem Spektrum des gemessenen Feldes $\vec{E}^s(k_x, k_y, z_R)$ und $\tilde{O}(k_x, k_y, k_z)$:

$$\begin{aligned} \vec{E}^s(k_x, k_y, z_R) &= \frac{\omega\mu_0 Il}{16\pi k_0} e^{-j[k_x \Delta_{TRx}/2 + k_y \Delta_{TRy}/2 + k_z(k_x/2, k_y/2) \Delta_{TRz}]} \cdot \\ &\cdot e^{-2jk_z(k_x/2, k_y/2)z_R} \left[\frac{\mathbf{I}k_0^2 - \vec{k}\vec{k}}{k_0^2 k_z(k_x/2, k_y/2)} \right] \cdot \\ &\cdot \vec{p}_T \left[\frac{\mathbf{I}k_0^2 - \vec{k}\vec{k}}{k_0^2 k_z(k_x/2, k_y/2)} \right] \cdot \\ &\cdot (4k_0^2 - k_x^2 - k_y^2) \tilde{O}(k_x, k_y, \sqrt{4k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}). \quad (5.34) \end{aligned}$$

Gl. (5.34) beschreibt somit für eine durch $\tilde{O}(k_x, k_y, k_z)$ vorgegebene Streueranordnung das resultierende Streufeld im Spektralbereich und legt damit die Grundlage für die Bildfokussierung. Sie wird in Abs. 6.1 und Abs. 6.2 in Form aufwandsgünstiger Verfahren vorgestellt.

5.3.5 Zweischichtiges Hintergrundmedium

Die Ableitung des vorigen Abschnitts kann auch auf ein zweischichtiges Hintergrundmedium angewendet werden. Hier wird dem praktischen Einsatz entsprechend sofort im oberen Medium die Wellenzahl k_0 für Freiraum bzw. Luft angesetzt, während das untere Medium (Boden) durch eine beliebige Wellenzahl k_2 beschrieben ist. Setzt man in (5.32) die Greensche Funktion (4.63) ein, folgt ¹³

$$\begin{aligned} \tilde{E}^s(k_x, k_y, z_R) &= \frac{\omega\mu_0 I l}{16\pi k_0} e^{-j[k_x \Delta_{\text{TR}x}/2 + k_y \Delta_{\text{TR}y}/2 + k_{z_0}(k_x/2, k_y/2) \Delta_{\text{TR}z}]} \cdot \\ &\cdot e^{-2jk_{z_0}(k_x/2, k_y/2)z_R} \tilde{G}^{\tilde{12}} \left(\frac{1}{2}k_x, \frac{1}{2}k_y \right) \cdot \\ &\cdot \vec{p}_T \tilde{G}^{\tilde{21}} \left(\frac{1}{2}k_x, \frac{1}{2}k_y \right) \\ &\cdot (4k_2^2 - k_x^2 - k_y^2) \tilde{O}(k_x, k_y, \sqrt{4k_2^2 - k_x^2 - k_y^2}). \end{aligned} \quad (5.35)$$

$\tilde{G}^{\tilde{12}}$ steht für die dyadische Greensche Funktion (4.64). Gl. (5.35) gilt für verlustlose Medien, das Verfahren lässt sich aber heuristisch auch auf schwach verlustbehaftete Medien anwenden [HJ00].

5.3.6 Echt multistatische Anordnung

Bei einer echt multistatischen Anordnung ergibt sich aufgrund der frei positionierbaren Sende- und Empfangsantenne das gemessene Streufeld als Funktion von vier Koordinaten: ¹⁴ $\vec{E}^s = \vec{E}^s(x_R, y_R, x_T, y_T)$. Leitet man hierfür eine tomographische Beziehung vergleichbar (5.34) oder (5.35) ab (siehe Anhang A.6), gelangt man zu einer Beziehung der Form

$$\tilde{E}^s(k_{Rx}, k_{Ry}, k_{Tx}, k_{Ty}) \propto \tilde{O}(k_{Rx} + k_{Tx}, k_{Ry} + k_{Ty}, k_z(k_{Rx}, k_{Ry}) + k_z(k_{Tx}, k_{Ty})) \cdot \quad (5.36)$$

Aufgrund der in (5.36) auftretenden Summation der Wellenzahlkomponenten $k_{Rx} + k_{Tx}$ und $k_{Ry} + k_{Ty}$ sind verschiedene Punkte $(k_{Rx}, k_{Ry}, k_{Tx}, k_{Ty})$ im Spektrum des Streufeldes demselben Punkt im Spektrum der Kontrastfunktion zugeordnet, d.h. die Kontrastfunktion ist überbestimmt. Daraus kann gefolgert werden, dass die Auswertung echt multistatischer Daten mit tomographischen Verfahren unvorteilhaft ist, da der Mehraufwand in der Messanordnung durch Ansteuerung multipler Antennen lediglich denselben Effekt wie eine Mittelung mehrerer (quasi-) monostatischer Messungen bringt. Dieses Ergebnis von (5.36) ist auch

¹³Hinweis zur Herleitung am Ende von Anhang A.5.

¹⁴Unter der Annahme einer konstanten Höhe z_R und z_T der Empfangs- bzw. Sendeantenne.

insofern verständlich, als unter der Born-Näherung alle Streukörper als Ensembles nicht-interagierender Punktstreuer modelliert werden. Der zusätzliche Informationsgehalt multistatischer Messungen basiert aber gerade auf den nichtlinearen Kopplungseffekten zwischen den Streuern. Für die Auswertung multistatischer Daten müssen somit nichtlineare Verfahren wie beispielsweise die in Abs. 6.6 vorgestellte Faktorisierungsmethode herangezogen werden.

5.4 Vollwellenlösung

In diesem Abschnitt sollen Lösungsverfahren für das direkte Streuproblem vorgestellt werden, die ohne Linearisierung auskommen. Aus der Fülle verfügbarer Literatur sind neben grundlegenden Darstellungen analytischer und numerischer Verfahren [Bal89, CK98] für die vorliegende Arbeit besonders die Abhandlungen von Interesse, die sich auf Objekte in einem Halbraum oder in einem planar geschichteten Hintergrundmedium beziehen [Che95, CWH98a, CWH98b]. Schnelle Verfahren zur numerischen Lösung im Fernfeld mittels Momenten- bzw. Multipolentwicklungen finden sich in [Gen01], während in dieser Arbeit der Nahbereich betrachtet wird.

5.4.1 Randintegralgleichung für 2-D Probleme

Üblicherweise besteht die numerische Lösung der in den Abs. 5.1.4.1 (undurchdringliche Streuer) und 5.1.4.2 (durchlässige Streuer) vorgestellten Integralgleichungen darin, die unbekannte Funktion (z.B. das elektrische Feld) auf einen (endlich dimensionalen) Raum von geschickt gewählten Basisfunktionen mit unbekanntem Entwicklungskoeffizienten zu projizieren. Durch Wahl eines numerischen Verfahrens (Kollokations- oder Galerkin-Methode) wird dann die Operatorgleichung in ein lineares Gleichungssystem überführt, das mit Hilfe eines direkten oder iterativen Verfahrens die Entwicklungskoeffizienten und damit die Approximationslösung liefert.

In [CK98, Kir00] wird ein alternatives numerisches Verfahren zur Berechnung des Streufeldes von unendlich ausgedehnten, undurchdringlichen Streuern (2-D) im Freiraum vorgestellt. Es basiert auf der *Nyström*-Methode zur Lösung der Randintegralgleichung (5.5), die im Unterschied zur Kollokations- und Galerkin-Methode in 2-D deutlich aufwandsgünstiger ist und jegliche Stabilitätsprobleme¹⁵ vermeidet.

In diesem Abschnitt wird die *Nyström*-Methode auf dielektrisch geschichtete Hintergrundmedien erweitert. Ziel ist die Berechnung der multistatischen Antwortmatrix für eine vorgegebene Anordnung der Antennen. Die Geometrie des in y -Richtung unendlich ausgedehnten Streukörpers soll durch eine Parameterkurve $\vec{x}_{\partial D}(t) = \hat{x}x_{\partial D}(t) + \hat{z}z_{\partial D}(t)$, mit $0 \leq t \leq 2\pi$ beschrieben sein. Die Quellen seien an den Punkten \vec{x}_T , die Empfänger bei \vec{x}_R lokalisiert. Betrachtet wird senkrechte Polarisation und ein ideal elektrisch leitender Streukörper. Das

¹⁵Wie sie beispielsweise durch die Wahl von ungünstigen Basisfunktionen beim Galerkin-Verfahren auftreten können.

Feld auf der Berandung verschwindet somit.¹⁶ Für die gewählte Konfiguration ist das Problem skalar, da nur die y -Komponente der Felder existiert. Das am Empfänger gemessene Streufeld $E_y^s(\vec{x}_R)$ kann in Form eines Doppelschichtpotentials

$$E_y^s(\vec{x}_R) = \int_{\partial D} \frac{\partial g(\vec{x}_R, \vec{x}_{\partial D}(\tau))}{\partial \vec{\nu}(\tau)} \varphi(\vec{x}_{\partial D}(\tau)) d\tau \quad (5.37)$$

angegeben werden, wenn für die Funktion φ

$$\varphi(\vec{x}_{\partial D}(t)) - \int_{\partial D} K(t, \tau) \varphi(\vec{x}_{\partial D}(\tau)) d\tau = 2g(\vec{x}_{\partial D}(t), \vec{x}_T) \quad (5.38a)$$

$$K(t, \tau) = -2 \frac{\partial g(\vec{x}_{\partial D}(t), \vec{x}_{\partial D}(\tau))}{\partial \vec{\nu}(\tau)} \quad (5.38b)$$

erfüllt ist. In (5.38a) ist $\vec{\nu}$ der Normalenvektor auf die Berandung des Streukörpers:

$$\hat{\nu}(t) = \hat{x}z'_{\partial D} - \hat{z}x'_{\partial D}. \quad (5.39)$$

Zur Bestimmung des Streufeldes wird zunächst die Dichtefunktion $\varphi(\vec{x}_{\partial D}(t))$ anhand von (5.38) bestimmt. Die linke Seite von (5.38a) beschreibt dabei die Interaktionen (Kopplungen) auf dem Streuer, während die rechte Seite für die Anregung durch das einfallende Feld steht. Die äquivalenten Quellen auf dem Streuer werden durch Einsetzen von $\varphi(\vec{x}_{\partial D}(t))$ in (5.37) in das am Empfänger entstehende Streufeld umgerechnet.

In den folgenden Abschnitten wird die Vorgehensweise für Freiraum, Halbraum und planare Medien mit zwei Schichten erläutert.

5.4.1.1 Freiraum

Im Freiraum ergibt sich die Richtungsableitung in (5.38a) mit (5.16) zu

$$\frac{\partial g(\vec{x}_{\partial D}(t), \vec{x}_{\partial D}(\tau))}{\partial \hat{\nu}(\tau)} = \text{grad } g(\vec{x}_{\partial D}(\tau), \vec{x}_{\partial D}(t)) \cdot \vec{\nu}(t). \quad (5.40)$$

Setzt man die Greensche Funktion (4.28) an und setzt den Abstand

$$r(\tau, t) = \sqrt{(x_{\partial D}(t) - x_{\partial D}(\tau))^2 + (z_{\partial D}(t) - z_{\partial D}(\tau))^2} \quad (5.41)$$

zweier durch t bzw. τ bestimmter Punkte auf der Streuerberandung ein, ergibt sich mit $H_0^{(2)'} = -H_1^{(2)}$:

$$\begin{aligned} \text{grad } g(\vec{x}_{\partial D}(t), \vec{x}_{\partial D}(\tau)) &= \hat{x} \frac{\partial g(\vec{x}_{\partial D}(t), \vec{x}_{\partial D}(\tau))}{\partial \vec{x}_{\partial D}(\tau)} + \hat{z} \frac{\partial g(\vec{x}_{\partial D}(\tau), \vec{x}_{\partial D}(t))}{\partial \vec{z}_{\partial D}(\tau)} = \\ &= -\frac{jk_0}{4r(\tau, t)} H_1^{(2)}(k_0 r(\tau, t)) \cdot \\ &\quad \cdot \{ \hat{x}(\vec{x}_{\partial D}(\tau) - \vec{x}_{\partial D}(t)) + \hat{z}(\vec{z}_{\partial D}(\tau) - \vec{z}_{\partial D}(t)) \}. \end{aligned} \quad (5.42)$$

¹⁶Dirichlet-Randbedingung.

Angewendet auf (5.38b) ergibt sich

$$K(t, \tau) = \frac{jk_0}{2r(t, \tau)} H_1^{(2)}(k_0 r(t, \tau)) \cdot \{z'_{\partial D}(\tau)[x_{\partial D}(\tau) - x_{\partial D}(t)] - x'_{\partial D}(\tau)[z_{\partial D}(\tau) - z_{\partial D}(t)]\}. \quad (5.43)$$

Für $\tau = t$ hat der Integrationskern $K(t, \tau)$ logarithmische Singularitäten, die sich mittels

$$K(t, \tau) = K_1(t, \tau) \ln \left(4 \sin^2 \frac{t - \tau}{2} \right) + K_2(t, \tau) \quad (5.44)$$

$$K_1(t, \tau) = \frac{-k_0}{2\pi r(t, \tau)} \cdot \{z'_{\partial D}(\tau)[x_{\partial D}(\tau) - x_{\partial D}(t)] - x'_{\partial D}(\tau)[\vec{z}_{\partial D}(\tau) - \vec{z}_{\partial D}(t)]\} \quad (5.45)$$

$$K_2(t, \tau) = K(t, \tau) - K_1(t, \tau) \ln \left(4 \sin^2 \frac{t - \tau}{2} \right) \quad (5.46)$$

abspalten lassen [CK98]. Der Term $K_1(t, \tau)$ ist rein reell und geht für $t \rightarrow \tau$ gegen 0. In den Singularitäten ergibt sich

$$K(t, t) = \frac{1}{2\pi} \frac{x'_{\partial D}(t)z''_{\partial D}(t) - z'_{\partial D}(t)x''_{\partial D}(t)}{[x'_{\partial D}(t)]^2 + [z'_{\partial D}(t)]^2}. \quad (5.47)$$

Die Nyström-Methode besteht nun in der Approximation des verbleibenden Integrals ((5.38a) mit Kern $K_1(t, \tau)$) mittels quadratischer Formeln, woraus sich schließlich das zu lösende lineare Gleichungssystem

$$\left[\mathbf{I} - \begin{pmatrix} A_{1,1} & A_{1,2} & \cdots & A_{1,2N-1} \\ \vdots & \ddots & \ddots & \vdots \\ A_{2N-1,1} & A_{2N-1,2} & \cdots & A_{2N-1,2N-1} \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} \varphi(t_0) \\ \vdots \\ \varphi(t_{2n-1}) \end{pmatrix} = 2 \begin{pmatrix} g(t_0) \\ \vdots \\ g(t_{2n-1}) \end{pmatrix} \quad (5.48)$$

mit

$$A_{ik} = R_{|i-k|} K_1(t_i, t_k) + \frac{\pi}{N} K_2(t_i, t_k), \quad (5.49)$$

$$R_k = -\frac{2\pi}{N} \sum_{n=1}^{N-1} \frac{1}{n} \cos \left(\frac{nk\pi}{N} \right) - \frac{(-1)^k \pi}{N^2}, \quad k = 0, \dots, 2N-1 \quad (5.50)$$

für eine Randkurve mit $2N$ Knoten ergibt.

Die diskretisierte Dichtefunktion $\varphi(\vec{x}_{\partial D}(t_0..t_{2N-1}))$ aus (5.48) kann jetzt in eine ebenfalls diskretisierte Form von (5.37) eingesetzt werden. Die Richtungsableitung in (5.37) ergibt sich analog (5.42), wenn $x_{\partial D}(t)$ und $z_{\partial D}(t)$ durch x_R bzw. z_R ersetzt werden:

$$\frac{\partial g(\vec{x}_R, \vec{x}_{\partial D}(\tau))}{\partial \hat{\nu}(\tau)} = -\frac{jk_0}{4r(\tau)} H_1^{(2)}(k_0 r(\tau)) \cdot \{z'_{\partial D}(x_{\partial D}(\tau) - x_R) - x'_{\partial D}(z_{\partial D}(\tau) - z_R)\}, \quad (5.51a)$$

$$r(\tau) = \sqrt{(x_R - x_{\partial D}(\tau))^2 + (z_R - z_{\partial D}(\tau))^2}. \quad (5.51b)$$

5.4.1.2 Halbraum

Der Halbraum wird begrenzt durch eine horizontale Spiegelebene bei z_H , oberhalb derer sich Quellen und Streukörper befinden und das gestreute Feld zu bestimmen ist. Anstelle der Greenschen Funktion des Freiraums ist nun g_{HR} aus (4.33) in (5.37) und (5.38a) anzusetzen. Zum Integralkern $K_1(t, \tau)$ aus (5.45) ist noch ein durch die Spiegelquelle verursachter Anteil

$$K_{1,SP}(t, \tau) = \mp \frac{jk_0}{2r(t, \tau)} H_1^{(2)}(k_0 r_{SP}(t, \tau)) \cdot \{z'_{\partial D}(\tau)[x_{\partial D}(\tau) - x_{\partial D}(t)] - x'_{\partial D}(\tau)[z_{\partial D}(\tau) + z_{\partial D}(t) - 2z_H]\}, \quad (5.52)$$

$$r_{SP}(t, \tau) = \sqrt{(x_R - x_{\partial D}(\tau))^2 + (z_R + z_{\partial D}(\tau) - 2z_H)^2} \quad (5.53)$$

zu addieren.¹⁷ Die Wahl des Vorzeichens hängt von der Art der Randbedingung ab. Das negative Vorzeichen gilt für eine ideal elektrisch, das positive für eine ideal magnetisch leitende Halbebene.

Auch zur Richtungsableitung (5.37) ist noch ein Term zu addieren, der sich durch Ersetzen von $x_{\partial D}(t)$ und $z_{\partial D}(t)$ durch x_R bzw. z_R in (5.52) ergibt.

5.4.1.3 Geschichtete dielektrische Medien

In einem geschichteten Medium aus verlustbehafteten dielektrischen Materialien kann die Nyström-Methode dann angewendet werden, wenn eine Darstellung der Greenschen Funktion als geschlossene Reihe reeller und komplexer Bilder vorliegt. Diese Darstellung wurde durch die in Abs. 4.3.3 beschriebene Methode komplexer Spiegelquellen erreicht. Dort wurde auch auf die Bestimmung der Reihenoeffizienten a_{ikn} und b_{ikn} eingegangen. Für die Nyström-Methode wird die in Anhang A.3 angegebene 2-D Formulierung (A.13) der Reihenentwicklung (4.37) verwendet.

5.4.1.3.1 Streuer über dem Boden Befinden sich sowohl Antennen als auch Streuer im selben Medium, genügen zur Berechnung die Greensche Funktion $g_{11}^{S,P}(\vec{x}, \vec{x}')$ aus (A.11a), bzw. deren Koeffizienten a_{11n} und b_{11n} . Gl. (5.43) wird nun um die Reihe

$$K_{SP2M}(t, \tau) = \sum_{n=1}^N \frac{jk_1}{2r_n(t, \tau)} a_{11n} H_1^{(2)}(k_1 r_n(t, \tau)) \cdot \{z'_{\partial D}(\tau)[x_{\partial D}(\tau) - x_{\partial D}(t)] - x'_{\partial D}(\tau)[z_{\partial D}(\tau) - z_H + jb_{11n}]\}, \quad (5.54)$$

$$r_n(t, \tau) = \sqrt{(x_R - x_{\partial D}(\tau))^2 + (z_H - z_{\partial D}(\tau) - jb_{11n})^2} \quad (5.55)$$

ergänzt. Mit der in den vorigen Abschnitten beschriebenen Variablenersetzung ergibt sich auch die entsprechende Ergänzung von (5.37).

¹⁷Im Spiegelterm sind keine Singularitäten zu berücksichtigen, sofern die Halbraumgrenze nicht durch den Streuer verläuft.

5.4.1.3.2 Streuer im Boden In diesem Fall seien die Antennen bei einer festen Höhe z_A im oberen Medium angeordnet, während der Streuer sich vollständig unterhalb der bei z_H liegenden Grenzschicht befinde. Zur Berechnung der Interaktionen auf dem Streuer kann wiederum (5.54) verwendet werden, es müssen lediglich k_1 , a_{11n} und b_{11n} durch k_2 , a_{22n} und b_{22n} ersetzt werden, da im unteren Medium die Greensche Funktion $g_{22}^{S,P}$ anzusetzen ist.

Das auf dem Streuer einfallende Feld, d.h., die rechte Seite von (5.38a), wird durch $g_{12}^{S,P}$ beschrieben. Es gilt

$$g_{2M}(\vec{x}_{\partial D}(\tau), \vec{x}_T) = \sum_{n=1}^N a_{12n} H_0^{(2)}(k_2 r_{2M,n}(\tau)), \quad (5.56a)$$

$$r_{2M,n}(\tau) = \sqrt{(x_R - x_{\partial D}(\tau))^2 + (z_H - z_{\partial D}(\tau) - j b_{12n})^2}. \quad (5.56b)$$

Wie schon in Abs. 4.3.3 gezeigt, tritt kein direkter Term auf, d.h. $a_{12,0} = 0$, da sich Anregung und Beobachtungspunkt in unterschiedlichen Medien befinden. Zu beachten ist außerdem, dass die Antennenhöhe z_A , wie in Abs. 4.3.3 beschrieben, bereits in den Approximationskoeffizienten a_{12n} und b_{12n} enthalten ist und folglich in (5.51) nicht mehr auftaucht.

Für das rückgestreute Feld (5.37) kann aus Reziprozitätsgründen ebenfalls $g_{12}^{S,P}$ angesetzt werden. Die Richtungsableitung in (5.37) berechnet sich in Übertragung von (5.56) auf (5.51) zu

$$\begin{aligned} \frac{\partial g_{2M}(\vec{x}_R, \vec{x}_{\partial D}(\tau))}{\partial \hat{v}(\tau)} &= \sum_{n=1}^N \frac{j k_2}{2 r_{2M,n}(t, \tau)} a_{12n} H_1^{(2)}(k_1 r_{2M,n}(t, \tau)) \cdot \\ &\quad \cdot \{ z'_{\partial D}(\tau) [x_{\partial D}(\tau) - x_{\partial D}(t)] - \\ &\quad - x'_{\partial D}(\tau) [z_{\partial D}(\tau) - z_H + j b_{12n}] \}. \end{aligned} \quad (5.57)$$

Das Modell für vergrabene Streuer zeigt Bild 5.4. Veranschaulicht werden sowohl die das einfallende Feld beschreibende Greensche Funktion als auch die zur Modellierung von gestreutem Feld und Interaktionen auf dem Streuer verwendeten Beziehungen.

5.4.1.4 Ergebnisse

Bild 5.5 zeigt für den in Bild 6.17 abgebildeten minenähnlichen Streukörper mit Parameterkurve

$$\vec{x}_{\partial D}(t) = \left(\hat{x} \frac{\cos 2\pi t}{40} + \hat{z} \frac{\sin 2\pi t}{16} \right) \cdot \left(\left(\frac{\cos 2\pi t}{40} \right)^{10} + \left(\frac{\sin 2\pi t}{16} \right)^{10} \right)^{\frac{1}{10}} \quad (5.58)$$

die berechneten multistatischen Antwortmatrizen bei 1 GHz und senkrechter Polarisation in verschiedenen Hintergrundanordnungen. Die Tiefe des Streuers beträgt 8 cm und es werden 31 Antennen an den Positionen $x_A = [-0,3 \text{ m} \dots 0,3 \text{ m}]$, $z_A = 0,1 \text{ m}$ verwendet. Erwartungsgemäß spiegeln alle Matrizen die Reziprozität der Felder wieder.

Die auf diesem Datensatz basierenden Rekonstruktionen werden in Abs. 6.6.3 vorgestellt.

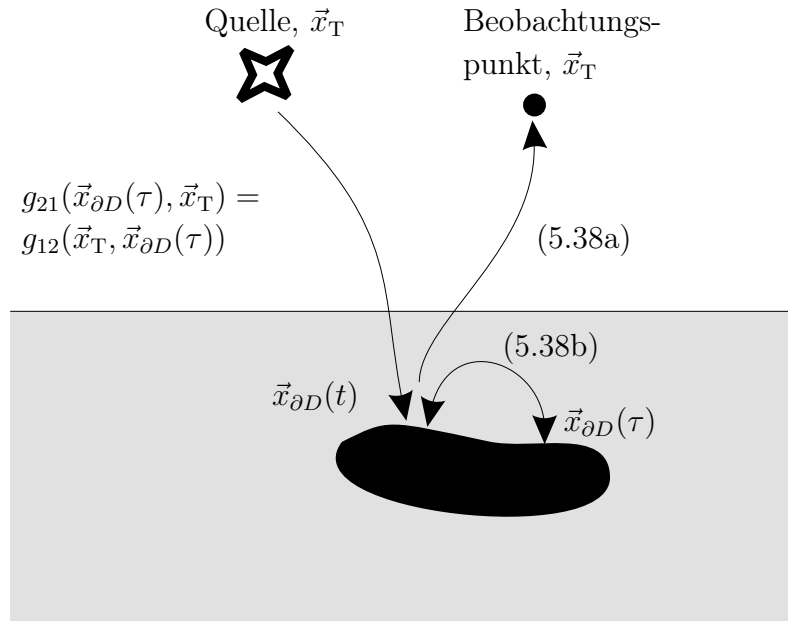


Bild 5.4: Modell zur Berechnung des Streufeldes vergrabener Körper.

5.4.2 3-D Simulationen mit Momentenmethode

Zur numerischen Generierung von multistatischen Datensätzen wurde das Programm FEKO von EM Software & Systems-S.A. (Pty) Ltd, welches auf der Momentenmethode basiert, verwendet [EMS]. Sende- und Empfangsantenne wurden in die Simulation einbezogen. Um die Rechenzeiten nicht zu groß werden zu lassen, wurde auf die Modellierung der in den Messungen verwendeten Vivaldi-Antennen (siehe Abs. 7.1.3) verzichtet, stattdessen wurden $\lambda/2$ -Dipole angesetzt.

Ein Beispiel zweier metallischer Kugeln mit Radius 5 cm und Abstand 30 cm, das bei der Frequenz 1 GHz berechnet wurde, ist in Bild 5.6 zu sehen. Die Diskretisierung wurde zu $\lambda/10$ gewählt, so dass sich für die Dipole 10 Drahtsegmente ergaben, für die Kugeln 208 Dreieckselemente. Die Position der Antennen wurde bei fester Höhe $z = 0,2$ m jeweils in x - und y -Richtung über den Rasterpunkten $-0,25$ m, 0 m und $0,25$ m variiert, so dass sich eine 9×9 Datenmatrix ergab. Die mit der Faktorisierungsmethode prozessierten 3-D Bilder dieses Beispiels werden in Abs. 6.6.2 vorgestellt.

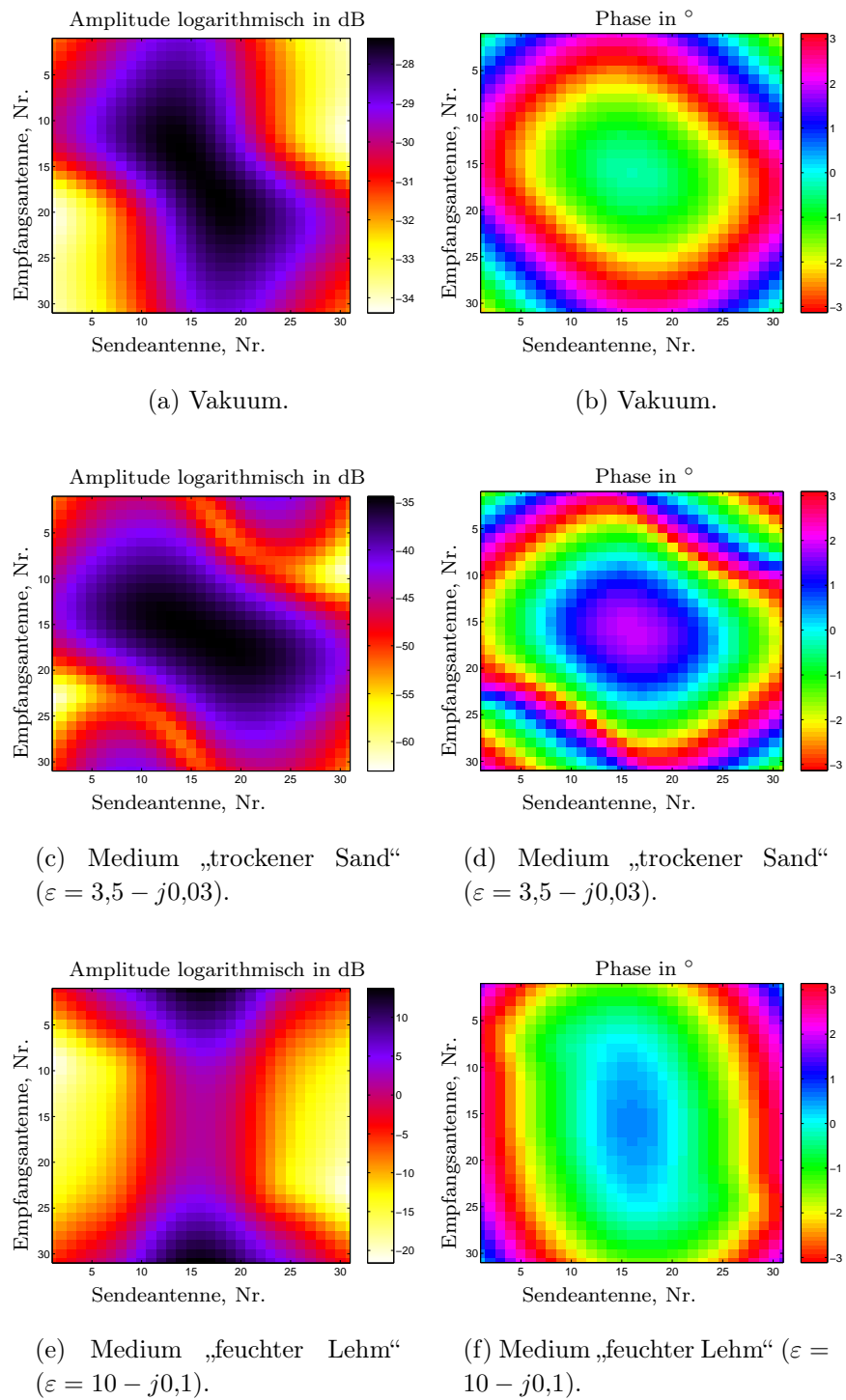


Bild 5.5: Numerisch bestimmte multistatische Antwortmatrix eines minenähnlichen Körpers für unterschiedliche Hintergrundmedien.

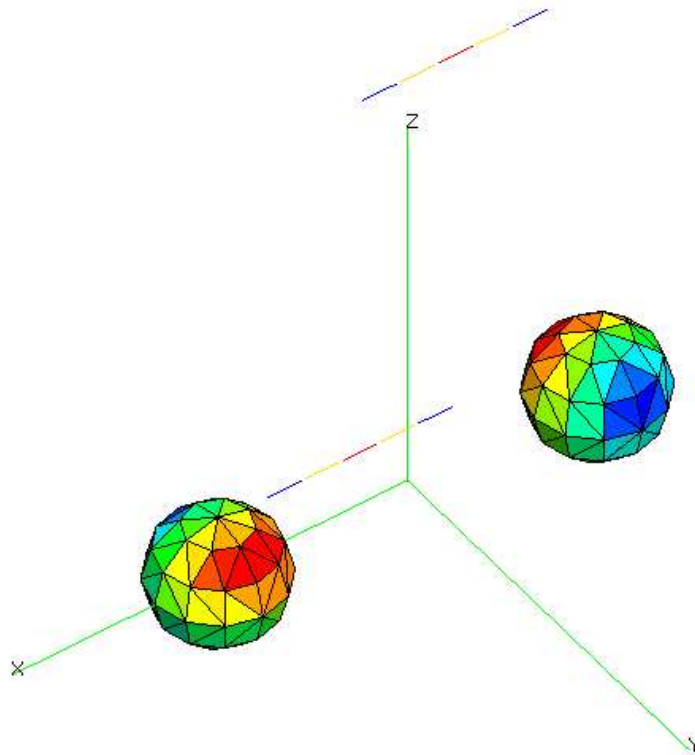


Bild 5.6: Numerisches Streuexperiment in FEKO: zwei metallische Kugeln mit Radius 5 cm und Abstand 30 cm, beleuchtet durch $\lambda/2$ -Dipole.

6 Bild gebende Verfahren mit hoher dreidimensionaler Auflösung

Das Auswerteverfahren eines Bodenradars sollte Informationen über Ort und günstigerweise auch Art der Radarziele bereitstellen. Dies kann in automatisierter Weise oder unter Einbeziehung des Benutzers geschehen. Derzeit werden hauptsächlich zwei Ansätze verfolgt, die auch kombiniert werden können: Objektklassifikation und bildhafte Aufbereitung der Rohdaten. Im Bereich der Klassifikation sind diverse Arbeiten verfügbar [Fri01, DCC01, CGS⁺02, HG02]. Die vorgeschlagenen Verfahren haben allerdings in den meisten Fällen noch keinen feldtauglichen Status erreicht. In der Regel werden umfangreiche Messkampagnen benötigt, um zunächst die Klassifikatoren einem ausreichenden Training zu unterziehen und anschließend ihre Leistungsfähigkeit in Form von Detektions- und Falschalarmwahrscheinlichkeit mit ausreichender statistischer Sicherheit bestimmen zu können. Im Rahmen dieser Arbeit wird daher der Ansatz der bildhaften Aufbereitung der Rohdaten verfolgt. Die Auswertung bzw. Interpretation der Radarbilder erfolgt dann durch den Benutzer, dessen Fähigkeiten zur Mustererkennung dabei eingesetzt werden können.

Die hier entwickelten Bild gebenden Verfahren sind in der Lage, bei geringem rechen-technischen Aufwand eine hohe dreidimensionale Auflösung bereitzustellen. In Abs. 6.1 wird zunächst aufbauend auf der linearisierten Betrachtung des Streuproblems (siehe Abs. 5.3) die sukzessive tomographische Rückausbreitung von Feldern in mehrschichtigen Hintergrundmedien vorgestellt. Dabei werden die in Abs. 4.4 angeführten Vorteile der Prozessierung im Ortsfrequenzbereich genutzt. Durch den Einsatz der *Stolt-Interpolation* im mehrschichtigen Medium — in der Literatur bisher lediglich für Freiraumprobleme bekannt [CPR91, CGM95, For01] — konnte eine deutliche Verbesserung der bereits sehr guten Effizienz erzielt werden, so dass die Fokussierung von 3-D Bildern in Echtzeit mit dem derzeitigen Stand der Rechnertechnik problemlos realisiert werden kann (Abs. 6.2 und 6.3).

In Abs. 6.4 wird gezeigt, wie anhand der Betrachtung im Ortsfrequenzbereich auf einfache Weise fundamentale Auflösungsgrenzen und Abtastkriterien für abbildende Radarsysteme hergeleitet werden können. Die Prinzipien werden zunächst am Beispiel von SAR (Side-looking-SAR, Spotlight-SAR, etc.) vorgestellt und dann auf Bodenradar übertragen.

Die Übertragung tomographischer Verfahren auf multistatische Systeme im Nahbereich ist nach Wissen des Verfassers bisher in der Literatur nicht beschrieben worden. Abs. 6.5.1 zeigt erstmals die Anwendung auf *Multiple-Fixed-Offset*-Daten. Der echt multistatische Fall kann allerdings wegen der zugrundeliegenden Linearisierung mit tomographischen Methoden nicht behandelt werden (Abs. 6.5.2). In Abs. 6.6 wird deshalb mit der Faktorisierungsmethode ein Verfahren aus der neueren mathematischen Forschung vorgestellt, das erstmals in dieser Arbeit auf 3-D Nahbereichsprobleme im Freiraum und in geschichteten Medien adaptiert

und angewendet wird.

Abschließend wird in Abschnitt 6.7 die Leistungsfähigkeit von mono- und multistatischen Systemen verglichen. Dies wird anhand von numerisch gewonnenen Datensätzen durchgeführt. Wie sich herausstellt, lassen sich mit multistatischen Daten bei Anwendung der Faktorisierungsmethode mit wesentlich weniger Rohdaten bessere Ergebnisse als bei tomographisch aufbereiteten monostatischen Datensätzen erzielen.

6.1 Tomographische Rückausbreitung

Verfahren der Beugungstomographie, die auf einer Rückausbreitung der Felder „Schicht-für-Schicht“ basieren, werden in der Radartechnik seit einiger Zeit wegen ihres aufwandsgünstigen Verhaltens geschätzt [KS87, Lan87, Bam89, Bam91, CGM95, Bra96]. Entsprechend modifizierte Varianten, die sich darin unterscheiden, ob Antennen in direktem Kontakt zum Boden vorausgesetzt werden [DD97] oder ob ein Abstand zur Oberfläche möglich ist [JA88, Mas93, MJ94], wurden für Bodenradar vorgeschlagen. Die meistens rein monostatisch beschriebenen Messanordnungen sind ein Spezialfall von fixed-offset Systemen, die in [HJ00, Mei01] behandelt werden.

6.1.1 Monostatische Anordnungen

Während (5.34) als Lösung des direkten Problems das Streufeld bei bekannter Objektfunktion und Anregung angibt, wird nun die Inversion betrachtet. Zunächst soll eine mathematische Begründung für das häufig empirisch eingeführte *Modell strahlender Streuer* (engl. *radiating/exploding reflector model*) [CPR91] gegeben werden, das sich für die Beschreibung monostatischer Systeme eignet.

Ausgangspunkt ist (5.34). Betrachtet man nur die für die folgenden Betrachtungen relevanten Phasenterme, erhält man eine Beziehung der Form ¹

$$\begin{aligned} \tilde{E}^s(k_x, k_y) \propto \vec{p}_R e^{-j(k_x \Delta_{\text{TR}x}/2 + k_y \Delta_{\text{TR}y}/2 + \sqrt{4k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}/2)(2z_R + \Delta_{\text{TR}z})} \\ \cdot \tilde{O}(k_x, k_y, \sqrt{4k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}). \end{aligned} \quad (6.1)$$

Das Spektrum der Objektfunktion ist damit auf der Ewald-Halbkugel (siehe Abs. 5.3.1) bekannt. Anhand der Terme $\sqrt{4k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}$ kann die Einführung der *monostatischen Wellenzahl*

$$k_0^m = 2k_0 = \frac{2\pi f}{c_0/2} \quad (6.2)$$

motiviert werden. Man kann sich somit unter der Born-Näherung ein monostatisches Experiment, d.h. Zweiwegeausbreitung zwischen Radar und Streuer, auch als eine Einweg-Übertragung vorstellen, bei der die Signale von fiktiv strahlenden Streuern ausgehen und sich mit halber Ausbreitungsgeschwindigkeit zum Empfänger bewegen. Die Wurzelterme

¹Die Höhe der Apertur z_R wird im Folgenden als fest vorausgesetzt und daher nicht explizit in der Parameterliste der entsprechenden Funktionen aufgeführt.

$\sqrt{4k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}$ können analog $k_z = \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}$ als monostatische Wellenzahlkomponente k_z^m senkrecht zur Apertur interpretiert werden:

$$k_z^m = \sqrt{4k_0^2 - k_x^2 - k_y^2} = \sqrt{(k_0^m)^2 - k_x^2 - k_y^2}. \quad (6.3)$$

Im Folgenden wird sich zeigen, dass k_z^m nicht nur für monostatische, sondern auch für fixed-offset Antennenanordnungen in den entsprechenden Gleichungen erscheint.

6.1.2 Schichtweise Rückausbreitung im Freiraum

Nachdem das Spektrum der Objektfunktion anhand (6.1) auf der Ewald-Halbkugel bestimmt ist, muss nun der Übergang in den Ortsbereich vollzogen werden. Die direkte Anwendung einer 3-D Fourierrücktransformation auf $\tilde{O}(k_x, k_y, k_z^m = \sqrt{4k_0^2 - k_x^2 - k_y^2})$ ist wegen der nicht-linearen Abhängigkeit $k_z^m = f(k_x, k_y)$ entsprechend (6.3) leider nicht möglich. Stattdessen kann mittels

$$O(\vec{x}') = \frac{z'}{(2\pi)^3} \iiint_{-\infty}^{\infty} \tilde{O}(k_x, k_y, k_z) e^{-j(k_x x' + k_y y' + k_z z')} dk_x dk_y dk_z = \quad (6.4a)$$

$$= \frac{z'}{(2\pi)^3} \iint_{k_x^2 + k_y^2 < 4k_0^2} \int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} \tilde{O}(k_x, k_y, k_z^m) \frac{4\omega}{c_0^2 k_z^m} e^{-j(k_x x' + k_y y' + k_z^m z')} df dk_x dk_y \quad (6.4b)$$

der Übergang von k_z^m zur Messfrequenz $\omega = 2\pi f$ als unabhängigem Parameter vollzogen werden.² In (6.4b) sind ω_{\min} und ω_{\max} die Grenzen des Arbeitsfrequenzbereichs des Radars.

In der zweiten Zeile von (6.4b) wurden die Integralgrenzen für k_x und k_y derart eingeschränkt, dass der üblicherweise unbrauchbare Bereich evaneszenter Moden (siehe Abs. 5.3.1) ausgeblendet wird. Für die Implementierung ist es außerdem deutlich günstiger, zuerst über die Frequenz zu integrieren, da dann die durch die äußeren beiden Integrale in (6.4b) bewirkte Fourierrücktransformation nur einmal ausgeführt werden muss. Setzt man jetzt das gemessene, entlang der Apertur fouriertransformierte Feld $\tilde{\vec{E}}^s(k_x, k_y, \omega)$ aus (5.34) in (6.4b) ein, ergibt sich die Beziehung

$$\begin{aligned} O(\vec{x}') &= \frac{8z'}{c_0 \mu_0 \pi^2 I l} \iint_{k_x^2 + k_y^2 < 4k_0^2} \int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} \vec{p}_R \tilde{\vec{E}}^s(k_x, k_y, \omega) \cdot \\ &\cdot e^{-j(k_x x' + k_y y')} e^{j[k_x \Delta_{TRx}/2 + k_y \Delta_{TRy}/2 + k_z^m \Delta_{TRz}/2]} e^{-j k_z^m (z' - z_R)} \\ &\cdot \left[\vec{p}_R \left(\frac{\mathbf{I} k_0^2 - \vec{k} \vec{k}}{k_0^2 k_z^m} \right) \cdot \vec{p}_T \left(\frac{\mathbf{I} k_0^2 - \vec{k} \vec{k}}{k_0^2 k_z^m} \right) (k_z^m)^3 \right]^{-1} d\omega dk_x dk_y \end{aligned} \quad (6.5)$$

zwischen dem gegebenen (fouriertransformierten) Streufeld $\tilde{\vec{E}}^s(k_x, k_y)$ und der gesuchten Kontrastfunktion $O(\vec{x}')$.

²Verwendet wurde der sich aus (6.3) ergebende Zusammenhang $\frac{dk_z^m}{d\omega} = 4\omega / (c_0^2 k_z^m)$.

6.1.3 Zweischichtiges Hintergrundmedium

Für ein zweischichtiges Hintergrundmedium (Luft-Boden) ergibt sich mit (5.35) und $k_{2z}^m = \sqrt{4k_2^2 - k_x^2 - k_y^2}$ aus Abs. 5.3.5 die zu (6.5) analoge Beziehung

$$\begin{aligned}
 O(\vec{x}') = & \frac{8z'}{c_0\mu_0\pi^2 l} \iint_{k_x^2+k_y^2 < 4k_0^2} \int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} \vec{p}_R \tilde{E}^s(k_x, k_y, \omega) \cdot \\
 & \cdot e^{-j(k_x x' + k_y y')} e^{j[k_x \Delta_{TRx}/2 + k_y \Delta_{TRy}/2 + k_z^m \Delta_{TRz}/2]} \cdot e^{jk_z^m z_R} e^{-jk_{2z}^m z'} \\
 & \cdot \left[\vec{p}_R \tilde{G}^{12}(k_x/2, k_y/2) \cdot \vec{p}_T \tilde{G}^{12}(k_x/2, k_y/2) k_{2z}^m \right]^{-1} d\omega dk_x dk_y.
 \end{aligned} \tag{6.6}$$

$\tilde{G}^{12}(k_x/2, k_y/2)$ ist dabei durch (4.63) gegeben.

6.1.4 Implementierung

Die Beziehungen (6.5) für Freiraum und (6.6) für zweischichtige Hintergrundmedien können in diskretisierter Form direkt auf dem Rechner implementiert werden, wenn Integrationen durch Summationen bzw. schnelle Fouriertransformationen (FFT) ersetzt werden. Die erforderlichen Schritte lassen sich wie folgt zusammenfassen:

1. Vorverarbeitung der entlang einer 2-D Apertur breitbandig gemessenen Daten $\vec{E}^s(x, y, \omega)$, z.B. Kalibration und Wichtung (Fensterung) in Azimut und Frequenz.
2. Anwendung der zweidimensionalen FFT entlang der Azimut-Koordinaten x und y zum Übergang in den Ortsfrequenzbereich ($\tilde{E}^s(k_x, k_y, \omega)$).
3. Multiplikation mit den sogenannten *Matched-Filter*-Termen in (6.5) bzw. (6.6), d.h., mit den wellenzahl- und frequenzabhängigen Phasen- und Amplitudentermen.³
4. Filterung bzw. Unterdrückung evaneszenter Moden.
5. Summation über die Frequenz, entsprechend der inneren Integration in (6.5) bzw. (6.6).
6. 2-D IFFT, entsprechend dem äußeren Doppelintegral über k_x, k_y in (6.5) bzw. (6.6).

Durch die Wahl von z' in Schritt 3 wird die Höhe der rekonstruierten 2-D Schicht bestimmt. Durch Variation von z' und wiederholtes Ausführen der Schritte 3 bis 6 kann somit ein 3-D Bild aufgebaut werden. Dieses Verfahren soll im Folgenden als *schichtweise tomographische Rückausbreitung* (STR) bezeichnet werden.

³Abhängig von der Herleitung sind in der Literatur verschiedene Amplitudenterme angegeben [GS84, CGM95]. Wesentlich für die Bildfokussierung ist die Phaseninformation, so dass das Matched-Filter bei geringem Qualitätsverlust auch als reines Phasenfilter implementiert werden kann [CPR91].

6.2 Schnelle 3-D Fokussierung mit dem ω K-Algorithmus

In [Sto78] wurde erstmals eine im Vergleich zur schichtweisen tomographischen Rückausbreitung effektivere Methode zur Fokussierung präsentiert. Sie ist unter den Namen *Range Migration* oder ω K-Algorithmus bekannt und wird mittlerweile für genaue, aufwandsgünstige SAR-Prozessoren genutzt [GS84, CPR91, CGM95, LSFG00].

Das Ziel des Verfahrens besteht darin, die 2-D IFFT (6. Schritt in Abs. 6.1.4) durch eine 3-D IFFT zu ersetzen, um über die Rücktransformation direkt ein 3-D Bild zu erhalten. Dazu muss allerdings in einem Zwischenschritt in (6.5) die Integration über die Frequenz in eine Integration über k_z überführt werden, um den Zusammenhang zur Ortsbereichsvariablen z herzustellen.⁴ Wird in (6.5) über k_z^m anstelle von ω integriert, ergibt sich⁵

$$\begin{aligned}
O(\vec{x}') = & \frac{4z'}{\mu_0\pi^2\ell} \iiint_{k_x^2+k_y^2+k_z^2 < 4k_0^2} \vec{p}_R \tilde{\vec{E}}^s(k_x, k_y, \omega = \frac{c_0}{2}\sqrt{k_x^2+k_y^2+(k_z^m)^2}) \cdot \\
& \cdot e^{-j(k_x x' + k_y y')} e^{j[k_x \Delta_{TRx}/2 + k_y \Delta_{TRy}/2 + k_z^m \Delta_{TRz}/2]} e^{-jk_z^m(z' - z_R)} \\
& \cdot \frac{1}{\sqrt{k_x^2+k_y^2+(k_z^m)^2}} \left[\vec{p}_R \left(\frac{\mathbf{I}k_0^2 - \vec{k}\vec{k}}{k_0^2 k_z^m} \right) \cdot \vec{p}_T \left(\frac{\mathbf{I}k_0^2 - \vec{k}\vec{k}}{k_0^2 k_z^m} \right) (k_z^m)^2 \right]^{-1} \\
& dk_x dk_y dk_z^m.
\end{aligned} \tag{6.7}$$

Anhand von (4.9) erkennt man, dass sich durch die für die FFT notwendige regelmäßige Abtastung in k_z^m nun eine ortsabhängige, unregelmässige Abtastung $\tilde{\vec{E}}^s(k_x, k_y, \omega = c_0/2\sqrt{k_x^2+k_y^2+(k_z^m)^2})$ über der Frequenz ω ergibt, die mit der Frequenzabtastung der Messdaten nicht übereinstimmt. Somit wird ein Zwischenschritt vor der Anwendung von (6.7) notwendig: die sogenannte *Stolt-Interpolation*, die aus den Messdaten $\tilde{\vec{E}}^s(k_x, k_y, \omega)$ die interpolierten Daten $\check{\vec{E}}^s(k_x, k_y, k_z^m)$ erzeugt.

Bild 6.1(a) zeigt die Abtastpunkte der Messdaten $\vec{E}^s(x, y, \omega)$ im Ortsbereich. Durch FFT entlang der Apertur (Schritt 2, Abs. 6.1.4) gelangt man in den in Bild 6.1(b) gezeigten Transversalwellenzahlbereich (k_x, k_y, ω) . Der dunkelgrau hinterlegte Bereich muss mindestens abgedeckt sein, um Aliasing im Ortsbereich zu vermeiden (siehe Abs. 6.4). Die in Bild 6.1(b) noch auf einem regelmässigen Raster angeordneten Daten $\tilde{\vec{E}}^s(k_x, k_y, \omega)$ werden durch (6.2) in Bild 6.1(c) auf unregelmässig angeordnete Abtastpunkte (gefüllte Kreise) abgebildet. Die ungefüllten, auf der Achse eingezeichneten Kreise entsprechen evaneszenten Moden, bei denen k_z^m komplex ist. Nach Anwendung der Stolt-Interpolation liegen die Daten $\check{\vec{E}}^s(k_x, k_y, k_z^m)$ auf dem in Bild 6.1(c) durch Kreuze gekennzeichneten regelmässigen Raster vor.

⁴Ziel ist folglich eine Darstellung der Form (6.4a), bei der allerdings das in (6.4a) noch von $k_{x,y}$ abhängige k_z zum freien Parameter wird.

⁵Mit der Transformation $\frac{d\omega}{dk_z^m} = \frac{c_0 k_z^m}{4\sqrt{k_x^2+k_y^2+(k_z^m)^2}}$, vgl. (6.2).

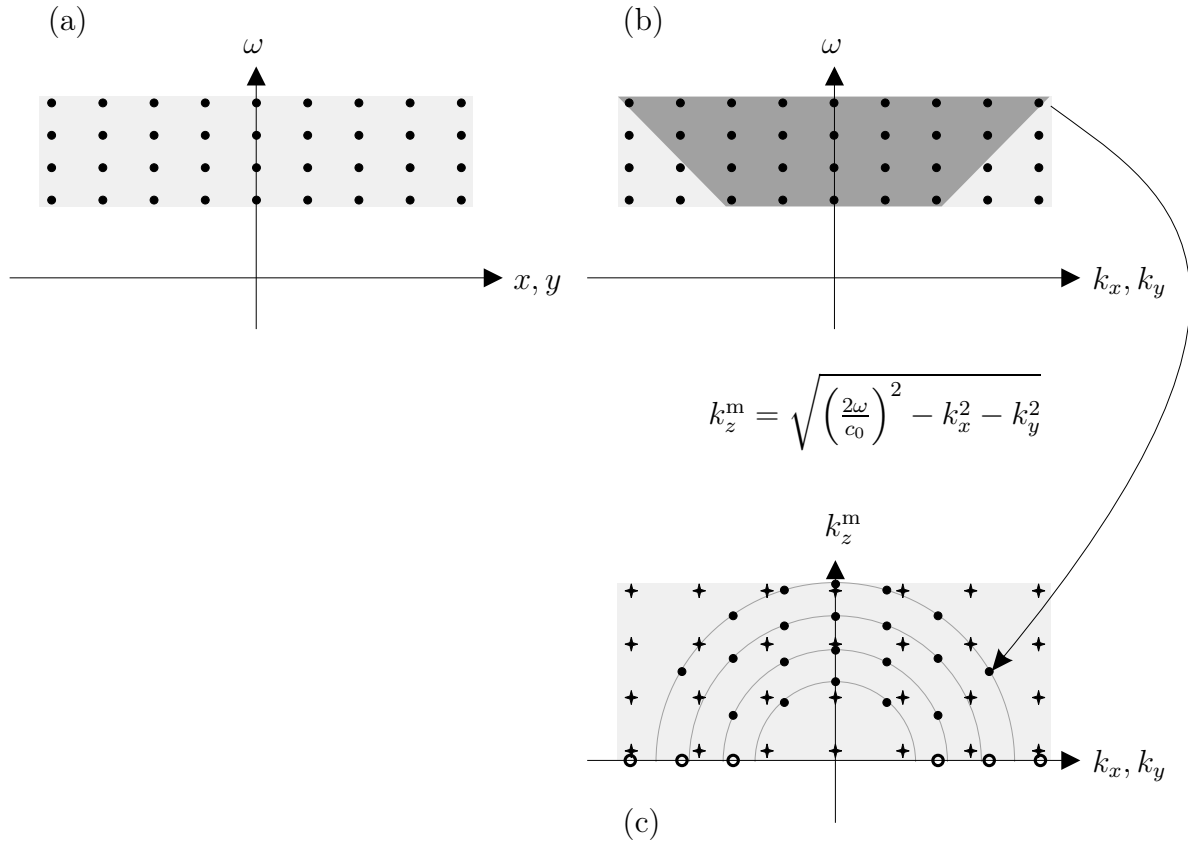


Bild 6.1: Transformation der Messdaten im Ortsbereich. (a) Transversalwellenzahlbereich (k_x, k_y, ω) , (b) Fouriertransformation entlang der Apertur und Stolt-Interpolation, (c) resultierendes rechteckiges Raster im Wellenzahlbereich (k_x, k_y, k_z^m) .

6.2.1 Zweischichtiges Hintergrundmedium

In der Literatur wurde bisher die Stolt-Interpolation nur für Freiraumprobleme beschrieben. In planar geschichteten Medien wird auf die STR [MJ94] oder auf Ortsbereichsverfahren [For01, FG02] zurückgegriffen. Neuartig ist die hier vorgeschlagene Anwendung auf zwei- oder mehrschichtige Medien. Die Herleitung erhält man aus der Übertragung der Ausführungen in Abs. 6.2 auf die Beziehung (6.6) [FFW00a]. Es ergibt sich die Rekonstruktionsformel

$$\begin{aligned}
 O(\vec{x}') = & \frac{4z'}{\mu_0\pi^2 Il} \iiint_{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 < 4k_0^2} \vec{p}_R \tilde{E}^s(k_x, k_y, \omega = \frac{c_0}{2|n_2|} \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + (k_{2z}^m)^2}) \cdot \\
 & \cdot e^{-j(k_x x' + k_y y')} e^{j[k_x \Delta_{TRx}/2 + k_y \Delta_{TRY}/2 + k_z^m \Delta_{TRz}/2]} \cdot e^{jk_z^m z_R} e^{jk_{2z}^m z_2} \cdot \\
 & \cdot \frac{1}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2 + (k_{2z}^m)^2}} \left[\vec{p}_R \tilde{G}^{12}(k_x/2, k_y/2) \cdot \vec{p}_T \tilde{G}^{12}\left(\frac{1}{2}k_x, \frac{1}{2}k_y\right) k_{2z}^m \right]^{-1} \\
 & dk_x dk_y dk_{2z}^m.
 \end{aligned} \tag{6.8}$$

In (6.8) ist n_2 der Brechungsindex im Medium 2. Außerdem wurde der Parameter z_2 eingeführt, der die mittlere Höhe des interessierenden Bereichs der Abbildung im Medium 2

festlegt. Da die Qualität der Fokussierung in den Randbereichen aufgrund von Fensterung nachlässt, kann eine günstige Wahl von z_2 das Ergebnis verbessern.

6.2.2 Implementierung

Der ω K-Algorithmus ist bis auf die Schritte 5 und 6 identisch mit der in Abs. 6.1.4 beschriebenen STR:

1. Vorverarbeitung der entlang einer 2-D Apertur breitbandig gemessenen Daten $\vec{E}^s(x, y, \omega)$, z.B. Kalibration und Wichtung (Fensterung) in Azimut und Frequenz.
2. Anwendung der zweidimensionalen FFT entlang der Azimut-Koordinaten x und y zum Übergang in den Ortsfrequenzbereich ($\tilde{E}^s(k_x, k_y, \omega)$).
3. Multiplikation mit den sogenannten *Matched-Filter*-Termen in (6.5) bzw. (6.6), d.h., mit den wellenzahl- und frequenzabhängigen Phasen- und Amplitudentermen.
4. Filterung bzw. Unterdrückung evaneszenter Moden.
5. Multiplikation mit dem Phasenterm $e^{j(k_z^m z_R + k_{2z}^m z_2)}$.⁶
6. Stolt-Interpolation $\tilde{E}^s(k_x, k_y, \omega = \frac{c_0}{2|n_2|} \sqrt{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2}) \rightarrow \check{E}^s(k_x, k_y, k_{2z}^m)$.⁷ Bei der Implementierung der Interpolation ist zu beachten, dass die Abdeckungsbereiche vor und nach der Interpolation sehr unterschiedlich sein können (siehe Bild 6.1(c)), d.h., dass auch zu extrapolierende Bereiche auftreten können.
7. Übergang vom Wellenzahlbereich k_x, k_y, k_{2z}^m in den Ortsbereich x, y, z mittels 3-D IFFT.

6.3 Vergleich von ω K-Algorithmus und STR

6.3.1 Freiraum

Die Implementierung von STR und ω K-Algorithmus wurden zunächst messtechnisch mit dem in Bild 6.2(a) skizzierten Freiraumaufbau verifiziert. Die Antennen wurden 60 cm oberhalb der Ziele entlang einer 60 cm \times 60 cm Apertur (Schrittweite 1 cm) verfahren. Die vermessene Anordnung ist in Bild 6.2(b) dargestellt, sie besteht aus neun Stahlkugeln mit einem Durchmesser von 3,6 cm. Gemessen wurden 101 Frequenzpunkte im Bereich 2–8 GHz. Die Rohdaten wurden mittels einer RCS-Kalibration (siehe Abs. 7.2) und Zeitbereichsgating zur Unterdrückung der Bodenoberfläche aufbereitet.

Das mit dem ω K-Algorithmus rekonstruierte 3-D Radarbild ist in Bild 6.2(c) zu sehen. Die Kugeln werden jeweils doppelt abgebildet, wobei der untere Anteil ein Geisterziel ist, verursacht durch die um die Kugeln umlaufende Kriechwelle (engl. *creeping wave*). Man

⁶Im Freiraum wird $z_2 = 0$ gesetzt.

⁷Freiraum: $n_2 = 1$.

erkennt weiterhin, dass die mittlere Kugel der Anordnung am besten abgebildet wird, da für sie im Vergleich zu den näher den Rändern gelegenen Kugeln eine größere effektive Apertur zur Verfügung steht. Die drei vorderen Kugeln unten werden aufgrund der höheren Wegstreckendämpfung schwächer dargestellt.

6.3.2 Zweischichtiger Hintergrund

Bild 6.3 zeigt 2-D Rekonstruktionen, die anhand numerisch berechneter Daten der Nyström-methode (Abs. 5.4.1) gewonnen wurden. Betrachtet wurde ein kreisförmiger metallischer Streukörper in 20 cm Tiefe in zwei Medien mit unterschiedlichen Verlusten. Von besonderem Interesse ist die Frage, wie gut der ω K-Algorithmus im Vergleich zu STR auch in verlustbehafteten Medien angewendet werden kann. In der Rekonstruktionsbeziehung (6.8) nämlich werden Verluste über den Phasenterm $e^{j(k_z^m z_R + k_{2z}^m z_2)}$ nur für die Höhe z_2 korrekt einbezogen, während bei der Interpolation für alle Höhen $z \neq z_2$ nur $|n_2|$ eingeht.⁸ Wie man in Bild 6.3 sieht, liefern beide Verfahren vergleichbare Ergebnisse.

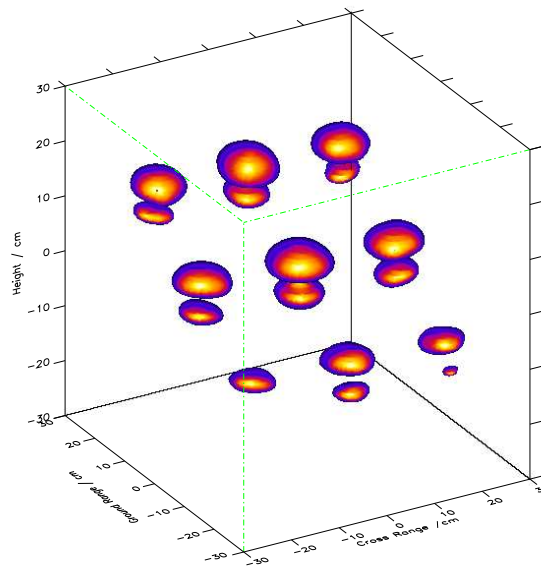
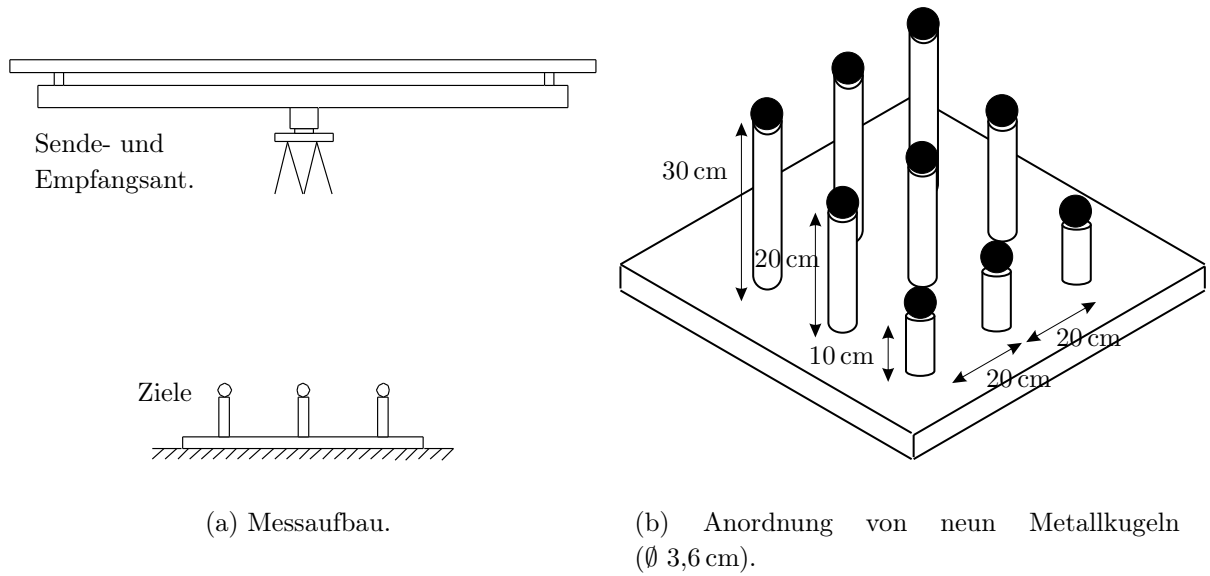
Die messtechnische Verifikation wurde mit dem in Bild 6.4(a) gezeigten Aufbau durchgeführt. Als Ziel diente die im Foto abgebildete zylinderförmige Scheibe mit 10 cm Durchmesser und 2 cm Höhe, bestehend aus einem Plastik-Holz Verbundmaterial mit $\varepsilon_r = 3,2 - j0,16$. Die Scheibe wurde in ca. 10 cm Tiefe in trockenem Quarzsand mit $\varepsilon_r = 2,3 - j0,004$ vergraben und Messungen im Frequenzbereich 2–6 GHz über 101 Frequenzpunkte durchgeführt. Die Aperturgröße betrug wiederum 60 cm \times 60 cm (Schrittweite 1 cm). Es wurden sowohl mit STR als auch mit ω K-Algorithmus 3-D Rekonstruktionen mit jeweils $101 \times 101 \times 101$ Punkten generiert. Bild 6.4 zeigt einen Vergleich beider Verfahren für einen horizontalen Schnitt in einer Tiefe von 11 cm. Wie in Bild 6.4(b) und 6.4(c) zu erkennen, unterscheiden sich die Ergebnisse praktisch nicht. Für die weiteren Rekonstruktionen kommt daher wegen der besseren Recheneffizienz stets der ω K-Algorithmus zur Anwendung. Hervorzuheben ist die sehr gute Sichtbarkeit des Ziels trotz geringen Permittivitätskontrasts der Scheibe im Vergleich zum trockenen Sand. Dessen Homogenität und geringe Verluste machen sich in der Rekonstruktion positiv bemerkbar. Im vertikalen Zentralschnitt (Bild 6.5) ist der starke Einfluss der Sandoberfläche sehr gut zu sehen. Ihre Abbildung erstreckt sich in der Höhe $z = 0$ über die gesamte Breite des Bildes. Die Scheibe bildet sich als dunkler Bereich mittig bei -9 cm bis -13 cm ab.⁹

6.3.3 Rechenaufwand

Im Hinblick auf Echtzeitprozessierung hat der ω K-Algorithmus aufgrund des deutlich geringeren Rechenaufwands große Vorteile gegenüber STR. Der wesentliche Unterschied liegt in der Berechnung der Matched-Filter-Terme, die bei STR für jede Schicht, bei ω K nur einmal

⁸In sehr stark verlustbehafteten Medien, z.B. bei der Defekterkennung in metallischen Materialien mittels niederfrequenter elektromagnetischer Wellen, stellen große Materialverluste insofern ein Problem dar, als die zur Ableitung tomographischer Beziehungen verwendeten Fouriertransformationen in Laplacetransformationen übergehen. Verschiedene Lösungsansätze finden sich in [Lit97, DD97, Mei01, CC02].

⁹Der in Abs. 6.2.1 eingeführte Parameter z_2 wurde zu -7 cm gewählt.



(c) 3-D Radarbild der Anordnung (b).

Bild 6.2: Beispiel einer Messanordnung im Freiraum und 3-D Rekonstruktion mit ω K-Algorithmus.

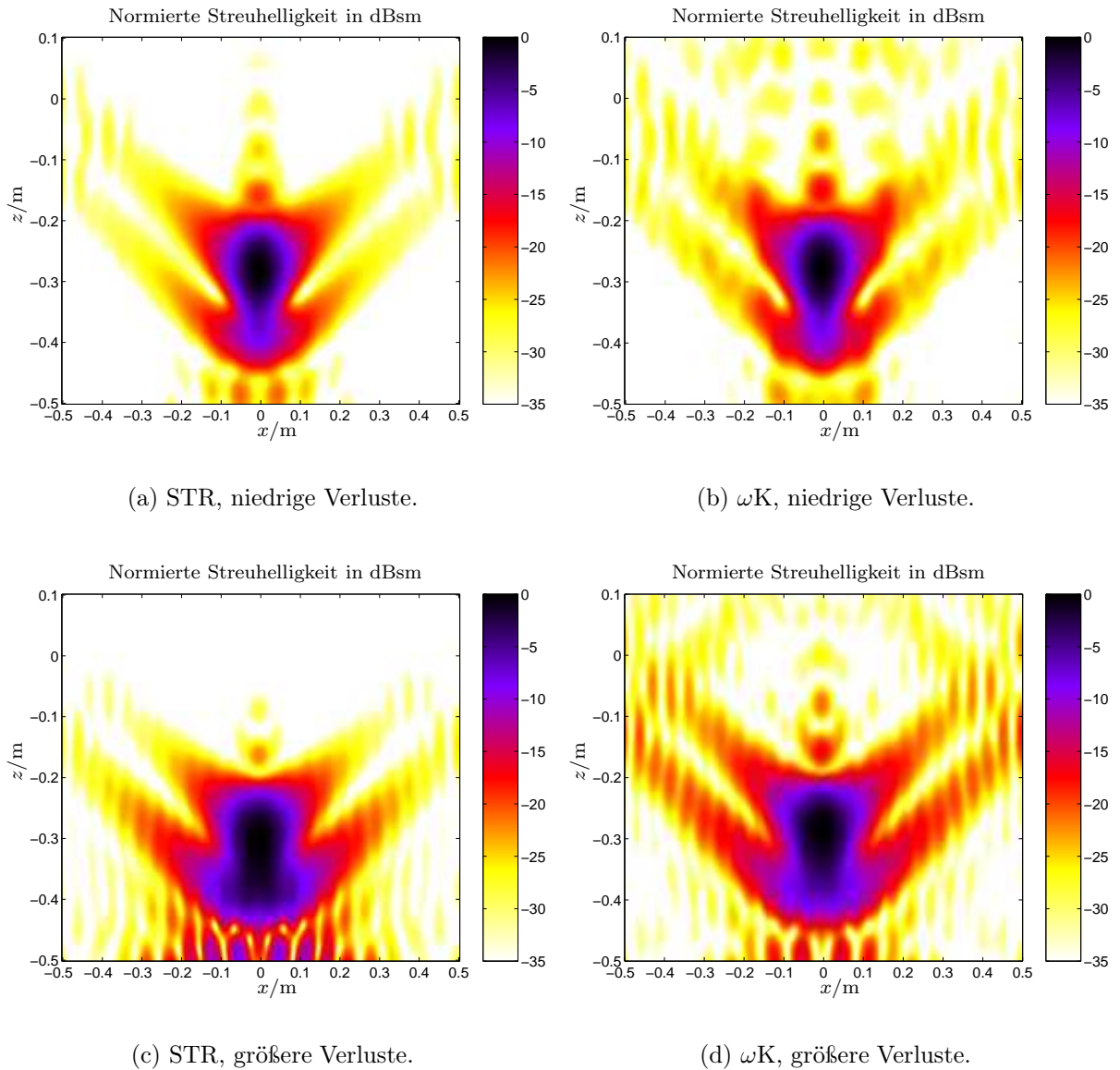
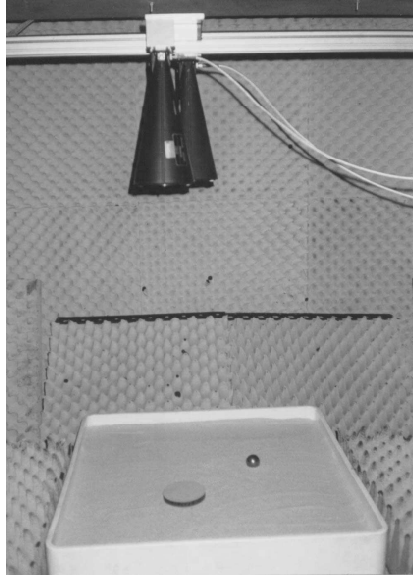
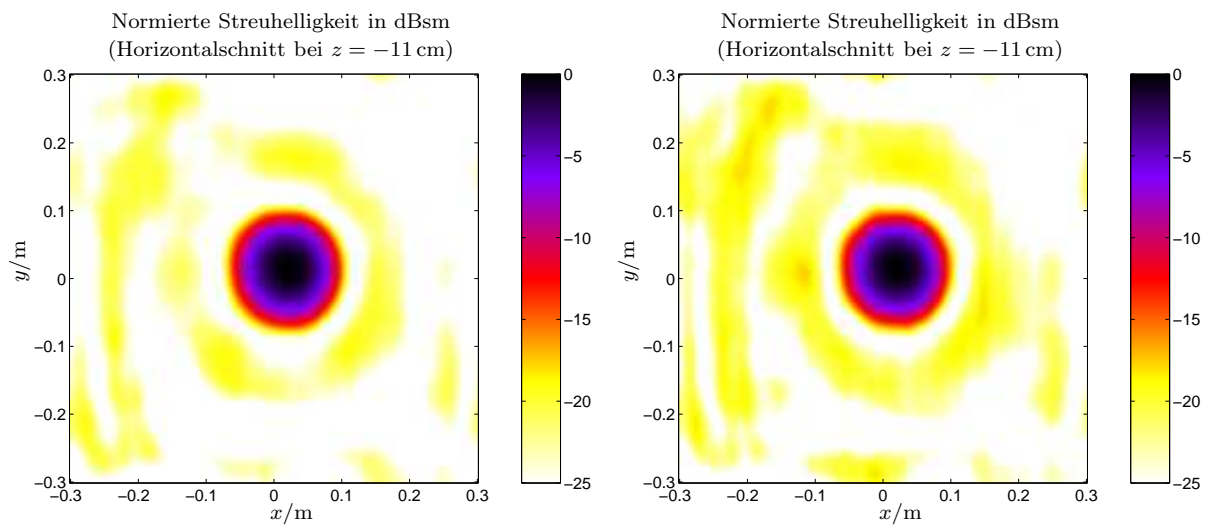


Bild 6.3: Rekonstruktionen eines kreisförmigen Streuers (2 cm \emptyset mit STR und ω K-Algorithmus). Medium mit niedrigen ($\epsilon_r = 3,5 - j0,03$) und größeren Verlusten ($\epsilon_r = 3,5 - j0,2$), 31 Frequenzpunkte von 1–2 GHz, 71 Abtastpositionen über 1 m Apertur und senkrechte Polarisation.



(a) Messanordnung.



(b) STR.

(c) ω K-Algorithmus.

Bild 6.4: Rekonstruktion einer vergrabenen Plasticscheibe mit STR und ω K-Algorithmus: Horizontalschnitt durch das 3-D Radarbild in 11 cm Tiefe.

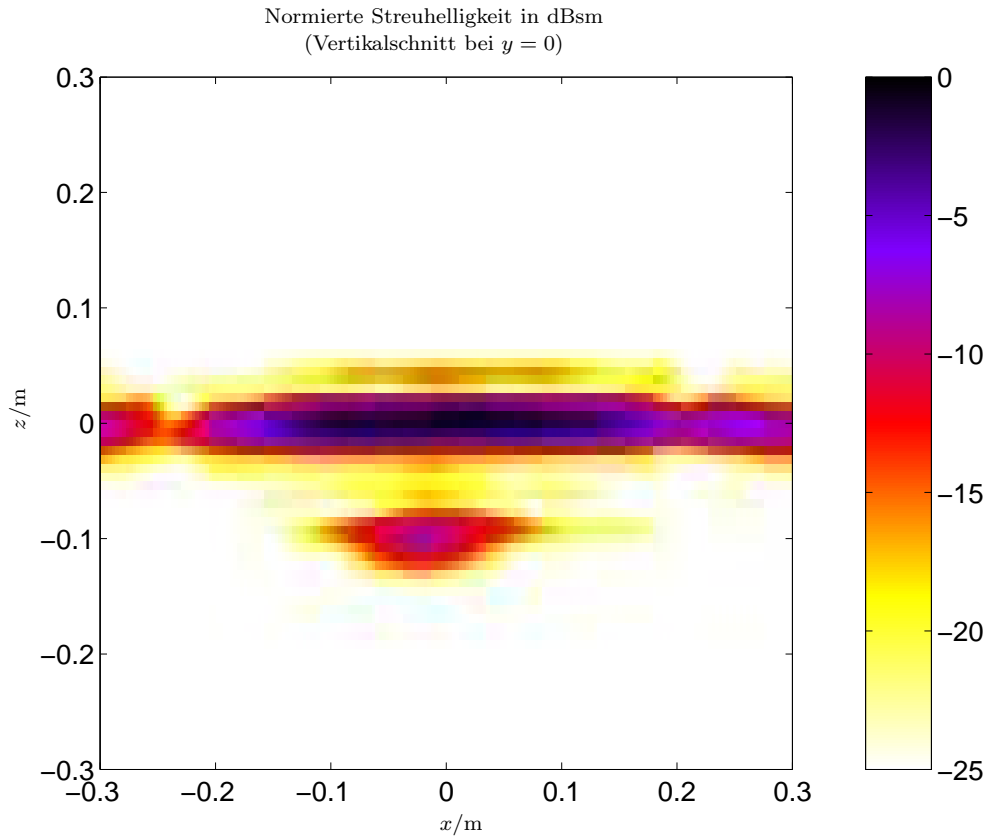


Bild 6.5: Zentraler Vertikalschnitt durch das 3-D Radarbild einer in 10 cm Tiefe vergrabenen Plastikscheibe.

ausgeführt werden muss. Dies macht den höheren Aufwand für die einmalige 3-D IFFT bei ωK im Vergleich zur Schicht für Schicht wiederholten 2-D IFFT bei STR mehr als wett.

Tabelle 6.1 zeigt für die beiden in Bild 6.3 und Bild 6.4 gezeigten Beispiele den Vergleich der CPU-Zeit¹⁰ beider Verfahren.

	STR	ωK
Beispiel Bild 6.3	9,21 s	0,15 s
Beispiel Bild 6.4	286 s	7,9 s

Tabelle 6.1: Vergleich der CPU-Zeit von STR und ωK für zwei Beispiele.

6.3.4 Auswirkungen und Korrektur von Scanfehlern

Für den praktischen Einsatz eines Bild gebenden Verfahrens in einem handgetragenen System ist zu beachten, dass die Position der Plattform zu den Zeiten der Messung einerseits kein regelmässiges Raster bilden, andererseits auch nur mit endlicher Genauigkeit bestimmt werden können. Wie sich gezeigt hat, stellt die Abbildung unregelmässig aufgenommener

¹⁰AMD Athlon XP 1600+, 1 400 MHz, 512 MB RAM, RedHat Linux.

Messpunkte auf ein regelmässiges Raster mit Hilfe einer Interpolation keinerlei Problem für den ω K-Algorithmus dar, sofern die Positionen genau bekannt sind und die erforderlichen Abtastkriterien noch eingehalten werden [EL01]. Auch unbekannt Positionenabweichungen wirken sich bis etwa $\lambda_{\min}/10$ nicht aus [Sim00]. Auf die Kompensation größerer Fehler soll an dieser Stelle nicht weiter eingegangen werden.¹¹ Es sei lediglich darauf hingewiesen, dass im Rahmen des EU-Projektes „HOPE“ ein optisches Inertialnavigationssystem entwickelt wurde, das es erlaubt, mit ausreichender Genauigkeit Position und Rotation eines handgetragenen Minensuchgeräts bezüglich aller Raumrichtungen bzw. Drehachsen zu bestimmen [HOP02].

6.4 Abtastkriterien und Auflösungsgrenzen

Im Folgenden sollen nun für die praktische Anwendung der beschriebenen tomographischen Verfahren die erforderlichen Abtastanforderungen über Frequenz¹² und Ort ebenso wie die Auflösungsgrenzen hergeleitet werden. Durch die Betrachtung im Ortsfrequenzbereich ergeben sich sehr einfache Kriterien, die zunächst auf ein tomographisches Experiment mit Beleuchtung durch ebene Wellen, dann auf Seitensicht-SAR, Spotlight-SAR (Fernfeld) und schließlich Bodenradar angewandt werden.

In Abs. 5.3.2 wurde bereits erwähnt, dass eine Radarmessung sinnvollerweise darauf abzielen muss, möglichst viel Information über das Ortsfrequenzspektrum der unbekannt Objekte zu erzielen, da die Abdeckung im Ortsfrequenzspektrum direkt mit der Ortsauflösung zusammenhängt. Zur ihrer Abschätzung kann die *Unschärferelation der Nachrichtentechnik* [Kro96], die einen Zusammenhang zwischen zeitlicher und spektraler Auflösung eines (eindimensionalen) linearen Systems herstellt, auf den Orts- bzw. Ortsfrequenzbereich (mehrdimensional) übertragen werden [FFW00b], wie hier am Beispiel der x -Komponente gezeigt:¹³

$$\Delta_{k_x} \cdot x_{\Delta} \geq 2\pi. \quad (6.9)$$

Δ_{k_x} ist die verwendete Bandbreite im Wellenzahlbereich, x_{Δ} die Auflösung im Ortsbereich.

6.4.1 Beleuchtung mit ebenen Wellen

Zunächst werde ein Streukörper mit ebenen Wellen beleuchtet. Die Messapertur stehe senkrecht auf der jeweiligen Einfallrichtung. Damit ergeben sich die beiden Fälle *Rückwärts-* und *Vorwärtsstreuung*, abhängig davon, ob Sender und Empfänger auf derselben oder gegenüberliegenden Seite vom Streuobjekt liegen. In Bild 6.6 sind die jeweils abgedeckten Bereiche des Ortsfrequenzspektrums, wie sie sich aus Bild 5.3 ergeben, dargestellt. Man kann

¹¹Für SAR existieren verschiedene *Motion-Compensation-* bzw. *Autofocus-Verfahren* [Ken88, DHW88, Ken90, CN96].

¹²Wegen der Messzeit besonders beim SFCW-Radar von Interesse.

¹³Für die Proportionalitätskonstante sind in der Literatur verschiedene Werte, abhängig von der jeweiligen Impuls-/Bandbreite-Definition, gebräuchlich.

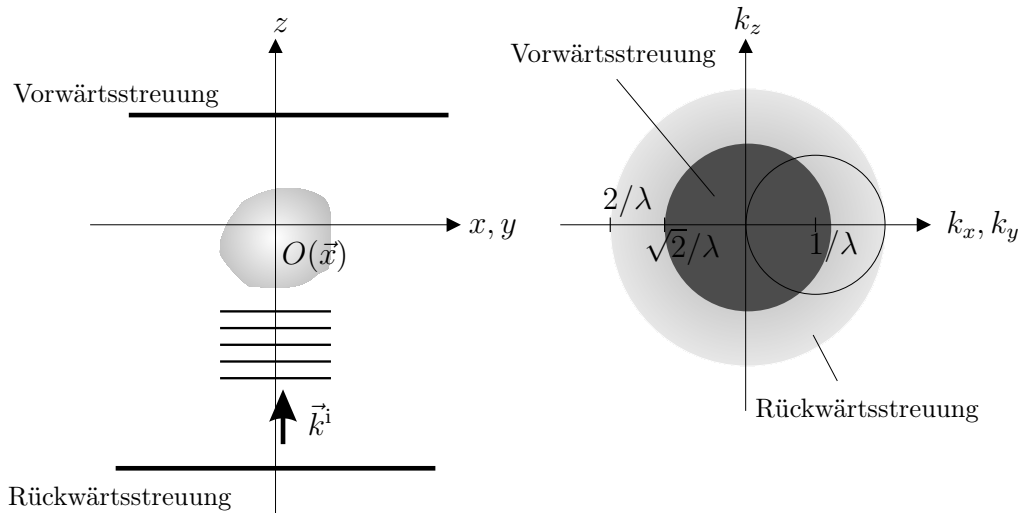


Bild 6.6: Information im Spektralbereich für ein Streuexperiment mit ebenen Wellen als Beleuchtung.

die durch das Streuexperiment gewonnene Information als Ergebnis einer Filterung der unendlich ausgedehnten Objektfunktion betrachten. Misst man Vorwärtsstreuung, erhält man den dunkelgrau hinterlegten Bereich, der den Ursprung einschließt. Das zugehörige Filter ist folglich ein Tiefpass. Die Ausdehnung von $2\sqrt{2}/\lambda$ im Spektralbereich ergibt mit (6.9) eine Auflösung von $\lambda/(2\sqrt{2})$. Die Rückstreuordnung wirkt als Bandpass (hellgrau hinterlegter Bereich) und liefert im Vergleich zur Vorwärtsstreuung eine etwas bessere Auflösung von $\lambda/4$. Dies entspricht auch genau dem maximal zulässigen Abstand, mit dem das Feld auf der Apertur abzutasten ist, um Aliasing zu vermeiden. Wird ein breitbandiges Signal zur Beleuchtung verwendet, so ergeben sich Auflösung und Abtastkriterium aus der höchsten Frequenz f_{\max} bzw. der kleinsten Wellenlänge λ_{\min} .

6.4.2 Seitensicht- und Spotlight-SAR

Ein Seitensicht-SAR kann als monostatisches System mit dem Modell strahlender Streuer (vgl. Abs. 6.1.1) beschrieben werden. Das Streuproblem wird damit auf ein Quellenproblem zurückgeführt und der messtechnisch erfassbare Bereich des Ortsspektrum entspricht dem einer Quelle, d.h., er liegt zentriert um den Ursprung. Aufgrund der begrenzten synthetischen Apertur, die sich aus der Halbwertsbreite der Antenne ergibt, wird nicht der vollständige Bereich der Ewald-Halbkugel überdeckt, sondern nur der in Bild 6.7 dunkelgrau hinterlegte Sektor, der über die Halbwertsbreite der Antenne und Frequenzbandbreite des Sendesignals bestimmt ist.¹⁴

Beim Spotlight-SAR führt man zur Auflösungssteigerung die Antennenkeule in Azimutrichtung nach, um ein bestimmtes Zielgebiet über eine längere synthetische Apertur hinweg beleuchten zu können. Theoretisch ergibt sich die Möglichkeit, Messwerte über volle 180° zu

¹⁴Der durch die Frequenzbandbreite $f_{\min}-f_{\max}$ sich ergebende Wellenzahlbereich k_{\min} und k_{\max} folgt aus (2.12).

erfassen, was dem hellgrau hinterlegten Bereich in Bild 6.7 entspricht. Für ein Nahbereichsradar ergibt sich derselbe Bereich wie beim Spotlight-SAR; die folgenden Überlegungen zur Auflösung können somit im nächsten Abschnitt auch auf das Bodenradar übertragen werden. Zur Verdeutlichung sind in Bild 6.8 numerisch berechnete Ortsfrequenzspektren eines

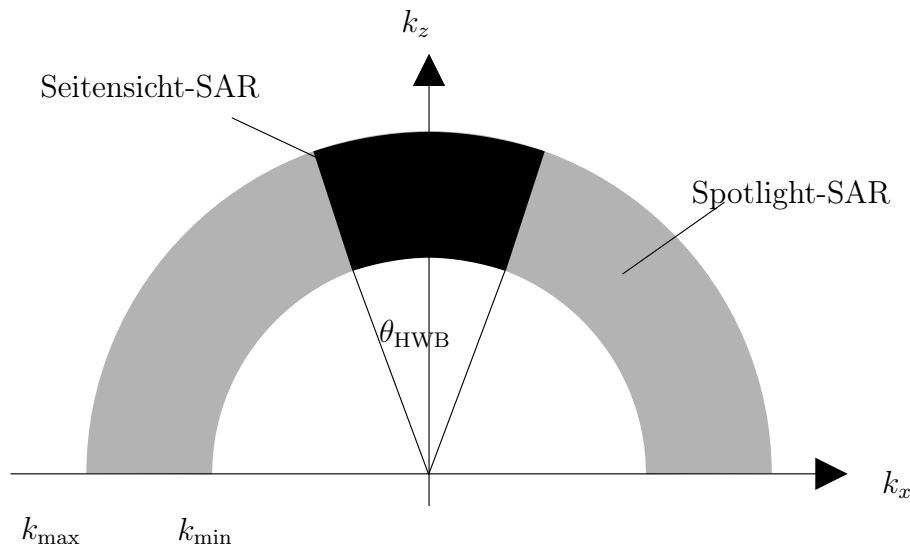


Bild 6.7: Erfassbarer Spektralbereich für Seitensicht- und Spotlight-SAR.

Punktstreuers, der in verschiedenen SAR-Konfigurationen vermessen wird, dargestellt.¹⁵ Es ist gut zu sehen, wie der abgedeckte Sektor im Ortsfrequenzbereich von der Antennenhalbwertsbreite bestimmt wird.

Führt man anhand Bild 6.7 eine grobe Abschätzung der Auflösung durch, die sich aufgrund des erfassten Spektralbereichs ergibt, erhält man im Fall des Seitensicht-SAR in Azimutrichtung eine Ortsfrequenzbandbreite von

$$\Delta_{k_x} \approx k_{r,\max} \theta_{\text{HWB}} = \frac{2\pi}{\lambda_c/2} \theta_{\text{HWB}}. \quad (6.10)$$

In (6.10) bezeichnet λ_c die Wellenlänge bei der Mittenfrequenz $(f_{\max} + f_{\min})/2$. Setzt man die Antennenhalbwertsbreite (in Radian) zur Antennenapertur a über

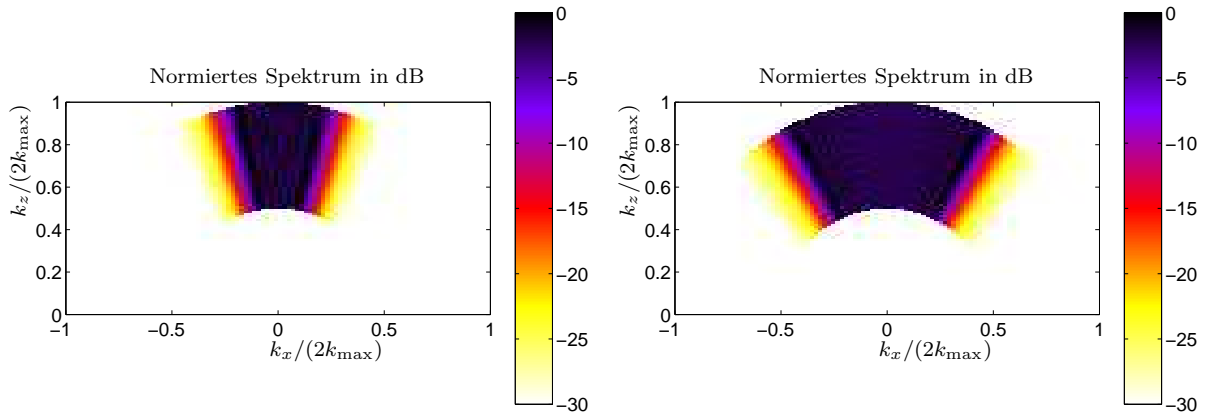
$$\theta_{\text{HWB}} \approx \frac{51^\circ}{180^\circ} \pi \cdot \frac{\lambda_c}{a} \quad (6.11)$$

in Bezug, folgt der aus der SAR-Theorie [Wie02, Det89] bestens bekannte Zusammenhang $x_\Delta = a/2$, der über die hier angewendete Betrachtungsweise — der Sichtweise der Optik angelehnt — sehr schnell abgeleitet werden konnte.¹⁶

Für Spotlight- bzw. Nahbereichs-SAR ergibt sich in Entfernungsrichtung eine Ortsfrequenzbandbreite $\Delta_{k_z} = 2\pi/(\lambda_{\min}/2)$, aus der die Auflösung bzw. Abtastanforderung $z_\Delta =$

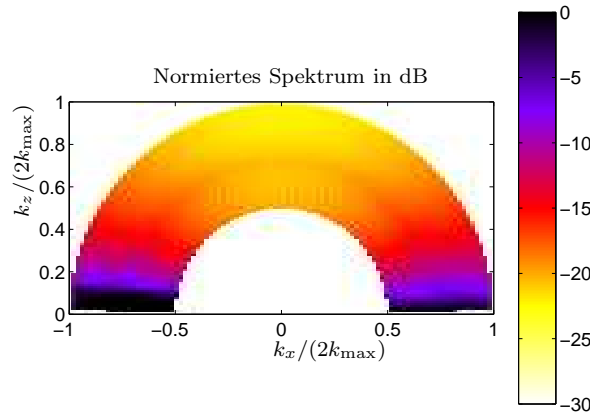
¹⁵Betrachtet werden nur nicht-evaneszente Moden.

¹⁶In Entfernungsrichtung ergibt sich ebenfalls auf einfache Weise der Zusammenhang für die Auflösung: $r_\Delta \approx z_\Delta = c_0/(2(f_{\max} - f_{\min}))$.



(a) Seitensicht-SAR mit 30° Antennenhalbwertsbreite.

(b) Spotlight-SAR mit 90° Antennenhalbwertsbreite.



(c) Grenzfall von Spotlight-SAR mit 180° Antennenhalbwertsbreite bzw. Nahbereichs-SAR.

Bild 6.8: Normiertes Spektrum eines Punktstreuers vermessen in verschiedenen SAR-Konfigurationen. Frequenzbereich 1–2 GHz.

$\lambda_{\min}/2$ folgt. Wegen des nichtlinearen Zusammenhangs zwischen k_0 und k_z (vgl. Abs. 6.2) lässt sich aus der Abtastanforderung in k_z nicht allgemein ein Kriterium im Frequenzbereich (z.B. der maximal zulässige Frequenzabstand für ein SFCW-Radar) angeben. Die Abtastung ist auf jeden Fall ausreichend, wenn dasselbe Kriterium wie im Fernbereich genutzt wird, dass den Frequenzabstand mit der maximal auftretenden Entfernung von Streuern in Bezug setzt.

In Querrichtung bzw. Azimut erhält man aufgrund der doppelten Bandbreite im Vergleich zur Entfernungsrichtung¹⁷ für Auflösung und maximalen Abtastabstand $\lambda_{\min}/4$. Dieser Wert ist im Unterschied zum Fernbereichs-SAR näherungsweise unabhängig von der Aperturgröße.

¹⁷Aufgrund der mit positivem und negativem Vorzeichen auftretenden k_x -Anteile.

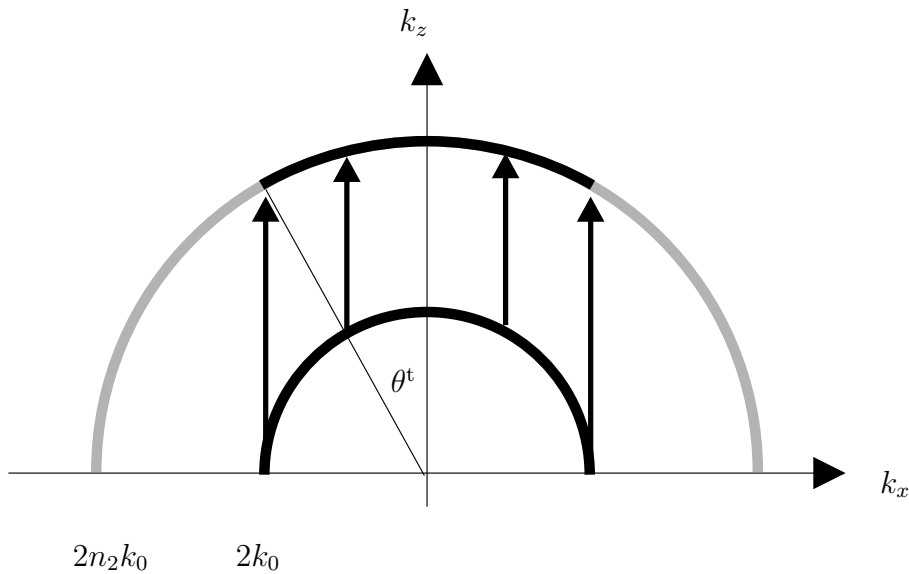


Bild 6.9: Transformation des Ortsfrequenzspektrums beim Übergang von Vakuum (Luft) in den Boden.

Für sogenannte Inverse-SAR (ISAR) Anordnungen, bei denen ein Objekt über den vollen Winkelbereich von 360° untersucht werden kann, sind noch bessere Auflösungen als $\lambda_{\min}/4$ erzielbar [Men91].

6.4.3 Bodenradar

Befindet sich ein monostatisches Bodenradar oberhalb eines Bodens mit Brechungsindex n_2 , ergeben sich die in Bild 6.9 gezeigten Verhältnisse.¹⁸ Beim Durchgang durch die Grenzschicht sind aufgrund der Randbedingungen (vgl. Abs. 4.1.5) die transversalen Komponenten der Wellenvektoren konstant, während die normale Komponente $k_{2z} = n_2 k_{1z}$ unstetig übergeht. In Bild 6.9 drückt sich der Übergang als Abbildung des im Freiraum abgedeckten Spektralbereichs (Kreis mit kleinerem Radius) auf den im Boden erfassten Spektralbereich (schwarz gezeichneter Sektor des grauen Kreises) aus. Die größte transversale Wellenzahlkomponente $k_{2x,\max}$ ergibt sich durch den maximalen Querwinkel θ^t , der sich aus den Radien $2k_0$ und $2n_2k_0$ der beiden Kreise in Bild 6.9 ergibt:

$$\theta^t = \arcsin\left(\frac{k_{2x,\max}}{k_{2z}}\right) = \arcsin(1/n_2). \quad (6.12)$$

Wie man sieht, ist θ^t gerade der Winkel, bei dem Totalreflexion eintritt. Spektralkomponenten bei größeren Winkeln sind nach dem Übergang aus dem Boden in den Freiraum evaneszent und daher schon in geringem Abstand von der Oberfläche nicht mehr messbar.

Als maximaler Abtastabstand entlang der Apertur ergibt sich für das Bodenradar daher wie auch beim Spotlight- oder Nahbereichs-SAR $\lambda_{\min}/4$. Die erforderliche Abtastung im

¹⁸Der Übersichtlichkeit halber wird in Bild 6.9 nur eine Frequenz dargestellt.

Frequenzbereich wird günstigerweise wiederum über die maximal auftretenden Laufzeiten im System ermittelt.

Während in der Literatur teilweise von einer verbesserten Auflösung im Boden aufgrund der verringerten Ausbreitungsgeschwindigkeit die Rede ist [Dan96], erkennt man anhand Bild 6.9, dass sich bei Beschränkung auf den Bereich nicht-evaneszenter Moden die transversale Auflösung aufgrund der unveränderten „Breite“ des Spektrums nicht ändert und sich die Entfernungsauflösung im Vergleich zum Freiraum sogar verschlechtern kann. Eine höhere Auflösung ist nur dann erzielbar, wenn der Übergang durch die Grenzschicht vermieden werden kann, d.h., wenn die Antennen direkt mit der Mediengrenze in Berührung und an den Boden angepasst sind. Eine zusätzliche Auflösungssteigerung durch Einbeziehung evaneszenter Moden wurde für diesen Fall¹⁹ in Übertragung der bei Metalldetektoren, elektromagnetischen Induktionssensoren oder in der Nahfeldmikroskopie genutzten Prinzipien auch für Radar vorgeschlagen [JA88, SD92, DD97, FD00, SP00]. Aussagekräftige Untersuchungen zur praktischen Umsetzung, insbesondere unter Berücksichtigung realer Antennen, liegen bisher allerdings nicht vor.

6.5 Tomographische Fokussierung multistatischer Daten

6.5.1 *Multiple-Fixed-Offset*

Sowohl die schichtweise tomographische Rückausbreitung als auch der ω K-Algorithmus wurden in Abs. 5.3 bzw. 6.2 zunächst nur in der Anwendung auf monostatische bzw. *Single-Fixed-Offset*-Daten diskutiert. Die Erweiterung auf *Multiple-Fixed-Offset* bzw. echt multistatische Daten ist Thema dieses Abschnitts.

In der *Single-Fixed-Offset* Anordnung werden Sende- und Empfangsantenne gemeinsam bewegt und haben einen festen räumlichen Abstand $\vec{\Delta}_{\text{TR}}$. Betrachtet man noch einmal (5.34) und (5.35) so fällt auf, dass diesem Abstand eine Phasenmodulation $e^{j[k_x \Delta_{\text{TR}x}/2 + k_y \Delta_{\text{TR}y}/2 + k_z^m \Delta_{\text{TR}z}/2]}$ im Ortsfrequenzraum entspricht [FW01]. Sie korrespondiert im Ortsbereich mit einer Verschiebung des Bildes und zwar derart, dass das effektive Phasenzentrum der Messanordnung gerade in der Mitte zwischen Sende- und Empfangsantenne liegt. Da das Phasenzentrum die räumliche Referenz für das rekonstruierte Bild festlegt, ist das Bild einer *Single-Fixed-Offset*-Aufnahme gegenüber einer monostatischen Aufnahme gerade um $\vec{\Delta}_{\text{TR}}/2$ verschoben.

Eine *Multiple-Fixed-Offset*-Messung kann verarbeitet werden, indem für jedes Sende- Empfangsantennenpaar, d.h. für jeden Kanal, ein Bild generiert wird. Jedes Bild gibt dasselbe Szenario wieder, die Bilder sind jedoch räumlich gegeneinander verschoben. Sinnvollerweise wird der Informationsgehalt aller Kanäle in einem Bild zusammengefasst. Ein Ansatz zur Fusion von unterschiedlichen Bildern desselben Szenarios findet sich in [CFZ97]. Im vorliegenden Fall vereinfacht sich das Verfahren aufgrund der gleichen statistischen Eigenschaften der Kanäle zu einer Mittelung [Sch01]. Das naheliegendste Verfahren zur Fusion der Kanäle sieht daher wie folgt aus:

¹⁹Auch für Systeme, deren Apertur äußerst nahe an der Grenzschicht liegt.

1. Generierung des 3-D Bildes für jeden Kanal der *Multiple-Fixed-Offset* Anordnung,
2. Rückverschiebung der Bilder im Ortsbereich um den halben Antennenabstand $\vec{\Delta}_{\text{TR}}/2$ des entsprechenden Kanals,²⁰
3. Mittelung der komplexen Teilbilder.²¹

Nachteilig ist bei dieser Vorgehensweise, dass für jeden Kanal das fertige Bild benötigt wird, d.h., dass die vollständige Prozessierungskette durchlaufen werden muss. Eine elegantere Möglichkeit besteht darin, die Daten der verschiedenen Kanäle in einer frühen Stufe des ωK -Algorithmus zusammenzufassen, so dass die weiteren Berechnungen nur einmal ausgeführt werden müssen. Dies gelingt nach dem Übergang in den Spektralbereich (Schritt 2 in Abs. 6.1.4), der noch für jeden der Kanäle separat erfolgt. Kompensiert man nun die virtuellen Phasenzentren aller Kanäle mit Hilfe der $\Delta_{\text{TR}x,y,z}$ -Phasenterme des Matched-Filters (Schritt 3), können die Spektren aller Kanäle durch Mittelung zusammengefasst und dann die Prozessierung für den resultierenden „Gesamtkanal“ in Schritt 3 fortgesetzt werden.

Als Beispiel wird in Bild 6.10 eine Rekonstruktion gezeigt, welcher ein simulierter Datensatz von vier Punktstreuern im Freiraum zugrundeliegt. Bild 6.10(a) zeigt den Horizontalschnitt, der sich für ein Messsystem bestehend aus einem einzelnen monostatischen Kanal ergibt, während Bild 6.10(b) die Fusion von sechs Kanälen für eine Dreiecksanordnung von Antennen²² zeigt. Durch die Überlagerung der Kanäle im Spektralbereich anstelle der Überlagerung der prozessierten Bilder konnte die Rechenzeit zur Generierung von Bild 6.10 um den Faktor fünf reduziert werden.

Die scheinbare Verbesserung der Bildqualität in Bild 6.10(b) gegenüber Bild 6.10(a) beruht allerdings lediglich auf der Reduzierung des Rauschens, das sich naturgemäss aus der Mittelung von sechs Kanälen für Bild 6.10(b) im Vergleich zu einem einzelnen Kanal in Bild 6.10(a) ergibt. Wird die Fusion vergleichsweise für sechs Realisierungen des rauschbehafteten monostatischen Kanals durchgeführt, so ergibt sich ein Bild, das mit Bild 6.10(b) nahezu identisch ist. Die Mehrinformation aufgrund der Winkeldiversität konnte folglich mit dem tomographischen Verfahren nicht genutzt werden. Dieses Problem wird auch im folgenden Abschnitt auftreten.

6.5.2 Echt multistatische Anordnungen

In der Literatur finden sich einige Beispiele für tomographische Verfahren²³ im Fernbereich, die Winkeldiversität ausnutzen [Lan87, DD96, Bra96, BLW01, MBQL01].

²⁰Aufgrund der endlichen Apertur und der Auswertung mittels Fouriertechniken sind die Bilder in drei Dimensionen periodisch fortsetzbar, so dass Bereiche, die bei Verschiebung die Bildbegrenzung verlassen, auf der anderen Seite wieder erscheinen (zyklische Verschiebung).

²¹Das arithmetische Mittel ist die günstigste Wahl aus verschiedenen Möglichkeiten der Mittelwertbildung [Sch01]. Besteht die Möglichkeit, die Qualität der einzelnen Kanäle zu bestimmen, kann zusätzlich eine Gewichtung erfolgen, um „gute“ Kanäle stärker einzubeziehen [FYW02a].

²²Antennenpositionen: (0 cm, 5 cm), (−4,33 cm, −2,5 cm) und (4,33 cm, −2,5 cm) .

²³In [Lan87] wird zwischen *filtered-backpropagation* und *tomographic processing* unterschieden.

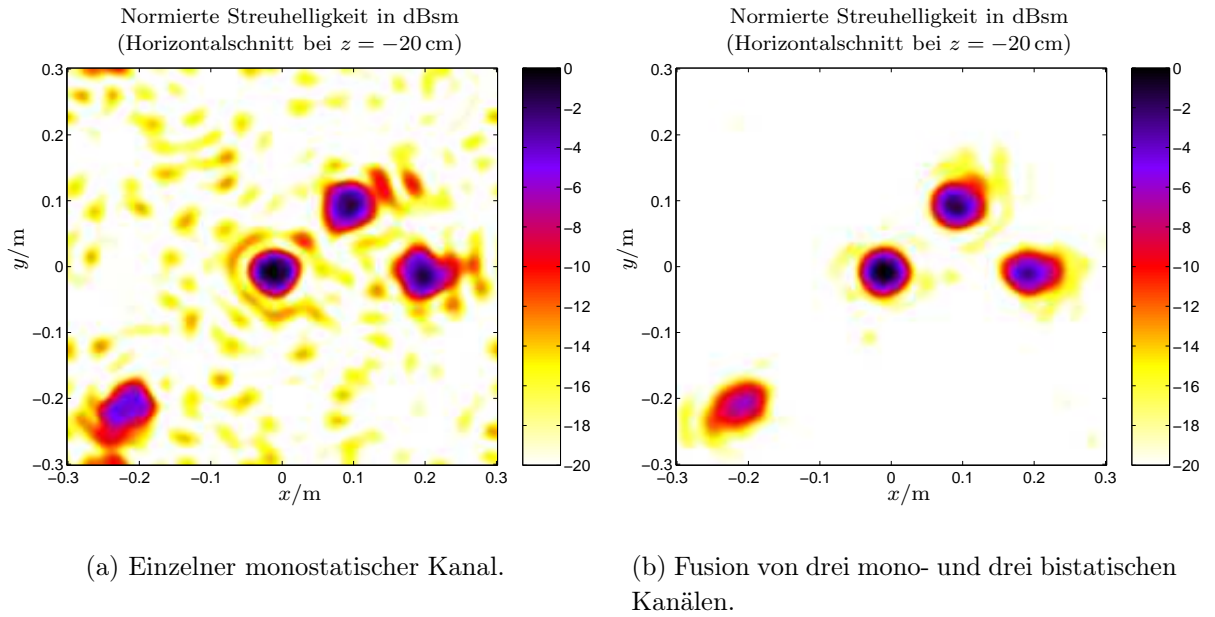


Bild 6.10: Rekonstruktion von vier Punktstreuern, berechnet für 17 Frequenzen von 2–3 GHz und 31×31 Aperturpunkte, $SNR = 2$ dB.

Der in Abs. 5.3.6 angegebene Zusammenhang belegt, dass die Lösung des echt multistatischen Streuproblems im Nahbereich mit Mitteln der Tomographie ein mehrdeutiges Problem darstellt. Eine Erklärung besteht darin, dass im Nahbereich bei Variation der Position der Quelle immer derselbe Bereich im Ortsfrequenzspektrum abgedeckt und damit Werte auf derselben Ewald-Kugel bestimmt werden, während im Fernfeld die Richtungsänderung einer einfallenden ebenen Welle auch die Lage der Ewald-Kugel ändert.

Aus den genannten Gründen wird anstelle der Tomographie mit der Faktorisierungsmethode im folgenden Abschnitt ein gänzlich anderer Ansatz zur Fokussierung echt multistatischer Daten verfolgt.

6.6 Faktorisierungsmethode

Der eigentliche Informationsgewinn bei der Verwendung einer multistatischen Anordnung — die Kenntnis über nichtlineare Interaktionen zwischen den Streuern — kann mit linearisierten Verfahren gerade nicht ausgewertet werden. Zur Ausnutzung dieser Information muss auf *nichtlineare* Verfahren zurückgegriffen werden. Die in der Literatur beschriebenen Methoden beruhen fast ausnahmslos auf Optimierungsverfahren, die iterativ ablaufen und die wiederholte Lösung des direkten Streuproblems erfordern [Che95, CK98, Rie00]. Ausgehend von einer Startvorgabe für die Kontrastfunktion wird das direkte Streuproblem gelöst, die erhaltenen Streudaten mit den Messwerten verglichen, unter Zuhilfenahme der Fehlerfunktion die Kontrastfunktion modifiziert und der Vorgang wiederholt. Für Bodenradar finden sich entsprechend angepasste Verfahren beispielsweise in [LD96, KLL99, TN00, TBLdH01].

Das Problem, das durchweg auftritt, ist der äußerst hohe Rechenaufwand dieser Me-

thoden. Er lässt sich deutlich reduzieren, wenn die Freiheitsgrade der gesuchten Lösung eingeschränkt werden, indem beispielsweise nur eine qualitative Objektfunktion, d.h. ein Kontrastbild ohne absolute Werteskalierung, ermittelt wird. Ein entsprechender Ansatz wurde von KIRSCH et al. in den letzten Jahren in Form der *Linear Sampling* Methode [CK96, CMK00] bzw. in einer modifizierten Version als *Faktorisierungsmethode* vorgeschlagen [Kir98, Kir99, KR00, Kir00, Che01]. Die Faktorisierungsmethode kann mathematisch als Verallgemeinerung des aus der Array-Signalverarbeitung bekannten MUSIC-Verfahrens aufgefasst werden [Kir00]. Sie weist verschiedene äußerst attraktive Eigenschaften auf. Inverse Streuprobleme können ohne Linearisierung sehr schnell gelöst werden. Die Vorgehensweise ist darüber hinaus unabhängig von der Geometrie und den physikalischen Eigenschaften der Streuer und erfordert keinerlei Vorwissen über Randbedingungen. Bei der Faktorisierungsmethode wird die Lösung des nichtlinearen Streuproblems in Form einer linearen Integralgleichung ausgedrückt, was den Einsatz schneller numerischer Methoden der Matrizenrechnung erlaubt.

Obwohl die Linear-Sampling- bzw. Faktorisierungsmethode relativ neu ist, wurde sie bereits auf eine Vielzahl numerisch gewonnener Datensätze angewendet. Skalarfelder wurden in 2-D und Fernfeld sowohl im Freiraum²⁴ [CK96, Kir00] als auch im geschichteten Medium [Coy00] untersucht, für Nahbereich in Freiraum und Halbraum [Kir00]. In [CCM00] wird die Erweiterung auf 3-D aufgezeigt. Elektromagnetische, d.h., Vektorfelder werden in [CHM02, HM02] in 3-D, Fernfeld und Freiraum behandelt. Es ist festzustellen, dass bisher für elektromagnetische Felder im Nahbereich keine Veröffentlichungen vorhanden sind. Im Rahmen dieser Arbeit soll diese Lücke geschlossen werden.

Die Faktorisierungsmethode benötigt Eingangsdaten, die in echt multistatischer Anordnung aufgenommen wurden. Der erforderliche Mehraufwand in der Systemauslegung (vgl. Abs. 7.1) wird dadurch ausgeglichen, dass eine monofrequente Anregung zur Rekonstruktion ausreichend ist.²⁵

6.6.1 Fernfeld

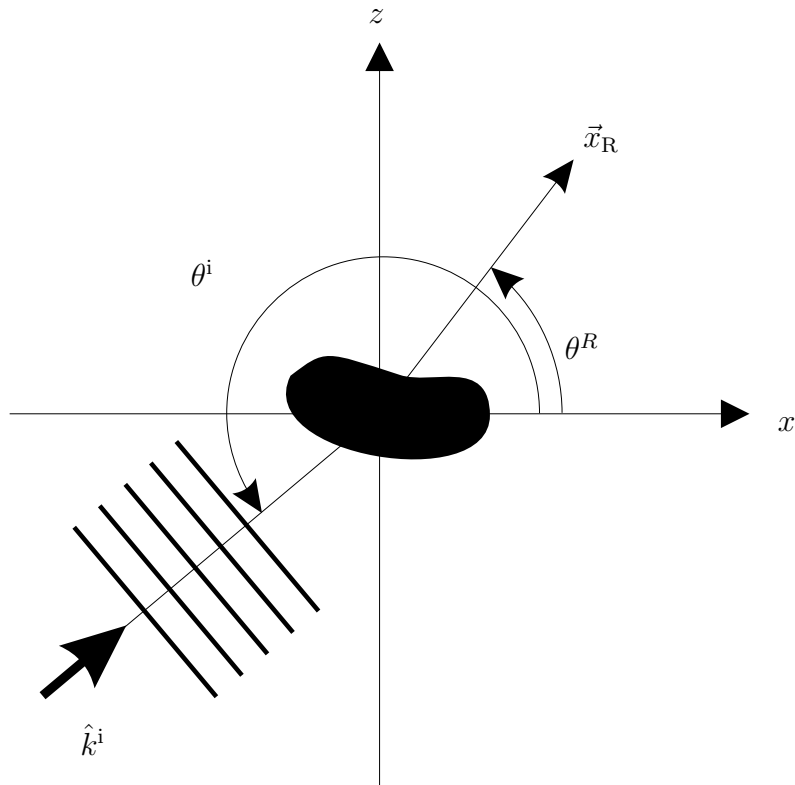
Zunächst soll die Faktorisierungsmethode anhand von 2-D Problemen im Fernfeld eingeführt werden, bevor im nächsten Abschnitt die Modifikationen für das Nahfeld erläutert werden.

Die Geometrie ist in Bild 6.11 gezeigt. Auf einen Streukörper fällt eine ebene Welle aus der Richtung \hat{k}^i ein. Das gestreute Feld u^s genügt den in Abs. 5.1.3 beschriebenen Zusammenhängen und weist für im Fernfeld liegende Beobachtungspunkte \vec{x}_R folgendes Grenzverhalten auf:

$$u^s(\vec{x}_R, \hat{k}_i) = \frac{-jk |\vec{x}_R|}{\sqrt{|\vec{x}_R|}} u_\infty^s(\theta^R, \theta^i) + \mathcal{O}\left(\frac{1}{|\vec{x}_R|^{3/2}}\right). \quad (6.13)$$

²⁴In [Kir00] finden sich auch Rekonstruktionen basierend auf Messdaten, die im Rahmen des Ipswich-Projektes am Rome Laboratory [MK96] in 2-D ISAR (Fernfeld) Anordnung aufgenommen wurden.

²⁵Die Anwendung der Faktorisierungsmethode bei multifrequenter Anregung erfolgt demnach für jede Frequenz getrennt [BLW01]. Mögliche Ansätze zur Verarbeitung multifrequenter Daten mit nichtlinearen Methoden finden sich in [DD97, S. 33].


 Bild 6.11: Koordinatensystem für Fernfeld-Diagramm $u_\infty^s(\vec{x}_R, \hat{k}^i)$.

Man erkennt an (6.13), wie mit wachsendem Abstand $|\vec{x}_R|$ die Terme höherer Ordnung (zweiter Summand) verschwinden und die in 2-D zu erwartende Abhängigkeit von $1/\sqrt{|\vec{x}_R|}$ dominiert. Die nötige Information zur Rekonstruktion ist im Fernfeld-Diagramm (engl. *Farfield-Pattern*) $u_\infty^s(\theta^R, \theta^i) = u_\infty^s(\vec{x}_R, \hat{k}^i)$ enthalten. Ist dieses für alle Einfallrichtungen θ^i und Beobachtungsrichtungen θ^R bekannt, so lässt sich jeder beliebige Streukörper eindeutig bestimmen [CK98]. Dafür wird der Integraloperator

$$M\psi(\vec{x}_R) = \int_{\Gamma} u_\infty^s(\vec{x}_R, \hat{k}^i) \psi(\hat{k}^i) ds(\hat{k}^i) \quad \vec{x}_R \in \Gamma \quad (6.14)$$

eingeführt, der die Messdaten $u_\infty^s(\vec{x}_R, \hat{k}^i)$ zusammenfasst. Die Messapertur Γ wird im Fernfeld durch Punkte auf einem Kreis $\Gamma := \{x \in \Gamma : |\vec{x}| = \text{konst. und } |\vec{x}| \rightarrow \infty\}$ charakterisiert. Die Linear-Sampling- und Faktorisierungsmethode basieren nun auf der Beobachtung, dass sich mittels

$$M W(\vec{x}_B) = g_\infty(\vec{x}_B, \hat{k}^i), \quad (6.15)$$

wobei

$$g_\infty(\vec{x}_B, \hat{k}^i) = \exp(jk\hat{k}^i \vec{x}_B) \quad (6.16)$$

die Greensche Funktion im Fernfeld bezeichnet, eine Schätzfunktion $W(\vec{x}_B)$ bestimmen lässt, die für frei wählbare Testpunkte \vec{x}_B berechnet werden kann. Sie nimmt genau dort große

Werte an, wo die Testpunkte innerhalb des Streuers D liegen, für Testpunkte außerhalb eines Streuers liefert sie dagegen kleine Werte. Ein Bild wird einfach durch Aufzeichnen der Schätzfunktion für variierendes \vec{x}_B gewonnen. In ausgeschriebener Form lautet (6.15)

$$\int_{\Gamma} u_{\infty}^s(\vec{x}_R, \hat{k}^i) W(\vec{x}_B) ds(\hat{k}^i) = g_{\infty}(\vec{x}_B, \hat{k}^i). \quad (6.17)$$

Als Lösung von (6.17) ergibt sich nach einigen Umformungen [Kir00] die Zugehörigkeit eines Punktes \vec{x}_B zu einem Streuer genau dann, wenn gilt :

$$g_{\infty}(\vec{x}_B, \hat{k}^i) \in \mathcal{R}((M^*M)^{1/4}) \iff \vec{x}_B \in D \quad (6.18)$$

In (6.18) bezeichnet $\mathcal{R}(\cdot)$ den Operatorbereich von $(M^*MV)^{1/4}$.²⁶

Für die numerische Implementierung wird eine diskretisierte Form von (6.18) herangezogen. Der Operatorbereich kann dann wie im Folgenden beschrieben über eine Singulärwertzerlegung errechnet werden. Als Eingangsdaten stehen nur eine endliche Anzahl N_i von Beleuchtungswinkeln \hat{k}^i und N_R von Messwinkeln θ^R für das gestreute Feld zur Verfügung. Die zugehörigen Werte für das Fernfeldpattern werden in der multistatischen Antwort- bzw. Fernfeld-Matrix (vgl. Abs. 3.4) \mathbf{M}_{∞} abgelegt, deren Elemente entsprechend $\mathbf{M}_{\infty,ik} = u_{\infty}^s(\vec{x}_{R,k}, \hat{k}_i^i)$ $i = 1..N_i$, $k = 1..N_R$ sortiert sind.

Zunächst wird eine Singulärwertzerlegung $\{\sigma_i, \psi_i, \phi_k\}$ durchgeführt. Hierbei sind $\psi_i = (\psi_{1,i}, \psi_{2,i}, \dots, \psi_{N_i,i})^T$, $i = 1..N_i$ die Spalten einer $N_i \times N_i$ Matrix Ψ und $\phi_k = (\psi_{1,k}, \psi_{2,k}, \dots, \psi_{N_d,k})^T$, $k = 1..N_R$ die Spalten einer $N_R \times N_R$ Matrix Φ . Es gilt

$$\mathbf{M}_{\infty} = \Phi \Sigma \Psi^T, \quad (6.19)$$

$$\Phi \Phi^T = \mathbf{I}, \quad \Psi \Psi^T = \mathbf{I}. \quad (6.20)$$

Die $N_i \times N_i$ Matrix Σ ist eine Diagonalmatrix, deren Hauptdiagonale aus den Singulärwerten in absteigender Reihenfolge besteht:

$$\Sigma = \begin{pmatrix} \sigma_1 & 0 & \dots & 0 \\ 0 & \sigma_2 & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & \sigma_{N_i} \end{pmatrix} \quad (6.21)$$

Die Schätzfunktion $W(\vec{x}_B)$ errechnet sich anhand (6.14) zu [Kir00]

$$W(\vec{x}_B) = \left[\sum_{i=1}^{N_i} \frac{|\mathbf{g}_{\infty, \vec{x}_B}^* \psi_i|^2}{\sigma_i} \right]^{-1} \quad (6.22a)$$

$$\mathbf{g}_{\infty, \vec{x}_B} = \begin{pmatrix} g_{\infty}(\vec{x}_B, \hat{k}_1^i) \\ g_{\infty}(\vec{x}_B, \hat{k}_2^i) \\ \vdots \\ g_{\infty}(\vec{x}_B, \hat{k}_{N_i}^i) \end{pmatrix} \quad (6.22b)$$

²⁶In der ursprünglich eingeführten Linear-Sampling Methode wurde M anstelle von $(M^*M)^{1/4}$ verwendet.

Mittels (6.18) konnten mathematische Probleme behoben werden, die dazu führten, dass auch außerhalb der Streuer die Schätzfunktion große Werte annehmen konnte [CCM00].

In der Praxis sollte eine regularisierte Form von (6.22a) angewendet werden. Für eine Tikhonov-Regularisierung folgt [Kir98]

$$W(\vec{x}_B) = \left[\sum_{i=1}^{N_i} \frac{\sigma_i}{(\alpha + \sigma_i)^2} |\mathbf{g}_{\infty, \vec{x}_B}^* \psi_i|^2 \right]^{-1}, \quad (6.23)$$

wobei α der zu wählende Regularisierungsparameter ist.²⁷ Für $\alpha \rightarrow 0$ geht (6.23) in (6.22a) über.

Setzt man in (6.23) Testpunkte \vec{x}_B ein, kann man wesentlich größere Werte erwarten wenn \vec{x}_B innerhalb eines Streuers liegt als außerhalb. Bild 6.12 zeigt als Beispiel die Rekonstruktion einer Scheibe mit Dirichlet-Randbedingung, deren Fernfeld-Diagramm mittels

$$u_{\infty}^s(\theta^R, \theta^i) = -e^{j\pi/4} \sqrt{\frac{2}{\pi k}} \sum_{-\infty}^{\infty} \frac{J_n(ka)}{H_n^{(2)}(ka)} e^{-jn(\varphi^s - \varphi^i)} \quad (6.24)$$

analytisch berechnet werden kann.

Die Schlechtgestellttheit des inversen Streuproblems resultiert auch im vorliegenden Beispiel in einer immer schlechteren Kondition der Eingangsdaten für wachsende Diskretisierung.²⁸ Diese Eigenschaft wird von der Faktorisierungsmethode gerade ausgenutzt: da es sich um eine Projektionsmethode handelt sind die Ergebnisse umso besser, je schärfer der Nullraum und der Abbildungsbereich des diskretisierten Streuoperators getrennt sind, d.h., je größer die Konditionszahl der Eingangsdaten wird.

6.6.2 Freiraum, Nahfeld

Die Beschränkung des vorigen Abschnitts auf 2-D und Fernfeld kann durch Ersetzen der Greenschen Funktion in (6.22a) aufgehoben werden. Es ergibt sich dann die Schätzfunktion

$$W(\vec{x}_B) = \left[\sum_{i=1}^{N_{xy}} \frac{|\mathbf{g}_{\vec{x}_B}^* \psi_i|^2}{\sigma_i} \right]^{-1} \quad (6.25a)$$

$$(6.25b)$$

wobei $\vec{x}_{T,i}$ die N_{xy} Sendepositionen und $g(\vec{x}_B, \vec{x}_{T,i})$ die Greensche Funktion des Freiraums (4.27) bezeichne.

In Bild 6.13 ist ein 2-D Beispiel im Nahbereich für einen mit der Nyströmmethode simulierten Streukörper dargestellt. Da sich die Antennen oberhalb des Streuers befinden, wird die Oberseite des Streuers besser rekonstruiert als die abgeschattete untere Seite.

Bild 6.14 zeigt die 3-D Rekonstruktion eines mit FEKO simulierten Datensatzes zweier Metallkugeln (siehe Abs. 5.4.2). In Anbetracht der Tatsache, dass der Rohdatensatz nur 81

²⁷Ist der Fehler in den Messdaten bekannt, kann mit Hilfe von Morozovs Diskrepanzprinzip ein optimaler Wert für α bestimmt werden [Kir98].

²⁸Die Konditionszahl der 8×8 Datenmatrix, die Bild 6.12(a) zugrunde liegt, beträgt $4,6189 \cdot 10^3$, die der 20×20 Matrix, die für Bild 6.12(b) verwendet wurde, $6,5408 \cdot 10^{16}$.

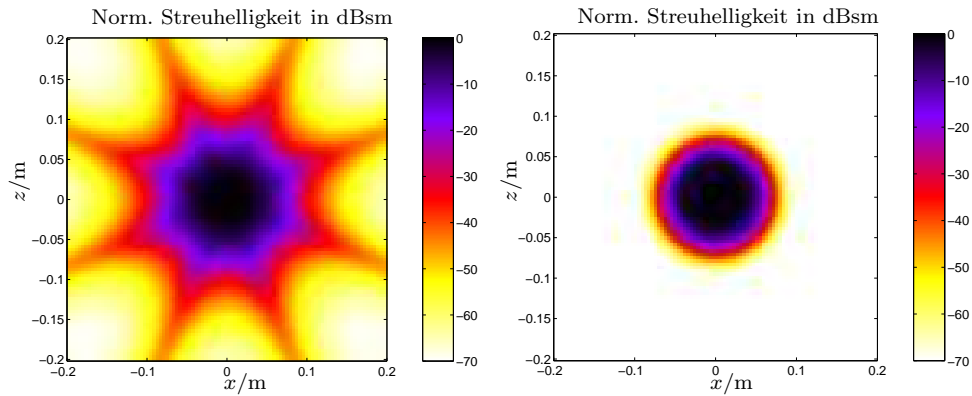
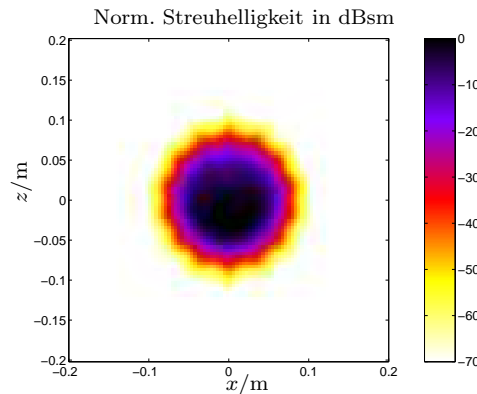
(a) Acht Einfalls- bzw. Messrichtungen regelmässig über 360° .(b) 20 Einfalls- bzw. Messrichtungen regelmässig über 360° .(c) 20 Einfalls- bzw. Messrichtungen regelmässig über 180° .

Bild 6.12: 2-D-Rekonstruktion einer Scheibe mit 5 cm Radius, Frequenz 1 GHz.

komplexe Werte bei einer einzelnen Frequenz umfasst, ist das Ergebnis ausgezeichnet. Beide Kugeln werden in der Azimutrichtung an den richtigen Positionen wiedergegeben und trotz ihres relativ geringen Abstandes von nur einer Wellenlänge sehr gut getrennt.

Sehr interessant für die praktische Anwendung ist die Fehlertoleranz des Verfahrens in Bezug auf die Prozessierungsparameter. Bild 6.15 zeigt einige Beispiele, bei denen für den in Bild 6.14 verwendeten Datensatz unterschiedliche Fehler in die Prozessierung eingebracht wurden. So wurde in Bild 6.15(a) die Frequenz um 20 % zu hoch angesetzt. In Bild 6.15(b) wurde mit einer Aperturhöhe von 0,1 m anstelle des korrekten Wertes von 0,2 m gearbeitet. Der Rekonstruktion Bild 6.15(c) liegt ein verzerrtes Aperturraster zugrunde, das in x -Richtung 20 % zu große, in y -Richtung 20 % zu kleine Abstände aufweist. In Bild 6.15(d) wurde dem Datensatz additives Rauschen derart zugefügt, dass sich ein SNR von 0 dB ergab. In allen Fällen ist eine bemerkenswerte Robustheit der Fokussierung gegenüber fehlerhaften Daten bzw. Parametereinstellungen festzustellen.

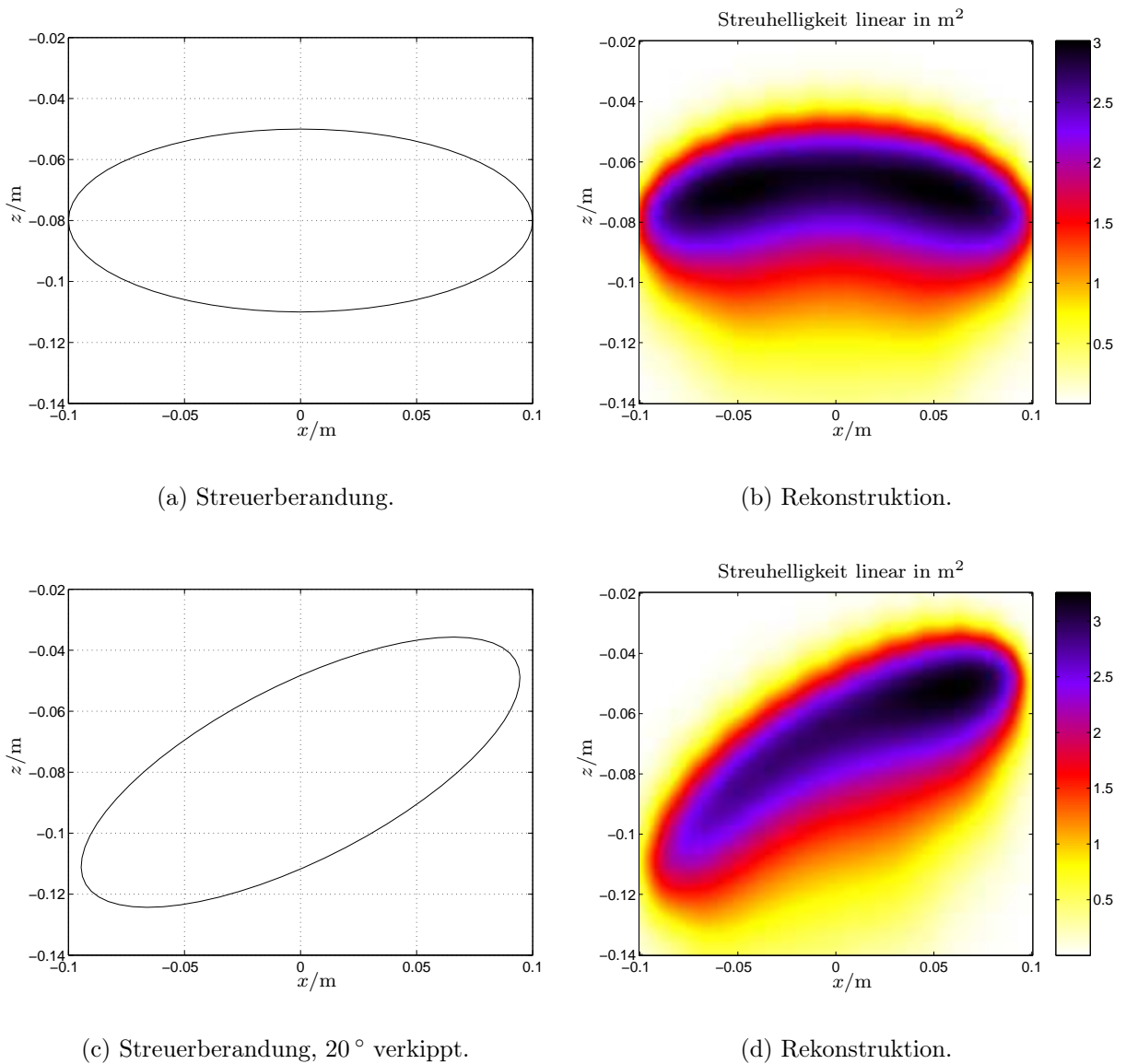
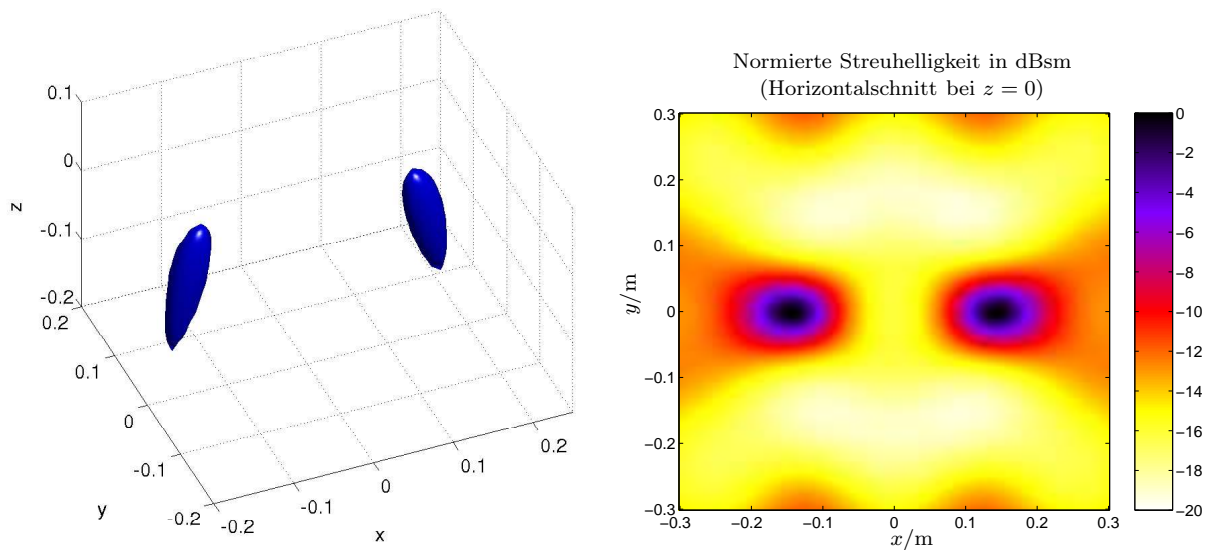


Bild 6.13: 2-D Rekonstruktionen eines elliptischen Streukörpers. Frequenz 1 GHz, Apertur 60 cm, 21 Antennen bei $z_A = 0,1$ m.



(a) 3-D Darstellung als Iso-Oberfläche bei -1 dB im Vergleich zum Maximalwert.

(b) Horizontalschnitt.

Bild 6.14: 3-D Rekonstruktion zweier metallischer Kugeln mit Radius 5 cm an den Positionen $(-15 \text{ cm}, 0, 0)$ und $(+15 \text{ cm}, 0, 0)$, Frequenz 1 GHz, Apertur $0,5 \text{ m} \times 0,5 \text{ m}$, 3×3 Punkte.

6.6.3 Zweischichtiges Hintergrundmedium

Wie schon in Abs. 5.4.1.3 beschrieben wurde, muss unterschieden werden, ob der Streuer sich oberhalb der Mediengrenze befindet, d.h. in Medium 1, oder unterhalb, d.h. in Medium 2. Im ersten Fall wird in (6.25a) die Greensche Funktion $g_{11}^{S,P}(\vec{x}_B, \vec{x}_T)$ aus Abs. 4.3.3 eingesetzt, im letzteren $g_{12}^{S,P}(\vec{x}_B, \vec{x}_T)$.

Bild 6.16 zeigt zunächst 2-D Rekonstruktionen eines drachenförmigen Streukörpers, der sich oberhalb einer Grenzschicht bei $z_H = 0 \text{ m}$ befindet und von Antennen in der Höhe $z_A = 0,6 \text{ m}$ beleuchtet wird [FYW02b]. Es ist gut zu erkennen, dass in Bild 6.16(c) und 6.16(d) durch die Reflexion an der Mediengrenze zusätzliche Information über die untere, unbeleuchtete Seite des Streuers gewonnen und ausgenutzt werden konnte. Bild 6.17 zeigt die Ergebnisse für die in Bild 5.5 gezeigten Datensätze eines minenähnlichen Streukörpers, der unterhalb einer Mediengrenze in verschiedene Materialien eingebettet ist und von Antennen im oberen Medium (Vakuum) beleuchtet wird [FW02].²⁹

6.6.4 Vektorfelder

Bisher wurden ausschließlich Skalarfelder betrachtet. Die Faktorisierungsmethode ist allerdings auch auf Vektorfelder anwendbar. In [HM02, CHM02] werden hierzu die elektrischen

²⁹Bild 6.17(b) entspricht dem Freiraumfall.

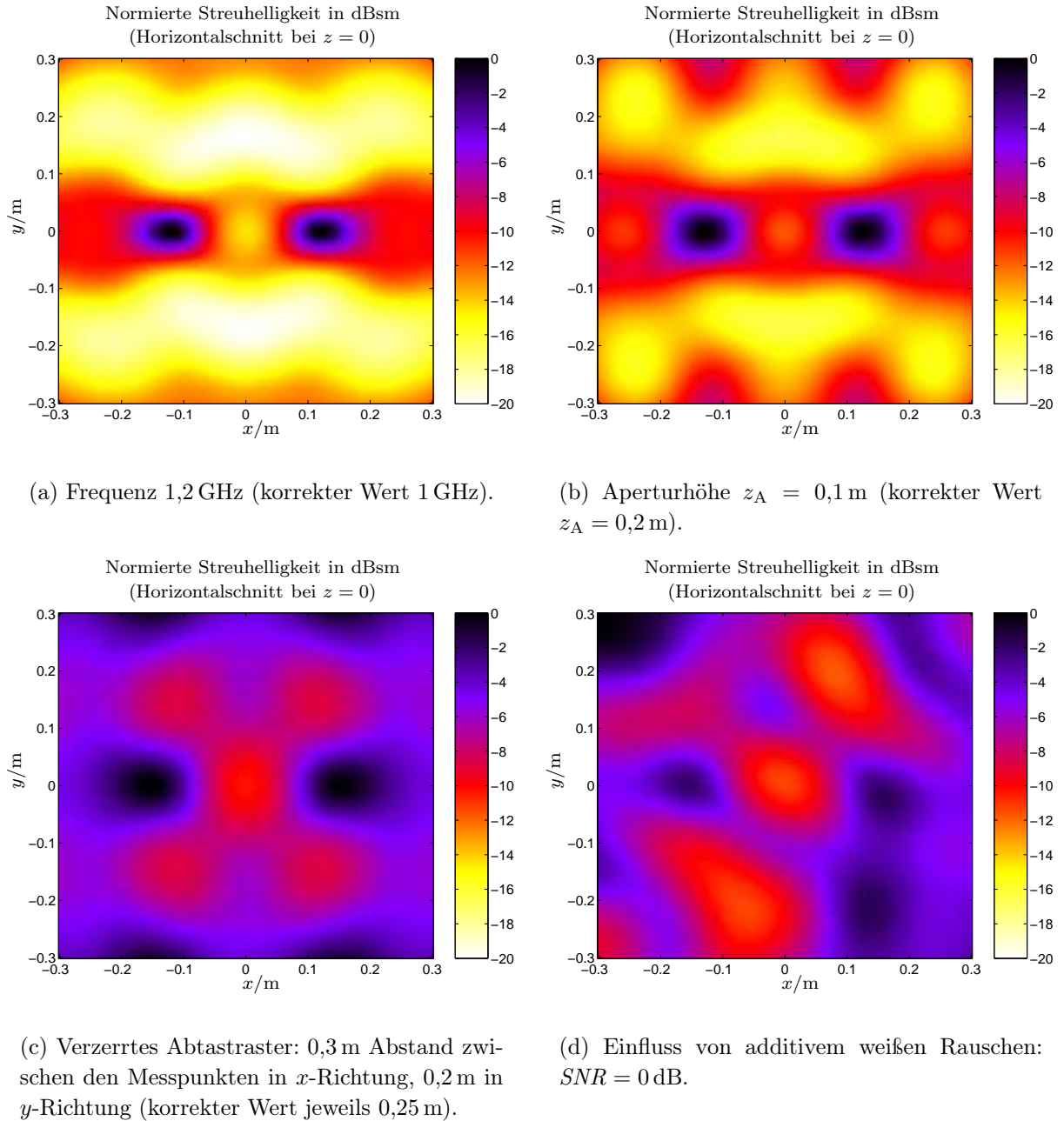
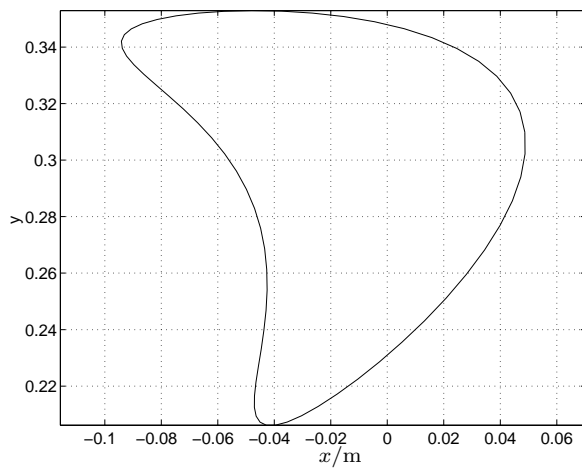
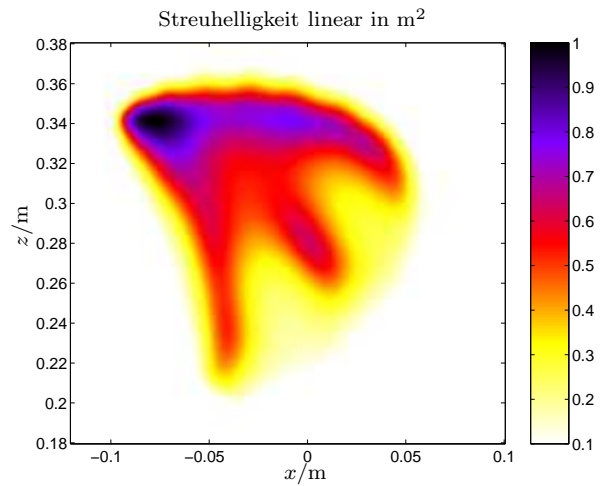


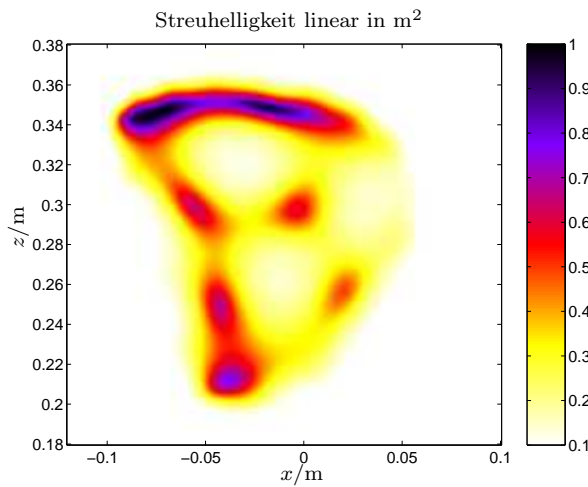
Bild 6.15: Einflüsse fehlerbehafteter Prozessierungsparameter auf das Rekonstruktionsergebnis.



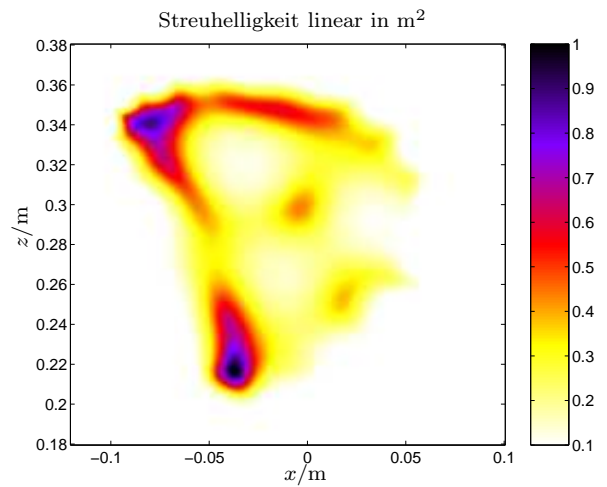
(a) Streuerberandung.



(b) Freiraum.



(c) Oberhalb eines perfekten elektrischen Leiters.



(d) Oberhalb „trockenem Sand“ ($\epsilon_r = 3,5 - j0,03$).

Bild 6.16: 2-D Rekonstruktion eines drachenförmigen Streukörpers oberhalb verschiedener Mediengrenzen bei $z_H = 0$. Frequenz 3 GHz, 31 Antennen bei $x_a = -0,9 \dots 0,1$ m, $z_A = 0,6$ m.

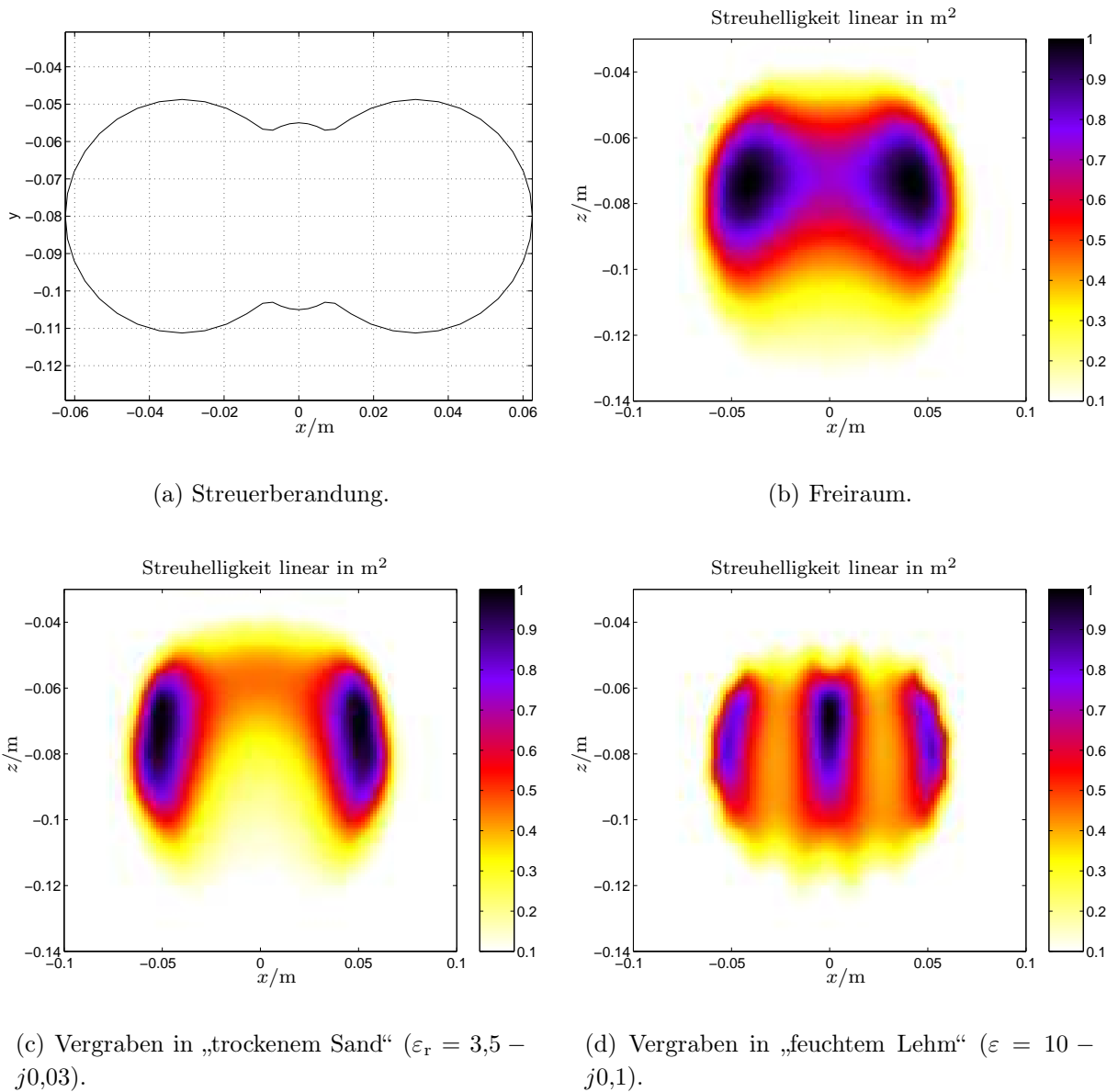


Bild 6.17: 2-D Rekonstruktionen der in Abs. 5.4.1.4 berechneten multistatischen Datensätze eines minenähnlichen Streukörpers.

Fernfeldgleichungen für beide orthogonalen Polarisierungen $\hat{e}_\theta, \hat{e}_\psi$ aufgestellt:

$$\int_{\Gamma} \hat{e}_\theta \cdot \vec{E}_\infty^s(\vec{x}_R, \hat{k}^i, \vec{W}(\vec{x}_B, \hat{e}_q)) ds(\hat{k}^i) = \hat{e}_\theta \cdot \vec{G}_\infty(\vec{x}_B, \hat{k}_1^i) \cdot \hat{e}_q, \quad (6.26a)$$

$$\int_{\Gamma} \hat{e}_\psi \cdot \vec{E}_\infty^s(\vec{x}_R, \hat{k}^i, \vec{W}(\vec{x}_B, \hat{e}_q)) ds(\hat{k}^i) = \hat{e}_\psi \cdot \vec{G}_\infty(\vec{x}_B, \hat{k}_1^i) \cdot \hat{e}_q. \quad (6.26b)$$

Die elektrische Feldstärke $\vec{E}_\infty^s(\vec{x}_R, \hat{k}^i, \hat{e}_q)$ wird in (6.26) in ihrer Abhängigkeit von Sende- und Empfangsort sowie Sendepolarisation \hat{e}_q , d.h. Ausrichtung des anregenden Hertzschen Dipols, betrachtet. Die Schätzfunktion wird nun zunächst als Vektor $\vec{W}(\vec{x}_B, \hat{e}_q)$ bestimmt [HM02], dessen Norm $\|\vec{W}(\vec{x}_B, \hat{e}_q)\|$ dann als Bildwert aufgetragen wird. Der Parametervektor \hat{e}_q in (6.26) ist frei wählbar.³⁰

Im Nahfeld soll hier in analoger Weise zu [HM02] vorgegangen werden. Unter Verwendung der Reziprozitätsbeziehung

$$\hat{e}_q \cdot \vec{E}^s(\vec{x}_R, \vec{x}_T, \vec{W}) = \vec{W} \cdot \vec{E}^s(\vec{x}_R, \vec{x}_T, \hat{e}_q) \quad (6.27)$$

und Übertragung von (6.26) auf kartesische Koordinaten lassen sich die Beziehungen

$$\int_{\Gamma} \vec{W}(\vec{x}_B, \hat{e}_q) \cdot \vec{E}^s(\vec{x}_R, \vec{x}_T, \vec{W}(\vec{x}_B, \hat{e}_q)) ds = \hat{e}_\xi \cdot \vec{G}(\vec{x}_B, \vec{x}_T) \cdot \hat{e}_q \quad (6.28)$$

mit $\hat{e}_\xi = \hat{e}_x, \hat{e}_y, \hat{e}_z$ ableiten. Γ bezeichnet nun alle Punkte auf der im Nahbereich liegenden Messapertur. Numerisch gelöst wird dieses System entsprechend (6.25a). Für den allgemeinsten Fall eines polarimetrischen Systems, das sowohl alle drei orthogonalen Polarisierungen senden als auch empfangen kann, ergibt sich eine multistatische Matrix der Größe $3N \times 3N$, wenn N Antennen verfügbar sind. In diesem Fall wird die Summation (6.25a) über $3N$ Singulärwerte ausgeführt und für die Berechnung der jeweiligen Komponente $\vec{W}_\xi(\vec{x}_B, \hat{e}_q)$ ($\xi = x, y, z$) des Schätzvektors die Matrix

$$\mathbf{G}_{\vec{x}_B, \hat{e}_q} = \begin{pmatrix} G_x(\vec{x}_B, \vec{x}_{T,1}) \\ G_x(\vec{x}_B, \vec{x}_{T,2}) \\ \vdots \\ G_x(\vec{x}_B, \vec{x}_{T,N}) \\ G_y(\vec{x}_B, \vec{x}_{T,1}) \\ \vdots \\ G_y(\vec{x}_B, \vec{x}_{T,N}) \\ G_z(\vec{x}_B, \vec{x}_{T,1}) \\ \vdots \\ G_z(\vec{x}_B, \vec{x}_{T,N_{xy}}) \end{pmatrix} \quad (6.29)$$

verwendet.

³⁰In [HM02] wird die Berechnung der Schätzfunktion für drei orthogonale Polarisierungen $\hat{e}_q = \hat{e}_{x,y,z}$ und darauffolgende Überlagerung der Ergebnisse empfohlen.

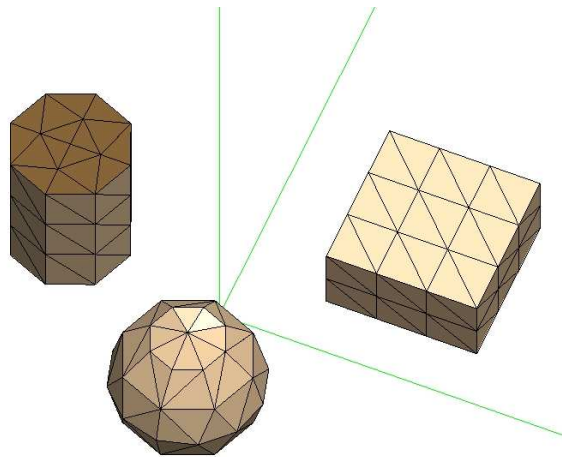


Bild 6.18: Simulationsanordnung: metallischer Quader (10 cm Kantenlänge, Höhe 5 cm) bei $(-12 \text{ cm}, 5 \text{ cm})$, Metallkugel (Radius 5 cm) bei $(0, 5 \text{ cm})$ und Metallzylinder (Radius 4 cm, Höhe 10 cm) bei $(10 \text{ cm}, 10 \text{ cm})$.

6.7 Leistungsfähigkeit multistatischer Antennenkonfigurationen

In diesem Abschnitt soll der durch Winkeldiversität erzielte Informationsgewinn aufgezeigt werden. Hierzu werden einige Vergleiche zwischen ω K-Algorithmus (angewendet auf monostatische, multifrequente Daten) und der Faktorisierungsmethode (multistatische, monofrequente Daten) angestellt. Die Beispiele beruhen in diesem Abschnitt auf numerisch berechneten Datensätzen, während in Kapitel 7 ausschließlich Messergebnisse vorgestellt werden. Die verschiedenen Szenarien werden bei weitgehend übereinstimmenden Randbedingungen unter Berücksichtigung der spezifischen Unterschiede des ω K-Algorithmus und der Faktorisierungsmethode betrachtet. Bild 6.18 zeigt eine Anordnung von drei metallischen Streukörpern³¹ im Freiraum. Der Vergleich der Rekonstruktionen von ω K-Algorithmus und Faktorisierungsmethode ist in Bild 6.19 dargestellt. Genutzt wird eine Apertur von $0,5 \text{ m} \times 0,5 \text{ m}$ bei einer Antennenhöhe $z_A = 0,2 \text{ m}$. Beim Vergleich der Horizontalschnitte Bild 6.19(a) und (b) fällt auf, dass die Faktorisierungsmethode anhand eines nur aus 256 komplexen Werten bestehenden Datensatzes ein besseres Bild generiert als der ω K-Algorithmus anhand von 3 375 komplexen Werten. Die Größe der Streuer wird von der Faktorisierungsmethode im Vergleich zu ω K etwas unterschätzt; dafür ist ihre Trennung — der Streuerabstand beträgt weniger als eine Wellenlänge bei der höchsten Frequenz — besser. Dies konnte auch in anderen Beispielen (vgl. Bild 6.14) festgestellt werden und deutet auf die „Super-resolution“-Eigenschaften der Faktorisierungsmethode hin. Aus diesem Grund werden auch alle drei Ziele wiedergegeben, während der Zylinder in der Rekonstruktion mit ω K nicht erkennbar ist.

Die Vertikalschnitte Bild 6.19(c) und (d) zeigen für ω K eine etwas bessere Höhenauflösung

³¹Alle drei Objekte sind in der Höhe zentriert auf $z = 0$.

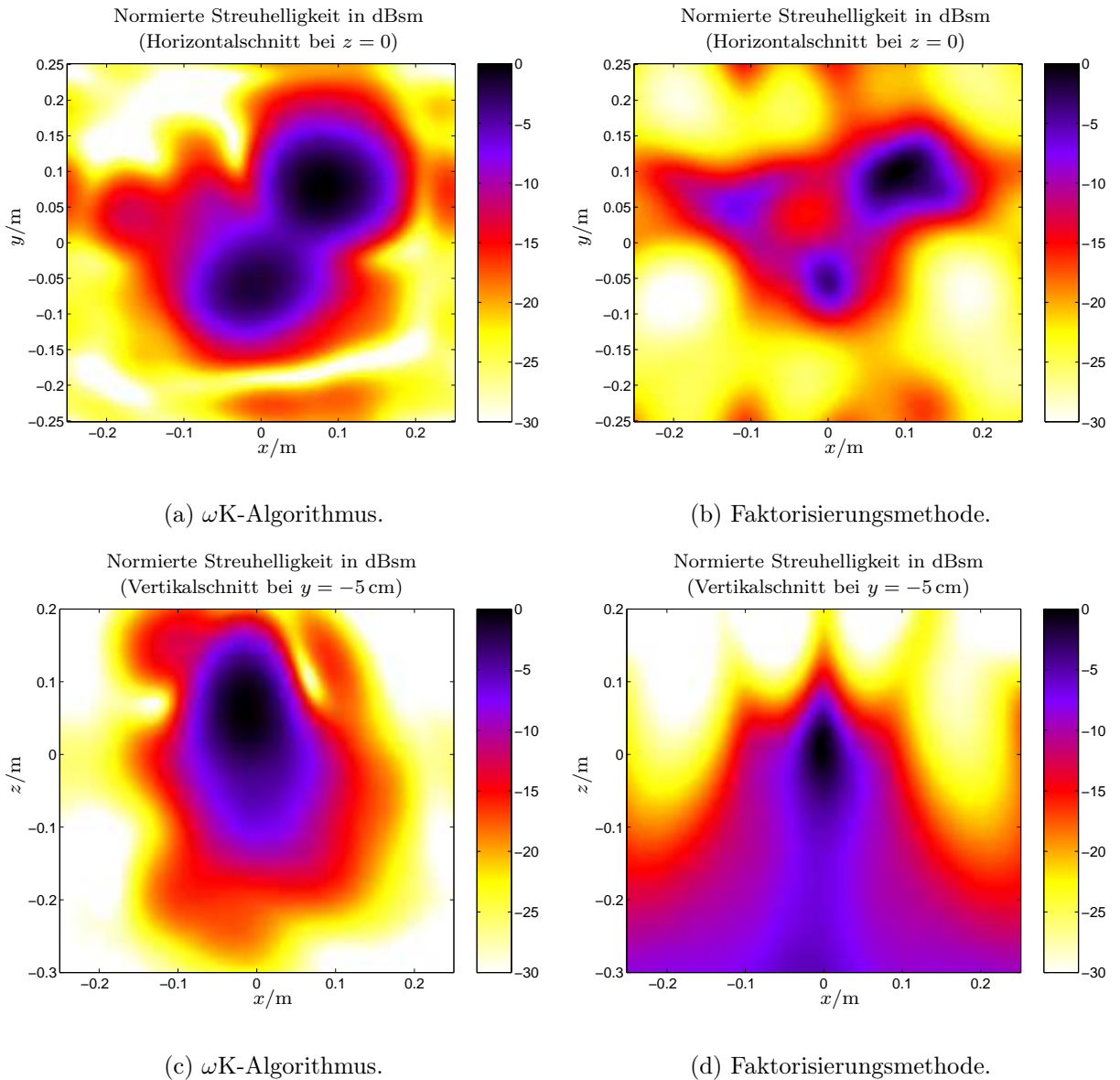


Bild 6.19: 3-D Rekonstruktionen der Anordnung Bild 6.18 mit (a, c) ω K-Algorithmus (15×15 Aperturpunkte, 15 Frequenzpunkte von 0,8–1,7 GHz) und (b, d) Faktorisierungsmethode (4×4 Aperturpunkte, CW 1,7 GHz).

als für die Faktorisierungsmethode. Allerdings wird von ω K die Metallkugel im Vergleich zur tatsächlichen Anordnung etwas nach oben verlagert (Bild 6.19(c)).

Werden die Objekte in 10 cm Tiefe in ein Medium mit $\varepsilon = 10 - j0,1$ eingebettet, ergibt sich Bild 6.20. Der Dynamikbereich beider Abbildungen wurde jeweils so gewählt, dass für beide Methoden das optimale Bild dargestellt wird. Dennoch gelingt bei ω K im Gegensatz zur Faktorisierungsmethode die Detektion des schwächsten Ziels, der Kugel, nicht.

In beiden Szenarien wird mit der Faktorisierungsmethode anhand wesentlich kleinerer Datensätze ein ebenbürtiges oder besseres Ergebnisse erzielt als mit dem ω K-Algorithmus. Daraus kann gefolgert werden, dass die Information der Winkeldiversität verglichen mit der

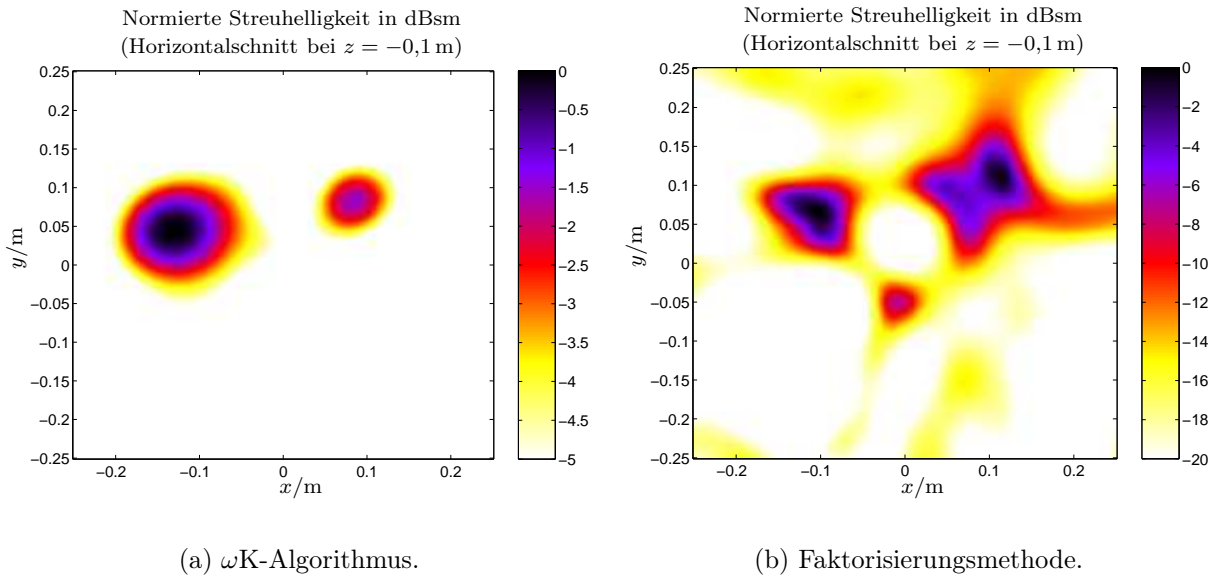


Bild 6.20: 3-D Rekonstruktionen der Anordnung Bild 6.18, Ziele in 10 cm Tiefe eingebettet in ein Material mit $\varepsilon = 10 - j0,1$, Antennenhöhe 15 cm.

bei linearisierten Methoden wesentlichen Frequenzdiversität [Lan87] einen wichtigen Beitrag zur Rekonstruktion liefert. Ein optimales System würde Frequenz- mit Winkeldiversität kombinieren. Die Nutzung der Frequenzdiversität mittels der Faktorisierungsmethode bleibt jedoch zunächst Gegenstand weiterer Untersuchungen, da das nichtlineare Streuproblem derzeit für jede Frequenz separat gelöst werden muss. Naheliegend ist aber die Fusion von Rekonstruktionen bei verschiedenen Anregungsfrequenzen mit Methoden der Bildverarbeitung. Eine weitere Möglichkeit könnte darin bestehen, durch Annahme eines Modells für die Frequenzabhängigkeit der Streuer [DD97] eine Kopplung des Streuoperators für verschiedene Frequenzen zu erreichen und somit eine Gesamtlösung für ein multifrequentes Problem anzustreben. Im Rahmen dieser Arbeit soll auf diese Fragestellungen allerdings nicht weiter eingegangen werden.

7 Einsatz der Verfahren unter realen Bedingungen

In diesem Kapitel wird die messtechnische Verifikation der in Kapitel 6 entwickelten bildgebenden Verfahren vorgestellt. Hierzu wurde ein Vektornetzwerkanalysator als hochempfindliches Instrumentationsradar eingesetzt und mit einem im Rahmen der Arbeit entwickelten multistatischen Antennensystem kombiniert (Abs. 7.1). In Abs. 7.1.4 werden die Kenngrößen des Gesamtsystems in tabellarischer Form zusammengefasst. Auf die Kalibration multistatischer Rohdaten und den hier entwickelten praktikablen Ansatz wird in Abs. 7.2 eingegangen. Abs. 7.3 beschreibt die Optimierung der Antennenanordnung im Hinblick auf die Auswertung mit der Faktorisierungsmethode. Einige aus einer Vielzahl von am Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik durchgeführten Versuche werden in Abs. 7.4 beschrieben. Schließlich wurde die Leistungsfähigkeit des Gesamtsystems auf dem MsMs-Testgelände am Forschungszentrum der Europäischen Union in Ispra (VA), Italien, erprobt (Abs. 7.5).

7.1 Realisierung einer multistatischen Messanordnung

7.1.1 Instrumentationsradar

Vektornetzwerkanalysatoren (VNWAs) erlauben zunächst den Anschluss von bis zu zwei Antennen und somit den Aufbau eines dreikanaligen Radars mit zwei mono- und einem bistatischen Kanal, wie sie sich durch Messung der beiden Reflexions- und eines Transmissionsstreuparameters ergeben. Drei Kanäle reichen allerdings zum Aufbau eines multistatischen Systems bei weitem nicht aus. Im nächsten Abschnitt wird die Entwicklung von Schaltmatrizen, die die Ansteuerung von bis zu acht Antennenelementen in beliebiger Sende- bzw. Empfangskonstellation erlauben, beschrieben.

7.1.2 Schaltmatrix für acht Antennen

Die Aufgabe der Schaltmatrix besteht darin, das Messtor 1 des VNWAs (bzw. den Sendeanschluss eines Radars) auf ein beliebiges Antennenelement aus einer Gruppe von acht Antennen zu schalten und gleichzeitig Messtor 2 (Empfang) mit einer der verbleibenden sieben Antennen zu verbinden. Das Prinzip der Matrix ist in Bild 7.1(a) dargestellt [Wei01]. Für jede Antenne ist zunächst über Sende- und Empfangsbetrieb zu entscheiden, was mit Hilfe eines SPDT (engl. *Single Pole Double Throw*) Schalters an jedem Antennenanschluss erfolgt. Weitere SPDT und SP4T (engl. *Single Pole Four Throw*) Schalter erlauben die Wahl der jeweiligen Antenne. Damit lassen sich über eine Transmissionsmessung des VNWAs beliebige bistatische Paare aus den acht Antennen auswählen. Monostatische Messungen werden

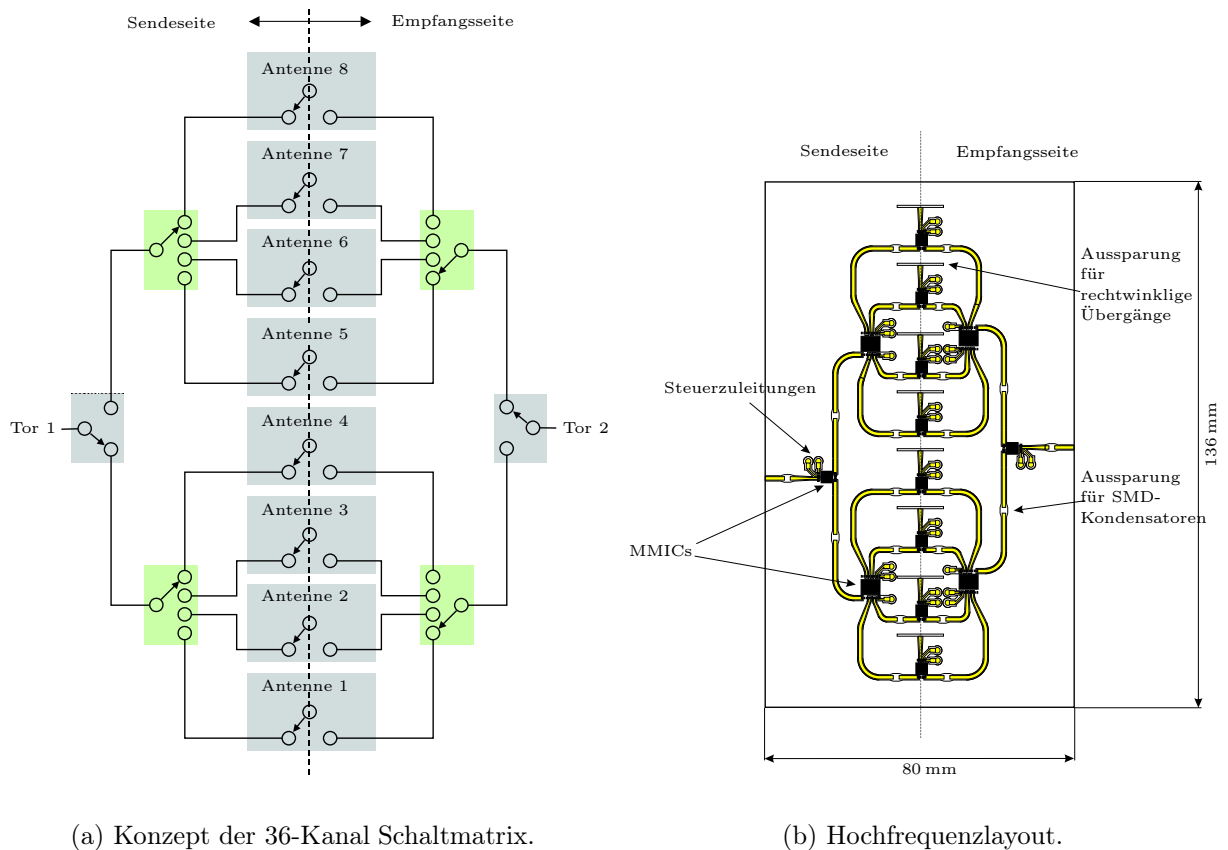


Bild 7.1: 36-Kanal Schaltmatrix

mittels einer Eintor- bzw. Reflexionsmessung am Sendetor durchgeführt, für die nur der Sendeweg relevant ist und bei der die Signaltrennung im VNWA erfolgt. Insgesamt ergeben sich 36 Kanäle, die Kanalanzahl kann aber durch die in Abs. 7.3 beschriebene Vorgehensweise noch deutlich erhöht werden.

Zum Einsatz kamen preisgünstige PIN-Dioden-Schalter der Firma Hittite¹ mit einem Frequenzbereich bis 3 GHz, die kreuzungsfrei auf einer Hochfrequenzlage miteinander verbunden sind (Bild 7.1(b)). Diese wurde entsprechend der Empfehlung des Schalterherstellers in Koplanartechnik mit Rückseitenmetallisierung realisiert. Verwendet wurde Rogers RO 4003 Substratmaterial. Zur Unterdrückung unerwünschter Parallelplattenmoden im Substrat und Gleichtaktmoden auf den Leitungen wurden in Abständen von 5 mm — entsprechend $\lambda/10$ der Substratwellenlänge bei 3 GHz — Hohlknoten mit Masseverbindung entlang der Leitungen eingelötet.

Der Gesamtaufbau ist in Bild 7.2 zu sehen. Die Antennenanschlüsse in der Mitte des HF-Layers sind mittels rechtwinkliger Übergänge nach oben weggeführt. Die rückseitige Massefläche sorgt für die elektrische Entkopplung zur Steuerplatine, die mit der Parallelschnittstelle eines Rechners verbunden wird.

¹Hittite HMC194 und HMC241 [Hit].

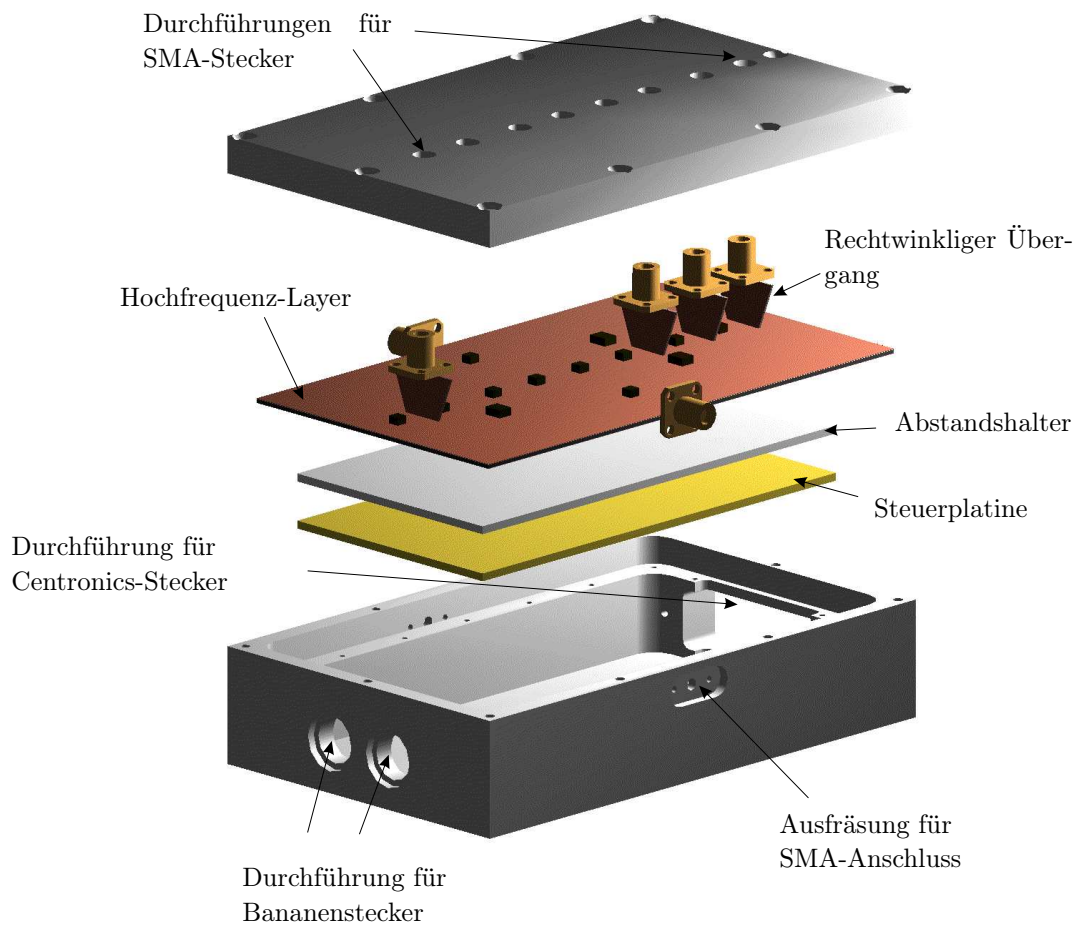
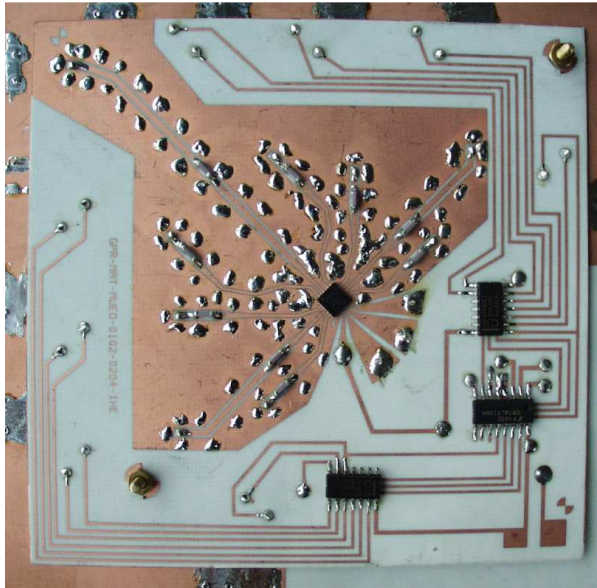


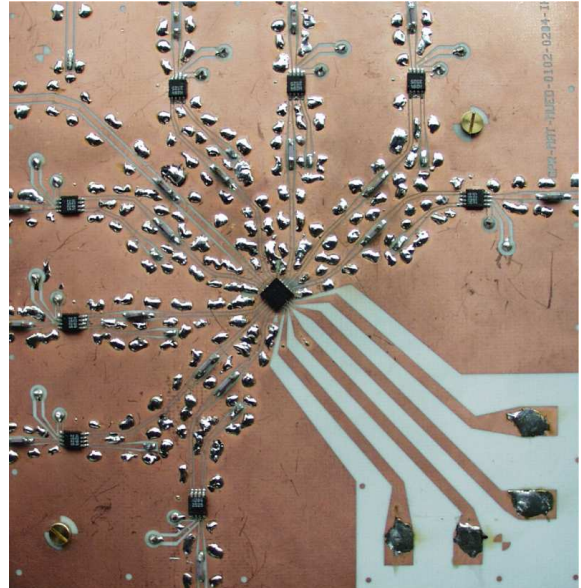
Bild 7.2: Gesamtaufbau und Gehäuse.

In einem weiteren Schritt konnte durch Einsatz von zwischenzeitlich verfügbaren SP8T Schaltern und Aufbau auf zwei HF-Lagen die Schaltung durch ein sternförmiges Layout verkleinert und somit Leitungswege verkürzt und Verluste verringert werden [Mül03]. In Bild 7.3(a) ist die untere der beiden HF-Lagen abgebildet, die die Verteilung des Sendesignals auf die jeweilige Antenne vornimmt. In der Mitte ist der SP8T-Schalter² zu sehen, im unteren rechten Bereich des Bildes die Ansteuerlogik, die auf dieser Lage mit untergebracht werden konnte. An den Rändern des Bildes ist die Rückseite der oberen HF-Lage zu erkennen. Die Massemetallisierung beider Lagen wurde Rücken an Rücken mit Silberleitkleber flächig verbunden. Die Zwischenschicht besitzt Aussparungen sowohl für HF- als auch für Signaldurchführungen. Die obere Lage, die die Verbindung der jeweiligen Empfangsantenne mit dem Empfangstor des Radars vornimmt, ist in Bild 7.3(b) zu sehen. In der Mitte ist wiederum ein SP8T-Schalter angebracht, in den Aussenbereichen befinden sich die SPDT-

²Hittite HMC321LP4.



(a) HF-Lage zur Verteilung des Sendesignals.



(b) HF-Lage zur Auswahl der Empfangsantenne.



(c) Foto der Schaltmatrix.

Bild 7.3: Zweite, optimierte Ausführung der Schaltmatrix.

Schalter³, die für jede Antenne Sende- bzw. Empfangsbetrieb einstellen.

Der Gesamtaufbau im Gehäuse ist in Bild 7.3(c) zu sehen. Mit dieser optimierten Matrix wurden die in den Abschnitten 7.4 und 7.5 beschriebenen multistatischen Messungen durchgeführt.⁴ Im Frequenzbereich bis 3 GHz werden zwischen allen Kanälen Entkopplungen von besser -40 dB erzielt. Die Dämpfung der Gesamtschaltung über Sende- und Empfangsweg, gemessen durch direkte Verbindung verschiedener Antennenanschlüsse, liegt mit 8 dB bei 3 GHz nur um 2 dB über den typischen Dämpfungswerten, die vom Hersteller bereits für die Schalter alleine angegeben werden.

7.1.3 Antennen

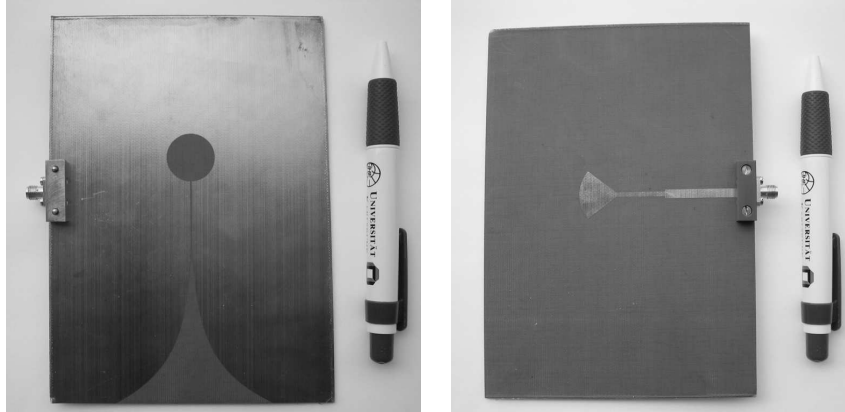
Bei der Suche nach vergrabenen Blindgängern können die Antennen für direkten Kontakt mit der Bodenoberfläche ausgelegt und somit auf optimalen Leistungseintrag in das Erdreich optimiert werden [Che97]. Bei der Minensuche ist dies wegen der Gefahr ungewollten Auslösens, z.B. durch Stolperdrähte, nicht möglich. Außerdem sind für handgetragene Mehrantennensysteme insbesondere Gewicht und Größe entscheidend. Gleichzeitig sollte eine niedrige untere Grenzfrequenz bei großer Bandbreite erreicht werden, um flexibel auf die Erfordernisse verschiedener Bodentypen reagieren zu können. Im Rahmen dieser Arbeit wurden verschiedene Antennentypen untersucht [FGvHW00, Wal01]. Die sogenannte „Vivaldi-Antenne“, eine Wanderwellenantenne mit exponentiell aufgeweiteter Schlitzleitung, stellte sich als günstiger Kompromiss heraus. Ihre Nachteile, wie z.B. ausgeprägte Nebenkeulen oder Unsymmetrien der Hauptstrahlung, fallen im Nahbereich kaum ins Gewicht und werden durch Bandbreiten bis 7:1 aufgewogen.

Für die in den folgenden Abschnitten vorgestellten Messungen kamen drei verschiedene Ausführungen von Vivaldi-Antennen zum Einsatz, die in Tabelle 7.1 gegenübergestellt sind. Als Substrat wurde jeweils Arlon AD 320[®]⁵ in der Stärke 1,57 mm verwendet. In Bild 7.4 ist der planare Aufbau und die damit verbundene einfache Herstellung erkennbar. Die Symmetrierung des am SMA-Anschluss unsymmetrisch anliegenden Signals zur Speisung der Schlitzleitung erfolgt durch einen Marchand-Balun [Clo80, TJ94]. Während für Typ I mit $\lambda/4$ -Transformatoren eine 4:1 Bandbreite erreicht wurde, konnte durch den in Bild 7.4(a) erkennbaren kreisförmigen Leerlauf und den Radial-Stub (Bild 7.4(b)) die Bandbreite auf fast 7:1 bei Typ III vergrößert werden. Gleichzeitig wurden Typ II und III auf geringe Größe hin optimiert. Das Antennenlayout von Typ III mitsamt Abmessungen ist in Bild 7.4(c) dargestellt. Zu beachten ist die geringe Baugröße der Antenne: bei der tiefsten Arbeitsfrequenz beträgt die Trichterbreite an der Öffnung nur $0,2 \lambda_0$.

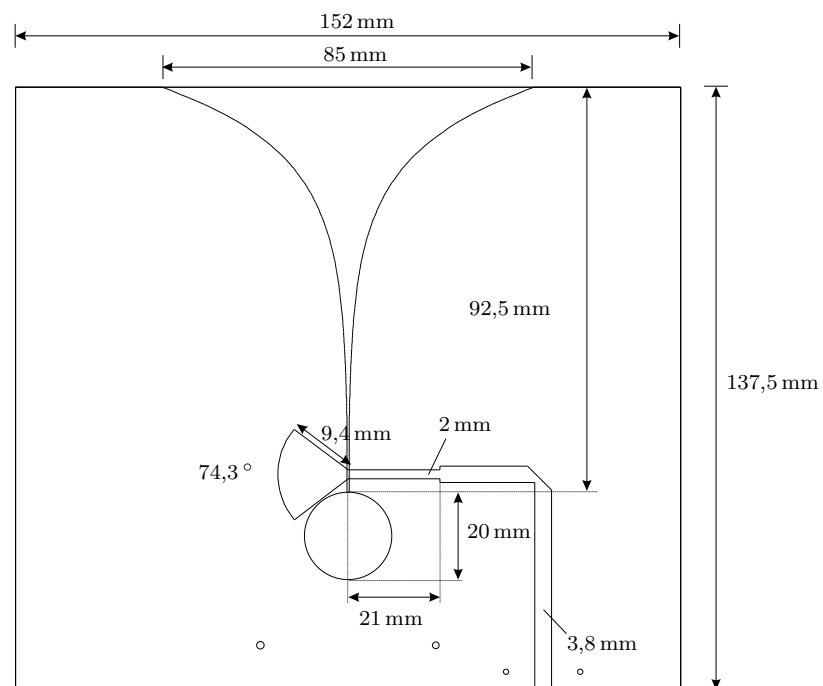
³Hittite HMC284MS8G.

⁴Für den Einsatz in einem kommerziellen System ist zusätzliches „built-in test equipment“ vorzusehen, das es erlaubt, im Betrieb ununterbrochen die korrekte Funktion des Gerätes zu überwachen und die Kalibration zu erneuern. Aus Aufwandsgründen wurde hier darauf verzichtet.

⁵Ein PTFE/Fiberglas Laminat mit $\varepsilon = 3,2$ und $\tan \delta = 0,003$.



(a) Trichteröffnung Vivaldi Typ II. (b) Speiseseite Vivaldi Typ II.



(c) Layout Vivaldi Typ III.

Bild 7.4: Realisierung und Layout der Vivaldi-Antennen Typ II und III.

Eigenschaft	Vivaldi Typ I	Vivaldi Typ II	Vivaldi Typ III
Frequenzbereich (−10 dB)	0,875–3,5 GHz	0,9–4,8 GHz	0,7–4,8 GHz
Abmessungen	279 mm × 222 mm	135 mm × 118 mm	137 mm × 152 mm
Trichteröffnung	145 mm	65 mm	85 mm
Gewicht	226 g	60 g	76 g
HWB E-Ebene (2,3 GHz)	42,2°	57,7°	45,8°
HWB H-Ebene (2,3 GHz)	58,0°	73,4°	87,0°
mittlerer Gewinn (2,2–3,5 GHz)	6,3 dBi	4,4 dBi	4,5 dBi
mittlere Kreuz- polarisation (2,2–3,5 GHz)	−20,7 dB	−21,1 dB	−19,4 dB

Tabelle 7.1: Kenndaten der entwickelten Vivaldiantennen.

7.1.4 Kenndaten des Messsystems

Tabelle 7.2 enthält eine Zusammenstellung der Systemparameter und Kenngrößen (siehe Kapitel 2) des entwickelten Messsystems.⁶ Alle Werte gelten für eine Frequenz von 2,5 GHz. Als Strahlerelement wurde die in Abs. 7.1.3 vorgestellte Vivaldi-Antenne Typ II mit einer Trichteröffnung von 65 mm angesetzt. Die maximale Eindringtiefe — hier für Bausand mit 5 % Feuchtegehalt (siehe Bild 2.2) — hängt stark von den Eigenschaften des zu detektierenden Zieles ab. Beispielhaft wurde ein Wert von −24,5 dBsm angesetzt, der einer etwas größeren Antipersonenmine mit Metallgehalt entspricht.

Die Systemkennzahl fasst sowohl die Eigenschaften der verwendeten Hardware — im Beispiel der Netzwerkanalysator HP8722D [Hew96] — als auch der Prozessierung zusammen. Diese bestimmen auch das erforderliche SNR_{\min} bzw. SCR_{\min} . Bild gebende Verfahren (siehe Kapitel 6) erzielen durch kohärente Integration eine Verbesserung des SNR , die proportional zur Anzahl der Apertur- bzw. Frequenzpunkte ist [Cur91] und folglich einige zehn Dezibel betragen kann.⁷ Daher sind die in der Tabelle angegebenen Werte als konservative Abschätzung zu verstehen. Wegen der Homogenität des Bausandes war im Beispiel der Volumenclutter nicht messbar und damit das System rauschbegrenzt.

⁶Aus Gründen der Übersichtlichkeit konnten nicht alle während der Messungen vorgenommenen Parametervariationen aufgelistet werden.

⁷Beispielsweise ergibt sich für eine Abtastung von 21×21 Aperturpunkten und 51 Frequenzpunkte ein Integrationsgewinn durch die Fokussierung von 43,5 dB.

Systemparameter	Formelzeichen	Wert
Sendeleistung	P_T	5 dBm
Frequenz	f	2,5 GHz
Wellenlänge	λ	12 cm
Antennengewinn	G_T, G_R	4 dBi
Antennenhöhe	z_A	15 cm
Antennenkopplung	P_K	-22,5 dBm
Oberflächenstreuung	P_O	-31 dBm
Leistung Bodenclutter	P_B	nicht messbar
Transmissionsverluste Luft-Boden	L_T	8,8 dB
Bodendämpfung	k''	17 dB/m
Rauschleistung	P_N	-88 dBm
Empfängerverluste	L_R	0
Radarstreuquerschnitt Ziel	σ	-24,5 dBsm
maximale Eindringtiefe	$z_{2,\max}$	1,5 m
erforderliches SNR	SNR_{\min}	0 dB
erforderliches SCR	SCR_{\min}	0 dB
minimale Empfangsleistung	$P_{Z,\min}$	-88 dBm
Systemkennzahl	SP	93 dB

Tabelle 7.2: Kenndaten des in Abs. 7.1 vorgestellten Systems bei 2,5 GHz.

7.2 Kalibration der Rohdaten

In einem realen Radarsystem lassen sich zwei prinzipielle Fehlerarten unterscheiden. Dies sind einerseits statistische Fehler, die durch Rauschbeiträge verursacht werden, andererseits systematische Fehler, die z.B. durch Verkopplung von Sende- und Empfangskanälen, Einflüsse der Messumgebung oder nichtideales Übertragungsverhalten von Systemkomponenten (Antennen, Kabel, etc.) entstehen [WK91]. Während statistische Fehler durch Verringerung der Empfangsbandbreite sowie Integration reduziert werden können, müssen die systematischen Fehler mittels Vermessung von bekannten Referenzobjekten zur Bestimmung der unbekanntenen Koeffizienten eines Fehlermodells korrigiert werden [WK91, WR91, Fre92, DWSJ98, GS00, MV03]. Günstigerweise sollte ein Radar in der Konfiguration kalibriert werden, in der auch die Messungen erfolgen. Ein geeignetes Fehlermodell in Streuparameterdarstellung für ein nichtpolarimetrisches Bodenradar⁸ ist in Bild 7.5 dargestellt. Der Parameter S_{22}^c tritt im Vergleich zu Radaren, bei denen das Ziel im Fernbereich liegt, zusätzlich auf und beschreibt die Mehrfachinteraktion zwischen den Antennen und den Zielen bzw. der Bodenreflexion im Nahbereich aufgrund von Rückstreuung der an der Antenne einfallenden Wellen [MV03]. Das tatsächliche Signal des Ziels S^o hängt mit dem

⁸Eine Kalibrierung von Kreuzpolarisationskanälen ist beim Bodenradar in den meisten Fällen nicht nötig, da die Information dieser Kanäle aufgrund des hohen Clutteranteils nur schlecht verwertbar ist [Rud99].

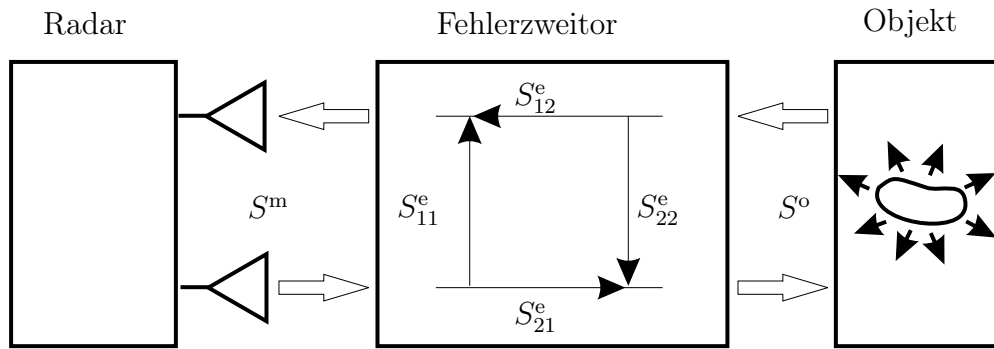


Bild 7.5: Fehlermodell eines nichtpolarimetrischen Bodenradars.

gemessenen Signal S^m wie folgt zusammen:

$$S^o = \frac{S^m - S_{11}^e}{S_{21}^e S_{12}^e + S_{22}^e (S^m - S_{11}^e)} \quad (7.1)$$

Sind die Parameter S_{11}^e , S_{21}^e , S_{12}^e und S_{22}^e bestimmt⁹, so können die fehlerbehafteten Daten korrigiert werden.

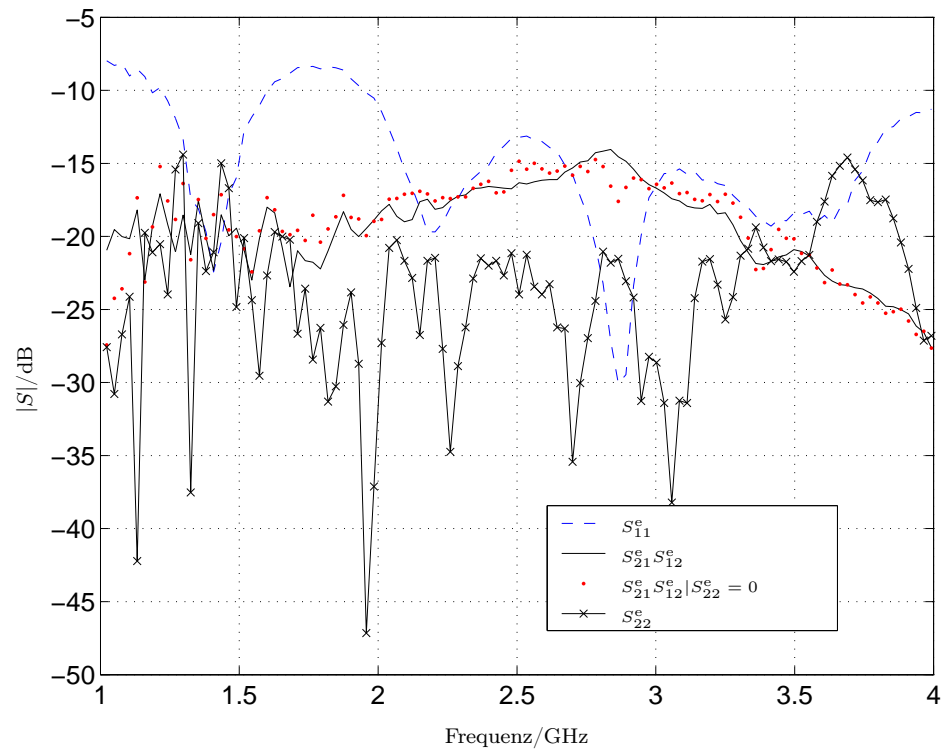
Der additive Fehler S_{11}^e (Antennenfehlanpassung, -überkopplung, etc.) lässt sich direkt durch eine Leerraummessung, z.B. Einstrahlen in einen Absorber, bestimmen. In einer zweiten Messung wird das Produkt $S_{21}^e S_{12}^e$ durch Vermessen eines Referenzobjekts mit bekannten Eigenschaften bestimmt. Als Ziel bietet sich wegen des guten Kontrastes¹⁰ eine metallische Platte großer Ausdehnung an, die als Reflexionskoeffizient $S^p = -1$ aufweist. Zur Bestimmung von S_{22}^e wird ein weiteres Ziel benötigt. In [MV03] wird vorgeschlagen, einige zusätzliche Messungen der Referenzplatte in unterschiedlicher Höhe durchzuführen. Mit Hilfe dieser Information kann ein Parametermodell für das ideale Signal der in der Höhe verschobenen Platte angepasst werden¹¹, das als Berechnungsgrundlage für S_{22}^e dient.

In Bild 7.6 ist der Einfluss der Kalibration zu sehen. Für eine monostatische Anordnung mit der Vivaldi-Antenne Typ-II (siehe Abs. 7.1.3) in der Höhe 13 cm über Sandboden ergaben sich die in Bild 7.6(a) dargestellten Fehlerkoeffizienten. Es ist erkennbar, dass sich für die Transmissionsfaktoren leicht unterschiedliche Werte ergeben, je nachdem ob die Mehrfachinteraktion einbezogen wird (durchgezogene Linie) oder nicht (gepunktete Linie). Die auf den Eingang der Antenne kalibrierten Zeitbereichssignale für drei verschiedene Ziele sind in Bild 7.6(b) zu sehen. Nach der externen Kalibration, d.h. Einbeziehung von Antennen- und Umgebungseinflüssen, ergeben sich die in Bild 7.6(c) gezeigten Verhältnisse. Bei der Platte handelt es sich um die Wiederholung der Messung der Referenzplatte. An der Reflexion von 0 dB im Ursprung der Zeitachse ist zu sehen, dass dieses Ziel die Amplituden-

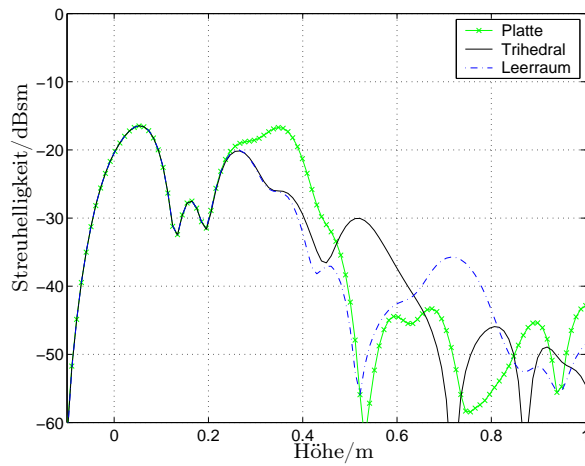
⁹ S_{21}^e und S_{12}^e treten nur als Produkt $S_{21}^e S_{12}^e$ auf und können daher als einzelner Parameter angesehen werden.

¹⁰Differenz zwischen Messung des Referenzobjekts und Leerraummessung.

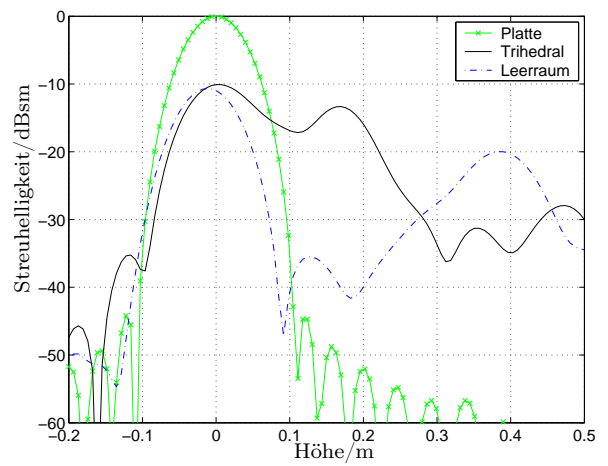
¹¹In der vorliegenden Arbeit wurde die Minimumsuche mehrfach mit zufälliger Ziehung der Startwerte durchgeführt (Monte-Carlo Optimierung).



(a) Koeffizienten des Fehlermodells.



(b) Zeitbereichsdarstellung der unkalibrierten Signale.



(c) Zeitbereichsdarstellung der kalibrierten Signale.

Bild 7.6: Ergebnis der Kalibration.

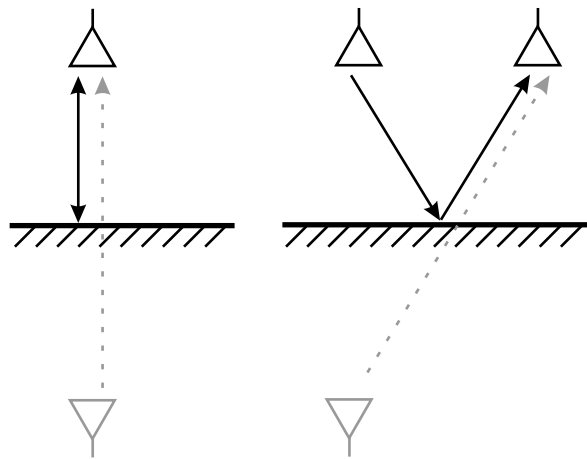


Bild 7.7: Berechnung der Referenzplatte für ein multistatisches System durch Spiegelungsmethode.

und Phasenreferenz festlegt.¹² Die durchgezogene Linie bezieht sich auf einen Dreiflächenreflektor (Trihedral), dessen Spitze sich in 9 cm Tiefe befand. Es ist zu erkennen, dass die Sandoberfläche im Vergleich zur Metallplatte ein um etwa 10 dB geringeres Signal aufweist. Der Trihedral wird bei etwa 16 cm Tiefe dargestellt, was einem Verkürzungsfaktor in Sand von ca. 1,8 entspricht und sehr gut mit der in Bild 2.2 dargestellten Permittivität korrespondiert. Die strichpunktierte Linie gibt eine Messung der leeren Sandbox wieder. Leichte Änderungen in Höhe und Streuhelligkeit der Sandoberfläche sind erkennbar. Bei etwa 40 cm Tiefe ist sorgt der Boden der Sandbox für eine auffallende Reflexion — dieser Anteil wurde in der vorigen Messung durch den Trihedral abgeschattet.

Ein Problem im Hinblick auf multistatische Systeme besteht darin, dass zwar Fehler im Frequenzgang der verschiedenen Kanäle korrigiert werden, aber die Phasenbezüge der Kanäle untereinander aufgrund der Antennenpositionen noch nicht eingehen. Während in [Cot92] für ein im Fernbereich operierendes 2-D ISAR-System eine Kugel als Referenz verwendet wird, können hier die Eigenschaften der ausgedehnten Platte ein weiteres Mal insofern genutzt werden, als durch einfache Anwendung der Spiegelungsmethode wie in Bild 7.7 gezeigt die relativen Phasen der verschiedenen Kanäle zueinander in die Kalibration eingeführt werden können.

¹²Im vorliegenden Fall ergaben sich für die Messung der Referenzplatte um 0,3 dB bessere Ergebnisse, wenn die unter der Annahme $S_{22}^e = 0$ bestimmten Fehlerkoeffizienten verwendet wurden. Dies lässt sich durch die bereits relativ geringen Mehrfachinteraktionen in der Messung und die damit verbundenen Ungenauigkeiten bei der Parameterschätzung erklären.

7.3 Antennenanordnung und Abtastraster

Für ein einfaches, einkanaliges Bodenradar bestehen Freiheitsgrade hinsichtlich der Antennenanordnung bei Verwendung von getrennter Sende- und Empfangsantenne¹³ im wesentlichen im Abstand und in der Ausrichtung. Untersuchungen der Antennenausrichtung finden sich in [FW00a, FW00b]. Die Abtastkriterien, d.h. die maximal zulässige Separation der Messpunkte beim Verfahren entlang der Apertur, ergeben sich direkt aus den Überlegungen in Abs. 6.4.

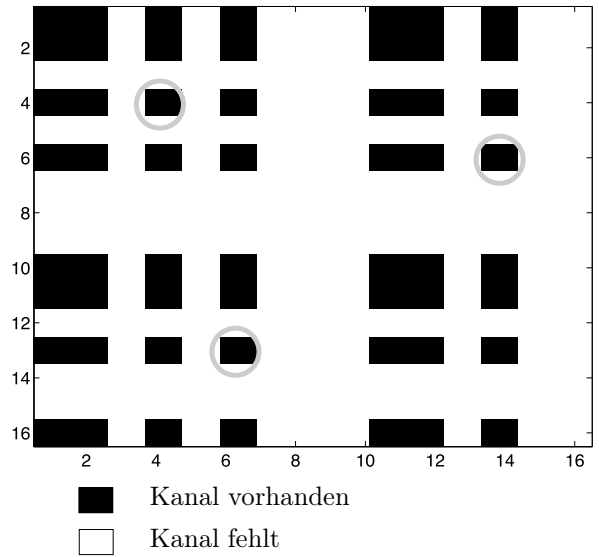
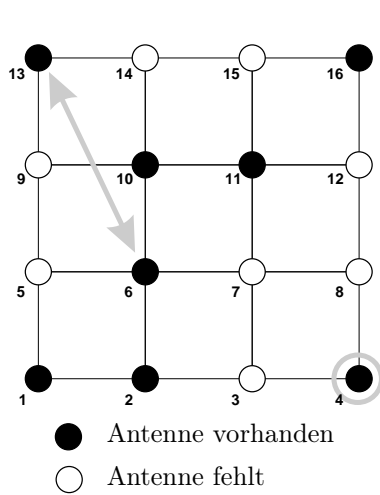
Die Antennen eines multistatischen Systems müssen für eine 3-D Abbildung zumindest in zwei Raumrichtungen angeordnet bzw. bewegt werden. In den in Abs. 6.6 und in der Literatur vorgestellten Beispielen wurde die Faktorisierungsmethode auf simulierte oder im Labor gewonnene Messdaten, bei denen mindestens einige hundert Kanäle verfügbar waren, angewendet. Aus Gründen des Hardwareaufwands und der elektrischen Eigenschaften konnten die hier aufgebauten Schaltmatrizen nur mit acht Antennenanschlüssen versehen werden, was lediglich 36 Kanäle, d.h. eine multistatische Antwortmatrix (MAM) der Größe 8×8 , erlaubt.

Durch Ausnutzung der Bewegung der gesamten Antennenanordnung können allerdings weitere Kanäle besetzt werden. Da jede durch eine beliebige Antenne des Systems erreichte Position die MAM um eine Zeile und Spalte vergrößert ist zu beachten, dass die Bewegung so geschickt gewählt wird, dass nicht eine sehr große, aber dünn besetzte, sondern eine möglichst große und gleichzeitig dicht besetzte MAM erzeugt wird (vergl. Bild 3.2). Dies gelingt, wenn das Verfahrensraster gerade dem Antennenabstand entspricht. Die bestmögliche Konfiguration von acht Antennen ist in Bild 7.8(a) gezeigt. Strebt man eine gut gefüllte 16×16 MAM an, ergeben sich ohne Bewegung zunächst nur die in Bild 7.8(b) gezeigten 36 von 136 möglichen Kanälen. Die Korrespondenz zwischen Antenne und Position in der Matrix ist beispielhaft für Kanal 4-4 und Kanal 6-13 hinterlegt.

Durch Verfahren des Systems und Messung im Abstand des Antennenrasters entsprechend Bild 7.8(c) ergibt sich die in Bild 7.8(d) gezeigte Matrix, bei der lediglich 17 Kanäle fehlen. Hierzu muss das Antennensystem nur in jeder Richtung um zwei Positionen weiterbewegt werden. Das Optimum wird erreicht, wenn das System noch um eine weitere Position nach oben bewegt werden kann. Dann können auch die Kanäle 13-15 und 14-16 gemessen werden, was die Zahl der fehlenden Kanäle auf 15 reduziert. Bei Vermessung eines größeren Gebiets ist eine Bewegung der Antennengruppe ohnehin notwendig, so dass kein zusätzlicher Aufwand entsteht.

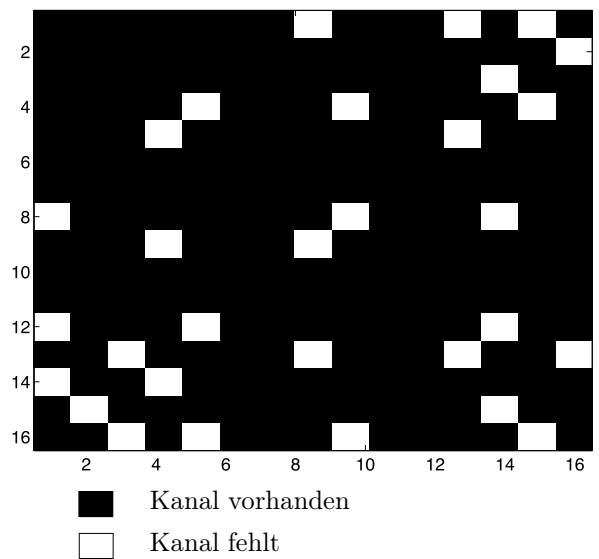
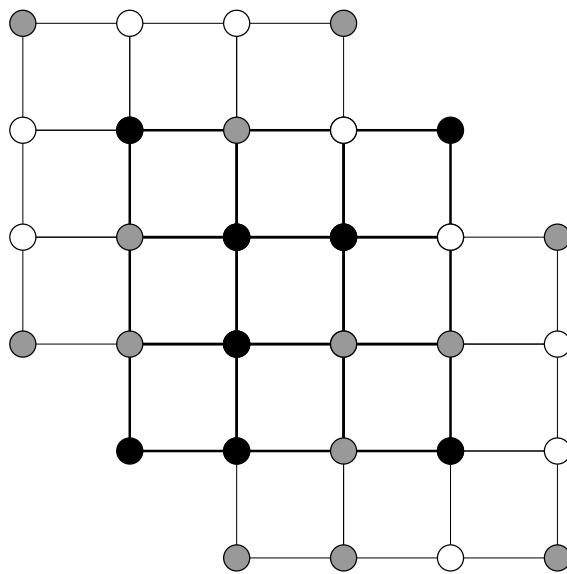
Eine schematische Darstellung und ein Foto der auf Basis der vorgestellten Überlegungen realisierten Antennengruppe ist in Bild 7.9 abgebildet. Das zugrundeliegende Abtastraster beträgt 8 cm, so dass die Antennen an den Eckpunkten in jeder Richtung 24 cm voneinander

¹³Gegenüber einem monostatischen System kann durch Trennung von Sende- und Empfangsantenne die direkte Rückwirkung des Sendesignals in der Regel um ein bis zwei Größenordnungen reduziert werden. Der günstigste Antennenabstand ergibt sich als Kompromiss zwischen großen Abständen (geringe Überkopplung) und kleinen Abständen, die für eine gute Auflösung wünschenswert sind. Bei linearisierten Bild gebenden Verfahren erzielen monostatische Anordnungen die beste Auflösung.



(a) Optimale Anordnung von acht Antennen auf 4×4 -Raster.

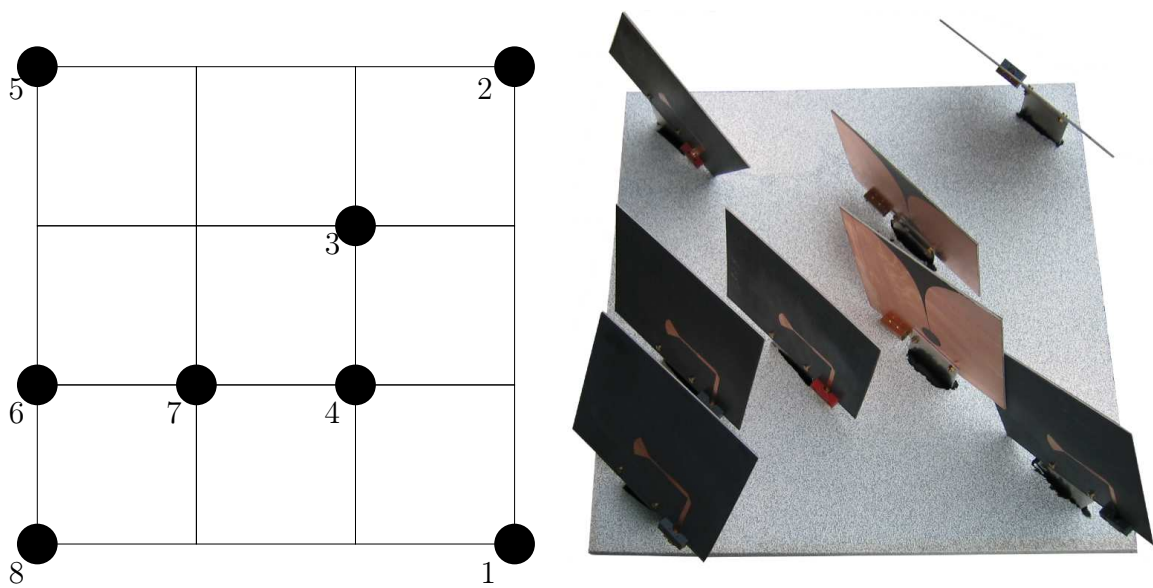
(b) Besetzung der 16×16 -MAM ohne Bewegung.



(c) Kanalüberlagerung bei Bewegung.

(d) Besetzung der 16×16 -MAM bei Bewegung.

Bild 7.8: Erhöhung der Kanalanzahl durch Ausnutzen der Bewegung.



(a) Nummerierung der Antennen.

(b) Foto des Aufbaus.

Bild 7.9: Realisiertes Antennensystem.

entfernt sind. Zur Verbesserung der gegenseitigen Sicht der äußeren Antennen — besonders wichtig bei geringen Antennenhöhen über Grund — wurden die Antennen schräg gestellt. Hierzu wurden die Befestigungspunkte so verschoben, dass das Raster in der Mitte der Antennenöffnungen erhalten bleibt.

7.4 Messungen am Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik

Die praktische Verifikation der im Rahmen dieser Arbeit vorgestellten Verfahren erfolgte zunächst in einem Laboraufbau, der am Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik realisiert wurde (Bild 7.10). Eine hölzerne Sandbox mit ca. $2\text{ m} \times 2\text{ m}$ Abmessungen wurde mit etwa 1 t Bausand gefüllt. Oberhalb der Kiste befindet sich ein Positioniersystem, das in zwei Achsen eine Genauigkeit von 0,25 mm und einen maximalen Verfahrbereich von $1,6\text{ m} \times 0,6\text{ m}$ aufweist.

In Bild 7.10 ist zu erkennen, dass acht Strahler vom Typ I linear angeordnet sind. In dieser Konfiguration wurde ausschließlich das folgende Beispiel gemessen, dessen Ziel die Überprüfung des in Abs. 6.5.1 vorgestellten ωK -Verfahrens zur Fusionierung mehrerer Kanäle ist. Für die weiteren Versuche, insbesondere dann, wenn die Faktorisierungsmethode zur Anwendung kam, wurde die in Bild 7.9(b) abgebildete Gruppe genutzt.

Bild 7.11 zeigt sechs Ziele, die in einer Tiefe von 10 cm vergraben wurden. Die Rekonstruktionsergebnisse des ωK -Algorithmus sind in Bild 7.12 zu sehen. Das durch Prozessierung eines einzelnen bistatischen Kanals entstandene Bild 7.12(a) zeigt im wesentlichen

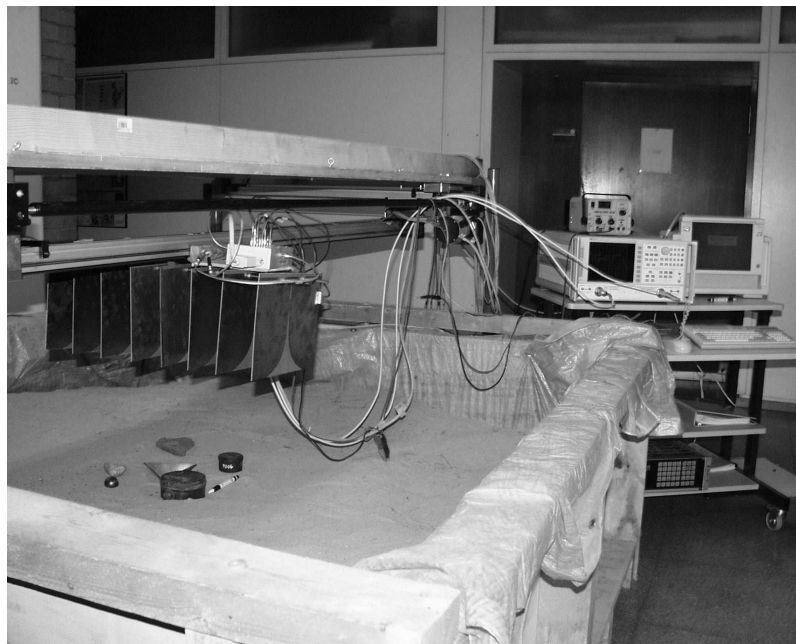


Bild 7.10: Foto des *Multiple-Fixed-Offset*-Messaufbaus mit acht linear angeordneten Vivaldi-Antennen.

im linken unteren Bereich die PMN-Mine und etwas unterhalb der Mitte als stärkstes Ziel den Dreiflächenreflektor. Gleichzeitig ist rechts der Bildmitte ein ausgedehnter Bereich von Clutter zu sehen. Durch Überlagerung aller Kanäle wurde Bild 7.12(b) erzielt. Anhand einer wiederholten Messung des Kalibrierzieles konnte die Qualität der einzelnen Kanäle über die Abweichung von den Idealwerten bestimmt werden. Entsprechend der Qualität wurden „gute“ gegenüber „schlechten“ Kanälen durch Gewichtung bevorzugt. Die verringerten Clutterbeiträge in Bild 7.12(b) bestätigen die in [LL02a] zu findende Vermutung, dass durch verschiedene Blickwinkel der Clutter im Unterschied zu den Zielen dekorreliert wird. Es fällt auf, dass die PMN-Mine in Bild 7.12(b) besser hervortritt, aber keine weiteren Ziele, wie z.B. die PRB-M35 Mine, aufgelöst werden konnten. Wie bereits in Abs. 6.5.1 geschildert, konnte mit dem ω K-Algorithmus die Mehrinformation der multistatischen Kanäle nicht optimal genutzt werden.

Ein ähnliche Anordnung von Zielen zeigt Bild 7.13. Es wurde mit der in Bild 7.9 gezeigten Antennenanordnung und der optimierten Schaltmatrix im Frequenzbereich von 0,9–4,5 GHz über eine Apertur von $0,6\text{ m} \times 0,6\text{ m}$ (31×31 Punkte) vermessen. Die Rohdaten wurden zunächst mittels IFFT in den Zeitbereich übertragen (*Range Compression*), d.h. es wurde noch keine Fokussierung in Azimutrichtung durchgeführt. Bild 7.14 gibt einen Überblick über die Ergebnisse aller Kanäle in Form von Horizontalschnitten in einer Tiefe von 10 cm. Das den Teilbildern zugehörige Antennenpaar entsprechend der in Bild 7.9(a) vergebenen Nummerierung ist jeweils rechts vermerkt. Die Verbesserungen gegenüber Bild 7.12 zeigen sich darin, dass sich auch die „schwachen“ Ziele, d.h. die PRB-Mine und die Kugeln, in allen Kanälen abbilden. Die Vorteile der tomographischen Verarbeitung zeigt Bild 7.15 am Beispiel des monostatischen Kanals 77. Insbesondere die beiden Minen im oberen Bildbereich treten



Bild 7.11: Szenario aus sechs Zielen. Von vorne links nach hinten rechts: PMN-1 APM, PRB-M35 APM, Dreiflächenreflektor (10 cm Kantenlänge), metallische Kugel mit 3,6 cm Durchmesser, Kiesel, Sandstein.

in Bild 7.15(b) deutlicher hervor als in Bild 7.15(a). Für den Dreiflächenreflektor scheint sich sogar die Form des Objektes abzuzeichnen. Das schwache Signal der Kugel am unteren rechten Rand in Bild 7.15(a) wurde wegen der ungünstigen Lage am Rand der Apertur nicht mehr fokussiert.

In den bisherigen Beispielen wurde ausschließlich auf die linearisierte tomographische Rekonstruktion eingegangen und aufgezeigt, dass die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Verfahren einen deutlichen Beitrag zur Verbesserung der Rekonstruktionsqualität bei *Single-Fixed-Offset*-Anordnungen leisten können. Für *Multiple-Fixed-Offset*-Antennensysteme konnte eine Clutterreduktion, darüber hinaus aber kein Informationsgewinn nachgewiesen werden. Im folgenden Beispiel wird nun die Leistungsfähigkeit des zweiten Ansatzes dieser Arbeit, der Faktorisierungsmethode, am Beispiel einer Freiraummessung demonstriert. Beispiele vergrabener Szenarien finden sich im Anschluss in Abs. 7.5.

Vermessen wurde die in Bild 7.16(a) gezeigte Anordnung zweier Stahlkugeln (Durchmesser 3,6 cm) auf einem Absorber.¹⁴ Das mit ωK generierte Bild 7.16(b) zeigt zwischen den Kugeln ein Geisterziel, das durch Interaktion zwischen den streuenden Kugeln entsteht. Hier zeigt sich sehr gut ein wichtiger Unterschied zur Faktorisierungsmethode (Bild 7.16(c) und 7.16(d)). Bei dieser werden wegen der Nichtlinearität Streuerinteraktionen in die Rekonstruktion einbezogen und nicht in Form von Falschzielen wiedergeben. Ein weiteres Merkmal ist die volle Ausnutzung der multistatischen Information, die sich darin äußert, dass im Vergleich zu 57 660 (31×31 Aperturpunkte, 60 Frequenzen) von ωK genutzten Eingangswerten in Bild 7.16(c) lediglich 36 Werte benötigt wurden. Durch die in Abs. 7.3 beschriebene Ausnutzung der Antennenapertur, d.h. Verfahren über ein 5×5 Raster, konnte die Kanalanzahl

¹⁴Antennenhöhe 19 cm.

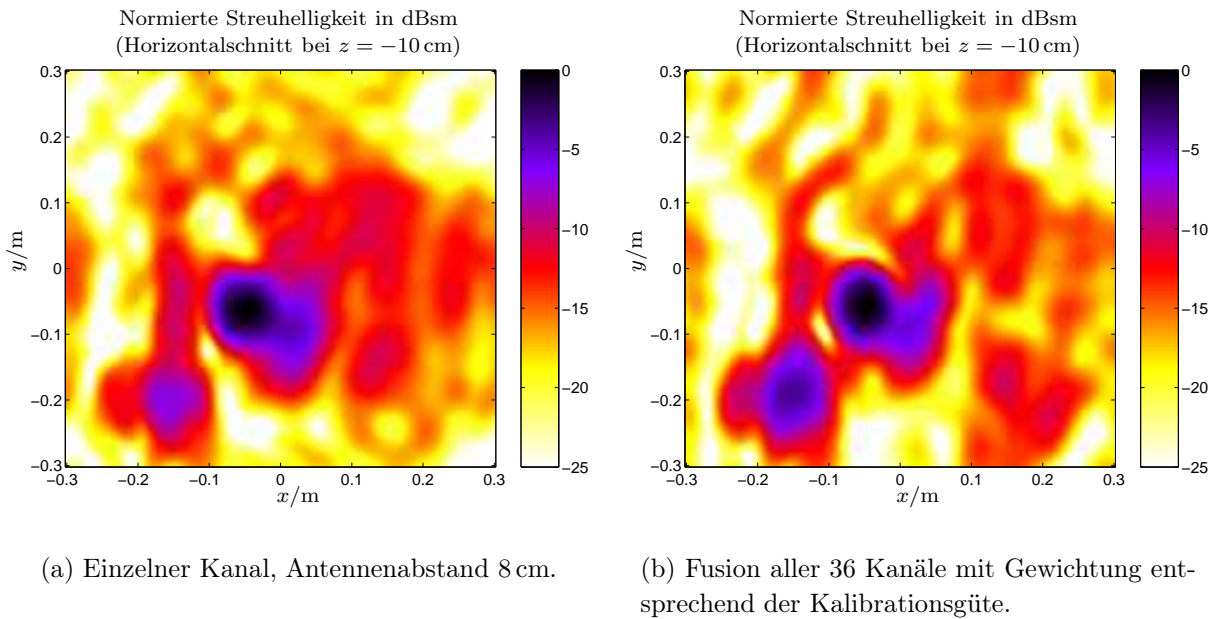


Bild 7.12: Vergleich zwischen *Single-Fixed-Offset* und *Multiple-Fixed-Offset* Prozessierung des Szenarios Bild 7.11.



Bild 7.13: Szenario aus fünf Zielen. Von unten links nach oben rechts: Dreiflächenreflektor (10 cm Kantenlänge), zwei metallische Kugeln mit 3,6 cm Durchmesser, PRB-M35 APM und PMN-1 APM. Kantenlänge der quadratischen Anordnung ca. 35 cm.

auf 119 erhöht und Bild 7.16(d) erzielt werden. Im direkten Vergleich von Bild 7.16(b) und 7.16(d) bleibt festzuhalten, dass sich mit der Faktorisierungsmethode aufgrund der Ausnutzung von Winkeldiversität aus einem um den Faktor 485 kleineren Eingangsdatensatz ein

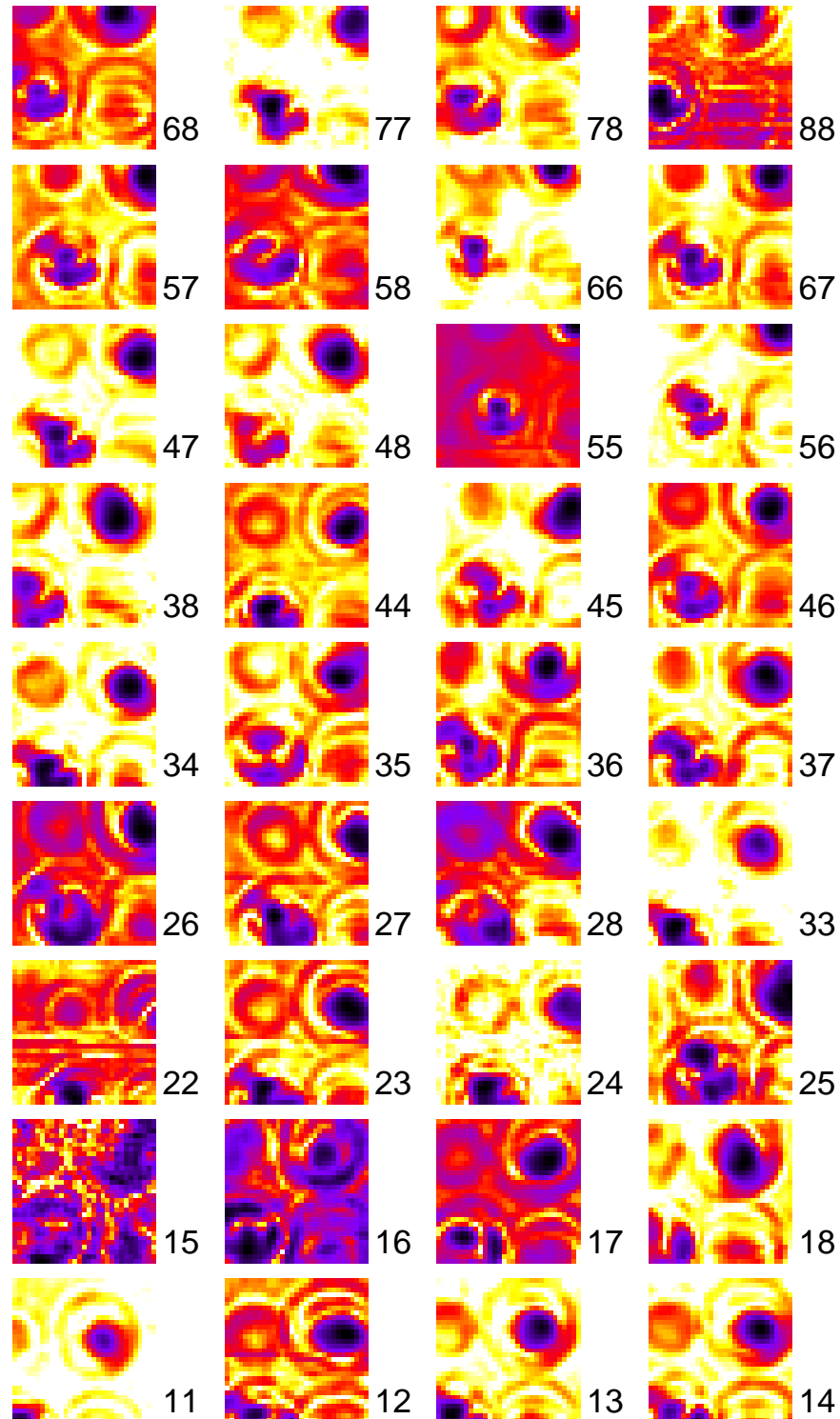


Bild 7.14: Normierte Strehelligkeit in dBsm, Horizontalschnitte bei $z = -10$ cm, Darstellung mit 25 dB Dynamik.

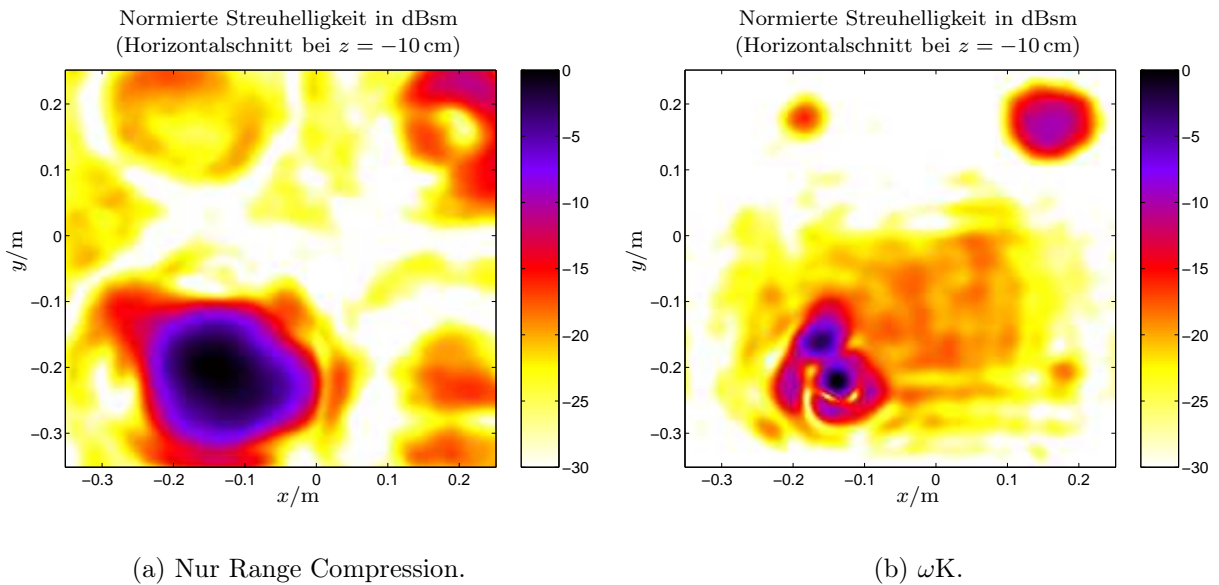


Bild 7.15: Einfluss der tomographischen Fokussierung, Rekonstruktion Kanal 77, Szenario Bild 7.13.

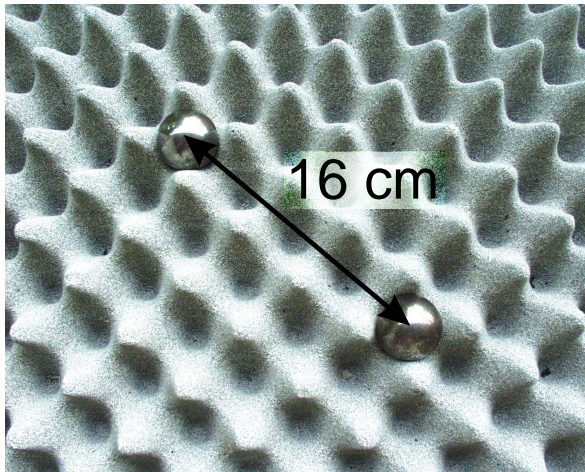
besseres Ergebnis als mit dem ωK -Algorithmus erzielen ließ.

Die in Bild 7.16(d) oben rechts und unten links sichtbaren Artefakte treten typischerweise dann auf, wenn der abgebildete Bereich in horizontaler Richtung größer gewählt wird als die Abstände der äußersten Antennen des Antennensystems. In Bild 7.17 ist ein weiteres Beispiel abgebildet, bei dem das Antennensystem über 7×7 Punkte verfahren und somit der nutzbare Bildbereich durch „Kachelung“ (überlappende Aneinanderreihung von Bildern aus Teilbereichen der Apertur) in jeder Richtung um eine Rasterschrittweite vergrößert wurde. Dieses Verfahren ist beliebig fortsetzbar.

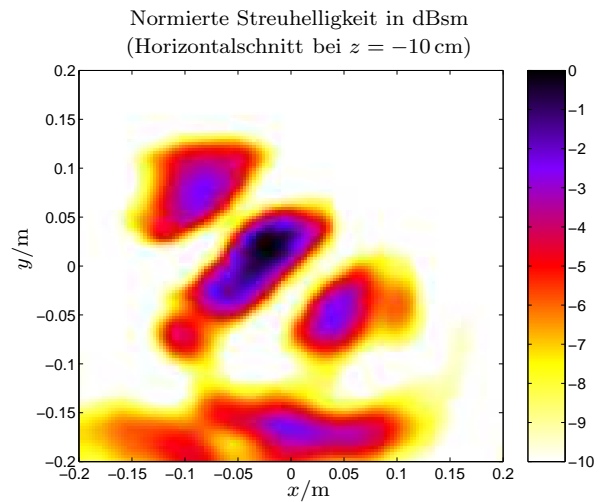
7.5 Messungen am Forschungszentrum der Europäischen Union, Ispra

Am Forschungszentrum der Europäischen Union (Joint Research Centre) in Ispra (VA), Italien, besteht seit Ende 1999 das „Joint Multi-Sensor Mine Signature Measurement Campaign“ (MsMs) Projekt [MsM, JRC02], in dessen Rahmen ein Testgelände zur Erprobung verschiedenster Sensortypen zur Minensuche aufgebaut wurde. Wie in Bild 7.18 zu erkennen, stehen mehrere „Plots“ (Felder) zur Verfügung. Sie unterscheiden sich in der Bodenart, enthalten jeweils aber genau dieselbe Anordnung von Dummy-Minen und Falschzielen. Einen Überblick der insgesamt sieben Plots gibt Bild 7.19. Die jeweiligen Böden entsprechend der Nummer des Plots lassen sich wie folgt beschreiben:

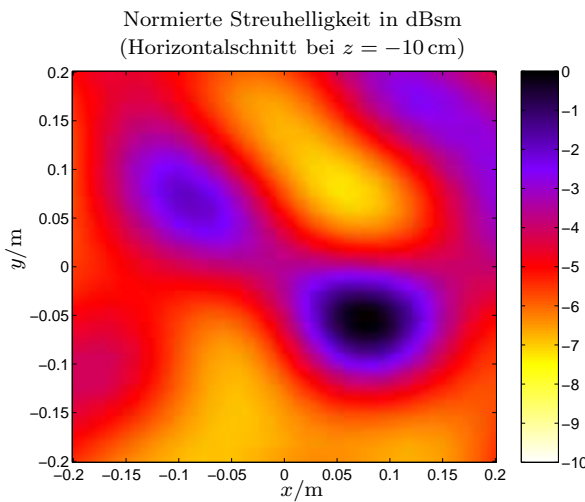
1. Grasbewachsener lehmiger Boden mit hohem Clutteranteil (kleine Metallpartikel, Steine, Wurzeln, etc.). Entspricht dem Originalboden des Geländes.
2. Wie Plot 1, leicht grasbewachsen, ohne Clutter.



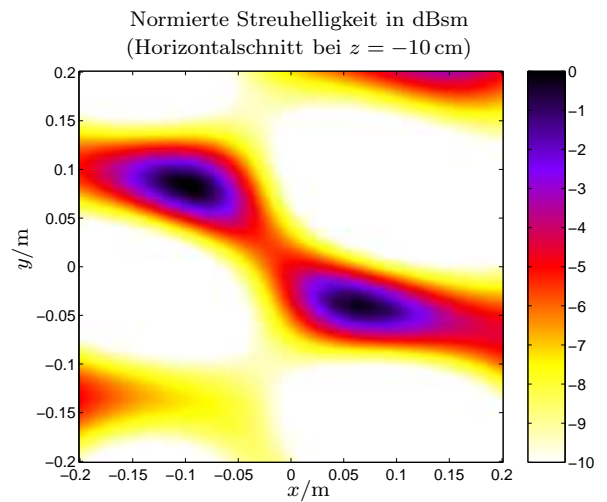
(a) Foto der Anordnung.



(b) ω K, 57 660 Messwerte, 0,9–3 GHz.



(c) Faktorisierungsmethode, 36 Messwerte (Kanäle), CW 1,98 GHz.



(d) Faktorisierungsmethode, 119 Messwerte (Kanäle), CW 1,98 GHz.

Bild 7.16: Rekonstruktion zweier Kugeln mit ω K und Faktorisierungsmethode.

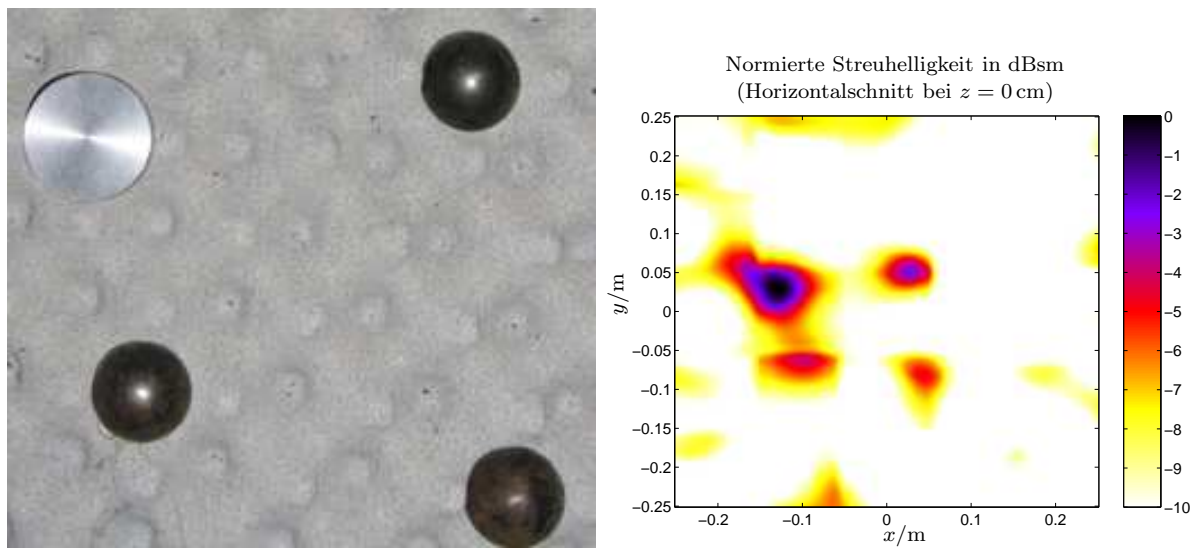


Bild 7.17: Erweiterung des Rekonstruktionsbereiches der Faktorisierungsmethode durch „Kachelung“. Messfrequenz CW 3,04 GHz, Antennenhöhe 29 cm.



Bild 7.18: Testgelände des „Multi-Sensor Mine Signature“ Projektes.

3. Homogener, natürlicher Sandboden.
4. Reiner, gesiebter Bausand (für Referenzmessungen).
5. Tonerde.
6. Wie Plot 1 und 2, hoher organischer Anteil durch Mischung mit Torf.

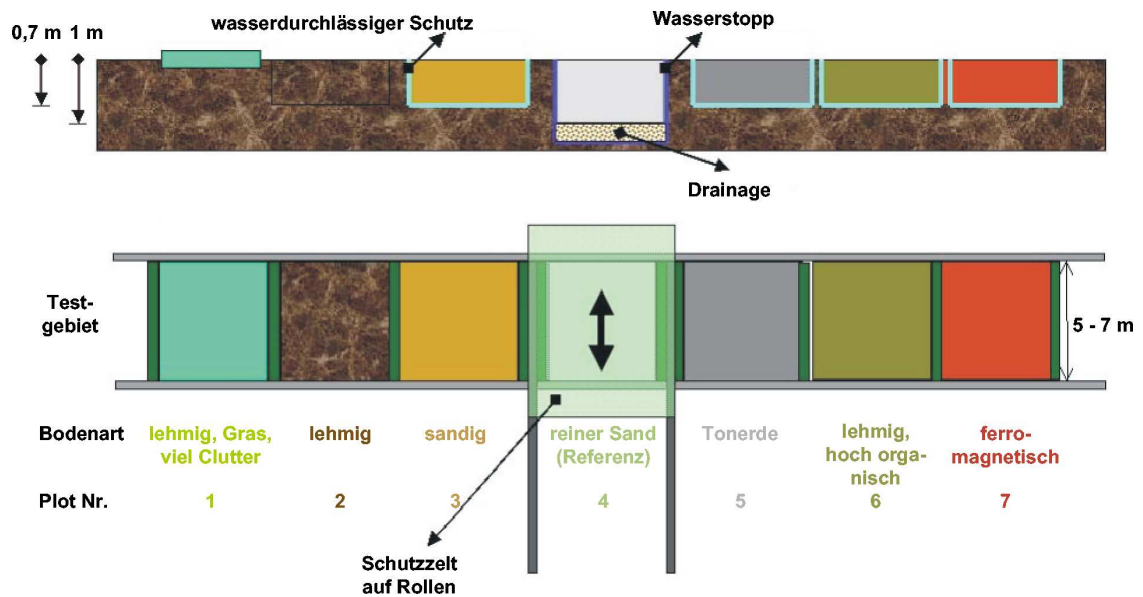


Bild 7.19: Schematische Darstellung des Testgeländes.

7. Ferromagnetischer Boden.

Fotos der Böden sind in Bild 7.20 zu sehen.

Die Anordnung der Ziele innerhalb der Plots zeigt Bild 7.21. Jedes Feld ist in drei Subplots „A“, „B“ und „C“ unterteilt. Jeder Subplot enthält sowohl minenähnliche Objekte — durch ein „M“ in der Typbezeichnung gekennzeichnet — als auch Clutterobjekte („CL“). Die Minenobjekte variieren in Metallgehalt und Größe. Die Endung „A“ der Bezeichnung „M..A“ kennzeichnet niedrigen, „B“ etwas höheren Metallgehalt. Subplot C enthält die größten Objekte mit einem Durchmesser von 10 cm, in Subplot B sind es 7,5 cm und in Subplot A 5 cm.

Die Messungen wurden mit dem in Bild 7.22 gezeigten Aufbau im Zeitraum vom 28. April bis 02. Mai 2003 durchgeführt. Das Antennensystem wurde mitsamt Positioniersystem an eine vorhandene fahrbare Brücke gehängt, mit der eine manuelle Positionierung innerhalb des gesamten Testfeldes möglich war. Gemessen wurde in den Subplots B und C der Plots 2, 3, 4, 5 und 7.

Die folgenden Bilder 7.23, 7.24 und 7.25 zeigen einen Vergleich von herkömmlichen und multistatischen Messungen am Beispiel von Messungen in Plot 2C (lehmiger Boden), 3C (sandiger Boden) und 5C (Tonerde). Es wurde ein ca. 0,3 m² großes rechteckiges Gebiet¹⁵, das die Minen M3A und M3B in 5 cm Tiefe einschließt, ausgewählt und in allen drei Plots abgedeckt. Die quasi-monostatische Anordnung bestand aus Antenne 3 und 4 des Antennensystems (siehe Bild 7.9), diese Daten wurden mit ωK prozessiert. Die multistatische Messung wurde mit allen acht Antennen durchgeführt und mit der Faktorisierungsmethode prozessiert. Im quasi-monostatischen Fall wurde eine Apertur von 102 cm \times 28 cm mit 35 Positionen in x - und 15 Positionen in y -Richtung genutzt, im Fall der multistatischen Messung betrug

¹⁵Bereich 1 in Bild 7.21.

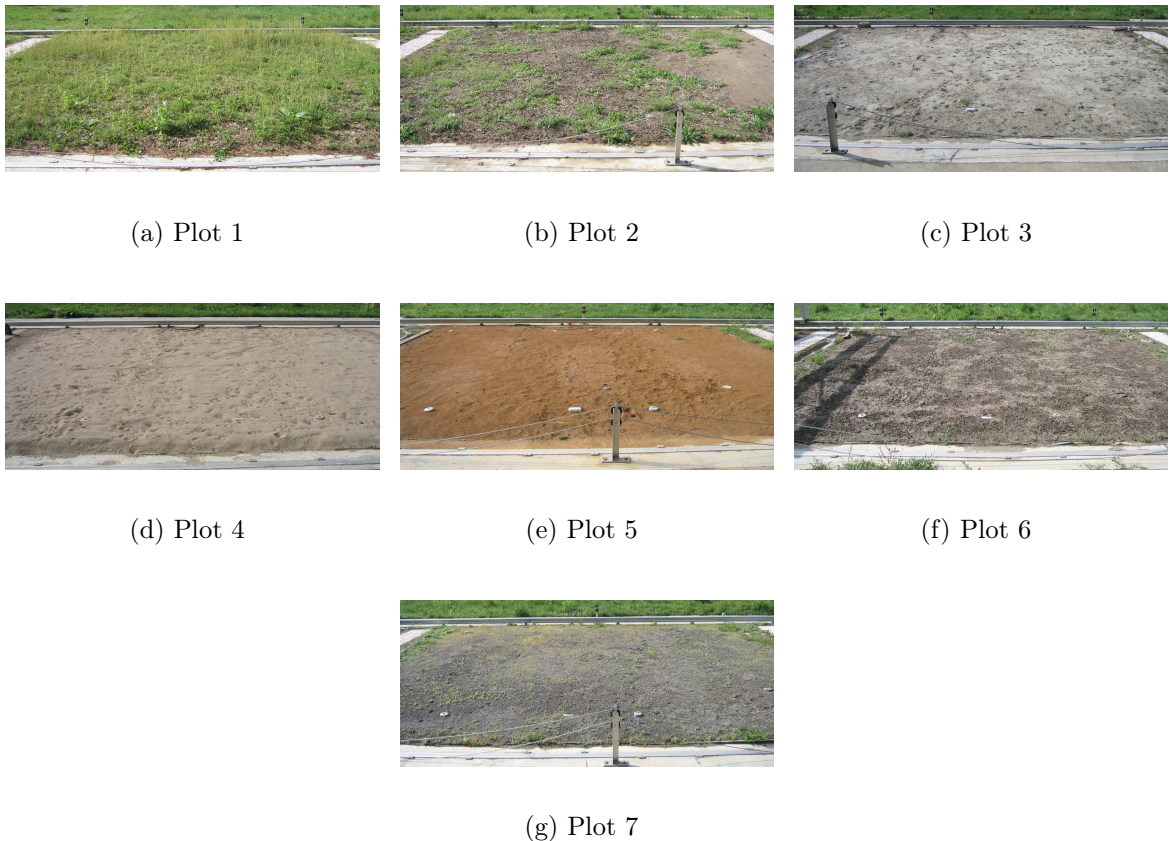


Bild 7.20: Zustand der Plots am 1. Mai 2003, vormittags.

sie $96 \text{ cm} \times 32 \text{ cm}$ mit 13×5 Positionen. Da sich der ausgeleuchtete Bereich (Footprint) des Antennensystems nicht über die gesamte Apertur erstreckt, wurden in x -Richtung einander überlappende Subaperturen genutzt — vier für ωK und acht für die Faktorisierungsmethode (FM). Die Prozessierungszeit auf dem Referenzsystem (siehe Fussnote 10, S. 80) betrug $8,6 \text{ s}$ im Falle von ωK und 143 s für FM. Im letzteren Fall ist die DCIM-Approximation der Greenschen Funktion mit 32 komplexen Spiegelquellen in die angegebene Zeit bereits eingerechnet. Beim Vergleich von Bild 7.23(a) und 7.23(b) fällt auf, dass ωK tendenziell mehr Falschziele fokussiert als FM, wohingegen die Auflösung von FM etwas schlechter ist.¹⁶ Am oberen und unteren Bildrand von Bild 7.23(a) ist deutlich zu erkennen, dass die von ωK generierten Bilder aufgrund der FFT periodisch aneinandergereiht werden können.¹⁷ Bemerkenswert sind jedoch vor allem die Unterschiede hinsichtlich der Eingangsdaten beider

¹⁶Der Dynamikbereich der FM in Bild 7.23 ist geringer als der von ωK . Da es sich lediglich um eine Frage der Skalierung handelt (auszugleichen durch Beaufschlagung einer nichtlinearen Kennlinie) und nichts über den Informationsgehalt der Bilder aussagt, wurde dieser Unterschied belassen.

¹⁷Im Anschluss an die erste Messung wurde anhand der Radarbilder eine systematische Abweichung der Ziele in y -Richtung um -10 cm im Vergleich zu ihrer erwarteten Lage in Bildmitte festgestellt. Diese wurde vom Betreiber des Testgeländes damit erklärt, dass die sichtbaren Sekundär-Referenzmarken, die zur Koordinatenbestimmung verwendet wurden, um ca. 10 cm gegenüber den ursprünglichen, aufgrund baulicher Maßnahmen nicht mehr sichtbaren, Markern verschoben sind.

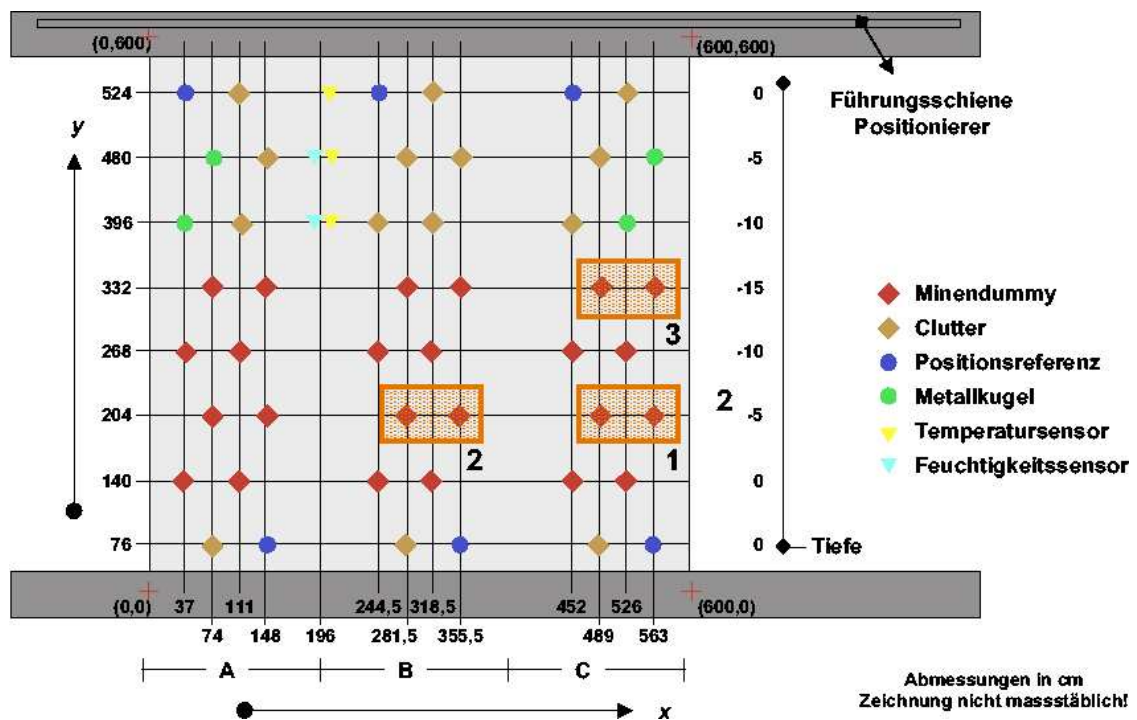


Bild 7.21: Anordnung der Ziele innerhalb der Plots.

Verfahren. Während ωK mit 26 250 Werten über einen Frequenzbereich von 0,7–2 GHz (50 Frequenzschritte) gestartet wurde, benötigt FM nur 1 089 Werte bei einer CW-Frequenz von 728 MHz. Das Abtastraster von $3\text{ cm} \times 2\text{ cm}$ in Falle von ωK konnte auf $8\text{ cm} \times 8\text{ cm}$ bei FM vergrößert werden.

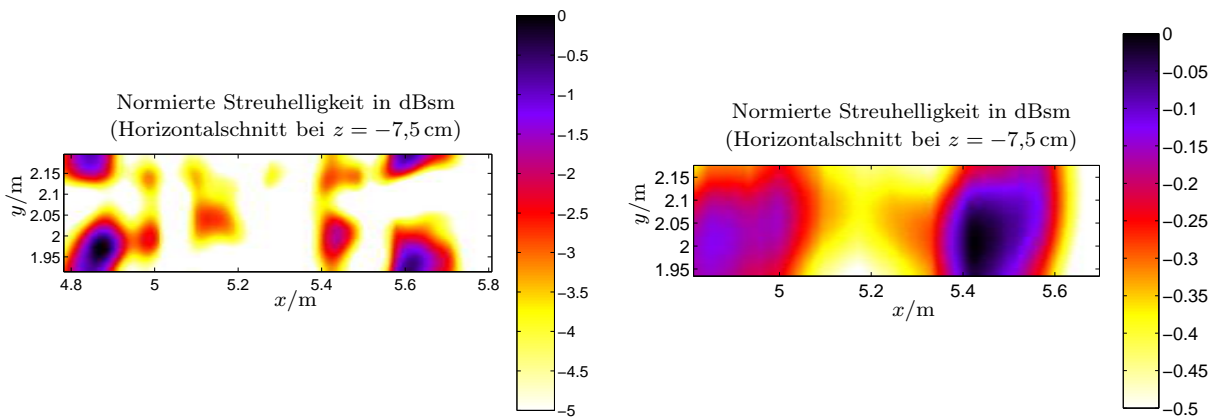
Der Vergleich in Bild 7.24 zeigt die Verhältnisse im sandigen Boden des Plots 3. Die Oberfläche des vermessenen Bereichs weist starke Höhenschwankungen auf (5–10 cm), wodurch die etwas unterschiedliche Positionierung der Ziele in beiden Fällen zu erklären ist. Obwohl die Ziele einen geringen Kontrast gegenüber dem Boden aufweisen, können sie mit beiden Verfahren detektiert werden. Auch in Tonerde gelang die Detektion (Bild 7.25), wobei hier wiederum die Tendenz des ωK zur Falschzielanzeige und die geringere Auflösung von FM sichtbar werden.

Als weiteres Beispiel wurden in Plot 5B zwei der mittelgroßen Minen ebenfalls in 5 cm Tiefe vermessen (Bereich 2 in Bild 7.21). Während ωK ein von Falschzielen dominiertes Bild generiert (Bild 7.26(a)), sind in Bild 7.26(b) mit der FM beide Ziele ohne weitere Störungen erfasst worden.

Nachdem bisher die Detektion von Minen in 5 cm Tiefe auch in verlustbehafteten Böden demonstriert werden konnte, ist in Bild 7.27 der Bereich 3 in Plot 5C zu sehen, bei dem die Minen in 15 cm Tiefe vergraben sind. Obwohl für ωK alle Frequenzen oberhalb 1,5 GHz ausgeklammert wurden, konnte kein Bild mehr fokussiert werden. Zu sehen sind lediglich Artefakte, die sich aus den vier verwendeten Subaperturen ergeben. Unter Ausnutzung der Winkeldiversität gelang mit FM auch in diesem Beispiel wiederum die Detektion beider Minen.



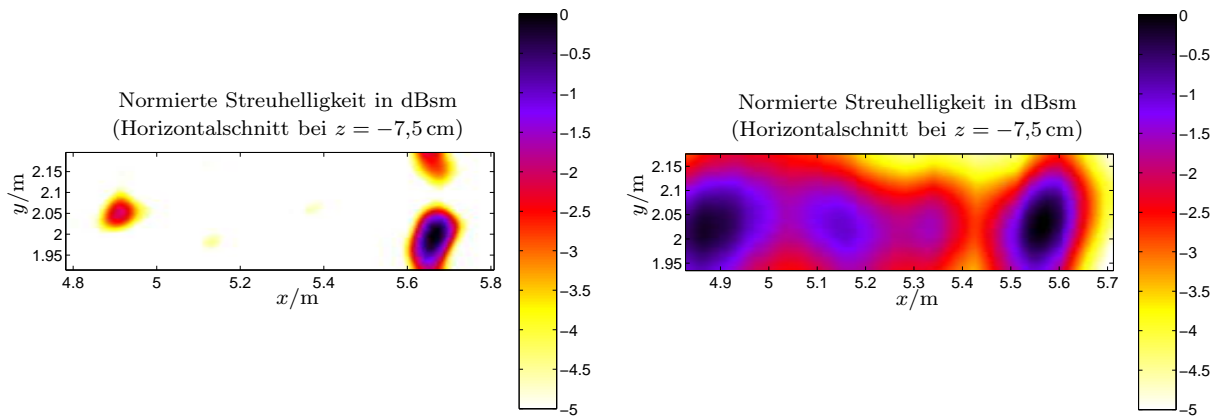
Bild 7.22: Messaufbau.



(a) ω_K , 50 Frequenzen 0,7–2 GHz.

(b) Faktorisierungsmethode, Frequenz CW 728 MHz, Greensche Funktion mit 32 Spiegelquellen, Regularisierungsparameter $\alpha = 10^{-2}$.

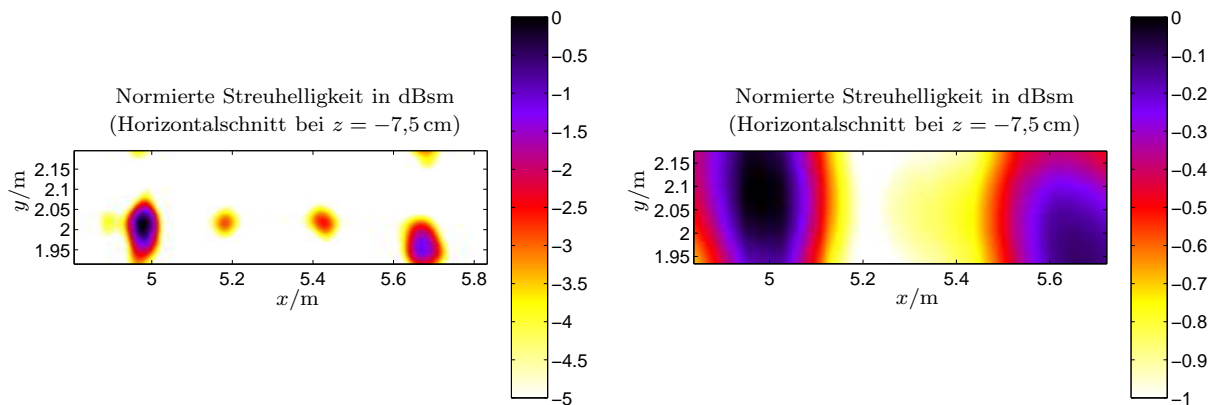
Bild 7.23: Plot 2C, M3A und M3B bei $y = 204$ cm, Tiefe -5 cm.



(a) ω K, 50 Frequenzen 0,7–2 GHz.

(b) Faktorisierungsmethode, Frequenz CW 700 MHz, Greensche Funktion mit 32 Spiegelquellen, Regularisierungsparameter $\alpha = 10^{-5}$.

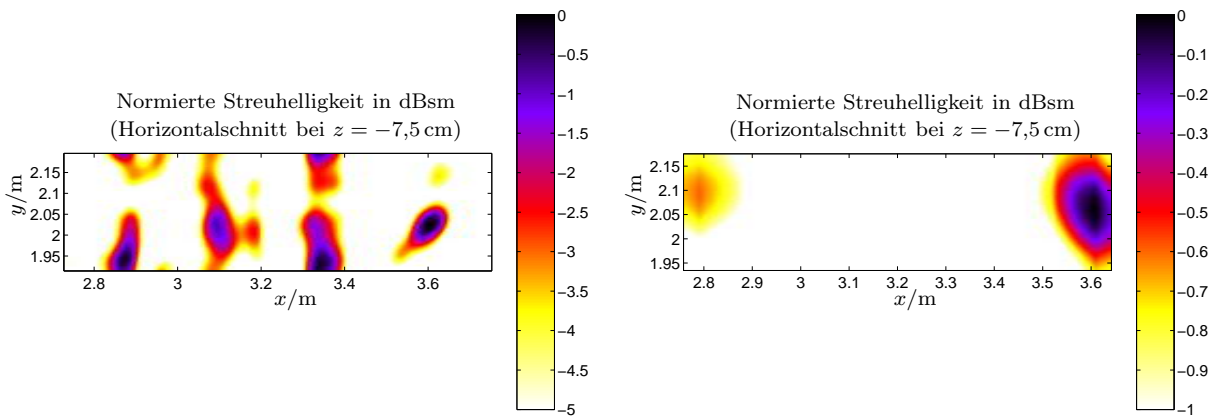
Bild 7.24: Plot 3C, M3A und M3B, bei $y = 204$ cm, Tiefe -5 cm.



(a) ω K, 50 Frequenzen 0,7–2 GHz.

(b) Faktorisierungsmethode, Frequenz CW 700 MHz, Greensche Funktion mit 32 Spiegelquellen, Regularisierungsparameter $\alpha = 10^{-2}$.

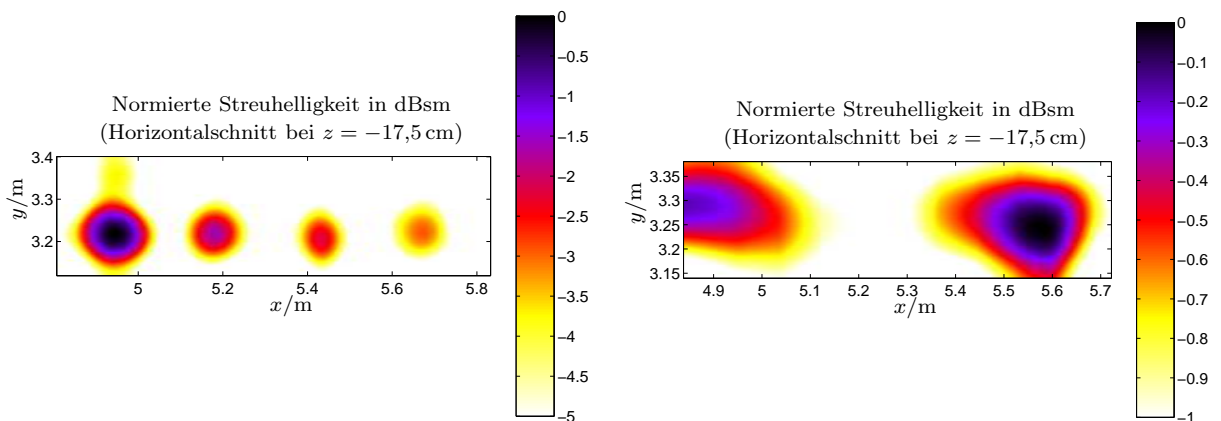
Bild 7.25: Plot 5C, M3A und M3B, bei $y = 204$ cm, Tiefe -5 cm.



(a) ω K, 50 Frequenzen 0,7–2 GHz.

(b) Faktorisierungsmethode, Frequenz CW 784 MHz, Greensche Funktion mit 32 Spiegelquellen, Regularisierungsparameter $\alpha = 10^{-2}$.

Bild 7.26: Plot 5B, M3A und M3B, bei $y = 204$ cm, Tiefe -5 cm.



(a) ω K, 30 Frequenzen 0,7–1,5 GHz.

(b) Faktorisierungsmethode, Frequenz CW 700 MHz, Greensche Funktion mit 32 Spiegelquellen, Regularisierungsparameter $\alpha = 10^{-2}$.

Bild 7.27: Plot 5C, M3A und M3B, bei $y = 204$ cm, Tiefe -5 cm.

8 Zusammenfassung

Aus einer Vielzahl von Anwendungsgebieten für Bodenradare stellt die Antipersonenminensuche eines der anspruchsvollsten dar. Einerseits sind die Abmessungen der Minen mit meist weniger als 15 cm sehr klein, andererseits weisen viele Ausführungen — wenn überhaupt — einen geringen Metallanteil auf und sollen dennoch in schwierigsten, variierenden Umgebungsbedingungen mit äußerst hoher Sicherheit detektiert werden können. Es besteht in der Forschungsgemeinde Übereinstimmung dahingehend, dass Bodenradare am Besten im Zusammenspiel mit physikalisch völlig verschiedenen Sensoren — im Rahmen von Multisensorsystemen — für die Minensuche einzusetzen sind. Obwohl Bodenradar teilweise die Rolle eines Schlüsselsensors zugeschrieben wird, führen die mangelhaften Resultate derzeitiger Systeme im praktischen Einsatz zu Enttäuschung bei den Anwendern. Einer der Hauptgründe dafür liegt darin, dass bisherige Systeme nicht konsequent genug das Potential aktiver Mikrowellenabbildungsverfahren ausnutzen. Gerade Mehrantennensysteme wurden bisher kaum beachtet, obwohl sie *die* zukunftsweisende Lösung hinsichtlich der Resistenz gegen Clutter und Verbesserung der Auflösung darstellen.

Im Bereich der angewandten Mathematik werden derzeit neuartige hochauflösende Rekonstruktionsverfahren publiziert, die vorrangig Winkeldiversität nutzen. Die vorliegende Dissertation greift diese Entwicklungen auf und stellt einen wesentlichen Beitrag bei der Übertragung dieser Konzepte auf Bodenradare im Nahbereich dar. Sie besitzt folgende Schwerpunkte:

- Entwicklung schneller linearisierter Verfahren zur Rekonstruktion hochaufgelöster 3-D Bilder,
- Adaption eines schnellen, nicht-linearisierten Rekonstruktionsverfahrens zur Anwendung in Nahbereichsbodenradaren,
- Entwurf und Aufbau eines Antennensystems zur Akquisition multistatischer Messdaten,
- Erprobung des Gesamtsystems unter realen Einsatzbedingungen.

Zur Bewertung von Bodenradaren und Komponenten werden einfache Modelle vorgestellt, die alle Beiträge quantitativ erfassen und es erlauben, Systeme zu bewerten und Verbesserungsmöglichkeiten abzuschätzen.

Mehrantennensysteme in der Radartechnik erlauben neue Freiheitsgrade. Die nutzbaren Konfigurationen werden hier erstmals in systematischer Weise klassifiziert und eine Einordnung auch im Hinblick auf die Konzepte der Fernerkundung vorgenommen.

Die im Rahmen dieser Arbeit entwickelten bildgebenden Verfahren lassen sich in zwei Gruppen einteilen: einerseits linearisierte Verfahren, die im Ortsfrequenz- bzw. Spektralbereich arbeiten, andererseits eine nichtlineare Methode, die direkt im Ortsbereich operiert. Für beide Domänen werden die benötigten Greenschen Funktionen in planar geschichteten Medien bereitgestellt. Im Ortsbereich gelingt dabei mit der Methode diskreter komplexer Bilder eine aufwandsgünstige und genaue Modellierung, für die ein neuartiger Ansatz zur Beschreibung der Transmission über die Mediengrenze gefunden wurde, der außerdem ohne eine aufwändige Tabellierung der Approximationskoeffizienten für unterschiedliche Positionen von Sender und Empfänger auskommt.

Darüberhinaus wird eine konsistente Beschreibung des direkten Streuproblems bereitgestellt, die die Basis für die Berechnung hochaufgelöster Radarbilder legt. Zur numerischen Berechnung des 2-D Vorwärtsstreuproblems wird das hocheffiziente Nyström-Verfahren erstmals auf planar geschichtete Medien angewendet.

Das Problem der Bildrekonstruktion wird aus zwei unterschiedlichen Blickwinkeln betrachtet, einerseits die Tomographie als Vertreter linearisierter Verfahren, andererseits aus der Palette nichtlinearer Verfahren die Faktorisierungsmethode. Im ersten Fall ist der Ausgangspunkt die schichtweise Rückausbreitung. Neuartig ist die Beschleunigung des Verfahrens mittels Stolt-Interpolation — für Freiraumprobleme bekannt — im planar geschichteten Medium. Erstmals werden die Verfahren zum Einsatz in Mehrantennensystemen für den Nahbereich erweitert. Mittels der Ortsfrequenzbeschreibung wird aufgezeigt, wie in einfacher Weise fundamentale Auflösungsgrenzen verschiedenster Radar-Konfigurationen abgeleitet werden können. Die Faktorisierungsmethode wird erstmalig im Nahbereich in planar geschichteten Medien sowohl auf Skalar- als auch auf Vektorfelder angepasst.

Zur Verifikation und zum praktischen Einsatz der Faktorisierungsmethode wird ein neuartiges Antennensystem vorgestellt. Anstelle der bisher in der Literatur zu findenden aufwändigen Labormesssysteme kann es mit Abmessungen im Bereich von 30 cm und einem Gewicht von unter 1 kg sogar in handgetragenen Systemen zum Einsatz kommen. Für die Kalibration eines solchen multistatischen Systems konnte ein einfacher Ansatz gefunden werden, der mit der Vermessung einer metallischen Platte und Referenzberechnung über die Spiegelungsmethode auskommt. Die Leistungsfähigkeit des Gesamtsystems und der Auswertung konnten in der praktischen Erprobung auf einem Testgelände auch unter schwierigen Umgebungsbedingungen aufgezeigt werden.

Damit wurde im Rahmen der vorliegenden Arbeit erstmals umfassend die Verwendung der Winkeldiversität in Nahbereichsradaren untersucht. Unter Betrachtung der gesamten Mess- und Prozessierungskette konnte gezeigt werden, dass mit einem winkeldiversiven CW-System die Ergebnisse breitbandiger herkömmlicher Radare übertroffen werden können. Für zukünftige Systeme ist eine Kombination von Frequenz- und Winkeldiversität denkbar, indem einige wenige Frequenzschritte — verteilt über einen großen Frequenzbereich, um unterschiedliche Umgebungen zu beherrschen und möglichst charakteristische Information über die Ziele zu sammeln — genutzt werden. Damit können die Vorteile von SFCW-Radaren hinsichtlich Empfindlichkeit mit der sehr hohen Messgeschwindigkeit von Pulsradaren bei reduziertem

Hardwareaufwand kombiniert werden.

Literaturverzeichnis

- [ACG⁺01] G. Alberti, L. Ciofaniello, G. Galiero, R. Persico, M. Sacchettino und S. Vetrella. A Stepped Frequency GPR System Working Both Ungated and Gated Mode. In *Proc. of Workshop on "Radar a bassa frequenza"*, Napoli, Italy 2001.
- [ACN⁺00] G. Alberti, L. Ciofaniello, M. Della Noce, S. Esposito, G. Galiero, R. Persico und S. Vetrella. Advanced stepped frequency GPR development. In *Proc. of the Conference on Subsurface Sensing Technologies and Applications II, SPIE's Annual Meeting*, San Diego, USA, Juli 2000.
- [AGM⁺96] S. G. Azevedo, D. T. Gavel, J. E. Mast, E. T. Rosenbury und J. P. Warhus. Arrays of Micropower Impuls Radar (MIR) Sensors for Subsurface Detection. In *Proceedings of the EUREL Conference on the Detection of Abandoned Land Mines*, Edinburgh, Scotland, UK, 1996. IEE Conf. Pub. No. 431.
- [Aks96] M. I. Aksun. A Robust Approach for the Derivation of Closed-Form Green's Functions. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 44(5):651–658, Mai 1996.
- [AM92] M. Irsadi Aksun und Raj Mittra. Derivation of Closed-Form Green's Functions for a General Microstrip Geometry. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 40(11):2055–2062, November 1992.
- [Ama95] Charles A. Amazeen. Wideband ground penetrating radar portable data acquisition system. *SPIE Proceedings*, 2496:84–91, 1995.
- [AMB98] Steven G. Azevedo, Jeffrey E. Mast und James M. Brase. LANDMARC Radar Mine Detection. *Engineering Technology Reports*, FY 98, 5:39–49, 1998.
- [Bal89] Constantine A. Balanis. *Advanced Engineering Electromagnetics*. John Wiley and Sons, New York, 1989.
- [Bam89] Richard Bamler. *Mehrdimensionale lineare Systeme*. Springer-Verlag, 1989.
- [Bam91] Richard Bamler. A Systematic Comparison of SAR Focussing Algorithms. In *Proceedings of the Geoscience and Remote Sensing Symposium IGARSS'91*, Helsinki, Finnland, June 3–6, 1991, Vol. 2, pp. 1005–1009.
- [Bar95] Carl Barrett. Measurement Results from the Technology Assessment for Close-in Man Portable Mine Detection (CIMMD) program. *SPIE Proceedings*, 2496:76–83, 1995.

- [BCIP00] O. M. Bucci, L. Crocco, T. Isernia und V. Pascazio. Inverse Scattering Problems with Multifrequency Data: Reconstruction Capabilities and Solution Strategies. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 38(4):1749–1756, Juli 2000.
- [BCIP01] Ovidio M. Bucci, Lorenzo Crocco, Tommaso Isernia und Vito Pascazio. Sub-surface Inverse Scattering Problems: Quantifying Qualifying and Achieving the Available Information. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 39(11):2527–2537, November 2001.
- [BFS95] Dennis Blejer, Carl Frost und Steven Scarborough. SAR Imaging of Minelike Targets over Ultra-Wide Bandwidths. *SPIE Proceedings*, 2496:54–69, 1995.
- [Bla02] Patrick Blagden. Mine Detection And The Need For New Technology. *Forum on Physics & Society of the American Physical Society*, 31(3), Juli 2002.
- [BLW01] Michael Brandfaß, Aaron D. Lanterman und Karl F. Warnick. A comparison of the Colton-Kirsch inverse scattering methods with linearized tomographic inverse scattering. *Inverse Problems*, 17(6):1797–1816, Dezember 2001.
- [BNST93] Carl Barrett, Michael Nicoloff, William Steinway und James Thomas. Earth Penetration Radar Imaging System (EPRIS). In *Proceedings of the Second Government Workshop on GPR*, The Ohio State University, Columbus, Ohio, October 1993, pp. 175–192.
- [Bra96] Michael Brandfaß. *Inverse Beugungstheorie elektromagnetischer Wellen*. Berichte aus der Elektrotechnik, Universität/Gesamthochschule Kassel, 1996.
- [CC02] Tie Jun Cui und Weng Cho Chew. Diffraction Tomographic Algorithm for the Detection of Three-Dimensional Objects Buried in a Lossy Half-Space. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 50(1):42–49, Januar 2002.
- [CCM00] David Colton, Joe Coyle und Peter Monk. Recent Developments in Inverse Acoustic Scattering Theory. *SIAM Review*, 42(3):369–414, 2000.
- [CFZ97] M. Costantini, A. Farina und F. Zirilli. The fusion of different resolution SAR images. *Proceedings of the IEEE*, 85(1):139–46, Januar 1997.
- [CGM95] Walter G. Carrara, Ron S. Goodman und Ronald M. Majewski. *Spotlight Synthetic Aperture Radar*. Artech House, Inc., 1995.
- [CGM+99] Lawrence Carin, Norbert Geng, Mark McClure, Jeffrey Sichina und Lam Nguyen. Ultra-Wide-Band Synthetic-Aperture Radar for Mine-Field Detection. *IEEE Antennas & Propagation Magazine*, pp. 18–33, Februar 1999.

- [CGS⁺02] L. Collins, P. Gao, D. Schofield, J. P. Moulton, L. C. Makowsky, D. M. Reidy und R. C. Weaver. A Statistical Approach to Landmine Detection Using Broadband Electromagnetic Induction Data. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 40(4):950–962, April 2002.
- [Che95] Weng Cho Chew. *Waves And Fields In Inhomogeneous Media*. IEEE Press Inc., New York, 1995.
- [Che97] Chi-Chih Chen. A New Ground Penetrating Radar Antenna Design — The Horn-Fed Bowtie (HFB). In *Proc. of the 19th Meeting and Symposium of the Antenna Measurement Techniques Association, AMTA '97*, Boston, Massachusetts, Oktober 1997, pp. 67–74.
- [Che01] Margaret Cheney. The Linear Sampling Method and the MUSIC Algorithm. Technical report, Lund Institute of Technology, Sweden, 2001.
- [Chi98] Richard J. Chignell. "MINEREC" A Development Platform for Anti-Personnel Mine Detection and Recognition. In *Proceedings of the Second International Conference on the Detection of Abandoned Land Mines*, Edinburgh, Scotland, UK, 1998, pp. 64–67. IEE Conf. Pub. No. 458.
- [CHM02] David Colton, Houssein Haddar und Peter Monk. The Linear Sampling Method for Solving the Electromagnetic Inverse Scattering Problem. *SIAM Journal on Scientific Computing*, 24(3):719–731, 2002.
- [CK96] David Colton und Andreas Kirsch. A simple method for solving scattering problems in the resonance region. *Inverse Problems*, 12(4):383–393, August 1996.
- [CK98] David Colton und Rainer Kress. *Inverse Acoustic and Electromagnetic Scattering Theory*. Springer Berlin, Heidelberg, New York, 2. Auflage, 1998.
- [Clo80] J. H. Cloete. Exact Design of the Marchand Balun. *Microwave Journal*, pp. 99–100, Mai 1980.
- [CMK00] D. Colton, P. Monk und A. Kirsch. The Linear Sampling Method in Inverse Scattering Theory. In D. Colton, H. W. Engl, A. Louis, J. R. McLaughlin und W. Rundell, Hrsg., *Surveys on Solution Methods for Inverse Problems*. Springer Vienna/New York, 2000.
- [CN96] Hubert M. J. Cantalloube und Carloe E. Nahum. Autofocusing of (inverse) synthetic aperture radar for motion compensation. *Proceedings of the IEEE*, 1:309–316, Mai 1996.
- [Cot92] M. G. Coté. Automated Swept-Angle Bistatic Scattering Measurements Using Continuous Wave Radar. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement Magazine*, 41:185–192, 1992.

- [Coy00] Joe Coyle. Locating the support of objects contained in a two-layered background medium in two dimensions. *Inverse Problems*, 16(2):275–292, April 2000.
- [CPR91] C. Cafforio, C. Prati und E. Rocca. SAR Data Focusing Using Seismic Migration Techniques. *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems*, 27(2):194–207, März 1991.
- [CSH02] L. Carin, J. Sichina und J. F. Harvey. Microwave underground propagation and detection. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 50(3):945–952, März 2002.
- [Cur91] John C. Curlander. *Synthetic Aperture Radar, Systems and Signal Processing*. John Wiley & Sons, Inc., 1991.
- [Cur98] J. O. Curtis. Site Characterisation Investigations in Support of UXO Technology Demonstrations, Jefferson Proving Ground Indiana. Technical report, U.S. Army Corps of Engineers, September 1998. GL-98-20.
- [CWH98a] Tie Jun Cui, Werner Wiesbeck und Alexander Herschlein. Electromagnetic Scattering by Multiple Three-Dimensional Scatterers Buried Under Multilayered Media—Part I: Numerical Implementations and Results. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 36(2):526–534, März 1998.
- [CWH98b] Tie Jun Cui, Werner Wiesbeck und Alexander Herschlein. Electromagnetic Scattering by Multiple Three-Dimensional Scatterers Buried Under Multilayered Media—Part II: Numerical Implementations and Results. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 36(2):535–546, März 1998.
- [CY99] Chi-Chih Chen und Jonathan D. Young. The Subsurface Radar Clutter of the YPG UXO Site. In *Proc. of the UXO Forum’99*, Alexandria, Virginia, Mai 1999.
- [CYBR99] Lawrence Carin, Gary Ybarra, Priya Bharadwaj und Paul Runkle. Physics-Based Classification of Targets in SAR Imagery Using Subaperture Sequences. In *IEEE International Conference on Acoustics, Speech, and Signal Processing*, 1999, Vol. 6, pp. 3341–3344.
- [CYFH91] Y. L. Chow, J. J. Yang, D. G. Fang und G. E. Howard. A Closed-Form Spatial Green’s Function for the Thick Microwave Substrate. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 39(3):588–592, März 1991.
- [DA95] Gülbin Dural und M. I. Aksun. Closed-Form Green’s Functions for General Sources and Stratified Media. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 43(7):1545–1552, Juli 1995.

- [Dan96] D. J. Daniels. *Surface Penetrating Radar*. IEE Press, London, UK, 1996.
- [Dan98a] David J. Daniels. Developing a mine detecting product. Technical report, ERA Technology, 1998.
- [Dan98b] David J Daniels. Radar Techniques For Mine Detection. In *JRC Demining Technologies, Ispra (VA), Italy*, 1998.
- [Dan98c] David J Daniels. Surface Penetrating Radar Image Quality. In *Proceedings of the Second International Conference on the Detection of Abandoned Land Mines*, Edinburgh, Scotland, UK, 1998, pp. 68–72. IEE Conf. Pub. No. 431.
- [DBD⁺02] D. J. Daniels, D. Brooks, J. Dittmer, O. Mitchell und N. Hunt. Wide swathe multi-channel GPR systems for mine detection. In *Proceedings of the Radar 2002, Edinburgh*, Oktober 2002.
- [DCC01] T. Dogaru, L. Collins und L. Carin. Optimal time-domain detection of a deterministic target buried under a randomly rough interface. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 49(3):313–326, März 2001.
- [DD96] R. Deming und A. J. Devaney. A filtered backpropagation algorithm for GPR. In *Proceedings of the Symposium on the Application of Geophysics to Environmental and Engineering Problems, SAGEEP*, 1996, pp. 113–123.
- [DD97] Ross W Deming und Anthony J Devaney. Diffraction tomography for multi-monostatic ground penetrating radar imaging. *Inverse Problems*, 13(1):29–45, Februar 1997.
- [Det89] Jürgen Detlefsen. *Radartechnik*. Springer, 1989.
- [DHW88] David J. DiFilippo, George E. Haslam und William S. Widnall. Evaluation of a Kalman Filter for SAR Motion Compensation. In *Position Location and Navigation Symposium, IEEE PLANS '88*, 29 Nov–2 Dec 1988, pp. 259–268.
- [DMRT98] Clyde C. DeLuca, Vincent Marinelli, Marc Ressler und Tuan Ton. Unexploded Ordnance Detection Experiments Using Ultra-Wideband Synthetic Aperture Radar. In *Proc. of the UXO Forum'98*, Anaheim, California, Mai 1998.
- [DWSJ98] Xiaolong Dong, Ji Wu, Bo Sun und Jingshan Jiang. Absolute calibration of scatterometers in near field region. In *Proceedings of the Geoscience and Remote Sensing Symposium IGARSS'98*, Seattle, Washington, July 6–10 1998, Vol. 2, pp. 565–567.
- [EHEV96] S. L. Earp, E. S. Hughes, T. J. Elkins und R. Vickers. Ultra-Wideband Ground-Penetrating Radar for the Detection of Buried Metallic Mines. *IEEE Aerospace and Electronics Systems Magazine*, 11(9):30–39, September 1996.

- [Eid00] Egil S. Eide. An Ultra Wideband Antenna Array for Ground Penetrating Radar. In *AP 2000, Millenium Conference on Antennas & Propagation*, Davos, Switzerland, April 2000.
- [EL01] David S. Early und David G. Long. Image Reconstruction and Enhanced Resolution Imaging from Irregular Samples. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 39(2):291–302, Februar 2001.
- [EMS] EM Software & Systems-S.A. (Pty) Ltd. *FEKO - Comprehensive EM Solutions - Homepage*. <http://www.feko.co.za/>.
- [FD98] Dirk Felbach und Jürgen Detlefsen. Methods of Background Subtraction for Ground Penetrating Radar. In *International Radar Symposium, IRS 98, München*, 1998.
- [FD00] Dirk Felbach und Jürgen Detlefsen. Improvement of Resolution for GPR by the Contribution of Evanescent Waves. In *German Radar Symposium, GRS 2000*, Berlin, Germany, Oktober 2000, pp. 85–89.
- [FFW00a] Christian Fischer, Joaquim Fortuny und Werner Wiesbeck. 3-D Imaging for Near-Range Ground-Penetrating Radar based on ω -K Migration. In *EUSAR 2000, 3rd European Conference on Synthetic Aperture Radar*, Munich, Germany, 2000, pp. 841–844.
- [FFW00b] Christian Fischer, Joaquim Fortuny und Werner Wiesbeck. Fundamental Limitations for the Resolution of SAR Sensors. In *EUSAR 2000, 3rd European Conference on Synthetic Aperture Radar*, Munich, Germany, 2000, pp. 467–470.
- [FG98] G. J. Foschini und M. J. Gans. On Limits of Wireless Communications in a Fading Environment When Using Multiple Antennas. *Wireless Personal Communications*, 6(3):311–335, März 1998.
- [FG02] Joaquim Fortuny-Guasch. A Novel 3-D Subsurface Radar Imaging Technique. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 40(2):443–452, Februar 2002.
- [FGvHW00] C. Fischer, E Gschwendtner, J. v. Hagen und W. Wiesbeck. A Comparison of Broad Band Antennas for the Possible Use in Ground Penetrating Radar. In *Progress in Electromagnetics Research Symposium, PIERS*, Juli 2000.
- [For01] Joaquim Fortuny. *Efficient Algorithms for Three-Dimensional Near-Field Synthetic Aperture Radar Imaging*. Dissertation, Institute for the Protection and Security of the Citizen, Humanitarian Security Unit, European Commission Joint Research Centre, Ispra (VA), Italy, 2001.

- [Fos96] G. J. Foschini. Layered Space-Time Architecture for Wireless Communication in a Fading Environment When Using Multiple Antennas. Technical Report 2, Bell Labs Technical Journal, 1996.
- [Fre92] Anthony Freeman. SAR Calibration: An Overview. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 30(6):1107–1121, November 1992.
- [Fri01] Martin Fritzsche. *Anwendung von Verfahren der Mustererkennung zur Detektion von Landminen mit Georadaren*. Forschungsberichte aus dem Institut für Höchsthfrequenztechnik und Elektronik der Universität Karlsruhe, Band 31, 2001.
- [FW00a] Christian Fischer und Werner Wiesbeck. An Evaluation of Sensor Configurations for Ground Penetration Radar. In *Proceedings of the Geoscience and Remote Sensing Symposium IGARSS 2000*, Honolulu, Hawaii, July 24–28 2000, Vol. 3, pp. 993–995.
- [FW00b] Christian Fischer und Werner Wiesbeck. Laboratory verification for a forward-looking multi-receiver mine-detection GPR. In *Proceedings of the Geoscience and Remote Sensing Symposium IGARSS 2000*, Honolulu, Hawaii, July 24–28 2000, Vol. 4, pp. 1643–1645.
- [FW01] Christian Fischer und Werner Wiesbeck. Multistatic GPR for antipersonnel mine detection. In *Proceedings of the Geoscience and Remote Sensing Symposium IGARSS'01*, Sydney, Australia, July 09–13 2001, Vol. 6, pp. 2721–2723.
- [FW02] Christian Fischer und Werner Wiesbeck. Multistatic antenna configurations and image processing for mine-detection GPR. In *Proceedings of the 3rd DTIF workshop*, Joint Research Centre European Commission, Ispra (VA) Italy, 23–24 September 2002.
- [FYD88] D. G. Fang, J. J. Yang und G. Y. Delisle. Discrete image theory for horizontal electric dipoles in a multilayered medium. *IEE Proceedings*, 135(5):297–303, Oktober 1988.
- [FYW02a] Christian Fischer, Marwan Younis und Werner Wiesbeck. Fast Nonlinear Inversion for the Detection of Anti-Personnel Mines with Multistatic Radar Systems. In *4th European Conference on Synthetic Aperture Radar, EUSAR '02*, Köln, Germany, Juni 2002.
- [FYW02b] Christian Fischer, Marwan Younis und Werner Wiesbeck. Mine Detection Radar: Antenna Configurations and Scan-Strategies. In *Proceedings of the German Radar Symposium, GRS*, Bonn, Germany, September 2002, pp. 351–355.
- [Gen01] Norbert Geng. *Fast Numerical Techniques in Computational Electromagnetics for Planar-Stratified Media*. Shaker Verlag, Aachen, 2001.

- [GIC02] Geneva International Centre for Humanitarian Demining. *Mine Action Equipment: Study of Global Operational Needs*, 2002.
- [GLA95] Theodore O. Grosch, Check F. Lee und Eileen M. Adams. Detection of surface and buried mines with a UHF airborne SAR. *SPIE Proceedings*, 2496:110–120, 1995.
- [Gra95] Gerhard Grau. Greensche Funktionen und Eigenfunktionen. Skriptum zur Vorlesung, 1995.
- [Gra96] Gerhard Grau. Rauschen. Skriptum zur Vorlesung, 1996.
- [GS84] Jenő Gazdag und Piero Sguazzero. Migration of Seismic Data. *Proceedings of the IEEE*, 72(10):1302–1315, Oktober 1984.
- [GS00] G. G. Gentili und U. Spagnolini. Electromagnetic inversion in monostatic ground penetrating radar: TEM horn calibration and application. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 38(4):1936–1946, Juli 2000.
- [GW98] N. Geng und W. Wiesbeck. *Planungsmethoden für die Mobilkommunikation - Funknetzplanung unter realen physikalischen Ausbreitungsbedingungen*. Springer, Berlin, 1998.
- [HC01] Martin Hellmann und Shane R. Cloude. Discrimination Between Low Metal Content Mine and Non-Mine-Targets Using Polarimetric Ultra-Wide-Band Radar. In *Proceedings of the Geoscience and Remote Sensing Symposium IGARSS'01*, Sydney, Australia, July 09–13 2001, Vol. 3, pp. 1113–1115.
- [Hew96] Hewlett Packard. *HP8719D/8720D/8722D Network Analyzer User's Guide*, Juni 1996. HP Part No. 08720-90291.
- [HG02] K. C. Ho und P. D. Gader. A linear prediction land mine detection algorithm for hand held ground penetrating radar. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 40(6):1374–1384, Juni 2002.
- [HIAK01] E. C. Hauser, D. Inoue, S. Abe und Y. Oda Ksnuki. 3-D GPR Imaging of the Neodani Fault, Central Japan. In *Proceedings of the Symposium on Application of Geophysics to Environmental and Engineering Problems (SAGEEP)*, 2001. CD publication GP1-1.
- [Hit] Hittite Microwave Deutschland GmbH. *Hittite Home Page*. <http://www.hittite.com/>.
- [HJ00] Thorkild B. Hansen und Peter M. Johansen. Inversion Scheme for Ground Penetrating Radar that Takes into Account the Planar Air-Soil Interface. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 38(1):496–506, Januar 2000.

- [HM02] Housseem Haddar und Peter Monk. The linear sampling method for solving the electromagnetic inverse medium problem. *Inverse Problems*, 18(3):891–906, Juni 2002.
- [HOP] Hand-held Operational Demining System (HOPE), ESPRIT Projekt (EU) 29870. *HOPE-Website*. <http://www.sic.rma.ac.be/Projects/Hope/content.html>.
- [HOP02] HOPE Konsortium. *HOPE Final Report, ESPRIT Projekt (EU) 29870*, 2002.
- [HS89] Yingbo Hua und Tapan K. Sarkar. Generalized Pencil-of-Function Method for Extracting Poles of an EM System from Its Transient Response. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 37(2):229–234, Februar 1989.
- [HS90] Yingbo Hua und Tapan K. Sarkar. Matrix Pencil Method for Estimating Parameters of Exponentially Damped/Undamped Sinusoids in Noise. *IEEE Transactions on Acoustics, Speech and Signal Processing*, 38(5):814–824, Mai 1990.
- [Hül04] Christian Hülsmeier. *Verfahren, um entfernte metallische Gegenstände mittels elektrischer Wellen einem Beobachter zu melden*, 1904. Deutsches Patent Nr. 165 546.
- [IT02] Igor J. Immoreev und James D. Taylor. Future Of Radars. In *Proceedings of the IEEE Conference on Ultra Wideband Systems and Technologies*, Baltimore, Maryland, USA, Mai 2002, pp. 197–200.
- [JA88] G. Junkin und A. P. Anderson. Limitations in microwave holographic synthetic aperture imaging over a lossy half-space. *IEE Proceedings on Communications, Radar, and Signal Processing*, 135:321–329, August 1988.
- [JKWC02] J. T. Johnson, H. Kim, D. R. Wiggins und Y. Cheon. Optimization of DC Resistivity Data Acquisition: Real-Time Experimental Design and a New Multielectrode System. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 40(12):2727–2735, Dezember 2002.
- [JRC02] European Commission, DG Joint Research Centre, Institute for the Protection and Security of the Citizen, Humanitarian Security Unit. *Minetest. Testing of Sensors and Systems in Support to Humanitarian Demining*, 2002.
- [JRP99] D. J. Janer, Y. Ricci und F. Perret. High resolution imaging applied to mine detection. In *5th International Conference on Radar Systems*, Brest, France, Mai 1999.
- [KBRS70] Clarence Kirchbaum, Donald Barrick, George T. Ruck und William Stuart. *Radar Cross Section Handbook*. Peninsula Publishing, 1970.

- [Kel00a] Martin Keller. Analyse polarimetrischer Radarbilddaten zur Bestimmung von Bodeneigenschaften. Diplomarbeit, Geophysikalisches Institut, Institut für Photogrammetrie und Fernerkundung, Universität Karlsruhe, Mai 2000.
- [Kel00b] Sebastian Keller. Design of Impedance Loaded Antennas for Broadband Radar Applications. Diplomarbeit, University of Stellenbosch, South Africa; Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik der Universität Karlsruhe, Juli 2000.
- [Ken88] Thomas A. Kennedy. The Design for SAR Motion Compensation Systems Incorporating Strapdown Inertial Measurement Units. In *Proceedings of the 1988 IEEE National Radar Conference*, Ann Arbor, Michigan, April 1988, pp. 74–78.
- [Ken90] Thomas A. Kennedy. A Technique for Specifying Navigation System Performance Requirements in SAR Motion Compensation Applications. In *Position Location and Navigation Symposium, IEEE PLANS '90*, Las Vegas, USA, 20–23 March 1990, pp. 118–126.
- [Kir98] Andreas Kirsch. Characterization of the shape of a scattering obstacle using the spectral data of the far field operator. *Inverse Problems*, 14(6):1489–1512, Dezember 1998.
- [Kir99] Andreas Kirsch. Factorization of the far-field operator for the inhomogeneous medium case and an application in inverse scattering theory. *Inverse Problems*, 15(2):413–429, April 1999.
- [Kir00] Andreas Kirsch. An Extension of the MUSIC-Algorithm to the Inverse Scattering Problem for Inhomogeneous Media. In *URSI-Workshop*, Altenberg, Germany, November 2000.
- [KLL99] B. J. Kooij, M. Lambert und D. Lesselier. Nonlinear inversion of a buried object in transverse electric scattering. *Radio Science*, 24(6):1361–1371, November 1999.
- [KLSJ01] B. Karlsen, J. Larsen, H. B. D. Sorensen und K. B. Jakobsen. Comparison of PCA and ICA based clutter reduction in GPR systems for anti-personal landmine detection. In *Proc. of the 11th IEEE Workshop on Statistical Signal Processing*, Singapore, August 2001, pp. 146–149.
- [Köt01] Bettina Köthner. Construction of a High-PRF Pulsed Ku-Band Radar for Measurements of Sea Surface Slope. Diplomarbeit, Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik der Universität Karlsruhe, 2001.
- [KR00] Andreas Kirsch und Stefan Ritter. A linear sampling method for inverse scattering from an open arc. *Inverse Problems*, 16(1):89–105, Februar 2000.

- [Kro96] Kristian Kroschel. *Statistische Nachrichtentheorie*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 3. Auflage, 1996.
- [KS87] Avinash C. Kak und Malcolm Slaney. *Principles of Computerized Tomographic Imaging*. IEEE Press, 1987.
- [Lan87] Karl J. Langenberg. Applied Inverse Problems for Acoustic, Electromagnetic and Elastic Wave Scattering. In Pierre C. Sabatier und Gabor T. Herman, Hrsg., *Basic methods of tomography and inverse problems*, pp. 125–467. Bristol: Adam Hilger, 1987.
- [LBM⁺99] Douglas E. Lynch, Russel D. Brown, David D. Mokry, James van Damme, Richard A. Schneible und Michael C. Wicks. Multistatic ground penetrating high frequency radar. In *5th International Conference on Radar Systems*, Brest, France, Mai 1999.
- [LD96] D. Lesselier und B. Duchene. The Inversion of Objects Buried in a Layered Embedding: The Outline of a Multi-Pronged Investigation. In *1st EMSL User Workshop*, European Commission Joint Research Centre, Ispra (VA), Italy, April 1996, pp. 67–74.
- [Lit97] Amélie Litman. *Deux méthodes d'inversion pour la caractérisation électromagnétique ou acoustique d'objets enfouis: transformée de Fourier-Laplace inverse et déformation d'ensembles de niveaux*. Dissertation, Université de Paris Sud, Laboratoire des Signaux et Système, CNRS - Supélec, 1997.
- [LL10] G. Leimbach und H. Löwy, 1910. Deutsches Patent Nr. 237 944.
- [LL02a] D. Lloyd und I. D. Longstaff. Ultra-Wideband Multi-Static SAR for the Detection and Location of Landmines. In *4th European Conference on Synthetic Aperture Radar, EUSAR '02*, Köln, Germany, Juni 2002.
- [LL02b] D. Lloyd und I. D. Longstaff. UWB multi-static SAR with image stacking for landmine detection. In *Proceedings of the Radar 2002*, Edinburgh, UK, Oktober 2002.
- [LLYL02] Yaxun Liu, Le-Wei Li, Tat-Soon Yeo und Mook-Seng Leong. Application of DCIM to MPIE-MoM Analysis of 3-D PEC Objects in Multilayered Media. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 50(2):157–162, Februar 2002.
- [LN97] Norbert Lossau und Arno Noeldechen. Gegen die tödliche Bedrohung im Boden—Verfahren zur automatischen Minensuche. Mikrowellen und Gamma-Strahlen im Einsatz. *Die Welt*, Fr. 17. Oktober 1997.
- [Lou89] A. K. Louis. *Inverse und schlecht gestellte Probleme*. B. G. Teubner, Stuttgart, 1989.

- [Löw10] H. Löwy. Eine elektrodynamische Methode zur Erforschung des Erdinneren. *Physikalische Zeitschrift*, 11:697–705, 1910.
- [LS02] Sixin Liu und Motoyuki Sato. Electromagnetic Logging Technique Based on Borehole Radar. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 40(9):2083–2092, September 2002.
- [LSFG00] J. M. Lopez-Sanchez und J. Fortuny-Guasch. 3-D Radar Imaging Using Range Migration Techniques. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 48(5):728–737, Mai 2000.
- [LW90] M. Lebherz und W. Wiesbeck. Meßtechnik zur Spezifikation von Absorbern. *Mikrowellen & HF Magazin*, 16(7):470–472, 1990.
- [Mar00] Nicolas Pascal Marquart. Vergleich der Finiten-Differenzen-Methode mit der Split-Step-Methode zur Erstellung synthetischer Radargramme unter Berücksichtigung der frequenzabhängigen effektiven Permittivität des Bodens. Diplomarbeit, Geophysikalisches Institut der Universität Karlsruhe, 2000.
- [Mas93] Jeffrey Edward Mast. *Microwave Pulse-Echo Radar Imaging For The Nondestructive Evaluation Of Civil Structures*. Dissertation, University of Illinois at Urbana-Champaign, 1993.
- [Mät98] Christian Mätzler. Microwave Permittivity of Dry Sand. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 36(1):317–319, Januar 1998.
- [MBQL01] René Marklein, Kannan Balasubramanian, Anyong Qing und Karl J. Langenberg. Linear and nonlinear iterative scalar inversion of multi-frequency multi-bistatic experimental electromagnetic scattering data. *Inverse Problems*, 17(6):1597–1610, Dezember 2001.
- [Mei01] Peter Meincke. Linear GPR Inversion for Lossy Soil and a Planar Air-Soil Interface. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 39(12):2713–2721, Dezember 2001.
- [Men91] Dean L. Mensa. *High resolution radar cross section imaging*. Artech House, Inc., 1991.
- [MJ94] Jeffrey E. Mast und Erik M. Johansson. Three-dimensional ground penetrating radar imaging using multi-frequency diffraction tomography. *SPIE Proceedings*, 2275:196–203, September 1994.
- [MK96] R. V. McGahan und R. E. Kleinman. Special Session on Image Reconstruction using Real Data. *IEEE Antennas & Propagation Magazine*, 38(3):39–59, Juni 1996.

- [MKYY98] Toshifumi Moriyama, Hajime Kasahara, Yoshio Yamaguchi und Hiroyoshi Yamada. Advanced Polarimetric Subsurface FM-CW Radar. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 36(3):725–731, Mai 1998.
- [MsM] European Commission Joint Research Centre, Ispra (VA), Italy. *Joint Multi-Sensor Mine Signature Measurement Campaign, Homepage*. <http://demining.jrc.it/msms/>.
- [MTRP00] D. Massonnet, E. Thouvenot, S. Ramongassie und L. Phalippou. A wheel of passive radar microsats for upgrading existing SAR projects. In *Proceedings of the Geoscience and Remote Sensing Symposium IGARSS 2000*, Honolulu, Hawaii, July 24–28 2000, Vol. 3, pp. 1000–1003.
- [Mül03] Ralf Müller. Entwurf, Realisierung und praktischer Einsatz eines multistatischen Antennensystems für ein Bodenradar. Diplomarbeit, Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik der Universität Karlsruhe, 2003.
- [MV03] Valeri A. Mikhnev und Pertti Vainikainen. Single-Reference Near-Field Calibration Procedure for Step-Frequency Ground Penetrating Radar. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 41(1):75–80, Januar 2003.
- [MvG02] Ivor L. Morrow und Piet van Genderen. Effective Imaging of Buried Dielectric Objects. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 40(4):943–949, April 2002.
- [MZ90] Krzysztof A. Michalski und Dalian Zheng. Electromagnetic Scattering and Radiation by Surfaces of Arbitrary Shape in Layered Media, Parts I and II. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 38(5):335–352, März 1990.
- [Noo96] David A. Noon. *Stepped Frequency Radar Design and Signal Processing Enhances Ground Penetrating Radar Performance*. Dissertation, University of Queensland, Australia, 1996.
- [Nos99] Alexander I. Nosich. The Method of Analytical Regularization in Wave-Scattering and Eigenvalue Problems: Foundations and Review of Solutions. *IEEE Antennas & Propagation Magazine*, 41(3):34–49, Juni 1999.
- [OC02] Vladimir I. Okhmatovski und Andreas C. Cangellaris. A New Technique for the Derivation of Closed-Form Electromagnetic Green’s Functions for Unbounded Planar Layered Media. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 50(7):1005–1016, Juli 2002.
- [OG00] U. Oguz und L. Gurel. Three-dimensional FDTD modeling of a GPR. In *Proceedings of the IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, Salt Lake City, USA, Juli 2000, Vol. 4, pp. 1990–1993.

- [Osw88] G. K. A. Oswald. Geophysical radar design. *IEE Proceedings*, 135(4):371–379, August 1988.
- [PAE⁺00] R. Persico, G. Alberti, S. Esposito, R. Pierri und G. Leone. On Multifrequency Strategies of Use of G.P.R. Systems. In *Proc. of the Conference on Image Reconstruction from Incomplete Data, SPIE's Annual Meeting*, San Diego, USA, Juli 2000.
- [PDD⁺99] Ch. Pichot, J. Y. Dauvignac, C. Dourthe, I. Aliferis und E. Guillaumont. Inversion Algorithms and Measurement Systems for Microwave Tomography of Buried Objects. In *Proceedings of the 16th IEEE Instrumentation and Measurement Technology Conference IMTC/99*, Venice, Italy, Mai 1999, Vol. 3, pp. 1570–1575.
- [PM93] Richard G. Plumb und Hengje Ma. Swept Frequency Reflectometer Design for In-Situ Permittivity Measurements. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement Magazine*, 42(3):730–734, Juni 1993.
- [PO96] Michael H. Powers und Gary R. Olhoeft. Computer Modeling To Transfer GPR UXO Detectability Knowledge Between Sites. In *Proc. of the UXO Forum'96*, Williamsburg, VA, USA, März 1996, pp. 347–356.
- [PPB99] Rocco Pierri, Raffaele Persico und Romeo Bernini. Information content of the Born field scattered by an embedded slab: multifrequency, multiview, and multifrequency-multiview cases. *Journal of the Optical Society of America—A: Optics, Image Science, and Vision*, 16(10):2392–2398, Oktober 1999.
- [RHLS02] Hermann Rohling, Alfred Höß, Urs Lübbert und Mark Schiementz. Multistatic Radar Principles for Automotive RadarNet Applications. In *Proceedings of the German Radar Symposium, GRS*, Bonn, Germany, September 2002, pp. 181–185.
- [Rie00] Wolfgang Rieger. *Numerische Behandlung nichtlinearer inverser elektromagnetischer Streuprobleme mit iterativen Optimierungsmethoden*. Dissertation, Fortschr.-Ber. VDI Reihe 21 Nr. 284. VDI Verlag Düsseldorf, 2000.
- [Rih69] August W. Rihaczek. *Principles of High-Resolution Radar*. McGraw-Hill, 1969.
- [Rud99] Hans Rudolf. *Increase of Information by Polarimetric Radar Systems*. Forschungsberichte aus dem Institut für Höchsthfrequenztechnik und Elektronik der Universität Karlsruhe, Band 25, 1999.
- [Sch01] Sabine Schmithuisen. Bildgebende Verfahren für multistatisches Bodenradar. Diplomarbeit, Institut für Höchsthfrequenztechnik und Elektronik der Universität Karlsruhe, 2001.

- [SD92] Alon Schatzberg und Anthony J Devaney. Super-resolution in diffraction tomography. *Inverse Problems*, 8(1):149–164, Februar 1992.
- [SFNF95] A. J. Sieber, J. Fortuny, G. Nesti und M. Fritzsche. Anti-Personnel Mine Detection by Using Polarimetric Microwave Imaging. *SPIE Proceedings*, 2496:14–19, 1995.
- [SG99] B. Sai und P. Van Genderen. On the design of the UWB front-end of GPR for landmine detection. In *5th International Conference on Radar Systems*, Brest, France, Mai 1999.
- [Sie00] A. J. Sieber. Needs for new tools in humanitarian demining. In *Proceedings of the Geoscience and Remote Sensing Symposium IGARSS 2000*, Honolulu, Hawaii, July 24–28 2000, Vol. 4, pp. 1628–1630.
- [Sim00] Miguel Garcia Simeo. Ground penetrating radar processing based on numerical modelling and field-like measurements. Diplomarbeit, Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik der Universität Karlsruhe, 2000.
- [Sko90] Merrill Skolnik, Hrsg. *Radar Handbook*. McGraw-Hill, 2. Auflage, 1990.
- [Sko01] Merrill L. Skolnik, Hrsg. *Introduction to RADAR systems*. McGraw-Hill International Editions, Electrical Engineering Series, 3. Auflage, 2001.
- [SL01] B. Sai und L. P. Ligthart. High resolution 3D imaging reconstruction based on multistatic UWB phase processing. In *Proceedings of the Int. Soc. Optical Engineering (SPIE)*, San Diego, California, USA, Juli 2001, Vol. 4491, pp. 68–78.
- [SL02] B. Sai und L. P. Ligthart. Detection and imaging of small buried 3-D non-metallic objects with multistatic phase-based GPR signatures. In *Proceedings of the Geoscience and Remote Sensing Symposium IGARSS'02*, Toronto, Canada, June 24–28 2002, Vol. 4, pp. 1988–1990.
- [SP00] G. S. Smith und L. E. R. Petersson. On the Use of Evanescent Electromagnetic Waves in the Detection and Identification of Objects Buried in Lossy Soil. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 48:1295–1300, September 2000.
- [Spa97] U. Spagnolini. Permittivity measurements of multilayered media with monostatic pulse radar. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 35(2):454–463, März 1997.
- [SPV98] B. Scheers, M. Piette und A. Vander Vorst. The Detection of AP Mines using UWB GPR. In *Proceedings of the Second International Conference on the Detection of Abandoned Land Mines*, Edinburgh, Scotland, UK, 1998, pp. 50–54. IEE Conf. Pub. No. 431.

- [Ste98] Catherine Steukers. *Etude de la faisabilité de la neutralisation de mines anti-char enterrées à l'aide de micro-ondes de forte puissance*. Dissertation, Facultes Universitaires Notre-Dame de la Paix, 1998.
- [Sto78] R. H. Stolt. Migration by Fourier transform. *Geophysics*, 43:23–48, 1978.
- [Tay01] S. Taylor. Implementation of a dispersive matched layer RBC within an FDTD framework, and its application to impulse GPR studies. In *Proceedings of the Eleventh International Conference on Antennas and Propagation, ICAP*, Manchester, UK, 2001, Vol. 2, pp. 646–650. IEE Conf. Publ. No. 480.
- [TBLdH01] A.G. Tjihuis, K. Belkebir, A.C.S. Litman und B.P. de Hon. Theoretical and computational aspects of 2-D inverse profiling. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 39(6):1316–1330, Juni 2001.
- [TJ94] Velimir Trifunović und Branka Jokanović. Review of Printed Marchand and Double Y Baluns: Characteristics and Application. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 42(8):1454–1462, August 1994.
- [TME⁺02] J. Tricket, I. Mason, H. Eybers, M. Meyering, F. Stevenson, D. Vogt, J. Hargreaves und R. Fynn. The application of borehole radar to South Africa's ultra-deep gold mining environment. In *8th Ground Penetrating Radar Conference*, Gold Coast, Australia, Mai 2002, pp. 676–681.
- [TN00] Daisuke Tajiri und Akira Noguchi. Three Dimensional Inverse Scattering Problem Related to Buried Acoustic Scatterers. *IEICE Transactions on Electronics*, E83-C(12):1875–1880, Dezember 2000.
- [Tra95] Anh H. Trang. Advanced mine detection radar. *SPIE Proceedings*, 2496:70–75, 1995.
- [UMF86] Fawwaz T. Ulaby, Richard K. Moore und Adrian K. Fung. *Microwave Remote Sensing: Active and Passive*, Vol. III: From Theory to Applications. Artech House, Inc., 1986.
- [USD98] U.S. Department of State, Bureau of Political-Military Affairs, Office of Humanitarian Demining Programs, Washington, DC. *Hidden Killers: The Global Landmine Crisis*, September 1998.
- [vdMG00] Andria van der Merwe und Inder J. Gupta. A Novel Signal Processing Technique for Clutter Reduction in GPR Measurements of Small, Shallow Land Mines. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 38(6):2627–2637, November 2000.
- [vH54] Arthur R. von Hippel, Hrsg. *Dielectric Materials and Applications*. Wiley, 1954.

- [vKS01] L. van Kempen und H. Sahli. Signal processing techniques for clutter parameters estimation and clutter removal in GPR data for landmine detection. In *Proc. of the 11th IEEE Workshop on Statistical Signal Processing*, Singapore, August 2001, pp. 158–161.
- [Wal01] Christian Waldschmidt. Loaded Antennas for Surface Penetrating Radar. Diplomarbeit, Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik der Universität Karlsruhe, 2001.
- [WB00] Paul D. Walker und Mark R. Bell. Subsurface Permittivity Estimation from Ground-Penetrating Radar Measurements. In *IEEE International Radar Conference: Radar 2000*, Washington, D.C., USA, Mai 2000, pp. 341–346.
- [WB01] Paul D. Walker und Mark R. Bell. Non-iterative GPR Imaging Through a Non-planar Air-ground Interface. In *Geoscience and Remote Sensing Symposium 2001*, 2001, Vol. 3, pp. 1527–1529.
- [Wei01] Harald Weinand. Entwurf und Aufbau einer Schaltmatrix für multistatische Radarmessungen. Diplomarbeit, Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik der Universität Karlsruhe, 2001.
- [Wey19] Hermann Weyl. Ausbreitung elektromagnetischer Wellen über einem ebenen Leiter. *Annalen der Physik*, 60:481–500, 1919.
- [Wie02] Werner Wiesbeck. Radar System Engineering. Skriptum zur Vorlesung, 2002.
- [WK91] Werner Wiesbeck und Daniel Kähny. Single Reference, Three Target Calibration and Error Correction for Monostatic, Polarimetric Free Space Measurements. *Proceedings of the IEEE*, 71(10):1551–1558, Oktober 1991.
- [Wol69] E. Wolf. Three-Dimensional Structure Determination of Semi-Transparent Objects from Holographic Data. *Optics Communications*, 1:153–156, 1969.
- [WR91] Werner Wiesbeck und Sebastian Riegger. A Complete Error Model for Free Space Polarimetric Measurements. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 39(8):1105–1111, August 1991.
- [YR01] Bo Yang und Carey Rappaport. Response of realistic soil for GPR applications with 2-D FDTD. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 39(6):1198–1205, Juni 2001.
- [ZLF00] Yi Zhan, Changhong Liang und Guangyou Fang. Development of a 3-D GPR Simulator Using the FDTD Method. In *Proc. of the 5th International Symposium on Antennas, Propagation and EM Theory, ISAPE 2000*, Beijing, China, August 2000, pp. 459–467.

- [ZSW97] Thomas Zwick, Klaus Schmitt und Werner Wiesbeck. Funkkommunikation durch Kraftfahrzeugscheiben. *ATZ Automobiltechnische Zeitschrift*, 99(4):220–226, April 1997.

A Anhang

A.1 Multistatische Antwortmatrix für regelmässiges 2-D Abtastraster

Die Positionen der Antennen innerhalb der Apertur sollen durch ein (rechteckiges) $N_x \times N_y$ -Raster $(x_1, y_1) \dots (x_{N_x}, y_{N_y})$ gegeben sein. Dann bezeichne u_{x_i, y_k, x_m, y_n}^s den Wert des Streufeldes der sich bei Positionierung der Sendeantenne bei (x_m, y_n) für eine Empfangsantenne bei (x_i, y_k) ergibt. Zur Weiterverarbeitung (siehe Abs. 6.6) werden die Daten, die sich aufgrund aller Positionsmöglichkeiten auf dem Raster ergeben, entsprechend folgendem Schema in die multistatische Antwortmatrix \mathbf{M} einsortiert:

$$\mathbf{M} = \begin{pmatrix} u_{x_1, y_1; x_1, y_1}^s & \cdots & u_{x_{N_x}, y_1; x_1, y_1}^s & u_{x_1, y_2; x_1, y_1}^s & \cdots & u_{x_{N_x}, y_{N_y}; x_1, y_1}^s \\ u_{x_1, y_1; x_2, y_1}^s & \cdots & u_{x_{N_x}, y_1; x_2, y_1}^s & u_{x_{N_x}, y_1; x_2, y_1}^s & \cdots & u_{x_{N_x}, y_{N_y}; x_2, y_1}^s \\ \vdots & & \vdots & \vdots & & \vdots \\ u_{x_1, y_1; x_{N_x}, y_1}^s & \cdots & u_{x_{N_x}, y_1; x_{N_x}, y_1}^s & u_{x_{N_x}, y_1; x_{N_x}, y_1}^s & \cdots & u_{x_{N_x}, y_{N_y}; x_{N_x}, y_1}^s \\ \vdots & & \vdots & \vdots & & \vdots \\ u_{x_1, y_1; x_{N_x}, y_{N_y}}^s & \cdots & u_{x_{N_x}, y_1; x_{N_x}, y_{N_y}}^s & u_{x_1, y_2; x_{N_x}, y_{N_y}}^s & \cdots & u_{x_{N_x}, y_{N_y}; x_{N_x}, y_{N_y}}^s \end{pmatrix} \quad (\text{A.1})$$

Zu beachten ist, dass \mathbf{M} die Größe $N_x \cdot N_y \times N_x \cdot N_y$ aufweist, da zwei Freiheitsgrade abgedeckt werden, nämlich Sende- und Empfangsposition. Jede Zeile entspricht bei festgehaltener Sendeantenne der Variation der Empfangsantenne in x - und y -Koordinate, während jede Spalte für eine festgehaltene Empfangsantenne die Sendeantenne variiert.

A.2 Ableitung der Wellengleichungen im inhomogenen Medium

Voraussetzung sei lineare, isotrope, ortslokale, zeitinvariante und passive Materie mit örtlich inhomogener Permittivität und Leitfähigkeit. Durch Umstellen von (4.1a) und Einsetzen von (4.2a) ergibt sich

$$\vec{E} = \frac{1}{j\omega\varepsilon} \left(\text{rot } \vec{H} - \vec{J}^i \right). \quad (\text{A.2})$$

(A.2) in (4.1b) und Multiplikation mit $j\omega$ führt zu

$$\text{rot} \left(\frac{1}{\varepsilon} \text{rot } \vec{H} - \frac{1}{\varepsilon} \vec{J}^i \right) = \omega^2 \mu_0 \vec{H}. \quad (\text{A.3})$$

Verwendet man die Identität

$$\text{rot}(a\vec{A}) = a \text{rot } \vec{A} + \text{grad } a \times \vec{A} \quad (\text{A.4})$$

mit $a = 1/\varepsilon$ und $\vec{A} = \text{rot } \vec{H}$ in (A.3), folgt

$$\frac{1}{\varepsilon} \text{rot rot } \vec{H} + \text{grad } \frac{1}{\varepsilon} \times \text{rot } \vec{H} - \text{rot } \frac{1}{\varepsilon} \vec{J}^i = \omega^2 \mu_0 \vec{H}. \quad (\text{A.5})$$

Multiplikation mit ε und Einsetzen von $\text{rot rot } \vec{H} = \text{grad div } \vec{H} - \Delta \vec{H}$ unter Beachtung von $\text{div } \vec{H} = 0$ ¹ ergibt nach Umstellen und Anwendung von

$$0 = \text{grad}(\varepsilon \frac{1}{\varepsilon}) = \varepsilon \text{grad}(\frac{1}{\varepsilon}) + \frac{1}{\varepsilon} \text{grad } \varepsilon \quad (\text{A.6})$$

schließlich die Wellengleichung (4.8b) für \vec{H} .

Stellt man (4.1b) unter Einsetzen von (4.2b) um, folgt

$$\vec{H} = \frac{-1}{j\omega\mu_0} \text{rot } \vec{E}. \quad (\text{A.7})$$

Einsetzen von (A.7) in (4.1a) resultiert schließlich in

$$(\Delta + \omega^2 \mu_0 \varepsilon) \vec{E} = \text{grad div } \vec{E} + j\omega\mu_0 \vec{J}^i. \quad (\text{A.8})$$

Ersetzt man $\text{div } \vec{E} = \text{div}(\vec{D}/\varepsilon)$, folgt unter Berücksichtigung der Identität

$$\text{div}(\frac{1}{\varepsilon} \vec{D}) = \frac{1}{\varepsilon} \text{div } \vec{D} + \vec{D} \cdot \text{grad } \frac{1}{\varepsilon} \quad (\text{A.9})$$

bei Anwendung von (4.1c)

$$(\Delta + \omega^2 \mu_0 \varepsilon) \vec{E} = \text{grad}(\frac{1}{\varepsilon} \rho + \varepsilon \vec{E} \cdot \text{grad } \frac{1}{\varepsilon}) + j\omega\mu_0 \vec{J}^i. \quad (\text{A.10})$$

Mit (A.6) und der Kontinuitätsgleichung (4.6) folgt die Wellengleichung (4.8a) für \vec{E} .

A.3 2-D Greensche Funktionen für zweischichtiges Hintergrundmedium

In 2-D lauten die zu (4.34) äquivalenten Beziehungen:

Quelle und Beobachtungspunkt in Medium 1, $z > z_H$, $z' > z_H$:

$$g_{11}^{S,P}(\vec{x}, \vec{x}') = \frac{-j}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{k_{1z}} \left(e^{-j(k_x(x-x') + k_{1z}|z-z'|)} + R_{21}^{S,P} e^{-j(k_x(x-x') + k_{1z}(z+z'-2z_H))} \right) dk_x, \quad (\text{A.11a})$$

¹Folgt aus (4.1d), (4.2b) und $\mu = \mu_0$

Quelle in Medium 1, Beobachtungspunkt in Medium 2, $z < z_H$, $z' > z_H$:

$$g_{21}^{S,P}(\vec{x}, \vec{x}') = \frac{-j}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{k_{1z}} T_{21}^{S,P} e^{-j(k_x(x-x') + k_{2z}(z_H - z) + k_{1z}(z' - z_H))} dk_x, \quad (\text{A.11b})$$

Quelle in Medium 2, Beobachtungspunkt in Medium 1, $z > z_H$, $z' < z_H$:

$$g_{12}^{S,P}(\vec{x}, \vec{x}') = \frac{-j}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{k_{2z}} T_{12}^{S,P} e^{-j(k_x(x-x') + k_{1z}(z - z_H) + k_{2z}(z_H - z'))} dk_x, \quad (\text{A.11c})$$

Quelle und Beobachtungspunkt in Medium 2, $z < z_H$, $z' < z_H$:

$$g_{22}^{S,P}(\vec{x}, \vec{x}') = \frac{-j}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{k_{2z}} \left(e^{-j(k_x(x-x') + k_{2z}|z-z'|)} - \right. \\ \left. + R_{12}^{S,P} e^{-j(k_x(x-x') + k_{2z}|-z-z'+2z_H|)} \right) dk_x, \quad (\text{A.11d})$$

Entsprechend der Vorgehensweise aus Abs. 4.3.3 ergibt sich unter Anwendung der Identität

$$H_0^{(2)}(k_i|\vec{x} - \vec{x}'|) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{k_{iz}} \left(e^{-j(k_x(x-x') + k_{iz}|z-z'|)} \right) dk_x, \quad i = 1,2 \quad (\text{A.12})$$

die Reihenentwicklung

$$g_{11}^{S,P}(\vec{x}, \vec{x}') = \frac{-j}{4} \left(H_0^{(2)}(k_1 r_0(\vec{x}, \vec{x}')) + \sum_{n=1}^N a_{11n} H_0^{(2)}(k_1 r_n(\vec{x}, \vec{x}')) \right), \quad (\text{A.13})$$

$$r_0(\vec{x}, \vec{x}') = \sqrt{(x-x')^2 + (z-z')^2}, \quad (\text{A.14})$$

$$r_n(\vec{x}, \vec{x}') = \sqrt{(x-x')^2 + (z+z' - 2z_H - j b_{11n})^2}. \quad (\text{A.15})$$

A.4 Implementierung der Generalized-Pencil-of-Function Methode in MATLAB[©]

```
%function [Bt, At]=gpof(f,t,M,L)
%MATLAB-function, written by Christian Fischer, 30 September 2002
%
%Approximates a given vector f using the Generalized-Pencil-of-Function Method:
%f_appr = sum(n=1,M) At_n * exp(Bt_n * t)
%
%vector with points of support: t=[0 .. t_max]
%approximation order is M,
%(optional) pencil parameter is L (default value is N/2)
```

```
%
%Reference:
%Yingbo Hua and Tapan K. Sarkar,
%Generalized Pencil-of-Function Method for Extracting Poles of an EM
%System from Its Transient Response,
%IEEE Trans. on Antennas and Propagation
%vol. 37, no. 2, 1989, pp. 229-234,
%
function [Bt, At]=gpof(f,t,M,L)

N=length(f);

if(t(1)~=0)
    disp('t-vector must start at 0!')
    return
end

if exist('L')==0
    L=round(N/2);
    disp(sprintf('Choosing default pencil parameter N/2=%d...',L));
end

if (M>=L)
    disp(sprintf('Requested order %d is larger than pencil parameter %d',M,L))
    M=L-1;
    disp(sprintf('Choosing new order %d...',M))
end

if (L>N-M)
    disp(sprintf('Number of support points too small for order %d',N))
    return
end

Y1=zeros(N-L,L);
for rw=0:N-L-1
    for cl=0:L-1
        Y1(rw+1,cl+1)=f(rw+cl+1);
    end
end

Y2=zeros(N-L,L);
for rw=1:N-L
    for cl=0:L-1
        Y2(rw,cl+1)=f(rw+cl+1);
    end
end

[U, D, V]=svd(Y1);
invD=pinv(D);
Z=invD*U'*Y2*V;
```



```

Z=Z(1:M,1:M);
zitemp=eig(Z);
zi=zitemp(1:M);

rankdef=sum(zitemp==0);
if(rankdef~=0)
    disp(sprintf('Order of approximation %d too high by %d (rank %d)', ...
        M,rankdef,M-rankdef))
end

dt=(t(2)-t(1));
Bt=log(zi)/dt;

Zmat=zeros(M,N);
for rw=1:M
    for cl=0:N-1
        Zmat(rw,cl+1)=zi(rw)^cl;
    end
end
At=(f*pinv(Zmat)).';

return

```

A.5 Herleitung der Beziehung (5.34)

Einsetzen der Spektraldarstellung der dyadischen Greenschen Funktion (4.60) in (5.31) ergibt für $z_{T,R} > z'$

$$\begin{aligned}
 \vec{E}^s(\vec{x}_R) &= -\frac{j\omega\mu_0 I l}{64\pi^4} \cdot \\
 &\cdot \iiint_{-\infty}^{\infty} O(\vec{x}') \iiint_{-\infty}^{\infty} e^{-j[k_x(x_R-x') + k_y(y_R-y') + k_z(k_x, k_y) \cdot (z_R-z')]} \cdot \\
 &\cdot \left[\frac{\mathbf{I}k_0^2 - \vec{k}\vec{k}}{k_0^2 k_z(k_x, k_y)} \right] e^{-j[k'_x(x_T-x') + k'_y(y_T-y') + k_z(k'_x, k'_y) \cdot (z_T-z')]} \cdot \\
 &\cdot \vec{p}_T \left[\frac{\mathbf{I}k_0^2 - \vec{k}\vec{k}}{k_0^2 k_z(k'_x, k'_y)} \right] dk'_x dk'_y dk_x dk_y d\vec{x}',
 \end{aligned} \tag{5.32}$$

$$k_z = k_z(k_x, k_y) = \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}. \tag{5.33}$$

Einsetzen der gemeinsamen Bewegung von Sender und Empfänger als $\vec{x}_R = \vec{x}_T + \vec{\Delta}_{RT}$ ergibt

$$\begin{aligned}
\vec{E}^s(\vec{x}_r) &= -\frac{j\omega\mu_0 Il}{64\pi^4} \iiint_{-\infty}^{\infty} O(\vec{x}') \cdot \\
&\cdot \iiint_{-\infty}^{\infty} e^{-j[(k_x+k'_x)(x_R-x')+(k_y+k'_y)(y_R-y')+(k_z(k_x,k_y)+k_z(k'_x,k'_y))(z_R-z')]} \cdot \\
&\cdot \left[\frac{\mathbf{I}k_0^2 - \vec{k}\vec{k}}{k_0^2 k_z(k_x, k_y)} \right] \cdot e^{-j[k'_x \Delta_{TRx} + k'_y \Delta_{TRy} + k'_z \Delta_{TRz}]} \vec{p}_T \left[\frac{\mathbf{I}k_0^2 - \vec{k}\vec{k}}{k_0^2 k_z(k'_x, k'_y)} \right] \\
&dk'_x dk'_y dk_x dk_y d\vec{x}',
\end{aligned} \tag{A.16}$$

Substituiert man $k''_x = k_x + k'_x$, $k''_y = k_y + k'_y$, $k''_z = k_z(k_x + k'_x, k_y + k'_y)$ und $k'_z = k_z(k''_x - k_x, k''_y - k_y)$ in (A.16), folgt:

$$\begin{aligned}
\vec{E}^s(\vec{x}_r) &= -\frac{j\omega\mu_0 Il}{64\pi^4} \iiint_{-\infty}^{\infty} O(\vec{x}') \cdot \\
&\cdot \iiint_{-\infty}^{\infty} e^{-j[k''_x(x_R-x') + k''_y(y_R-y') + (k_z(k_x, k_y) + k_z(k''_x - k_x, k''_y - k_y))(z_R - z')]} \cdot \\
&\cdot \left[\frac{\mathbf{I}k_0^2 - \vec{k}\vec{k}}{k_0^2 k_z(k_x, k_y)} \right] e^{-j[(k''_x - k_x)\Delta_{TRx} + (k''_y - k_y)\Delta_{TRy} + k_z(k''_x - k_x, k''_y - k_y)\Delta_{TRz}]} \cdot \\
&\cdot \vec{p}_T \left[\frac{\mathbf{I}k_0^2 - \vec{k}\vec{k}}{k_0^2 k_z(k''_x - k_x, k''_y - k_y)} \right] dk'_x dk'_y dk_x dk_y d\vec{x}'.
\end{aligned} \tag{A.17}$$

Wird das Empfangsfeld über die transversalen Richtungen fouriertransformiert und somit in ebene Wellen zerlegt, so kann diese Beziehung als Grundlage für tomographische Vorwärts- und Rückausbreitung verwendet werden. Man erhält mit (4.52b) die Darstellung

$$\vec{E}^s(\vec{x}_r) = \frac{1}{(2\pi)^2} \iint_{-\infty}^{\infty} \tilde{E}^s(k''_x, k''_y, z_R) e^{-j[k''_x x_R + k''_y y_R]} dk''_x dk''_y. \tag{A.18}$$

Ein Vergleich von (A.18) mit (A.17) liefert

$$\begin{aligned}
\tilde{E}^s(k''_x, k''_y, z_R) &= -\frac{j\omega\mu_0 Il}{16\pi^2} \iiint_{-\infty}^{\infty} O(\vec{x}') \cdot \\
&\cdot \iiint_{-\infty}^{\infty} e^{j[k''_x x' + k''_y y' - (k_z(k_x, k_y) + k_z(k''_x - k_x, k''_y - k_y))(z_R - z')]}. \\
&\cdot \left[\frac{\mathbf{I}k_0^2 - \vec{k}\vec{k}}{k_0^2 k_z(k_x, k_y)} \right] e^{-j[(k''_x - k_x)\Delta_{\text{TR}x} + (k''_y - k_y)\Delta_{\text{TR}y} + k_z(k''_x - k_x, k''_y - k_y)\Delta_{\text{TR}z}]} \cdot \\
&\cdot \vec{p}_T \left[\frac{\mathbf{I}k_0^2 - \vec{k}\vec{k}}{k_0^2 k_z(k''_x - k_x, k''_y - k_y)} \right] dk_x dk_y d\vec{x}'.
\end{aligned} \tag{A.19}$$

In [HJ00] wird das Doppelintegral über die Spektralkomponenten k_x, k_y durch folgende Approximation mit Hilfe der *Method of Stationary Phase* gelöst:

$$\begin{aligned}
\tilde{P}(k''_x, k''_y, z') &= \iint_{-\infty}^{\infty} \tilde{A}(k_x, k_y) e^{j[k_z(k_x, k_y) + k_z(k''_x - k_x, k''_y - k_y)]z'} dk_x dk_y \approx \\
&\approx \frac{-j\pi}{k_0 z'} \tilde{A} \left(\frac{1}{2}k''_x, \frac{1}{2}k''_y \right) k_z^2 \left(\frac{1}{2}k''_x, \frac{1}{2}k''_y \right) \cdot \\
&\cdot e^{2jk_z(\frac{1}{2}k''_x, \frac{1}{2}k''_y)z'}.
\end{aligned} \tag{A.20}$$

Gleichung (A.20) wurde unter der Annahme $z' \rightarrow -\infty$ abgeleitet und gilt daher umso besser, je weiter die Objekte vom Radar entfernt sind, d.h., je größer $z_{t,r} - z'$. Setzt man (A.20) in (A.18) ein, ergibt sich

$$\begin{aligned}
\tilde{E}^s(k''_x, k''_y, z_R) &= \frac{\omega\mu_0 Il}{16\pi k_0} \iiint_{-\infty}^{\infty} \frac{O(\vec{x}')}{z'} e^{j[k''_x x' + k''_y y' - 2k_z(k''_x/2, k''_y/2)z_R]} \cdot \\
&\cdot \left[\frac{\mathbf{I}k_0^2 - \vec{k}\vec{k}}{k_0^2 k_z(k''_x/2, k''_y/2)} \right] e^{-j[k''_x \Delta_{\text{TR}x}/2 + k''_y \Delta_{\text{TR}y}/2 + k_z(k''_x/2, k''_y/2)\Delta_{\text{TR}z}]} \cdot \\
&\cdot k_z^2 \left(\frac{1}{2}k''_x, \frac{1}{2}k''_y \right) e^{2j(k_z(k''_x/2, k''_y/2)z')} \cdot \\
&\cdot \vec{p}_T \left[\frac{\mathbf{I}k_0^2 - \vec{k}\vec{k}}{k_0^2 k_z(k''_x/2, k''_y/2)} \right] d\vec{x}'.
\end{aligned} \tag{A.21}$$

Transformiert man auch die modifizierte Kontrastfunktion $O(\vec{x}')/z'$ in den Spektralbereich²

$$\tilde{O}(k_x, k_y, k_z) = \iiint_{-\infty}^{\infty} O(\vec{x}')/z' e^{j[k_x x' + k_y y' + 2(k_z(k_x/2, k_y/2)z')] } d\vec{x}', \tag{A.22}$$

²Die zweigestrichenen Wellenzahlkomponenten werden ab sofort wieder ungestrichen bezeichnet, d.h., $\vec{k}'' \rightarrow \vec{k}$.

erhält man den Zusammenhang zwischen dem Spektrum $\vec{E}^s(k_x, k_y, z_R)$ des gemessenen Feldes und dem Spektrum $\tilde{O}(k_x, k_y, k_z)$ der modifizierten Kontrastfunktion:

$$\begin{aligned}
 \vec{E}^s(k_x, k_y, z_R) &= \frac{\omega\mu_0 Il}{16\pi k_0} e^{-j[k_x\Delta_{\text{TR}x}/2+k_y\Delta_{\text{TR}y}/2+k_z(k_x/2,k_y/2)\Delta_{\text{TR}z}]} \cdot \\
 &\cdot e^{-2jk_z(k_x/2,k_y/2)z_R} \left[\frac{\mathbf{I}k_0^2 - \vec{k}\vec{k}}{k_0^2 k_z(k_x/2, k_y/2)} \right] \cdot \\
 &\cdot \vec{p}_T \left[\frac{\mathbf{I}k_0^2 - \vec{k}\vec{k}}{k_0^2 k_z(k_x/2, k_y/2)} \right] \cdot \\
 &\cdot (4k_0^2 - k_x^2 - k_y^2) \tilde{O}(k_x, k_y, \sqrt{4k_0^2 - k_x^2 - k_y^2}).
 \end{aligned} \tag{5.34}$$

Für die Herleitung von 5.35 (zweischichtiges Medium) wird in der Approximationsformel (A.20) k_z durch k_{2z} in allen von z' abhängigen Phasentermen ersetzt.

A.6 Tomographische Beziehung für multistatische Anordnung

Da die Positionen x_T und x_R bzw. y_T und y_R in multistatischer Anordnung nicht über einen Offset gekoppelt werden können, muss die Transformation (A.18) über die transversalen Wellenzahlen k_{Rx} , k_{Ry} (Ortsfrequenzraum der Empfangsantenne) bzw. k_{Tx} , k_{Ty} (Ortsfrequenzraum der Sendeantenne) getrennt erfolgen. Es ergibt sich

$$\begin{aligned}
 \vec{E}^s(k_{Rx}, k_{Ry}, k_{Tx}, k_{Ty}) &= -\frac{j\omega\mu_0 Il}{16\pi^2} \iiint_{-\infty}^{\infty} O(\vec{x}') \cdot \\
 &\cdot e^{j[(k_{Rx}+k_{Tx})x' + (k_{Ry}+k_{Ty})y' + (k_z(k_{Rx}, k_{Ry}) + k_z(k_{Tx}, k_{Ty}))z']} \cdot \\
 &\cdot \left[\frac{\mathbf{I}k_0^2 - \vec{k}\vec{k}}{k_0^2 k_z(k_{Rx}, k_{Ry})} \right] e^{-j[k_z(k_{Rx}, k_{Ry})z_R + k_z(k_{Tx}, k_{Ty})z_T]} \cdot \\
 &\cdot \vec{p}_T \left[\frac{\mathbf{I}k_0^2 - \vec{k}\vec{k}}{k_0^2 k_z(k_{Tx}, k_{Ty})} \right] d\vec{x}'.
 \end{aligned} \tag{A.23}$$

A.7 Informationen zu den am IHE vermessenen Minen



(a) PMN-Mine.



(b) PRB M-35 Mine.

Bild A.1: Fotos der am IHE vermessenen Minen.

	PMN	PRB M-35
Allgemein:		
Typ	Antipersonenmine	Antipersonenmine
Verletzungswirkung	Druck	Druck
Land der Herstellung	Sowjetunion, Irak	Belgien
Eigenschaften:		
Form	zylindrisch	zylindrisch
Höhe (mm)	56	58 (mit Zünder)
Durchmesser (mm)	112	64
Gewicht (kg)	0,600	0,158
Minengehäuse:		
Material	Bakelitmantel mit Gummi- abdeckung	Plastik
Farbe	braun-schwarz oder grün	grün
Zünder:		
Typ	vorgespannter Schlag- bolzen mit verzögerter Aktivierung	Zweifach-Schlagzünder
Auslösegewicht (kg)	8–25	8–14
Sprengstoff:		
Hauptladung	TNT	TNT
Gewicht (kg)	0,240	0,100

Tabelle A.1: Daten der am IHE vermessenen Minen.

Lebenslauf

Persönliche Daten:

Name: Christian Fischer
Geburtsdatum: 11. November 1970
Geburtsort: Karlsruhe
Familienstand: ledig

Schulausbildung:

1977 – 1981 Grundschule Anne-Frank, Waldbronn
1981 – 1990 Gymnasium Karlsbad

Wehrdienst:

1990 – 1991 Grundwehrdienst beim Panzerartilleriebataillon 305 in Donauwörth

Studium und Berufsweg:

1991 – 1997 Studium der Elektrotechnik an der Universität Karlsruhe, Schwerpunkt „Hochfrequenztechnik“
November 1997 Diplom in Elektrotechnik an der Universität Karlsruhe
1997 – heute Wissenschaftlicher Angestellter am Institut für Höchstfrequenztechnik und Elektronik (IHE) der Universität Karlsruhe
Mitarbeit in Forschung und Lehre
Arbeitsgebiete: Radarsystemtechnik und Radarmesstechnik, Inversprobleme, Numerische Feldtheorie, Breitbandantennen, Streifenleitungsschaltungen, Wellenausbreitung