

Die Beeinflussung der Meßabweichung von Feldsonden und Stromzangen durch reale Umgebungsbedingungen

Vom Promotionsausschuß der
Technischen Universität Hamburg-Harburg
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor-Ingenieur
genehmigte Dissertation

von Dipl.-Ing. Georg Monien
aus Dortmund / Nordrhein Westfalen

2003

1. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. H. Singer
2. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. J.L. ter Haseborg
3. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. J. Glimm

Tag der mündlichen Prüfung: 8. November 2002

© Georg Monien - Bremen 2003 - email: monien@ieee.org

Die Rechte zur Vervielfältigung in Form von Mikrofilm liegen bei der Bibliothek der Technischen Universität Hamburg-Harburg. Es ist erlaubt die vorliegende Arbeit in vollständiger und ungekürzter Fassung in Form von Fotokopien oder als elektronische PDF-Datei zu kopieren und weiterzugeben. Eine elektronische Version kann über den Autor oder die Bibliothek der Technischen Universität Hamburg-Harburg bezogen werden.

Alle weiteren Rechte, auch das des auszugsweisen Nachdrucks, der auszugsweisen Wiedergabe und der Übersetzung, vorbehalten.

Vorwort

Die vorliegende Arbeit entstand während meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter im Arbeitsbereich Theoretische Elektrotechnik an der Technischen Universität Hamburg Harburg. Meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr. H. Singer, danke ich sehr herzlich für die Betreuung der Arbeit, sein fortwährendes Interesse an dem Thema und seine unerschöpfliche Geduld, die mir die Fertigstellung meiner Dissertation erlaubte.

Für die Übernahme der Gutachtertätigkeit bedanke ich mich bei Herrn Prof. Dr.-Ing. J.L. ter Haseborg und Prof. Dr.-Ing. J. Glimm, sowie bei Herrn Prof. Dr.-Ing. F. Mayer-Lindenberg für die Leitung der Prüfungskommission.

Wesentliche Ergebnisse gehen auf das Forschungsprojekt "Feldverzerrung durch Sonden" der Deutschen Forschungsgemeinschaft zurück. Der DFG möchte ich an dieser Stelle für die Ermöglichung dieser Arbeit danken. Ebenso möchte ich meinem jetzigen Arbeitgeber danken, der den Abschluß dieser Dissertation auch durch die Nutzung meines Arbeitsplatzes unterstützte.

Dank geht auch an alle Kollegen und Kolleginnen für ihre Hilfe, Unterstützung und die zahlreichen Diskussionen über Feld- und Stromsonden. Besonders möchte ich an dieser Stelle Frau Dr. A. Gille aus dem Arbeitsbereich Meßtechnik/EMV erwähnen. Ebenso danke ich Herrn Dr. H.-D. Brüns für die Anleitung und viele Hilfe mit dem hier verwendeten Programmpaket CONCEPT.

Den größten Dank schulde ich meiner Familie - insbesondere meiner Frau und meinen Kindern, die es über mehrere Jahre auch nach meiner Tätigkeit an der TU Hamburg-Harburg akzeptiert und mitgetragen haben, daß ich einen großen Teil meiner und unserer Freizeit für die Fertigstellung dieser Arbeit aufgewendet habe.

Bremen, den 18. März 2003

Georg Monien

Übersicht

Die Messung elektromagnetischer Felder und hochfrequenter Leitungsströme wird durch eine Vielzahl unterschiedlicher Faktoren beeinflusst und kann zu einer Meßabweichung führen, die in Form einer Meßunsicherheit nach DIN 1319 Teil des Meßergebnisses ist. Die Größe der Meßabweichung wird wesentlich von der Art der Antenne bzw. Feldsonde bestimmt, das heißt, von ihrer Form und vom Verhältnis ihrer Größe zur Wellenlänge. Weiterhin ist der Grad der Feldinhomogenität und der Abstand zu möglichen Streukörpern von Bedeutung.

Systematische Untersuchungen über mögliche Meßabweichungen sind meßtechnisch wie auch analytisch nur schwer durchzuführen und erst in neuerer Zeit auf der Basis numerischer Methoden einer Analyse zugänglich. Im Rahmen dieser Arbeit werden Feldsonden und Stromzangen mit Hilfe der Momentenmethode numerisch modelliert. Es wird ihr Verhalten in einem Frequenzbereich von einigen kHz bis in den Bereich mehrerer GHz untersucht. Die resultierende Meßabweichung wie auch die Rückwirkung auf die Meßumgebung werden dabei in Abhängigkeit vom Sondentyp, der Feldanregung und benachbarter Streustrukturen bestimmt.

Es werden Kennwerte für Feldsonden und Stromzangen erarbeitet, mit denen es möglich ist, quantitative Aussagen über die Meßabweichung zu machen.

Inhalt

1	Einleitung	1
1.1	Stand der Technik	2
1.2	Inhaltsübersicht	5
2	Meßsysteme für elektromagnetische Felder und hochfrequente Leitungsströme	7
2.1	Komponenten eines Meßsystems	7
2.2	Kennwerte eines Meßsystems	9
2.3	Meßabweichung und Rückwirkung der Meßsysteme	12
3	Problemansatz	15
3.1	Numerische Werkzeuge zur Untersuchung elektrodynamischer Strahlungsvorgänge	15
3.1.1	Die Momentenmethode	16
3.1.2	Numerische Grenzen der Momentenmethode	20
3.1.3	Verifizierung von Simulationsergebnissen	21
3.2	Beurteilungskriterien zur Untersuchung von Feld- und Stromsonden	22
4	Feldsonden zur Messung der elektrischen Feldstärke	26
4.1	Wirkungsweise von Sonden zur Messung elektrischer Felder	26
4.1.1	Ersatzschaltbild elektrisch kleiner Sonden	26
4.1.2	Analytische Berechnung der Strombelegung	29
4.2	Modellierte Sondentypen	31
4.2.1	Grundformen	31
4.2.2	Isotrope Sondentypen	32

4.2.3	Erhöhung der nutzbaren Bandbreite	34
4.3	Sondereigenschaften im Freiraum bei Anregung durch eine homogene, ebene Welle	36
4.3.1	Effektive Antennenhöhe h_e	36
4.3.2	Antenneneingangsimpedanz Z_A	43
4.4	Sondenverhalten bei Bestimmung inhomogener Feldverteilungen	46
4.4.1	Verkoppelung mit passiven und aktiven Umgebungsstrukturen	46
4.4.2	Einfluß der Feldinhomogenität	64
4.5	Verhalten isotroper Sondentypen	69
4.5.1	Anisotropie	70
4.5.2	Sondenrumpf im Verhältnis zur Sensorgröße	73
4.6	Zusammenfassung	75
5	Feldsonden zur Messung der magnetischen Feldstärke	77
5.1	Wirkungsweise von Schleifensonden	78
5.1.1	Ersatzschaltbild elektrisch kleiner Schleifen	78
5.1.2	Analytische Berechnung der Schleifenstrombelegung	80
5.2	Modellierte Sondentypen	84
5.2.1	Grundformen zur Messung einer einzelnen Ortskomponente	85
5.2.2	Isotrope Sondentypen	88
5.2.3	Modellierung koaxialer Schleifensonden	88
5.3	Sondereigenschaften im Freiraum bei Anregung durch eine homogene, ebene Welle	91
5.3.1	Signaldämpfung ξ gegenüber Einflüssen des elektrischen Feldes	92
5.3.2	Die Signaldämpfung ξ unterschiedlicher Schleifentypen	93
5.3.3	Einflüsse konstruktiver Parameter auf ξ	97
5.4	Sondenverhalten bei Bestimmung inhomogener Feldverteilungen	100
5.4.1	Einfluß der Feldwellenimpedanz auf die Meßabweichung	100
5.4.2	Örtliches Auflösungsvermögen in Abhängigkeit von der Feldinhomogenität	104
5.4.3	Einfluß der Koppelimpedanz zu benachbarten Strukturen	104
5.5	Verhalten isotroper Schleifensonden	107
5.5.1	Einfluß des Sondenrumpfes	107

5.5.2	Anisotropie	109
5.5.3	Feldinhomogenität	110
5.6	Zusammenfassung	112
6	Stromzangen zur Messung hochfrequenter Leitungsströme	114
6.1	Wirkungsweise von Stromzangen	115
6.1.1	Ersatzschaltbild bei niedrigen Frequenzen	115
6.1.2	Kenngößen einer Stromzange	117
6.2	Modellierte Zangentypen	119
6.3	Anregung mit einem konstanten Strom	122
6.3.1	Einfluß des Kernmaterials auf die Transferimpedanz	122
6.3.2	Geometrische Parameter der Zange	125
6.3.3	Beeinflussung durch das umgebende elektrische Feld	125
6.4	Bestimmung einer variablen Stromamplitude	127
6.4.1	Anregungsmodelle	128
6.4.2	Vergleich der Meßabweichung	129
6.4.3	Rückwirkung auf den Originalstrom	132
6.5	Optimierungsansätze	138
6.6	Zusammenfassung	139
7	Praktische Beispiele	141
7.1	Abstrahlende Leiterschleife	141
7.2	Kabelbündel über Grund	143
7.3	Schirmdämpfung eines Gehäuses	145
7.4	Bestimmung von Gleich- und Gegentaktanteil einer Doppelleitung	147
8	Verifizierung ausgewählter Simulationsergebnisse	149
8.1	Messungen mit Feldsonden	149
8.2	Messungen mit Stromzangen	153
9	Schlußbetrachtung und Ausblick	158

Anhang	162
A.1 Vier-Pol-Ersatzschaltbild verkoppelter Antennen	162
A.2 Reziprozitätsgesetz	164
A.3 Bestimmung der Materialparameter	166
Liste der verwendeten Symbole	167
Literaturverzeichnis	170
Lebenslauf	177

Kapitel 1

Einleitung

Im Laufe der vergangenen Jahre ist die Belastung unserer Umwelt durch elektromagnetische Felder mehr und mehr als ein ernst zu nehmendes Problem in die Schlagzeilen geraten. Bis zur Einführung des "EMV-Gesetzes" war das Thema der elektromagnetischen Verträglichkeit (EMV) von elektrotechnischen Systemen auf Bereiche der Militär-, Raumfahrt- oder Funktechnik beschränkt. Durch die fortschreitende technische Entwicklung griff diese Problematik auch auf wichtige Bereiche des täglichen Lebens über. Dazu zählen die Telekommunikation, Regel- und Steuertechnik oder Mikroelektronik. Die Ursachen für elektromagnetische Unverträglichkeiten sind in den komplexer werdenden elektrischen Systemen zu suchen, bei denen empfindlichere Bauelemente (mit geringeren Betriebsspannungen und -strömen) bei einer größeren Packungsdichte in immer höheren Frequenzbereichen verwendet werden.

Bei der Systementwicklung und der Inbetriebnahme elektrotechnischer Geräte ist daher der Nachweis der EMV erforderlich. Häufige Ursache von Störungen sind Feldemissionen oder Leitungsströme, die mit Antennen oder Stromzangen erfaßt werden. Auch in einer Vielzahl anderer Bereiche (z.B. dem Personenschutz und der Prozeßkontrolle) ist die Bestimmung der elektromagnetischen Feldstärken und Ströme eine der wesentlichen Aufgaben.

Zur Messung elektrischer bzw. magnetischer Felder werden in der Regel Antennen verwendet, die auf der Einkoppelung des elektromagnetischen Feldes in eine metallische Struktur beruhen. Dabei wird vorausgesetzt, daß sich die Meßantenne oder die Feldsonde in einem räumlich homogenen Feldvolumen befindet. Häufig ist jedoch die Messung gerade inhomogener Feldverteilungen von besonderem Interesse, um beispielsweise Emissionsquellen zu lokalisieren oder Feldverzerrungen nahe von Streukörpern zu bestimmen. Die mögliche Meßabweichung wird dabei von unterschiedlichen Faktoren geprägt: sie hängt von der Sensorform und der Sensorgröße im Vergleich zur Wellenlänge ab. Weiterhin beeinflußt die umgebende Feldverteilung das Meßergebnis. Bei den Messungen in der Nachbarschaft von Streukörpern sind der Abstand zum Sensor, der Krümmungsradius des störenden Objektes und die Materialeigenschaften des

Störers ausschlaggebend für die Meßabweichung und die Rückwirkung der Sonde auf die Meßumgebung.

Bei der Messung hochfrequenter Leitungsströme werden im allgemeinen Stromzangen benutzt, die auf der induktiven Auskoppelung des Meßsignals aus dem stromführenden Leiter beruhen. Über die Meßabweichung dieser Meßmittel ist bisher sehr wenig bekannt. Aufgrund der starken Verkoppelung der Zange zum Meßleiter ist die Rückwirkung auf den zu messenden Strom von besonderem Interesse.

Im Zuge der ständig steigenden Ansprüche an die Sicherheit und damit an die Qualität technischer Systeme werden durch die DIN 1319 Teil 3 ("Grundlagen der Meßtechnik, Begriffe für die Meßunsicherheit und für die Beurteilung von Meßgeräten und Meßeinrichtungen") [65] genaue Vorgaben über die Ausgabe und Interpretation von Meßergebnissen gemacht. Von Bedeutung ist dabei neben dem resultierenden Meßwert auch die Angabe einer Meßunsicherheit. Weder werden von den Sondenherstellern dazu Angaben gemacht, noch sind darüber detaillierte Untersuchungen durchgeführt worden. Diese Lücke soll durch die vorliegende Arbeit geschlossen werden, indem die Meßabweichung und eine damit verbundene Meßunsicherheit in Abhängigkeit möglicher Einflußfaktoren analysiert werden.

1.1 Stand der Technik

Seit jeher kommt im Bereich der Meßtechnik dem Design und der Entwicklung von optimierten Meßaufnehmern ein besonderes Gewicht zu. Zu Feldsonden als einer speziellen Klasse der Empfangsantennen wurden schon in den dreißiger Jahren erste Messungen und Untersuchungen durchgeführt. Wesentliche Fortschritte im Bereich der Antennenentwicklung gab es während des Zweiten Weltkriegs, die daraus resultierenden Ergebnisse sind bei Silver [2], Collin/Zucker [15], King [4] und Schelkunoff [3] zu finden. Für grundlegende Artikel zur Messung elektromagnetischer Felder durch Antennen und Sonden sei auf Dyson [20], Kanda [53], [60], Baum [36] und Bassen/Smith [28] verwiesen. Eine Übersicht über den Stand der Sondenentwicklung gibt der PTB-Bericht zu Feldsonden von 1992 [46], der auch heute noch die wesentlichen Schwerpunkte dieses Themengebietes widerspiegelt.

Im folgenden werden die Eigenschaften von Feldsonden und Stromsonden basierend auf der Wechselwirkung mit metallischen Strukturen untersucht. Alternative Sensoren, die auf elektro- oder magnetooptischen Wirkungsprinzipien beruhen [59], [69], [76], weisen grundsätzlich andere Koppelmechanismen zur Umgebung auf und sind deswegen nicht Thema dieser Arbeit.

Der Einfluß der unterschiedlichen Komponenten eines Feld- bzw. Strom-Meßsystems auf die resultierende Meßabweichung war in der Vergangenheit mehr qualitativ als quantitativ bekannt. In erster Linie verursachten metallische Kabel, Leitungen, auch Stative, Gehäuse und Steck-

verbinder unerwünschte Feldverzerrungen und eine Verfälschung der Meßergebnisse. Weiterhin führte der Übergang von den Fußpunktklemmen einer Empfangsantenne auf eine unsymmetrische Meßleitung zu störenden Kabelmantelströmen. Schon in den siebziger Jahren wurde deswegen nach alternativen Wegen gesucht, das Signal vom Sensor zur weiteren Auswertungseinheit zu übertragen. So nennt Crawford [21] für metallische Sondenstrukturen die zwei immer noch üblichen Methoden:

1. Einerseits wird eine nicht metallische hochohmige Ableitung eines resistiven Materials verwendet, über die das Gleichspannungssignal eines Detektorelements (Diode oder FET) übertragen wird. Diese Art der Signalübertragung ist heute bei einer Vielzahl von kommerziell erhältlichen Feldsonden implementiert. Das Verfahren hat die Nachteile, keine frequenzselektiven Messungen und zudem nur Amplitudenmessungen (ohne Phaseninformation) der Feldwerte zu ermöglichen. Neuere Ansätze [80] erlauben durch mehrfache Messung der Feldkomponenten in verschiedenen Richtungen eine nachträgliche Berechnung der Phaseninformation und dadurch eine eindeutige Bestimmung aller Feldvektoren.
2. Im Gegensatz dazu gibt es Feldsonden, bei der auch die Phaseninformation übertragen wird, indem das Meßsignal nach der Detektion verstärkt und über eine optische Übertragungsstrecke durch ein Glasfaserkabel zur weiteren Auswertung übertragen wird. Je nach Ausführung des Feldstärkemeßsystems ist hier auch eine frequenzselektive Messung möglich, wie beispielsweise bei den Systemen der PTB [68], von Pfaff [42] oder Nedtwig/terHaseborg [40].

Neben der Entwicklung einer möglichst rückwirkungsfreien Signalübertragung steht die Erhöhung der nutzbaren Bandbreite der Sonden häufig im Vordergrund des Sensordesigns. Für breitbandige Messungen ist das resonante Verhalten metallischer Dipole wenig geeignet. King und Wu haben Optimierungsansätze zur Bandbreitenerhöhung vorgestellt, die durch konische Sensorformen [30] oder durch eine resistive Beschichtung der Sensorstruktur erzielt werden können [11]. Auf der Basis dieser Arbeiten sind zahlreiche Sondenentwicklungen realisiert worden [22], [38], [46], [58]. Bei magnetischen Schleifensonden kann eine Erhöhung der Bandbreite durch eine doppelte Belastung erreicht werden [9], [29], [31]. In neuerer Zeit kann bei aktiver Beschaltung der Sensoren nicht nur das Problem der Signableitung behoben, sondern mit dem richtigen Schaltungsdesign auch eine Verbesserung hinsichtlich Empfindlichkeit, Dynamik und der nutzbaren Bandbreite erzielt werden [47].

Eine Vielzahl von Sondenentwicklungen verfolgt eine gezielte Optimierung des Sensors bezüglich nur einer einzelnen Meßaufgabe. Im Rahmen des Personenschutzes werden Feldsonden in Form eines HF-Dosimeters den gültigen Grenzwerten angepaßt [83]. Bei Messungen von transienten Feldern im Zeitbereich werden passive Sonden verwendet, die neben einer linearen Amplituden-

auch eine lineare Phasencharakteristik aufweisen [46], [64], [73], wesentliche Arbeiten gehen dabei auf Baum [23], [36] zurück. Im Bereich der Hochspannungstechnik ist von Pfaff [42] eine potentialfreie Kugelsonde entwickelt worden, die eine minimale Rückstreuung gewährleistet, um die Gefahr von Überschlügen zu benachbarten Strukturen zu verringern. Bei den Messungen des Durchschlagverhaltens von SF₆-Stoßspannungsanlagen werden in den Meßaufbau integrierte Sensoren verwendet [32], [33],[37]. Die Bestimmung von Emissionsquellen bei der Schirmdämpfungskontrolle oder beim Leiterplattendesign erfolgt mit Schnüffelsonden [63], die jedoch im allgemeinen keine verlässliche Angabe über den exakten Feldwert machen können. Für eine korrekte Bestimmung der Feldwerte im Nahfeld von Leiterplatten existieren Scaneinrichtungen, die durch eine miniaturisierte Schleifensonde die magnetischen Feldkomponenten über der Platine ermitteln und daraus numerisch die Quellverteilung bestimmen [67], [46].

Im Gegensatz zu den vorgenannten Problemen bei der Signalübertragung, der nutzbaren Bandbreite, der Empfindlichkeit und der Dynamik ist die Frage der unbekanntenen Meßabweichung und der damit verbundenen Meßunsicherheit bisher eher stiefmütterlich behandelt worden. Wirklich quantitative Untersuchungen zu diesem Thema sind bisher wenig veröffentlicht worden. Dies liegt an zwei Gründen: Zum einen geht eine Sondenoptimierung hinsichtlich einer geringeren Meßabweichung immer zu Lasten anderer Parameter. Durch eine Miniaturisierung der einzelnen Sensorelemente wird nicht nur die Meßabweichung und die Rückwirkung auf die Umgebung sondern auch die Empfindlichkeit der Feldsonde deutlich reduziert. Zum anderen ist die gezielte Untersuchung der Meßabweichung meßtechnisch oder analytisch nur schwer möglich.

Quasianalytische Untersuchungen von Meßabweichungen sind bei Smith [24] für den Spezialfall eines Meßdipols bei Annäherung an eine leitende Spiegelebene zu finden. Ebenso gibt Pfaff [42] bei der Entwicklung der Kugelsonde im Bereich der Hochspannungstechnik eine numerische Analyse möglicher Meßabweichungen für zwei spezielle Feldanregungen an. Die Meßabweichung kommerzieller SONDENSYSTEME ist seitens der PTB bei der Kalibrierung dieser Sonden im homogenen Feld beobachtet und in einer Reihe von Veröffentlichungen beschrieben worden [41], [57].

Alle genannten Untersuchungen beschränken sich auf bestimmte Aspekte, einen einzelnen Sondentyp oder eine festgelegte Feldanregung. Eine umfassendere Untersuchung ist anzustreben, die aufgrund der Komplexität der verschiedenen SONDENAUSFÜHRUNGEN wie auch der Vielfalt möglicher Umgebungseinflüsse weder auf meßtechnischem noch analytischem Wege erfolgen kann. Hier sind numerische Methoden vorzuziehen, da sie sich besonders in der letzten Dekade mit der Verfügbarkeit leistungsfähigerer Rechner zu einem anerkannten Werkzeug entwickeln. Numerische Untersuchungen von Antenneneigenschaften sind bereits vielfach veröffentlicht worden, wobei i.d.R. die Optimierung der Antenneneigenschaften wie Gewinn und Strahlungsdiagramm im Vordergrund stehen. Einzig die Arbeiten von Singer et al. [46], [51], [70], [71], [72], [75] und Zhang/Ye [62] setzen sich mit dem Thema der Meßabweichung direkt ausein-

ander. Darauf aufbauend ist auch Tudziers [78] zu nennen. Aufgrund des Umfangs dieser Thematik erfolgte bisher jedoch keine umfassende Bewertung der Fragen nach Meßabweichung und Meßunsicherheit.

Bei der Untersuchung der Meßabweichung und der Rückwirkung auf die Meßumgebung liegt der Schwerpunkt auf den feldtheoretischen Einflüssen auf das Meßergebnis. Ein Programm zur Simulation elektromagnetischer Felder und Koppelvorgänge, basierend auf der Momentenmethode, ermöglicht die numerische Simulation auch komplexer Umgebungsstrukturen mit den zu untersuchenden Feld- und Stromsonden. Mögliche Meßabweichungen, die durch die Auswertelektronik etc. verursacht werden, sind nicht Gegenstand der Arbeit.

1.2 Inhaltsübersicht

Meßsysteme zur Ermittlung elektromagnetischer Felder oder hochfrequenter Leitungsströme sind aus mehreren Einzelkomponenten zusammengesetzt, die insgesamt die Qualität der Meßergebnisse bestimmen. Im zweiten Kapitel wird auf den grundsätzlichen Aufbau dieser Systeme eingegangen. Sie werden durch typische Kennwerte wie Bandbreite, Dynamik, Empfindlichkeit und Meßabweichung charakterisiert. Die unterschiedlichen Einflußfaktoren auf das Meßergebnis werden zunächst qualitativ unterschieden, um deutlich zu machen, welche von ihnen im folgenden mit Hilfe der numerischen Feldsimulation untersucht werden. Insbesondere wird in diesem Kapitel auf grundlegende Begriffe der Meßtechnik eingegangen, wie sie durch die DIN 1319 definiert werden.

Die Untersuchung der Meßabweichung kann auf unterschiedliche Weise erfolgen, wie dies im dritten Kapitel dargestellt wird. Analytische Rechnungen sind aufwendig und erlauben eine Analyse nur spezieller Strukturen. In der vorliegenden Arbeit wird über die numerische Feldsimulation die notwendige Flexibilität in der Beschreibung der zu untersuchenden Strukturen erreicht. Nur in kurzer Form soll auf den theoretischen Hintergrund des verwendeten Programmpakets eingegangen werden, ebenso auf praktische Aspekte, die bei der numerischen Simulation zu beachten sind. Abschließend wird in diesem Abschnitt auf die Beurteilungskriterien (Meßabweichung, Feldverzerrung, Rückwirkung etc.) eingegangen, die zu einer Bewertung der verschiedenen Sondentypen in den unterschiedlichen Umgebungsbedingungen verwendet wurden.

In den darauf folgenden beiden Kapiteln werden nacheinander die Eigenschaften elektrischer und magnetischer Feldsonden untersucht. Die Vorgehensweise ist in beiden Fällen identisch: Nach der Schilderung des Wirkungsprinzips und dem daraus resultierenden Ersatzschaltbild wird das Verhalten zunächst im homogenen Feld des Freiraums beschrieben. Dies führt zum Antennenfaktor als Transferfunktion der Sonde und dem Verlauf der Eingangsimpedanz. Es

können bereits unter diesen idealen Bedingungen die physikalischen Grenzen der verschiedenen Sondenausführungen und deren Ursachen in Abhängigkeit der Designparameter charakterisiert werden. In einem zweiten Schritt wird das Verhalten der unterschiedlichen Sondentypen in Verbindung mit Streukörpern behandelt. An Hand signifikanter Beispiele werden wesentliche Einflußfaktoren (Feldinhomogenität, Bandbegrenzung und Koppelimpedanzen) auf das Meßergebnis aufgezeigt und Grenzen für die Einhaltung einer gewissen maximalen Meßabweichung angegeben. In Abhängigkeit der unterschiedlichen Wirkungsprinzipien von elektrischen und magnetischen Feldsonden dominieren verschiedene Faktoren die Meßabweichung, so daß in den beiden Abschnitten mit verschiedenen Schwerpunkten auf die Schwächen der beiden Sondentypen eingegangen wird.

Auch bei der darauf folgenden Untersuchung der Stromzange wird ähnlich wie bei den Feldsonden vorgegangen: Nach einer Darstellung des üblichen Ersatzschaltbildes wird bei einer Anregung durch einen konstanten Strom die Transferfunktion der Sonde bestimmt. Daraufhin werden an vier exemplarischen Anregungen Meßabweichung und Rückwirkung geschildert und ein Optimierungsansatz zur Reduzierung der Rückwirkungen auf den Originalstrom vorgestellt.

Im siebten Kapitel werden die charakterisierten Einflüsse der verschiedenen Sonden an typischen Beispielen demonstriert. Abschließend werden die zu Vergleichszwecken durchgeführten praktischen Messungen vorgestellt. Auch bei komplexen Modellen kann eine gute Übereinstimmung von Simulationsergebnissen und Meßwerten erzielt werden. Dadurch wird bestätigt, daß die Verwendung numerischer Werkzeuge zur systematischen Untersuchung von feldtheoretischen Problemen gerechtfertigt ist.

Kapitel 2

Meßsysteme für elektromagnetische Felder und hochfrequente Leitungsströme

Die Bestimmung elektromagnetischer Felder und hochfrequenter Leitungsströme kann auf Basis unterschiedlicher physikalischer Wirkmechanismen erfolgen. Für die angestrebte Analyse des Meßverhaltens und der Abweichung wird in diesem Kapitel zunächst der grundsätzliche Aufbau solcher Meßsysteme geschildert. Deren Eigenschaften werden durch typische Kennwerte, wie Bandbreite, Empfindlichkeit und Dynamik beschrieben. Die Meßqualität betreffende Kennwerte, wie mögliche Meßabweichungen und allgemeine Meßunsicherheitsangaben, sind sowohl bei den technischen Daten kommerzieller Meßsysteme als auch in der entsprechenden Fachliteratur selten zu finden. Sie werden im letzten Teil dieses Kapitels erläutert.

An dieser Stelle soll auf die im folgenden gewählte Sprachregelung eingegangen werden: Es werden die meßtechnischen Begriffe gemäß den Definitionen der zur Zeit gültigen DIN 1319 "Grundlagen der Meßtechnik" verwendet. Der in den letzten Jahren zunehmend verbreitete "Leitfaden zur Angabe der Unsicherheit beim Messen" (GUM) [56], mit zum Teil davon abweichenden Darstellungen, wird hier um die Einheitlichkeit zu wahren nicht benutzt.

2.1 Komponenten eines Meßsystems

Die DIN 1319 "Grundlagen der Meßtechnik" definiert den Meßaufnehmer als erstes Glied in der Meßkette: Bei der Messung elektromagnetischer Felder ist der Meßaufnehmer gleichbedeutend mit dem Feldsensor (auch Feldsonde genannt) und entspricht einer einfachen passiven Empfangsantenne. Die Kombination von Feldsonde und einer aktiven Funktionseinheit zur Signalverarbeitung wird als Feldmeßsystem bezeichnet. Bei der Messung der Leitungsströme besteht

die Meßkette einzig aus dem passiven Meßaufnehmer, der Stromzange oder auch Stromsonde.

Der Meßaufnehmer wandelt die gesuchte Größe in ein Signal um, welches sich für die Ableitung oder Weiterverarbeitung besser eignet als die Meßgröße selbst. Bei der Bestimmung elektromagnetischer Felder können dabei unterschiedliche Wirkungsprinzipien genutzt werden: Neben der Wechselwirkung metallischer Antennen mit dem elektromagnetischen Feld können z.B. auch der Kerr-, Pockels-, Hall- ode. magnetoresistive Effekt im elektrischen bzw. magnetischen Feld genutzt werden. In der vorliegenden Arbeit sollen die zur Zeit gebräuchlichsten Feldsonden untersucht werden, deren Wirkungsprinzip, wie das der klassischen Antennen, auf der Einkoppelung des elektrodynamischen Feldes in eine metallische Struktur beruht.

Die Ermittlung eines hochfrequenten Leitungsstroms kann durch Auftrennung des Strompfads und Abgriff einer Meßspannung an einem niederohmigen Meßwiderstand erfolgen. Alternativ kann der Strom berührungslos mit Hilfe einer Stromzange gemessen werden. Dabei wird das magnetische Feld des Primärleiters durch einen Ferritkern gebündelt, so daß durch eine Meßwicklung ein Signal proportional dem magnetischen Fluß bzw. dem anregenden Strom abgegriffen werden kann.

Meßsysteme zur Ermittlung elektromagnetischer Felder oder hochfrequenter Leitungsströme bestehen im allgemeinen aus verschiedenen Einzelkomponenten. Während die hier untersuchten Stromzangen einzig als passives System vorliegen, muß bei Feldsonden zwischen aktiven und passiven Typen unterschieden werden:

- Aktive Feldsonden bestehen neben dem passiven Meßaufnehmer aus einem aktiven Netzwerk, welches das Signal detektiert, vorverarbeitet und verstärkt. Die Anzeige ist je nach Meßsystem mit der Signalverarbeitung in ein Gehäuse integriert oder erfolgt nach Übertragung des Meßsignals erst in größerer Entfernung, siehe Abbildung 2.1.

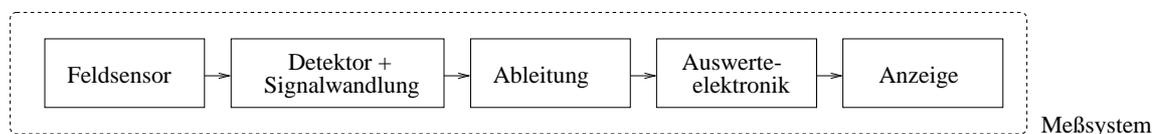


Abbildung 2.1: Komponenten eines aktiven Feldmeßsystems.

Im wesentlichen sind zwei unterschiedliche Verfahren zur Detektion und Ableitung des Meßsignals üblich. Entweder kann über einen Diodendetektor ein Gleichspannungspegel erzeugt werden, der über eine hochohmige Leitung abgeführt wird [25], [54], [80]. Oder es wird nach einer Konvertierung das resultierende optische Signal mit Hilfe eines Lichtwellenleiters übertragen, z.B. [42], [66], [68]. Allein letzteres liefert sowohl Amplituden- wie auch Phaseninformation des gesuchten Feldwertes.

- Passive Sonden bestehen allein aus dem eigentlichen Meßaufnehmer, der einen Spannungsabfall über der Leitungseingangsimpedanz der abführenden Koaxialleitung verursacht, siehe Abbildung 2.2.

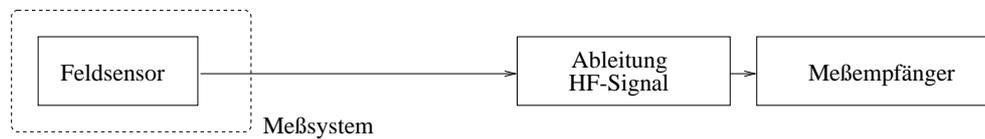


Abbildung 2.2: Komponenten eines passiven Feld- oder Strommeßsystems.

Der auswertende Meßempfänger wird nicht mehr zum eigentlichen Meßsystem gezählt. Es sind sowohl einfache skalare Messung allein der Amplitudeninformation durch einen Spektrumanalysator als auch vektorielle Messungen mit Hilfe eines Netzwerkanalysators möglich.

Das Anwendungsgebiet und der mögliche Investitionsrahmen bestimmen die Auswahl, welche Art von Meßsystem verwendet wird. Dafür müssen die von der Meßaufgabe vorgegebenen Randbedingungen mit den Kennwerten der Meßsysteme verglichen werden.

2.2 Kennwerte eines Meßsystems

Die Eigenschaften der Meßsysteme werden durch ihre Kennwerte charakterisiert. In den Datenblättern kommerzieller Meßsysteme sind im allgemeinen die nutzbare Bandbreite, die Empfindlichkeit und Dynamik, maximale Anisotropie, wie auch Angaben zu Gewicht, Abmessungen, Handhabung, Temperaturbereich, Spannungsversorgung etc. zu finden. Informationen zur Meßunsicherheit, Rückwirkung auf umgebende Systeme, Auflösungsvermögen etc. sucht man häufig vergeblich. Die genannten Eigenschaften lassen sich in drei übergreifende Gruppen unterteilen:

1. Grundlegende Kennwerte beschreiben die Ausstattung und Bedienung des Meßsystems:
 - Messung nur der Amplituden oder der Amplituden und der Phaseninformation. Bestimmung einer oder aller Ortskomponenten.
 - Ausgabeoptionen (einzelne Ortskomponenten, Gesamtbetrag, Strahlungsdichte etc.). Meßmodi (manuell, vollautomatisch zur Überwachung, gesteuert über einen Bus). Speicherung von Meßdaten.
 - Gewicht, Abmessungen, Spannungsversorgung, Halterungsmöglichkeiten etc.

2. Leistungskennwerte beziehen sich auf die Anwendung des Meßsystems:

- Als Bandbreite wird der nutzbare Frequenzbereich definiert, in dem die Leistungsfähigkeit hinsichtlich einer bestimmten Eigenschaft des Meßsystems einem gewissen Standard gehorcht. Sie wird als Verhältnis von oberer zu unterer Grenzfrequenz definiert [27].

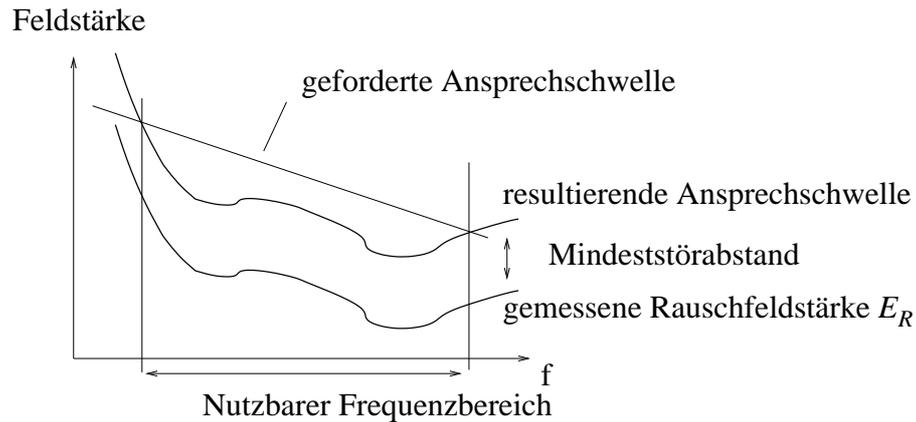


Abbildung 2.3: Definition der Bandbreite über die Ansprechschwelle einer Feldsonde.

Für die geschilderten Meßsysteme dient i.d.R. die Ansprechschwelle als Kriterium zur Bestimmung des nutzbaren Frequenzbereichs. Er wird aus dem Frequenzgang der Rauschfeldstärke im Vergleich zu einer geforderten Ansprechschwelle bestimmt. Wie in Abbildung 2.3 dargestellt wird, muß zusätzlich ein Mindeststörabstand berücksichtigt werden, da nahe der ermittelten Rauschfeldstärke die Meßunsicherheit stark ansteigt.

- Die Ansprechschwelle wird durch das Umgebungsrauschen und das Eigenrauschen des Meßaufnehmers festgelegt. Bei Feldstärkemeßsystemen ist sie bei einer Bandbreite Δf gleich der Rauschfeldstärke E_R , die am Meßausgang des Empfängers ein Signal-zu-Rausch-Verhältnis von eins erzeugt. Praktisch wird sie aus der Meßspannung u bestimmt, wenn sich die betreffende Antenne innerhalb eines geschirmten Raumes befindet [47]

$$E_R = \frac{u}{h_e} = \sqrt{4kT_0 F_S \Delta f \frac{R_S}{h_e^2}} \quad . \quad (2.1)$$

Dabei sind $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{Ws/K}$ die Boltzmann-Konstante, h_e die effektive Antennenhöhe des passiven Antennenteils, $T_0 = 290\text{K}$ die Bezugstemperatur, R_S der Realteil der Antenneneingangsimpedanz Z_A . F_S steht als Abkürzung für die Rauschzahl des gesamten Meßsystems und wird bei passiven Antennen durch die Rauschzahl

des Meßempfängers bestimmt. Eine Verringerung der Rauschfeldstärke ist nur über einen kleineren Strahlungswiderstand R_S oder mit Hilfe aktiver Sonden durch die Reduzierung der Rauschzahl F_S zu erzielen [47]. Für Stromzangen gelten prinzipiell dieselben Überlegungen.

- Die Empfindlichkeit eines Meßsystems wird durch die Änderung der Ausgangsgröße bezogen auf die sie verursachende Änderung des Wertes der Eingangsgröße beschrieben.
- Das Übertragungsverhalten beschreibt die Beziehung zwischen den Werten der Eingangsgröße und den zugehörigen Werten der Ausgangsgröße, also dem Anzeigewert. Im Zeitbereich wird für die hier vorliegenden linearen, zeitinvarianten Systeme das Übertragungsverhalten durch die Impulsantwort dargestellt. Mit dieser kann über das Faltungsintegral die Systemantwort auf eine beliebige Erregung bestimmt werden. Die Impulsantwort ist über die Fourier-Transformierte eindeutig mit der Übertragungsfunktion des Systems bzw. deren Frequenzgang verknüpft [45].

Bei aktiven Meßsystemen wird diese Funktion im allgemeinen nicht angegeben, da sie durch die interne Korrektur und die Kalibrierung des Systems im Idealfall gleich eins sein sollte. Hingegen entspricht der Frequenzgang der Übertragungsfunktion passiver Meßsysteme der des Meßaufnehmers: bei Feldsonden also dem Antennenfaktor (Lastimpedanz $Z_L = 50\Omega$) oder der effektiven Antennenhöhe ($Z_L = \infty$), und bei Stromzangen der Transferimpedanz. Die Meßaufgabe und der verwendete Meßempfänger müssen auf den Verlauf der Übertragungsfunktion abgestimmt werden.

- Mit der Dynamik eines Meßsystems geben die Hersteller an, welche Signalamplituden durch das Meßsystem bestimmt werden können. Sie wird für kleine Signale durch die Ansprechschwelle und für Signale großer Amplituden durch den Detektor bzw. den Meßempfänger begrenzt.
- Die Linearität wird bei aktiven wie auch passiven SONDENSYSTEMEN nicht durch den Meßaufnehmer, sondern durch die folgenden Funktionseinheiten (ein Antennennetzwerk bzw. den Meßempfänger) beschränkt.

3. Kennwerte, die die Qualität der resultierenden Meßergebnisse betreffen:

- Das örtliche Auflösungsvermögen wird durch das integrale Verhalten der Meßantenne beschränkt. Insbesondere bei der Lokalisierung von Emissionsquellen stark inhomogener Felder ist durch die Sondengröße der Feldauflösung eine Grenze gesetzt, die sich in einer stark ansteigenden Meßabweichung auswirkt.
- Die Rückwirkung der Sonde auf die benachbarte Umgebung (Feldverzerrung, Verkoppelung zu Streukörpern, Veränderung der Strombelegung etc.) kann zu einer unerwünschten Beeinflussung von Daten- und Steuersignalen führen. Sie ist abhängig

von der Größe der Sonde im Verhältnis zur Wellenlänge, von ihren Materialeigenschaften (Leitfähigkeit etc.) und dem Abstand zu benachbarten Strukturen.

- Die Meßunsicherheit und Meßabweichung von Feld- und Strommeßsystemen wird nicht nur durch das Meßsystem allein, sondern auch durch die umgebende Feldverteilung und benachbarte Streustrukturen bestimmt. Genauer wird darauf im folgenden Abschnitt 2.3 eingegangen.
- Bei Feldsonden mit drei zueinander orthogonalen Sensorelementen kann aus den drei gemessenen Feldkomponenten die Gesamtfeldstärke bestimmt werden. Die Meßabweichung in Abhängigkeit von der Sondenausrichtung gegenüber einem homogenen Wellenfeld kann meßtechnisch bestimmt werden und wird als Anisotropie der Feldsonde bezeichnet.

Die Meßsysteme werden entsprechend der Meßaufgabe (z.B. im Personenschutz, Platinenscanner, breitbandige Feldsonden etc.) gezielt optimiert. Je nach Anwendungsgebiet liegt der Schwerpunkt auf ganz unterschiedlichen Aspekten der obigen Übersicht. Dabei stehen im allgemeinen Gesichtspunkte aus den ersten beiden genannten Gruppen im Vordergrund: Verbesserung der Ausstattung und der Leistungsdaten (Bandbreite und Dynamik). Eine Sondenoptimierung mit dem Ziel einer Minimierung von Meßabweichung, Meßunsicherheit und Rückwirkung hat zu extrem teuren Meßsystemen geführt, die auf elektro- und magnetooptischen Meßaufnehmern beruhen. Sollen aus Kostengründen die klassischen Feldsonden verwendet werden, so ist zu klären, unter welchen Bedingungen die Meßabweichung in einem vertretbaren Rahmen bleibt.

2.3 Meßabweichung und Rückwirkung der Meßsysteme

Die Meßabweichung wird nach DIN 1319 als der Unterschied zwischen Meßwert und wahren (im allgemeinen unbekanntem) Wert definiert. Neben der unvermeidbaren zufälligen Abweichung treten bekannte und unbekannt systematische Abweichungen auf. Die bekannten systematischen Meßabweichungen, wie z.B. der nichtlineare Frequenzgang der Übertragungsfunktion, lassen sich durch eine Kalibrierung bestimmen. Man erhält einen berichtigten Meßwert. Nach wie vor verbleibt die systematische, aber unbekannt Meßabweichung, die auf die Veränderung der Umgebungsverhältnisse im Vergleich zu den idealen Kalibrierbedingungen zurückzuführen ist. Diese unbekannt Meßabweichung wird durch die Angabe einer resultierenden Meßunsicherheit des Meßergebnisses berücksichtigt.

In Abbildung 2.4 sind schematisch die Komponenten eines Feldmeßsystems und die wechselseitige Beeinflussung durch Umgebungsstrukturen dargestellt. Drei Dipolsensoren bilden durch

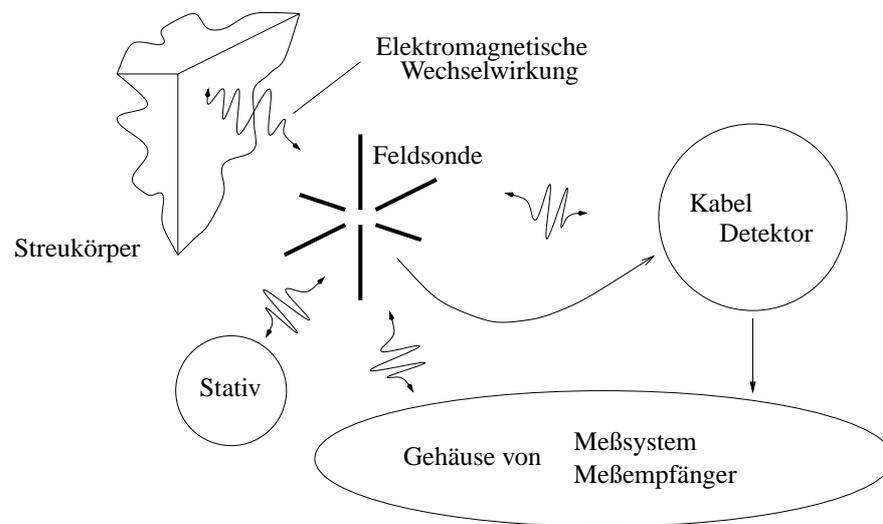


Abbildung 2.4: Funktionsblöcke eines Feldmeßsystems in Wechselwirkung mit der Umgebung.

die orthogonale Anordnung eine isotrope Feldsonde. Je nach Bauart werden die Meßsignale bei aktiven Sonden über einen Lichtwellenleiter bzw. eine hochohmige Leitung abgeführt oder bei passiven Sonden über ein Koaxialkabel abgeleitet.

Der Schwerpunkt dieser Arbeit liegt auf der Meßabweichung, die durch die elektromagnetische Wechselwirkung entsprechend Abbildung 2.4 verursacht wird. Es wird dabei das Verhalten der passiven Feldsonde in der realen inhomogenen Feldverteilung der Meßumgebung untersucht. Die Eigenschaften der übrigen Komponenten wie Balun, Detektor, Signalverstärker und Anzeigeeinheit und deren Einfluß auf das Meßergebnis sind nicht Gegenstand der Arbeit.

Bei der Meßabweichung, die auf die elektromagnetische Wechselwirkung mit der Umgebung zurückzuführen ist, kann zwischen zwei Bereichen unterschieden werden:

1. Die Beeinflussung der Meßergebnisse ist zum Teil auf Faktoren zurückzuführen, die allein das Sondendesign betreffen. Dazu gehören
 - die Sondengröße im Vergleich zur Wellenlänge,
 - die Sondenform,
 - die Isotropie
 - und Einflüsse durch Kabel, Stativ, Griffe und Gehäuse.

Diese Einflüsse werden für jeden Sondentyp im Freiraum bei Anregung durch ein homogenes von der Frequenz unabhängiges Feld untersucht. Bei Stromzangen wird dies durch einen konstanten Strom erreicht. Auch bei dieser einfachen Anregung kann es mit steigender Frequenz zu Meßabweichungen kommen, die die nutzbare Bandbreite der Sonde festlegen.

2. In einer realen Umgebung kommt die Verkoppelung zu Streukörpern oder aktiven Emissionsquellen als weitere Ursache für eine Meßabweichung hinzu. Weiterhin ist der Grad der Feldinhomogenität im Verhältnis zur Sensorgröße ein Indiz für eine Zunahme der Meßabweichung.

In diesem einführenden Kapitel wurde der Aufbau von Meßsystemen zur Bestimmung elektromagnetischer Felder und hochfrequenter Leitungsströme erläutert. Deren Eigenschaften können durch Kennwerte bezüglich Ausstattung, Leistungsfähigkeit und Qualität beschrieben werden. Die Qualität betreffende Merkmale wie Meßabweichung und Rückwirkung werden seitens der Hersteller i.d.R nicht weiter spezifiziert. Insbesondere unter dem Aspekt der heutzutage immer häufiger geforderten Qualitätsstandards ist die Untersuchung dieses Themas von Bedeutung. Dies wird durch die im folgenden Kapitel geschilderten numerischen Methoden ermöglicht.

Kapitel 3

Problemansatz

Im vorherigen Kapitel wurde der Handlungsbedarf aufgezeigt, die Meßunsicherheit bzw. die Meßabweichung bei der Bestimmung elektromagnetischer Felder und hochfrequenter Leitungsströme genauer zu untersuchen. Diese Thematik ist bisher sehr vernachlässigt worden, da weder mit analytischen noch mit meßtechnischen Mitteln eine angemessene Bearbeitung möglich war. Erst mit Aufkommen leistungsstarker Rechner und numerischer Methoden im Bereich der Feldsimulation ist diese Analyse möglich, was mit Beschreibung der Momentenmethode im ersten Teil dieses Abschnitts dokumentiert wird. Im Anschluß daran wird gezeigt, auf welche Weise mit Hilfe der numerischen Feldberechnung eine Aussage über die Meßqualität der geschilderten Systeme möglich ist.

3.1 Numerische Werkzeuge zur Untersuchung elektrodynamischer Strahlungsvorgänge

In der Vergangenheit war eine Untersuchung elektrodynamischer Strahlungsvorgänge entweder nur auf meßtechnischem Wege oder durch einen analytischen Ansatz möglich. Wesentliche Arbeiten zum Thema von Antennen sind beispielsweise von Schelkunoff [3], Collin, Zucker [15], King [4], [5], [6] und Whiteside [8] veröffentlicht worden. Erst in neuerer Zeit ist durch die stark anwachsende numerische Datenverarbeitung die Möglichkeit gegeben, diese Untersuchungen mit Hilfe numerischer Werkzeuge durchzuführen. Dabei stehen verschiedene Methoden zur Verfügung: als wichtige Beispiele sind zu nennen das Ersatzladungsverfahren, das Finite-Elemente-Verfahren, die Methode der finiten Differenzen, die Momentenmethode und Verfahren der geometrischen Optik. Die einzelnen Methoden unterscheiden sich grundsätzlich in ihren physikalischen Ansätzen und den mathematischen Lösungswegen, worauf hier nicht näher eingegangen werden soll, da detaillierte Herleitungen der Literatur entnommen werden können.

Der Schwerpunkt der Arbeit liegt auf der Messung elektromagnetischer Felder in Frequenzbereichen, in denen die geometrische Ausdehnung der zu untersuchenden Struktur klein gegenüber der Wellenlänge bzw. maximal nur einige Vielfache der Wellenlänge ist. Für Untersuchungen bieten sich in diesem Bereich grundsätzlich die Methoden der Finiten Differenzen, der Finiten Elemente und die Momentenmethode an. Letztere hat den Vorteil, insbesondere Freiraum-Anordnungen numerisch effektiver und mit einem geringeren Aufwand zu simulieren. Bei der Momentenmethode wird die Oberfläche diskretisiert, wodurch diese insbesondere für Abstrahlungsprozesse und Streuvorgänge im Freiraum vorzuziehen ist.

In der vorliegenden Arbeit wurde das Programmpaket "CONCEPT II" verwendet, basierend auf der im folgenden geschilderten Momentenmethode. Erste Ansätze zu diesem Verfahren sind bereits in den zwanziger Jahren von N.M.Krylov vorgelegt worden. Der für die Feldtheorie wesentliche Durchbruch geht auf Harrington [13] zurück. Ein guter Überblick über die Entwicklung der Momentenmethode ist bei Popovic [52] zu finden.

3.1.1 Die Momentenmethode

Mit der Momentenmethode können die Felder eines Streuproblems durch die Felder äquivalenter Volumen- oder Oberflächenströme dargestellt werden. Dazu wird im folgenden zunächst die resultierende Feldverteilung als Integralgleichung für einen stetigen homogenen Raum hergeleitet, daraufhin die Erweiterung für abschnittsweise definierte Raumgebiete dargestellt. In einem letzten Schritt ergibt sich durch eine Diskretisierung und den Momentenansatz der resultierende numerische Kern der Momentenmethode.

Als Ansatz für die folgende Herleitung dienen die Maxwell'schen Gleichungen. Die in dieser Arbeit dargestellten Berechnungen erfolgen im Frequenzbereich. Zur Beschreibung der Zeitabhängigkeit ist der Ansatz $f(t) = e^{j\omega t}$ zu verwenden. Alle vorkommenden elektromagnetischen Größen können komplex sein. Auf den üblichen Strich unter den Symbolen wird zur Vereinfachung verzichtet.

Nach Definition eines Vektorpotentials \vec{A} und eines skalaren Potentials Φ ergeben sich aus dem System gekoppelter Differentialgleichungen zwei inhomogene Wellengleichungen (Helmholtz-Gleichungen). Mit deren Lösung kann die elektrische Feldstärke in Abhängigkeit von der Stromverteilung bestimmt werden:

$$\vec{E}(\vec{r}) = -\frac{1}{4\pi} \int_{V'} \left(j\omega\mu\vec{J} \frac{e^{-jkR}}{R} + \frac{j}{\omega\epsilon} \operatorname{div} \vec{J} \operatorname{grad} \frac{e^{-jkR}}{R} \right) dV' \quad . \quad (3.1)$$

Diese Gleichung bildet den Ausgangspunkt für die Herleitung der elektrischen Feldintegralgleichung. Sie beschreibt in einem beliebigen Volumen V mit der geschlossenen Oberfläche S und

einer homogenen Stoffverteilung den Zusammenhang zwischen einer Stromdichteverteilung J und dem resultierenden elektrischen Feld [49], [34].

Die zu untersuchenden Strukturen können in Teilbereiche und Körper mit unterschiedlichen Materialkonstanten unterteilt werden. Die einzelnen Körper werden durch ihre Oberfläche S voneinander getrennt, so daß im einfachsten Fall ein geschlossener Körper mit dem Volumen V , einer Oberfläche S und den Materialeigenschaften ϵ_1 und μ_1 im unendlich ausgedehnten Raum mit ϵ_0 und μ_0 eingebettet ist. Es mögen beliebige Quellverteilungen innerhalb jedes Körpers zugelassen sein. Fiktive Strombelegungen werden in Form einer doppelten Strombelegung auf der Innen- und Außenseite jeder Oberfläche eingeführt. Die in diesem Volumen geltenden Felder berechnen sich aus den außerhalb liegenden fiktiven Quellen und den innerhalb dieses Volumens liegenden realen Anregungen.

Zur Beschreibung der Feldverteilung müssen die Maxwell'schen Gleichungen an den Oberflächen über die fiktiven Ersatzströme und die Randbedingungen angepaßt werden. Bei allgemeinen Körpern mit Dielektrizitäts- und Permeabilitätszahlen ungleich 1 gilt an den Grenzflächen zwischen den Räumen 1 und 2 die Stetigkeit der tangentialen Feldstärken

$$\vec{n} \times (\vec{H}_1 - \vec{H}_2) = 0 \quad \text{bzw.} \quad \vec{n} \times (\vec{E}_1 - \vec{E}_2) = 0 \quad . \quad (3.2)$$

Unter diesen Umständen wird nach dem Eindeutigkeitssatz das resultierende Feld durch fiktive äquivalente Ersatzquellen auf der Grenzfläche korrekt beschrieben. Hier soll vereinfachend von unendlich gut leitenden Strukturen ($\vec{E}_2 = 0$) ausgegangen werden, der allgemeine Ansatz kann bei Mader [49] nachgelesen werden. Nach Unterteilung des Feldes $\vec{E}_1 = \vec{E}_e + \vec{E}_s$ in den einfallenden und gestreuten Anteil \vec{E}_e und \vec{E}_s gilt

$$\vec{n} \times (\vec{E}_1 - \vec{E}_2) = \vec{n} \times (\vec{E}_e + \vec{E}_s) = 0 \quad . \quad (3.3)$$

Dies führt mit Gleichung (3.1) zur elektrischen Feldintegralgleichung, die das elektrische Feld eines Raumgebietes in Abhängigkeit einer fiktiven Strombelegung auf der umschließenden Oberfläche S beschreibt:

$$\vec{n} \times \vec{E}_e = \vec{n} \times \vec{E}_s = \vec{n} \times \left(\frac{1}{4\pi} \int_{S'} \left[j\omega\mu\vec{J}_s \frac{e^{-jkR}}{R} + \frac{j}{\omega\epsilon} \text{div}\vec{J}_s \text{grad} \frac{e^{-jkR}}{R} \right] dS' \right) \quad . \quad (3.4)$$

Mit den Randbedingungen für die magnetischen Felder kann analog zu obiger Herleitung die magnetische Feldintegralgleichung angegeben werden. Liegen sowohl unterschiedliche Dielektrizitäts- als auch Permeabilitätszahlen vor, so kann mit der magnetischen und der elektrischen Integralgleichung eine kombinierte Feldintegralgleichung aufgestellt werden, die eine eindeutige

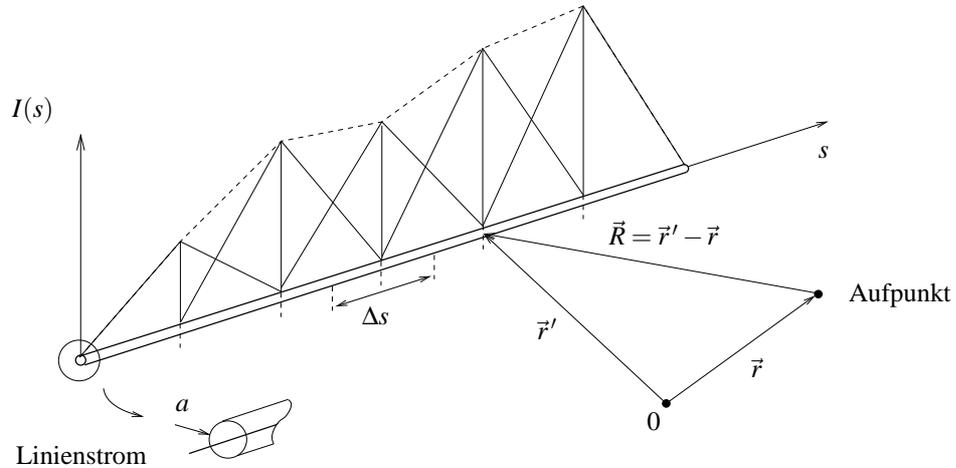


Abbildung 3.1: Diskretisierung eines Stabes und Nachbildung der Strombelegung durch sich überlappende Dreiecksbasisfunktionen.

Beschreibung beliebiger Strukturen und Materialverteilungen erlaubt. Nähere Einzelheiten zu obigem Ansatz sind bei Mader [49] zu finden.

Für eine numerische Analyse der Feldintegralgleichungen muß die Oberfläche der Struktur in Flächen- und Stabsegmente diskretisiert werden. Stäbe werden dabei durch einen Linienstrom auf der Stabachse beschrieben. Die Strombelegung wird durch eine Diskretisierung in axialer Richtung nachgebildet, wie es in Abbildung 3.1 durch sich überlappende Dreiecksbasisfunktionen dargestellt ist. Strukturoberflächen können sowohl in drei- als auch viereckige Flächenelemente zerlegt werden. Über jede Kante fließt zum benachbarten Element ein Oberflächenstrom, dessen Amplitude durch ein Satteldach über den beiden Flächenelementen definiert wird.

Die Diskretisierung des Objektes führt zu insgesamt N Stabsegmenten bzw. Flächenelementen. Auf diesen werden Strombasisfunktionen angesetzt, deren Amplituden die resultierende Stromverteilung beschreiben:

$$\vec{J}(\vec{r}) = \sum_{n=1}^N I_n \vec{f}_n(\vec{r}) \quad . \quad (3.5)$$

Als Basisfunktionen wurden in der Vergangenheit eine Reihe unterschiedlicher Ansätze untersucht. Theoretisch gibt es keine Einschränkung, wobei sich aus praktischen Gründen nur einige wenige durchgesetzt haben. Zu nennen sind abschnittsweise konstante Funktionen, Sinusteilbögen, Dreitermfunktionen und Dreiecksbasisfunktionen. Letztere werden im vorliegenden Programmpaket CONCEPT verwendet, da sie eindeutig differenzierbar und numerisch einfach zu behandeln sind [49].

Mit Hilfe von Gleichung (3.1) ergibt sich für die elektrische Feldstärke

$$\vec{E}(\vec{r}) = \sum_{n=1}^N I_n \vec{Z}_n(\vec{r}) \quad , \quad (3.6)$$

wobei \vec{Z}_n die Koppelimpedanzen der einzelnen Segmente angibt:

$$\vec{Z}_n = -\frac{1}{4\pi} \int_{S'} \left(j\omega\mu \vec{f}_n(\vec{r}') \frac{e^{-jkR}}{R} + \frac{j}{\omega\epsilon} \operatorname{div} \vec{f}_n(\vec{r}') \operatorname{grad} \frac{e^{-jkR}}{R} \right) dS' \quad . \quad (3.7)$$

Ausgehend von den anzupassenden Randbedingungen in Gleichung (3.3), die einen Zusammenhang von eingepprägtem Feld und Streufeld herstellt, kann mit Gleichung (3.6) auf der Strukturoberfläche (Ortsvektor \vec{r}_S) geschrieben werden

$$\vec{n} \times \vec{E}_e(\vec{r}_S) = \sum_{n=1}^N I_n \cdot \vec{n} \times \vec{Z}_n(\vec{r}_S) \quad . \quad (3.8)$$

Momentenansatz: Die bisherige Herleitung führt auf eine Gleichung mit N Unbekannten. Zur Bestimmung der einzelnen Stromamplituden werden daher N linear unabhängige Gleichungen benötigt. Deren Herleitung geschieht über die Definition eines Residuums

$$R = \sum_{n=1}^N I_n \cdot \vec{n} \times \vec{Z}_n(\vec{r}_S) - \vec{n} \times \vec{E}_e(\vec{r}_S) \longrightarrow 0 \quad , \quad (3.9)$$

wobei der Begriff Residuum nicht im Sinne der Funktionentheorie zu verstehen ist, sondern als Differenz zur exakten Lösung des Gleichungssystems. Die Güte der Simulation ist um so größer, je kleiner das verbleibende Residuum wird. Da R eine Funktion des Ortes ist, wird durch eine Mittelung von R versucht, die optimalen Stromamplituden I_n zu gewinnen. Dies geschieht über die Wahl sogenannter Gewichtsfunktionen \vec{g} , so daß bei Multiplikation mit dem Residuum und dem daraus gebildeten integralen Mittelwert das verbleibende Ergebnis gegen Null gehen soll.

Wird eine gleiche Zahl von Gewichtsfunktionen wie auch Basisfunktionen gewählt, erhält man N linear unabhängige Gleichungen zur Bestimmung der unbekanntenen Stromamplituden. Wird eine größere Anzahl an Gewichtsfunktionen verwendet, resultiert ein überbestimmtes Gleichungssystem, das durch die Methode der kleinsten Fehlerquadrate gelöst wird, um die bestmöglichen Koeffizienten zu bestimmen. Zahlreiche Varianten unterscheiden sich durch die Wahl der Basis- und Gewichtsfunktionen. Die oben genannte "Point-matching"-Methode (Kollokationsmethode) wählt als Gewichtsfunktion die Diracfunktion, wodurch eine der Integrationen überflüssig wird. Das Residuum verschwindet dann exakt an den gewählten Anpassungspunkten. Ist die

Gewichtsfunktion gleich der Basisfunktion, so wird von der Galerkin-Methode gesprochen. In der vorliegenden Ausführung der Momentenmethode werden sogenannte Rasierklingenfunktionen [49] (razor blade function) verwendet. Dabei wird eine Anpassung der Randbedingungen nicht auf einem Punkt wie beim "Point-matching"-Verfahren, sondern entlang einer Geraden erzielt.

Nach Multiplikation mit der Gewichtsfunktion $\vec{g}_j(\vec{r})$ und nachfolgender Integration im Definitionsbereich des j -ten Segments erhält man

$$\int_{S_j} (\vec{n} \times \vec{E}_e(\vec{r})) \vec{g}_j dS = \sum_{i=1}^N I_n \int_{S_j} (\vec{n} \times \vec{Z}_n(\vec{r})) \vec{g}_j(\vec{r}) dS = \sum_{i=1}^N I_n Z_{nj} \quad . \quad (3.10)$$

Das lineare Gleichungssystem kann mit numerischen Mitteln nach üblichen Methoden gelöst werden. Die Stromamplituden erlauben in folgenden Arbeitsschritten die Bestimmung aller weiteren Feldgrößen, Strom- und Spannungsamplituden wie auch daraus resultierender Größen, wie dem Gewinn, der Eingangsimpedanz oder dem Strahlungsdiagramm einer Antenne.

Die obige Beschreibung stellt eine sehr kurz gefaßte Darstellung des numerischen Hintergrundes dar, für ausführlichere Informationen, insbesondere des vorliegenden Programmpakets CONCEPT, sei auf [49], [34] verwiesen.

3.1.2 Numerische Grenzen der Momentenmethode

Die Momentenmethode stellt ein starkes Werkzeug bei der Simulation elektromagnetischer Feldprobleme dar. In der vorliegenden Form kann eine Vielzahl von unterschiedlichen EMV-Aspekten untersucht werden. Beliebige Strukturen werden durch Oberflächen und Stabsegmente diskretisiert. Dies umfaßt auch die Modellierung frei definierbarer dielektrischer und magnetischer Körper. Die Anregung kann durch ebene Wellen, durch einen eingepprägten Strom oder durch beliebig angeordnete Spannungsgeneratoren erfolgen. Es können komplexe Lastimpedanzen verwendet werden. Neben einer idealen Leitfähigkeit ist es auch möglich, den Skineneffekt real leitender Strukturen zu berücksichtigen. In der Regel wird im Frequenzbereich gerechnet, wobei im Zeitbereich transiente Signale durch die Fouriertransformierte dargestellt werden können. Bei Beschichtung der Oberfläche können Probleme aus dem Bereich der Schirmdämpfung behandelt werden. Koaxialsysteme der Leitungstheorie werden über die Transferimpedanz mit der feldtheoretischen Beschreibung der Momentenmethode verkoppelt.

Die Grenzen des Verfahrens werden durch die Diskretisierung und die dabei zu beachtenden Regeln festgelegt. Generell hängt diese von der Wellenlänge im Vergleich zur Strukturgröße ab. Im Falle niedriger Frequenzen orientiert sich die Diskretisierung an der zu erwartenden örtlichen Stromverteilung, die im wesentlichen durch Knicke oder Kanten beeinflusst wird, so

daß dort mit einer höheren Unterteilung als in ebenen Strukturteilen zu modellieren ist. Im Falle höherer Frequenzen, wenn die Objektausdehnung in der Größenordnung der Wellenlänge liegt oder diese übersteigt, ist eine Diskretisierung mit mindestens 8 Basisfunktionen je Wellenlänge erforderlich.

Bei der Behandlung von Leiterstrukturen durch die Momentenmethode sollte die Wellenlänge $\lambda \gg$ Drahradius a wie auch die Leiterlänge $L \gg$ Drahradius a eingehalten werden. Dies liegt in der Nachbildung des Leiterstromes durch einen Linienstrom begründet, so daß eine Abhängigkeit der Strombelegung entlang des Leiterumfangs nicht nachgebildet wird. Aus dem gleichen Grund sollte auch der Abstand zwischen benachbarten Leitern mindestens einige Leiterradien betragen. Genauso gilt dies auch für nahe beieinander liegende Strukturteile, wenn eine Feldsonde einem Streukörper angenähert wird. Die Oberflächendiskretisierung (auch ebener Teilobjekte) muß dann der zu erwartenden Ladungs- und Stromverteilung angepaßt werden. Durch diese Bedingungen kann die Modellierung von Leitungsstrukturen, wenn die Querschnittsabmessungen sehr viel kleiner als die Gesamtabmessung (Microstrip- bzw. Patchantennen) werden, durch die Momentenmethode zu extrem großen Unbekanntenzahlen führen, deren numerischer Aufwand nicht mehr gerechtfertigt ist. In diesem Fall muß durch einen geeigneten Ansatz eine Vereinfachung des Modells erfolgen oder mit einer dem Problem angepaßten Hybridmethode gearbeitet werden. Einflüsse der Diskretisierung auf die Ergebnisse der numerischen Modellierung sind z.B. bei Popovic [52] zu finden.

Werden die geschilderten Grenzen der Momentenmethode beachtet und die Simulationsergebnisse entsprechend dem folgenden Abschnitt sorgfältig verifiziert, so kann von einer Genauigkeit der Ergebnisse im Vergleich zu analytischen Rechnungen, Messwerten oder anderen numerischen Methoden in der Größenordnung von kleiner 5 % ausgegangen werden.

3.1.3 Verifizierung von Simulationsergebnissen

Zur Auswertung einer numerischen Simulation gehört als erster Schritt eine Plausibilitätsprüfung der Ergebnisse. Die berechnete Strombelegung und die daraus resultierenden Werte sind immer auch von der Diskretisierung des betrachteten Problems abhängig. Im allgemeinen gibt es somit keine eindeutige Lösung.

Die Stetigkeit im Verlauf der Strombelegung entlang der Modellstruktur macht deutlich, ob die Ergebnisse als vertrauenswürdig bezeichnet werden können. Auch der Frequenzgang von Antennenimpedanzen, Feldwerten und Lastsignalen sollte stetigen Charakter aufweisen und auftretende Resonanzen mit der Wellenlänge bzw. den Objektabmessungen korrelieren. Eine sichere Bestätigung kann man durch wiederholte Simulationen bei steigender Diskretisierung erhalten, wenn die Vergleichswerte konvergenten Charakter aufweisen.

Eine strengere Kontrolle geschieht einerseits mit der Leistungsbilanz und andererseits mit Hilfe des Reziprozitätstheorems.

Die Leistungsbilanz kann besonders einfach in verlustfreien Strukturen kontrolliert werden. Dabei wird die Summe der eingespeisten Leistung mit der Summe der abgestrahlten und der an allen Lastimpedanzen verbrauchten Leistung verglichen. Dies kann rechnerisch erfolgen mit Bestimmung der abgestrahlten Leistung durch das Oberflächenintegral über die Fernfeldkugel, wie es sich aus dem Energieerhaltungssatz der Elektrodynamik ergibt. Für die aus einem Volumen abgeführte Leistung gilt mit dem Poyntingvektor \vec{S}

$$P_{rad} = \oint_A \vec{S} \cdot d\vec{A} = \frac{1}{2} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \vec{E} \times \vec{H}^* \cdot 2\pi r \sin \vartheta \, d\vartheta \, d\varphi \quad . \quad (3.11)$$

Einfacher erfolgt der Vergleich von Gewinn und Richtfaktor einer beliebigen abstrahlenden Antennenstruktur. Bei einem Antennenwirkungsgrad gleich 1 muß sich bei einer ausreichend genauen numerischen Modellierung für Gewinn und Richtfaktor derselbe Wert ergeben.

Ein allgemeineres Kriterium steht mit dem Reziprozitätstheorem zur Verfügung. Dieses ist auch in verlustbehafteten Medien anwendbar. Beim netzwerktheoretischen Ansatz sind zwei Antennen notwendig, die wechselweise als Empfangs- bzw. Sendeantenne verwendet werden. Über den feldtheoretischen Ansatz ist die Reziprozität entsprechend Anhang A.2 zu überprüfen. Es sind dafür bei gleicher Struktur zwei unterschiedliche Feldverteilungen notwendig. Diese erhält man z.B. durch Anregung mit einer homogenen ebenen Welle aus unterschiedlichen Einfallrichtungen. Die Reziprozität wird dann nach Gleichung (A.7) kontrolliert.

Letztlich sind Simulationen auch mit Hilfe analytischer Berechnungen, anderen numerischen Simulationsergebnissen oder Vergleichsmessungen zu verifizieren. Diese werden im Anschluß an die Simulationsergebnisse in Kapitel 8 beschrieben.

3.2 Beurteilungskriterien zur Untersuchung von Feld- und Stromsonden

Aus den in Abschnitt 2 beschriebenen Anforderungen an Meßsonden lassen sich für die Bewertung und den Vergleich unterschiedlicher Sondentypen eine Reihe Kriterien ableiten.

- Übertragungsfunktion und Empfindlichkeit des Meßaufnehmers:

Der Frequenzgang der Übertragungsfunktion eines Meßaufnehmers gibt seine Empfindlichkeit in Abhängigkeit von der Frequenz bei einer konstanten Anregung wieder. Für Feldsonden erhält man den Antennenfaktor (bei Verwendung einer Lastimpedanz

$Z_L = 50\Omega$); für Stromzangen die Transferimpedanz. Der Meßaufnehmer und seine Übertragungsfunktion müssen den Anforderungen der Meßaufgabe genügen.

- Meßabweichung:

Als integrales Kriterium der Sondereigenschaften, welches auch die Verkoppelung zu Umgebungsstrukturen beinhaltet, wird die Angabe einer relativen Meßabweichung verwendet. Während dies bei meßtechnischen Untersuchungen nur bedingt möglich ist, kann bei dieser Arbeit der wahre Wert am Meßpunkt und so auch die Meßabweichung im Rahmen der numerischen Modellierbarkeit mit hoher Genauigkeit angegeben werden.

Wie in der Praxis, wird zunächst eine Kalibrierung des Sensors im homogenen Feld einer ebenen Welle vorgenommen. Es folgt aus der Meßspannung U_0 und dem homogenen elektrischen Feld E_0 (bzw. dem magnetischen Feld H_0) der Antennenfaktor

$$K = \frac{U_0}{E_0} \quad . \quad (3.12)$$

Am Meßaufpunkt MP erhält man im inhomogenen Feld E_{MP} an der Lastimpedanz das Meßsignal U_{MP} . Daraus ergibt sich durch eine Normierung mit dem zugehörigen Antennenfaktor K der von der Sonde ermittelte und angezeigte Feldwert E_{Sd}

$$E_{Sd} = \frac{U_{MP}}{K} = \frac{U_{MP}}{U_0} E_0 \quad . \quad (3.13)$$

Um die Meßabweichung realer Sonden zu berechnen, wird der von der Sonde ermittelte Feldwert E_{Sd} mit dem gesuchten Feld E_{MP} im Meßpunkt der Sonde verglichen, indem eine relative Abweichung definiert wird. In Abbildung 3.2 sind in der komplexen Ebene der von der Sonde ermittelte Feldwert E_{Sd} und der gesuchte wahre Feldwert E_{MP} dargestellt. Die Differenz wird durch den Zeiger Δ beschrieben, der sowohl die Amplituden- als auch die Phasenabweichung beschreibt.

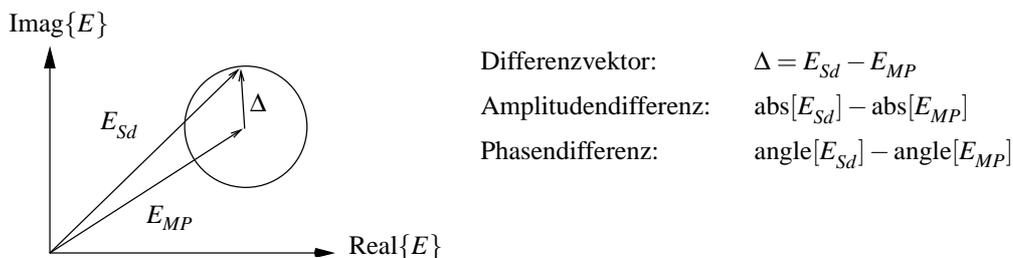


Abbildung 3.2: Differenzzeiger Δ als Unterschied zwischen wahrem Wert E_{MP} und Meßwert E_{Sd} .

Bei der Darstellung ergeben sich zwei unterschiedliche Möglichkeiten: Einerseits kann die relative Meßabweichung auf Basis der Beträge von Meßwert und wahren Wert berechnet werden

$$\eta = \frac{|E_{Sd}| - |E_{MP}|}{|E_{MP}|} \quad (3.14)$$

Andererseits ist es auch nicht unüblich, die relative Abweichung aus dem Betrag des komplexen Differenzvektors Δ zu berechnen

$$\eta = \frac{|\Delta|}{|E_{MP}|} = \frac{|E_{Sd} - E_{MP}|}{|E_{MP}|} \quad (3.15)$$

In diesem Fall werden Amplituden- und Phasenfehler gleichzeitig beurteilt, nur für die Phasendifferenz von 0° bzw. $\pm 180^\circ$ sind beide Darstellungen identisch. Primär ist die Amplitudenabweichung von Interesse, so daß die Definition entsprechend Gleichung (3.14) in der folgenden Arbeit verwendet wird. Soll auch die Phasenabweichung untersucht werden, ist es sinnvoll, diese getrennt anzugeben.

Würde man auf eine Kalibrierung verzichten, wie es bei der Messung transienter Signale gemacht wird, so wäre der nutzbare Frequenzbereich der Sonde auf den linearen Amplitudenverlauf beschränkt. Um die Einflüsse von Verkoppelungen und Streufeldern zu untersuchen, ist die Kalibrierung unumgänglich, da andernfalls diese Effekte durch den nichtlinearen Antennenfaktor überlagert würden.

- Räumliches Auflösungsvermögen:

Die Fähigkeit einer Sonde, eine gegebene Feldverteilung örtlich abzutasten, hängt - qualitativ betrachtet - von der Größe im Verhältnis zur Feldinhomogenität ab. Diese ist im allgemeinen nicht bekannt. Für die verschiedenen Sondentypen werden jedoch Grenzen (Abstand, Frequenzbereich) angegeben, die die Einhaltung einer bestimmten Meßabweichung gewährleisten.

- Feldverzerrung und Rückwirkung durch die Sonde:

Bei der Bestimmung elektromagnetischer Felder muß man aufgrund von Strahlungsquellen und Streukörpern von einer im allgemeinen inhomogenen Feldverteilung ausgehen. Wird eine Feldsonde als unvermeidbarer Störkörper in dieses inhomogene Feld eingebracht, führt die Rückwirkung der Sonde zu einer Feldveränderung bzw. Feldverzerrung.

Der Begriff der Verzerrung geht ursprünglich auf die Veränderung einer Signalamplitude im Zeitbereich zurück. Er wird hier aber, wie dies in der Fachliteratur üblich ist, im Sinne der örtlichen Veränderung einer Feldverteilung verwendet. Für die Veränderung bzw.

Verzerrung der Strombelegung eines Leiters aufgrund der Rückwirkung einer Stromzange gilt sinngemäß das gleiche.

Die Feldverzerrung einer Sonde ist ein Resultat des von ihr ausgehenden Streufeldes. Dieses hängt von ihrer Größe im Vergleich zur Wellenlänge, der Sondenstruktur und dem anregenden Feld ab. Es ist mehr für den anschaulichen Vergleich als für eine quantitative Bewertung der Sonden geeignet, da es neben der Frequenz von weiteren Parametern abhängt: der Anregung und den Ortskoordinaten. Dies macht eine Variation und Darstellung der Ergebnisse sehr aufwendig.

Die Feldverzerrung bzw. das Streufeld führen jedoch wieder zu integralen Kriterien mit denen die Rückwirkung der Sonde beschrieben werden kann: bei der Annäherung an einen Streukörper sind dies die Veränderung der Antenneneingangsimpedanz wie auch die Rückwirkung auf Lastsignale der benachbarten Struktur.

Nicht alle der genannten Kriterien sind für den Vergleich von Feldsonden geeignet. Besonders die Feldverzerrung, ausgehend von einem Sensor, dient mehr der anschaulichen Bewertung als dem quantitativen Vergleich. Der Schwerpunkt liegt auf der Meßabweichung, da sie die Verkoppelung zu benachbarten Strukturen und deren wie auch die eigene Feldverzerrung mit bewertet - sie weist integralen Charakter auf. Neben der Abweichung ist die Rückwirkung der Sensoren auf benachbarte Strukturen und Signale von Wichtigkeit. Die Veränderung verzerrter Spannungssignale über den Lastimpedanzen der Umgebungsstruktur erlaubt die Angabe einer relativen Differenz und die Bewertung der Rückwirkung.

In den folgenden drei Kapiteln wird nacheinander auf Feldsonden zur Messung elektrischer und magnetischer Felder eingegangen. Als dritter Sondentyp werden Stromzangen zur Messung hochfrequenter Leitungsströme behandelt. Dies geschieht mit Hilfe der hier geschilderten Momentenmethode.

Kapitel 4

Feldsonden zur Messung der elektrischen Feldstärke

Feldsonden zur Messung elektrischer Felder sind eine spezielle Art von Empfangsantennen. Ihre Eigenschaften, wie Empfindlichkeit, ihre nutzbare Bandbreite etc. werden von ihrer Größe im Verhältnis zur Wellenlänge und ihrer geometrischen Form bestimmt. Die Meßabweichung wird zusätzlich auch von der umgebenden Feldverteilung beeinflusst.

In diesem Kapitel wird zunächst auf übliche Ansätze zur Beschreibung dieser Sonden eingegangen. Im Anschluß daran werden die in dieser Arbeit untersuchten verschiedenen Typen geschildert. Daraufhin werden in einem ersten Schritt die Sonden im Freiraum im Feld einer ebenen homogenen Welle kalibriert. Bereits dabei führt eine von der Frequenz und dem Einfallswinkel der Welle abhängige Meßabweichung zu einer Bewertung der verschiedenen Sondentypen. Im darauffolgenden Abschnitt wird die Sonde in verschiedenen inhomogenen Feldern untersucht. Es wird bei Annäherung an Streukörper der Zusammenhang von Meßabweichung und Veränderung der Antenneneingangsimpedanz hergeleitet. Im letzten Teil wird das Verhalten isotroper Sonden beschrieben.

4.1 Wirkungsweise von Sonden zur Messung elektrischer Felder

4.1.1 Ersatzschaltbild elektrisch kleiner Sonden

Elektrische Feldsensoren werden auch kapazitive Sensoren genannt, um den Wirkmechanismus von aufzuladender Kapazität zwischen den beiden Elektroden bzw. zu einer leitenden Ebene zu veranschaulichen. Dabei bewirkt ein elektrisches Feld an der Oberfläche einer Elektrode aufgrund der einzuhaltenden Randbedingungen eine Ladungsverteilung, deren zeitliche Änderung

sich proportional zur Feldstärke verhält. Aus der ersten Maxwellschen Gleichung in integraler Form kann entlang einer Kurve C , die am Fußpunkt der Antenne den Antennenquerschnitt umschließt, der Fußpunktstrom i_0 berechnet werden. Da innerhalb der Antenne keine Quellen vorliegen, ist es erlaubt, als Integrationsfläche die Antennenoberfläche A zu wählen, so daß man erhält

$$\oint_C \vec{H}(\vec{r}, t) d\vec{s} = i_0(t) = \varepsilon \int_A \frac{\partial \vec{E}(\vec{r}, t)}{\partial t} d\vec{A} \quad . \quad (4.1)$$

Dabei wird ideale Leitfähigkeit der Elektrode vorausgesetzt. Ist in Gleichung (4.1) die Feldänderung entlang der Oberfläche konstant, kann das Integral durch die Feldstärke \vec{E} am Meßort ersetzt werden. Dies gilt zunächst nur bei elektrisch kleinen Antennen und nicht in direkter Nachbarschaft streuender Strukturen. Der Sensor kann in diesem Fall durch eine Differentialgleichung in Abhängigkeit von seiner Antennenimpedanz Z_A , der Lastimpedanz Z_L und einem Generator $I_0 = j\omega\varepsilon A_e E$ dargestellt werden:

$$i_0 = \varepsilon \frac{\partial E}{\partial t} A_e = C_A \frac{du_L}{dt} + \frac{u_L}{Z_L} \quad \circ \bullet \quad I_0 = j\omega\varepsilon E A_e = j\omega C_A U_L + \frac{U_L}{Z_L} \quad . \quad (4.2)$$

Die Gleichung beschreibt das Nortonersatzschaltbild in Abbildung 4.1; das Théveninersatzschaltbild ist dem gleichbedeutend. Die effektive Antennenhöhe h_e und die äquivalente Oberfläche A_e des Sensors sind mit den physikalisch zugehörigen Größen nicht unbedingt identisch. Diese Faktoren der beiden idealen Quellen I_0 und U_0 sind über die Antennenimpedanz Z_A bzw. die Kapazität C_A miteinander verknüpft.

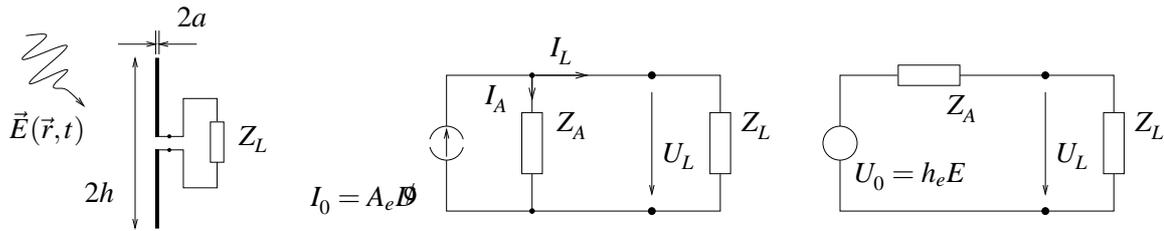


Abbildung 4.1: Ersatzschaltbild einer kurzen linearen Antenne.

Die Ersatzschaltbilder in Abbildung 4.1 enthalten neben der Quelle die Antennenimpedanz Z_A , bestehend aus dem Strahlungswiderstand R_S , dem Verlustwiderstand R_V und dem Blindwiderstand $1/j\omega C_A$

$$Z_A = R_S + R_V + \frac{1}{j\omega C_A} \approx \frac{1}{j\omega C_A} \quad \text{mit} \quad C_A = \frac{\varepsilon A_e}{h_e} \quad . \quad (4.3)$$

Für elektrisch kurze lineare Antennen können die ohmschen Anteile R_S und R_V gegenüber dem Blindwiderstand vernachlässigt werden. Man erhält für das Meßsignal

$$U_L = I_0 \frac{Z_A Z_L}{Z_A + Z_L} = j\omega \epsilon A_e E \frac{Z_A Z_L}{Z_A + Z_L} \quad (4.4)$$

Durch die Lastimpedanz und die Antennenimpedanz wird das prinzipielle Verhalten der Meßsonde beeinflusst. Ein hoch- bzw. niederohmiger Widerstand Z_L führt zu folgenden Vereinfachungen:

- Hochohmige Belastung: $Z_L \gg 1/j\omega C_A \longrightarrow U_L \approx \frac{\epsilon A_e}{C_A} E = h_e E$.

Die Signalspannung hat einen konstanten Amplitudenwert direkt proportional der elektrischen Feldstärke.

- Niederohmige Belastung: $Z_L \ll 1/j\omega C_A \longrightarrow U_L \approx j\omega \epsilon E A_e Z_L$.

Der Sondenfrequenzgang weist also differenzierenden Charakter auf.

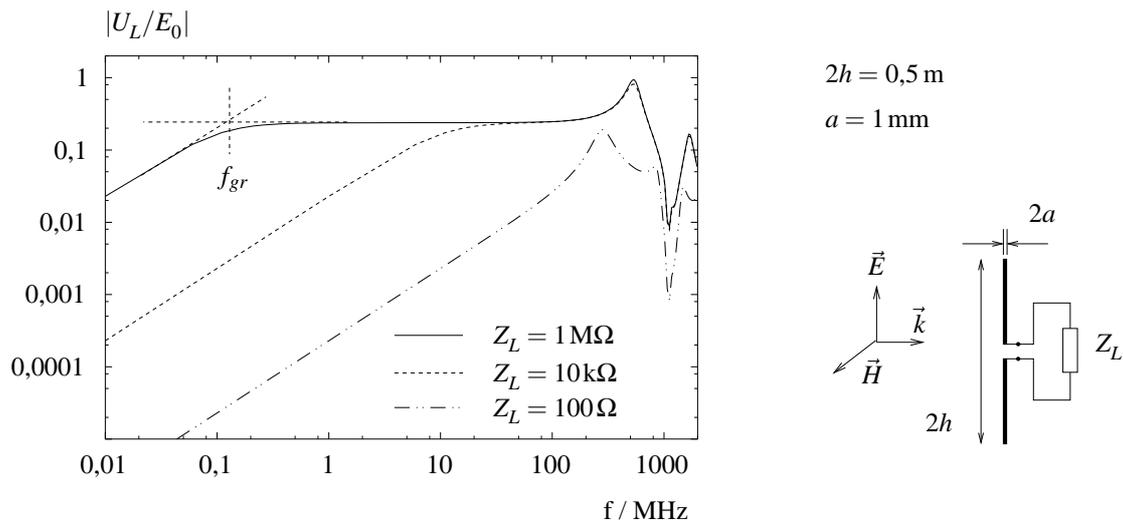


Abbildung 4.2: Frequenzgang eines linearen Dipols ($L = 2h = 0,5 \text{ m}$, $a = 1 \text{ mm}$).

Durch die Grenzfrequenz wird der Übergang zwischen dem differenzierenden und dem proportionalen („selbstintegrierenden“) Bereich der Sonde festgelegt:

$$f_{gr} = \frac{1}{2\pi} \frac{1}{Z_L C_A} \quad (4.5)$$

Im allgemeinen sollen Signale mit einem breitbandigen Spektrum, also in einem weiten Frequenzbereich mit einem linearen Amplitudenverlauf gemessen werden. Dies ist entweder im differenzierenden Bereich unterhalb der Grenzfrequenz oder oberhalb von ihr im proportionalen Amplitudenbereich bis zur ersten Resonanz der Sonde möglich. Damit dieser sich über ein weites Frequenzband erstreckt, wird die Grenzfrequenz durch eine hochohmige Last oder auch

eine kapazitive Beschaltung verkleinert. Letzteres hat den Nachteil, auch die Empfindlichkeit der Sonde zu verringern.

Die bisher beschriebenen Grundlagen erlauben nur eine eingeschränkte Analyse der Feldsonden im Freiraum bei Einfall einer homogenen ebenen Welle. Schon eine gegenüber der Sondenachse verkippte Einfallrichtung der ebenen Welle führt zu Signalspannungen, die mit dem einfachen Ersatzschaltbild nicht mehr zu beschreiben sind. Die Beschreibung von Antenneneigenschaften basierte in der Vergangenheit deswegen vielfach auf analytischen Rechnungen. Die Ergebnisse dienten als Basis für die Entwicklung heutiger Feldsonden. Es kann hier nur im Ansatz darauf eingegangen werden, der Schwerpunkt liegt auf der numerischen Modellierung der verschiedenen Sondentypen.

4.1.2 Analytische Berechnung der Strombelegung

Um genauere Aussagen über eine Antenne machen zu können, muß ihre Stromverteilung berechnet werden. Einfachste Ansätze gehen beim Stabdipol in Analogie zur Leitungstheorie von einer leerlaufenden Leitung entsprechend der halben Antennenhöhe aus und führen zu einer sinusförmigen Strombelegung. Dieser zwar anschauliche aber willkürliche Ansatz erlaubt näherungsweise die Bestimmung der Richtcharakteristik und des Strahlungswiderstandes. Offensichtlich werden die Fehler dieses Modells jedoch bei Betrachtung der einzuhaltenden Randbedingungen, so daß für eine zuverlässige Analyse der Feldverhältnisse der exakte analytische Ansatz gewählt werden muß.

Die Berechnung der Strombelegung einfacher Antennenstrukturen erfolgt über den Ansatz der Maxwell'schen Gleichungen, die auf der Oberflächenstruktur unter Berücksichtigung der umgebenden Felder den Randbedingungen genügen müssen. Es wird dabei zwischen Verfahren unterschieden, die einerseits auf eine zu lösende Integralgleichung (Pocklington, Hallén) führen oder andererseits eine Differentialgleichung (Abraham, Stratton) zur Folge haben. Größere Anschaulichkeit haben die Verfahren, bei denen das Antennenfeld durch Teilwellen verschiedener Wellenformen und Ordnungen überlagert wird, wie dies bei der bikonischen Antenne geschieht. Eine Übersicht der verschiedenen Lösungsverfahren und der resultierenden Genauigkeiten gibt beispielsweise T.T.Wu in [15, Kapitel 8].

Bei der analytischen Herleitung der Strombelegung ist zwischen Sende- und Empfangsantenne zu unterscheiden. Insbesondere die Behandlung des Empfangsfalls ist deutlich aufwendiger als desjenigen der Sendeantenne, siehe King [4]. Die Strombelegung eines schlanken unbelasteten Stabdipols ($h \leq \lambda/4$) bei Anregung durch eine einfallende homogene Welle mit dem Feldvektor \vec{E} parallel zur Stabachse kann in erster Näherung geschlossen durch eine cos-förmige Verteilung angegeben werden [12]:

$$I(z) = I_0 \frac{\cos \beta z - \cos \beta h}{1 - \cos \beta h} E \quad \text{mit} \quad I_0 = \frac{jE}{30\beta\Omega} \frac{1 - \cos \beta h}{\cos \beta h} \quad \text{und} \quad \Omega = 2 \ln \frac{2h}{a} \quad . \quad (4.6)$$

Dabei ist I_0 die maximale Stromamplitude, $\beta = 2\pi/\lambda$ die Phasenkonstante und Ω der Schlankheitsgrad der Stabantenne.

Die Strombelegung $I(z)$ einer mit dem Widerstand Z_L belasteten Stabantenne kann mittels des Kompensationstheorems hergeleitet werden. Demnach kann jede beliebige Impedanz in einem Netzwerk durch einen Generator der Quellenspannung $U_L = Z_L I_L$ mit einem Laststrom I_L ersetzt werden, ohne daß sich das Verhalten des Netzwerkes ändert. Man erhält die Strombelegung einer belasteten Empfangsantenne dann durch Überlagerung der Stromverteilung $I_E(z)$ einer unbelasteten Empfangsantenne und der Stromverteilung $I_S(z)$ einer mit U_L gespeisten Sendeantenne [12]:

$$I(z) = I_E(z) - I_S(z) = I_L \left[\left(1 + \frac{Z_L}{Z_A} \right) \frac{\cos \beta z - \cos \beta h}{1 - \cos \beta h} - \frac{Z_L}{Z_A} \frac{\sin \beta (h - |z|)}{\sin \beta h} \right] \quad . \quad (4.7)$$

Der Fußpunktstrom $I(z = 0)$ einer unbelasteten Antenne und die Antennenimpedanz $Z_A = -j60\Omega \cot(\beta h)$ ergeben die Leerlaufspannung

$$U_0 = \frac{jE}{30\beta\Omega} \left(\frac{1 - \cos \beta h}{\cos \beta h} \right) \left(-j60\Omega \cot \frac{\beta h}{2} \right) = E \frac{2}{\beta} \tan \frac{\beta h}{2} \quad . \quad (4.8)$$

Der Quotient aus Leerlaufspannung U_0 und einfallendem Feld E

$$h_e = \frac{U_0}{E} = \frac{2}{\beta} \tan \frac{\beta h}{2} = \frac{\lambda}{\pi} \tan \left(\pi \frac{h}{\lambda} \right) \quad (4.9)$$

wird als effektive Antennenhöhe einer Antenne der Länge $2h$ bezeichnet. Gleichung (4.9) gilt für schlanke Antennen mit Antennenlängen kleiner als $\lambda/2$, die parallel zum elektrischen Feldvektor ausgerichtet sind.

Wenn die Antenne nicht mehr parallel zum elektrischen Feld liegt, ist die Analyse und Herleitung der resultierenden Lastspannung mit einem erheblichen Aufwand verbunden, da die Phase des elektrischen Feldes entlang der Stablänge mit der Ortskoordinate variiert. Während dies für den Dipol noch analytisch beschrieben werden konnte, ist für die Mehrzahl der heutzutage gebräuchlichen Sondentypen eine Untersuchung nur noch mit Hilfe der numerischen Feldberechnung möglich.

4.2 Modellerte Sondentypen

Um grundlegende Eigenschaften elektrischer Feldsonden systematisch untersuchen und beschreiben zu können, wird zwischen zwei verschiedenen Sondentypen unterschieden: Einerseits sind dies Sonden, die das elektrische Feld nur einer Ortskoordinate messen können, und andererseits Sonden, die aus der orthogonalen Anordnung dreier einzelner Sensoren bestehen. Diese ermitteln gleichzeitig alle drei Ortskomponenten des Feldes und weisen im Idealfall eine isotrope Charakteristik auf.

Die geschilderten Sensorstrukturen werden im Frequenzbereich von einigen kHz bis 10 GHz untersucht. Im Verhältnis zur Sondengröße (typisch von einigen cm bis 30 cm) entspricht dies einer Variation von elektrisch kleinen Sondentypen ($h < \lambda/10$) bis zu Frequenzen, bei denen die Sondendimension gleich der doppelten Wellenlänge ist. Das Verhalten wurde durch Variation der konstruktiven Parameter, wie Öffnungswinkel, Last, Lage der Lastimpedanz, Oberflächenkrümmung, Schlankheitsgrad Ω etc. systematisch untersucht.

Bei Sonden zur Messung der elektrischen Feldstärke kann grundsätzlich zwischen Stabantennen, Kegelstrukturen und Flächenstrukturen unterschieden werden. Andere breitbandige Antennenstrukturen, wie Spiralantennen oder Winkelantennen sind für Feldmessungen aufgrund zweier Eigenschaften weniger geeignet: Die untere Grenzfrequenz der Meßbandbreite wird durch die Länge der Spiralarme direkt beeinflusst; soll sie also in einem niedrigen Frequenzbereich arbeiten, muß sie entsprechend groß ausgelegt werden. Außerdem hat sie eine zirkular polarisierte Empfindlichkeit, wodurch gleichzeitig zwei Feldkomponenten gemessen werden. Beide Nachteile führten dazu, diesen Antennentyp nicht intensiver zu untersuchen. Im Mikrowellenbereich werden zur Feldmessung kleine Hornantennen oder offene Wellenleiter verwendet [20]. Aufgrund ihres integralen Charakters und des resultierenden schlechten örtlichen Auflösungsvermögens sind sie für Nahfeldmessungen nicht geeignet und werden hier ebenfalls nicht weiter erwähnt.

4.2.1 Grundformen

Als typische anisotrope Sondenstrukturen werden zur Messung elektrischer Feldkomponenten lineare Strukturen und planare Sensortypen verwendet. Erstere werden im allgemeinen durch eine kegelförmige Kontur und deren Öffnungswinkel beschrieben. Durch unterschiedliche Formgebung der Enden wird versucht, eine Optimierung des Verhaltens zu erreichen. Zu diesen Sensortypen zählen sowohl der lineare Dipol (Öffnungswinkel 0°) als auch der planare "Bow tie" wie auch Kegel mit unterschiedlichen Kappen oder Querschnittsformen, siehe Abbildung 4.3. Diese Sensortypen sind häufig in der Form eines Monopols auf einem Sondenrumpf montiert, der einen einfachen Signalabgriff und eine Signalwandlung erlaubt.

Planare Sensoren werden entweder als Teil einer größeren Oberfläche (z.B. Flugzeug etc.) oder

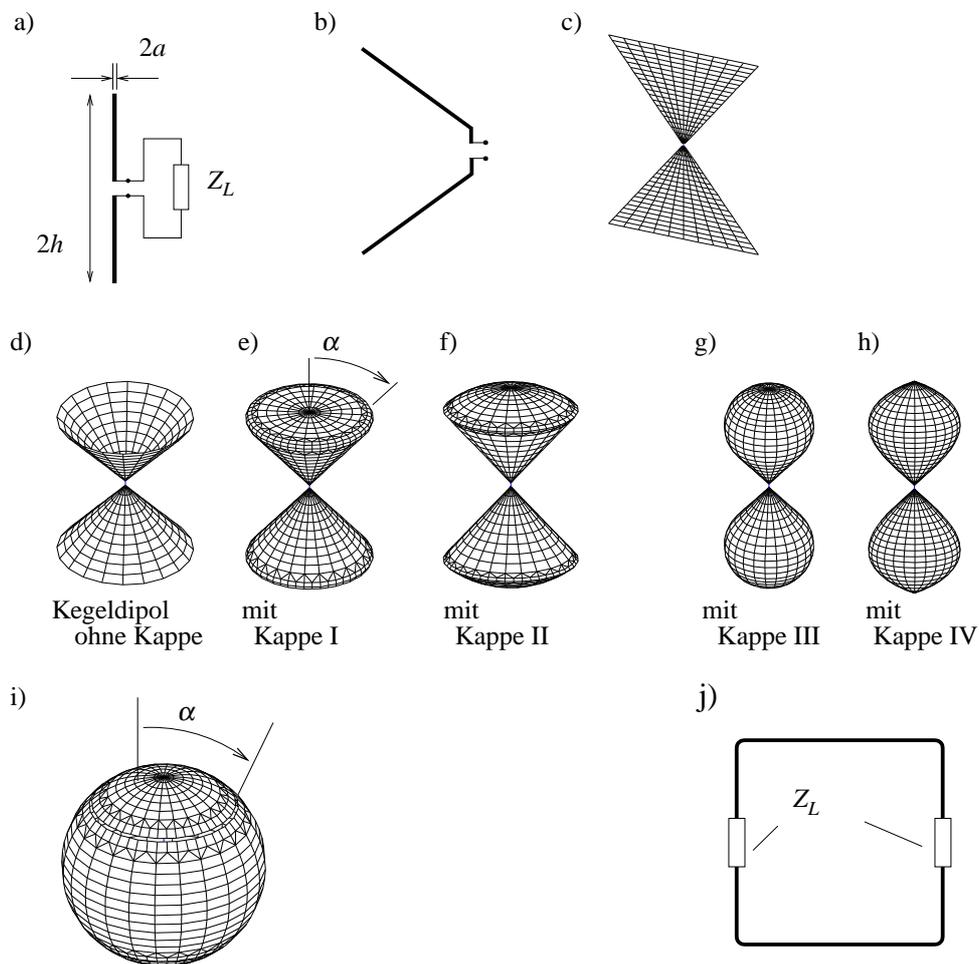


Abbildung 4.3: Beispiele modellierter Sonden: a) Stabdipol, b) V-Dipol, c) Keilflächendipol, d)-h) Kegeldipole verschiedener Ausführung, i) Kugelkappendipol und j) doppelt belastete Schleife.

als Freifeldsonde entsprechend Abbildung 4.3 i) realisiert. Dabei werden durch eine Segmentierung der Oberfläche verschiedene Meß- und Masseflächen geschaffen, deren Potentialdifferenz als Signal innerhalb des Sondenrumpfes weiterverarbeitet wird. Sonden, die mit Hilfe einer doppelt belasteten Schleife die elektrischen Feldkomponenten bestimmen, können als zwei parallel zueinander liegende gekrümmte Dipole angesehen werden. Weitere Einzelheiten zu ihrer Wirkungsweise sind in Abschnitt 5.1.2 zu finden.

4.2.2 Isotrope Sondentypen

Eine isotrope Charakteristik wird durch die orthogonale Anordnung von mindestens drei einzelnen Sensorelementen erzielt, Beispiele dieser Sondentypen sind in Abbildung 4.4 zu sehen. Die kreuzförmige Struktur dreier Dipole in Abbildung a) wird mit Hilfe eines hier nicht darge-

stellten Basismaterials aufgebaut, welches die einzelnen Sensorelemente trägt. Dem gegenüber ist die Anordnung der drei tragenden Platten zu einem dreieckförmigen Tubus in Abbildung b) einfacher zu realisieren. Alternativ kann die tragende Struktur auch durch ein Kreuz entsprechend Abbildung c) erfolgen, es bildet für die einzelnen Sensorelemente eine gemeinsame Bezugsmasse. Dem vergleichbar sind die beiden folgenden Sondentypen in d) und e), bei denen die Sensorelemente auf einem Rumpf befestigt sind. Die Lastimpedanz wird durch die Wellenimpedanz einer Koaxialleitung gebildet, die innerhalb des Rumpfes das Signal zur weiteren Auswertung abführt. Die orthogonale Kombination des Kugelkappendipols aus Abbildung 4.3 i) führt zu einer Sonde in Abbildung 4.4 f), wie sie von Pfaff [42] entwickelt wurde.

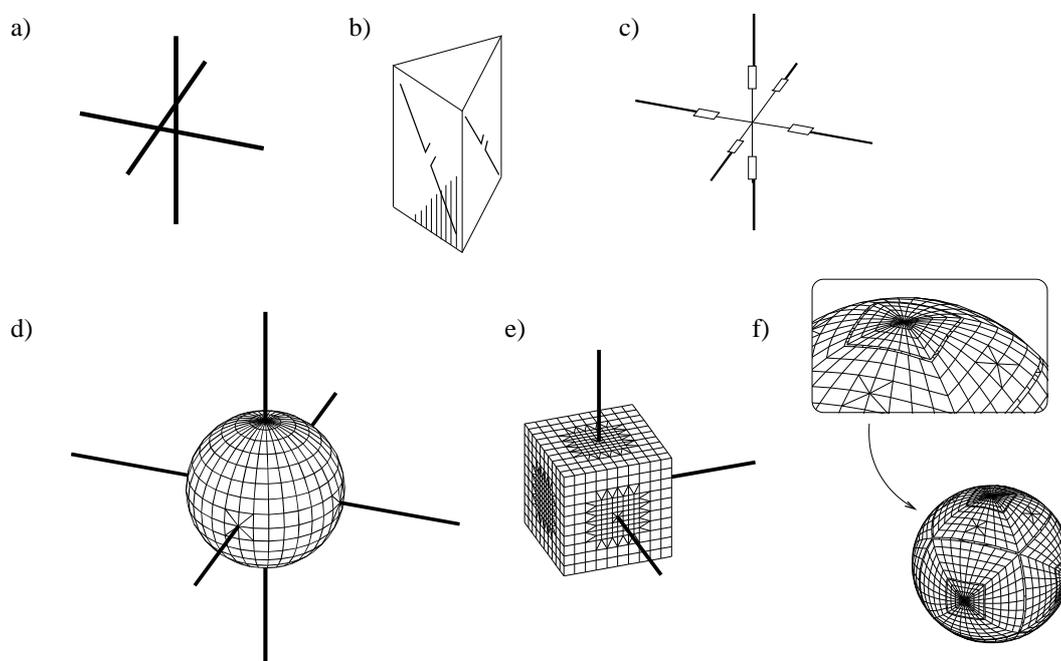


Abbildung 4.4: Beispiele isotroper Sonden: a), b) und c) Kreuzdipolsonde, d) kugelförmiger Sondenrumpf mit sechs Dipolsensoren, e) würfelförmiger Sondenrumpf mit drei Sensoren und f) Kugelflächensonde.

Die hier gezeigten Sonden bestehen alle aus drei oder sechs zueinander orthogonalen Komponenten, die in der Lage sind, zur gleichen Zeit die drei Komponenten des elektrischen Feldes zu ermitteln. Die Kreuzdipolsonde hat drei Lastwiderstände, die kreuzförmige Anordnung der bikonischen Antenne und die Kugelsonde mit den Dipolen haben je sechs Lastwiderstände, während die Kugelsonde mit den Meßflächen je nach Ausführung bis zu 24 Lastelemente besitzt.

4.2.3 Erhöhung der nutzbaren Bandbreite

Eine Erhöhung des nutzbaren Frequenzbereiches von Feldsensoren ist insbesondere bei Messungen gepulster Felder im Zeitbereich von Bedeutung. Dafür wird über einen weiten Bereich ein konstanter Frequenzgang der Übertragungsfunktion angestrebt. Unter welchen Bedingungen dies zu erwarten ist, kann analytisch hergeleitet werden.

Die elektrischen Eigenschaften wie Eingangsimpedanz, Strahlungsdiagramm und Polarisation einer Antenne sind nur dann von Frequenz und Wellenlänge unabhängig, wenn ihre Struktur skalierbar ist. D.h. sie hat unabhängig von einer Skalierung proportional der Wellenlänge immer die gleiche Form. Für die analytische Herleitung dieser Bedingung wird die Oberfläche oder Kontur einer Antenne durch die Funktion $r = F(\vartheta, \varphi)$ beschrieben [27], wobei r den Aufpunktastand zum Ursprung darstellt. Weiterhin wird angenommen, daß die Oberfläche elektrisch ideal leitend ist und die Speisepunkte im Ursprung auf der z-Achse liegen. Unter gegebenen Umständen läßt sich beweisen, daß für eine Funktion

$$r = F(\vartheta, \varphi) = e^{a\varphi} f(\vartheta) \quad (4.10)$$

von einer frequenzunabhängigen Antenne gesprochen werden kann. Dabei sind a eine Konstante und $f(\vartheta)$ eine frei wählbare Funktion. Einfache Beispiele sind der unendlich ausgedehnte Keilflächendipol und der Kegeldipol, die durch ihren Öffnungswinkel beschrieben werden; bei beiden ist die Funktion $f(\vartheta) = C$ eine Konstante. Auch alle Formen von Spiralantennen genügen obiger Bedingung; beispielsweise wird mit $r \Big|_{\vartheta=\pi/2} = r_0 e^{a(\Phi-\Phi_0)}$ die Kontur von planaren Spiralantennen beschrieben.

Der in der Praxis nicht zu vermeidende Abbruch der Struktur führt zu Reflexionen der sich bewegenden Ladungen und somit zu einem resonanten Frequenzgang. Eine weitere Reduzierung dieser Resonanzen ist durch eine widerstandsbehaftete Beschichtung der Sondenstruktur zu erzielen, wie es im folgenden beschrieben wird.

King und Wu weisen nach, daß bei einer exponentiellen Veränderung des Wellenwiderstands einer Antenne entlang ihrer Längsachse die reflektierten Anteile der Vektor-Wellengleichung verschwinden und so zu einer Linearisierung des Frequenzganges führen [11]. Dies wird durch eine entlang der Antennenachse veränderliche Leitfähigkeit des Materials realisiert. Unterstützend wirkt dabei eine weitere Zuspitzung der Stabstruktur vom Fußpunkt in Richtung der Stabenden. Aus fertigungstechnischen Gründen werden diese Sensoren nicht mehr als Stab, sondern in Form sehr schlanker flächenhafter Dreiecke hergestellt [46].

In Abbildung 4.5 a) wird das Verhalten eines nach King mit einer Impedanzschicht versehenen Dipols in Abhängigkeit der Leitfähigkeit κ dargestellt. Dieser Ansatz wurde bei einer Vielzahl von Feldsonden verwendet, siehe z.B. [38], [46], [58], [60]. Eine Weiterentwicklung überträgt

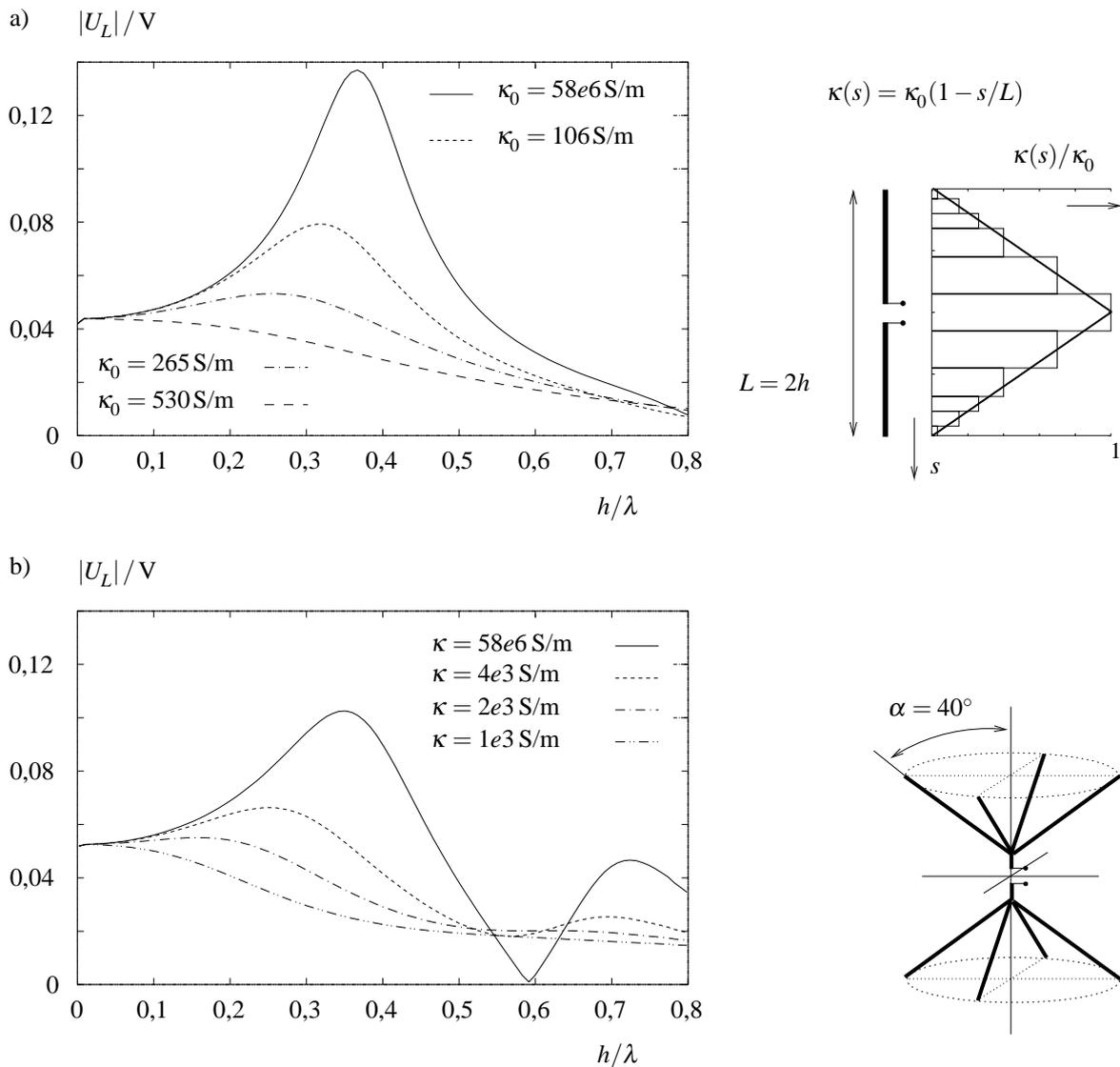


Abbildung 4.5: Zusammenhang zwischen Empfindlichkeit und normierter Antennenlänge in Abhängigkeit des Parameters Widerstandsbelegung.

diesen Ansatz auf den V-förmigen Dipol. Dessen resonantes Verhalten in Abhängigkeit von der Frequenz hängt vom Öffnungswinkel α ab [82]. Eine Dämpfung dieser Resonanzen hat García [77] durch eine zusätzliche Beschichtung erreicht, wie sie von King hergeleitet wurde. Im vorliegenden Fall wurde vereinfachend keine Veränderung des Widerstands entlang der V-förmigen Stäbe gewählt, sondern die Leitfähigkeit κ über der gesamten Länge konstant gesetzt. Die resultierende effektive Antennenhöhe weist auch bei diesem einfacheren Ansatz den gleichen angestrebten Effekt auf.

Bisher wurden grundlegende Eigenschaften von Feldsonden zur Messung der elektrischen Feldstärke beschrieben. Um die Eigenschaften dieser Sonden, insbesondere die Meßabweichung

in inhomogenen Feldern zu untersuchen, sind analytische Ansätze zu aufwendig oder nicht realisierbar. Aus diesem Grund werden die Sonden wie auch die Meßumgebung numerisch modelliert, so daß Feldverteilung und Meßsignale auf Basis der Momentenmethode bestimmt werden können. Im folgenden Abschnitt wird deren Verhalten zunächst im homogenen Wellenfeld untersucht, wie es auch bei der Kalibrierung der Sonden üblich ist.

4.3 Sondeneigenschaften im Freiraum bei Anregung durch eine homogene, ebene Welle

Jede Feldsonde wird als Empfangsantenne durch ihre Eingangsimpedanz und ihre effektive Antennenhöhe h_e oder alternativ durch den Antennenfaktor beschrieben. Durch geeignete Maßnahmen wie beim V-Dipol, den kegelförmigen Strukturen oder bei widerstandsbeschichteten Sonden ist eine Linearisierung der effektiven Antennenhöhe zu erzielen. In diesem Abschnitt wird unter idealen Freiraumbedingungen nicht nur auf den Verlauf der effektiven Antennenhöhe über der Frequenz eingegangen, sondern auch deren Veränderung bei Einfall einer homogenen Welle beliebiger Ausrichtung gegenüber der Sondenachse untersucht. Die resultierende Meßabweichung führt zu einer unmittelbaren Begrenzung der nutzbaren Bandbreite.

4.3.1 Effektive Antennenhöhe h_e

Zur Untersuchung der Sonden im homogenen Feld wird in der Praxis eine Sendeantenne verwendet, deren Abstand zur Feldsonde so groß ist, daß diese sich im Fernfeld der Strahlungsquelle befindet. Für eine eindeutige Ausrichtung einer beliebigen Sensorstruktur bezüglich der einfallenden Feldwelle sind drei Winkel notwendig. Die Einfallrichtung des Ausbreitungsvektors \vec{k} bezüglich einer Antenne im Ursprung des Koordinatensystems wird entsprechend Abbildung 4.6 durch die Winkel ϑ und φ festgelegt. Die Lage des elektrischen Feldvektors wird zusätzlich durch eine Drehung mit dem Winkel ψ um die Achse der Ausbreitungsrichtung beschrieben. Für rotationssymmetrische Antennen bezüglich der z-Achse entfällt die Abhängigkeit vom Winkel φ .

Die bei Anregung mit einer homogenen Welle resultierende Leerlaufspannung führt durch Normierung mit der parallel zur Sondenachse liegenden Feldamplitude $E_0 \cos \vartheta \cos \psi$ auf die effektive Antennenhöhe h_e

$$h_e(\vartheta, \psi) = \frac{u_L}{E_0 \cos \vartheta \cos \psi} \cdot C(\vartheta) \quad . \quad (4.11)$$

Liegt die Antenne nicht parallel zum elektrischen Feldvektor \vec{E}_0 , aber in einer Ebene konstanter Phase, so bleibt die effektive Antennenhöhe unverändert. Ist die Antenne hingegen gegenüber

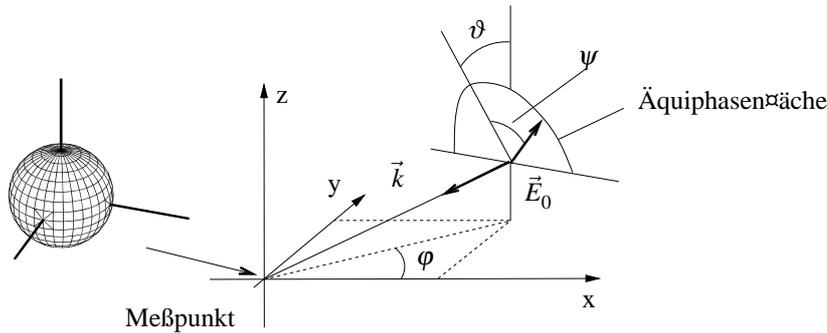


Abbildung 4.6: Feldeinfall einer ebenen homogenen Welle $\vec{E} = \vec{E}_0 e^{-j\vec{k}\vec{r}}$ auf eine im allgemeinen unsymmetrische Feldsonde.

dem einfallenden Feld beliebig orientiert, liegt sie also nicht in einer Äquiphasenfläche, so ist die Verwendung der parallel zur Antenne liegenden Feldkomponente nicht mehr erlaubt. In diesem Fall ist die Phase entlang der Antennenstruktur veränderlich: Das eine Ende der Antenne ist in Richtung einer entfernten Strahlungsquelle geneigt, das andere von ihr entfernt. Der Phasenunterschied entlang der Antennenlänge entspricht einem Zeitunterschied des abgestrahlten Feldes der entfernten Quelle.

Dieser Effekt wird durch den Term $C(\vartheta)$ in Gleichung 4.11 beschrieben und führt mit steigender Frequenz zu einer Meßabweichung, deren Höhe vom Antennentyp abhängig ist. Bei Dipolantennen kann nur für Größen ($h < \lambda/4$) und einer Verkippung geringer als 10° der Einfluß vernachlässigt werden [12]. Um auch für die anderen Sondentypen eine quantitative Aussage über das Ausmaß der Abweichung machen zu können, wird zunächst am Beispiel des einfachen wie des impedanzbelegten Stabdipols, eines Kegeldipols und eines Kugelkappendipols dieser Einfluß veranschaulicht.

Die einzelnen Sondentypen wurden dafür in einem ebenen homogenen Wellenfeld wie bei einer Kalibrierung so ausgerichtet, daß die Sondenachse parallel zum einfallenden elektrischen Feldvektor liegt. Wird die Sonde um den Winkel ϑ aus der Äquiphasenfläche gekippt, ist die effektive Antennenhöhe mit steigender Frequenz nicht mehr proportional zur parallel zur Sonde liegenden Feldkomponente; inwieweit dies zu beobachten ist, hängt stark vom betreffenden Sondentyp ab. Werden die Sonden andererseits um den Winkel ψ in den Äquiampplitudenflächen gekippt, zeigt sich die erwartete Proportionalität zum parallelliegenden Feldanteil unabhängig von der Frequenz und dem Sondentyp. Diese Variation des Feldeinfalls wurde nicht nur mit den oben genannten Typen, sondern mit allen modellierten Sondentypen durchgeführt. Insbesondere wurden dabei sondenspezifische Parameter (Öffnungswinkel, Stabdicke, Impedanzschicht) variiert.

Die Frequenzachse ist mit Hilfe der Sensorgröße $h = 5 \text{ cm}$ bezüglich der Wellenlänge λ normiert. Für $L = \lambda/2$ ist beim einfachen Dipol wie auch beim impedanzbehafteten Typ eine Differenz von $\approx 20\%$, beim Kugelkappensensor $\approx 40\%$ zu beobachten. Allein das Verhalten des kegelförmigen Sensors ist vom Winkel zur einfallenden Welle bis über $L = \lambda$ hinaus unabhängig.

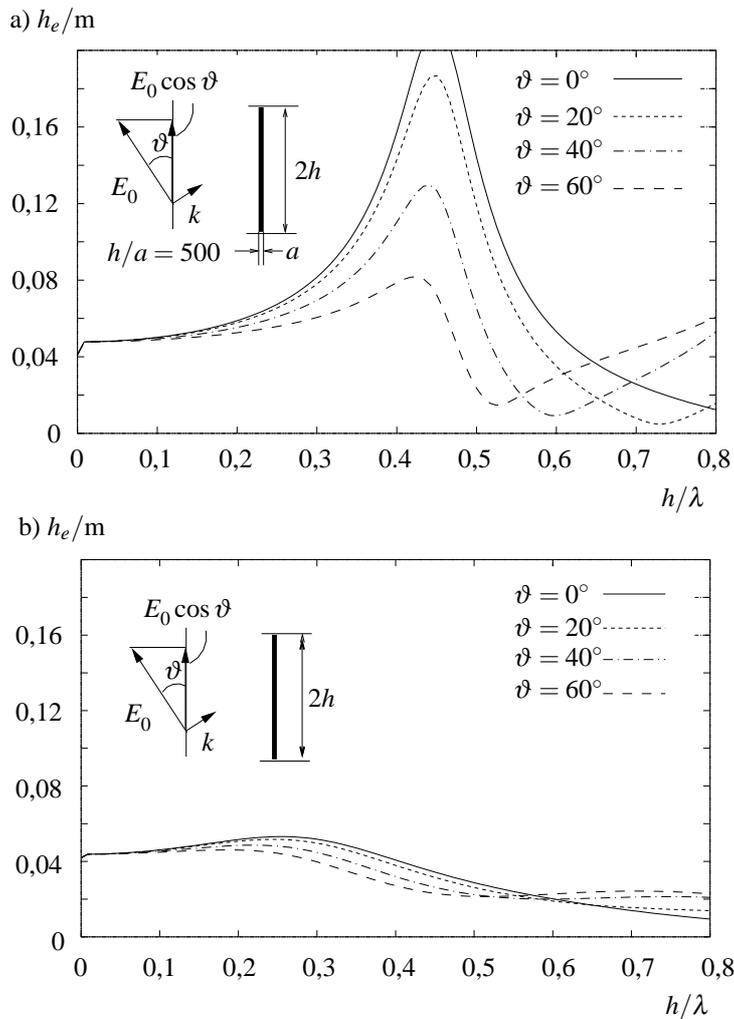


Abbildung 4.7: Effektive Antennenhöhe h_e bei Variation des Winkels ϑ : a) einfacher Stabdipol ($h/a = 500$), b) Stabdipol mit Impedanzbelag aus Abbildung 4.5 ($L = 2h = 10 \text{ cm}$, $\kappa_0 = 106 \text{ S/m}$, $h/a = 50$).

Die guten Eigenschaften des kegelförmigen Sensors sind auf die Aufweitung der Sondenstruktur zurückzuführen und die damit verbundene Verringerung der Oberflächenstromdichte bei steigender Entfernung von den Fußpunktklemmen. Ein prinzipiell ähnliches Verhalten weisen auch die in Abschnitt 4.2 geschilderten kegelförmigen Antennentypen, dickere Stabantennen und Sensoren mit einem resistiven Oberflächenbelag auf. Bei diesen Sonden werden die Oberflächenströme in Richtung der Abbruchkante stark gedämpft, so daß der reflektierte Anteil und damit der resonante Charakter des Frequenzgangs deutlich verringert wird [11], [58], [60].

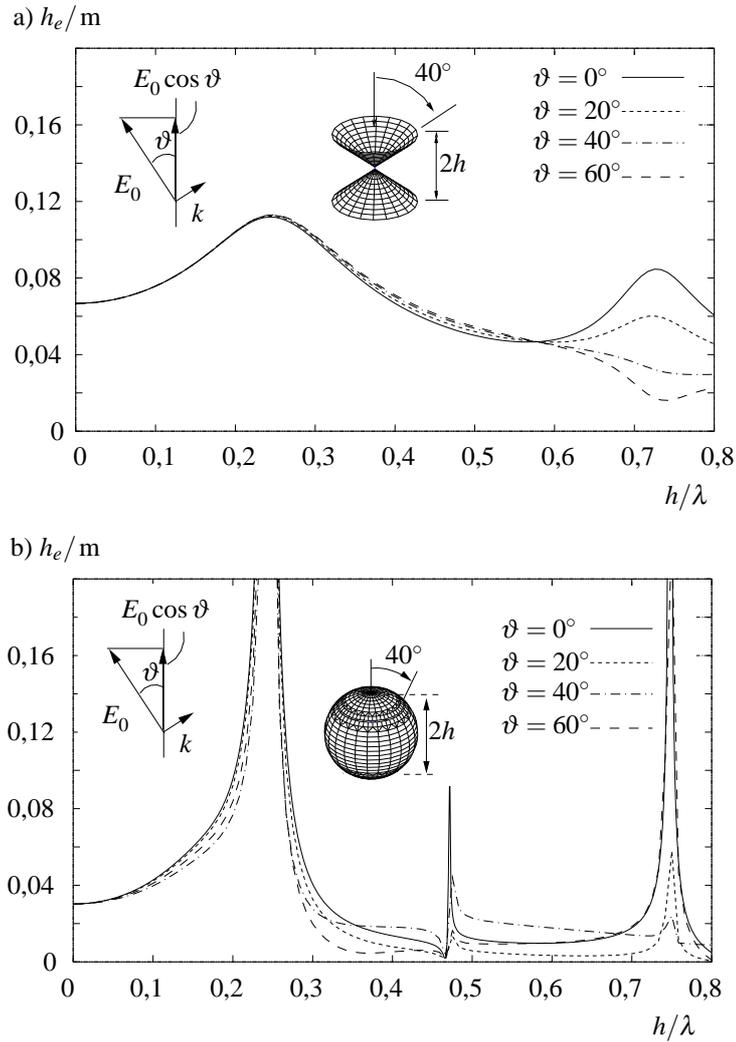


Abbildung 4.8: Effektive Antennenhöhe h_e bei Variation des Winkels ϑ von Kegeldipol (Öffnungswinkel $\alpha = 40^\circ$) und Kugelkappendipol (Öffnungswinkel $\alpha = 40^\circ$) ($L = 2h = 10\text{ cm}$).

Für jeden Sondentyp ist auf diese Art und Weise durch Variation der Strukturparameter ein Optimum bestimmt worden. Bei rotationssymmetrischen Antennen ergibt sich ein Öffnungswinkel von $\approx 40^\circ$, bei impedanzbeschichteten Typen eine Leitwertverteilung, wie sie in Abschnitt 4.2.3 beschrieben wurde. Die unterschiedlichen Typen werden miteinander verglichen, indem sie einem Feld mit einer Ausrichtung von $\vartheta = 45^\circ, 60^\circ$ und 75° gegen die Äquiphasenfläche der Welle ausgesetzt werden. Der von der Sonde ermittelte Feldwert wird mit der effektiven Antennenhöhe $h_e(\vartheta = 0^\circ)$ kalibriert und erlaubt damit die Angabe der Meßabweichung η

$$E_{sd} = \frac{u_L}{h_e(\vartheta = 0^\circ)} = \frac{u_L}{u_L(\vartheta = 0^\circ)} E_0 \quad \rightarrow \quad \eta = \frac{E_{sd}}{E_0} - 1 = \frac{u_L}{u_L(\vartheta = 0^\circ)} - 1 \quad . \quad (4.12)$$

Über die mit der Frequenz steigende Meßabweichung kann eine nutzbare Bandbreite für die verschiedenen Sondentypen bestimmt werden, indem eine maximale Abweichung festgelegt wird, die in diesem Frequenzbereich nicht überschritten werden darf. Bei Auswahl dieser Grenze müssen im Rahmen einer Meßunsicherheitsanalyse alle weiteren Einflußfaktoren ermittelt werden. Der von dem Meßaufnehmer zur Gesamtmeßunsicherheit beigetragene Anteil sollte in dieser Abschätzung unterhalb der Werte anderer Einflußfaktoren bleiben. Beispielsweise ist für passive Feldmeßsysteme der Einfluß des Meßempfängers zu nennen, der im allgemeinen mit einer Unsicherheit in der Größenordnung von 1 - 2 dB angegeben wird. Um einerseits unterhalb dieser Grenze und andererseits eine möglichst hohe Bandbreite zu erhalten wird hier eine maximal zulässige Meßabweichung durch den Meßaufnehmer von 10 % gewählt.

Prinzipiell muß der Anwender oder Entwickler für sein Feldmeßsystem - insbesondere für die aktiven Systeme - eine individuelle Unsicherheitsanalyse durchführen, die alle einzelnen Komponenten berücksichtigt. Der hier gewählte Wert von 10 % maximal zulässiger Abweichung ist deswegen nicht als verbindlich anzusehen. Eine Festlegung im Rahmen dieser Arbeit ist jedoch für die folgende quantitative Beurteilung der zu vergleichenden Sonden notwendig.

Um eine von der absoluten Sondengröße unabhängige Angabe zu erhalten, wird in Tabelle 4.1 entsprechend den Frequenzachsen der vorherigen Abbildungen das Verhältnis der Antennenhöhe zur Wellenlänge h/λ_{min} angegeben. Für den Dipol aus Tabelle 4.1 ergibt sich mit $h/\lambda_{min} = 0,1942$ bei $\vartheta = 60^\circ$ und $h = 0,05$ m eine maximale Frequenz $f_{max} = c_0 0,1942/h = 1165$ MHz. Hier werden die entsprechenden Werte mit einer erhöhten vierstelligen Genauigkeit angegeben, um einen Vergleich zu ermöglichen und deutlich zu machen, in welcher Größenordnung der Einfluß liegt. In der Praxis macht es Sinn, die angegebenen Zahlen auf die ersten beiden Stellen abzurunden.

Neben der nutzbaren Bandbreite ist die Empfindlichkeit einer Sonde von zentraler Bedeutung. Sie wird durch den konstanten Amplitudenbereich im Verlauf der effektiven Antennenhöhe h_e gekennzeichnet. Bei diesen Frequenzen ist sie ungefähr gleich der halben geometrischen Höhe, variiert aber in Abhängigkeit vom Antennentyp. Um eine von der absoluten Größe unabhängige Angabe über die Empfindlichkeit der verschiedenen Sonden machen zu können, wird die effektive Antennenhöhe h_e auf die geometrische Größe h normiert und in Tabelle 4.1 dargestellt.

Die drei Dipoltypen weisen zwar unterschiedlich stark ausgeprägte Resonanzen des Amplitudenfrequenzgangs auf (Abbildung 4.7), sind aber sowohl bei Empfindlichkeit als auch hinsichtlich ihrer nutzbaren Bandbreite einander vergleichbar. Auch der impedanzbeschichtete Dipoltyp weist keine signifikant geringeren Meßabweichungen im homogenen Feld auf als die äquivalenten Dipoltypen. Der flache Frequenzgang ist aber bei der Messung transientser Signale im Zeitbereich von Vorteil, wenn eine Normierung der Meßergebnisse durch den Antennenfaktor nicht möglich ist.

Tabelle 4.1: Nutzbare Bandbreite und Empfindlichkeit untersuchter Sonden zur Messung der elektrischen Feldstärke ($L = 2h = 10\text{ cm}$). Die nutzbare Bandbreite ergibt sich aus der Frequenz f_{max} , bei der die Abweichung auf 10 % angestiegen ist. Hier werden exemplarisch die Werte für die Einfallswinkel $\vartheta = 45^\circ, 60^\circ$ und 75° angegeben.

Sondentyp	Abb.	Parameter	$\frac{h_e(\vartheta=0^\circ)}{h}$	$h/\lambda_{min}(\vartheta)$		
			$h/\lambda = 0,02$	45°	60°	75°
Dipol	4.3 a)	$h/a = 50$	0,96	0,2326	0,1942	0,1758
Dipol	4.3 a)	$h/a = 500$	0,89	0,2274	0,1903	0,1724
Dipol mit Impedanz	4.5 a)	$h/a = 50$ $\kappa_0 = 106\text{ S/m}$	0,88	0,2340	0,1924	0,1732
V-Dipol	4.5 b)	$\alpha = 40^\circ$ $\kappa = 2000\text{ S/m}$	1,07	<10 %	0,5416	0,4909
Kegeldipol	4.3 d)	$\alpha = 40^\circ$	1,34	0,6025	0,6078	0,5351
Kegel + Kappe I	4.3 e)	$\alpha = 40^\circ$	1,21	0,4255	0,4208	0,2445
Kegel + Kappe II	4.3 f)	$\alpha = 40^\circ$	1,40	0,3990	0,4031	0,4177
Kegel + Kappe III	4.3 g)	$\alpha = 40^\circ$	0,99	0,2596	0,2167	0,1969
Kegel + Kappe IV	4.3 h)	$\alpha = 40^\circ$	1,05	0,2521	0,2094	0,1898
Kugelkappendipol	4.3 i)	$\alpha = 40^\circ$	0,61	0,1478	0,1195	0,1057

Wird der einfache Dipolstab zu einer kegelförmigen Struktur aufgeweitet, so ist eine deutliche Abhängigkeit der Meßabweichung und der nutzbaren Bandbreite von der Ausführung der unterschiedlichen Kegel zu beobachten. Die weitaus besten Eigenschaften (nutzbare Bandbreite und Empfindlichkeit) sind bei dem reinen Kegeldipol ohne eine Kappe zu beobachten. Diese Ergebnisse werden durch eine Fortführung der Struktur nicht verbessert, wie dies durch Kombination des Kegeldipols mit unterschiedlich geformten Kappen geschieht, siehe Abbildung 4.3. Solche Kegelsonden sind in der Vergangenheit vielfach gewählt worden, um eine verbesserte Anpassung der Antennenimpedanz an die belastende Wellenimpedanz einer abführenden Leitung zu erzielen [44]. Die hohe nutzbare Bandbreite der offenen Kegelsonde ist nicht auf die flächenhafte Ausdehnung der Antennenstruktur zurückzuführen. Eine äquivalente Realisierung des Kegeldipols durch einzelne Stäbe entsprechend dem V-Dipol in Abschnitt 4.2.3 führt zu ähnlichen Ergebnissen.

Die effektive Antennenhöhe der kugelförmigen Sondentypen mit einer Segmentierung der Oberflächenstruktur (Kugelkappendipol) ist bereits in Abbildung 4.8 für verschiedene Einfallswinkel

dargestellt. Der resonante Frequenzgang führt zu einer ähnlichen Einschränkung der nutzbaren Bandbreite wie beim normalen Dipol.

Wird die anregende homogene Welle als das Fernfeld eines anderen Strahlers interpretiert, so kann mit Hilfe des Reziprozitätstheorems direkt auf die Strahlungseigenschaften geschlossen werden. Bei Sendeantennen wird diese Abhängigkeit vom Einfallswinkel durch das Strahlungsdiagramm $C(\vartheta, \varphi, \psi)$ beschrieben. Für den $\lambda/2$ -Dipol kann diese Verteilung analytisch angegeben werden, es gilt

$$C(\vartheta, \varphi, \psi) \Big|_{\psi=0, \varphi \text{ beliebig}} = \frac{\lambda_0}{2} \frac{\cos(\frac{\pi}{2} \cos \vartheta)}{\sin \vartheta} \quad (4.13)$$

und für den elektrisch kurzen Dipol

$$C(\vartheta, \varphi, \psi) \Big|_{\vartheta, \varphi, \psi \text{ beliebig}} = \frac{1}{2} \quad (4.14)$$

Die Abhängigkeit der Signalspannung einer Empfangsantenne von der Ausrichtung der Sonde bezüglich der Äquiphasenfläche der Welle ist auch beim Strahlungsdiagramm wiederzufinden. Die Veränderung mit steigender Frequenz entspricht einer Veränderung der Kontur des Strahlungsdiagramms. In der Darstellung als Diagramm über dem Einfallswinkel fällt dies i.d.R. nicht auf, da allein eine einzelne Frequenz betrachtet wird.

Im Freiraum werden die Eigenschaften einer Empfangsantenne durch die effektive Antennenhöhe beschrieben, indem bei Einfall einer ebenen homogenen Welle die Signalspannung auf die parallel zur Sondenachse liegende Feldkomponente bezogen wird. Nur für elektrisch kleine Sondentypen ist die effektive Antennenhöhe von der Einfallsrichtung der Welle unabhängig, also entsprechend Tabelle 4.1 bis $h \leq 0,12 \lambda$ (Kugelkappendipol). Darüberhinaus hängt die Abweichung aufgrund der Phaseneinflüsse nicht nur vom Einfallswinkel und der Frequenz ab, sondern wird auch durch den Sondentyp bestimmt. Dieser Effekt macht sich bei Breitbandantennen am wenigsten bemerkbar. Bei diesen weisen kegelförmige Strukturen mit einem Öffnungswinkel von $\approx 40^\circ$ die besten Eigenschaften auf. Die Form der Kegelkappe trägt nicht verbessernd zu dem Verhalten bei. Im Vergleich zu den Kegelstrukturen ist der impedanzbehaftete Dipol empfindlicher gegenüber der Feldeinfallsrichtung.

Der Breitbandcharakter einer Antenne ist also in zweierlei Hinsicht zu verstehen. Einerseits wird ein möglichst konstanter Amplitudenfrequenzgang angestrebt, wie es die kegelförmigen Strukturen oder auch die impedanzbeschichteten Dipole aufweisen. Andererseits muß für eine geringe Meßabweichung die Signalspannung unempfindlich gegen die Phasenvariation des Feldes entlang der Sondenstruktur sein. Unter diesem Aspekt ergeben sich deutliche Unterschiede: Die Impedanzbeschichtung führt nicht zu ähnlich guten Eigenschaften wie die der kegelförmigen Sondentypen. Diese gestatten entsprechend Tabelle 4.1 eine Feldmessung bis $\approx 0,6 \lambda$.

4.3.2 Antenneneingangsimpedanz Z_A

Neben der effektiven Antennenhöhe ist die Antennenimpedanz Z_A im Freiraum die zweite wesentliche Größe zur Beschreibung charakteristischer Eigenschaften einer Antenne. Sie ergibt sich am Fußpunkt einer Antenne aus dem Verhältnis der Lastspannung und dem Fußpunktstrom. Der Strahlungswiderstand R_s kann verhältnismäßig einfach mit Hilfe des Poyntingvektors aus der Strahlungsdichte über einer geschlossenen Oberfläche im Fernfeld berechnet werden. Um auch den Imaginärteil der Antennenimpedanz zu berechnen, wird die sogenannte "induced-emf method" [27], [15] verwendet. Für diesen Ansatz ist die Nahfeldverteilung der betreffenden Antenne notwendig, die nur für ausgewählte Antennentypen berechnet werden kann. Letztendlich ist für allgemeinere Strukturen nur der numerische Weg beispielsweise über die Momentenmethode möglich.

Erstrebenswert ist eine breitbandig angepaßte Antenne, mit einer im Idealfall frequenzunabhängigen Eingangsimpedanz. Für den unendlichen Kegeldipol (Öffnungswinkel α) kann auf analytischem Wege dies bestätigt werden: Wird eine TEM-Welle zwischen den konischen Körpern angesetzt, lassen sich aus der resultierenden Feldverteilung die Spannung $U(r)$ und der Oberflächenstrom $I(r)$ herleiten und daraus die Eingangsimpedanz berechnen [27]:

$$Z_A = \frac{U(r)}{I(r)} = \frac{2Z_0 H_0 e^{-jkr} \ln[\cot(\frac{\alpha}{4})]}{2\pi H_0 e^{-jkr}} = \frac{Z_0}{\pi} \ln[\cot(\frac{\alpha}{4})] \quad . \quad (4.15)$$

Dabei gibt H_0 die Amplitude des magnetischen Feldes und Z_0 die Feldwellenimpedanz an. Die Impedanz hat rein reellen Charakter und ist allein vom Öffnungswinkel α abhängig. In der Praxis läßt sich diese Antenne nicht realisieren, da der Sondenkörper endlich begrenzt ist und der Speisepunkt nicht ideal ausgeführt werden kann.

In Abbildung 4.9 sind vergleichend die Eingangsimpedanz eines einfachen Dipols zweier Schlankheitsgerade und eines durch einen Impedanzbelag bedämpften Dipols zu sehen, darauf folgend die Antennenimpedanzen der einfachen konischen Antenne und der Kugelkappensonde. Der resonante Charakter des schlanken Dipols wird bei einer dickeren Ausführung wie auch einer verlustbehafteten Beschichtung deutlich geringer. Ebenso ist dies bei dem kegelförmigen Dipol in Abhängigkeit vom Öffnungswinkel zu beobachten: Bei $\alpha \approx 40^\circ$ ist ein Optimum erreicht, bei dem im betrachteten Frequenzbereich die geringsten Schwankungen auftreten. Näherungsweise stimmt der Realteil mit der Antennenimpedanz nach Gleichung (4.15) überein (ca. 120 Ω). Die Antennenimpedanzen der anderen im Abschnitt 4.2 geschilderten Sondentypen mit unterschiedlichen Übergängen und Kappen weisen gegenüber dem einfachen Kegeldipol nur geringfügige Unterschiede auf. Auch bei diesen wird ein Optimum bei ca. 40° erreicht. Allein die Eingangsimpedanz des spitzbogenförmigen Typs ist weniger gleichmäßig im Verlauf.

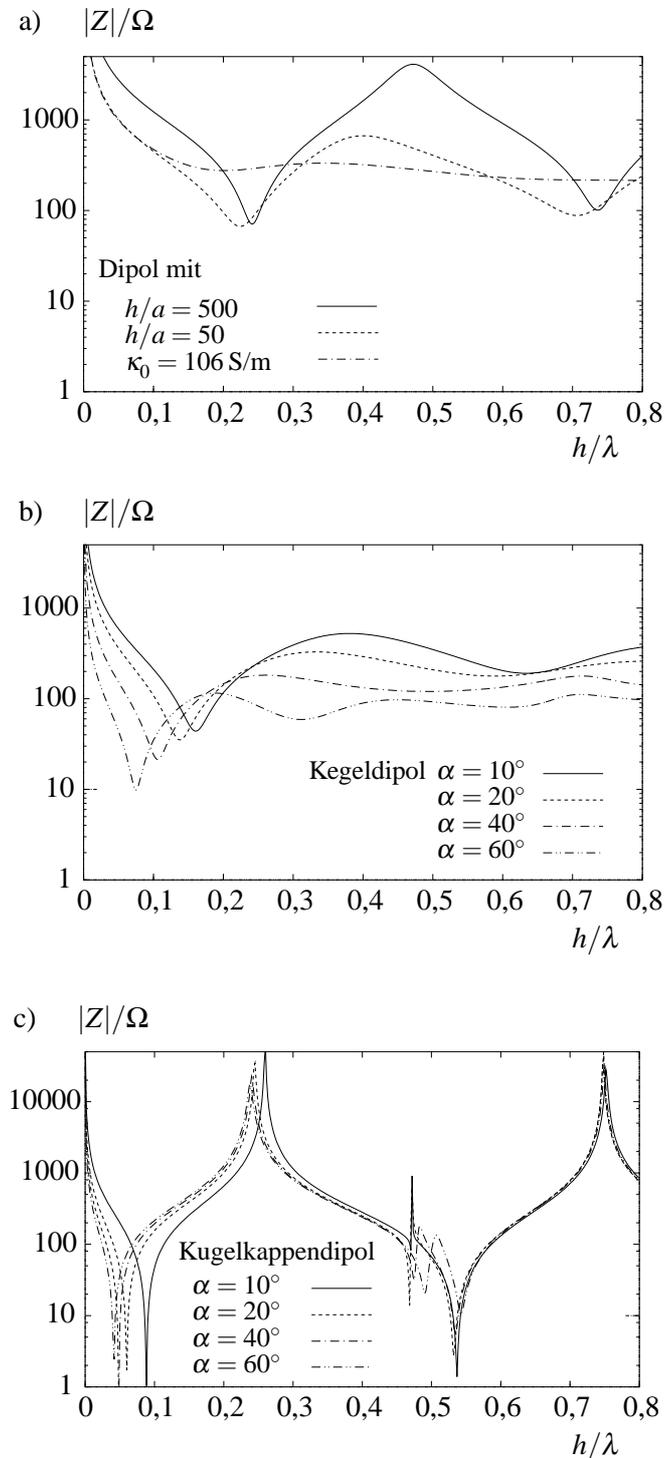


Abbildung 4.9: Variation der Eingangsimpedanz in Abhängigkeit von der Sondenstruktur: a) Dipole $h/a = 50, 500$ bzw. mit Impedanzbelag $\kappa_0 = 106 \text{ S/m}$ ($h/a = 50$), b) Kegeldipol $\alpha = 10^\circ, 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ$, c) Kugelkappendipol $\alpha = 10^\circ, 20^\circ, 40^\circ, 60^\circ$.

Die kugelförmigen Sondenstrukturen haben eine Eingangsimpedanz mit ausgeprägten Resonanzspitzen. Diese lassen sich im Gegensatz zu den kegelförmigen Strukturen nicht durch eine Veränderung der Kappengröße (festgelegt durch den Winkel α) beeinflussen. Während bei den einfachen Kegelsonden sich eine Welle entlang der Sondengeometrie verhältnismäßig ungestört ausbreiten kann, stellen die Kugelsegmente insbesondere bei steigenden Frequenzen eine stetige Wellenausbreitung nicht mehr sicher.

Die in diesem Kapitel untersuchten anisotropen Sonden weisen alle mehr oder weniger das typische Verhalten linearer Antennen auf: Sind deren Abmessungen klein gegen die Wellenlänge, entspricht die effektive Antennenhöhe der halben geometrischen Größe. Die Eingangsimpedanz ist in diesem Frequenzbereich rein kapazitiv, der ohmsche Strahlungswiderstand kann demgegenüber vernachlässigt werden. Bis zu Frequenzen, bei denen $h \leq 0,12 \lambda$ gilt, ist die Signalspannung unabhängig vom Einfallswinkel einer ebenen Welle.

Für den darüber hinausgehenden Frequenzbereich sind die Sondeneigenschaften (Antennenimpedanz und effektive Antennenhöhe) in unterschiedlich starkem Maße von der Frequenz abhängig. Diverse Ansätze werden in der Literatur geschildert, die zu einer Dämpfung der Resonanz und einer Linearisierung der effektiven Antennenhöhe über der Frequenz führen. Im homogenen Feld wird die effektive Antennenhöhe jedoch unabhängig von der Resonanzgüte auch von der Phasenlage der einfallenden Welle bezüglich der Sondenachse bestimmt. Entsprechend Tabelle 4.1 weisen die einzelnen Sondentypen eine nutzbare Bandbreite auf, die durch eine maximale Abweichung von beispielsweise 10% bei Variation des Feldeinfalls bestimmt wird.

Die kugelförmigen Sonden sind durch ausgeprägte Resonanzen im Vergleich zu den kegelförmigen Typen auf deutlich niedrigere Frequenzbereiche begrenzt. Ihr Vorteil liegt im Bereich der Hochspannungstechnik, wo versucht wird, durch die runde Kontur einen Überschlag zwischen Sonde und Prüfstruktur zu verhindern. Soll diese Sonde auch in höheren Frequenzbereichen verwendet werden, so wird man mit Hilfe einer Impedanzbeschichtung eine Optimierung des Verhaltens erreichen.

Bereits im homogenen Feld zeigt sich die wichtigste Ursache, die zu einer Abweichung der Meßergebnisse vom gesuchten Feldwert führt. Der Phasenverlauf (weniger die Amplitudenvariation) entlang der Sondenstruktur bewirkt in Abhängigkeit des Einfallswinkels der Welle eine Veränderung der Signalspannung und eine resultierende Meßabweichung. Diese führt zu einer vom Sondentyp abhängigen Begrenzung der nutzbaren Bandbreite.

4.4 Sondenverhalten bei Bestimmung inhomogener Feldverteilungen

Die Meßergebnisse im Nahfeld eines Streukörpers werden außer durch die bisher beschriebenen Ursachen durch zwei weitere Faktoren beeinflusst. Die Verkoppelung der Sonde zu benachbarten Objekten führt ebenso wie die stark vom Ort und der Frequenz abhängige Feldinhomogenität zu Meßabweichungen. Beide Faktoren werden in diesem Abschnitt nacheinander untersucht.

4.4.1 Verkoppelung mit passiven und aktiven Umgebungsstrukturen

Die Fußpunktimpedanz einer Feldsonde wird durch Umgebungsstrukturen beeinflusst, also einerseits durch passive Streukörper und andererseits durch aktive Strahlungsquellen. Die betrachteten Frequenzen im MHz- und GHz-Bereich, bei denen die Abmessungen der Antennenstrukturen, der umgebenden Streukörper wie auch die Abstände zueinander in der Größenordnung der Wellenlänge liegen, führen durch Resonanz- und Koppeleffekte zu einer deutlichen Beeinflussung der Strombelegung und der Antennenimpedanz. In diesem Abschnitt wird beschrieben, auf welche Weise die Veränderung der Eingangsimpedanz mit dem Verlauf der Meßabweichung im Nahfeld von streuenden Strukturen korreliert. Es können Grenzen angegeben werden, inwieweit eine elektrische Feldmessung unter solchen Umständen bei Einhaltung einer gewissen maximalen Meßabweichung noch möglich ist.

Wichtige Erkenntnisse der Netzwerktheorie können auf feldtheoretische Strahlungsprozesse einer oder mehrerer Antennen übertragen werden. Folgendes Beispiel aus Abbildung 4.10 dient dabei der Veranschaulichung: Ein Dipol ($L = 2h = 10 \text{ cm}$, $a = 1 \text{ mm}$) wird von oben einer ideal leitenden Ebene angenähert, wobei er parallel zur Oberfläche horizontal ausgerichtet ist.

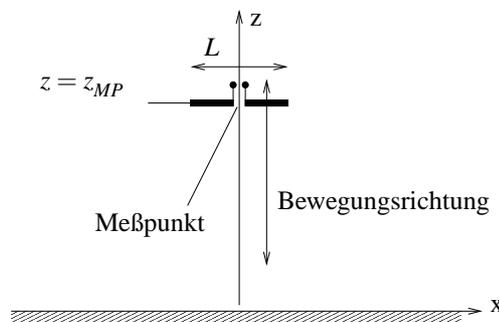


Abbildung 4.10: Meßdipol über einer ideal leitenden Ebene.

Leerlaufspannung und Kurzschlußstrom: Die Eingangsimpedanz eines Tores an den Meßklemmen einer Feldsonde wird durch den Quotienten von Leerlaufspannung und Kurzschlußstrom definiert. Bei der Berechnung ist eine Anregung notwendig, für die willkürlich jede im Netzwerk vorhandene ideale Quelle verwandt oder auch eingefügt werden kann. Man erhält zwar unterschiedliche Leerlaufspannungen und Kurzschlußströme, aber immer eine von den Quellen unabhängige Torimpedanz.

In Analogie dazu sind bei Betrachtung der feldtheoretischen Verhältnisse zweier Antennen die Leerlaufspannung und der Kurzschlußstrom von der umgebenden Feldverteilung abhängig - nicht aber der Quotient beider Größen. Voraussetzung ist dabei, daß durch andere (ideale) Strahlungsquellen nicht die Topologie bzw. die Umgebungsstruktur verändert wird.

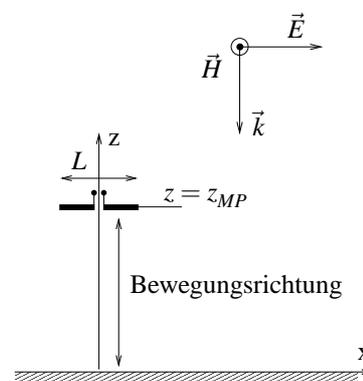
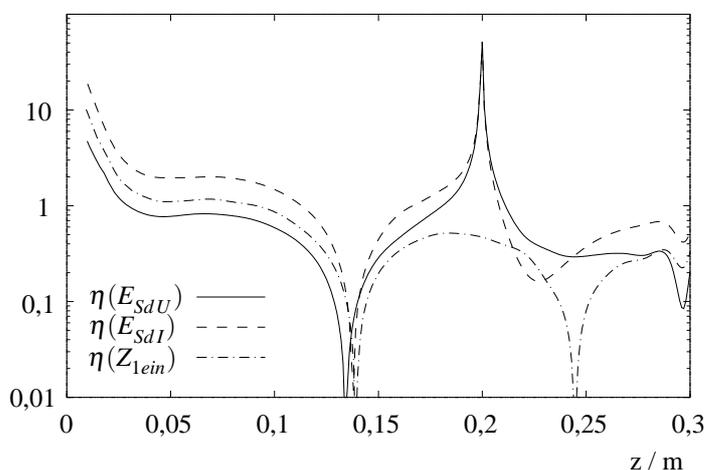
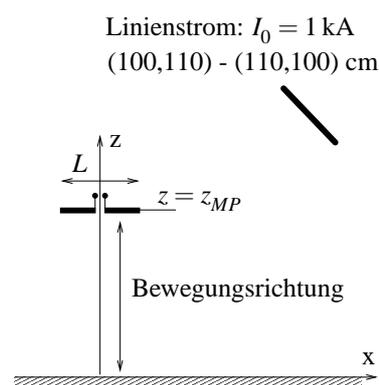
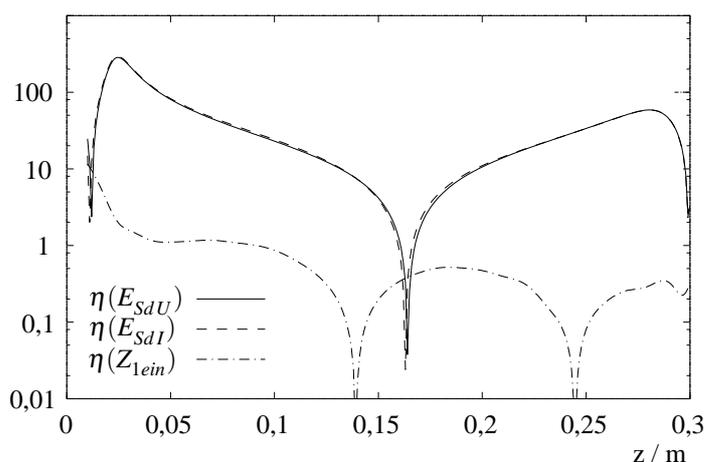
a) Relative Abweichung η / %b) Relative Abweichung η / %

Abbildung 4.11: Meßabweichung $\eta(E_{SdU})$ bzw. $\eta(E_{SdI})$ auf Basis der Leerlaufspannung U bzw. des Kurzschlußstroms I im Vergleich zur Veränderung der Antennenimpedanz $\eta(Z_{1ein})$ eines Dipols ($L = 2h = 10$ cm, $a = 1$ mm) oberhalb einer Ebene bei $f = 750$ MHz: a) Anregung durch eine ebene, homogene Welle, b) Anregung durch einen eingepreßten Linienstrom.

Die Antennenimpedanz und die Meßabweichung werden mit dem Beispiel aus Abbildung 4.10 für zwei unterschiedliche Anregungen miteinander verglichen. Der Meßdipol wird in beiden Fällen bei $f = 750\text{MHz}$ mit horizontaler Ausrichtung zur Ebene auf diese zu bewegt. Die Meßabweichung wird für eine niederohmige ($Z_L = 1\text{m}\Omega$) und eine hochohmige ($Z_L = 1\text{M}\Omega$) Impedanz bestimmt, siehe Abbildung 4.11. Die Signale entsprechen Leerlaufspannung U_{MP} und Kurzschlußstrom I_{MP} am betreffenden Meßpunkt. Aus diesen werden die von der Sonde angezeigten Feldwerte E_{SdU} und E_{SdI} ermittelt. Entsprechend Abschnitt 3.2 erhält man durch Bezug auf den ungestörten Feldwert E_{MP} am Meßpunkt (ohne die Sonde) die gesuchte relative Meßabweichung $\eta(E_{SdU})$ bzw. $\eta(E_{SdI})$. In Analogie dazu wird die Veränderung der Antennenimpedanz $\eta(Z_{1ein})$ durch den Bezug von Z_{1ein} (aus dem Quotienten von Leerlaufspannung und Kurzschlußstrom) auf die Freiraumantennenimpedanz Z_A ermittelt.

Im ersten Beispiel fällt eine homogene, ebene Welle senkrecht auf Dipol und Ebene ein. Auf die deutliche Korrelation von Meßabweichung und relativer Veränderung der Antennenimpedanz wird im weiteren Kapitel erläuternd eingegangen. Der Anstieg der Meßabweichung bei $z = 0,2\text{m}$ ist auf eine Nullstelle des elektrischen Feldes zurückzuführen. Beim zweiten Beispiel dient entsprechend Abbildung b) ein eingepprägter Linienstrom im Abstand von 1m als Quelle. Die inhomogene Feldverteilung am Meßpunkt führt zu einer sehr viel höheren Meßabweichung. Hingegen bleibt die Veränderung der Antennenimpedanz $\eta(Z_{1ein})$ basierend auf Leerlaufspannung und Kurzschlußstrom gleich, dem zufolge auch die Antennenimpedanz Z_{1ein} selbst.

In der Praxis ist diese Situation häufig aufgrund der großen Entfernung zu umgebenden Sendantennen anzutreffen: Die Koppelimpedanz ist vernachlässigbar klein, so daß eine quasi eingepprägte ideale Feldverteilung vorliegt, die je nach Standort der Quelle aus unterschiedlichen Richtungen einfällt. Während die Meßabweichung von der Feldverteilung aller Quellen abhängig ist, wird die Antennenimpedanz ausschließlich durch die umgebende Stoffverteilung bestimmt.

Zusammenhang von Meßabweichung und veränderter Antennenimpedanz: Sowohl die Leerlaufspannung als auch der Kurzschlußstrom stellen ein Meßsignal der entsprechend belasteten Meßantenne dar. Die Veränderung der Antennenimpedanz kann mit der Meßabweichung deswegen in folgenden Zusammenhang gebracht werden: Im homogenen Kalibrierfeld E_0 werden Leerlaufspannung U_0 und I_0 für die Meßimpedanzen $Z_L = \infty$ und 0Ω bestimmt. Der Quotient ist die ideale Freiraumantennenimpedanz Z_A . Im Meßfeld E_{MP} erhält man dementsprechend U_{MP} , I_{MP} und die veränderte Antennenimpedanz Z_{1ein} . Es gilt dann gemäß Abschnitt 3.2 für den von der Sonde bestimmten Feldwert E_{Sd} :

$$E_{SdU} = E_0 \frac{U_{MP}}{U_0} = E_0 \frac{I_{MP}}{I_0} \frac{Z_{1ein}}{Z_A} = E_{SdI} \frac{Z_{1ein}}{Z_A} \quad . \quad (4.16)$$

Die beiden Werte E_{SdU} und E_{SdI} werden dabei aus der Leerlaufspannung bzw. dem Kurzschlußstrom bestimmt. Sie sind über die Veränderung der Antennenimpedanz miteinander verknüpft. In logarithmischer Darstellung gilt durch Bezug zur wahren Feldstärke E_{MP} am Meßort somit folgender Zusammenhang von Meßabweichung und veränderter Antennenimpedanz:

$$10 \log \frac{E_{SdU}}{E_{MP}} = 10 \log \frac{E_{SdI}}{E_{MP}} + 10 \log \frac{Z_{1ein}}{Z_A} \quad . \quad (4.17)$$

Abhängigkeit von der Höhe der Meßimpedanz: Leerlaufspannung und Kurzschlußstrom beschreiben mit der Eingangsimpedanz einen 2-Pol, der als Thévenin oder Nortonersatzschaltbild dargestellt werden kann. Für andere Meßimpedanzen Z_L kann mit diesem die entsprechende Lastspannung berechnet werden, ohne eine neue Feldsimulation durchführen zu müssen. Man erhält im homogenen Feld E_0 und im Meßfeld E_{MP}

$$U_0^L = U_0 \frac{Z_L}{Z_L + Z_A} \quad \text{bzw.} \quad U_{MP}^L = U_{MP} \frac{Z_L}{Z_L + Z_{1ein}} \quad . \quad (4.18)$$

Der daraus bestimmte Feldwert E_{Sd}^L kann auf einen der beiden Werte E_{SdU} oder E_{SdI} aus Gleichung (4.16) zurückgeführt werden:

$$E_{Sd}^L = E_{SdU} \frac{Z_L + Z_A}{Z_L + Z_{1ein}} \quad . \quad (4.19)$$

Man erhält dann die Meßabweichung η^L bei einer beliebigen Lastimpedanz Z_L :

$$\eta^L = \frac{E_{SdU}}{E_0} \frac{Z_L + Z_A}{Z_L + Z_{1ein}} - 1 \quad . \quad (4.20)$$

Daraus ergeben sich folgende Schlußfolgerungen:

1. Nur bei hochohmiger Belastung ist die Meßabweichung unabhängig von der Veränderung der Antennenimpedanz. Dient jedoch die Wellenimpedanz einer Koaxialleitung ($Z_L = Z_W = 50 \Omega$) als Meßimpedanz, führt die Veränderung der Antennenimpedanz Z_{1ein} zu einer weiteren Beeinflussung der Meßergebnisse, die besonders im Nahfeld von Streukörpern deutlich wird.

Unabhängig von dem Verlauf der Antennenimpedanz (Resonanzgüte) führt die Veränderung der Eingangsimpedanz $Z_{1ein} - Z_A$ im Gegensatz zu Freiraumkalibrierung der Sonde (Antennenimpedanz Z_A) zu einer anderen Anpassung. Man erhält somit eine veränderte Signalleistung, die zu einer zusätzlichen Meßabweichung entsprechend Gleichung (4.20) führt.

2. Geht die Veränderung der Antennenimpedanz gegen Null, ist also $Z_{1ein} = Z_A$, so wird der von der Sonde bestimmte Feldwert E_{Sd}^L unabhängig von der Lastimpedanz Z_L . Mit ausreichendem Abstand der Sonde von störenden Strukturen gilt dies also auch für die Meßabweichung. Dieser Abstand ist vom Sondentyp und der Störstruktur abhängig, er wird im folgenden weiter erläutert.

Für $Z_L = 0$ und $Z_L = \infty$ geht der Wert E_{Sd}^L in den entsprechenden Wert bei Kurzschluß- und Leerlaufbelastung über. Optimal ist eine hochohmige Belastung, bei der keine Veränderung der Anpassung an das Antennennetzwerk zu befürchten ist. Eine ganze Klasse von Sondentypen leitet jedoch das HF-Signal über Koaxialleitungen mit einer Wellenimpedanz von $Z_W = 50\Omega$ ab. Bei diesen wird die Meßabweichung gemäß Gleichung (4.19) durch die veränderte Anpassung zusätzlich beeinflusst.

Beschreibung durch ein 4-Pol-Ersatzschaltbild: Die Verkoppelung zweier Antennen wird auf Netzwerkebene durch ein 4-Pol-Ersatzschaltbild beschrieben, wie es im Anhang A.1 dargestellt ist. Die Eingangsimpedanz Z_{1ein} der Meßantenne bei einer Generatorinnenimpedanz Z_2 der Sendeantenne berechnet sich für reziproke Medien aus der Matrizengleichung (A.1). Die Veränderung der Antennenimpedanz wird dann durch die Differenz zur idealen Freiraumantennenimpedanz Z_A beschrieben:

$$\Delta Z_A = Z_A - Z_{1ein} = Z_A - Z_{11} + \frac{Z_{12}^2}{Z_{22} + Z_2} \quad . \quad (4.21)$$

Sie wird einerseits von der Differenz $Z_A - Z_{11}$ und andererseits von der Koppelimpedanz im Quotienten $Z_{12}^2/(Z_{22} + Z_2)$ geprägt.

Bei hohen Generatorinnenimpedanzen $Z_2 \rightarrow \infty$ der Quelle am Tor 2 scheint die Antennenimpedanz der Feldsonde unabhängig von der Verkoppelung zu Streukörpern und der Strahlungsquelle zu sein. Für eine genauere Beschreibung dieses Sachverhalts ist anstelle der diskreten Ersatzelemente eine Darstellung basierend auf den elektromagnetischen Feldern vorzuziehen. Hier wird von einer stabförmigen Empfangsantenne ausgegangen (Länge $L = 2h$), ohne dabei die Aussage der Ergebnisse einzuschränken.

Die Koppelimpedanz wird aus der Leerlaufspannung U_1^r der Empfangsantenne (Index 1) gemäß Gleichung (A.8) berechnet. Mit der Strombelegung $I_1^r(z)$ und dem Speisestrom I_1^r im Sendefall sowie dem einfallenden Feld $E_2(z)$ der Strahlungsquelle (Index 2) und ihrer Speisestromamplitude I_2^r gilt

$$Z_{12} = \frac{U_1^r}{I_2^r} \Big|_{I_1^r=0} = \frac{1}{I_2^r I_1^r} \int_{l=0}^L E_2(l) I_1^r(l) dl \quad . \quad (4.22)$$

Auch für sehr große Entfernungen der beiden Antennen ist die Koppelimpedanz niemals gleich Null. Ihr Einfluß auf die Antenneneingangsimpedanz in Gleichung (4.21) kann jedoch ab einer gewissen Entfernung vernachlässigt werden, wenn der Quotient $Z_{12}^2/(Z_{22} + Z_2)$ gegenüber Z_{11} sehr klein wird.

Die Antenneneingangsimpedanz im Freiraum wird mit Hilfe der "induced-emf method" [27], [15] berechnet. Anstelle eines von außen einfallenden Feldes $E_2(z)$ wird dabei die von der betreffenden Antenne selbst angeregte elektrische Feldverteilung E_1 an der Drahtoberfläche verwandt, es gilt

$$Z_{11} = \left. \frac{U_1^r}{I_1^t} \right|_{I_2=0} = \frac{1}{I_1^t I_1^t} \int_{l=0}^L E_1(l) I_1^t(l) dl \quad . \quad (4.23)$$

Beide Impedanzen Z_{11} und Z_{12} werden durch die Speiseströme $I_{1,2}^t$ im Sendefall bestimmt, so daß auf die explizite Ausführung des Exponenten t verzichtet wird. Mit Gleichung (A.3) ergibt sich die veränderte Antenneneingangsimpedanz demnach zu

$$Z_{1ein} = Z_{11} + \frac{I_2}{I_1} Z_{12} = \frac{1}{I_1^2} \int_{l=0}^L E_1(l) I_1(l) dl + \frac{1}{I_1^2} \int_{l=0}^L E_2(l) I_1(l) dl \quad . \quad (4.24)$$

Z_{1ein} ist von der Strombelegung im Sendefall $I_1(l)$ und den anregenden Feldern E_1 und E_2 entlang der Sondenoberfläche abhängig.

Für eine weitere Erläuterung des Einflusses von benachbarten Störkörpern ist die Aufteilung der Felder in einen einfallenden Anteil E^i und einen durch benachbarte Störkörper gestreuten Anteil E^s notwendig:

$$E_1 = E_1^i + E_1^s \quad \text{und} \quad E_2 = E_2^i + E_2^s \quad . \quad (4.25)$$

Dann gilt für die Antenneneingangsimpedanz

$$\begin{aligned} Z_{1ein} &= Z_{11} + \frac{I_2}{I_1} Z_{12} \\ &= \frac{1}{I_1^2} \int_{l=0}^L E_1^i I_1 dl + \frac{1}{I_1^2} \int_{l=0}^L E_1^s I_1 dl + \frac{1}{I_1^2} \int_{l=0}^L E_2^i I_1 dl + \frac{1}{I_1^2} \int_{l=0}^L E_2^s I_1 dl \quad . \quad (4.26) \end{aligned}$$

Im allgemeinen hat man eine Anordnung aus der Kombination von passiven Streukörpern und aktiven Antennen vorliegen. Deren Wirkung ist in den vier Integralen der Gleichung (4.26) wiederzufinden, sie können folgendermaßen interpretiert werden:

1. Die ungestörte Freiraumimpedanz der Antenne 1 wird durch den ersten Term beschrieben, unter der Voraussetzung, daß die Verzerrung der Strombelegung I_1 zu vernachlässigen ist. Dies gilt ab einem gewissen Abstand der Empfangsantenne von benachbarten Streukörpern, wie es im folgenden weiter ausgeführt wird.
2. Der zweite Term geht auf die Streufelder an Antenne 2 (im Leerlauf) und zur Empfangsantenne benachbarten Strukturen zurück. I.d.R. ist Antenne 2 weit entfernt, so daß das von ihr zurückgestreute Feld gegenüber dem Streufeld benachbarter Störer zu vernachlässigen ist.
3. Der dritte Term entspricht dem Quotienten $Z_{12}^2/(Z_{22} + Z_2)$, wenn nur die Sende- mit der Empfangsantenne (ohne Streukörper) betrachtet wird. Er repräsentiert also die aktive Verkoppelung der Meßsonde zu allen umgebenden Strahlungsquellen. Dies ist nicht nur eine Sendeantenne im klassischen Sinne, sondern kann auch der Schlitz in einem Gehäuse sein, durch den eine Störemission in die Umgebung erfolgt.
4. Der letzte Term stellt die Verkoppelung zu eventuell vorhandenen Störkörpern dar. Er verschwindet, falls nur zwei Antennen betrachtet werden.

Befindet sich die Strahlungsquelle in einem hinreichend großen Abstand, gilt also $Z_{12} \ll Z_{11}$, so bewirkt nur noch der Streukörper eine Veränderung der Antennenimpedanz. Ist auch dieser Körper weit genug entfernt, so geht die Impedanz Z_{11} in die Freiraumantennenimpedanz Z_A über.

Die Antennenimpedanz $Z_{1\text{ein}}$ steht über die Koppelimpedanz Z_{12} mit der Signalspannung U_1 in direktem Zusammenhang. Diese wird über das Reziprozitätstheorem entsprechend Gleichung (A.8) bestimmt

$$U_1 = \frac{1}{I_1^t} \int_{l=0}^L E_2(l) I_1(l) dl \quad . \quad (4.27)$$

Daraus ergibt sich nach Normierung mit dem Frequenzgang U_0/E_0 der von der Sonde bestimmte Feldwert E_{Sd} und die Meßabweichung η

$$E_{Sd} = \frac{U_1}{U_0/E_0} = \frac{\frac{1}{I_1^t} \int E_2(l) I_1(l) dl}{\frac{1}{I_1^t} \int I_1(l) dl} \quad \text{bzw.} \quad \eta = \frac{E_{Sd}}{E_2} - 1 \quad . \quad (4.28)$$

Die Meßabweichung η und die Veränderung der Antennenimpedanz ΔZ_A nach Gleichung (4.28) bzw. (4.21) sollen im folgenden in Abhängigkeit aktiver bzw. passiver Umgebungsstrukturen untersucht werden. Es werden exemplarisch zwei Beispiele verwendet:

1. Der Einfluß von Streukörpern auf die Impedanz Z_{11} wird zunächst durch Annäherung der Meßsonde an eine ideal leitende Ebene untersucht. Die Anregung erfolgt durch eine homogene eingeprägte Welle einer weit entfernten Strahlungsquelle, so daß der Einfluß der Koppelimpedanz $Z_{12} = 0$ ausgeschlossen werden kann. Eine vergleichbare Anordnung wurde von Smith [24] beschrieben, der jedoch die Meßeigenschaften allein eines kleinen Dipols oberhalb dielektrischer, verlustbehafteter Grenzflächen untersuchte.
2. In einem zweiten Teil wird die Meßabweichung bei einer benachbarten Strahlungsquelle geschildert. Es wird eine Dipolantenne dazu verwendet, wie es auch bei dem klassischen Beispiel zur Berechnung der Koppelimpedanz zweier identischer $\lambda/2$ -Dipole geschieht.

Die Meßabweichung und die Antennenimpedanz werden sowohl von der Strombelegung I_1 als auch der Feldverteilung E_1 bzw. E_2 beeinflusst. Beide Faktoren sind insbesondere im Nahfeld streuender Strukturen zu berücksichtigen. Ab einer gewissen Grenze kann die Verzerrung der Strombelegung vernachlässigt werden. Dann ist der Abstand der Feldsonde zu den Umgebungsstrukturen ausreichend, so daß nur noch die Feldinhomogenität zur Meßabweichung beiträgt. Dies wird in Abschnitt 4.4.2 beschrieben.

1. Beispiel - Sonde oberhalb einer Ebene

Die Meßsonde befindet sich über einer ideal leitenden Ebene, wie dies in Abbildung 4.10 dargestellt wurde. Ihre Sondenachse ist parallel zur Oberfläche ausgerichtet. Man erhält in nächster Nähe zur Oberfläche eine maximale kapazitive Koppelung, die zu einer Veränderung der Eingangsimpedanz wie auch einer ansteigenden Meßabweichung führt. Bei Anregung mit einer eingepprägten ebenen homogenen Welle ist gewährleistet, daß die Koppelimpedanz Z_{12} gleich Null ist. Eine Beeinflussung durch die Strahlungsquelle ist so ausgeschlossen.

Die ebene Welle hat einen Einfallswinkel von 0° . Die resultierende Feldverteilung aus Überlagerung von einfallender und reflektierter Welle \vec{E}_x^i bzw. \vec{E}_x^s kann analytisch angegeben werden:

$$\vec{E}(z) = \vec{E}_x^i + \vec{E}_x^s = [Ee^{-jk_z z} + Ee^{jk_z z}] \vec{e}_x = j 2E_0 \sin \left[\frac{z 2\pi f}{c_0} \right] \vec{e}_x \quad . \quad (4.29)$$

Dabei sind E_0 die Amplitude und k_z die Wellenzahl der einfallenden Welle. Die Äquiphasenflächen liegen parallel zur Oberfläche der Ebene.

Sonderfall: Bei stabförmigen Antennen mit der Ausrichtung parallel zur Oberfläche erhält man einen Sonderfall, da die elektrische Feldstärke für alle Frequenzen entlang der Sondenachse prinzipiell konstant ist. Die Variation über dem Querschnitt ist so klein, daß ihr Einfluß

vernachlässigt werden kann. Die Berechnung der Signalspannung in Gleichung (A.8) kann deshalb deutlich vereinfacht werden, indem die elektrische Feldstärke E vor das Integral gezogen wird:

$$U_1^r = \frac{E(z)}{I_1^t} \int_{x=-L/2}^{L/2} I_1^t(x) dx \quad . \quad (4.30)$$

Die von der Sonde bestimmte Feldstärke mit der daraus resultierenden Meßabweichung wird zu

$$E_{Sd} = \frac{U_1^r}{U_0/E_0} = \frac{\frac{1}{I_1^t} \int E(z) I_1^t(x) dx}{\frac{1}{I_1^t} \int I_1^t(l) dl} \quad \text{bzw.} \quad \eta = \frac{E_{Sd}}{E_{MP}(z)} - 1 = \frac{[\int I_1^t(x) dx]_{Ebene}}{[\int I_1^t(l) dl]_{Freiraum}} - 1 \quad . \quad (4.31)$$

In diesem Beispiel spiegelt die Meßabweichung demnach die Veränderung der Strombelegung in der Nähe der leitenden Ebene wieder. Die elektrische Feldstärke ist praktisch ohne Einfluß auf die Meßabweichung.

Die veränderte Antenneneingangsimpedanz in Gleichung (4.26) wird über den Ansatz der "induced-emf method" bestimmt. Es gilt:

$$Z_{1ein} = \frac{1}{I_1^2} \int_{x=-L/2}^{L/2} E_1(x) I_1(x) dx = \frac{1}{I_1^2} \left[\int_{x=-L/2}^{L/2} E_1^i(x) I_1(x) dx + \int_{x=-L/2}^{L/2} E_1^s(x) I_1(x) dx \right] \quad . \quad (4.32)$$

Das Feld $E_1(x)$ und die Strombelegung $I_1(x)$ beschreiben die Verhältnisse der Sendeantenne bei Speisung mit dem Quellstrom I_1 . Da die Verkoppelung zur Strahlungsquelle Z_{12} gleich Null ist, hängt die Antennenimpedanz nicht von der eingepprägten Feldverteilung $E(z)$ ab, die sie im Empfangsfall umgibt. Im Gegensatz zur Meßabweichung geht die Veränderung der Antennenimpedanz nicht allein auf die Verzerrung der Strombelegung zurück, sondern wird auch vom Streufeld E_s^1 der benachbarten Störkörper bestimmt.

Bevor Meßabweichung und Antennenimpedanz beschrieben werden, soll die Veränderung der Strombelegung des Dipols oberhalb der Ebene dargestellt werden. Sie wird von der kapazitiven Verkoppelung zum benachbarten Streukörper (der Ebene) bestimmt und ist in diesem Beispiel nur vom Abstand der Sonde zur Ebene abhängig.

Die Variation der Strombelegung in Abhängigkeit vom Abstand des Dipols zur Ebene wird in Abbildung 4.12 für drei Frequenzen $f = 60, 600$ und 1200 MHz innerhalb der nutzbaren Bandbreite des Dipols dargestellt. Darüber hinausgehende Frequenzen sind irrelevant, da selbst

im Freiraum die Meßabweichung dann ansteigt. In der einen Koordinate ist der Abstand z des Dipols über der leitenden Ebene, in der anderen die Strombelegung entlang der Stabachse des Dipols aufgetragen.

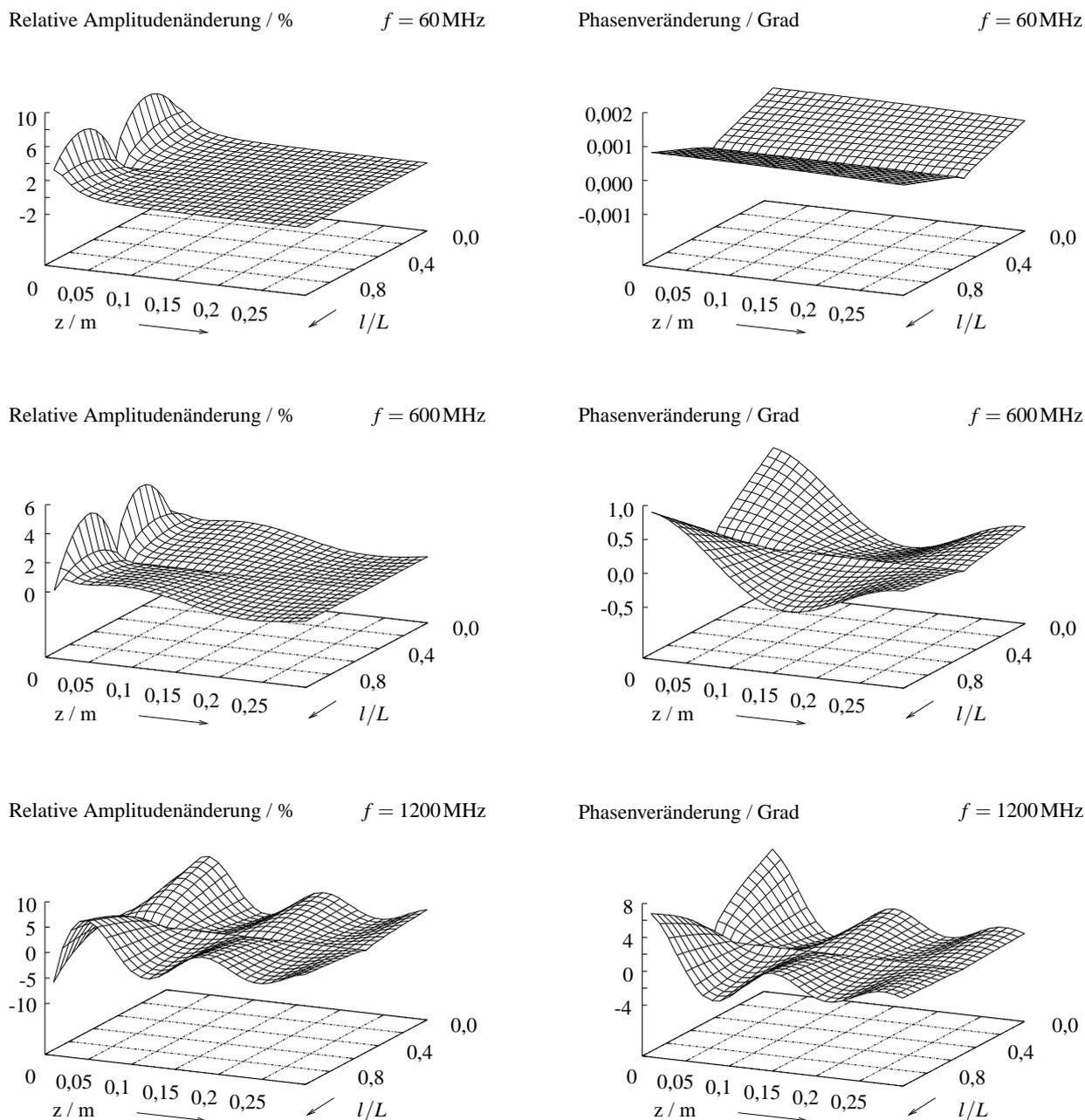


Abbildung 4.12: Veränderung der Strombelegung eines Stabdipols ($L = 10\text{cm}$) über einer leitenden Ebene für die Frequenzen $f = 60, 600$ und 1200MHz in Abhängigkeit vom Abstand (Ortskoordinate z) und der relativen Stabkoordinate l/L .

Es wird die Sendestrombelegung des Dipols oberhalb der Ebene ins Verhältnis gesetzt zu der des Dipols im Freiraum. In beiden Fällen wird mit einem konstanten Strom gespeist, der sich im Quotienten jedoch heraushebt. Die relative Amplitudenveränderung wird in der linken Bildspalte, die absolute Phasenveränderung in der rechten Spalte dargestellt.

Mit steigenden Frequenzen und sinkendem Abstand zur Ebene ist eine Verzerrung der Strombelegung entlang der Dipolachse zu beobachten, die auf die kapazitive Verkoppelung der Ladungsträger zur Ebene bzw. dem Spiegelbild zurückzuführen ist. Die Amplituden- und Phasenabweichungen sind für niedrige Frequenzen bei $f = 60\text{ MHz}$ zu vernachlässigen. Nach dem Maximum nahe der Ebene klingt die Verzerrung als periodisch gedämpfte Funktion mit steigender Entfernung ab.

Auf der Basis dieser Darstellung ist die Angabe eines einzuhaltenden Mindestabstands, ab dem die Verkoppelung von Sonde zum Störkörper zu vernachlässigen ist, nicht sinnvoll. Um die Eigenschaften auch komplexerer Sondentypen aus Abbildung 4.3 zu beschreiben, ist die Strombelegung ungeeignet, da sich ihre Veränderung entlang der Oberfläche nicht quantitativ beurteilen läßt. Als integrales Kriterium wird anstelle dessen die Meßabweichung und die Veränderung der Antennenimpedanz in Abbildung 4.13 dargestellt. Die verschiedenen Sonden werden dabei, wie oben beschrieben wurde, mit horizontaler Ausrichtung von der Ebene entfernt.

Dem bisher geschilderten Dipol werden bei $f = 600\text{ MHz}$ vier konische Sondenformen vergleichend gegenübergestellt: in Abbildung 4.13 a) und c) schlanke Sondentypen mit einem Öffnungswinkel von $\alpha = 10^\circ$ und breite Sondentypen in b) und d) mit $\alpha = 40^\circ$. Für den Dipol kann mit Gleichung (4.31) aus der veränderten und der unverzerrten Strombelegung durch numerische Integration die Meßabweichung bestimmt werden, wie sie in Abbildung 4.13 c) zu sehen ist. Der starke Anstieg nahe der Ebene und der periodisch gedämpfte Verlauf in Abhängigkeit des Abstands ist einzig auf die verzerrte Strombelegung im Zähler des Quotienten in Gleichung (4.31) zurückzuführen. Das Maximum der Meßabweichung bei $z = 0,25\text{ m}$ ist bei allen Sondentypen zu beobachten und ist auf eine Nullstelle des elektrischen Feldes zurückzuführen, also keine Eigenart der Sonden.

Die Sondenkontur hat bei einem Öffnungswinkel von 10° einen zu vernachlässigenden Einfluß auf die Meßabweichung. Die verschiedenen Typen verhalten sich ähnlich wie der stabförmige Dipol. Nur bei diesem ist jedoch die ansteigende Meßabweichung aufgrund der Verkoppelung zur Ebene explizit zu beobachten, da er als einziger Sensor der Ebene bis auf 1 cm angenähert werden kann. Auch die Veränderungen der Antennenimpedanz sind nur in geringem Maße von der Sondenform abhängig.

Deutlicher unterscheiden sich die breiteren Kegelsonden mit einem Öffnungswinkel von $\alpha = 40^\circ$. Die Meßabweichung ist mit maximal 2 bis 3 % jedoch vergleichsweise gering, da die umgeben-

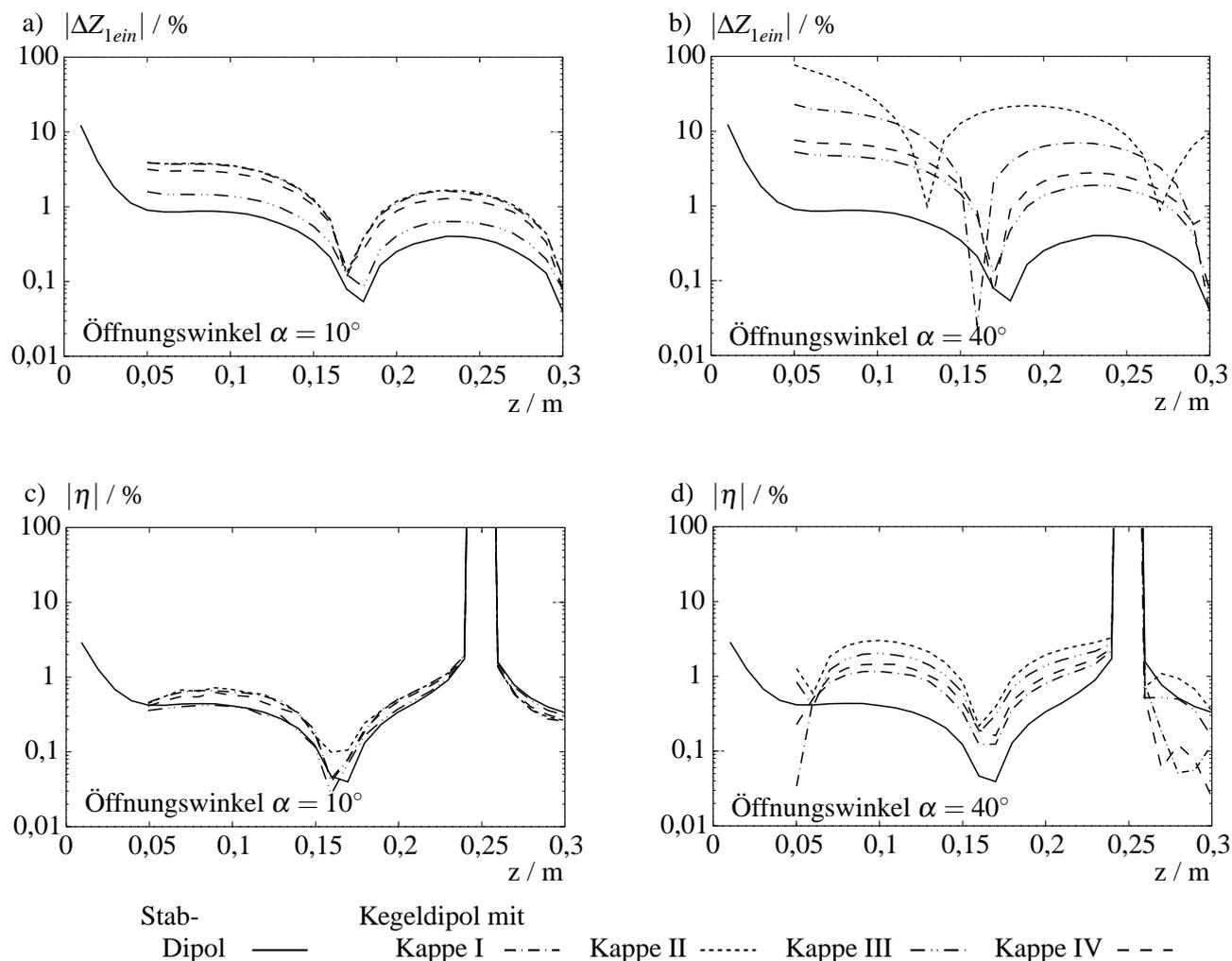


Abbildung 4.13: a) und b) Veränderung der Antennenimpedanz ΔZ_{1ein} - c) und d) Relative Meßabweichung η ($Z_L = 1 \text{ M}\Omega$). Dipol und konische Sondentypen mit Öffnungswinkeln $\alpha = 10^\circ$ und $\alpha = 40^\circ$ (entsprechend Abbildung 4.3) bei $f = 600 \text{ MHz}$ (Sondengröße $L = 10 \text{ cm}$).

de Feldverteilung den idealen Freiraumbedingungen gleicht. Die Unterschiede sind, wie mit Gleichung 4.31 gezeigt wurde, durch die Stromverzerrung entlang der verschiedenen Sondenoberflächen zu erklären. Am deutlichsten macht sich der Einfluß des Sondenvolumens bei der Veränderung der Antennenimpedanz bemerkbar. Im Vergleich zur Meßabweichung geht zusätzlich zur Stromverzerrung auch der Einfluß des von der Ebene zurückgestreuten Feldes in die Eingangsimpedanz mit ein.

Mit dem vorliegenden Beispiel und seiner homogenen Feldverteilung wie im Freiraum konnte der direkte Zusammenhang zwischen Meßabweichung und veränderter Strombelegung durch einen Streukörper (der Ebene) beschrieben werden. Während im Freiraum konische Sonden mit einem Öffnungswinkel von $\alpha = 40^\circ$ aufgrund der großen nutzbaren Bandbreite bevorzugt werden, sind sie nahe von Streukörpern eher ungeeignet. Die voluminösen Sondenkörper führen

zu einer weit stärker ausgeprägten Meßabweichung und veränderten Antennenimpedanz, als es bei dem einfachen Stabdipol zu beobachten ist.

Im folgenden zweiten Beispiel befindet sich die Sonde nahe einer aktiven Strahlungsquelle. Es wird deutlich, daß neben der Strombelegung auch die umgebende Feldverteilung mit in die Ergebnisse eingeht.

2. Beispiel - Verkoppelung zweier Dipole

Im Gegensatz zum vorherigen Beispiel wird jetzt eine reale Strahlungsquelle in Form eines Stabdipols betrachtet. Hier ist der Einfluß der Koppelimpedanz Z_{12} nicht mehr gleich Null.

Die Konstellation zweier identischer Dipole wurde in der Vergangenheit bereits ausführlich untersucht. Mit Hilfe des Linienintegrals in Gleichung (4.22) wurde die Koppelimpedanz bei $\lambda/2$ berechnet. Kraus [39] betrachtet die parallele und versetzte Anordnung der Dipole in Abhängigkeit vom Abstand der beiden. Diese analytischen Rechnungen bestätigen die vorliegenden Simulationsergebnisse zweier paralleler Dipole.

Im Gegensatz zu Kraus soll hier jedoch die Verkoppelung für zwei unterschiedliche Dipolantennen und in einem breiten Frequenzbereich beschrieben werden. Die Sendeantenne hat eine Länge von 0,5 m, der Meßdipol ($2h = 10$ cm) wird entsprechend Abbildung 4.14 entlang einer Geraden von der Strahlungsquelle entfernt. Der Frequenzbereich erstreckt sich dabei von 10 MHz bis 5 GHz, bezogen auf den Meßdipol von $z = 0,01 \dots 0,83 \lambda$.

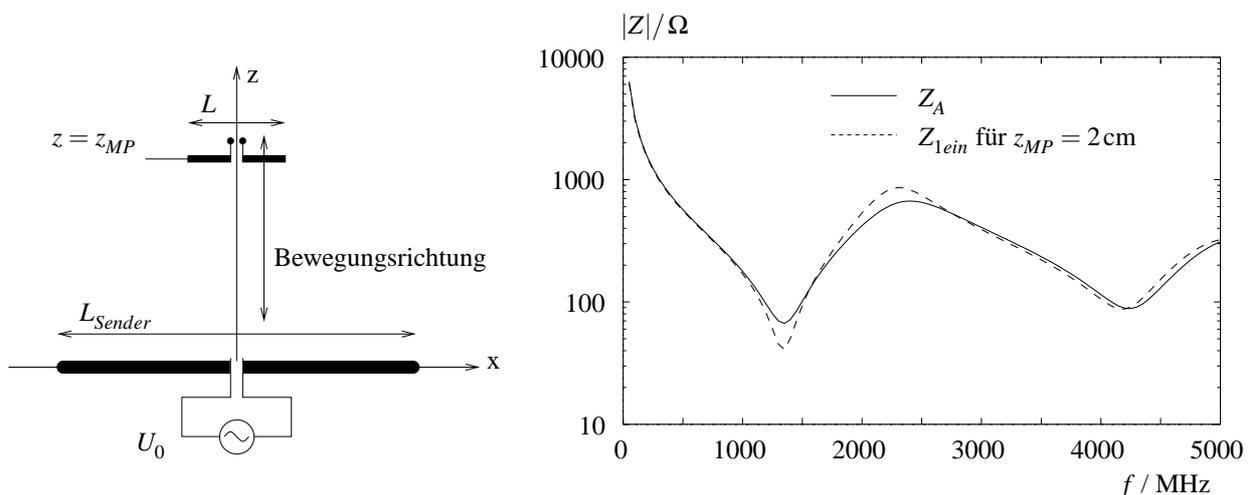
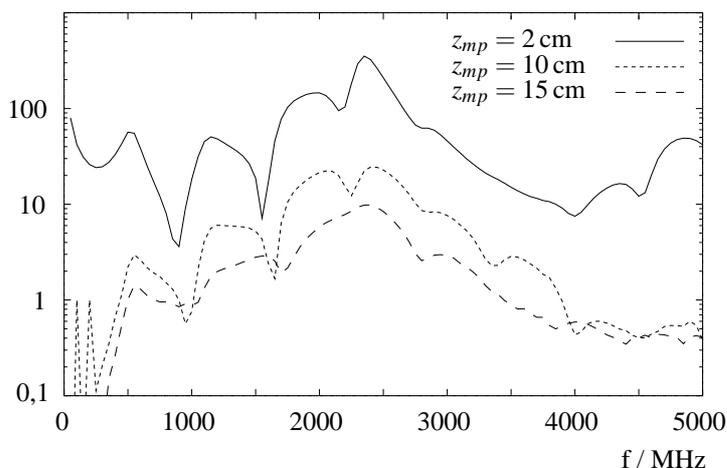


Abbildung 4.14: Beeinflussung der Eingangsimpedanz eines Meßdipols bei Annäherung an eine lineare Sendeantenne ($L = 10$ cm, $L_{\text{Sender}} = 50$ cm).

Kraus definiert bei $\lambda/2$ die Veränderung der Dipolimpedanz als Differenz der idealen Freiraumimpedanz Z_A zur Koppelimpedanz Z_{12} . Im allgemeinen muß die Differenz von Z_A und der veränderten Eingangsimpedanz $Z_{1\text{ein}}$ jedoch mit Gleichung (4.24) beschrieben werden.

In der Darstellung der Antennenimpedanz ist die mit der Länge des Meßdipols korrespondierende Resonanz bei ca. 2,2 GHz zu beobachten. Einzig bei der geringsten Entfernung $z = 2$ cm treten nennenswerte Veränderungen der Antennenimpedanz Z_{1ein} im Vergleich zur ungestörten Antennenimpedanz auf. Sie liegen in der Größenordnung bis zu $\approx 40\%$. Schon bei einem Abstand von 10 cm (gleich der Sondengröße) ist die Veränderung der Antennenimpedanz nicht mehr wesentlich im Vergleich zur Originalimpedanz Z_A .

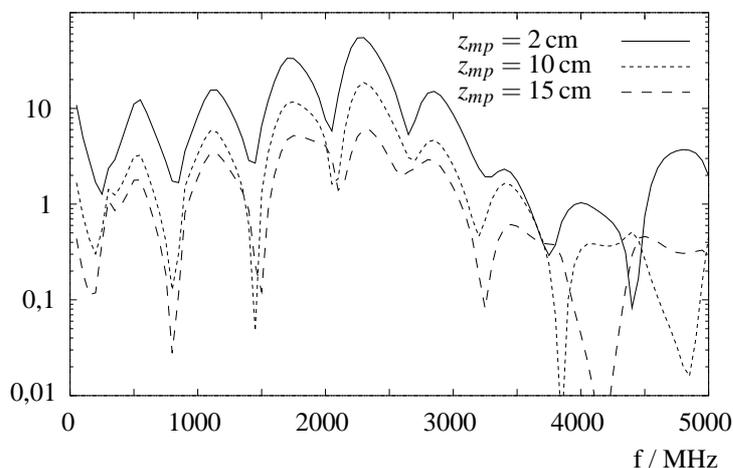
a) $|Z|/\Omega$ 

Veränderung der Antennenimpedanz:

$$\Delta Z_A = (Z_A - Z_{11}) - \frac{Z_{12}^2}{Z_{22} + Z_2}$$

a) Streuanteil:

$$Z_A - Z_{11} = Z_A - \int_l E_1 I(l) dl$$

b) $|Z|/\Omega$ b) Koppelanteil ($Z_2 = 0$):

$$\frac{Z_{12}^2}{Z_{22}} = \frac{1}{I_1^2} \int_l E_2 I(l) dl$$

Abbildung 4.15: Veränderung der Eingangsimpedanz einer Dipolsonde ($2h = 10$ cm) bei Annäherung an Dipolquelle ($L = 50$ cm): Darstellung in Abhängigkeit von der Frequenz für die Abstände $d = 2, 10, 15$ cm.

In Abbildung 4.15 wird in Abhängigkeit der Frequenz an verschiedenen Meßpunkten bei 2, 10 und 15 cm die Veränderung der Antennenimpedanz weiter aufgeschlüsselt. Es sind die beiden Anteile von Z_{1ein} entsprechend Gleichung (4.24) aufgetragen. $Z_A - Z_{11}$ entspricht der passiven Verkoppelung und ist in a) zu sehen. Würde wie im vorherigen Beispiel der Sendedipol nicht

von einer Quelle gespeist, dann wäre die Veränderung der Antennenimpedanz allein auf die Komponente in Abbildung a) zurückzuführen.

Hingegen wird in b) Z_{12}^2/Z_{22} entsprechend der aktiven Verkoppelung dargestellt. Hier sind dem Frequenzgang weitere Resonanzen mit $\Delta f \approx 500$ MHz überlagert, die auf die Koppelimpedanz Z_{12} und auf den Verlauf der Fußpunktimpedanz Z_{22} der Strahlungsquelle zurückzuführen sind. Der Amplitudenvergleich beider Anteile zeigt, daß die passive gegenüber der aktiven Verkoppelung dominiert. Der auf die Strahlungsverkoppelung zurückzuführende Anteil ist um den Faktor sechs geringer.

Insgesamt geht die Veränderung der Antennenimpedanz nur in die Meßabweichung mit ein, wenn die Lastimpedanz nicht ausreichend hochohmig ist. Ihr Einfluß wird gemäß Gleichung (4.33) beschrieben: An der oberen Grenze des nutzbaren Frequenzbereiches bei $f = 1200$ MHz beträgt die Antennenimpedanz $Z_A = 95,31 \Omega$. Am Meßpunkt $z_{mp} = 2$ cm weicht sie aufgrund der Verkoppelung zum Sendedipol um -16 % davon ab ($Z_{1ein} = 79,31 \Omega$). Durchschnittlich muß man entsprechend Tabelle 4.2 mit einem multiplikativen Faktor in der Größenordnung bis 20 % rechnen, mit dem der Quotient E_{SdU}/E_0 bewertet wird.

Tabelle 4.2: Auswirkung der Lastimpedanz auf die Meßabweichung.

$\frac{Z_L}{\Omega}$	$\frac{Z_L + Z_A}{Z_L + Z_{1ein}}$
1000000	1,0000
100	1,0892
50	1,1237
1	1,1992
0.1	1,2015

Die resultierende Meßabweichung η^L bei Verwendung einer beliebigen Lastimpedanz Z_L wurde zu Beginn des Abschnitts hergeleitet (siehe S.49), für sie gilt:

$$\eta^L = \frac{E_{SdU}}{E_0} \frac{Z_L + Z_A}{Z_L + Z_{1ein}} - 1 \quad (4.33)$$

Dabei beschreibt E_{SdU} entsprechend Gleichung (4.16) die von der Sonde bestimmte Feldstärke bei Verwendung einer Last $Z_L = \infty$.

Für das obige Beispiel (lineare Sendeantenne) wird im folgenden die Meßabweichung des Empfangsdipols mit einer Lastimpedanz $Z_L = 1 \text{ M}\Omega$ beschrieben, so daß die Meßabweichung unabhängig von der Veränderung der Antennenimpedanz ist.

In Abbildung 4.16 a) und b) sind die Feldwerte und die entsprechend Abschnitt 3.2 von der Sonde bestimmten Werte aufgetragen. Die Darstellung der Meßabweichung wird auf zwei Positionen der Sonden bei den Abständen $z = 2$ und 15 cm beschränkt. Die Resonanzen sind wie die der Koppelimpedanz auf die geometrische Größe der Strahlungsquelle im Verhältnis zur Wellenlänge zurückzuführen. In Abbildung c) ist die daraus resultierende Meßabweichung zu sehen. Mit steigenden Frequenzen treten unregelmäßige Resonanzen auf. Wie am Verlauf der

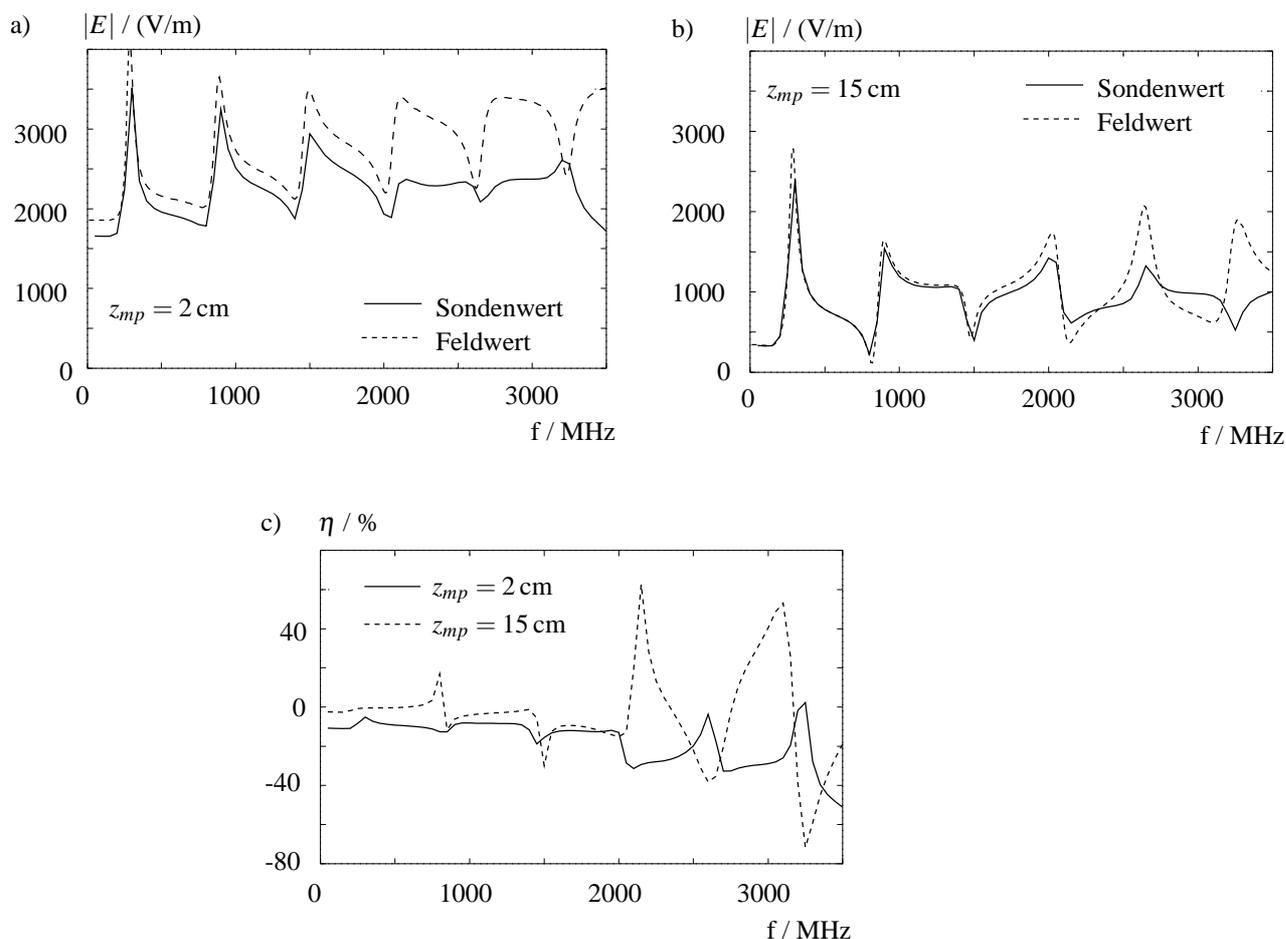


Abbildung 4.16: Elektrisches Feld E_x und Meßabweichung η an den Positionen $z_{mp} = 2$ und 15 cm.

Feldwerte zu erkennen ist, führt die Überlagerung zweier an sich schon resonanter Kurven zu einer Funktion, deren Analyse wenig aussagekräftig ist.

Die Meßabweichung bleibt in Übereinstimmung mit den Beobachtungen im homogenen Feld innerhalb der definierten nutzbaren Bandbreite in dem dort vorgegebenen Rahmen von 10%. Einzig bei sehr geringen Entfernungen zum Sendedipol ist auch innerhalb der nutzbaren Bandbreite des Meßdipols, also unterhalb 1200 MHz, eine konstante Abweichung von $\approx 12\%$ zu beobachten. Schon bei der Entfernung von 15 cm geht in diesem Frequenzbereich die Abweichung gegen Null. Wie die Veränderung der Antennenimpedanz ist diese konstante Abweichung auf die kapazitive Verkoppelung des Meßdipols mit der Umgebung zurückzuführen. Beim vorherigen Beispiel wurde gezeigt, daß die veränderte Strombelegung bis zu einem Abstand vom Ein- bis Zweifachen der Sondengröße dafür verantwortlich ist.

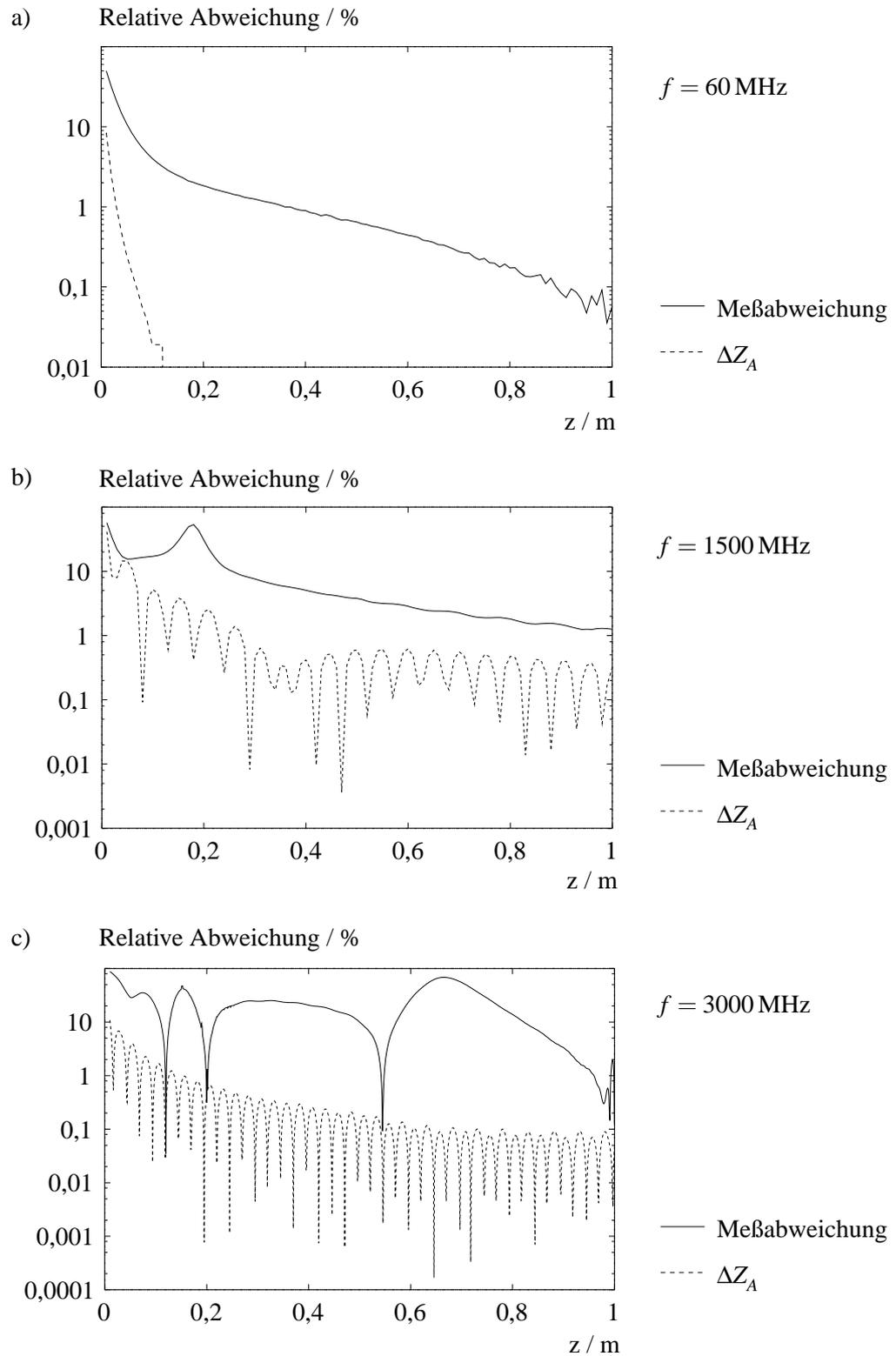


Abbildung 4.17: Meßdipol mit Sendeantenne aus Abbildung 4.14: Relative Meßabweichung und Veränderung der Antenneneingangsimpedanz bei den Frequenzen $f = 60, 1500$ und 3000 MHz in Abhängigkeit des Ortes.

Das Verhalten des Meßdipols nahe der Strahlungsquelle kann besser bewertet werden, wenn Meßabweichung und Veränderung der Antennenimpedanz in Abhängigkeit des Ortes (für diskrete Frequenzen) aufgetragen werden. Die Sonde wird, wie in dem vorherigen Beispiel über der Ebene, von der Strahlungsquelle weg bewegt. ΔZ_A weist bei einer Periodizität von $\lambda/2$ stetig fallenden Charakter auf. Wird eine Veränderung von 10 % als Grenze gesetzt, sind Abstände einzuhalten, die mindestens der einfachen Sondengröße entsprechen.

Demgegenüber ist die Höhe der Meßabweichung nicht mehr allein vom Abstand zum Streukörper abhängig. Während im vorherigen Beispiel einzig die Verzerrung der Strombelegung für das Sondenverhalten verantwortlich war, kommt hier zusätzlich der Einfluß der inhomogenen Feldverteilung hinzu. Das Ausmaß der Feldinhomogenität ist vom Ort und der Frequenz abhängig, so daß nicht zwangsläufig außerhalb der nutzbaren Bandbreite die Meßabweichung eine vorgegebene Grenze überschreitet, siehe Abbildung b) bei $f = 1500$ MHz.

Die bisher beschriebene Meßabweichung wird in Abbildung 4.18 für einige Frequenzen noch einmal aufgetragen. Nahe der Strahlungsquelle weist sie für die untersuchten Frequenzen einen einfach logarithmischen Zusammenhang über dem Ort auf. Hier ist die Verzerrung der Strombelegung ausschlaggebend. Innerhalb der nutzbaren Bandbreite bis 1200 MHz ist die Abweichung in einer Entfernung von ca. 6 cm unter die Grenze von 10 % gefallen und bestätigt den bisher beschriebenen Mindestabstand.

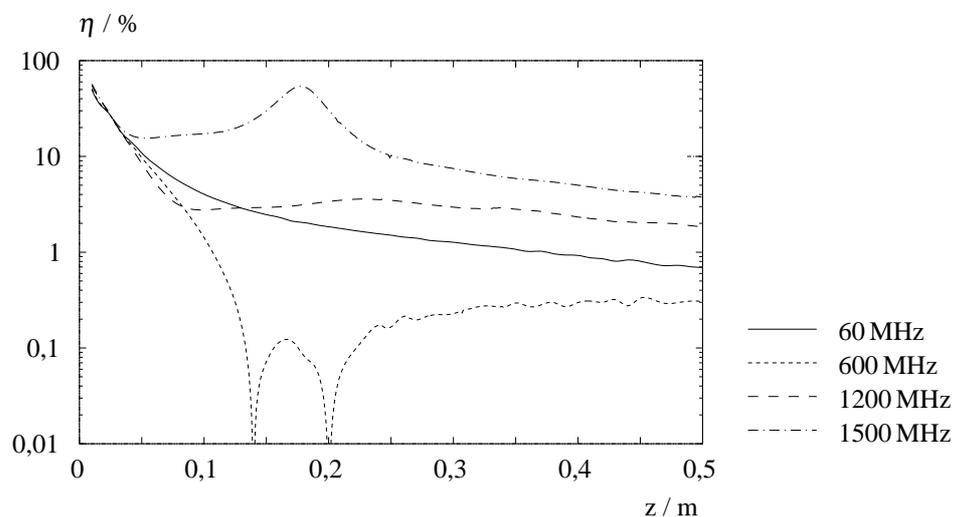


Abbildung 4.18: Relative Meßabweichung η bei verschiedenen Frequenzen in Abhängigkeit des Ortes.

Für 1500 MHz führt die Feldinhomogenität in der Umgebung der Strahlungsquelle (bei $z = 18$ cm) zu einem Maximum der Abweichung. Erst dann fällt sie auch bei dieser Frequenz stetig ab. Dieser Verlauf ist nicht auf die abnehmende Amplitude zurückzuführen. Vielmehr steigt die Homogenität der umgebenden Feldverteilung, so daß schließlich im Fernfeld von der

Strahlungsquelle bei orthogonaler Ausrichtung der Sonde zur Ausbreitungsrichtung der Welle die Meßabweichung gegen Null geht.

In diesem Abschnitt wurde mit zwei Beispielen im Nahfeld einer passiven und einer aktiven Struktur der Zusammenhang von Meßabweichung und Veränderung der Antenneneingangsimpedanz untersucht. Die Signalspannung in Gleichung (A.8) und damit auch die resultierende Meßabweichung wird durch zwei Faktoren bestimmt:

- Die Meßabweichung ist von der Verzerrung der Sendestrombelegung I der Meßantenne durch benachbarte Streukörper abhängig.
- Die Meßabweichung wird von der Feldinhomogenität beeinflusst: im Nahfeld von aktiven Quellen oder durch das Streufeld von passiven Streukörpern.

Eine Bewertung der einzelnen Sondentypen mit dem Ziel, eine optimale Kontur für die Messung im Nahfeld von Streukörpern zu bestimmen, ist nicht möglich. Da sowohl die Stromverzerrung als auch die umgebende Feldinhomogenität im allgemeinen nicht bekannt sind, ist eine Korrekturrechnung der Signalspannung nicht möglich. Für eine Abweichung kleiner $\pm 20\%$ ist deswegen ein Mindestabstand vom Zweifachen der Sondengröße einzuhalten.

Die Antenneneingangsimpedanz wird allein von der umgebenden Stoffverteilung bestimmt. Eingeprägte Felder weit entfernter Strahlungsquellen sind aufgrund einer zu vernachlässigenden Koppelimpedanz ohne Einfluß auf die Fußpunktimpedanz, beeinflussen wohl aber Signalspannung und Meßabweichung. Aus diesen Gründen ist ein Vergleich von Meßabweichung und veränderter Antennenimpedanz nicht sinnvoll. Die Impedanzänderungen gehen jedoch in Abhängigkeit von Lastimpedanz und Abstand zu benachbarten Streukörpern in die Meßabweichung mit ein. Dies wird bei Verwendung hoher Meßimpedanzen und einem gewissen Mindestabstand vermieden.

Die Sonde befand sich bisher im Nahfeld eines Streukörpers oder einer Strahlungsquelle - für die Meßabweichung waren die Verzerrung der Strombelegung und die Feldinhomogenität von Bedeutung. Mit zunehmendem Abstand zum Streukörper verringert sich die Verzerrung der Strombelegung, bis ihr Einfluß im Abstand vom Zweifachen der Sondengröße zu vernachlässigen ist. Ab dieser Entfernung ist allein die umgebende Feldverteilung für die Meßabweichung verantwortlich, wie dies im folgenden Abschnitt geschildert wird.

4.4.2 Einfluß der Feldinhomogenität

Unter den Begriff der Feldinhomogenität am Meßort fallen im Grunde zwei Parameter: einerseits die Variation der Feldamplitude und andererseits die Variation der Phase entlang der Sondenoberfläche. Der Einfluß beider Faktoren wird deutlich, wenn man die Berechnung der Lastspannung U_L ($Z_L = \infty$) einer Antenne betrachtet, wie dies im Anhang A.2 hergeleitet wird:

$$U_L = \frac{1}{I_0} \int_A \vec{J} \vec{E}^i \, dA \quad . \quad (4.34)$$

Dabei ist \vec{J} die Stromverteilung auf der Antennenoberfläche A , wenn diese mit einem idealen Generator I_0 gespeist wird. \vec{E}^i ist die Feldverteilung des einfallenden Feldes, also ohne die Meßsonde am betreffenden Meßort. Im Integranden kann eine starke Variation des einfallenden Feldes \vec{E}_1^i entlang der Oberfläche der Meßantenne zu einer Lastspannung führen, die nicht mehr proportional zum Feldwert im Mittelpunkt der Sonde ist. Eine Veränderung der Strombelegung in Gleichung (4.34) macht sich als Koppelimpedanz bemerkbar und führt insbesondere in enger Nachbarschaft von Streukörpern zu einer steigenden Abweichung.

Es folgen zwei Beispiele, die den Einfluß der Amplituden- und Phasenvariation des einfallenden Feldes \vec{E}^i entlang der Sondenstruktur verdeutlichen. Beide Faktoren lassen sich prinzipiell nicht trennen, so daß sich ihr Einfluß auf die Meßabweichung insgesamt überlagert. Bei den beiden folgenden Konfigurationen überwiegt im ersten Fall die Amplitudenvariation und im zweiten die Phasenvariation gegenüber dem jeweils anderen Faktor.

Der Anschaulichkeit halber wurde als Sensor ein einfacher Stabdipol gewählt, da sich die Feldinhomogenität dann über der Stabachse anschaulich darstellen läßt. Er ist belastet mit einer Impedanz $Z_L = 1 \text{ M}\Omega$, hat eine Länge von $L = 2h = 10 \text{ cm}$ mit einem Stabradius $a = 1 \text{ mm}$. Entsprechend der Tabelle 4.1 weist er bei einer maximalen Abweichung von 10 % eine obere Nutzfrequenz von $f_{max} \approx 1,2 \text{ GHz}$ auf.

Beispiel 1: Als aktive Struktur wird eine gespeiste Leiterschleife oberhalb einer ideal leitfähigen Ebene entsprechend Abbildung 4.19 gewählt. Die Anordnung wird von einem Generator $U_0 = 1 \text{ V}$ an dem einem Fußpunkt der Schleife gespeist, am anderen wird sie mit einem Widerstand $R = 100 \Omega$ belastet. Der geometrische Mittelpunkt des vertikal ausgerichteten Meßdipols befindet sich 20 cm unterhalb des horizontalen Leiters. Seine Meßspannung wird kalibriert und führt zu einem Feldwert, der entsprechend Abschnitt 3.2 mit dem ungestörten Feld am Meßpunkt verglichen wird.

Die relative Meßabweichung am Aufpunkt liegt bis ca. 1800 MHz unterhalb 10 % und weist dann mit steigender Frequenz regelmäßige Resonanzen auf. Um den Zusammenhang zur Veränderung der lokalen Feldamplitude aufzuzeigen, wird in Analogie zur Gleichung (4.34) durch Integration der elektrischen Feldstärke über der Sondenoberfläche ein Feldmittelwert \bar{E}_{MP} berechnet. Da hier ein schlanker Dipol verwendet wird, kann die Integration über der Sondenoberfläche durch eine äquivalente Integration entlang der Stabachse ersetzt werden:

$$\bar{E}_{MP} = \frac{1}{A} \int_A \vec{n} \times \vec{E}(\vec{r}) \, dA \approx \frac{1}{L} \int_{z_{mp}-h}^{z_{mp}+h} E_z(z') \, dz' \quad . \quad (4.35)$$

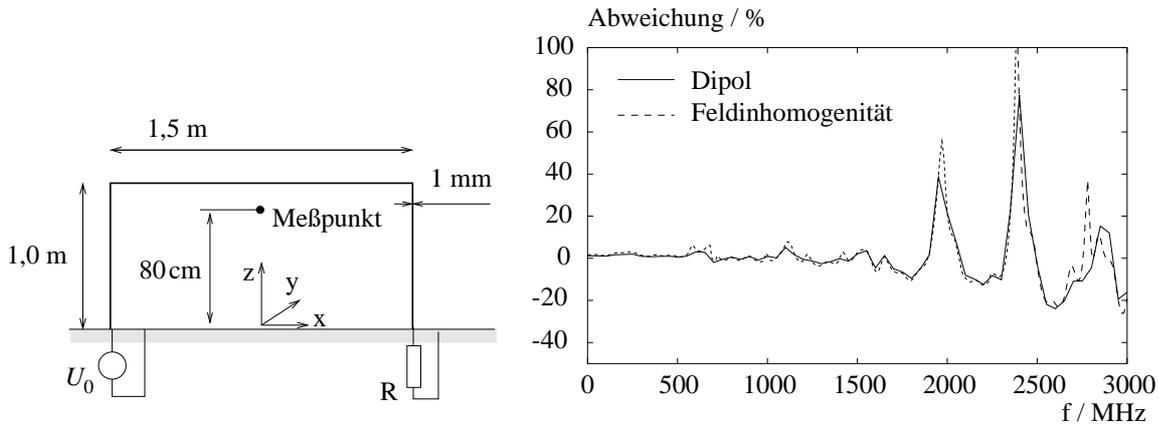


Abbildung 4.19: Anregende Leiterschleife (Last $R = 100\Omega$, $U_0 = 1\text{V}$, Generatorinnenimpedanz $Z_i = 0\Omega$) und resultierende Meßabweichung eines vertikalen Stabdipols ($L = 2h = 10\text{cm}$, $a = 1\text{mm}$, $Z_L = 1\text{M}\Omega$). Im Vergleich dazu die Variation der Feldinhomogenität entlang der Stabachse entsprechend Gleichung 4.35.

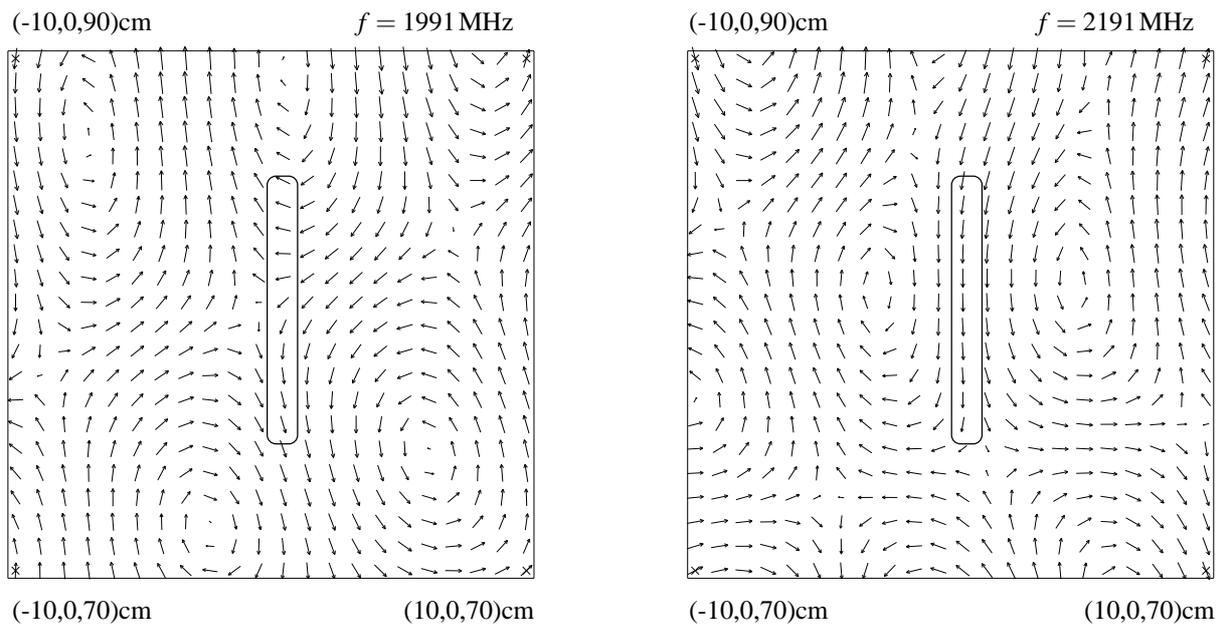


Abbildung 4.20: Elektrische Feldverteilung der Leiterschleife aus Abbildung 4.19 in der Umgebung des Meßdipols am Aufpunkt: $x = 0, y = 0, z = 80\text{cm}$.

Der Vergleich mit dem Feldwert am Meßpunkt gestattet ebenfalls die Angabe einer relativen Abweichung, die der Meßabweichung des Dipols gegenübergestellt ist. Die Identität bis über 2500 MHz hinaus bestätigt die Abhängigkeit der Meßabweichung von der Feldinhomogenität. Verdeutlicht wird dies mit Abbildung 4.20 an der vektoriellen Darstellung der elektrischen Feldstärke in der Umgebung des Dipols: Bei der Frequenz $f = 1991\text{MHz}$ ist entlang des Dipols eine wechselnde Amplitude der E_z -Komponente zu erkennen, mit einer dementsprechend hohen

Abweichung von ca. 40 %. Demgegenüber ist bei $f = 2191$ MHz der Verlauf der E_z -Komponente stetig entlang der Stabachse und führt zu einer Abweichung nahe Null.

Beispiel 2: Der Einfluß der Phasenvariation auf die Meßabweichung ist schwerer darzustellen, da dieser häufig von der Amplitudenveränderung überdeckt wird. Es soll hier ein theoretisches Beispiel herangezogen werden: Der lange ideale Linienleiter mit einer eingepprägten Stromverteilung führt zu einer Feldverteilung an einem seiner Enden, wie es in Abbildung 4.21 dargestellt ist.

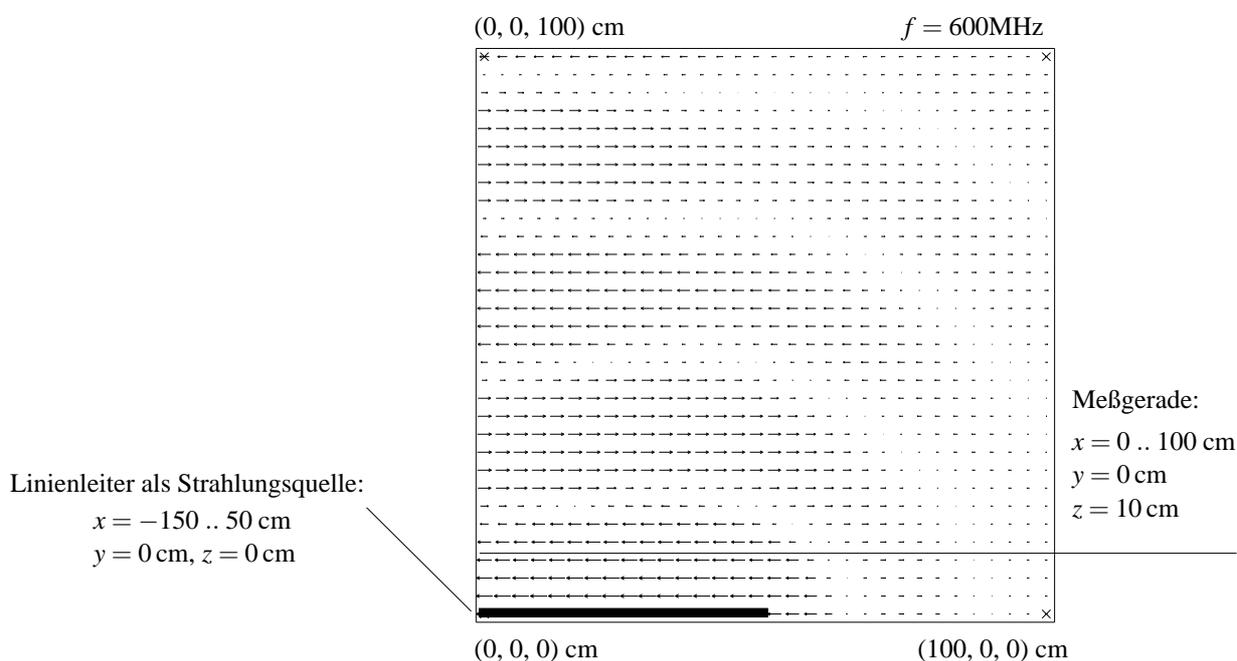


Abbildung 4.21: Verteilung des elektrischen Feldes bei $f = 600$ MHz am Ende eines langen Linienleiters mit einer eingepprägten Stromdichte.

Die Meßabweichung des Stabdipols (derselbe wie aus Beispiel 1) wird diesmal nicht in Abhängigkeit von der Frequenz, sondern in Abhängigkeit vom Ort aufgetragen. Die Meßsonde wurde bei $f = 3$ GHz parallel zum Linienleiter im Abstand von 10 cm in die x-Richtung bewegt. Dabei wird der Dipol in Richtung seiner Längsachse bewegt: Der aufgetragene Amplituden- und Phasenverlauf in Abbildung 4.22 a) und b) entspricht nicht nur dem Feldwert am Meßpunkt, sondern auch der Feldverteilung, die in der Umgebung des Meßpunktes entlang der Stabachse herrscht. So ist eine anschauliche Interpretation der Feldwerte und der Mittelungsergebnisse möglich.

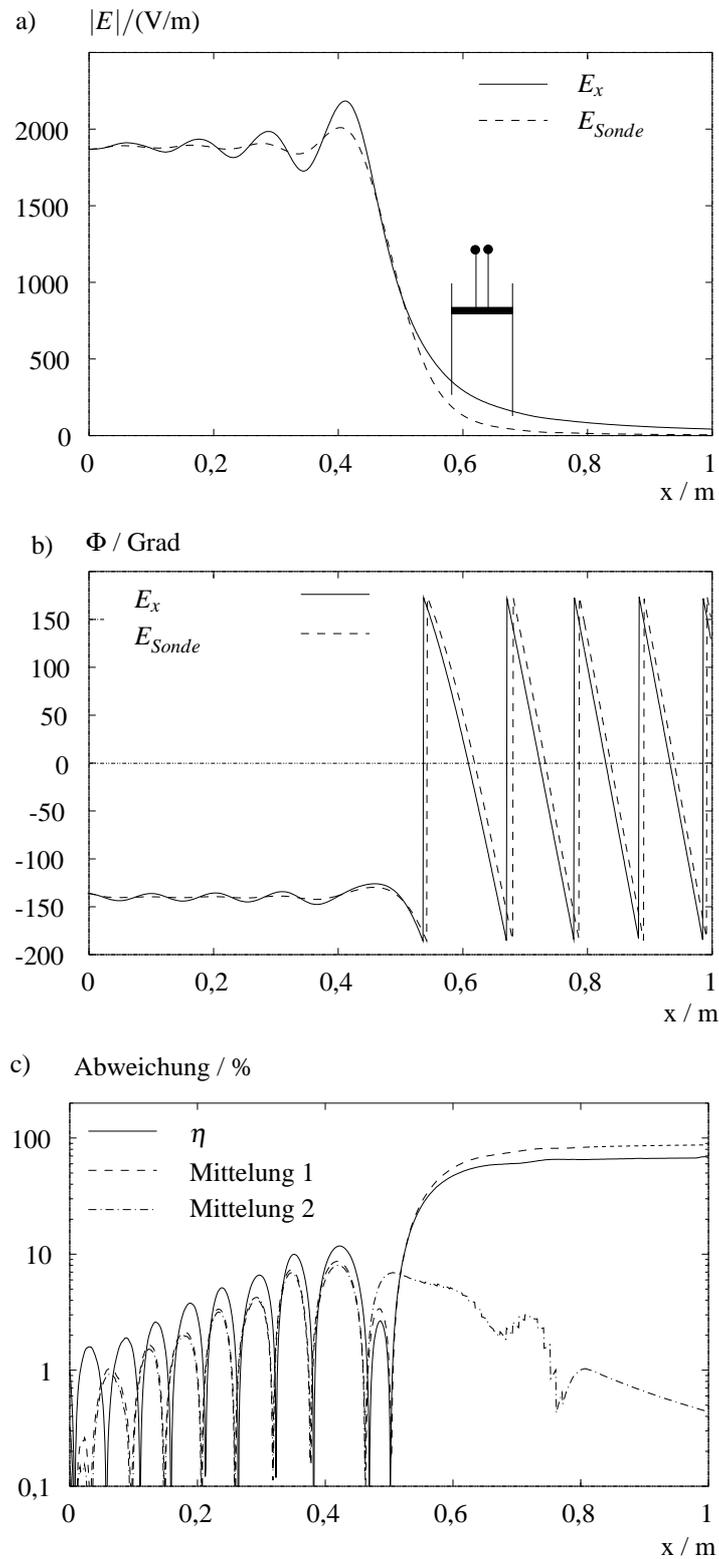


Abbildung 4.22: Meßabweichung eines Stabdipols ($L = 2h = 10\text{cm}$, $a = 1\text{mm}$, $Z_L = 1\text{M}\Omega$) im Feld eines idealen Linienleiters aus Abbildung 4.21 bei $f = 3\text{GHz}$.

In Abbildung c) ist die relative Meßabweichung der Sonde aufgetragen, von besonderem Interesse ist die ansteigende Meßabweichung mit zunehmender Entfernung von der Linienquelle. Um die vergleichsweise hohe Abweichung von ca. 70 % für die Meßposition ab $x \geq 60$ cm zu erklären, werden zwei unterschiedliche Feldmittelwerte bestimmt. Der erste der beiden Mittelwerte berechnet sich mit Hilfe von Gleichung (4.35) aus dem Betrag der elektrischen Feldstärke $|E_x|$, wie sie in Abbildung a) aufgetragen ist. Dieser Wert weist gegenüber dem Feldwert am Meßpunkt E_x eine Abweichung von deutlich weniger als 10 % auf. Die Meßabweichung kann also nicht allein auf die Inhomogenität des Amplitudenverlaufs zurückgeführt werden.

Der zweite Mittelwert wird nicht aus dem Betrag der elektrischen Feldstärke, sondern auf Basis der komplexen Amplitudenwerte E_x berechnet. Die resultierende Abweichung des Mittelwerts korreliert nun mit der Meßabweichung. Dabei ist zu beachten, daß nicht die Inhomogenität der Phase dominierend zur Meßabweichung beiträgt, sondern daß überhaupt eine Variation der Phase entlang der Sondenstruktur vorliegt. Der Einfluß dieses Faktors wurde bereits im homogenen Feld beobachtet.

Wie die geschilderten Untersuchungen also zeigen, wird das Sondenverhalten bei der Bestimmung inhomogener Feldverteilungen von zwei Faktoren geprägt: der Feldvariation entlang der Sondenstruktur und die Verzerrung der Strombelegung. Beides führt im Nahfeld aktiver wie auch passiver Streukörper zu einer ansteigenden Meßabweichung, so daß ein Mindestabstand von dem Ein- bis Zweifachen der Sondengröße eingehalten werden muß, um eine maximale Abweichung von ± 20 % nicht zu überschreiten. Ab dieser Entfernung fällt die Verzerrung der Strombelegung nicht mehr ins Gewicht, so daß nur noch die Feldvariation (hauptsächlich die Phasenveränderung) entlang der Sondenstruktur zu einer mit der Frequenz zunehmenden Meßabweichung führt. Diese bleibt dabei im nutzbaren Frequenzbereich der verschiedenen Sondentypen (Tabelle 4.1) unterhalb der vorgegebenen Grenze von 10 %.

Bisher wurden Sensoren untersucht, die nur eine einzelne Feldkomponente bestimmen. Es bleibt die Frage zu beantworten, wie sich eine isotrope Sonde verhält, mit der die Gesamtfeldstärke am Meßpunkt bestimmt werden kann. Dies soll im folgenden Abschnitt beschrieben werden.

4.5 Verhalten isotroper Sondentypen

Die Anordnung von drei (oder auch sechs) Sensorelementen in einer zueinander orthogonalen Ausrichtung auf einem Sondenrumpf gestattet die gleichzeitige Bestimmung aller drei elektrischen Feldkomponenten, ohne die Sonde drehen zu müssen. Durch diese Sondenkonstruktion können Abweichungen auftreten, die in diesem Abschnitt erläutert werden sollen.

4.5.1 Anisotropie

Der Sondenrumpf führt zu einem Versatz der einzelnen Sensorelemente. Während der Benutzer intuitiv von einem Meßpunkt im geometrischen Mittelpunkt der Sonde ausgeht, ist der wirkliche Meßpunkt eines jeden Sensorelements unterschiedlich. Aus den einzelnen Signalen kann jedoch näherungsweise der im Meßpunkt gesuchte Feldwert bestimmt werden, wenn die Sonde symmetrisch aufgebaut ist. Dafür werden die Signale jeder Ortskomponente gemittelt (man erhält U_{Sdi}). Aus den Betragsquadraten der drei einzelnen Meßkomponenten ergibt sich nach einer Normierung mit dem Sondenfrequenzgang K die Gesamtfeldstärke

$$|E_{Sdges}| = \frac{|U_{Sdges}|}{|K|} = \sqrt{|U_{Sd1}|^2 + |U_{Sd2}|^2 + |U_{Sd3}|^2} \frac{1}{|K|} \quad (4.36)$$

Dieser Ansatz gilt streng genommen nur im Feld einer linear polarisierten Welle, also dem Feld, wie es bei der Kalibrierung der Sonde angesetzt wird. Schon im zirkular polarisierten Feld tritt durch den Phasenversatz der einzelnen Ortskomponenten unweigerlich eine Abweichung auf, da zur Bestimmung der Gesamtfeldstärke im allgemeinen nur der Betrag der Signalspannung verwendet wird.

Die Abhängigkeit der Meßergebnisse von der Ausrichtung der Sonde wird im Feld einer linear polarisierten Welle durch Drehung der Sonde gegenüber der Einfallrichtung der Welle geprüft. Unterschiedliche Verfahren sind üblich, um eine Aussage über die Anisotropie einer Sonde zu machen:

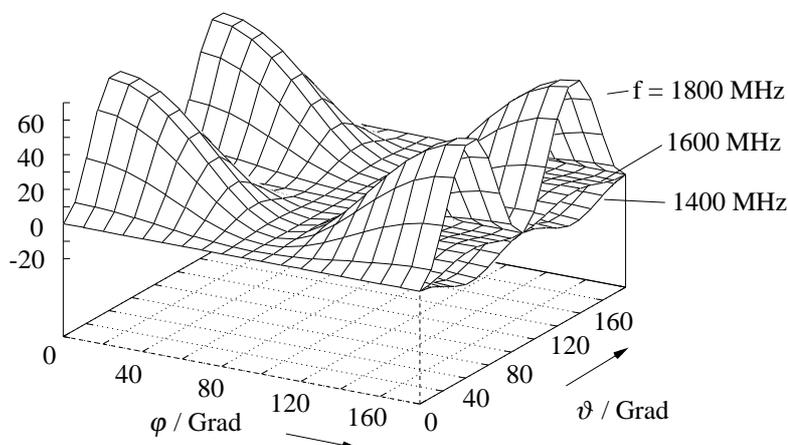
1. Für eine vollständige Beschreibung wäre der Frequenzgang der Sonde bei jedem möglichen Feldeinfall (beschrieben durch die drei Winkel aus Abbildung 4.6) zu bestimmen. Dies wird aufgrund des praktischen Aufwands i.d.R. nicht durchgeführt.

Um zunächst grundsätzlich einen Eindruck von der Meßabweichung in Abhängigkeit von Frequenz und Ausrichtung zu geben, wird eine Kugelstabsonde entsprechend Abbildung 4.4 d) (Rumpfdurchmesser $d = 10$ cm und Stablänge $h = 4$ cm) verwendet. Aufgrund der SONDENSYMMETRIE kann die Darstellung auf zwei Winkel beschränkt werden. Die Meßabweichung von der ungestörten Feldamplitude $E_{MP} = E_z = 1000$ V/m ist in Abbildung 4.23 als Funktion von der Ausrichtung φ und ϑ der Sonde (gemessen gegen die x - bzw. z -Achse) für drei einzelne Frequenzen zu sehen. Bei den Winkeln $\vartheta = 45^\circ$ und $\varphi = 0^\circ$ wird die maximale Abweichung festgestellt.

Wird von einer nutzbaren Bandbreite (entsprechend den Überlegungen in Abschnitt 4.3.1) $h/\lambda_{min} \approx 0,2$ ausgegangen, erhält man für das einzelne Sensorelement eine maximale Frequenz bis $f_{max} \approx 1500$ MHz. Unterhalb dieser ist die durch die Rotation der Sonde hervorgerufene Abweichung der Gesamtfeldstärke zu vernachlässigen.

Die Meßabweichung isotroper Sondentypen wird jedoch nicht allein vom Verhältnis der Wellenlänge zur Größe der einzelnen Sensorelemente bestimmt, sondern auch vom Versatz aller Elemente zueinander. Dieser fällt bei den symmetrischen Sondentypen mit sechs Sensorelementen nur unwesentlich auf, da durch die Mittelung der sich gegenüberliegenden Komponenten eine gute Näherung des Feldwerts im Sondenmittelpunkt erzielt wird. Bei unsymmetrischen Sonden mit lediglich drei Elementen macht sich der Versatz stark bemerkbar und führt zu einer Verringerung der nutzbaren Bandbreite auf ungefähr die Hälfte.

Relative Abweichung / %



$$\eta = \left(\frac{E_{Sd_{ges}}}{E_{MP}} - 1 \right) 100\%$$

$$E_{MP} = E_z = 1000 \text{ V/m}$$

Abbildung 4.23: Abweichung der Gesamtfeldstärke $E_{Sd_{ges}}$ einer Kugelstabsonde mit sechs Meßkomponenten vom ungestörten Feldwert E_{MP} (Abbildung 4.4 d - Rumpfdurchmesser $d = 10 \text{ cm}$ und Stablänge $h = 4 \text{ cm}$).

Der Einfluß, den das Verhältnis der Sensorgröße zum Durchmesser des Sondenrumpfes auf die Meßabweichung hat, wird in Abschnitt 4.5.2 noch einmal aufgegriffen.

- Der beschriebene Ansatz ist für die meßtechnische Praxis aufgrund des Aufwands ungeeignet. Um die korrekte Funktion aller Sensorelemente (und ihrer Auswerteelektronik) zu prüfen, ist es ausreichend, die Sonde um eine Achse zu drehen, die um denselben Winkel ($54,74^\circ$) gegen jedes der drei Sensorelemente geneigt ist. Die bestimmte Gesamtfeldstärke wird über dem Drehwinkel für einzelne Frequenzen aufgetragen [60]. Hier wird das mit Hilfe der Kreuzdipolsonde aus Abbildung 4.4 c) im homogenen Feld $E_{MP} = E_z = 1000 \text{ V/m}$ demonstriert. Die Feldstärke der einzelnen Ortskomponenten (in Abbildung 4.24 a) führt zu einer Gesamtfeldstärke, die für einige Frequenzen in Abbildung b) aufgetragen ist. Innerhalb der nutzbaren Bandbreite bis $0,2 \lambda$ ($f_{max} = 1200 \text{ MHz}$) ist eine Meßabweichung bis zu $0,3 \text{ dB}$ durch den Versatz zu beobachten.

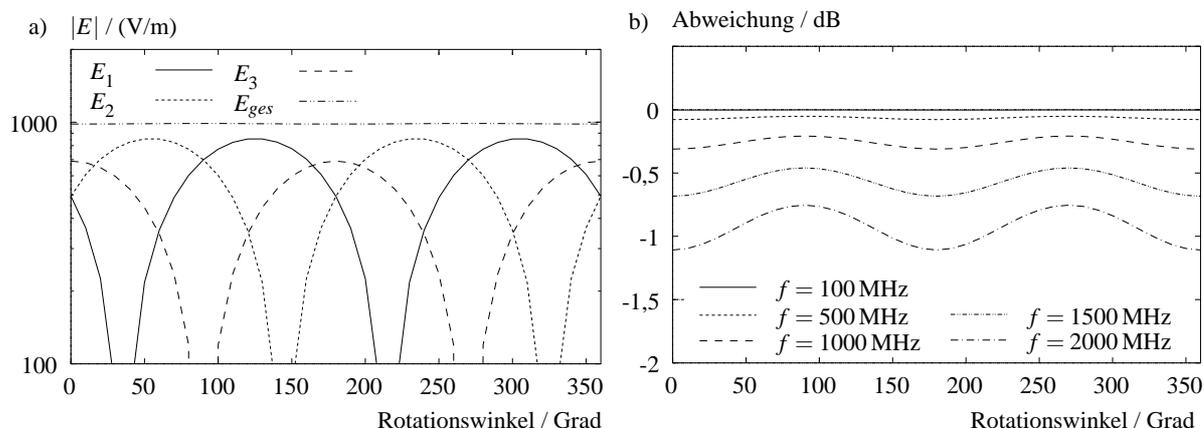


Abbildung 4.24: Klassische Rotationssymmetrie im Winkel von $54,7^\circ$ um eine Vorzugsachse der Sonde (häufig der Griff der Sonde): Kreuzdipolsonde mit $2h = 10$ cm, $a = 1$ mm) a) Feldstärke der einzelnen Ortskomponenten in Abhängigkeit vom Drehwinkel bei $f = 500$ MHz, b) Gesamtfeldstärke für ausgesuchte Frequenzen.

Durch die sehr ausgewählte Ausrichtung der Sonde können jedoch gravierende Einflüsse übersehen werden, wenn z.B. der Sondengriff in der Rotationsachse liegt. Dann ist sein Einfluß auf die Meßabweichung nicht vom Rotationswinkel abhängig, obwohl die Sonde trotzdem eine deutliche Anisotropie aufweist.

- Seitens der PTB wird ein anderer Ansatz gewählt, um in einem vertretbaren Aufwand möglichst alle wesentlichen Einflußfaktoren auf die Anisotropie einer Sonde zu erfassen. Dabei wird die Sonde in drei Vorzugsrichtungen gegenüber einer einfallenden homogenen Welle in Abhängigkeit von der Frequenz untersucht. Bezüglich einer gewählten Sensorhauptachse (im allgemeinen durch den Sondengriff gegeben) werden drei unterschiedliche Feldanregungen vermessen: Ausrichtung der Sensorachse parallel dem elektrischen, dem magnetischen Feldvektor und dem Ausbreitungsvektor \vec{k} . Die Anregung des Feldes wird dabei so geregelt, daß die Geräteanzeige eine konstante Feldstärke angibt, um sicherzustellen, daß in allen Situationen im selben Kennlinienbereich der Sondenelektronik gemessen wird.

In Abbildung 4.25 ist die resultierende Spannung U_{Sdges} aufgetragen, wie sie mit Gleichung (4.36) aus den einzelnen Fußpunktsignalen bestimmt wird. Die Resultate unterscheiden sich im nutzbaren Frequenzbereich bis $f_{max} = 920$ MHz um ca. 2 bis 3 dB voneinander. Ohne den Griff würden die Kurven identisch sein, erst das dielektrische Material des Griffes führt zu einer deutlichen Abweichung der Spannungen voneinander.

Für die Bestimmung der Anisotropie muß die gesamte Sonde mit allen Halterungen und Kabeln

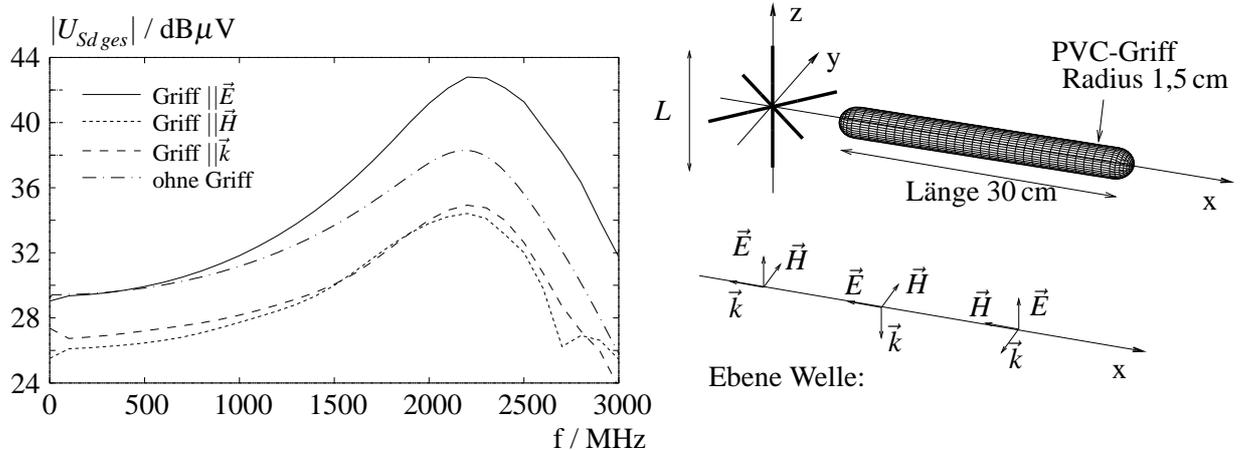


Abbildung 4.25: Anisotropie einer Kreuzdipolsonde bei Anregung mit einer homogenen Welle ($E_{MP} = 1000 \text{ V/m}$) aus drei verschiedenen Vorzugsrichtungen. Sondendaten: $L = 13 \text{ cm}$, $a = 1 \text{ mm}$, $Z_L = 1 \text{ M}\Omega$, PVC-Griff $\epsilon_r = 2,8 - j 0,03$ und $\mu_r = 1$.

untersucht werden. Der Einfluß des PVC-Griffes führt schon zu Abweichungen von bis zu 3 dB, weitere Befestigungselemente und Leitungen werden den geschilderten Einfluß eher noch verstärken. Weiterhin beeinflusst der Sondentrumpf den Frequenzgang der Sensorspannungen - eine daraus resultierende Grenze wird im folgenden bestimmt.

4.5.2 Sondentrumpf im Verhältnis zur Sensorgröße

In einem Sondentrumpf, wie dem der Kugelstabsonde in Abbildung 4.4 d, wird in der Regel die Elektronik für die Signalaufbereitung der Meßdaten untergebracht. Der Körper führt zu einem Versatz der Sensorelemente und zu neuen Strukturresonanzen, deren Einfluß an dem vorherigen Beispiel aus Abbildung 4.23 beschrieben wird.

Dafür wird die Kugelstabsonde bei den Winkeln maximaler Abweichung ($\vartheta = 45^\circ$ und $\varphi = 0^\circ$) dem homogenen Feld ausgesetzt. Bei gleicher Länge der sechs Sensorelemente (Monopol auf dem Rumpf mit $h = 4 \text{ cm}$, $a = 1 \text{ mm}$) wurden drei unterschiedliche Sondentrümpfe mit den Radien $r = 1, 3$ und 5 cm verwendet. Die relative Abweichung von der Feldamplitude $E_{MP} = 1000 \text{ V/m}$ wird in Abbildung 4.26 über der Frequenz aufgetragen.

Bis 1500 MHz ist der Verlauf der Meßabweichung unabhängig vom Durchmesser des Sondentrumpfes in etwa gleich (kleiner 20%). Darüberhinaus treten Resonanzen auf, die mit der Gesamtgröße der Sonde im Verhältnis zur Wellenlänge korrespondieren. Wird von einer nutzbaren Bandbreite bis zu $h/\lambda = 0,2$ ausgegangen, so ist mit einer resultierenden Grenzfrequenz von 1,5 GHz der Radius des Sondentrumpfes auf etwa die Sensorgröße beschränkt.

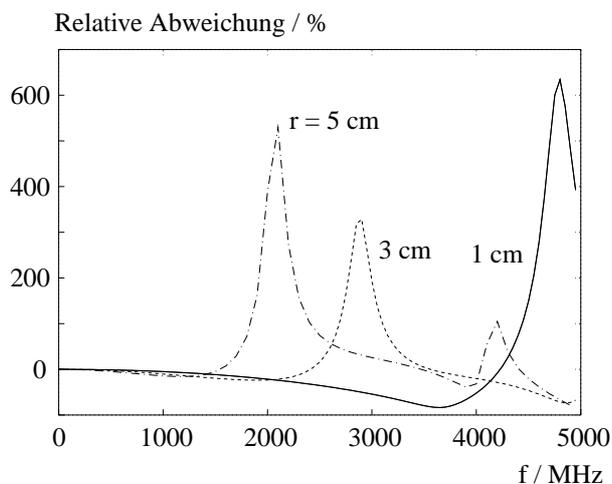


Abbildung 4.26: Abweichung der Gesamtfeldstärke bei $\vartheta = 45^\circ$ und $\varphi = 0^\circ$ für unterschiedliche Durchmesser des Sondenkörpers.

Solange also der Sondenrumpf kleiner als die eigentlichen Sensorelemente bleibt, ist deren nutzbare Bandbreite auch für die Gesamtsonde gültig. Wie weitere Simulationen zeigten, ist in diesem Fall auch die Form des Sondenrumpfes vernachlässigbar: Ob kugel-, würfelförmig oder ohne Rumpf (wie bei der Kreuzdipolsonde) ist der Verlauf der Meßabweichung über der Frequenz im wesentlichen identisch. Wird der Radius des Sondenrumpfes jedoch größer als die einzelnen Elemente, so führen der Versatz der Meßpunkte und die Resonanz im Frequenzgang zu einer Begrenzung des nutzbaren Frequenzbereiches.

In diesem Abschnitt wurden verschiedene Methoden zur Bestimmung der Anisotropie einer Sonde vorgestellt. Sie äußert sich in der Abhängigkeit des Meßsignals von der Ausrichtung der Sonde gegenüber einem einfallenden Wellenfeld. Um den Testaufwand in einem vertretbaren Rahmen zu halten, muß man sich notgedrungen auf wenige Ausrichtungen beschränken: Der Ansatz der PTB, das Sondensignal in drei Vorzugsrichtungen miteinander zu vergleichen, wird dem am ehesten gerecht. Deutliche Schwächen des Sondendesigns werden damit relativ sicher aufgedeckt, wobei das Maximum der möglichen Abweichung nicht unbedingt bestimmt wird.

Folgende Faktoren führen zur Anisotropie einer Sonde: der Sondenrumpf mit Strukturresonanzen entsprechend der Gesamtgröße und der Versatz der Sensorelemente. Der Sondenrumpf (mit dem Versatz der Sensoren) sollte deswegen einen Radius aufweisen, der kleiner als die Größe der einzelnen Sensorelemente ist. Der Einfluß von Griffen, Halterungen und Kabeln kann schwer vorausgesagt werden. In den vorliegenden Simulationen wurden aufgrund dieser Faktoren Abweichungen bis zu 3,4 dB beobachtet.

4.6 Zusammenfassung

Zur breitbandigen Messung der elektrischen Feldstärke werden im allgemeinen Sondentypen verwendet, wie sie in Abbildung 4.3 bzw. 4.4 beschrieben worden sind. Prinzipiell weisen sie wie der lineare Dipol eine Sondenachse und eine um diese Achse rotationssymmetrische Struktur auf. Charakteristische Kenngrößen wie die effektive Antennenhöhe und die Antenneneingangsimpedanz verhalten sich wie die des Dipols.

Den Schlüssel zum Sondenverhalten erhält man mit der Bestimmung der Leerlaufspannung aus dem Integral des einfallenden Feldes E (ohne die Sonde) und der Strombelegung I^t im Sendefall (Speisung mit I_0^t)

$$U = \frac{1}{I_0^t} \int_{l=0}^L E(l) I^t(l) dl \quad . \quad (4.37)$$

Bei Anregung der Meßsonde im Freiraum durch ein homogenes Feld bleibt die Sendestrombelegung bei allen Ausrichtungen unverändert, so daß nur die elektrische Feldstärke E zu einer Veränderung der Signalspannung beiträgt. Insbesondere die Phasenvariation entlang der Sondenoberfläche führt mit steigender Frequenz dazu, daß die Signalspannung nicht mehr proportional zur parallel zur Sonde liegenden Feldkomponente ist. Deutlich wird dies durch Auftrag der effektiven Antennenhöhe über der Frequenz bei unterschiedlichen Einfallswinkeln, von denen sie nicht abhängig sein darf.

Für jeden Sondentyp kann eine individuelle Abhängigkeit der effektiven Antennenhöhe von der Frequenz bestimmt werden. Im allgemeinen wird angenommen, daß deren Linearität die nutzbare Bandbreite der Sonde festlegt. Hier wurde gezeigt, daß als strengeres Kriterium die Veränderung der Antennenhöhe bei verschiedenen Ausrichtungen gegenüber dem einfallenden Feld verwendet werden sollte. Diese Variation ist gleichbedeutend mit einer Meßabweichung und dient der Bestimmung der nutzbaren Bandbreite verschiedener Sondentypen. Die Ergebnisse können Tabelle 4.1 entnommen werden.

Wird eine maximale Veränderung der Antennenhöhe von bis zu 10 % akzeptiert, zeigte sich, daß der einfache Dipol (Länge $2h$) bis zu Frequenzen genutzt werden kann, bei denen $h/\lambda \approx 0,2$ gilt. Eine widerstandsbeschichtete Version führt zwar zu einer Linearisierung des Amplitudenfrequenzgangs (wichtig bei Zeitbereichsmessungen), aber nicht zu einer Erweiterung des nutzbaren Frequenzbereiches. Dies ist eher bei Sondenstrukturen mit einer kegelförmigen Aufweitung entlang der Sondenachse zu beobachten. Parameter sind bei diesen Sonden der Öffnungswinkel (Optimum bei $\alpha = 40^\circ \dots 45^\circ$) und die Form der Kappe, mit der die Kegelstruktur abschließt. Bei diesen Typen erhält man eine maximal nutzbare Bandbreite bis $h/\lambda = 0,6$.

Im inhomogenen Feld von Strahlungsquellen und benachbarter Streukörper sind gemäß Gleichung (4.37) die inhomogene Feldverteilung E ohne die Sonde und die Verzerrung der Strom-

belegung auf der Sondenstruktur zu berücksichtigen. Ohne genaue Kenntnis der Quellen und Streufelder störender Strukturen ist es nicht möglich, zuverlässige Aussagen über die Meßabweichung eines Sondentyps anzugeben. Aus diesem Grund ist es für den Meßpraktiker sinnvoller, einen Mindestabstand einzuhalten, der sich an der Sondengröße orientiert: Für eine Abweichung kleiner als $\pm 20\%$ sollte der Abstand von Sonde zum Störkörper mehr als das Zweifache der Sondengröße betragen.

Die Vorteile des konischen Sondenkörpers sind bei der Messung breitbandiger Signale von Bedeutung. Beim Scannen einer Feldverteilung nahe eines Streukörpers ist die volumenhafte Ausdehnung jedoch von Nachteil, da die Verkoppelung deutlich stärker zu beobachten ist als beim schlanken Dipol. Der ist für eine solche Aufgabe vorzuziehen.

Im Vergleich zu Dipolsonden und konischen Sondentypen stellen die Kugelflächensonde und der Kugelkappendipol Antennen mit unterschiedlichen Dachkapazitäten dar. Seine nutzbare Bandbreite ist noch weiter eingeschränkt als die des Dipols, er ist jedoch insbesondere im Bereich der Hochspannungsmesstechnik von Bedeutung, da der kugelförmige Sondenkörper zu einer Verringerung des Sondenstreufeldes führt. Die Gefahr von Überschlägen wird dadurch minimiert.

Wird ein Mindestabstand vom Zweifachen der Sondengröße eingehalten, so ist die Verzerrung der Strombelegung zu vernachlässigen. Ab dieser Entfernung ist nur noch die umgebende Feldinhomogenität für die Meßabweichung ausschlaggebend. Für Frequenzen innerhalb der Nutzbandbreite der Sonde liegt entsprechend Tabelle 4.1 die resultierende Meßabweichung im zugelassenen Rahmen von $\pm 10\%$. In darüber hinausgehenden Frequenzbereichen führen sowohl Amplituden- als auch Phasenveränderung entlang der Sondenstruktur aufgrund des integralen Verhaltens zu einer vom Meßort abhängigen Meßabweichung.

Isotrope Sonden werden durch die orthogonale Anordnung von drei oder auch sechs einzelnen Sensoren aufgebaut. In der Regel wird ein Sondenrumpf verwendet, der zu Resonanzen entsprechend der Gesamtgröße der Sonde wie auch zu einem Versatz der einzelnen Sensoren führt. Beides kann zu einer Anisotropie führen, wenn der Sondenrumpf einen Radius aufweist, der größer als die einzelnen Sensorelemente ist. Einflüsse von Griffen, Halterungen und Kabeln können in Abhängigkeit von der Ausrichtung der Sonde gegenüber dem einfallenden Feld zu Signalspannungen führen, die ohne weiteres um 3 dB differieren. Eine generelle Aussage ist aufgrund der Vielfalt möglicher Ausführungen nicht möglich, diese Effekte müssen meßtechnisch bestimmt werden, wie dies in Abschnitt 4.5.1 beschrieben wurde.

Kapitel 5

Feldsonden zur Messung der magnetischen Feldstärke

Bisher sind die Eigenschaften und Meßabweichungen von Feldsonden zur Messung elektrischer Felder untersucht worden. Die im folgenden behandelten Schleifensonden unterscheiden sich von diesen nicht nur in ihrer Wirkungsweise, auch die Ursachen auftretender Meßabweichungen sind von grundsätzlich anderer Natur. Dies wird im vorliegenden Kapitel quantitativ untersucht, so daß eine Bewertung der unterschiedlichen Sondentypen hinsichtlich der von ihnen verursachten Meßabweichung möglich ist.

Die klassische Betrachtung magnetischer Schleifensonden beschränkt sich in der Regel auf elektrisch kleine Schleifen [51]. In diesem Frequenzbereich kann das Sondenverhalten durch ein Ersatzschaltbild mit diskreten Elementen nachgebildet werden. Eine genauere Analyse des Sondenverhaltens auch für höhere Frequenzen ist bei Whiteside und King [5], [8], [9] zu finden. Sowohl die vereinfachten Ersatzschaltbilder als auch die analytischen Ansätze im folgenden Abschnitt verdeutlichen die Wirkungsweise der Schleifensonden. Bei der Schilderung der modellierten Sondentypen wird, ausgehend von einfachsten Grundtypen, auch auf weitere Ausführungen (einfach und doppelt belastete Schleifen, Moebiuschleife etc.) eingegangen.

Das Verhalten der Schleifensonden im homogenen Feld einer ebenen Welle macht den Einfluß der elektrischen Feldstärke und die daraus resultierende Meßabweichung deutlich. Eine anschauliche Bewertung wird durch die Definition eines Dämpfungsfaktors in Kapitel 5.3 möglich. Daraufhin wird mit diesem ein optimaler Schleifentyp bestimmt und der Einfluß diverser konstruktiver Parameter bewertet. Im Abschnitt 5.4 wird beschrieben, auf welche Weise im inhomogenen Nahfeld das Sondenverhalten zusätzlich durch die Feldwellenimpedanz am Meßort und die Verkoppelung zu benachbarten Strukturen beeinflusst wird. Schließlich wird auf die Auswirkung der Feldinhomogenität auf das Meßverhalten von Sensoren auf einem Sondenrumpf eingegangen.

5.1 Wirkungsweise von Schleifensonden

In diesem Abschnitt wird zunächst die physikalische Wirkungsweise von Sonden zur Messung der magnetischen Feldstärke geschildert. Mit dem Ersatzschaltbild bei niedrigen Frequenzen und der analytisch berechneten Schleifenstrombelegung können einfache Schleifensonden charakterisiert werden. Dieses Verständnis ist die Voraussetzung für die weiterführende Untersuchung des Meßverhaltens dieser Sonden und der bei ihnen auftretenden Meßabweichung.

5.1.1 Ersatzschaltbild elektrisch kleiner Schleifen

Eine Magnetfeldsonde besteht prinzipiell aus einer Drahtschleife (Drahtradius a , Schleifenradius R), in der nach dem zweiten Maxwellschen Gesetz von dem durch die Meßfläche A hindurchtretenden magnetischen Fluß Φ eine Spannung u_0 induziert wird:

$$u_0 = \int_l \vec{E} \, d\vec{l} = -\frac{d\Phi}{dt} = -\frac{\partial}{\partial t} \int_A \vec{B} \, d\vec{A} \quad . \quad (5.1)$$

Ist die Schleife elektrisch klein, kann über ihrer Querschnittsfläche die Flußdichte B als konstant angenommen werden. Da ihre Kontur über der Zeit unverändert bleibt, gilt also mit der normal zur Schleifenfläche stehenden Feldkomponente H_n

$$u_0 = -\frac{\partial}{\partial t} \int_A \vec{B} \, d\vec{A} \approx -\mu \frac{dH_n}{dt} A \quad \circ \bullet \quad U_0 = -j\omega\mu HA \quad . \quad (5.2)$$

In diesem Fall ist es möglich, das Sondenverhalten durch ein Thévenin- oder Norton-Ersatzschaltbild mit diskreten Elementen entsprechend Abbildung 5.1 darzustellen.

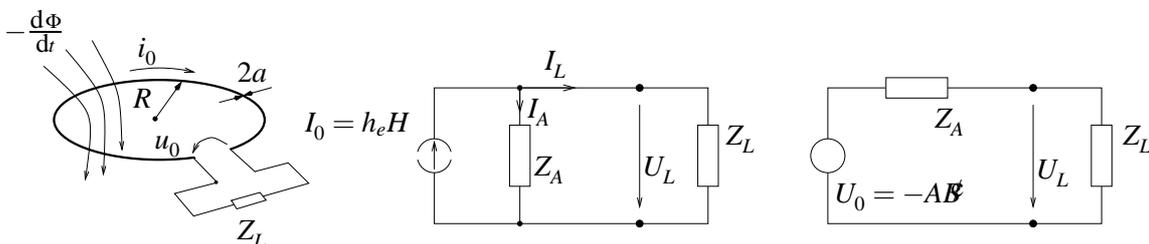


Abbildung 5.1: Feldeinkoppelung in eine Schleifenantenne: Beschreibung durch das Norton-Ersatzschaltbild ($I_0 = -\mu A/L H = h_e H$) oder das Thévenin-Ersatzschaltbild ($U_0 = -j\omega\mu AH$).

Das Meßsignal U_L in Abbildung 5.1 wird neben der magnetischen Feldstärke H auch von der Lastimpedanz Z_L und der Antennenimpedanz Z_A bestimmt:

$$U_L = U_0 \frac{Z_L}{Z_L + Z_A} = -j\omega\mu HA \frac{Z_L}{Z_L + Z_A} \quad . \quad (5.3)$$

Die Antennenimpedanz Z_A setzt sich aus der Eigeninduktivität L der Schleife, der Schleifenkapazität C_A , dem Strahlungswiderstand R_S und dem ohmschen Verlustwiderstand R_V zusammen,

$$Z_A = \frac{(R_S + R_V) + j\omega L}{(1 - \omega^2 LC_A) + j\omega(R_S + R_V)C_A} \approx j\omega L \quad \text{mit} \quad L = \mu_0 R \left[\ln \frac{R}{a} + \frac{1}{4} \right] \quad . \quad (5.4)$$

Der Betrag der Antennenimpedanz ist in Abbildung 5.2 für eine einfache Drahtschleife und eine zylindrische Schleifenform zu sehen. Er wird mit steigender Frequenz durch die Schleifenresonanz begrenzt, die auf den Parallelschwingkreis von Schleifen-Induktivität und -Kapazität zurückzuführen ist.

Durch die Antennenimpedanz $Z_A \approx j\omega L$ und die Last $Z_L = R_L$ wird bestimmt, welcher Signalanteil dominiert. Ein hoch- bzw. niederohmiger Widerstand Z_L führt zu folgenden Vereinfachungen:

- Hochohmige Belastung: $Z_L \gg j\omega L \quad \longrightarrow \quad U_L = U_0 = -j\omega\mu AH \quad .$

Die Lastspannung weist differenzierenden Charakter auf.

- Niederohmige Belastung: $Z_L \ll j\omega L \quad \longrightarrow \quad U_L = \mu \frac{A}{L} H Z_L = h_e H Z_L \quad .$

Die Lastspannung hat einen konstanten Amplitudenwert direkt proportional der magnetischen Feldstärke.

Die Grenzfrequenz zwischen differenzierendem und konstantem Amplitudenbereich wird durch das Verhältnis von Lastwiderstand und Schleifeninduktivität bestimmt:

$$f_{gr} = \frac{1}{2\pi} \frac{Z_L}{L} \quad . \quad (5.5)$$

Für einen großen Bereich mit einer konstanten Amplitude der Signalspannung muß die Grenzfrequenz entsprechend niedrig liegen. Dies erfordert eine niederohmige Belastung mit reellen Lastimpedanzen in der Größe von Bruchteilen eines Ohms [64]. Aufgrund des daraus resultierenden Herstellungsaufwands wird häufig ein differenzierender Sensor verwendet, bei dem die Integration in einer nachfolgenden Schaltung realisiert wird.

Die Empfindlichkeit wird aus dem Quotienten von Last- und Feldsignal ermittelt. Sie wird primär durch die effektive Antennenfläche bestimmt. Im konstanten Amplitudenbereich kann

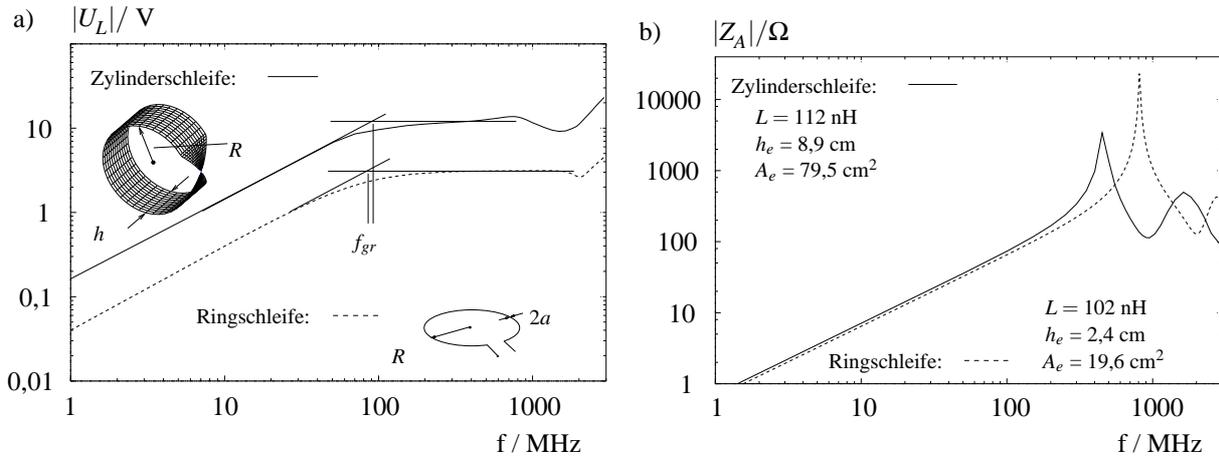


Abbildung 5.2: a) Signalspannung U_L der einfach belasteten Ringschleife und Zylinderschleife bei Anregung durch die magnetische Feldkomponente $H = 2,65 \text{ A/m}$ einer homogenen ebenen Welle. b) Eingangsimpedanz Z_A der beiden Schleifen. (Ringschleife $a = 1 \text{ mm}$, $R = 25 \text{ mm}$; Zylinderschleife $h = 10 \text{ mm}$, $R = 25 \text{ mm}$. Belastung mit $Z_L = 50 \Omega$)

auch durch eine höhere Lastimpedanz bzw. eine kleinere Induktivität die Empfindlichkeit verbessert werden.

Die vereinfachte Betrachtungsweise elektrisch kleiner Schleifen wird durch zwei wesentliche Vernachlässigungen ermöglicht: Im Ansatz über die zweite Maxwellsche Gleichung wird zunächst von einer beliebigen Feldverteilung ausgegangen. Vereinfachend wird dann jedoch angenommen, daß das Feld im Bereich der Schleife homogen ist, was nur bei hinreichend kleinen Frequenzen erfüllt ist. Daraufhin läßt sich das Flächenintegral in die einfache Multiplikation von Feldstärke und Schleifenfläche überführen. In dem obigen Ansatz wurde weiterhin nicht berücksichtigt, daß auch das elektrische Feld entlang der Schleifenkontur eine Stromverteilung hervorruft, die sogenannten Dipolmoden. Dies hat mit steigender Frequenz einen wesentlichen Einfluß auf die Meßeigenschaften und die mögliche Meßabweichung einer Schleifensonde.

5.1.2 Analytische Berechnung der Schleifenstrombelegung

Der Einfluß des elektrischen Feldes auf das Meßsignal der Schleifensonde kann durch das einfache Ersatzschaltbild nicht nachgebildet werden. Die Signalspannung der Schleifensonde bei Anregung einer homogenen Welle und im Einfluß des elektrischen und magnetischen Feldes wurde von King [5] bzw. Whiteside [9] deswegen analytisch berechnet.

Sie gehen für die Berechnung der Schleifenstrombelegung von einer gut leitenden runden Schleife mit Radius R und Drahtradius a aus. Der Drahtradius soll sehr viel kleiner als der Schleifenradius und die Wellenlänge sein ($a \ll R$ und $a \ll \lambda$). Wie in Abbildung 5.3 dargestellt ist,

liegt die Schleife in der Ebene $z = 0$ und wird von einer ebenen homogenen Welle angeregt. Deren Einfallrichtung bezüglich der Schleife wird durch die drei Winkel ϑ , φ und ψ festgelegt. Der Strom I in der Schleife wird in Abhängigkeit des Winkels α bezüglich des Schleifenmittelpunkts im Koordinatenursprung beschrieben. Die zu lösende Integralgleichung ergibt sich aus den Randbedingungen an der Oberfläche des Drahtes und soll hier nicht weiter hergeleitet werden; Details können King [16] entnommen werden. Für die unbelastete Schleife ($Z_L = 0 \Omega$) erhält man im homogenen Wellenfeld die Strombelegung $I(\alpha)$

$$I(\alpha) = -2\pi RE_0^i \frac{j}{Z_0 \pi} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{f_n}{a_n} e^{-jn\alpha} \quad . \quad (5.6)$$

Die Reihenentwicklung ist abhängig von den Gliedern

$$f_n = \frac{1}{2} e^{-jn\varphi} \left\{ j^{n-1} \cos \psi \left[J_{n-1}(kR \sin \vartheta) - J_{n+1}(kR \sin \vartheta) \right] + j^n \sin \psi \cos \vartheta \left[J_{n+1}(kR \sin \vartheta) + J_{n-1}(kR \sin \vartheta) \right] \right\} \quad (5.7)$$

und

$$a_n = \frac{kR}{2} (K_{n+1} + K_{n-1}) - \frac{n^2}{kR} K_n \quad . \quad (5.8)$$

Diese berechnen sich aus

$$K_0 = \frac{1}{\pi} \ln \frac{8R}{a} - \frac{1}{2} \int_0^{2kR} \Omega_0(x) + jJ_0(x) \, dx \quad (5.9)$$

bzw.

$$K_{-n} = K_n = \frac{1}{\pi} \left[Y_0 \left(\frac{na}{R} \right) I_0 \left(\frac{na}{R} \right) + C_n \right] - \frac{1}{2} \int_0^{2kR} \Omega_{2n}(x) + jJ_{2n}(x) \, dx \quad (5.10)$$

und

$$C_n = \ln 4n + \gamma - 2 \sum_{m=0}^{n-1} \frac{1}{2m+1} \quad . \quad (5.11)$$

Dabei sind im einzelnen

$Y_0(x)$	modifizierte Besselfunktion zweiter Art nullter Ordnung
$I_0(x)$	modifizierte Besselfunktion erster Art nullter Ordnung
$J_n(x)$	Besselfunktion n-ter Ordnung
$\Omega_n(x)$	Lommel-Weberfunktion n-ter Ordnung
$\gamma = 0,5772$	Eulersche Konstante
α	Winkel entlang des Schleifenumfangs
ϑ, φ, ψ	Winkel der einfallenden Welle
Z_0	komplexer Wellenwiderstand
k	Wellenzahl.

Die resultierende Strombelegung einer unbelasteten Schleife ($Z_L = 0\Omega$) bei Anregung durch eine ebene Welle mit $\vartheta = 90^\circ$ und $\psi = 90^\circ$ ist in Abbildung 5.3 den Ergebnissen von CONCEPT gegenübergestellt. Es ergibt sich innerhalb der numerischen Modellierung eine ausgezeichnete Übereinstimmung. Verbleibende Differenzen sind auf die Nachbildung der runden Schleifensonde durch einen Polygonzug aus linearen Stäben zurückzuführen.

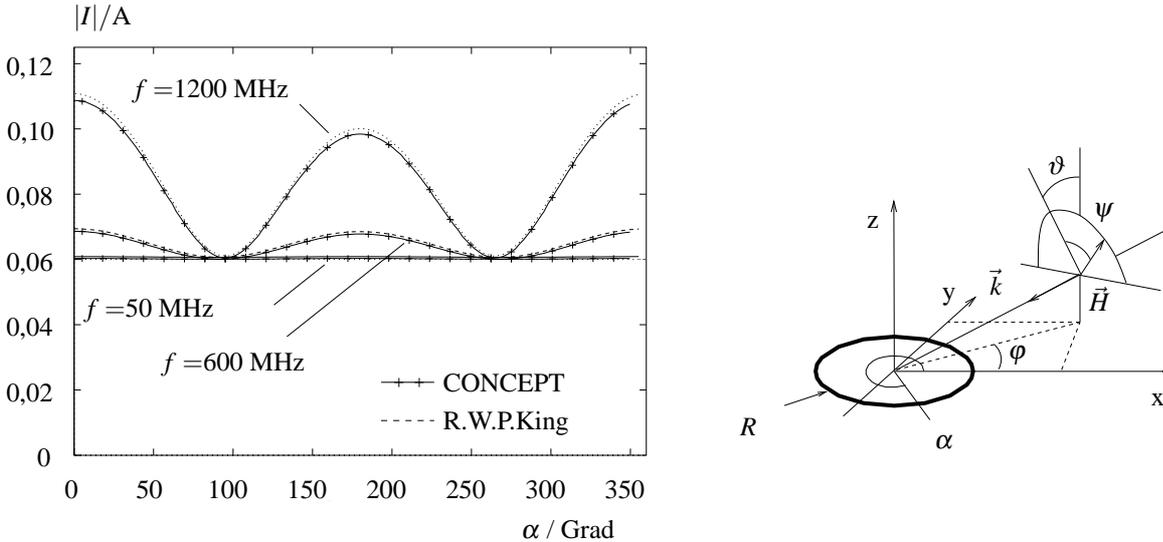


Abbildung 5.3: Strombelegung einer unbelasteten Schleife ($Z_L = 0\Omega$, $R = 2,36 \text{ cm}$, $a = 1 \text{ mm}$) im Feld einer homogenen ebenen Welle ($\vartheta = 90^\circ$, $\psi = 90^\circ$): Vergleich der numerischen Resultate (CONCEPT) mit der analytischen Berechnung von R.W.P.King [16].

Die Strombelegung wird nur für elektrisch kleine Schleifen bzw. niedrige Frequenzen ausschließlich durch das magnetische Feld bestimmt. In diesem Fall ist es ausreichend, allein den ersten Term a_0 der Reihenentwicklung aus Gleichung (5.6) zu bestimmen. Er entspricht dem sogenannten Schleifenmode und führt entsprechend Abbildung 5.4 zu einer entlang des Umfangs konstanten Stromamplitude, jedoch an gegenüberliegenden Punkten entgegengesetzter Phase. Der Strom ergibt sich in guter Übereinstimmung von numerischer Simulation und dem Ersatzschaltbild zu $I \approx \mu H A / L = 0,06 \text{ A}$.

Mit steigender Frequenz ist die Strombelegung nicht mehr konstant, sondern von der Ausrichtung der Schleife in Bezug auf das einfallende elektrische Feld abhängig. Dieser sogenannte Dipolmode wird durch das zweite Glied a_1 bestimmt. Das elektrische Feld ruft in den beiden Schenkeln der Schleife eine Stromverteilung hervor, die symmetrisch zu der in Abbildung 5.4 eingezeichneten Spiegelungsachse ist. Die Amplitude wie auch die Phase der Strombelegung von linker und rechter Schleifenhälfte sind bei dieser Anregung identisch.

Whiteside gibt in seinen Untersuchungen [9] eine Grenze von $0,01 \lambda$ für den maximalen Durchmesser der Schleife an, ab der der Einfluss des elektrischen Feldes nicht mehr zu vernachlässigen

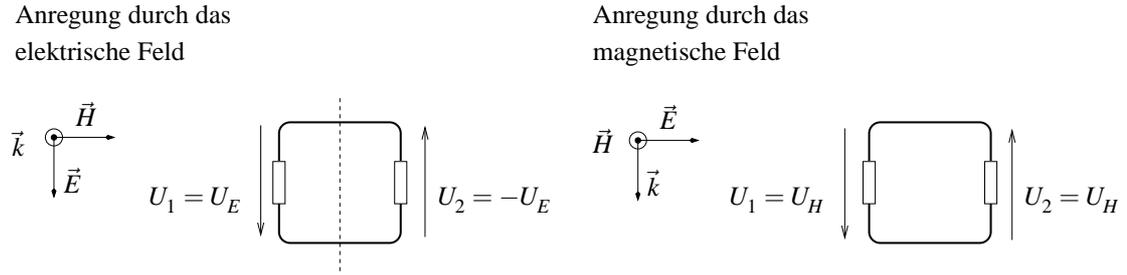


Abbildung 5.4: Anregung einer doppelt belasteten Schleife durch das elektrische bzw. das magnetische Feld: Resultierender Dipol- und Schleifenmode.

ist. In diesem Beispiel entspricht dies einer oberen Grenze von $f \approx 64$ MHz. Für größere Schleifen oder höhere Frequenzen ist die Strombelegung vom Einfallswinkel abhängig und deshalb ein eindeutiges Meßsignal nicht mehr möglich.

Eine Erweiterung des nutzbaren Frequenzbereiches gelingt nach King [9], [16] durch die Anordnung zweier identischer Lastimpedanzen an einander gegenüberliegenden Punkten der Schleife. Werden nur die beiden ersten Glieder der Reihenentwicklung berücksichtigt (Schleifen- und Dipolmode), gilt für die betreffenden Ströme

$$I(0) = 2\pi RE_0^i \left(\frac{f_0 Y_{A0}}{1 + 2Y_{A0} Z_L} + \frac{f_1 Y_{A1}}{1 + 2Y_{A1} Z_L} \right) \quad , \quad (5.12)$$

$$I(\pi) = 2\pi RE_0^i \left(\frac{f_0 Y_{A0}}{1 + 2Y_{A0} Z_L} - \frac{f_1 Y_{A1}}{1 + 2Y_{A1} Z_L} \right) \quad . \quad (5.13)$$

Dabei wird die Schleifenadmittanz Y_A ebenfalls aus den ersten beiden Reihengliedern berechnet:

$$Y_A = Y_{A0} + Y_{A1} = -\frac{j}{Z_0 \pi a_0} - \frac{2j}{Z_0 \pi a_1} \quad . \quad (5.14)$$

Ein entsprechendes Ersatzschaltbild der doppelt belasteten Schleife kann [79] entnommen werden. Der Stromanteil, der dem ersten Bruch in den Gleichungen (5.12), (5.13) entspricht, wird durch das magnetische Feld hervorgerufen und führt zu der Lastspannung U_H , während der zweite Bruch den Dipolmode beschreibt und die Lastspannung U_E bewirkt. Es gilt also

$$U_1 = U_H + U_E \quad \text{und} \quad U_2 = U_H - U_E \quad . \quad (5.15)$$

Durch Subtraktion und Addition der beiden Lastspannungen erhält man die gesuchten Signale U_E und U_H proportional zum elektrischen und magnetischen Feld:

$$2U_E = U_1 - U_2 \sim E \quad \text{und} \quad 2U_H = U_1 + U_2 \sim H \quad . \quad (5.16)$$

Laut Whiteside [9] kann auf diese Weise bei runden, doppelt belasteten Schleifen im homogenen Wellenfeld die Meßabweichung so weit reduziert werden, daß der nutzbare Frequenzbereich gegenüber der einfach belasteten Schleife um den Faktor 10 erweitert wird. Bei der oberen Grenzfrequenz muß demnach der Durchmesser kleiner als $0,1 \lambda$ sein. Für höhere Frequenzen können die folgenden Glieder der Reihenentwicklung nicht mehr vernachlässigt werden.

An dieser Stelle sei auf ein weit verbreitetes Mißverständnis hingewiesen: Die bisher beschriebenen Einflüsse des elektrischen Feldes auf das Meßsignal und die daraus resultierende Meßabweichung können durch eine Ausführung als koaxiale Schleifensonde nicht vermieden werden. Auch bei Koaxialschleifen stellt sich auf dem Außenmantel eine Strombelegung ein, die ebenso vom elektrischen wie auch dem magnetischen Feld bestimmt wird. Die über dem Spalt abfallende Signalspannung resultiert aus der gesamten Strombelegung. Das Koaxialsystem gewährleistet den einfachen Abgriff der Schleifenspannung und, bei richtiger Konstruktion, die Unterdrückung unerwünschter Kabelmantelströme [15].

Bisher wurde die Wirkungsweise einfacher Schleifensonden beschrieben. Bei niedrigen Frequenzen geschieht dies mit Hilfe eines einfachen Ersatzschaltbildes. Durch die analytische Berechnung der Strombelegung einer einfachen runden Schleifenantenne wurde der Einfluß des elektrischen Feldes auf das Meßsignal deutlich gemacht. Mit steigender Frequenz führt dieses zu einer zunehmenden Meßabweichung. Um diesen Effekt auch bei komplexeren Sondentypen als der oben beschriebenen runden Schleife zu untersuchen, wird das Verhalten der Sonden im elektromagnetischen Feld numerisch simuliert. Die verwendeten Modelle werden im folgenden Abschnitt vorgestellt.

5.2 Modellerte Sondentypen

Alle Feldsonden zur Messung magnetischer Felder bestehen im wesentlichen aus einer Schleifenanordnung mit einer Lastimpedanz, an der das Meßsignal abgegriffen wird. In diesem Abschnitt werden, ausgehend von dem einfachsten Schleifentyp, zunächst die daraus folgenden Varianten geschildert. Dabei wird grundsätzlich zwischen Freiraumsonden und Schleifensonden auf einer leitenden Oberfläche unterschieden. Nach diesen Grundtypen, mit denen nur eine einzelne Komponente des magnetischen Feldvektors bestimmt werden kann, werden Feldsonden mit einer isotropen Charakteristik geschildert. Diese werden durch die orthogonale Anordnung dreier Schleifen realisiert.

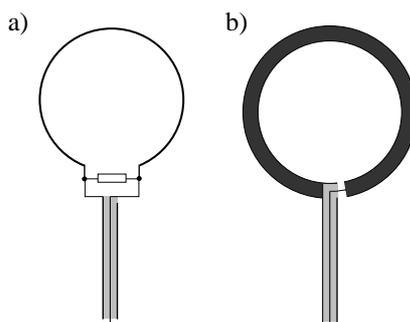
In einem dritten Abschnitt dieses Kapitels wird auf einen speziellen Aspekt der Modellierung koaxialer Schleifensysteme eingegangen. Dabei wird der Einkoppelmechanismus koaxialer Schleifensonden dargelegt und eine für die numerische Simulation wichtige Ersatzmodellierung des koaxialen Leitungssystems begründet.

Die hier vorgestellten Sondenmodelle werden in den darauffolgenden Abschnitten verwendet, um ihr Verhalten (Meßabweichung, Rückwirkung) in unterschiedlichen Umgebungen zu untersuchen.

5.2.1 Grundformen zur Messung einer einzelnen Ortskomponente

Unterschiedliche Ausführungen einfacher Schleifensonden sind in Abbildung 5.5 gegenübergestellt. Bei der ungeschirmten Schleife in Abbildung a) wird der Innenleiter des Koaxialsystems zu einer Schleife geformt und parallel zu einer optionalen Lastimpedanz mit dem Außenmantel des Koaxialsystems verbunden. Dieser Sondentyp ist einfach und schnell herzustellen, hat aber den Nachteil, daß durch den Übergang zwischen symmetrischem Schleifensystem und unsymmetrischem Koaxialsystem die Kabelmantelströme in Abhängigkeit von der Ausrichtung zum elektrischen Feldvektor mit in das Meßsignal eingehen.

Ungeschirmte Schleifentypen



Koaxiale Schleifentypen

Symmetrisches Leitungssystem

Unsymmetrisches Leitungssystem

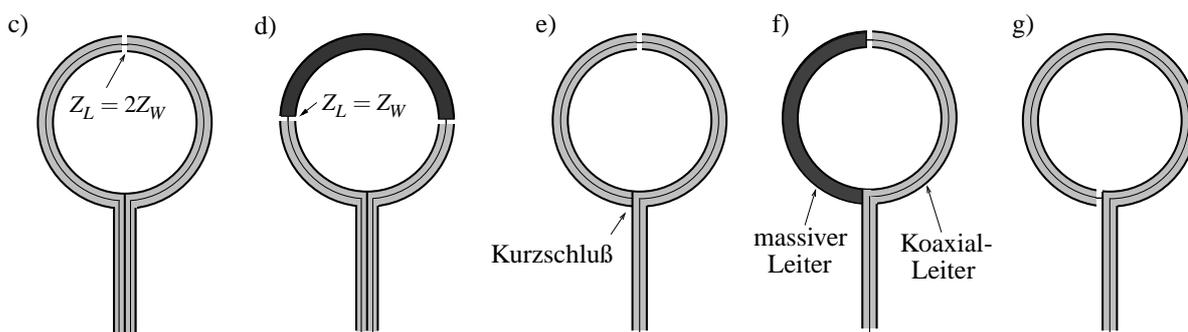


Abbildung 5.5: Magnetische Schleifensonden: a) und b) Ungeschirmter Grundtyp, c)-g) Koaxiale Ausführungen mit symmetrischem Signalabgriff (c und d) bzw. unsymmetrischem Signalabgriff (e bis g).

Durch die koaxiale Ausführung der Schleife können die beiden Arme der Schleife entsprechend Abbildung c) als Leitungssystem ausgeführt werden. Man erhält zwei voneinander unabhängige

unsymmetrische Systeme, die zueinander ein symmetrisches Gesamtsystem bilden. Grundsätzlich kann der Abgriff deswegen sowohl symmetrisch (Beispiel c und d) wie auch unsymmetrisch (Beispiele e bis g) ausgeführt werden. Bei reflexionsfreier Belastung des Koaxialsystems in Abbildung c) erscheint am Ort des Schlitzes die zweifache Wellenimpedanz des koaxialen Leitungssystems als Lastimpedanz. Ein unsymmetrischer Abgriff kann durch die Nutzung nur eines Schleifenarms realisiert werden. Das zweite koaxiale Leitungsstück kann durch eine Lastimpedanz abgeschlossen werden, wie dies in Abbildung e) durch einen Kurzschluß angedeutet wird. Dies ist zu vermeiden, da es als transformierte Last am Schlitz zu einer komplexen frequenzabhängigen Lastimpedanz führt. Deswegen ist es üblich, diesen zweiten Arm durch ein massives Leitersegment zu ersetzen, so daß am Schlitz bei reflexionsfreier Belastung nur noch die einfache Wellenimpedanz des Koaxialsystems anliegt. In den Abbildungen g) und b) wird die Lage des Schlitzes variiert. Solche Ausführungen sind zu vermeiden, will man eine vollständige Unterdrückung der Kabelmantelströme erreichen, da diese nur exakt gegenüber dem Kabelansatz gegen Null gehen.

Aus den bisher behandelten einfachen Schleifensonden wurden verschiedene optimierte Typen in Abbildung 5.6 entwickelt. Die doppelt belastete Schleife (Abbildung a) wird ebenfalls als ein koaxiales System ausgeführt, mit Schlitz an direkt gegenüberliegenden Punkten der Schleife. Wie in Abschnitt 5.1.2 gezeigt wurde, kann bei identischen Lastimpedanzen aus der Summe der beiden Signale ein Meßwert berechnet werden, der direkt proportional dem Magnetfeld ist (die Differenz ist proportional dem elektrischen Feld).

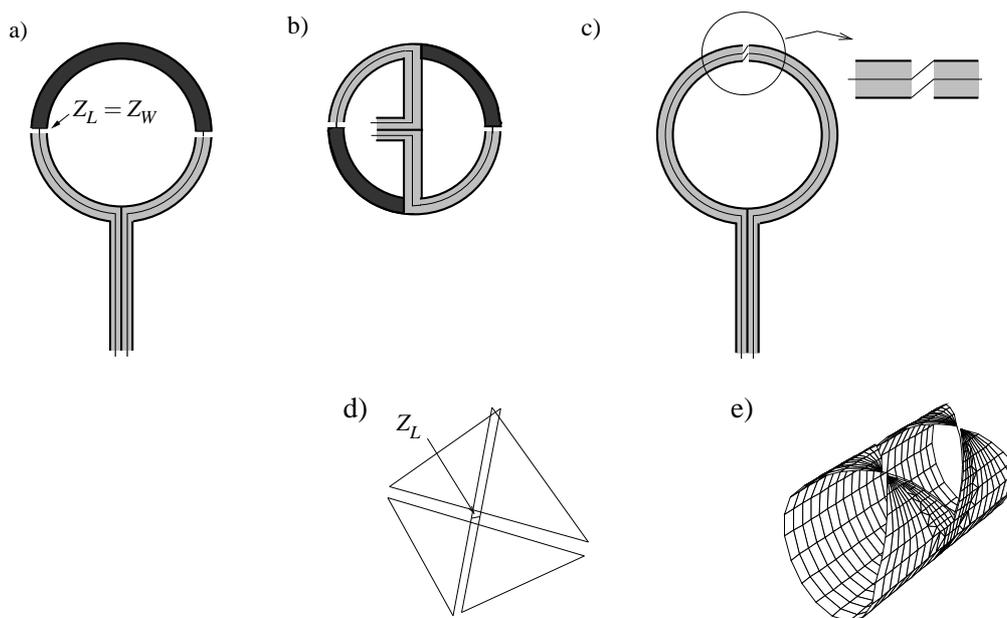


Abbildung 5.6: Optimierte Schleifensonden: a) Doppelt belastete Schleife; b) Brückenschleife; c) Moebius-Schleife; d) Kompensationsrahmen; e) Zylinderschleife.

Bei der Grundform einer gebrückten Schleife in Abbildung 5.6 b) wird mittig zwischen den Schlitzen ein Steg eingezogen [5]. Dies kann aus zwei Gründen notwendig sein: Bei der doppelt belasteten Schleife gemäß Abbildung a) ist einerseits eine Bestimmung der elektrischen Felder aus der Differenz beider Lastsignale aufgrund der Kabelmantelströme nicht eindeutig möglich. Andererseits können starke Kabelmantelströme zu Anteilen in den Lastspannungen führen, die gegenüber denen des magnetischen Feldes dominieren. Eine Bestimmung des magnetischen Feldes aus der Summe der Lastsignale ist dann wegen der begrenzten Richtwirkung der Koppler nicht mehr möglich. Liegt bei der Brückenschleife die Signalableitung orthogonal zur Schleifenfläche, kann der Einfluß der Kabelmantelströme für beide Fälle vermieden werden. Eine Weiterentwicklung dieses Typs ist bei Gille [79] zu finden.

Eine um den Faktor zwei erhöhte Empfindlichkeit ergibt sich bei der Moebiuschleife [55] in Abbildung 5.6 c). Bei dieser werden zwei in Reihe liegende Schleifen je aus der Hälfte des Außenmantels und des Innenleiters gebildet, so daß man eine um den Faktor zwei erhöhte Empfindlichkeit erhält. Die einzelne Schleife entspricht dabei der Ausführung mit einem massiven Teilleiter aus Abbildung 5.5 c), bei dem die eine Hälfte des Koaxialsystems nicht genutzt wird. Diese Art des Abgriffs ist in vielfältiger Weise von Baum [36] realisiert und weiterentwickelt worden.

Durch den Kompensationsrahmen in Abbildung 5.6 d) wird der unerwünschte Einfluß des elektrischen Feldes vermieden, indem die Lastimpedanz zwei parallel liegende Stäbe je einer Schleife miteinander verbindet [1]. Aufgrund der identischen Strombelegung auf den beiden Stäben durch das elektrische Feld ist die Potentialdifferenz nur noch auf den Strom durch das Magnetfeld zurückzuführen.

In Abbildung e) wird durch eine Aufweitung der einfachen eindimensionalen Ringstruktur zu einer zweidimensionalen Flächenstruktur in Form eines Zylinders eine Erhöhung der Empfindlichkeit erzielt, siehe Degauque [55], Baum [23]. Die einfachere Form sieht einen einfachen geschlitzten Zylinder vor, der jedoch zur besseren Anpassung an die Koaxialimpedanz keilförmige Aussparungen aufweist.

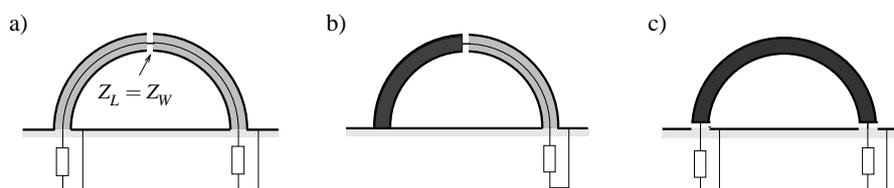


Abbildung 5.7: Realisierung der Schleifensonden oberhalb einer leitenden Ebene. a) und b) einfach belastete Schleife; c) doppelt belastete Schleife.

Die bisher geschilderten grundsätzlichen Varianten lassen sich ohne wesentliche Einschränkung auf eine Spiegelebene übertragen. Eine Ausführung wie die in Abbildung 5.7 a) ist zu vermei-

den: Die Empfindlichkeit kann durch die Addition der beiden Lastsignale nicht erhöht werden, da sich das Signal über dem Spalt u_s auf die beiden Koaxialleitungen verteilt. Bei der Schleifenversion in b) fällt u_s nur an der Last einer Koaxialleitung ab, ohne daß eine aufwendige Addition notwendig ist. Die doppelt belastete Schleife in Abbildung c) wird ohne das koaxiale Leitungssystem aufgebaut. Unter diesen Umständen ist die Lastimpedanz nicht mehr durch die Wellenimpedanz des Koaxialsystems eingeschränkt, so daß man mit sehr niedrigen Impedanzen eine Übertragungscharakteristik direkt proportional zum magnetischen Feld erhält.

5.2.2 Isotrope Sondentypen

In Abbildung 5.8 sind vier Beispiele isotroper Freiraumsonden zu sehen. Die Typen a) bis c) lassen sich prinzipiell auf die Beispiele aus Abbildung 5.7 zurückführen, bei denen eine Halbschleife über einer leitenden Ebene angeordnet wird. Die Schleifen werden als Koaxialsystem ausgeführt, wobei die Last oberhalb der Ebene durch den Schlitz im Mantel des Koaxialkabels realisiert wird. Es ergeben sich Kombinationen aus dem würfel- oder kugelförmigen Sondenrumpf mit verschiedenartig geformten Schleifen (rund oder viereckig).

Die Sonde der Abbildung 5.8 d) kann als eine Brückenversion entsprechend Abbildung 5.6 b) angesehen werden. Die Brücke wird durch den Sondenrumpf hergestellt. Der Lastabgriff erfolgt über die Schlitze des Koaxialmantels zwischen den beiden Polen der Anordnung.

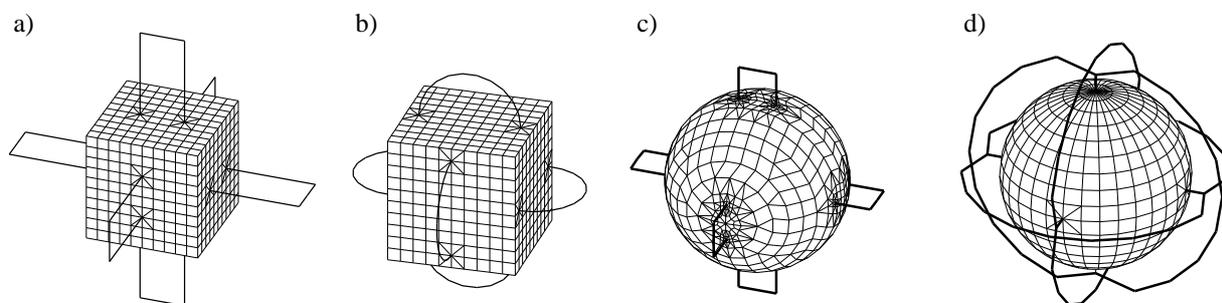


Abbildung 5.8: Verschiedene Beispiele isotroper Freiraumsonden.

5.2.3 Modellierung koaxialer Schleifensonden

Die numerische Modellierung koaxialer Schleifensonden erfordert einen erheblich größeren Aufwand als die einer einfachen Dipolsonde. In koaxialen Leitungsstrukturen ist für die korrekte Darstellung der Feld- und Ladungsverteilung eine Modellierung notwendig, die sich am Abstand des Innenleiters zu den Flächenelementen der koaxialen Manteloberfläche orientiert. Als Richtwert wird empfohlen, die Oberfläche um das 5-fache feiner zu diskretisieren als den minimalen Abstand des Innenleiters zum koaxialen Außenmantel. Dies führt insgesamt schon bei sehr

einfach strukturierten koaxialen Schleifensonden zu einem erheblichen Rechenaufwand. Eine Parameterstudie über einen weiten Frequenzbereich läßt sich dann nicht mehr realisieren.

Ein Ausweg wird durch eine Ersatzanordnung erreicht, bei der auf die numerische Modellierung des inneren Leitungssystems verzichtet wird. Die koaxiale Schleifensonde kann in ein inneres und äußeres System unterteilt werden [5], [16], [26]. Dies gilt unter der Voraussetzung einer ausreichenden Abschirmung durch den Kabelmantel. Durch die Wirbelstromverdrängung im gut leitenden Mantelmaterial kann für Kupfer (Leitfähigkeit $\kappa = 57,1 \cdot 10^6$ S/m) eine Eindringtiefe d angegeben werden, bei der die Stromamplitude um $1/e$ abgefallen ist:

$$d = \sqrt{\frac{2}{\omega \kappa \mu}} \quad . \quad (5.17)$$

Wird für eine ausreichende Abschirmung ein Abfall der Stromamplitude um 30 dB verlangt, so muß die Wandstärke ungefähr das Siebenfache der Eindringtiefe d bei dieser Frequenz betragen. Bei einer Manteldicke von $w = 0,5$ mm ergibt sich somit eine Frequenz von

$$f = \frac{1}{2\pi} \frac{2}{(w/7)^2 \kappa \mu} \approx 8,8 \text{ kHz} \quad , \quad (5.18)$$

oberhalb derer die vorausgesetzte Entkoppelung erfüllt ist.

Unter diesen Umständen wird das eine System durch die Außenseite des Koaxialmantels gebildet. Es verhält sich wie eine massive Schleife mit einem Drahtdurchmesser entsprechend dem äußeren Manteldurchmesser. Das andere System wird durch die Koaxialleitung repräsentiert, mit einem Innenleiter und der Innenseite des Mantels als Bezugspotential. Dieses kann mit Hilfe der konventionellen Leitungstheorie vollständig beschrieben werden. Die Verkoppelung beider Systeme erfolgt über einen Spalt im Mantel: Bei hinreichend kleiner Spaltbreite kann man die Feldverteilung über dem Schlitz als homogen ansehen, und die resultierende Spannungsdifferenz kann als Schlitzgenerator (bzw. Schlitzlast) interpretiert werden. Der äußere Mantel mit einer dem Schlitz entsprechenden Lastimpedanz weist eine Strombelegung auf, die mit der einer koaxialen Schleifensonde identisch ist. Sie resultiert aus der Einwirkung sowohl des magnetischen als auch des elektrischen Feldes.

Für die Schleifensonde (das äußere System) ergibt sich an der Stelle des Schlitzes eine komplexe Lastimpedanz $2Z_L'$. Diese berechnet sich aus der über die Leitungslänge transformierten Lastimpedanz Z_L . Wird das Leitungssystem mit der Wellenimpedanz abgeschlossen, führt das am Schlitz zu einer transformierten Impedanz, die der Wellenimpedanz der Leitung gleich ist. Für die numerische Simulation kann die koaxiale Schleifensonde durch eine einfache Stabstruktur gleichen Leiterdurchmessers ersetzt werden, bei der ein Lastwiderstand an dem Ort des geschlitzten Schirms angeordnet wird. Exemplarisch wurde an einer ausgesuchten Anordnung

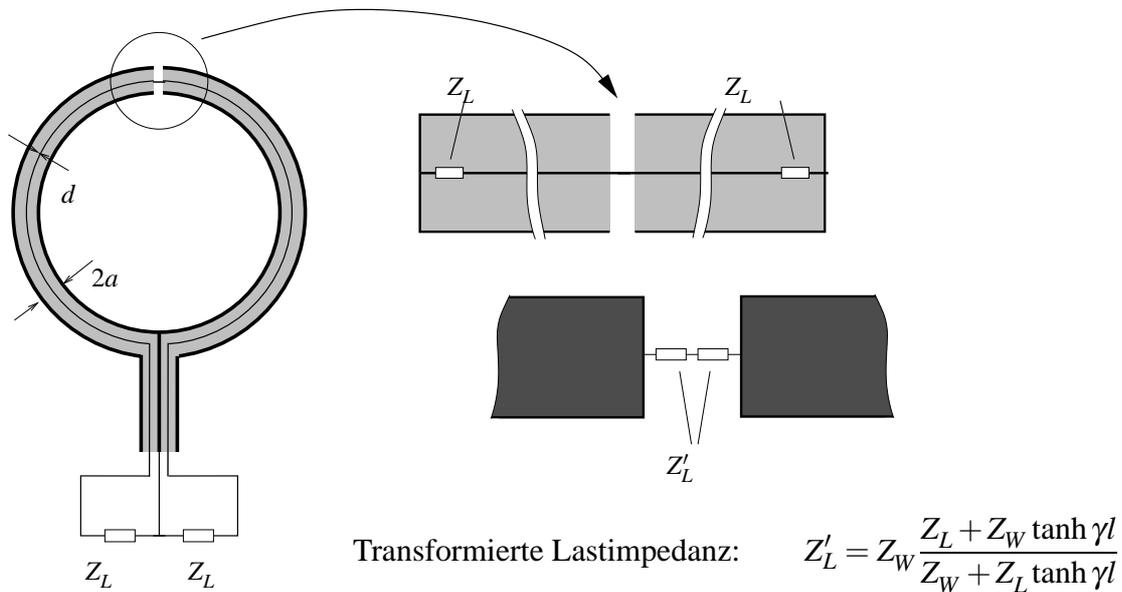


Abbildung 5.9: Koaxiale Schleifensonde und Ersatzmodellierung des Mantelschlitzes durch eine komplexe Lastimpedanz $2Z'_L$.

gezeigt, daß die ermittelten Spannungen in einem weiten Frequenzbereich in beiden Fällen identisch sind.

Koaxiales Leitungssystem:

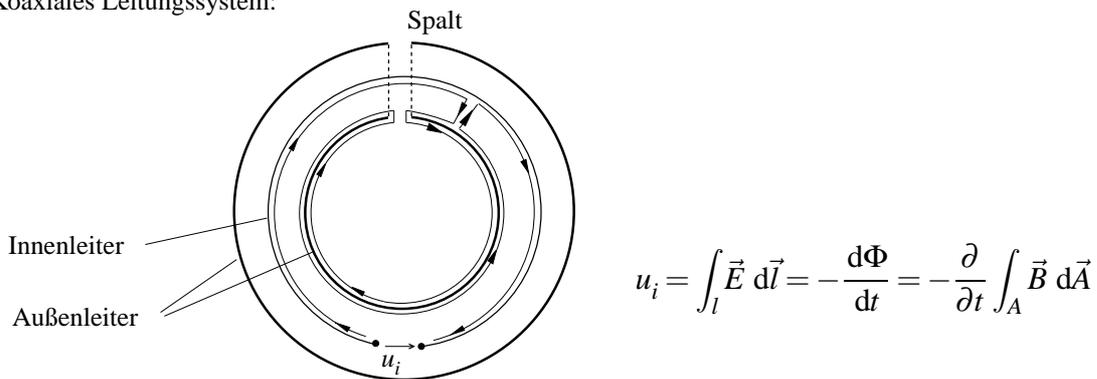


Abbildung 5.10: Einkoppelung in eine geschirmte Schleifensonde bei niedrigen Frequenzen.

Auch unterhalb der oben genannten Frequenz $f \approx 8,8 \text{ kHz}$, bei der keine Entkoppelung in ein inneres Leitungs- und äußeres Schleifensystem mehr vorliegt, ist die Ersatzanordnung prinzipiell noch gültig. Die induzierte Potentialdifferenz u_i ergibt sich aus Gleichung (5.1) entlang dem in Abbildung 5.10 eingezeichneten Integrationsweg. Aufgrund der fehlenden Schirmwirkung ist nun der Kabelzwischenraum in die Berechnung einzubeziehen. Entlang den metallischen Flächen und dem Innenleiter ist der Beitrag $E dl$ zum Gesamtintegral gleich Null. Die beiden

Anteile entlang dem Koaxialradius heben sich durch ihre entgegengesetzte Integrationsrichtung auf, so daß sich die induzierte Spannung u_i aus der zeitlichen Änderung des magnetischen Flusses Φ über der Schleifenfläche ergibt, die der Innenleiter des Koaxialsystems aufspannt.

Im vorliegenden Abschnitt 5.2 sind, ausgehend von einer einfachen Drahtschleife, daraus resultierende Schleifentypen hergeleitet worden, die sich durch Variationen von Schleifenform, Anzahl der Lasten, Art der Lastanordnung und Struktur der Schleife ergeben. Üblich ist dabei die Ausführung als koaxiales Schleifensystem, wodurch sich der Einfluß des elektrischen Feldes auf die Kabelmantelströme und dadurch auf das Meßsignal verringern läßt. Die isotropen Sondentypen werden durch die orthogonale Anordnung dreier Schleifen auf einem Sondenrumpf realisiert. Unterschiede werden durch die Form des Rumpfes, der Schleifen und der Größenverhältnisse von Rumpf zu Schleifen geprägt.

Alle Variationen der bisher geschilderten Schleifensonden können auf drei Grundtypen zurückgeführt werden: die einfach bzw. doppelt belastete Schleife und den Kompensationsrahmen. Das Ziel der unterschiedlichen Bauformen ist einerseits eine Erhöhung der Empfindlichkeit und andererseits eine möglichst geringe Meßabweichung durch Einflüsse des elektrischen Feldes.

5.3 Sondeneigenschaften im Freiraum bei Anregung durch eine homogene, ebene Welle

Bereits bei der analytischen Beschreibung der Schleifenstrombelegung im homogenen Wellenfeld wurde deutlich, daß der Einfluß des elektrischen Feldes zu Meßsignalen führt, die von der Ausrichtung der Schleife bezüglich der Ausbreitungsrichtung der ebenen Welle abhängig ist. Die Variation des Meßsignals führt zu einer mit der Frequenz zunehmenden Meßabweichung. Während diese bei der einfachen Drahtschleife noch analytisch zu berechnen war, kann bei der Analyse komplexerer Schleifensonden auf die Anwendung numerischer Methoden nicht mehr verzichtet werden.

Als Vergleichskriterium unterschiedlicher Sonden wird die Signaldämpfung ξ im homogenen Wellenfeld definiert: Diese beschreibt die Signaldämpfung des Dipolmodes gegenüber dem Schleifenmode der Strombelegung. Die Höhe der Dämpfung ξ wird maßgeblich von der Sondenkonstruktion beeinflusst, wie sie im vorherigen Abschnitt beschrieben wurde. Schließlich werden Faktoren geschildert, die einen ungünstigen Einfluß auf die nutzbare Bandbreite haben: die Lage der Lastimpedanz in Bezug auf die Sondenableitung, die Spaltbreite im Koaxialmantel und eine eventuelle Fehlanpassung der Koaxialleitung.

5.3.1 Signaldämpfung ξ gegenüber Einflüssen des elektrischen Feldes

Die Lastspannung einer einfach belasteten runden Schleife ist bei Anregung durch eine ebene homogene Welle von deren Einfallsrichtung abhängig, wie dies in Abbildung 5.11 dargestellt wird. Es ergeben sich folgende Situationen:

1. Für eine reine Beeinflussung durch das elektrische Feld liegt der magnetische Feldvektor in der Schleifenebene und der elektrische Feldvektor parallel zur Lastimpedanz.
2. Demgegenüber steht bei einem alleinigen Einfluß des magnetischen Feldes der H-Vektor normal zur Schleife und der elektrische liegt vertikal zur Lastimpedanz.
3. Bei gleichzeitiger Einkoppelung von magnetischem und elektrischen Feldanteil liegen dann sowohl der elektrische Vektor parallel zur Lastimpedanz als auch der magnetische orthogonal zur Schleifenfläche.

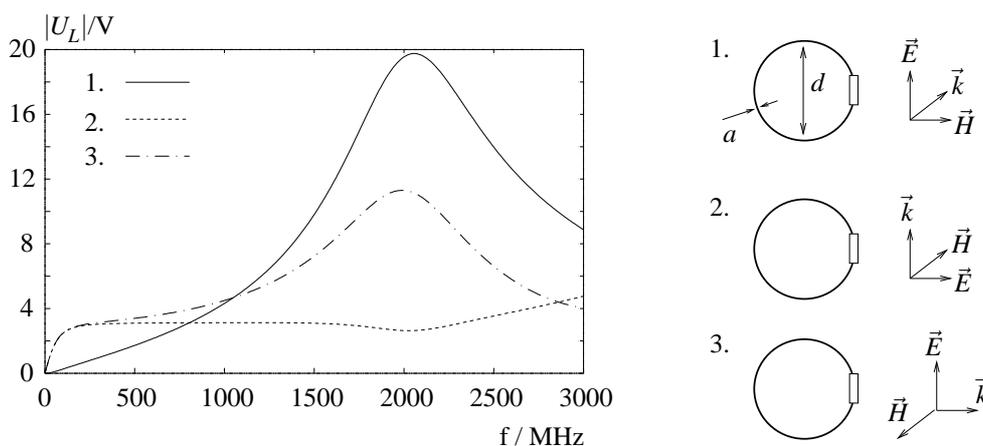


Abbildung 5.11: Lastspannung einer einfach belasteten Schleife ($d = 5 \text{ cm}$, $a = 1 \text{ mm}$, $Z_L = 50 \Omega$) bei Beeinflussung durch das elektrische, das magnetische Feld und beide Feldanteile gleichzeitig.

In diesem Beispiel (runde Schleife mit $d = 5 \text{ cm}$, $a = 1 \text{ mm}$, $Z_L = 50 \Omega$) hat das elektrische Feld erst ab 200 MHz einen signifikanten Einfluß auf die Strombelegung und das resultierende Lastsignal. Für eine quantitative Aussage, inwieweit das Meßsignal vom elektrischen Feld beeinflusst wird, hat Whiteside [9] einen Systemfehler auf Basis der Schleifenempfindlichkeit K_E und K_B gegenüber dem elektrischen Feld bzw. der magnetischen Flußdichte definiert. Dabei normiert er die Empfindlichkeit auf eine Anregung $E = cB = 1 \text{ V/m}$ (mit c als der Freiraumwellengeschwindigkeit). Dieser Ansatz gibt insbesondere bei niedrigen Frequenzen den Einfluß der elektrischen Feldstärke nicht richtig wieder.

Hier wird aus diesem Grund eine andere Darstellung gewählt: Wie in Abschnitt 5.1.2 hergeleitet wurde, ist die Strombelegung einer Schleife in Form einer Reihenentwicklung darstellbar: Das erste Glied, der Schleifenmode, ist auf das magnetische Feld zurückzuführen. Das zweite Reihenglied entspricht dem Dipolmode und wird durch das elektrische Feld verursacht. Werden beide Moden gemäß dem dritten oben genannten Fall angeregt, stellt sich eine Strombelegung entsprechend Abbildung 5.3 entlang des Schleifenumfangs ein: Die Minima sind allein auf den Schleifenmode, die Maxima zusätzlich auf den Dipolmode zurückzuführen. Für die quantitative Beurteilung, wie stark das elektrische Feld die Messung beeinflusst, muß das Verhältnis der maximalen zur minimalen Stromamplitude gebildet werden. Anstelle der Stromamplituden werden einfacher die Lastsignale bestimmt: Dabei ist die Schleife einmal so orientiert, daß allein ein Signal $s = s_H$ durch Einkoppelung des magnetischen Feldes resultiert (Fall 2). Das andere Mal, bei Einkoppelung sowohl des magnetischen als auch des elektrischen Feldes, fällt das Signal $s = s_{E+H}$ über der Lastimpedanz ab. Das Verhältnis zwischen Dipol- und Schleifenmode kann nun mit Hilfe der Signale s_H und s_{E+H} als Signaldämpfung definiert werden:

$$\xi = 20 \log \left| \frac{s_{E+H}}{s_H} - 1 \right| . \quad (5.19)$$

Für eine Signaldämpfung $\xi \rightarrow -\infty$ sind die Lastsignale s_{E+H} und s_H bzw. die entsprechenden Stromamplituden entlang der Schleife identisch. In diesem Fall ist das Meßsignal s unabhängig von der Ausrichtung der Schleife gegen die Einfallsrichtung der Welle. Mit steigender Frequenz beeinflusst der Dipolmode das Meßsignal und führt zu dem im folgenden bestimmten Verlauf der Signaldämpfung ξ der einzelnen Schleifensonden.

Voraussetzung für diese Art der Signalauswertung ist die Information über die Phasenlage der beiden Spannungen. Wird mit den Beträgen dieser Signale gerechnet, ist das Ergebnis von der Lastimpedanz abhängig [48], [79]. Darauf wird hier nicht weiter eingegangen, da in der Literatur die Bedingungen für eine korrekte Signalauswertung beschrieben sind und dies keinen Einfluß auf die hier untersuchte systematische unbekanntete Meßabweichung der Sonde hat.

5.3.2 Die Signaldämpfung ξ unterschiedlicher Schleifentypen

Die Signaldämpfung ξ dient der quantitativen Beurteilung, wie stark die elektrische Feldkomponente einer ebenen homogenen Welle zu einer Meßabweichung führen kann. Whiteside [9] wählte eine maximale Abweichung von -20 dB, die hier übernommen wird, um den Vergleich mit den in der Literatur genannten Werten zu ermöglichen. Dies führt zu einer oberen Grenzfrequenz, was die Bewertung der einzelnen Schleifentypen erlaubt. Schließlich werden auch die Einflüsse konstruktiver Parameter (Lage der Lastimpedanz, Spaltbreite etc.) behandelt.

Doppelt belastete Schleife: In Abbildung 5.12 sind die Signaldämpfung ξ für die einfach und doppelt belastete Schleife gegenübergestellt: Wird eine Dämpfung von $\xi = -20$ dB gefordert, so ergibt sich eine obere Grenzfrequenz von 96 MHz für die einfach belastete Schleife und 732 MHz für die doppelt belastete Schleife. Bezogen auf den Durchmesser der Schleife führt dies zu einer nutzbaren Bandbreite bis $\approx 0,01 \lambda$ bzw. $\approx 0,1 \lambda$.

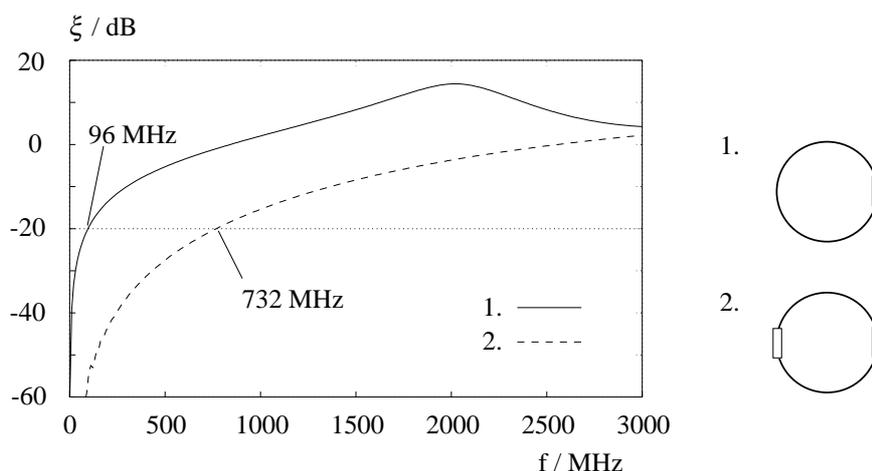


Abbildung 5.12: Signaldämpfung von einfach und doppelt belasteter Schleife ($d = 5$ cm, $a = 1$ mm, $Z_L = 50 \Omega$).

Schleifenform: Neben der Art des Signalabgriffs wird auch durch die Formgebung der Schleife die Strombelegung und damit die nutzbare Bandbreite beeinflusst. In Abbildung 5.13 ist die Signaldämpfung ξ für unterschiedliche Formen der einfach und doppelt belasteten Schleife dargestellt. Verglichen werden eine quadratische und eine runde Schleife. Weiterhin wird eine abgeflachte Schleife in Form einer Ellipse verwendet. Dabei weisen alle drei Typen den gleichen Abstand $d = 5$ cm zwischen den Schleifensegmenten mit den Lastimpedanzen auf.

Unabhängig davon, ob einfach oder doppelt belastet, weist die quadratische Schleife die geringste Bandbreite auf. Danach folgt die runde und schließlich die abgeflachte Schleife mit dem größten Frequenzbereich. Diese Eigenschaften sind auf den Einfluß des Dipolmodes zurückzuführen: Die Schleifenhälften parallel zum elektrischen Feldvektor sind als zwei Dipole anzusehen. Deren Empfindlichkeit gegenüber dem elektrischen Feld wird durch ihre effektive Antennenlänge proportional zur geometrischen Länge beschrieben. Die quadratische Schleife mit der größten effektiven Länge weist demzufolge die geringste Signaldämpfung des elektrischen Feldes auf.

Auf diese Weise kann die Nutzbandbreite der einfach belasteten Schleife ohne zusätzliche Signalverarbeitung um den Faktor 2 von 72 auf 134 MHz gesteigert werden. Bei der Formgebung der Schleifen muß jedoch beachtet werden, daß mit einer geringeren Schleifenfläche auch die Empfindlichkeit der Sonde gegenüber dem magnetischen Feld zurückgeht. Eine Übersicht der

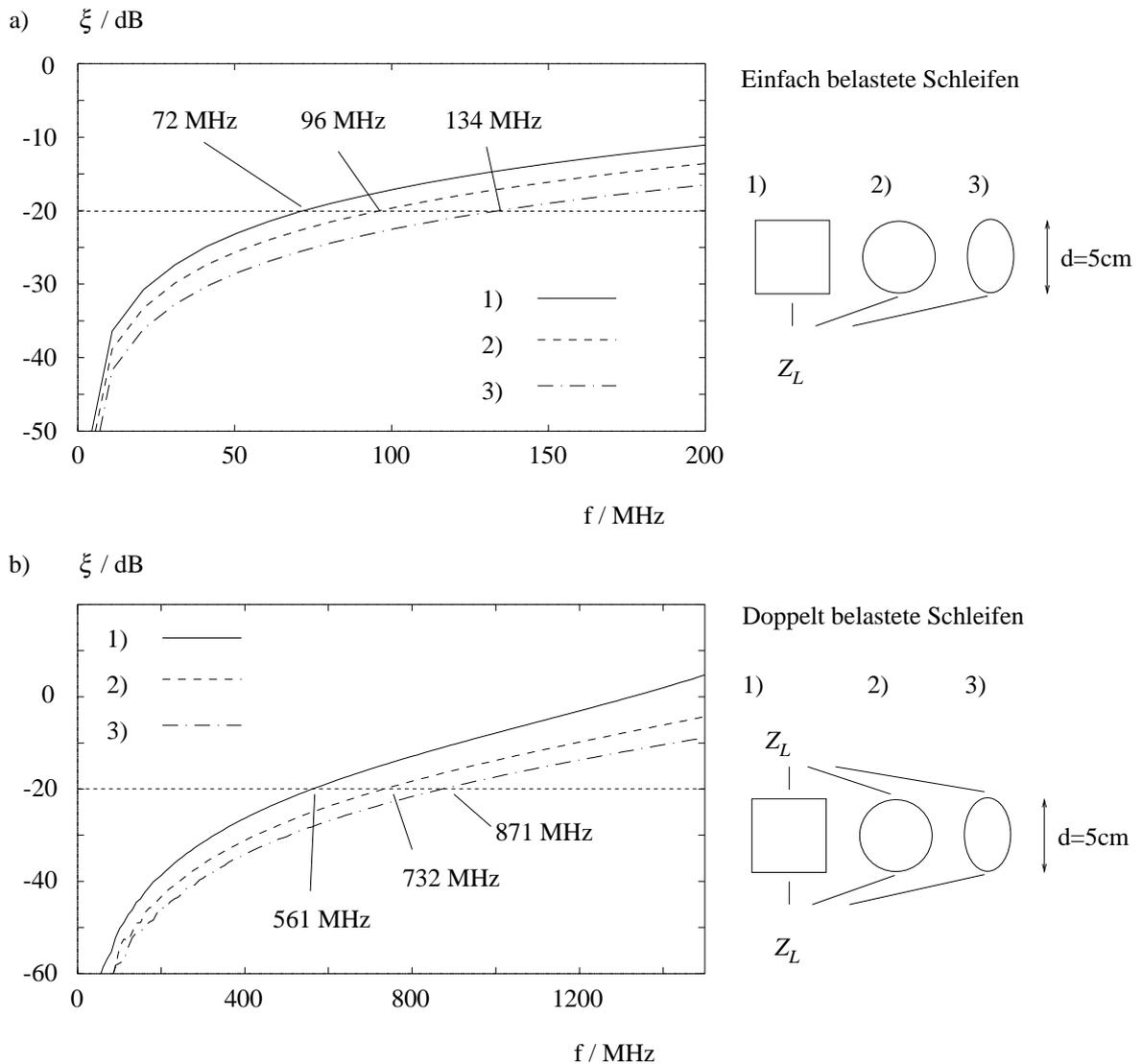


Abbildung 5.13: Signaldämpfung von unterschiedlich geformten Schleifen: a) einfach belastet, b) doppelt belastet ($d = 5\text{ cm}$, $a = 1\text{ mm}$, $Z_L = 50\Omega$).

erzielbaren Bandbreiten im Vergleich zur Empfindlichkeit der Schleifentypen ist Tabelle 5.1 zu entnehmen.

Brückenschleifen: Der Einfluß einer in der Symmetrieebene eingefügten Kurzschlußbrücke kann mit Hilfe der Strombelegung einer Brückenschleife in Abbildung 5.14 erklärt werden. Liegt die Brücke symmetrisch zu den zwei Lastimpedanzen der doppelt belasteten Schleife, so wird der Dipolmode der Schleifenstrombelegung nicht verändert, da der zugehörige Strom an den Knotenpunkten gleich Null ist. Auch der Schleifenmode wird durch die Brücke nicht

Tabelle 5.1: Vergleich der untersuchten Schleifensonden: Maximale Nutzfrequenz bei Annahme einer Dämpfung von $\xi = -20\text{dB}$ und Empfindlichkeit der Schleifentypen. Lastimpedanz $Z_L = 50\Omega$, Stabradius $a = 1\text{mm}$, Höhe, Breite bzw. Durchmesser aller Schleifen $d = 5\text{cm}$ (Ausnahme elliptische Schleife mit einer Breite von 3 cm).

Sondentyp	Anzahl Z_L	Max. Nutzfrequenz		Empfindlichkeit V/(A/m)
		MHz	d/λ	
Quadratische Schleife	1	72	0,0120	1,24
Runde Schleife	1	96	0,0160	1,16
Elliptische Schleife	1	134	0,0223	0,90
Quadratische Schleife	2	561	0,0935	1,24
Runde Schleife	2	732	0,1220	1,16
Elliptische Schleife	2	871	0,1452	0,90
Kompensationsrahmen	1	280	0,0466	0,75
Brückenschleifen	2	Verhalten wie doppelt belastete Schleifen		
Widerstandsbeschichtung	1, 2	Keine Verbesserung!		

beeinflusst, die Ströme der linken und rechten Schleifenhälfte summieren sich zu Null. Die resultierende Signaldämpfung der doppelt belasteten Schleifen aus Abbildung 5.13 unterscheidet sich theoretisch nicht von der der entsprechenden mit einer Kurzschlußbrücke.

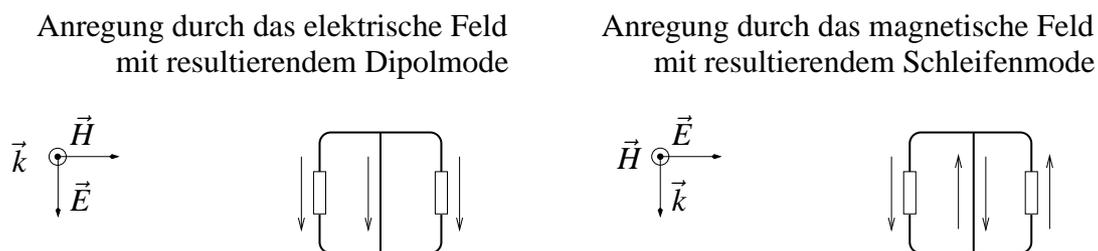


Abbildung 5.14: Strombelegung einer Brückenschleife bei Anregung durch das elektrische bzw. das magnetische Feld.

Die über die Zuleitung eingepprägten Kabelmantelströme können eine Kurzschlußbrücke trotzdem notwendig machen: Bei der Berechnung des elektrischen Feldes wird deren Einfluß rechnerisch nicht unterdrückt und führt zu einem von der Länge und der Lage der Signalkabel abhängigen Ergebnis. Um auch bei der Messung des elektrischen Feldes den Einfluß der Kabelmantelströme zu vermeiden, müssen Brückenschleifen mit einer senkrechten Signalableitung

verwendet werden. Diese orthogonale Ableitung verbessert auch die Empfindlichkeit gegenüber kleinen Signalen des magnetischen Feldes. Bei Lastspannungen, die in erster Linie auf den Einfluß von Kabelmantelströme zurückzuführen sind, können sonst vergleichsweise kleine Signale des Schleifenmodes aufgrund der begrenzten Richtwirkung des Kopplers nicht mehr bestimmt werden.

Schleifen mit einer Widerstandsbeschichtung: Ähnlich wie bei elektrischen Sensoren wurde versucht, durch eine Widerstandsbeschichtung der Sondenstruktur eine Optimierung im Verhalten zu erzielen [60], [43]. Auf diese Weise wird der resonante Verlauf der Signalspannung gedämpft, der auf den Einfluß des elektrischen Feldes und des resultierenden Dipolmodes zurückzuführen ist. Gleichzeitig wird auch der Schleifenstrom reduziert und führt so zu einem erheblichen Verlust an Empfindlichkeit gegenüber den magnetischen Feldkomponenten. Schon bei kleinen Frequenzen wird die Signaldämpfung geringer und führt zu einer Abflachung der Kurven mit einer Verringerung der oberen Frequenzgrenze. Eine Erhöhung des nutzbaren Frequenzbereiches ist auf diese Weise nicht zu erzielen.

5.3.3 Einflüsse konstruktiver Parameter auf ξ

Die Signaldämpfung ξ kann durch eine nicht sachgerechte Ausführung des Sodenaufbaus wieder reduziert werden. Einen wichtigen Einfluß hat die Lage der Lastimpedanz in Bezug auf die Signalableitung, die Spaltbreite und eine eventuelle Fehlanpassung des Koaxialsystems.

Einfluß der Lage Last - Griff: Durch den Griff machen sich Kabelmantelströme im Meßsignal störend bemerkbar. Sie verteilen sich vom Griff aus gesehen symmetrisch über die beiden Schleifenhälften. Liegt der Schlitz der einfach belasteten Schleife exakt an der dem Griff gegenüberliegenden Seite, ist der Anteil der Kabelmantelströme dort gleich Null und ohne Einfluß auf das Meßsignal. Als Beispiel wird eine runde Schleife ($d = 5$ cm) mit einer Signalableitung von 10 cm herangezogen. Bei Verlagerung des Schlitzes um den Winkel α aus der mittigen Position ergibt sich eine Reduzierung der nutzbaren Bandbreite mit einer linearen Gesetzmäßigkeit von $\approx 1,6\%$ je Grad, siehe Abbildung 5.15.

Bei der doppelt belasteten Schleife sind die Lasten orthogonal zum Griff angeordnet. In dieser Position gehen Kabelmantelströme mit in das Meßsignal ein, werden aber bei der Summenbildung $s_H = (U_1 + U_2)/2$ wieder herausgerechnet. Bei einem Versatz weist die resultierende Verringerung der nutzbaren Bandbreite einen quadratischen Zusammenhang in Abhängigkeit vom Winkel auf. Nahe der idealen zentrischen Position ergibt sich näherungsweise eine Reduzierung um 8% der Bandbreite je Grad verschobener Lastposition.

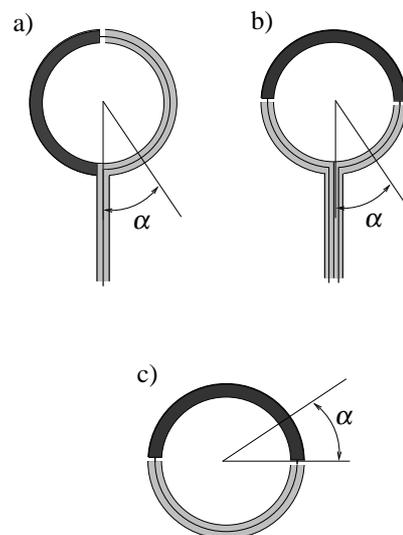
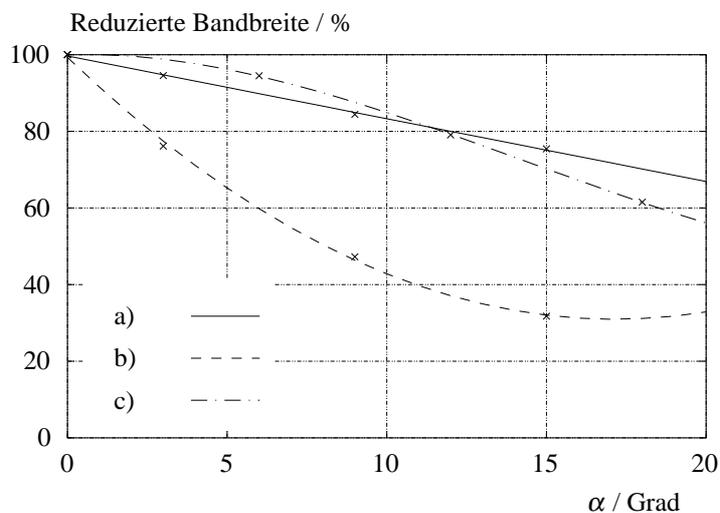


Abbildung 5.15: Reduzierung der nutzbaren Bandbreite durch Verschiebung der Lastimpedanz ($Z_L = 50 \Omega$) um den Winkel α bezüglich der Ableitung: a) einfach belastete Schleife, b) doppelt belastete Schleife, c) Reduzierung der nutzbaren Bandbreite durch nicht exakt gegenüberliegende Lastimpedanzen einer doppelt belasteten Schleife.

Der theoretische Ansatz doppelt belasteter Schleifen beruht auf exakt gegenüberliegenden Lasten. Bei Veränderung der Lage eines Schlitzes um den Winkel α aus der Originalposition ergibt sich eine Verringerung der nutzbaren Bandbreite, wie es in Abbildung 5.15 c) deutlich wird. Der Zusammenhang von Abweichung der Schlitzposition und Verringerung der nutzbaren Bandbreite ist näherungsweise dritter Ordnung. Im Gegensatz zur Beeinflussung durch Kabelmantelströme aus Abbildung a) und b) ist die Abweichung bei kleinen Winkeln (bis 5 Grad) vernachlässigbar gering.

Einfluß der Spaltbreite: Das koaxiale Leitungssystem hat aus feldtheoretischer Sicht keinen Einfluß auf die Signaldämpfung der Schleifensonde, solange die folgenden Voraussetzungen erfüllt werden: Ein idealer Schirm, eine reflexionsfrei belastete Koaxialleitung und ein unendlich schmaler Spalt, der die Verkoppelung des Leitungssystems zur Umgebung darstellt. Der Einfluß einer endlichen Spaltbreite ΔS auf das Meßergebnis wird mit Hilfe der Schleifensonde aus Abbildung 5.5 d) beschrieben. Sie besteht aus einem massiven Teilarm und einem koaxialen Leitungsstück, wie dies im Detail in Abbildung 5.16 zu sehen ist. Das Umlaufintegral entlang der metallischen Leiterstruktur ist gleich Null, so daß allein über dem Spalt die Spannung u_i proportional dem magnetischen Feld abfällt. Durch eine Verschiebung des Schlitzes verändert sich der Verlauf des Umlaufintegrals: Die induzierte Spannung u_i liegt dabei trotzdem am Eingang des Koaxialsystems an. Praktisch hat sich allein ein Versatz der Einkoppelstelle ergeben, was in den Simulationen durch einen Versatz der Lage der Lastimpedanz untersucht wurde.

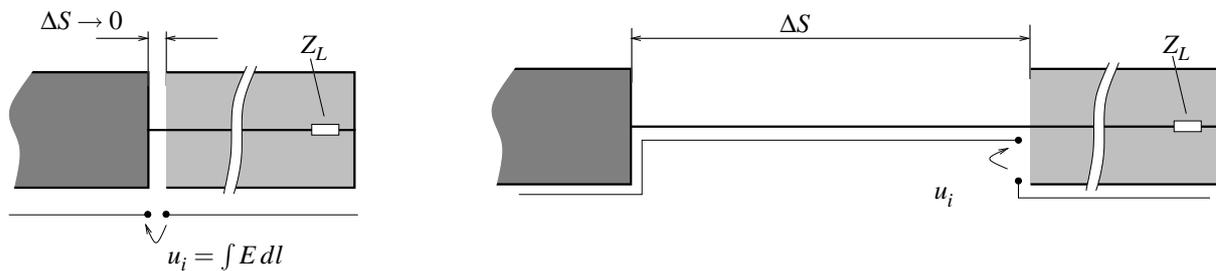


Abbildung 5.16: Versatz der Einkoppelstelle, also der Lastimpedanz, durch die endliche Spaltbreite ΔS .

Die endliche Spaltbreite ΔS verletzt somit nicht die grundsätzliche Wirkungsweise koaxialer Schleifensonden. Sie führt jedoch zu einem Versatz der Lastposition bezüglich der Signableitung. Deren Einfluß auf die Signaldämpfung ξ und die nutzbare Bandbreite der Schleife wurde bereits geschildert.

Einfluß einer Fehlanpassung des Koaxialsystems: Die Wellenimpedanz des nicht idealen, koaxialen Leitungssystems (Inhomogenitäten des Dielektrikums, Fertigungstoleranzen etc.), wie auch die als Meßimpedanz dienende Eingangsimpedanz eines Netzwerk- oder Spektrumanalysators, unterliegen gewissen Schwankungen. Dies führt zu einer im allgemeinen komplexen Lastimpedanz am Spalt mit einer daraus resultierenden verringerten Empfindlichkeit der Schleife. Eine Meßabweichung wird dadurch nicht verursacht, solange der Sondenfrequenzgang zum Kalibrieren der gemessenen Spannungen mit dem gleichen Meßaufbau, insbesondere den gleichen Leitungslängen, ermittelt wurde. Rechnerisch kann durch eine Erweiterung der Theorie der doppelt belasteten Schleife der Einfluß unterschiedlicher Lastimpedanzen, wie auch komplexer Lastimpedanzen, eliminiert werden [50].

Bisher wurden die Eigenschaften der Schleifensonden in einem homogenen ebenen Wellenfeld untersucht. Der Einfluß des elektrischen Feldes auf die Strombelegung und damit auf das Meßsignal führt zu einer Meßabweichung, die die Nutzung der Schleifensonden einschränkt. Während die Meßabweichung von King und Whiteside für die einfache runde Schleife im homogenen Wellenfeld analytisch berechnet werden konnte, wurde diese für die vorgestellten Arten von Schleifensonden mit numerischen Mitteln ermittelt.

Für einen quantitativen Vergleich wurde die Signaldämpfung ξ definiert. Sie gibt den Einfluß des elektrischen Feldes auf das Meßsignal der Sonde wieder. Bei Ansatz einer Grenze von $\xi = -20\text{dB}$ folgt daraus eine nutzbare Bandbreite, die für jeden Sondentyp unterschiedlich ist. Eine vergleichende Übersicht der unterschiedlichen Sondentypen ist in Tabelle 5.1 aufgeführt.

5.4 Sondenverhalten bei Bestimmung inhomogener Feldverteilungen

Das Meßsignal der Schleifensonden wird durch den unerwünschten Einfluß des elektrischen Feldes auf die Strombelegung der Sonden verfälscht. Ausschlaggebend ist dabei nicht die absolute Höhe der elektrischen Feldamplitude, sondern das Verhältnis des elektrischen zum magnetischen Feldvektor, also die Höhe der Feldwellenimpedanz. Im inhomogenen Feld ist diese nicht mehr konstant, sondern eine Funktion des Ortes und der Frequenz. Hier wird gezeigt, inwiefern die für das homogene Feld bestimmten Grenzen der Meßabweichung und der nutzbaren Bandbreite auch im inhomogenen Nahfeld zutreffen, insbesondere wenn ein Hochimpedanzfeld zu einem dominierenden Anteil des elektrischen Feldes führt.

Neben dem elektrischen Feld als Ursache für Meßabweichungen müssen zwei weitere Faktoren genannt werden: Es kann einerseits die Feldinhomogenität am Meßort zu einer Meßabweichung führen. Andererseits ist auch die Verkopplung zu benachbarten Streukörpern oder abstrahlenden Strukturen die Quelle einer unerwünschten Veränderung der Antennenimpedanz und des Meßsignals. Der Einfluß beider Faktoren wird diskutiert und gegenüber der durch das elektrische Feld verursachten Meßabweichung abgewogen.

5.4.1 Einfluß der Feldwellenimpedanz auf die Meßabweichung

Um den Zusammenhang zwischen der Meßabweichung und der Feldwellenimpedanz zu erklären, wird eine anregende Schleifenstruktur entsprechend Abbildung 5.17 verwendet. Diese wird durch einen Generator mit $U_0 = 1\text{ V}$ gespeist und mit einer Impedanz $R = 10\Omega$ belastet. Einen wesentlichen Einfluß auf das Meßverhalten hat das Verhältnis der elektrischen zur magnetischen Feldstärke, also die Wellenimpedanz am Meßort. Diese wird durch den Abschlußwiderstand R und die geometrischen Dimensionen der Leiterstruktur festgelegt.

Durch die symmetrische Struktur der abstrahlenden Leiterstruktur dominieren die H_y - und die E_z -Komponente gegenüber der E_x -Komponente am Meßpunkt 12 cm über dem Leiter. Abbildung 5.17 zeigt die resultierende Wellenimpedanz als das Verhältnis der elektrischen zur magnetischen Feldstärke. In der Abbildung 5.18 ist die resultierende Meßabweichung am Meßpunkt für die drei Schleifengrundtypen aufgetragen. Die Schleifen sind am Meßpunkt mit unterschiedlichen Orientierungen, einmal mit Beeinflussung durch die x -, das andere Mal durch die z -Komponente der elektrischen Feldstärke, untersucht worden.

Die Meßabweichung der einfach belasteten Schleife korreliert für beide Ausrichtungen mit der entsprechenden Wellenimpedanz. Im Hochimpedanzfeld, wenn die z -Komponente des elektrischen Feldes gegenüber dem magnetischen Feld dominiert, steigt die Abweichung stark an. Sie

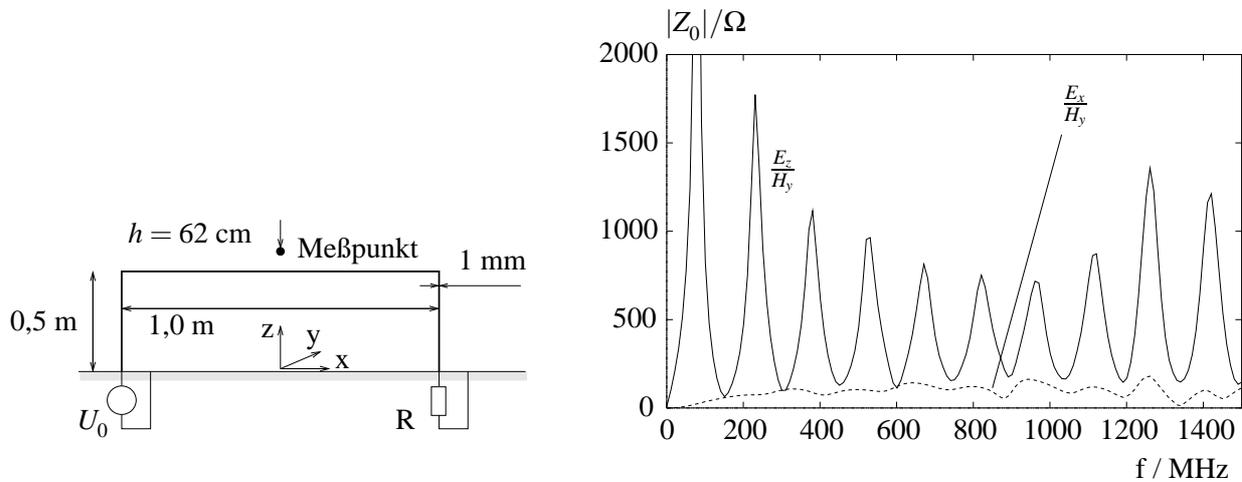


Abbildung 5.17: Anregende Leiterschleife über einer ideal leitenden Ebene (Lastimpedanz $R = 10\Omega$, Generator $U_0 = 1V$, Generator-Innenimpedanz $Z_i = 0\Omega$) und resultierende Wellenimpedanz am Meßpunkt.

wird gleich Null, wenn die Wellenimpedanz E_z/H_y in Abhängigkeit von der Frequenz ihr Minimum erreicht. Bei der zweiten Ausrichtung wird das Sondensignal durch die x -Komponente des elektrischen Feldes beeinflusst, diese führt mit dem magnetischen Feld zu einem Niederimpedanzfeld und einer geringeren Abweichung. Theoretisch ließe sich die einfach belastete Schleife auch bei höheren Frequenzen außerhalb ihrer vorher angegebenen Bandbreite nutzen, wenn bei bekannter Feldverteilung die Schleife so ausgerichtet werden kann, daß das elektrische Feld keinen oder nur minimalen Einfluß hat.

Für die doppelt belastete Schleife ergibt sich unabhängig von der Orientierung eine insgesamt geringere Abweichung, die nicht mehr von dem resonanten Verlauf der Wellenimpedanz bestimmt wird. Die Ergebnisse bestätigen die erwartete Bandbreite mit einer oberen Grenze von 561 MHz, wie sie bereits bei Beeinflussung durch eine ebene Welle bestimmt wurde.

Die relative Abweichung der Kompensationsschleife wird in Abbildung 5.18 c) für unterschiedliche Ausrichtungen der Schleifenfläche um die Flächennormale als Drehachse (hier die y -Achse) dargestellt. Die sehr niedrige Abweichung auch außerhalb der im vorigen Abschnitt angegebenen Bandbreite ist darauf zurückzuführen, daß parallel zur Last am Meßpunkt keine beeinflussende Feldkomponente E_y auftritt.

Diese Beispiele bestätigen zunächst das Meßverhalten der typischen Schleifen, wie es bei Anregung im homogenen Feld beobachtet wurde. Im Niederimpedanzfeld (kleiner 377Ω) dominiert der Schleifenmode und erlaubt eine Nutzung der Meßschleife auch bei Frequenzen über die theoretische Bandbreite hinaus. Bei Verwendung der Schleifensonde im Hochimpedanzfeld ist jedoch Vorsicht geboten, wie durch folgendes Beispiel deutlich wird:

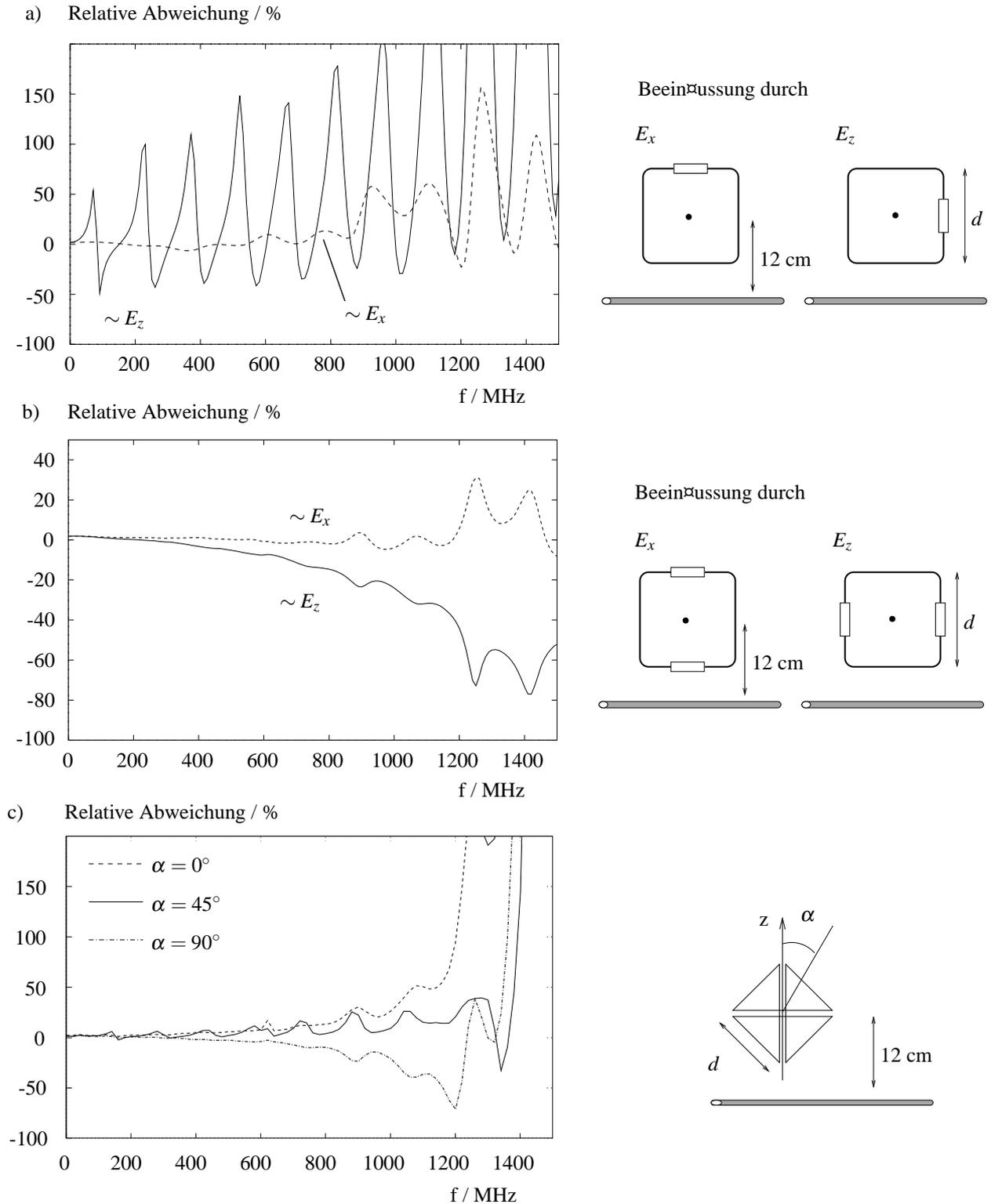


Abbildung 5.18: Relative Abweichung am Meßpunkt aus Abbildung 5.17: a) einfach belastete Schleife, b) doppelt belastete Schleife und c) Kompensationsschleife (Sensorgröße $d = 5$ cm).

In Abbildung 5.19 sind die Feldkomponenten und die relative Meßabweichung der einfach belasteten Schleife ($d = 5\text{ cm}$, $f_{max} = 72\text{ MHz}$) am Meßpunkt bei $x = -0,40\text{ m}$ dargestellt. Die Feldwellenimpedanz $Z_W = E_z/H_y$ steigt bei $\approx 55\text{ MHz}$ stark an. Für den Hochimpedanzcharakter des elektromagnetischen Feldes ist nicht allein eine hohe elektrische Feldstärke ausschlaggebend, sondern dieser kann genauso aufgrund einer "Nullstelle" der magnetischen Feldstärke verursacht werden. Das läßt sich insbesondere bei Frequenzen beobachten, wenn die Dimension der Gesamtstruktur in den Bereich einer oder mehrerer Wellenlängen kommt. Die hohe Feldwellenimpedanz $5,3\text{ k}\Omega$ führt deswegen auch innerhalb der nutzbaren Bandbreite der Schleife zu einer relativen Meßabweichung von über 50%. Gleiche Beispiele lassen sich auch für doppelt belastete Schleifen finden, bei denen die Meßabweichung aufgrund eines sehr kleinen magnetischen Feldes innerhalb der theoretisch nutzbaren Bandbreite stark ansteigt.

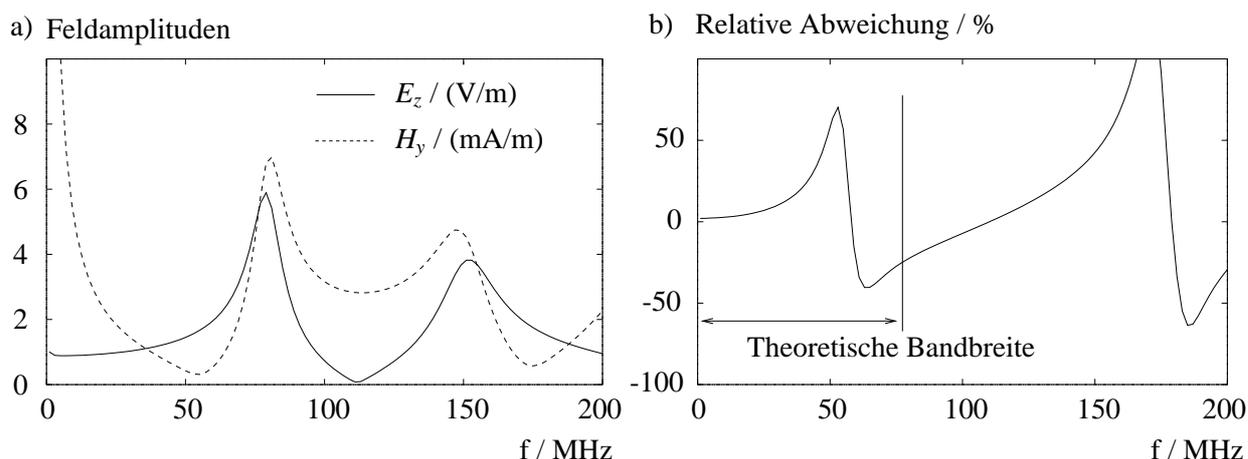


Abbildung 5.19: Relative Meßabweichung und Zusammenhang zur Feldwellenimpedanz am Meßpunkt $x = -0,4\text{ m}$, $y = 0$, $z = 0,62\text{ m}$ entsprechend Abbildung 5.17: a) Feldamplituden der E_z - und H_y -Komponente. b) Relative Meßabweichung der einfach belasteten Schleife.

Mit einfach und doppelt belasteten Schleifensonden ist eine Bestimmung sehr kleiner magnetischer Felder durch eine einzelne Messung nicht möglich. In diesem Fall werden die Signalspannungen auch innerhalb der nutzbaren Bandbreite durch das elektrische Feld mitbestimmt. Um diesen Fehler auszuschließen, muß die Schleifensonde um die Flächennormale gedreht werden, so daß der umschlossene magnetische Fluß unverändert bleibt. Erst bei einem von der Ausrichtung unabhängigen Meßsignal ist der Feldwert korrekt bestimmt worden. Die Drehung der Schleifensonde stellt einen hohen meßtechnischen Aufwand dar, der durch Verwendung von Kompensationsschleifen vermieden werden kann.

5.4.2 Örtliches Auflösungsvermögen in Abhängigkeit von der Feldinhomogenität

Die Feldverteilung über der Schleifenfläche ist ein Maß für die Inhomogenität der magnetischen Feldstärke. Diese steigt nahe von Streukörpern besonders mit höheren Frequenzen stark an, wie dies schon bei den Sonden zur Messung elektrischer Felder beschrieben wurde. Im Gegensatz zu diesen sind einfache Schleifensonden aus Abschnitt 5.2.1 durch den Einfluß der elektrischen Feldstärke auf einen Frequenzbereich begrenzt, in dem das Feld über der Schleifenapertur noch homogenen Charakter aufweist.

5.4.3 Einfluß der Koppelimpedanz zu benachbarten Strukturen

Die Veränderung der Antenneneingangsimpedanz Z_A nahe von Streukörpern geht mit einer steigenden Meßabweichung einher. Dabei ist zu klären, wie stark die Meßabweichung durch die Verkoppelung der Meßantenne zu Umgebungsstrukturen beeinflusst wird. Es wird wieder das bereits bei den elektrischen Feldsonden beschriebene Beispiel verwendet: Die Annäherung der Sonde an eine ideale Ebene. Wird diese Anordnung durch die Originalschleife und eine gespiegelte Struktur ersetzt, kann die Verkoppelung beider Schleifen mittels der Gegeninduktivität M beschrieben werden. Diese wird maximal bei zueinander paralleler Ausrichtung der beiden Schleifenflächen, wie dies in Abbildung 5.20 zu sehen ist.

Die Eingangsimpedanz einer viereckigen Meßschleife (Drahradius $a = 1$ mm, Schleifendurchmesser $d = 5$ cm) ist für die einfach- und doppelt belastete Ausführung in Abbildung 5.20 a) dargestellt: Die Antennenimpedanz der doppelt belasteten Schleife konvergiert für niedrige Frequenzen gegen die Lastimpedanz (50Ω) des zweiten Tores. Geht diese gegen Null, ist die Antennenimpedanz der doppelt belasteten Schleife mit der der einfach belasteten Schleife identisch. Sobald die Meßschleife sich nicht mehr im Freiraum befindet, erhält man an den Fußpunkten nach Gleichung (A.3) die Eingangsimpedanz Z_{1ein} . Die Differenz zur Antennenimpedanz Z_A wird entsprechend Gleichung (4.21) in den folgenden Darstellungen aufgetragen als

$$\Delta Z_A = Z_A - Z_{1ein} = Z_A - Z_{11} + \frac{Z_{12}^2}{Z_{22} + Z_2} \quad (5.20)$$

Die Veränderung ΔZ_A ist in den Abbildungen b) für die einfach und c) für die doppelt belastete Schleife dargestellt. Dabei befinden sich die Sonden in einem Abstand von 2, 4 und 8 cm über der Spiegelebene. Innerhalb des nutzbaren Frequenzbereiches (bis 72 MHz bzw. 561 MHz nach Tabelle 5.1) liegt die Veränderung der Antennenimpedanz selbst für den geringsten Abstand von 2 cm bei unter 10 %.

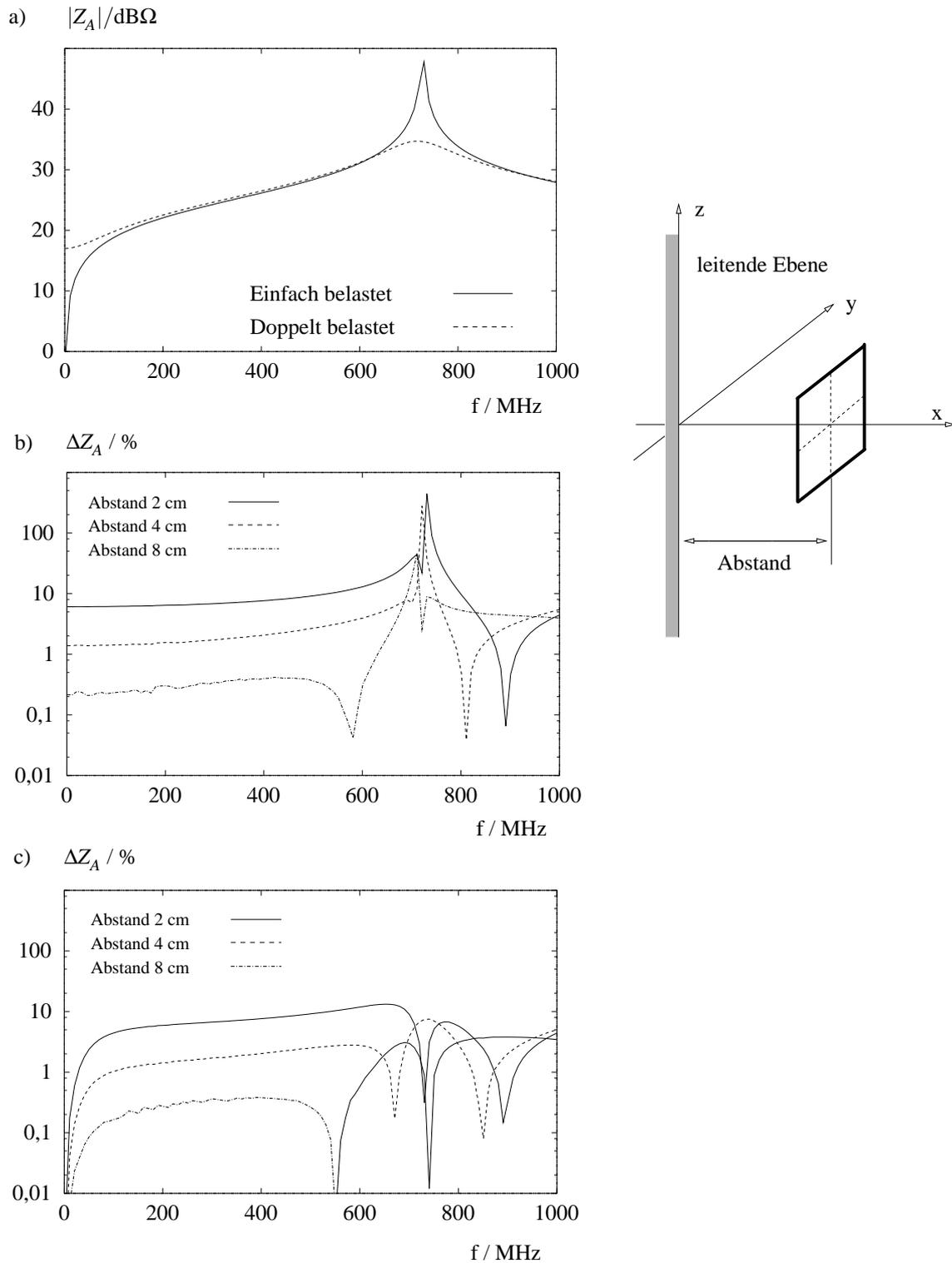


Abbildung 5.20: a) Eingangsimpedanz einer einfach und doppelt belasteten Schleife (quadratisch, $d = 5\text{ cm}$, $a = 1\text{ mm}$); Veränderung der Eingangsimpedanz über einer leitenden Ebene: b) einfach belastete Schleife, c) doppelt belastete Schleife.

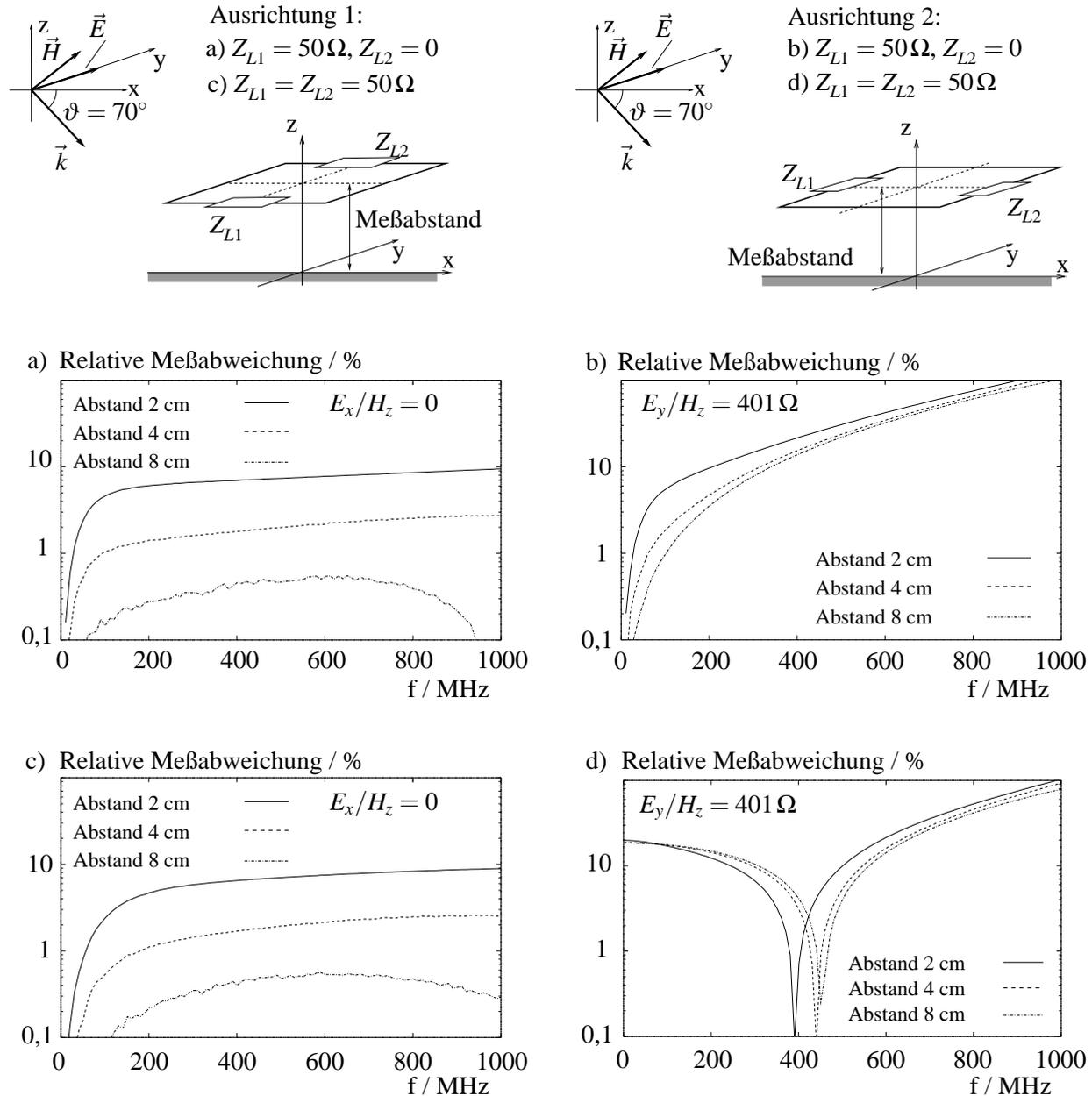


Abbildung 5.21: Relative Meßabweichung an den Meßpunkten $z = 2, 4$ und 8 cm über der leitenden Ebene: a) und b) Einfach belastete Schleife - c) und d) doppelt belastete Schleife (quadratisch, $d = 5$ cm, $a = 1$ mm).

Diesen Ergebnissen wird in Abbildung 5.21 der Verlauf der Meßabweichung gegenübergestellt, wenn durch die Sonde die Feldstärke einer schräg einfallenden homogenen Welle bestimmt werden soll. Hier müssen zwei mögliche Ausrichtungen der Schleife in Bezug auf die einfallende Welle ($\varphi = 0^\circ$, $\vartheta = 70^\circ$, $\psi = -90^\circ$) und den elektrischen Feldvektor betrachtet werden. Der Schleifenarm mit der Lastimpedanz wird entweder parallel oder orthogonal zum elektrischen Feldvektor ausgerichtet. In den Abbildungen 5.21 a) und b) sind die betreffenden Meßabwei-

chungen der einfach belasteten Schleife aufgetragen: Innerhalb des nutzbaren Frequenzbereiches liegt die Meßabweichung deutlich unter 10 %. Gleiches gilt auch für die doppelt belastete Schleife in Abbildung c) in dem Frequenzbereich bis 561 MHz. Einzig in Abbildung d) unter dem Einfluß der E_y -Komponente steigt auch für niedrige Frequenzen innerhalb der Nutzbandbreite die Meßabweichung auf ca. 20 % an. Dies ist nicht auf eine besonders starke Verkoppelung der Meßschleife zum Spiegelbild zurückzuführen, da dann, wie bei den anderen Fällen, eine vom Abstand abhängige Abweichung zu beobachten sein müßte. Hier macht sich vielmehr der dominierende Einfluß des elektrischen Feldes gegenüber dem magnetischen bemerkbar (Wellenimpedanz $Z_w = 401 \Omega$), wie dies bereits beschrieben wurde.

5.5 Verhalten isotroper Schleifensonden

Ein Sondenrumpf erlaubt die orthogonale Anordnung von Schleifenelementen in jeder der drei Ortsrichtungen, so daß gleichzeitig ohne eine Bewegung der Sonde alle drei Feldvektoren bestimmt werden können. Um die Symmetrie der Gesamtstruktur herzustellen, werden häufig je Ortskomponente zwei sich gegenüberliegende Schleifen angeordnet und deren Meßergebnis gemittelt. Beispiele solcher Sondenstrukturen sind im Abschnitt 5.2.2 (Abbildung 5.8) beschrieben worden. Das Verhalten einer isotropen Sonde wird nicht nur durch die bisher beschriebenen Eigenschaften der einzelnen Sensorelemente bestimmt, sondern auch durch die Gesamtgröße der isotropen Sonde mit ihrem Rumpf und durch den Versatz der einzelnen Schleifen.

5.5.1 Einfluß des Sondenrumpfes

Die Anordnung einer Meßschleife auf der Oberfläche des Sondenrumpfes führt zu Lastsignalen, die nicht mit denen der einzelnen Schleife im Freiraum vergleichbar sind. Durch den Sondenrumpf wird die Empfindlichkeit der einzelnen Schleifen gegenüber der Beeinflussung durch das elektrische Feld mitbestimmt. Die mit Gleichung (5.19) definierte Signaldämpfung ξ ist in Abbildung 5.22 für drei bzw. sechs Meßschleifen auf unterschiedlich großen Sondenkörpern in Abhängigkeit von der Frequenz dargestellt.

Bei Verwendung einer Sonde mit drei Schleifen auf einem Rumpf reduziert sich der nutzbare Frequenzbereich im Vergleich zu dem eines einzelnen quadratischen Schleifensensors ($0,012 \lambda$, also 72 MHz nach Tabelle 5.1). In Tabelle 5.2 ist für eine Signaldämpfung $\xi = -20 \text{ dB}$ die maximale Nutzfrequenz bei unterschiedlicher Rumpfgröße angegeben: Bei der Angabe einer auf die Größe normierten Bandbreite ist die Gesamtgröße G der Sondenstruktur ausschlaggebend, nicht die der einzelnen Elemente. Für den Vergleich der nutzbaren Frequenzbereiche von isotroper Sonde mit drei Schleifen auf einem Sondenrumpf und der einzelnen Schleife muß aufgrund der unterschiedlichen Größen die direkte Frequenzangabe verwendet werden: Man erhält

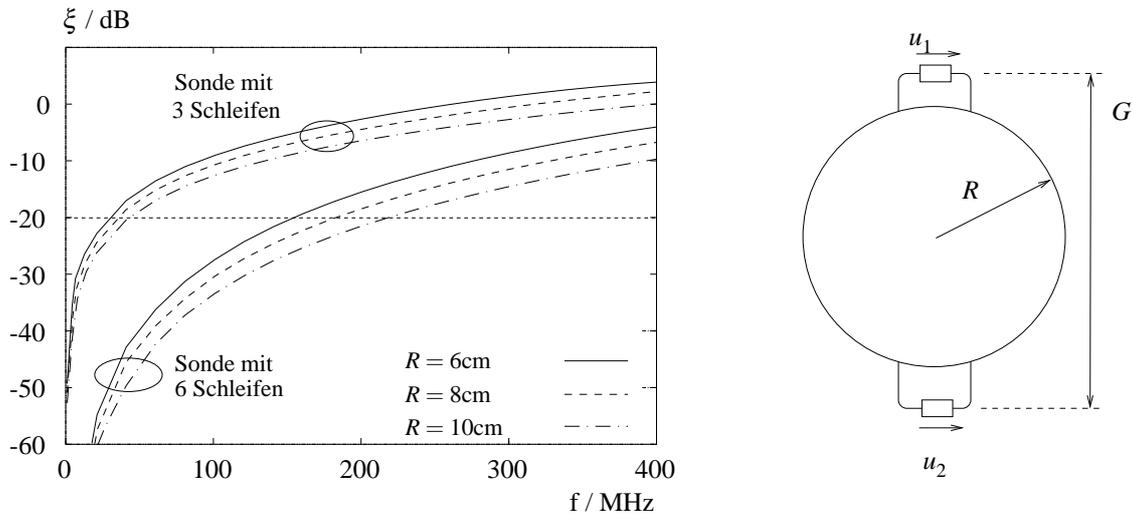


Abbildung 5.22: Signalämpfung ξ für Sonden mit drei bzw. sechs Schleifen in Abhängigkeit unterschiedlicher Radien des Sondenrumpfes - Sondentyp gemäß Abbildung 5.8 c).

eine Verringerung des maximalen Frequenzbereiches auf $f = 43,5$ MHz gegenüber 72 MHz einer einzelnen Schleife entsprechend Tabelle 5.1.

Durch eine Signalmittelung kann der ungünstige Einfluß des Rumpfes auf die Meßergebnisse zum Teil kompensiert werden. Prinzipiell stellt sich auch auf der Rumpfstruktur mit den beiden Halbschleifen eine Verteilung des Dipol- und Schleifenmodes ein, wie dies in Abschnitt 5.1.2 für die doppelt belastete Schleife beschrieben wurde. Dies gilt unter der Voraussetzung identischer Lastimpedanzen und eines symmetrischen Aufbaus, wie es der Sondenquerschnitt in Abbildung 5.22 zeigt. Durch die Addition der beiden Lastsignale kann demnach wie bei einer

Tabelle 5.2: Einfluß des Sondenrumpfes auf die maximale Nutzfrequenz bei Annahme einer Signalämpfung von $\xi = -20$ dB. Quadratische Schleifen: Lastimpedanz $Z_L = 50\ \Omega$, Stabradius $a = 1$ mm, Höhe 2,5 cm, Breite 5 cm.

	Gesamtgröße G	Maximale Nutzfrequenz	
	cm	MHz	d/λ
Rumpf mit 3 Schleifen	14,5	43,5	0,0210
	18,5	36,2	0,0223
	22,5	30,7	0,0230
Rumpf mit 6 Schleifen	17,0	218,0	0,1235
	21,0	183,0	0,1281
	25,0	154,0	0,1283

doppelt belasteten Schleife ein dem magnetischen Feld proportionales Meßergebnis berechnet werden. Die resultierende nutzbare Bandbreite liegt bei $\approx 0,13 \lambda$.

Die theoretische Abschätzung der nutzbaren Bandbreite, wie sie für die einfach und doppelt belastete Schleife bestimmt wurde, ist auch bei dem isotropen Aufbau der einzelnen Schleifen auf einem Rumpf erlaubt. Der nutzbare Schleifenelementen (deren Größe und Form) bestimmt, sondern durch die Gesamtgröße der Sonde.

5.5.2 Anisotropie

Wie bereits bei Feldsonden zur Messung elektrischer Felder beschrieben wurde, existieren unterschiedliche Ansätze zur Bestimmung der Anisotropie einer Sonde: Die Gesamtfeldstärke wird dabei bestimmt

- durch Drehung der Sonde um eine Achse, die um denselben Winkel ($54,74^\circ$) gegen jedes der drei Schleifenelemente geneigt ist (bei einer Einzelfrequenz),
- nur in drei bevorzugten Ausrichtungen über der Frequenz (Ansatz der PTB) oder
- über alle Ausrichtungen für einzelne Frequenzen.

Die frequenzabhängige Meßabweichung führte bereits auf eine maximale Nutzfrequenz, so daß die Anisotropie der Schleifensonde nur für einzelne Frequenzen innerhalb der Nutzbandbreite in Abhängigkeit von der Ausrichtung untersucht wird. Dafür wird eine Kugelsonde (Rumpfradius $R = 6 \text{ cm}$) entsprechend Abbildung 5.23 verwendet, auf der in allen Raumrichtungen, orthogonal zueinander, sechs quadratische Schleifen (Höhe 2,5 cm) angeordnet sind. Dieser Sondentyp weist entsprechend der Tabelle 5.2 bei einer Signaldämpfung von $\xi = -20 \text{ dB}$ eine obere Nutzfrequenz von 218 MHz auf.

Im homogenen Feld einer ebenen Welle werden die Schleifenspannungen in Abhängigkeit vom Einfallswinkel ϑ und φ bestimmt. Daraus wird die Gesamtfeldstärke H_{ges} berechnet, die durch Vergleich mit der Feldamplitude der homogenen Welle zu einer relativen Abweichung führt. In Abbildung 5.23 ist diese für drei Frequenzen über den Winkeln ϑ und φ aufgetragen, aus Symmetriegründen nur im Bereich von 0° bis 90° .

Der Sondenkörper führt zu einem Versatz der orthogonal zueinander angeordneten einzelnen Schleifen und damit zu einer Phasenvariation über dem Sondenquerschnitt. Dieser Effekt führt zu der beschriebenen Bandbegrenzung. Die kugelförmige Sonde in Abbildung 5.23 weist deswegen bei 200 MHz nahe der maximalen Nutzfrequenz die bereits vorher beschriebene Abweichung von ca. 10 % auf. Auch für die Kugelsonde mit nur drei Schleifen erhält man eine Anisotropie mit Abweichungen, die sich aus der nutzbaren Bandbreite ergeben.

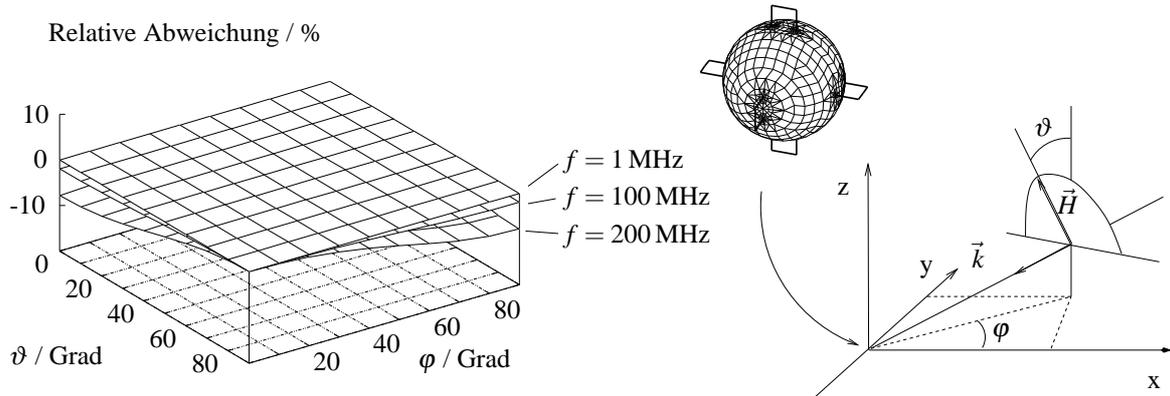


Abbildung 5.23: Relative Abweichung der kugelförmigen Feldsonde mit sechs Schleifen in Abhängigkeit von der Ausrichtung gegenüber der einfallenden Welle.

Im Gegensatz zu Feldsonden zur Messung der elektrischen Feldstärke führt der unvermeidliche Versatz der einzelnen Sensoren bei dem Aufbau einer isotropen Sondenstruktur zu keiner weiteren Abweichung. Die Bandbegrenzung auf - im Vergleich zur Wellenlänge - sehr kleine Strukturen (kleiner $0,1 \lambda$) verhindert eine Beeinflussung auf diese Art.

5.5.3 Feldinhomogenität

Für einzelne Schleifensensoren hat die Feldinhomogenität entlang der Schleifenfläche keinen signifikanten Einfluß auf die Meßabweichung, da die Sensoren auf Frequenzbereiche begrenzt sind, in denen von einer homogenen Feldverteilung über der Apertur ausgegangen werden kann. Dies ist bei räumlich großen Sondenstrukturen anders. Am Beispiel der abstrahlenden Leiterstruktur über einer leitenden Ebene aus Abbildung 5.24 soll dies mit der Kugelsonde beschrieben werden.

Auf dem Sondenkörper in Abbildung 5.24 sind für eine bessere Übersichtlichkeit nur zwei Halbkreis Schleifen von insgesamt sechs dargestellt. Die Lastimpedanzen werden durch zwei Schlitze im coaxialen Mantel oberhalb der Ebene gebildet, so daß zwei Signalspannungen zur Verfügung stehen. Aus der Montage der Schleifen auf dem Sondenrumpf resultiert ein Versatz, der sich bei diesem Beispiel in einer von der Ausrichtung abhängigen Meßabweichung niederschlägt:

Werden die beiden Schleifenelemente mit dem Sondenrumpf parallel zur Leiterstruktur ausgerichtet, wie in Abbildung a), entspricht die resultierende Abweichung den bisher beschriebenen Grenzen. Bei der Auswertung der beiden Einzelsignale jeder Schleife ist die nutzbare Bandbreite auf $\approx 0,02 \lambda$ ($f_{max} \approx 42 \text{ MHz}$) begrenzt, während durch die Mittelung die nutzbare Bandbreite bei $0,13 \lambda$ ($f_{max} \approx 278 \text{ MHz}$) liegt.

In Abbildung b) wird deutlich, daß der Sondenkörper auch durch seine endliche Ausdehnung

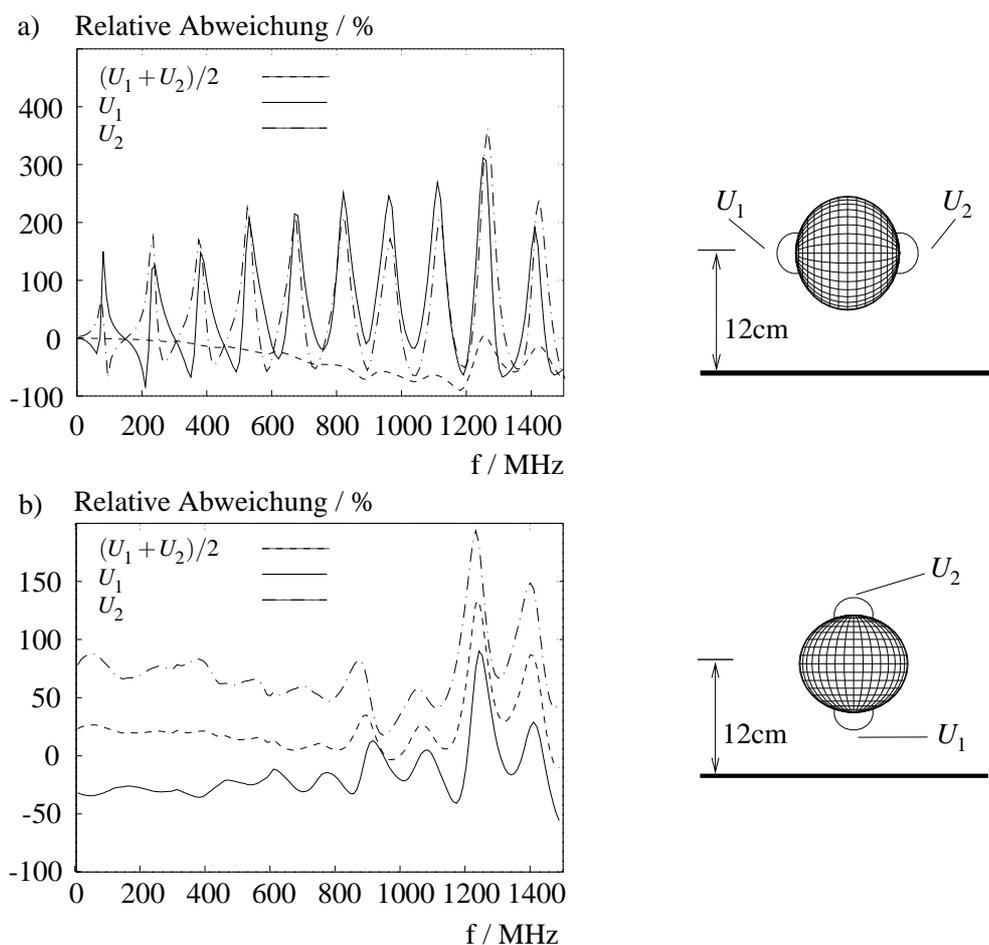


Abbildung 5.24: Meßabweichung von Kugelschleifensonden (Radius Kugelrumpf $R = 5$ cm, Schleifenradius $r = 2$ cm): Verhalten einzelner Schleifensignale und gemittelter Signale bei zwei verschiedenen Ausrichtungen.

eine Abweichung verursacht, wenn nämlich die Feldvariation über dem Sondenquerschnitt bzw. den beiden Schleifenflächen zu groß wird. In der Nähe des abstrahlenden Leiters ist der Feldverlauf der H_y -Komponente in z -Richtung nicht linear. Beide Schleifen messen im Vergleich zum Sondenmittelpunkt entweder einen zu großen oder zu geringen Feldwert, deren Mittelung nicht dem wahren Wert am Meßpunkt entspricht. Aufgrund dieses Effekts muß bei Feldsonden mit räumlich versetzten einzelnen Schleifenelementen ein Mindestabstand zu benachbarten Strukturen eingehalten werden. Als Richtwert sollte ein Abstand vom Sensorrand zur Umgebungsstruktur gewählt werden, der mindestens den Sondenabmessungen entspricht. Die Simulationen zeigten, daß die resultierende Meßabweichung dann unterhalb von 5% liegt.

Der Sensorkörper der oben geschilderten Magnetfeldsonden beeinflusst die Meßabweichung auf-

grund der gegenüber den einzelnen Schleifen zunehmenden Größe: Die nutzbare Bandbreite wird durch die Gesamtausdehnung der isotropen Sonde bestimmt, nicht durch die Größe der Schleifenelemente. Der Versatz der Schleifen führt zwar zu keiner Anisotropie und weiteren Meßabweichung, kann jedoch nahe von Streustrukturen in inhomogenen Feldern auch innerhalb der nutzbaren Bandbreite zu Meßabweichungen führen. Aus diesem Grund sollte ein Sicherheitsabstand entsprechend der Sondengröße eingehalten werden.

5.6 Zusammenfassung

Bei der Bestimmung magnetischer Felder ist der Einfluß der elektrischen Feldkomponenten im Vergleich zu allen anderen Einflußfaktoren der, der am stärksten zu Meßabweichungen beiträgt. Die Strombelegung und damit auch das Meßsignal sind nur im Frequenzbereich bis $0,01 \lambda$ allein vom magnetischen Feld abhängig und werden für darüber hinausgehende Frequenzen auch vom elektrischen Feld bestimmt. Die resultierende Meßabweichung ist von der Bauform der Schleife abhängig. Für eine Beurteilung wurde eine Signaldämpfung ξ definiert, die es gestattet, für jede Sonde im homogenen Feld eine obere Grenzfrequenz anzugeben, bei welcher der Einfluß des elektrischen Feldes auf das Meßsignal zu einer Abweichung von maximal -20 dB führt. Die nutzbare Bandbreite kann unter dem Aspekt einer gewissen Meßabweichung nicht aus dem Verlauf der Antennenimpedanz oder dem Antennenfaktor bestimmt werden. Die Empfindlichkeit gegenüber dem elektrischen Feld kann über die Bestimmung der Strombelegung oder die Signalabhängigkeit bei unterschiedlichen Ausrichtungen überprüft werden.

Es existieren verschiedene Ansätze, um die Meßabweichung bei höheren Frequenzen zu reduzieren. Dies ist möglich durch eine geeignete Formgebung der Schleife, die doppelt belastete Schleife oder die Kompensationsschleife. Die verringerte Meßabweichung führt zu einer höheren nutzbaren Bandbreite. Eine entsprechende Gegenüberstellung der verschiedenen Sondentypen ist in Tabelle 5.1 zu finden. Bezogen auf den Schleifendurchmesser kann ein maximal nutzbarer Frequenzbereich bis $\approx 0,14 \lambda$ erzielt werden. Darüber hinaus ist eine Messung des magnetischen Feldes durch eine Schleifensonde nicht möglich.

Neben der nutzbaren Bandbreite ist die Empfindlichkeit der Schleifensonde bei einer Beurteilung zu beachten. Eine Optimierung der Sondenempfindlichkeit führt auf Typen wie den der Moebiuschleife oder zylindrische Schleifen.

Die Signaldämpfung ξ im homogenen Feld gibt die nutzbare Bandbreite bei einer Feldwellenimpedanz von 377Ω wieder. Während diese auch im Niederimpedanzfeld ihre Gültigkeit behält, kann im Hochimpedanzfeld die elektrische Feldkomponente gegenüber der magnetischen Feldkomponente überwiegen und so auch innerhalb der bestimmten Nutzbandbreite der Sonde zu einer Meßabweichung führen. Dies ist insbesondere zu beobachten, wenn eine Nullstelle des magnetischen Feldes am Meßpunkt vorliegt und die elektrische Feldkomponente in

der Schleifenebene liegt. Prinzipiell ist aus diesem Grund im inhomogenen Feld jede Messung durch Drehung der Schleife um ihre Flächennormale zu wiederholen und zu bestätigen. Sind die Meßwerte (innerhalb der Bandbreite) nicht identisch, liegt ein Hochimpedanzfeld vor, dessen magnetische Feldkomponente auf diese Weise nicht bestimmt werden kann.

Isotrope Freiraumsonden werden häufig durch Montage der einzelnen Schleifenelemente auf einem Sondenrumpf realisiert. Die nutzbare Bandbreite dieser Sonden wird durch die Gesamtausdehnung bestimmt, nicht durch den Radius der deutlich kleineren Schleifenelemente. Der Versatz der Schleifenelemente führt innerhalb der nutzbaren Bandbreite zwar zu keiner Anisotropie der Sonde, kann jedoch in inhomogenen Feldern zu einer Meßabweichung führen. Nahe von Streustrukturen ist aus diesem Grund ein Abstand von mindestens einer Sondenlänge einzuhalten.

Schleifensonden werden vielfach mit Hilfe koaxialer Leitungssysteme ausgeführt. Auf diese Weise kann der Einfluß störender Kabelmantelströme verhindert werden, indem bei der einfach belasteten Schleife der Spalt auf der gegenüberliegenden Seite und bei der doppelt belasteten Schleife symmetrisch zum abführenden Kabel angeordnet wird. Die praktische Ausführung des Spaltes ist insbesondere bei kleinen Schleifenradien nicht immer mit der gewünschten Präzision möglich. Spaltbreite oder Versatz entsprechen einer Verlagerung der Lastimpedanz entlang des Schleifenumfanges. Sie führen zu einer Meßabweichung und einer Reduzierung der nutzbaren Bandbreite entsprechend Abbildung 5.15.

Kabelmantelströme können bei der doppelt belasteten Schleife die Bestimmung der magnetischen Feldstärke verhindern, wenn die Dynamik der Koppler zur Addition der beiden Lastsignale nicht ausreicht. Grundsätzlich ist auch die Bestimmung der elektrischen Feldstärke dann nicht möglich. Brückenschleifen verhindern den Einfluß der Kabelmantelströme, indem die Leitungsführung normal zur Schleifenfläche erfolgt. Sie tragen nicht zu einer Erhöhung von Schleifenempfindlichkeit oder nutzbarer Bandbreite bei.

Kapitel 6

Stromzangen zur Messung hochfrequenter Leitungsströme

In den beiden vorhergehenden Kapiteln wurden Meßabweichungen unterschiedlicher Sondentypen zur Messung elektromagnetischer Feldverteilungen behandelt. In diesem Abschnitt liegt der Schwerpunkt auf den Eigenschaften von Meßsonden zur Bestimmung hochfrequenter Leitungsströme, sogenannten Stromzangen. Entsprechend ihrer Anwendung im Bereich der elektrischen Energieversorgung, der Antriebstechnik oder EMV-Meßtechnik werden die Zangen bezüglich ihrer nutzbaren Bandbreiten (bzw. Anstiegszeit) und der möglichen Amplitudendynamik unterschieden. Während im Bereich der Energietechnik eher niederfrequente Signale hoher Amplituden ($f < 10\text{kHz}$ und $I < 10\text{kA}$) gemessen werden, sollen bei einer EMV-Prüfung auch höherfrequente Signale geringerer Amplitude ($f < 1\text{GHz}$ und $I > 10\mu\text{A}$) untersucht werden.

Die Eigenschaften von Stromsonden sind bisher nur in wenigen Veröffentlichungen untersucht und beschrieben worden, z.B. von White [17], Morgan [61] oder Millanta [74]. In diesen Arbeiten wird bei ihrer Herleitung von dem Wirkmechanismus eines Übertragers ausgegangen. Ergänzt werden diese Ergebnisse durch meßtechnische Untersuchungen. Sie beschränken sich auf einen Frequenzbereich, in dem das Sondenverhalten durch ein einfaches Ersatzschaltbild beschrieben werden kann.

Bei der Anwendung können verschiedenartige Faktoren die Ergebnisse beeinflussen: Auch bei Wahl der "richtigen" Zange (Frequenzbereich, Dynamik etc.) führt die Verkoppelung zur Meßumgebung wie auch die Rückwirkung der Zange auf den Originalstrom zu einer Meßabweichung der gesuchten Werte. Aufgrund der vergleichsweise komplexen Sondenstruktur (Kernmaterial, Meßwicklung etc.) und der ausgeprägten Verkoppelung zur Meßumgebung ist eine Untersuchung dieses Themas nur auf Basis einer Feldsimulation möglich. Dafür wird die im Kapitel 3.1.1 beschriebene Momentenmethode verwendet.

Nach einleitender Erklärung des Wirkmechanismus und typischer Zangenkennwerte (Trans-

ferimpedanz und Einfügungsimpedanz) werden die Variationen der modellierten Zangentypen geschildert. Es wird gezeigt, auf welche Weise die resultierende Meßabweichung und die Rückwirkung von Struktur und Konstruktion der Zange abhängig sind. Weitere Fragen nach Einfluß der Strombelegung des zu vermessenden Leiterstromes und Höhe der Rückwirkung werden in diesem Kapitel beantwortet. Schließlich wird ein Ansatz vorgestellt, mit dem eine Reduzierung von Meßabweichung und Rückwirkung realisiert werden kann.

6.1 Wirkungsweise von Stromzangen

Bevor auf die Untersuchung von Meßabweichung und Rückwirkung der Stromzangen eingegangen wird, soll in diesem Abschnitt ihre Wirkungsweise erklärt werden. Aus dem Ersatzschaltbild bei niedrigen Frequenzen können charakteristische Kenngrößen hergeleitet werden: die Transfer- und die Einfügungsimpedanz. Sie dienen in den darauffolgenden Kapiteln der Beurteilung der verschiedenen Zangenmodelle.

6.1.1 Ersatzschaltbild bei niedrigen Frequenzen

Stromzangen beruhen auf der induktiven Koppelung des stromführenden Leiters mit einer Meßwicklung, wie dies in Abbildung 6.1 prinzipiell dargestellt ist. Der elektrische Strom in dem Primärleiter kann über das von ihm verursachte magnetische Feld $H(r) = I/(2\pi r)$ in seiner Nachbarschaft bestimmt werden.

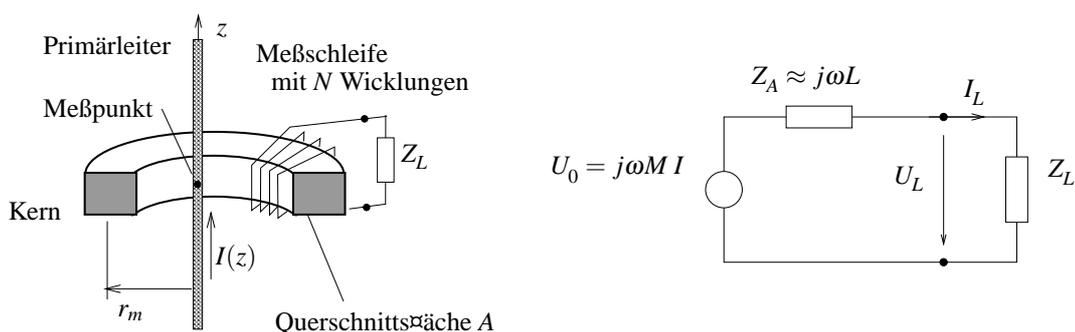


Abbildung 6.1: Prinzipieller Aufbau und 2-Pol-Ersatzschaltbild einer Stromzange (ohne Darstellung von Gehäuse und Signalableitung).

Ähnlich magnetischen Schleifensonden wird in der Meßwicklung nach dem zweiten Maxwell'schen Gesetz von dem durch die Schleifenfläche A hindurchtretenden Fluß eine Spannung induziert:

$$u_0 = \int_l \vec{E} \, d\vec{l} = -N \frac{d\Phi}{dt} = -N \int_A \mu \frac{d\vec{H}}{dt} \, d\vec{A} \quad . \quad (6.1)$$

Der Kern konzentriert das magnetische Feld des Meßleiters aufgrund seiner hohen Permeabilität μ_r , womit das durch die Meßschleife hindurchtretende magnetische Feld ein Maß für den zu bestimmenden Strom darstellt. Das Ersatzschaltbild in Abbildung 6.1 enthält neben der Quelle U_0 die Schleifenimpedanz $Z_A = j\omega L$ und den Lastwiderstand Z_L . Die Quellspannung U_0 berechnet sich bei Annahme einer mittleren Flußdichte $B \approx B_m = \mu H_m = \mu I / (2\pi r_m)$ über dem Kernquerschnitt A zu

$$U_0 = - \int_A j\omega N \mu \vec{H} \, d\vec{A} \approx -j\omega N \mu H_m A = -j\omega M I \quad \text{mit} \quad M = N A_L = N \frac{\mu A}{2\pi r_m} \quad . \quad (6.2)$$

Sie ist über die Gegeninduktivität M bzw. den magnetischen Leitwert A_L und die Windungszahl N mit dem zu bestimmenden Strom I verkoppelt. Man erhält für die Meßspannung U_L schließlich

$$U_L = j\omega M \frac{Z_L}{Z_L + j\omega L} I \quad . \quad (6.3)$$

Um die Rückwirkung der Meßschleife auf den stromführenden Leiter zu beschreiben, wird das T-Ersatzschaltbild eines Übertragers betrachtet, bei dem Primär- und Sekundärwicklung über den Ferritkern miteinander verkoppelt sind. Bei diesem wird ein Koppelungsfaktor $k = \Phi_N / \Phi$ aus dem Quotienten des Nutzflusses Φ_N und des Gesamtflusses Φ definiert. Er ist ein Maß für die Höhe des Streuflusses. Im Idealfall mit $k = 1$ ist der Streufluß gleich Null, wie es auch bei Stromzangen angestrebt wird.

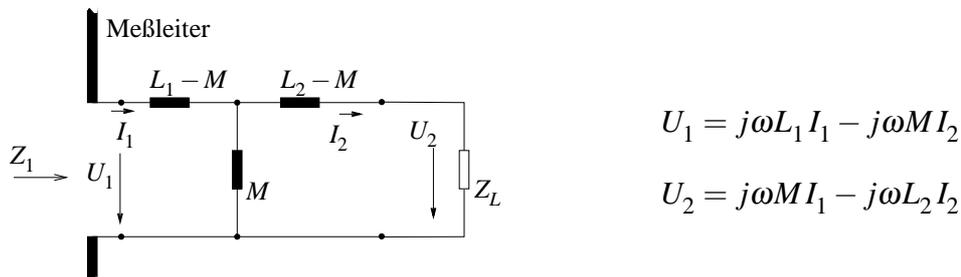


Abbildung 6.2: T-Ersatzschaltbild zur Bestimmung der Leitungsimpedanz am Meßort der Stromzange.

In Anlehnung an die Darstellung des idealen Übertragers durch das T-Ersatzschaltbild in Abbildung 6.2 kann aus dem Quotienten von Klemmenspannung U_1 und Strom I_1 des Primärleiters die Lastimpedanz Z_1 am Meßort der Zange berechnet werden:

$$Z_1 = j\omega L_1 + \frac{\omega^2 M^2}{Z_L + j\omega L_2} \quad (6.4)$$

Neben der Lastimpedanz Z_L und der Gegeninduktivität M ist sie von der Induktivität $L_2 = L$ der Stromzange abhängig. L_1 ist Eigeninduktivität des Primärleiters, wenn sich die Zange am Meßort befindet und $I_2 = 0$ gilt.

Die Impedanz Z_1 wie auch die oben bestimmte Meßspannung U_L dienen im folgenden Abschnitt der Definition von Transferimpedanz und Einfügungsimpedanz einer Stromzange.

6.1.2 Kenngrößen einer Stromzange

Das Übertragungsverhalten einer Stromzange wird durch die Transferimpedanz Z_T beschrieben. Bei einer sinusförmigen Anregung ergibt sich der Frequenzgang durch Bezug der Lastspannung auf den Strom des Primärleiters am Meßpunkt gemäß Gleichung (6.3) zu

$$Z_T = \frac{U_L}{I} = \frac{j\omega M Z_L}{Z_L + j\omega L} \quad \text{mit} \quad M = N \frac{\mu A}{2\pi r_m} \quad (6.5)$$

Mit ihrer Hilfe kann aus einem gemessenen Spannungssignal der gesuchte Strom des Primärleiters bestimmt werden. Die Transferimpedanz stellt im physikalischen Sinne keine echte Impedanz dar, der Begriff wurde aufgrund der resultierenden Einheit so geprägt. Sie wird wie der Frequenzgang der Schleifensonden von der Lastimpedanz Z_L beeinflusst und kann folgendermaßen vereinfacht werden:

- Hochohmige Belastung: $Z_L \gg j\omega L \quad \longrightarrow \quad Z_T = j\omega M \quad .$

Die Transferimpedanz weist differenzierenden Charakter auf.

- Niederohmige Belastung: $Z_L \ll j\omega L \quad \longrightarrow \quad Z_T = \frac{M}{L} Z_L \quad .$

Die Transferimpedanz ist konstant über der Frequenz.

Der Frequenzgang teilt sich in drei Bereiche: Einen differenzierenden unterhalb einer Grenzfrequenz f_{gr}

$$f_{gr} = \frac{1}{2\pi} \frac{Z_L}{L} \quad , \quad (6.6)$$

einen oberhalb dieser mit einem annähernd konstanten Amplitudenwert und einen daran anschließenden Resonanzbereich, siehe Abbildung 6.3. Der nutzbare Frequenzbereich der Zange

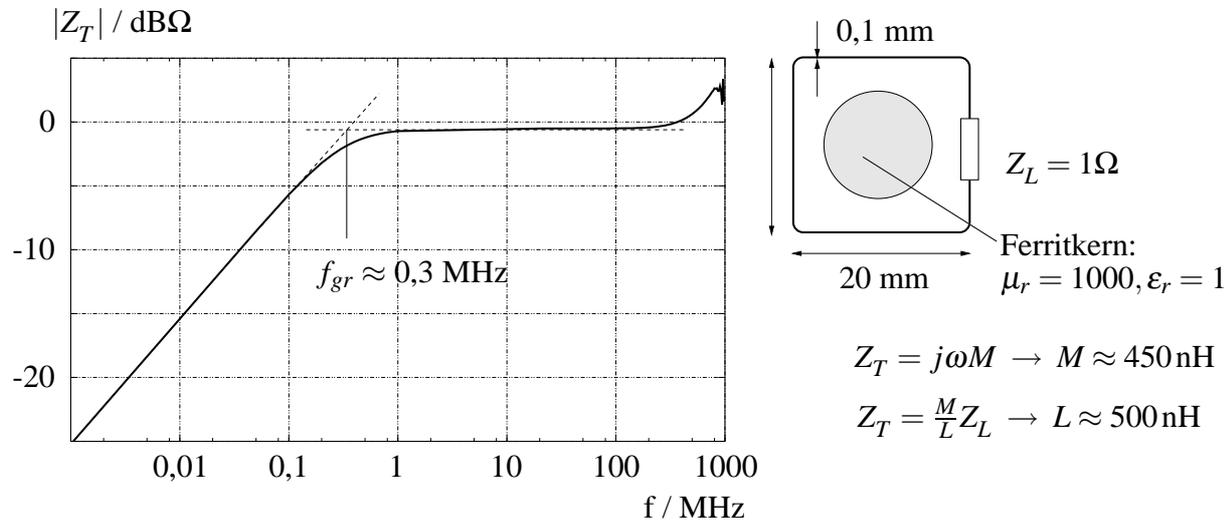


Abbildung 6.3: Typische Transferimpedanz einer Stromzange mit differenzierendem Bereich, Bereich konstanter Amplitude und Resonanzbereich.

wird durch die Rauschgrenze bei niedrigen Frequenzen und durch Resonanzen bei hohen Frequenzen begrenzt. Bei dieser oberen Frequenzgrenze verliert das Ersatzschaltbild aus Abbildung 6.1 seine Gültigkeit. Im Detail wird später auf diesen Übergang in den Resonanzbereich eingegangen.

Die Lastimpedanz wird durch die Wellenimpedanz einer Koaxialleitung ($Z_W = 50 \Omega$) gebildet, die zur Signalableitung verwendet wird. Mit der aus der Kerngeometrie, den Materialeigenschaften und der Meßwicklung resultierenden Induktivität ist damit die Grenzfrequenz der Stromzange festgelegt. Um einen möglichst großen Bereich konstanter Amplitude zu erhalten, wird durch die Parallelschaltung einer niederohmigen Last und der Leitungswellenimpedanz Z_W eine Verringerung der resultierenden Grenzfrequenz f_{gr} erzielt.

Die Rückwirkung der Stromzange auf die Strombelegung des Primärleiters wird durch ihre Einfügimpedanz Z_{ins} beschrieben [81]. Diese Impedanz wird durch die Differenz der Impedanz Z_1 am Meßort (mit Zange) und der Eigenimpedanz des Meßleiters $Z_{10} = j\omega L_{10}$ gebildet:

$$Z_{ins} = Z_1 - Z_{10} = j\omega L_1 + \frac{\omega^2 M^2}{Z_L + j\omega L_2} - j\omega L_{10} \quad . \quad (6.7)$$

Datenblätter der Hersteller geben für Stromzangen neben dem Verlauf der Transferimpedanz und typischen Werten für die maximale Einfügimpedanz weitere charakteristische Kennwerte an: die nutzbare Bandbreite, maximale Stromamplituden bei CW bzw. Pulsanregung und die Entkoppelung gegen elektrische Felder.

Bisher wurden Wirkungsweise und Ersatzschaltbild von Stromzangen beschrieben: Mit der Transferimpedanz und der Einfügungsimpedanz wurden übliche Kennwerte der Zangen geschildert, die in den folgenden Abschnitten bei Beurteilung der Zangen verwendet werden. Gültig sind diese Werte bis zu Frequenzen, bei denen das Zangenverhalten noch durch das einfache Ersatzschaltbild aus Abbildung 6.1 charakterisiert werden kann. Für die numerische Untersuchung der Meßabweichung bei höheren Frequenzen - wie auch der Rückwirkung auf die Meßumgebung - werden im folgenden Abschnitt zunächst die modellierten Stromzangen vorgestellt.

6.2 Modellerte Zangentypen

Im Gegensatz zu den vorher beschriebenen Feldsonden gibt es unter Stromzangen weit weniger unterschiedliche Ausführungen. In Abhängigkeit von der Anwendung variieren die Zangengröße bzw. das Volumen des Ferritkerns, der Kernquerschnitt und das -material sowie die Anzahl der Meßwicklungen und die Lastimpedanz. Nach Schilderung dieser Modellparameter wird auf notwendige Vereinfachungen der Modellierung eingegangen, die in Kauf genommen werden müssen, um den numerischen Aufwand zu begrenzen. Aufgrund der komplexen Verkoppelung ist eine sorgfältige Kontrolle der Simulationsergebnisse wichtig, worauf abschließend eingegangen wird.

Um die Meßabweichung und die Rückwirkung von Stromzangen mittels der Momentenmethode zu untersuchen, wurden die unterschiedlichen Sondentypen als Patch- und Stabmodell realisiert, wie es exemplarisch in Abbildung 6.4 zu sehen ist.

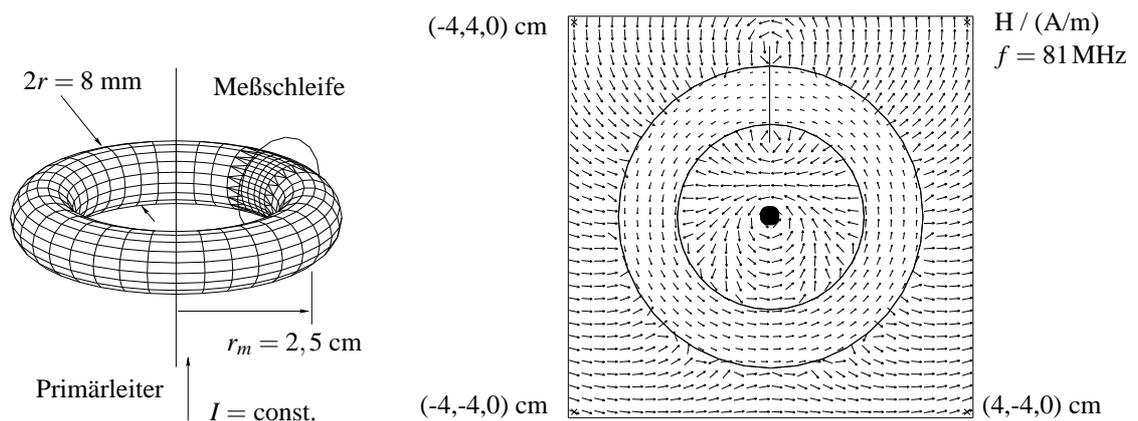


Abbildung 6.4: Modell einer einfachen Stromsonde in CONCEPT und resultierende Feldverteilung ($R_L = 1 \Omega$, $\mu_r = 1000$, $f = 81 \text{ MHz}$ - Vektoren nicht linear skaliert).

Die Zangen bestehen aus einem torusförmigen Kern, der über seinen Ringradius r_m , den Kernquerschnitt und seine Materialeigenschaften charakterisiert wird. Ebenso variieren die Form der Meßwicklung, die Anzahl der Meßschleifen und die Lastimpedanz. Diese Parameter sind

in Tabelle 6.1 zusammengefaßt, ihre Einflüsse auf die Transferimpedanz werden im folgenden Abschnitt beschrieben.

Der Ferritkern beeinflusst mit seinen Materialeigenschaften das Sondenverhalten durch seine nichtlineare Kennlinie, die Sättigung bei hohen Amplituden, die Hysterese, magnetische Verluste (Luftspalt), dielektrische Eigenschaften und seine Leitfähigkeit. Diese Einflüsse lassen sich mit CONCEPT berücksichtigen, soweit (wenn) sie durch die Materialparameter $\mu_r, \epsilon_r, \kappa$ im Frequenzbereich beschrieben werden können. Da der Schwerpunkt der Untersuchung auf der Beeinflussung der Meßergebnisse durch die umgebende Feldverteilung und die Koppelung von Sonde zum Primärleiter liegt, wird vereinfachend von frequenzunabhängigen Materialparametern ausgegangen.

Tabelle 6.1: Parameter zur Beschreibung der modellierten Stromzangen.

1. Kerngeometrie	Querschnitt	rund	Radius 4 .. 10 mm
		viereckig	Kantenlänge 4 .. 10 mm
		elliptisch	Halbachsen 4 .. 10 mm
	Kernradius		$r_m = 20 .. 50$ mm
2. Meßschleife	Form	rund	Radius 14 .. 30 mm
		viereckig	Kantenlänge 14 .. 30 mm
	Anzahl Windungen		$N = 1 .. 4$
	Drahradius		$a = 1$ mm
3. Lastimpedanz	Wert		$Z_L = 0,1 .. 50 \Omega$
	Anzahl		1 bzw. 2
4. Material	Permeabilität		$\mu_r = 1 .. 1000$
	Permittivität		$\epsilon_r = 1 .. 100$
	Leitfähigkeit		$\kappa = 0 .. 0,2$ S/m

Bei der Modellierung der Stromzangen müssen einige Vereinfachungen gemacht werden, da die Zahl der Unbekannten und der numerische Aufwand die Grenzen eines numerischen Modells bestimmen. Insbesondere bei diesen Beispielen erfordert der Ferritkern die Modellierung einer doppelten Strombelegung und führt schnell zu über 2000 unbekanntem Stromamplituden im zu lösenden Gleichungssystem. Eine Variation von Modellparametern über der Frequenz ist dann in einem angemessenen Zeitrahmen nicht mehr möglich.

1. Für eine realisierbare Modellierung muß der Wicklungsdraht einen Abstand über der Kernoberfläche haben, der nicht typisch ist für eine Stromzange. Dies hat auf die

grundsätzlichen Eigenschaften keinen Einfluß, wenn die Permeabilität μ_r des Ferritkerns so hoch ist, daß der Streufluß gegenüber dem Anteil durch den Kern zu vernachlässigen ist. Zur Kontrolle wurden dafür mehrere Vergleichsrechnungen durchgeführt: Bei einer Verkleinerung der Schleife und gleichzeitiger Erhöhung der Diskretisierung war keine Veränderung des Lastsignals zu beobachten.

2. Auf die Modellierung eines Gehäuses wurde ebenfalls aufgrund des hohen numerischen Aufwands verzichtet. Ein Gehäuse führt zu einer definierten kapazitiven Koppelung der Meßwicklung zur Gehäuseinnenseite, trägt jedoch nicht entscheidend zur Funktionsweise der Stromzange bei.
3. Auch die Ausführung der Zange mit einem klappbarem Ferritkern wurde aus numerischen Gründen nicht realisiert.

Aufgrund der komplexen elektrodynamischen Verkoppelung der beiden Leiter in Anwesenheit des Ferritkerns sind die numerischen Modelle und die resultierenden Ergebnisse mit größter Sorgfalt zu kontrollieren. Die Gültigkeit der Simulationsergebnisse wurde mit Hilfe verschiedener Kriterien überprüft:

- Mit steigender Segmentierung im Vergleich zu der der Modellierung aus Abbildung 6.4 traten keine Veränderungen in der Signalspannung auf.
- In der Verteilung der resultierenden magnetischen Feldstärke in der Schnittebene des Kerns ($\mu_r = 1000$) ist an der Grenzfläche der Sprung der Normalkomponente der magnetischen Feldstärke zu erkennen. Der Übergang verläuft entsprechend der Theorie proportional den Materialeigenschaften.
- Neben dem Reziprozitätsgesetz hat auch die Kontrolle der Leistungsbilanz die Gültigkeit der vorliegenden Modellierung bis zu Frequenzen von etwa 1000 MHz bestätigt. Die Differenz von eingespeister und abgestrahlter Leistung lag (bei verlustfreiem Kernmaterial $\kappa = \infty$) für 500 MHz in der beschriebenen Struktur bei unter 4 %.
- Die Ergebnisse können auch mit analytischen Berechnungen der Gegeninduktivität M und Eigeninduktivität L der Meßschleife kontrolliert werden. Die Unterschiede liegen ebenfalls im Bereich weniger Prozente.

Die modellierten Stromzangen weisen weniger Freiheitsgrade in ihrer Strukturierung auf als die bisher behandelten Feldsonden. Trotz notwendiger Vereinfachungen der numerischen Modelle gegenüber den praktischen Zangen erlauben die vorgestellten Sondenausführungen die Untersuchung der Meßabweichung und Rückwirkung.

Die Einflüsse der hier geschilderten Zangenparameter wie Größe, Querschnitt und Materialeigenschaften des Ferritkerns, Lastimpedanz, Meßwicklung etc. auf die Transferimpedanz und die Meßabweichung wird im folgenden Abschnitt untersucht.

6.3 Anregung mit einem konstanten Strom

Wird eine Stromzange durch einen über der Frequenz und dem Ort konstanten Strom angeregt, erhält man durch Bezug der gemessenen Spannung auf den Leiterstrom die Transferimpedanz. In der praktischen Meßtechnik wird der konstante Strom mit Hilfe einer Kalibriervorrichtung gewährleistet. In dieser speziellen Halterung wird die Stromzange um den Innenleiter eines koaxialen Leitungssystems gelegt. Unter der Voraussetzung der bekannten Leitungswellenimpedanz kann aus der Speisespannung des Koaxialsystems der Kalibrierstrom bestimmt werden.

Die Bestimmung der Transferimpedanz geschieht in CONCEPT mit Hilfe eines idealen eingepprägten Linienstroms (ohne metallischen Leiter). Auf diese Weise werden Einflüsse durch die kapazitive Koppelung zum Primärleiter und eine Beeinflussung der Stromquelle durch die Einfügungsimpedanz der Zange vermieden.

In diesem Abschnitt wird der Einfluß der in Tabelle 6.1 dargestellten Zangenparameter auf die Transferimpedanz beschrieben. Ausschlaggebend für die Zangeneigenschaften ist der Streufluß des Ferritkerns, der in erster Linie von der Permeabilität des Kernmaterials abhängig ist. Es wird auf weitere mögliche Einflußfaktoren eingegangen, wie Kerengeometrie, Art der Meßschleife und Höhe der Lastimpedanz. Schließlich wird auch der unvermeidbare Einfluß des elektrischen Feldes untersucht.

6.3.1 Einfluß des Kernmaterials auf die Transferimpedanz

Für die hier folgende Simulation des Sondenverhaltens in Abhängigkeit vom Kernmaterial wird das Sondenmodell aus Abbildung 6.4 verwendet. Unter idealen Umständen ist der Streufluß zu vernachlässigen (Koppelungsfaktor $k = 1$). In Analogie zum verlustfreien Übertrager sind dann die Induktivitäten des Primärleiters L_1 (Windungszahl $N_1 = 1$), der Meßschleife L_2 (Windungszahl $N_2 = N$) und die Gegeninduktivität M über den magnetischen Leitwert A_L miteinander verknüpft:

$$\left. \begin{aligned} L_1 &= N_1^2 A_L \\ L_2 &= N_2^2 A_L \\ k &= \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}} \end{aligned} \right\} M = \sqrt{L_1 L_2} = \frac{L_2}{N} \quad . \quad (6.8)$$

Die Transferimpedanz Z_T der Sonde ist dann oberhalb der Grenzfrequenz f_{gr} nur noch von der Last und der Windungszahl $N_2 = N$ abhängig:

$$Z_T = \frac{M}{L} Z_L = \frac{Z_L}{N} \quad . \quad (6.9)$$

Für $N = 1$ und $Z_L = 1 \Omega$ ergibt sich somit eine theoretische Impedanz $Z_T = 1 \Omega$ unter der Voraussetzung, daß durch die Meßschleife der gesamte magnetische Fluß umschlossen wird, also der Streuanteil zu vernachlässigen ist. Dies kann durch eine N-fache Windung der Schleife auf dem gesamten Torusmantel oder durch eine ausreichend hohe Permeabilität des Kerns erreicht werden. In Abbildung 6.5 a) wurde für die obige Sonde die Permeabilität des Kernmaterials schrittweise erhöht. Erst für $\mu_r = 1000$ zeigt sich eine Annäherung an den theoretischen Wert der Transferimpedanz. Für niedrigere Werte der Permeabilität ($\mu_r < 1000$) führt der nicht vernachlässigbare Streufluß zu Ergebnissen, die wesentlich von Form und Ausrichtung der Meßschleife bzw. der Ausrichtung des Primärleiters abhängen. Bei einer Permeabilität $\mu_r = 1000$ lagen die resultierenden Unterschiede der Transferimpedanz aufgrund von Lageänderungen des Primärleiters in einem Bereich von bis zu $\pm 5\%$.

Mit dem Ferritkern ergibt sich eine Toroidspule (Windungszahl $N = 1$, Permeabilität $\mu_r = 1000$, Radius Torus $r_m = 2,5$ cm, mittlere Länge der Feldlinie im Kern $l_m = 2\pi r_m$, Radius Kernquerschnitt $R = 4$ mm). Wenn der Streufluß gleich Null ist, berechnet sich die Induktivität zu

$$L = N^2 \mu_0 \mu_r \frac{A}{l_m} = 402 \text{ nH} \quad . \quad (6.10)$$

Dieser Wert führt zur Grenzfrequenz $f_{gr} \approx 0,4$ MHz und bestätigt den Übergang vom differenzierenden in den konstanten Amplitudenbereich im Verlauf der Transferimpedanz, wie dies in den Abbildungen 6.5 ansatzweise bei niedrigen Frequenzen zu erkennen ist.

Die Sonde weist Eigenresonanzen auf, die von Wellenlänge und Geometrie des Kerns abhängig sind. Im Vergleich zur Freiraumwellenlänge λ_0 verringert sich die Wellenlänge im Kern um den Faktor $\sqrt{\mu_r \epsilon_r} \approx 10..30$. Sie liegt damit in der Größenordnung der geometrischen Abmessungen des Kerns. Die in diesem Frequenzbereich auftretenden Resonanzen sind auf die Eigenresonanzen des torusförmigen Kerns zurückzuführen. So beträgt die Wellenlänge bei der Resonanz von 600 MHz in Luft $\lambda_0 = 50$ cm und $\lambda = 1,58$ cm im Kern, was mit der $\lambda/2$ -Resonanz des Kernschenkels (0,8 cm) korrespondiert. Das darauffolgende Maximum bei ca. $f = 750$ MHz ist hingegen auf die Schleifenresonanz zurückzuführen. Dieser Effekt der Schleifenkapazität wurde bereits bei den Schleifensonden in Abschnitt 5.1.1 geschildert.

Die dielektrischen Eigenschaften des Kernmaterials liegen im Bereich niedriger Werte $\epsilon_r = 1..10$. Auf die Transferimpedanz wirken sie sich durch Veränderung der Kernresonan-

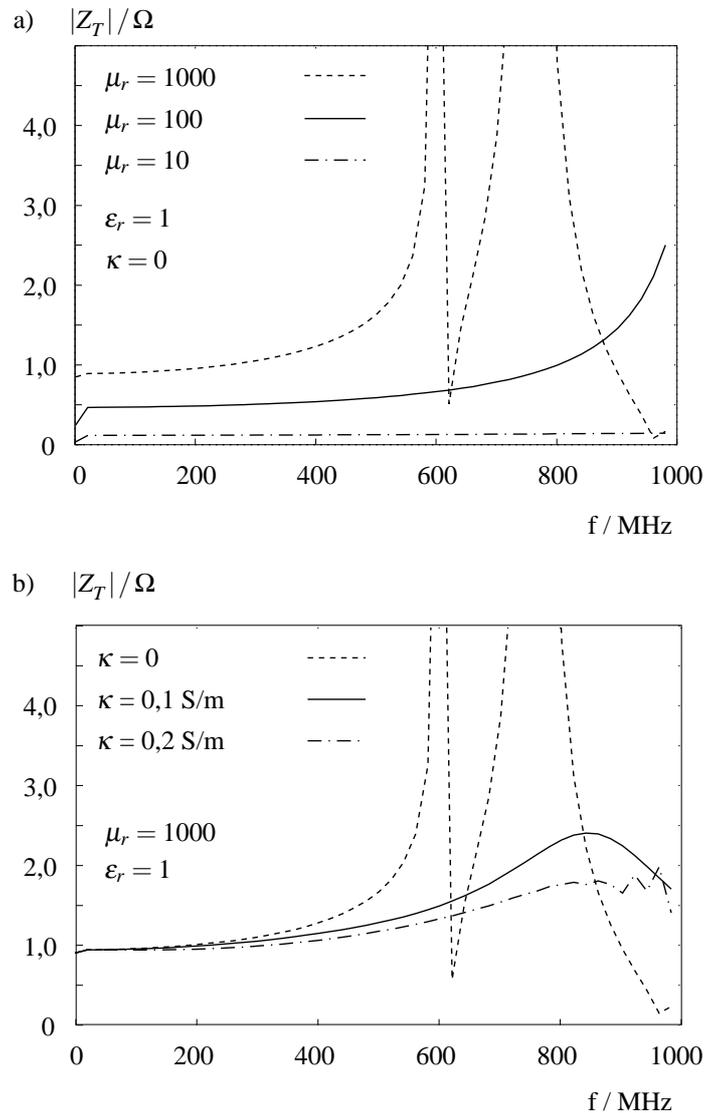


Abbildung 6.5: Beeinflussung der Transferimpedanz durch Variation des Kernmaterials: a) $\mu_r = 10, 100$ und 1000 , $\epsilon_r = 1$, $\kappa = 0$ S/m, b) $\mu_r = 1000$, $\epsilon_r = 1$, $\kappa = 0, 0,1$ und $0,2$ S/m.

zen aus, haben aber sonst bei zu vernachlässigendem Streufluß keinen weiteren Einfluß auf die Signalspannung.

Bei marktgängigen Zangen ist der Anstieg der Resonanzen durch die Leitfähigkeit des Kernmaterials weitgehend gedämpft, wie dies in Abbildung 6.5 b) deutlich wird. Häufig ist aufgrund der Abnahme der Kernpermeabilität im Anschluß an den konstanten Amplitudenbereich sogar ein Einbruch im Verlauf der Transferimpedanz zu finden. Im Gegensatz zu handelsüblichen Zangen wird hier mit einer über dem untersuchten Frequenzbereich konstanten Kernpermeabilität gearbeitet. Sonst würde mit steigender Frequenz der Streufluß die Meßergebnisse zunehmend beeinflussen und die Beschreibung anderer Einflußfaktoren auf die Meßabweichung verhindern.

6.3.2 Geometrische Parameter der Zange

Die geometrischen Faktoren einer Stromzange (Kernform, Meßwicklung und Lastimpedanz) sind mitbestimmend für den Verlauf der Transferimpedanz über der Frequenz. Von einer Meßabweichung kann bei Anregung mit einem konstanten Strom nur dann gesprochen werden, wenn das Meßsignal von der Lage der Zange in Bezug zum Primärleiter beeinflusst wird. In diesem Fall ist der Streufluß des Ferritkerns gegenüber dem magnetischen Fluß im Kern nicht mehr zu vernachlässigen.

- Die Variation von Kerngröße und dessen Querschnitt bestimmen zwar die Schleifeninduktivität der Meßwicklung, haben aber bei einer ausreichend hohen Permeabilität keinen Einfluß auf die Meßabweichung.
- Als Meßwicklung wurden unterschiedliche Schleifen verwendet. Die Form (rund, eckig) hat keinen Einfluß auf das Meßsignal und die Meßabweichung, wenn der Streufluß vernachlässigbar klein ist.
- Die Zahl der Windungen führt zu einer durch die ansteigende Wicklungskapazität und die Schleifeninduktivität verursachten Resonanz. Diese schränkt den konstanten Amplitudenbereich der Transferimpedanz ein, hat aber keinen Einfluß auf den Streufluß der Zange.
- Die verwendete Lastimpedanz bestimmt durch die resultierende Grenzfrequenz f_{gr} den Verlauf der Transferimpedanz. Sie wurde im Bereich von sehr niedrigen Werten $Z_L = 0,1 \Omega$ bis zu hochohmigen Lasten $Z_L = 1000 \Omega$ variiert. Auf die Meßabweichung hat sie direkt keinen Einfluß.

Wird durch eine ausreichend hohe Permeabilität des Ferritkerns gewährleistet, daß der Streufluß sehr klein und zu vernachlässigen ist, so hat keiner der genannten konstruktiven Parameter einen Einfluß auf die durch Lageveränderung verursachte Meßabweichung.

6.3.3 Beeinflussung durch das umgebende elektrische Feld

Bereits bei den Schleifensonden wurde beschrieben, daß das umgebende elektrische Feld einen nicht zu vernachlässigenden Einfluß auf das Meßsignal an der Lastimpedanz hat. Wird eine einfache ungeschirmte Meßschleife entsprechend der Modellierung aus Abbildung 6.4 zur Messung des magnetischen Flusses bzw. der Feldstärke verwendet, so ist die nutzbare Bandbreite der Schleife (ohne Ferritkern) auf Frequenzen begrenzt, bei denen der Durchmesser $d \leq 0,01 \lambda$ ist (siehe Abschnitt 5). Mit einem Schleifendurchmesser $d = 2R_S = 12 \text{ mm}$ führt dies zu

einer Frequenz $f_{max} = 250$ MHz. Für höhere Frequenzen sind die Strombelegung der einfachen Schleife ohne Ferritkern und das Signal an der Lastimpedanz von der Position der Last auf dem Schleifenumfang abhängig und gewährleisten keine eindeutige Messung des magnetischen Feldes.

Um den Einfluß des elektrischen Feldes auf die Signalspannung und die Transferimpedanz zu bestimmen, bestehen zwei Möglichkeiten:

1. Durch Verschiebung der Lastimpedanz entlang des Schleifenumfangs bei sonst gleicher Modellstruktur muß die resultierende Transferimpedanz unabhängig von der Position sein, also dem umgebenden elektrischen Feld.
2. Durch eine Verkipfung des Primärleiters erfolgt eine Veränderung des elektrischen Feldes entlang der Meßschleife. Auch in diesem Fall muß die Transferimpedanz davon unbeeinflusst bleiben.

Bei Ferritkernen mit einer hohen Permeabilität (ab $\mu_r \geq 1000$) ergab sich bei den genannten Variationen eine Transferimpedanz mit Veränderungen geringer als $\pm 3,5\%$. Deutlichere Auswirkungen auf den Verlauf der Transferimpedanz (mit Unterschieden von über 20 %) sind erst bei einer geringeren Permeabilität für $\mu_r < 100$ zu beobachten. Wie auch schon bei den Schleifensonden gezeigt wurde, ist die Bandbegrenzung auf das Verhältnis des Dipolmodes zum Schleifenmode der Strombelegung zurückzuführen. Der vorliegende Ferritkern führt aufgrund seiner Permeabilität zu einer hohen Flußdichte über seinem Querschnitt. Die durch die Flußänderung in der Schleife induzierte Spannung dominiert deshalb gegenüber den Signalanteilen, die durch das elektrische Feld influenziert werden. In diesem Fall ist der Einfluß des elektrischen Feldes auf die Signalspannung der Meßschleife zu vernachlässigen.

Das Verhalten von Stromzangen wurde in diesem Abschnitt 6.3 anhand der Transferimpedanz untersucht, die sich bei Anregung durch eine konstante HF-Stromquelle ergibt. Die Sonde wird durch Kernform, -größe, -material, Form der Meßwicklung, Anzahl der Windungen, Höhe der Lastimpedanz, Lage und Anzahl der Impedanzen charakterisiert.

Die Auswirkung dieser Faktoren auf das Meßsignal wird durch die Kalibrierung der Zange quantifiziert und berücksichtigt. Zu einer Meßabweichung kommt es unter diesen idealen Umständen nur, wenn aufgrund einer zu geringen Kernpermeabilität der Streufluß gegenüber dem gebündelten Fluß nicht mehr vernachlässigt werden kann. Die Lastspannung ist dann sowohl von der Lage des Primärleiters zur Zangenstruktur als auch von der umgebenden elektrischen Feldverteilung abhängig. Die Meßergebnisse sind in einem solchen Fall nicht eindeutig reproduzierbar und führen zu einer von der Position abhängigen Meßabweichung. Insbesondere mit steigender Frequenz führt die Abnahme der Kernpermeabilität zu einer Begrenzung der nutzbaren Bandbreite.

Seitens des Zangenherstellers wird im spezifizierten Frequenzbereich von Stromzangen eine ausreichend hohe Permeabilität gewährleistet. Vor jeder Anwendung sollte durch Lageänderung der Zange eine Empfindlichkeit diesbezüglich kontrolliert werden. Ist das Lastsignal von der Ausrichtung der Zange abhängig, deutet das auf einen Defekt hin.

Die bisher charakterisierten Zangenparameter erlauben die Verwendung eines Zangenprototypen entsprechend Abbildung 6.4, ohne dadurch die Allgemeinheit einzuschränken. Dieser dient in den folgenden Abschnitten als Basis, um die Meßabweichung und die Rückwirkung von Stromzangen unter realen Umgebungsbedingungen zu untersuchen.

6.4 Bestimmung einer variablen Stromamplitude

Unter realen Umgebungsbedingungen ist die Strombelegung des Primärleiters von der Frequenz, der Topologie des Netzwerks und seiner Anregung abhängig. Durch die Stromzange wird dieser Primärleiter mit der Einfügungsimpedanz belastet und führt zu einer Verzerrung der Strombelegung. Das Meßergebnis und eine mögliche Meßabweichung können also einerseits von der Rückwirkung der Zange beeinflusst werden und auch von der Stromverteilung in der Umgebung des Meßpunktes. Ähnliches war bereits bei den Feldsonden beobachtet worden, deren Meßabweichung auch von der umgebenden Feldverteilung abhängig ist.

Dafür werden zunächst vier exemplarische Netzwerkstrukturen realisiert, deren Strombelegung in Abhängigkeit von der Frequenz und dem Meßort bestimmt werden soll. Bei den folgenden Simulationen wird ein Zangenprototyp entsprechend Abbildung 6.4 verwendet, dessen geometrische Struktur nicht variiert wird. Der torusförmige Kern ($r_m = 25 \text{ mm}$, $r = 4 \text{ mm}$, $\mu_r = 1000$, $\epsilon_r = 1$, $\kappa = 0,01 \text{ S/m}$) hat eine runde Meßwindung ($N = 1$, $R = 8 \text{ mm}$, $a = 1 \text{ mm}$) mit einer Lastimpedanz $Z_L = 1 \Omega$. Es wird dabei vorausgesetzt, daß die Permeabilität über der Frequenz gleichbleibend hoch ist und eine Vernachlässigung des Streuflusses erlaubt. Auftretende Meßabweichungen sind somit nicht auf Streuverluste zurückzuführen.

Wie auch in der Praxis, wird die ermittelte Lastspannung U_L mit der Transferimpedanz Z_T kalibriert und führt zu einem Meßergebnis I_m . Durch Vergleich von I_m mit dem Strom am Meßpunkt I_0 der Zange kann entsprechend Abschnitt 3.2 eine relative Abweichung η angegeben werden:

$$\eta = \left(\frac{I_m}{I_0} - 1 \right) 100\% \quad \text{mit} \quad I_m = \frac{U_L}{Z_T} \quad . \quad (6.11)$$

Der Meßpunkt liegt konzentrisch im Mittelpunkt der Zange auf dem Primärleiter, wie dies in Abbildung 6.1 eingezeichnet ist.

6.4.1 Anregungsmodelle

Die sich auf einer Leiterstruktur einstellende Stromverteilung ist durch die Geometrie und die anregende Quelle bestimmt. Um eine systematische Variation unterschiedlicher Strombelegungen und deren Einflüsse auf die Meßabweichung zu ermöglichen, wurden vier unterschiedliche Anordnungen simuliert. Es wird dabei zwischen aktiven und passiven Strukturen unterschieden: d.h. aktive Strukturen, die durch einen Generator, und passive Strukturen, die durch eine einfallende homogene Welle angeregt werden. Die umgebenden Feldverhältnisse in Form von Nieder- bzw. Hochimpedanzfeldern werden durch die Art der Leiterstruktur (Stab- und Schleifenform) geprägt. Eine Gegenüberstellung der vier Anregungsmodelle ist in Abbildung 6.6 zu sehen.

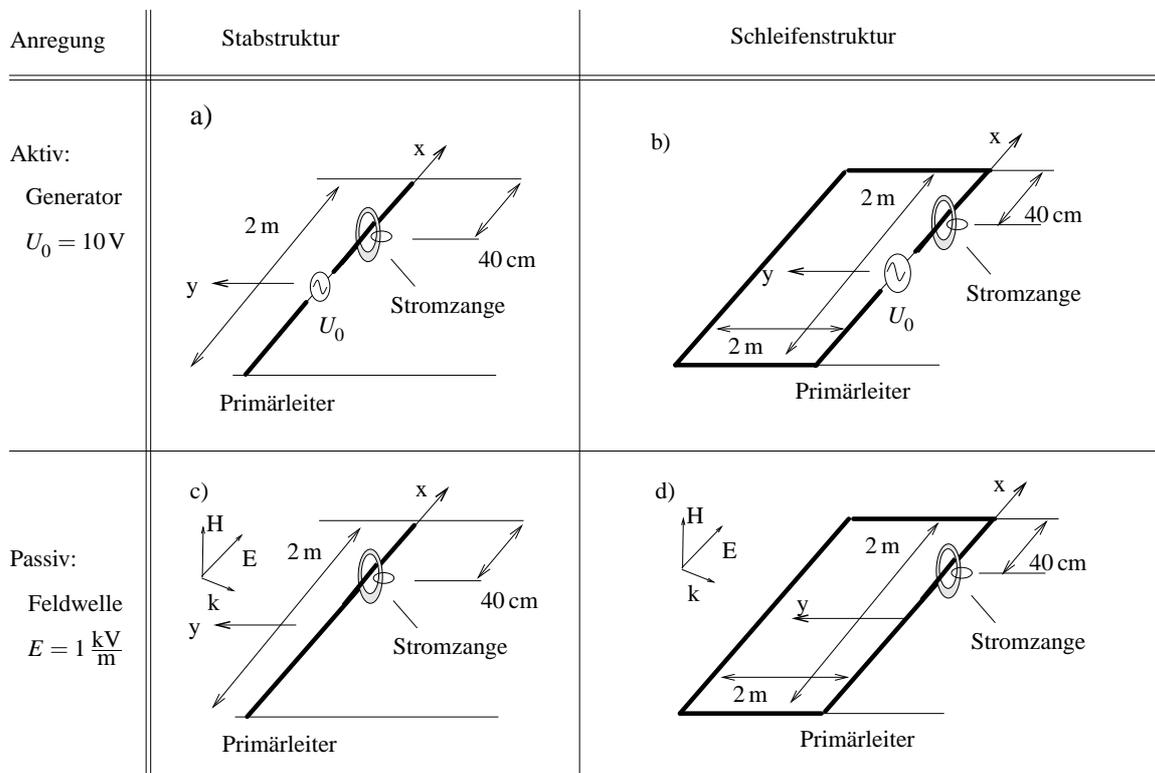


Abbildung 6.6: Stab- und Schleifenstruktur bei aktiver Anregung durch einen Generator ($U_0 = 10\text{ V}$) oder als passive Struktur im ebenen Wellenfeld ($E = 1000\text{ V/m}$). Die Stromzange ist in dieser Abbildung nur schematisch dargestellt, modelliert wird sie entsprechend Abbildung 6.4.

Die Geometrie ist mit einer Kantenlänge von 2 m deutlich größer als die Sonde. So erhält man im simulierten Frequenzbereich eine resonante, vom Ort abhängige Strombelegung der betreffenden Struktur. Die ausgeprägten Minima und Maxima erlauben die Untersuchung, inwiefern die Meßabweichung durch die Sondenposition beeinflusst wird.

6.4.2 Vergleich der Meßabweichung

In der folgenden Abbildung 6.7 wird das Meßsignal einer Stromzange an der aktiven Stabstruktur aus Abbildung 6.6 dargestellt. Die Sonde befindet sich im Abstand von $h = 40$ cm zum Stabende. Eine Variation des Meßpunktes und die Bestimmung der Stromamplitude in Abhängigkeit vom Ort sind gleichbedeutend mit der Veränderung der Frequenz. Prinzipiell sind dieselben Effekte und Einflüsse auf die Meßabweichung zu beobachten, so daß hier die Meßergebnisse bei der Bewegung der Sonde nicht weiter beschrieben werden.

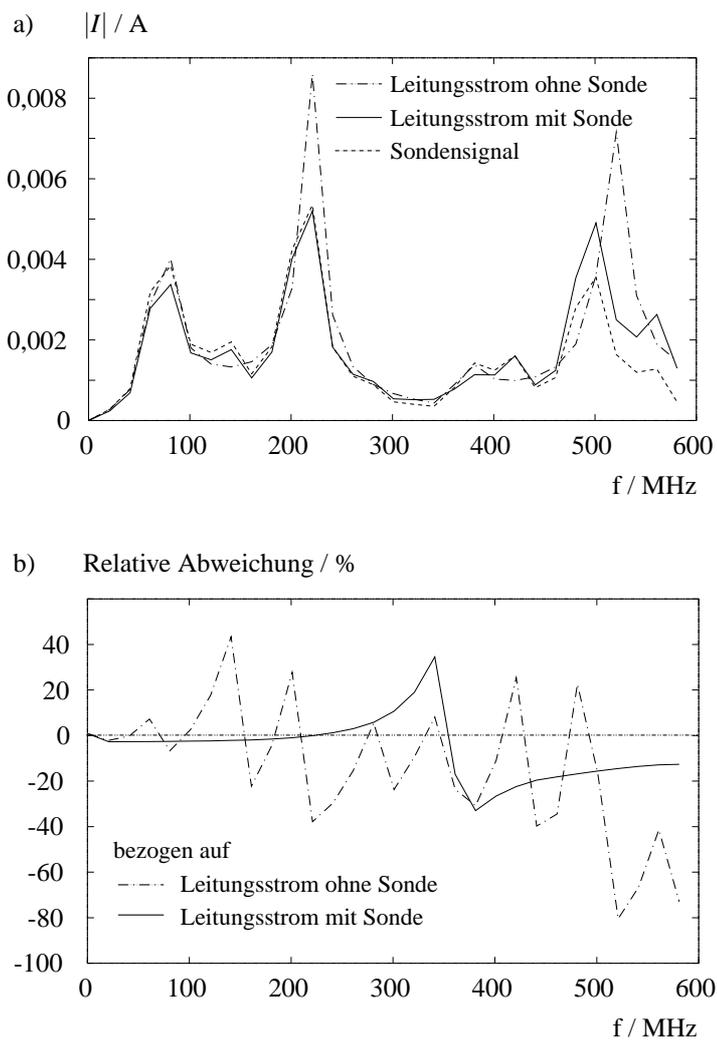


Abbildung 6.7: a) Stromamplitude der aktiven Stabstruktur aus Abbildung 6.6 im Vergleich zur verzerrten Strombelegung und zu den von der Sonde bestimmten Werten, b) resultierende Meßabweichung bei Bezug auf die Originalstrombelegung und die verzerrte Strombelegung.

Die ungestörte Stromamplitude auf dem Stab weist Resonanzen entsprechend seiner Länge im Abstand von ca. 140 MHz auf. Die von der Sonde ermittelten Werte bilden die Originalstrombelegung am Meßort nur näherungsweise nach. Beim Vergleich der Meßergebnisse mit

der verzerrten Stromverteilung ist eine deutlich bessere Übereinstimmung zu beobachten. Dazu werden in Abbildung b) die beiden relativen Meßabweichungen miteinander verglichen: Bei Bezug der von der Zange bestimmten Stromamplitude auf den Originalstrom weist der Verlauf der Abweichung unregelmäßige Resonanzen bis zu $\pm 50\%$ auf. Im Gegensatz dazu ist die Abweichung, bezogen auf die verzerrte Strombelegung, in einem weiten Bereich fast gleich Null. Allein zwischen 300 und 400 MHz tritt eine einzelne Resonanz auf. Um deren Ursache beschreiben zu können, ist nicht die Abhängigkeit der Stromamplitude von der Frequenz ausschlaggebend, sondern die örtliche Stromverteilung auf dem Leiter. Dazu ist in Abbildung 6.8 die Originalstrombelegung mit der durch die Zange verzerrten Strombelegung für verschiedene Frequenzen aufgetragen. In dem betreffenden Frequenzbereich führt eine Nullstelle der Stromverteilung zu dem Anstieg der Meßabweichung.

Das Verhalten der Zangen an den anderen Strukturen aus Abschnitt 6.4.1 wurde in gleicher Weise untersucht. Es ergibt sich kein grundsätzlich anderer Zusammenhang von Originalstrom und Meßabweichung. Diese ist nur indirekt mit der Art der Anregung verknüpft, da die eingepreßte Quelle die Stromamplitude am Meßort mitbestimmt.

Auch innerhalb der nutzbaren Bandbreite von Stromzangen kommt es zu Abweichungen. Sie treten jedoch in einer weit geringeren Höhe auf, als es bei den Feldsonden zu beobachten war. Die Meßabweichung der Zange ist eng mit ihrer Rückwirkung auf die Originalstrombelegung verknüpft. Die Zange mißt nicht den Originalstrom, sondern die Amplitude des verzerrten Stromes. Ausnahmen sind Bereiche, in denen die Strombelegung am Meßort ein Minimum entlang der Ortskoordinate aufweist. Dabei spielt die Art der Anregung nur eine untergeordnete Rolle. Daraus folgt unmittelbar, daß bei einer Verringerung der Stromverzerrung, also der Rückwirkung, ebenso auch die Meßabweichung zurückgeht. Der Aspekt der Rückwirkung wird im nächsten Abschnitt behandelt. Der Zusammenhang mit der Meßabweichung wird zum Schluß noch einmal bei Anwendung einer Kompensationsbeschaltung deutlich.

6.4.3 Rückwirkung auf den Originalstrom

Bei der bisherigen Untersuchung lag der Schwerpunkt auf der möglichen Meßabweichung von Stromzangen. Von gleicher Bedeutung ist ihre Rückwirkung, da die Zange zu einer Verzerrung der Strombelegung des Primärleiters führt. Auch über Entfernungen, die dem Vielfachen der Sondengröße entsprechen, kann die Veränderung der Strombelegung insbesondere von Signalleitungen zu empfindlichen Störungen angeschlossener Systeme und Schaltungen führen. Um diese Problematik zu untersuchen, wird auf das T-Ersatzschaltbild aus Abbildung 6.2 und die Einfügungsimpedanz Z_{ins} zurückgegriffen. An den oben genannten Beispielstrukturen wird die Rückwirkung auf den Originalstrom untersucht.

Einfügungsimpedanz: Das Verhalten der Stromzange wurde bereits am Anfang des Kapitels durch das T-Ersatzschaltbild eines idealen Übertragers beschrieben. Mit diesem wird als Maß für die Rückwirkung der Stromzange die Einfügungsimpedanz Z_{ins} hergeleitet, die sich aus der Differenz der Impedanz Z_1 am Meßort mit der Zange und der Eigenimpedanz des Meßleiters Z_{10} ergibt:

$$Z_{ins} = Z_1 - Z_{10} = j\omega L_1 + \frac{\omega^2 M^2}{Z_L + j\omega L_2} - j\omega L_{10} \quad . \quad (6.12)$$

Neben der Lastimpedanz Z_L ist sie von der Induktivität L_2 der Stromzange und der Gegeninduktivität M der miteinander verkoppelten Spulen abhängig. Beide Werte ergeben sich aus dem Verlauf der Transferimpedanz. Zu unterscheiden ist zwischen der Eigeninduktivität des Primärleiters L_{10} (ohne Zange) und der Induktivität L_1 . Bei dieser befindet sich die Zange am Meßort, jedoch mit einer stromlosen Meßwicklung.

Millanta [74] hat Gleichung (6.12) weiter vereinfacht, indem er von einer idealen Verkoppelung und einem Streufluß gleich Null ausging. Mit $M = \sqrt{L_1 L_2}$ konnte er so die Einfügungsimpedanz über der Frequenz darstellen, mit einem allerdings fragwürdigen Ansatz zur Bestimmung der Eigeninduktivität L_{10} des Meßleiters.

Hier wird ein anderer Weg gewählt, um die Einfügungsimpedanz der Zange zu bestimmen: Sie kann mit numerischen Mitteln nicht direkt ermittelt werden, da ein Eingangstor entsprechend dem T-Ersatzschaltbild nicht vorliegt. Die Rückwirkung der Zange auf den Strom des Primärleiters kann jedoch durch eine Ersatzimpedanz Z_{ers} nachgebildet werden, die zu der gleichen Stromverzerrung führt, wie sie auch die Zange verursacht. Bei einzelnen Frequenzen wird aus der Ersatzstrombelegung und der nachzubildenden Stromverteilung ein integraler Fehler bestimmt, der von dem Wert der Ersatzimpedanz abhängig ist. Mit einem iterativen Verfahren wird das Minimum dieser Fehlerfunktion gesucht.

Als Beispiel wird die durch einen Generator gespeiste Stabstruktur entsprechend Abbildung 6.9 verwendet. Neben dem Originalverlauf der Stromverteilung ist die verzerrte sowie die aus der Ersatzimpedanz resultierende Strombelegung über der Stabkoordinate aufgetragen. Für eine Zange mit der Struktur und Maßen entsprechend Abbildung 6.4 erhält man auf diesem Wege eine Ersatzimpedanz $Z_{ers} = j\omega L_{ers}$ mit $L_{ers} \approx 104 \text{ nH}$. Diese führt, wie die Impedanz Z_{ins} der Zange, zu einer vergleichbaren Stromverzerrung entlang des Stabes. Einzig am Ort der Sonde treten Unterschiede auf, da in diesem Bereich auch kapazitive Koppelungseffekte der Meßschleife zum Primärleiter auftreten.

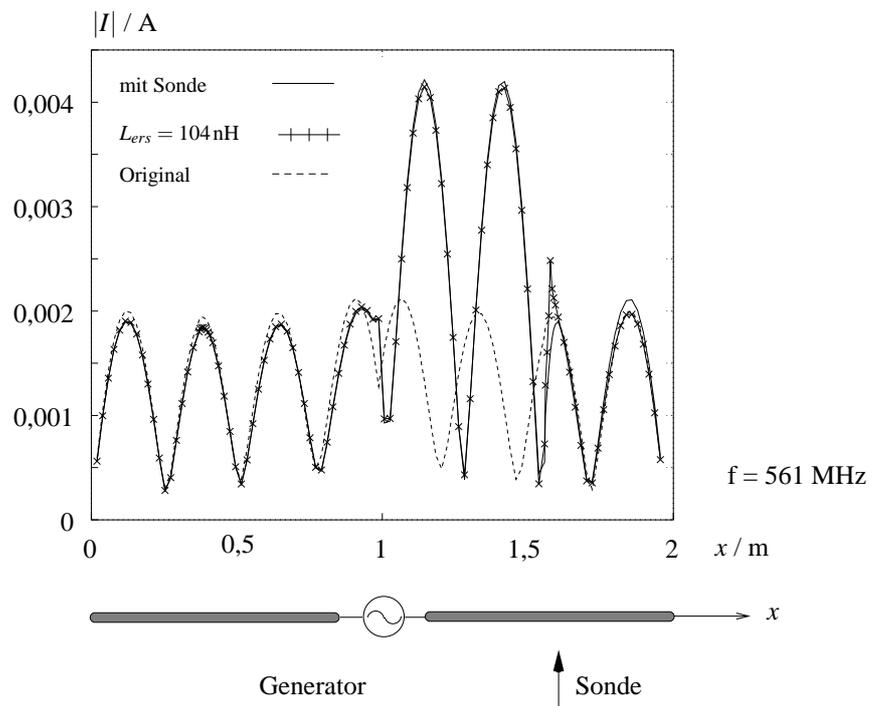


Abbildung 6.9: Nachbildung der Sondenrückwirkung durch die Ersatzimpedanz $Z_{ers} = j\omega L_{ers}$.

Mit der Gegeninduktivität $M = 450 \text{ nH}$ und der Schleifeninduktivität $L_2 = 500 \text{ nH}$ kann durch Gleichung (6.12) die gesuchte Induktivität $L_1 - L_{10}$ bestimmt werden:

$$L_{ins} = L_1 - L_{10} = \frac{1}{j\omega} \left[Z_{ers} - \frac{\omega^2 M^2}{Z_L + j\omega L_2} \right] \approx 505 \text{ nH} \quad . \quad (6.13)$$

In Abbildung 6.10 ist die resultierende Einfügungsimpedanz im Vergleich zur Ersatzimpedanz Z_{ers} aufgetragen, oberhalb von $f = 1 \text{ MHz}$ weisen beide, wie gefordert, den gleichen Betrag auf.

Durch eine Verstärkung der induktiven Koppelung bzw. einen kleineren Streufluß kann eine Verringerung der Einfügungsimpedanz und damit eine geringere Rückwirkung erzielt werden. Im allgemeinen gilt

$$M \leq \sqrt{L_1 L_2} \quad \rightarrow \quad L_1 \geq \frac{M^2}{L_2} = 405 \text{ nH} \quad . \quad (6.14)$$

Wird zunächst die Induktivität L_{10} gegenüber L_1 vernachlässigt, so erhält man bei vollständiger Verkoppelung einen Verlauf, wie er in Abbildung 6.10 dargestellt ist. Für Frequenzen über 1 MHz wird der Betrag $Z_{ins} \approx 0,9 \Omega$ und führt zu einer nur noch minimalen Rückwirkung auf den Originalstrom.

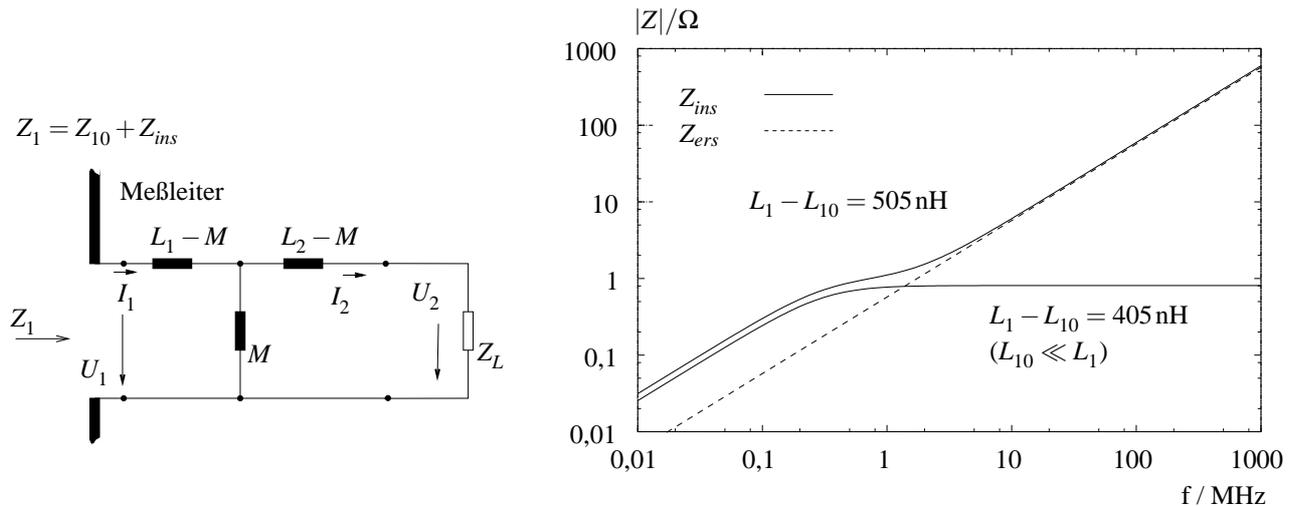


Abbildung 6.10: Ersatzschaltbild zur Nachbildung der Sondenrückwirkung auf den Primärleiter: Resultierende Einfügungsimpedanz Z_{ins} , die am Meßort auf den Primärleiter zurückwirkt.

Der Einfluß der Induktivität L_{10} kann besonders einfach beschrieben werden, wenn wieder von idealer Koppelung mit einer maximalen Gegeninduktivität $M = \sqrt{L_1 L_2}$ ausgegangen wird. Die Einfügungsimpedanz wird dann mit $M = L_2/N$

$$Z_{ins} = \frac{1}{N^2} \frac{j\omega L_2 Z_L}{Z_L + j\omega L_2} - j\omega L_{10} \quad . \quad (6.15)$$

Sie weist drei Bereiche auf: Einen differenzierenden Bereich bis $f_1 = Z_L/2\pi L_2$, einen konstanten Bereich oberhalb von f_1 und wiederum einen differenzierenden ab $f_2 = Z_L/2\pi L_{10}$. Der erneute Anstieg für steigende Frequenzen ist also einerseits auf die Eigeninduktivität L_{10} des Meßleiters und andererseits auf den nicht zu vernachlässigenden Streufluß der Zange zurückzuführen.

Rückwirkung in Abhängigkeit von der Meßposition: Die Rückwirkung einer Stromzange auf die Strombelegung des Primärleiters wird nicht nur von ihrer Einfügungsimpedanz, sondern auch von der Originalstrombelegung am Meßort bestimmt. Dabei ist die Meßposition der Sonde im Vergleich zur Stromverteilung auf dem betreffenden Leiter ausschlaggebend, wie dies bereits mit Abbildung 6.8 dokumentiert wurde. In Abbildung 6.11 wird die Strombelegung

einer mittig gespeisten Stabstruktur bei den Frequenzen $f = 201 \text{ MHz}$ und $f = 361 \text{ MHz}$ betrachtet. Die Strombelegung des Primärleiters wird nur unwesentlich verzerrt, wenn die Sonde in einem Stromminimum positioniert ist, wie dies in Abbildung a) durch den Vergleich der Originalamplitude (punktierte Linie) mit der verzerrten Strombelegung (durchgezogene Linie) deutlich wird. Demgegenüber wird die Verzerrung der Strombelegung maximal, wenn die Zange sich in einem Strombauch befindet, Abbildung b). In diesem Fall unterscheiden sich der Originalstrom und die durch die Sonde verzerrte Stromverteilung fast um den Faktor zwei. Die induktive Belastung durch die Einfügungsimpedanz Z_{ins} stellt eine Speicherung magnetischer Energie dar, die proportional dem Quadrat der Stromamplitude am Meßort ist und bei einem dortigen Minimum auch nur minimal zurückwirkt.

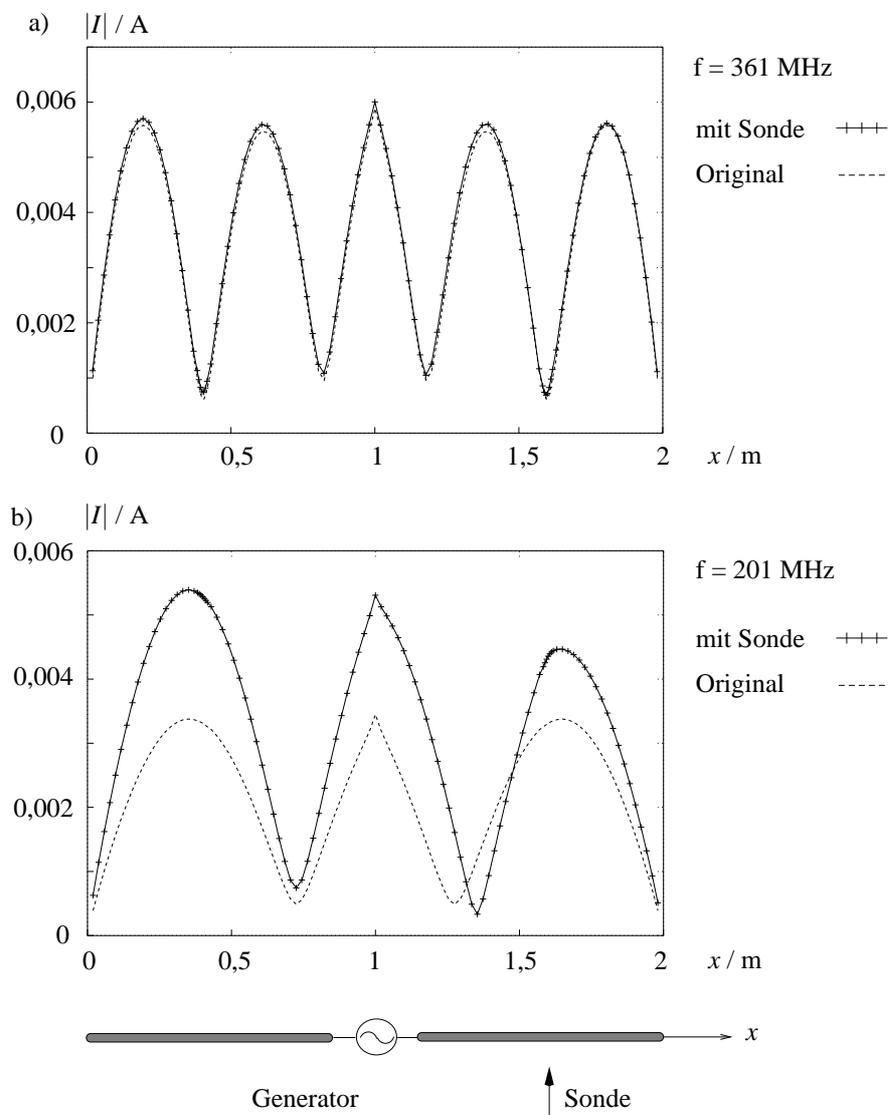


Abbildung 6.11: Verzerrung der Strombelegung: a) Sonde in einem Minimum, b) Sonde im Strommaximum.

Durch den Vergleich der verzerrten Strombelegung und des Originalstroms kann eine relative Differenz berechnet werden. Zusätzlich zu der Abhängigkeit von der Stabkoordinate soll nun auch die von der Frequenz berücksichtigt werden, so daß man die relative Abweichung als Funktion zweier Variablen wie in Abbildung 6.12 a) erhält. Über der Frequenz lassen sich zwei Bereiche maximaler Rückwirkung bei ca. 200 MHz und ca. 520 MHz unterscheiden, während bei ca. 360 MHz und bei niedrigen Frequenzen kleiner 100 MHz die Rückwirkung gleich Null ist. Diese Frequenzabhängigkeit der Rückwirkung ist auf den Einfluß der Zangenposition im Vergleich zu den Minima und Maxima der Originalstrombelegung zurückzuführen, wie es mit Hilfe von Abbildung 6.11 beschrieben wurde.

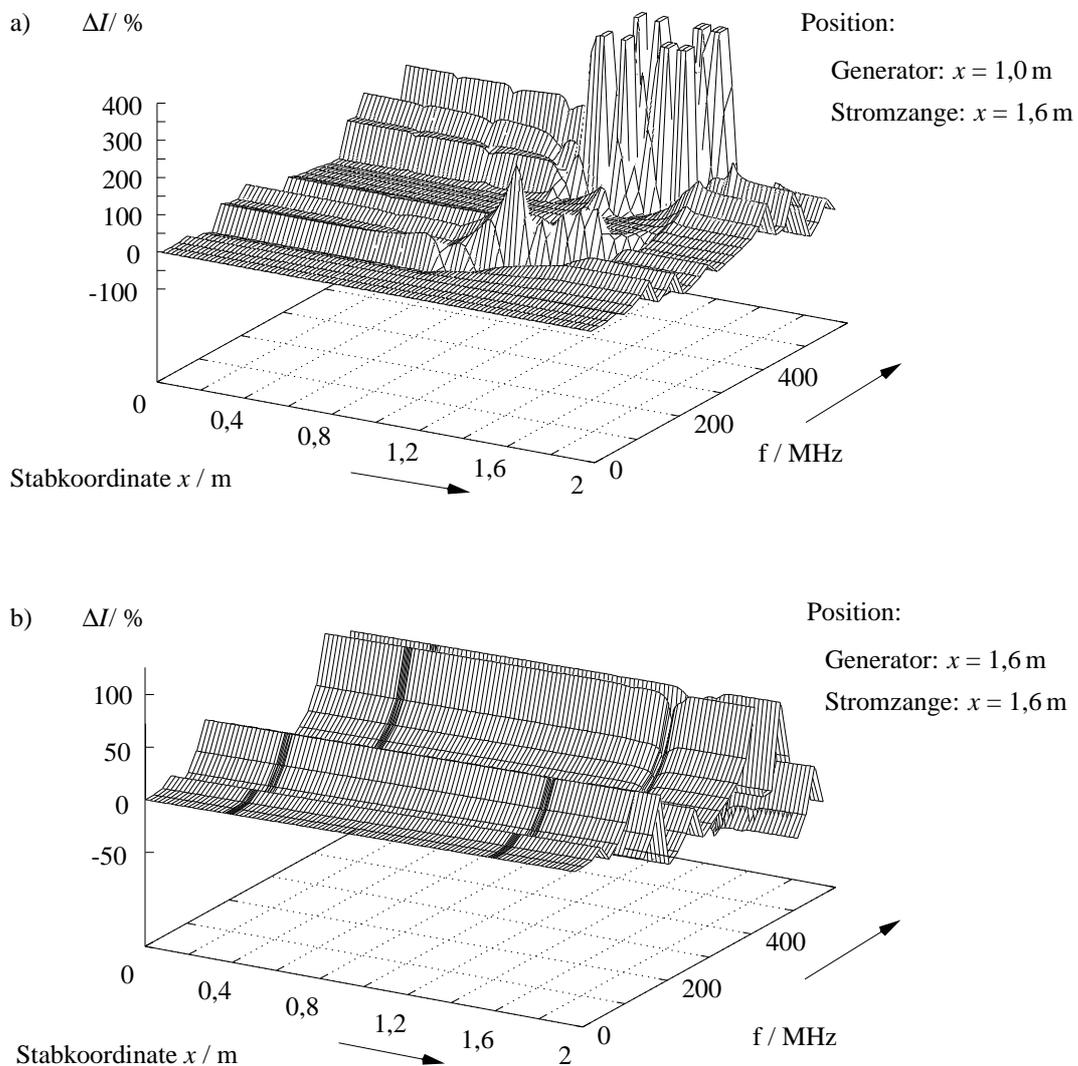


Abbildung 6.12: Sondenrückwirkung auf die Strombelegung eines langen Leiters entsprechend Abbildung 6.6 ($l = 2 \text{ m}$, Speisung mit $U_0 = 10 \text{ V}$).

Die Verzerrung der Strombelegung als Funktion des Ortes kann ebenfalls in mehrere Bereiche unterteilt werden: Die Veränderung für Koordinaten von $x = 0$ bis 1 m ist nahezu konstant über dem Ort und nur von der Frequenz abhängig. Ebenso verhält sich die Stromverzerrung im Bereich von der Sonde bis zum Stabende, also zwischen $x = 1,60$ und 2 m. Zwischen Generator- und Sondenposition kommt es jedoch zu sehr ausgeprägten Differenzen.

Für eine Erklärung dieses Verhaltens muß man bedenken, wodurch die Strombelegung auf der Stabstruktur festgelegt wird: Abgesehen von den Randbedingungen an der Drahtoberfläche, bestimmen die Stabenden (Strom $I = 0$) und der Speisegenerator $U_0 = 10\text{ V}$ die Stromverteilung. Durch den Generator wird über die Klemmenimpedanz ein Strom $I = U_0/Z_A$ eingeprägt. Jedes Stabsegment steht über den Strom am Anfang und am Ende mit benachbarten Segmenten in Verbindung, wobei die Strahlungsverkoppelung vergleichsweise klein ist.

Die Belastung mit der Einfügungsimpedanz Z_{ins} der Stromzange führt zu einer weiteren Randbedingung, die sich auch auf die Klemmenimpedanz auswirkt. Der neue Klemmenstrom bewirkt eine diesem proportionale Veränderung der Stromverteilung, die unabhängig vom Ort für Stabkoordinaten $0 \leq x \leq 1\text{ m}$ zu beobachten ist. Für Koordinaten größer 1 m stellt sich aufgrund der Einfügungsimpedanz eine vollkommen andere Strombelegung ein. Allein für $x \rightarrow 2\text{ m}$, beim Stabende, ist ab dem Strommaximum die Verzerrung wieder unabhängig vom Ort, da hier die Stromverteilung durch die Nullstelle des Stromes geprägt wird. Deutlich wird dies auch in Abbildung 6.11 bei einzelnen Frequenzen.

Das Ausmaß dieser Verzerrung wird wesentlich von dem Abstand zwischen den eingeprägten Randbedingungen und der Sondenposition bestimmt; je geringer dieser ist, desto kleiner wird die Ortsabhängigkeit der Stromverzerrung. In Abbildung 6.12 b) befinden sich Sonde und Speisegenerator an gleicher Position bei $x = 1,6\text{ m}$. Die Einfügungsimpedanz liegt parallel zur Klemmenimpedanz und bewirkt allein eine von der Frequenz abhängige Veränderung der Strombelegung. Über der Stabkoordinate ist die Rückwirkung in diesem Fall konstant.

In diesem Abschnitt wurde die Rückwirkung der Stromzange auf die Originalstrombelegung beschrieben. Neben der Einfügungsimpedanz ist auch die Stromamplitude am Meßort selbst für die Höhe der Rückwirkung ausschlaggebend. Die Stromverteilung wird von der Geometrie und den eingeprägten Quellen der Struktur bestimmt. Sie weist ausgeprägte Minima und Maxima auf, sobald die Kabellänge um ein Vielfaches größer als die Wellenlänge wird. Befindet sich die Stromzange in einem Minimum, ist die Rückwirkung aufgrund kapazitiver Effekte auf die engste Umgebung beschränkt. Hingegen wirkt sie auf die Strombelegung der gesamten Struktur und führt zu starken Verzerrungen, sobald sie sich in einem Strombauch befindet. Die Rückwirkung der Stromsonde orientiert sich also nicht allein an der Einfügungsimpedanz, sondern auch an der magnetischen Energie

$$W_m = \frac{1}{2}LI^2 \quad (6.16)$$

am Meßort. Für eine geringe Rückwirkung sollte einerseits nahe einer eingepprägten Quelle oder Senke gemessen werden, wie z.B. vor der Kabeldurchführung an der Gehäuseoberfläche. Andererseits kann durch eine Verringerung der Einfügungsimpedanz eine Stromverzerrung vermieden werden. Im folgenden Abschnitt wird ein weiterer Weg beschrieben, wie dies durch eine Kompensationsbeschaltung der Stromzange erzielt werden kann.

6.5 Optimierungsansätze

Bei der Untersuchung der Einfügungsimpedanz Z_{ins} in Gleichung (6.12) zeigte es sich, daß durch eine Verringerung des Streuflusses eine Minimierung der Rückwirkung erreicht werden kann. Diesem Ziel ist jedoch unter praktischen Gesichtspunkten (der endlichen Permeabilität, der Meßwicklung, Gehäuse etc.) eine Grenze gesetzt, der man sich beim Design der Stromzange bereits genähert hat. Ein weiterer Freiheitsgrad ist jedoch der Lastwiderstand, der als komplexe Impedanz Z'_L gleichzeitig kompensierende Wirkung auf den resultierenden Verlauf von Z_1 hat.

Mit Ansatz von

$$Z_{ins} = Z_1 - Z_{10} = j\omega(L_1 - L_{10}) + \frac{\omega^2 M^2}{Z'_L + j\omega L_2} = 0 \quad (6.17)$$

erhält man mit $L_1 - L_{10} = 505 \text{ nH}$ für die neue Lastimpedanz Z'_L

$$Z'_L = -j\omega \left[L_2 - \frac{M^2}{L_1 - L_{10}} \right] \approx -j\omega 119 \text{ nH} \quad (6.18)$$

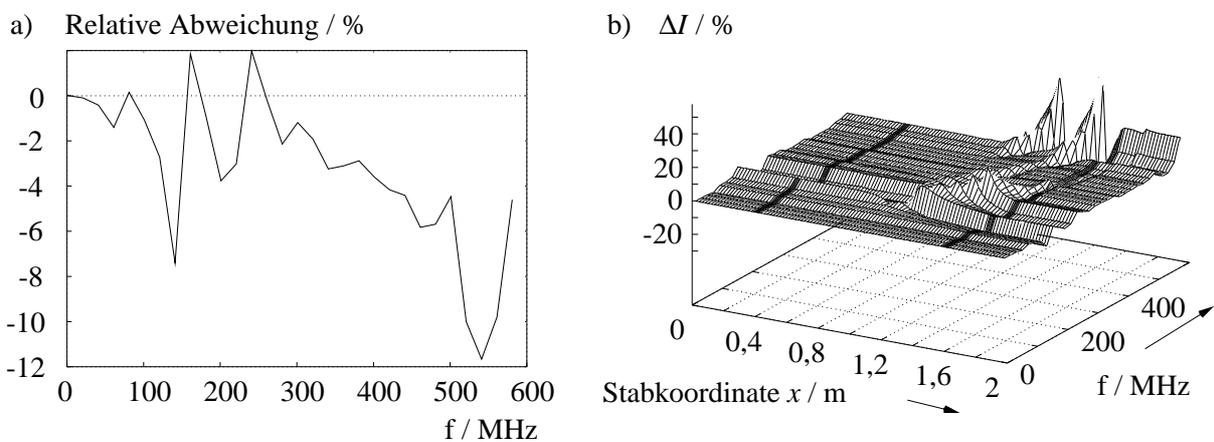


Abbildung 6.13: Meßabweichung und Verzerrung der Strombelegung bei einer komplexen Lastimpedanz $Z'_L = R' + j\omega L'$ mit $R' = 0,8 \Omega$ und $L' = -119 \text{ nH}$.

Die auf diesem Wege resultierende Last $Z'_L = R' + j\omega L'$ mit den einzelnen Elementen $R' = 0,8 \Omega$ und $L' = -119 \text{ nH}$ führt zu Ergebnissen, wie sie in Abbildung 6.13 dargestellt werden. Sowohl die Meßabweichung als auch die Stromverzerrung auf dem Meßleiter sind um mehr als den Faktor 10 niedriger als die vergleichbaren Werte aus Abbildung 6.7 b) bzw. 6.12 a). Die notwendige negative Induktivität muß als aktives Bauelement mit Hilfe eines Operationsverstärkers realisiert werden. Die Verringerung von Abweichung und Rückwirkung geht dabei auf Kosten der Empfindlichkeit der Stromzange, was heutzutage aufgrund der zunehmend besseren Meßdynamik kein wesentliches Problem darstellt.

6.6 Zusammenfassung

Die Eigenschaften von Stromzangen sind in der Vergangenheit über die Analogie zum Übertrager hergeleitet worden. Die Ergebnisse sind auf Frequenzbereiche beschränkt, bei denen die Stromsonde durch ein Ersatzschaltbild wie in Abbildung 6.1 mit diskreten Elementen nachgebildet wird. Empirische Erfahrungen, basierend auf praktischen Messungen, haben die Gültigkeit dieses Ansatzes bestätigt. Typische Kennwerte sind die Transferimpedanz und die Einfügungsimpedanz. Erkenntnisse über mögliche Meßabweichungen sind bisher nicht veröffentlicht worden. Die Rückwirkung wurde einzig durch die aus dem Ersatzschaltbild resultierende Einfügungsimpedanz beschrieben.

Die Transferimpedanz wird durch die Zangengeometrie charakterisiert. Wesentliches Merkmal für die Güte der Zange ist die Permeabilität des Ferritkerns, wodurch die Höhe des Streuflusses festgelegt wird. Die nutzbare Bandbreite wird durch die Materialeigenschaften des Kerns in Abhängigkeit von der Frequenz vorgegeben. Bei kommerziellen Zangen ist die Abnahme der Kernpermeabilität mit steigender Frequenz so stark, daß der Resonanzbereich der Transferimpedanz nicht deutlich wird. Bei einer ausreichend hohen Permeabilität ist der verbleibende Streufluß zu vernachlässigen und die Transferimpedanz unabhängig von der Ausrichtung der Sonde.

Die Meßabweichung der modellierten Stromzangen wurde im differenzierenden und konstanten Amplitudenbereich der Transferimpedanz untersucht. Unabhängig von der Leitungsgeometrie oder der Speisung weist die Meßabweichung in diesem Bereich der Transferimpedanz hohe Werte bis ca. $\pm 50\%$ auf. Der Vergleich der Meßergebnisse mit der verzerrten Strombelegung verdeutlicht, daß nicht die Originalstrombelegung, sondern die Stromamplitude bestimmt wird, die sich mit der Zange am Meßpunkt einstellt.

Die Rückwirkung der Zange wird durch zwei Faktoren beeinflusst: die Einfügungsimpedanz der Stromsonde und die Originalstrombelegung am Meßort. Ein Maß für beide Größen ist die am betreffenden Punkt gespeicherte magnetische Energie $W = 1/2LI^2$.

Die Amplitude der Originalstrombelegung I am Meßort gibt Aufschluß über die Rückwirkung der Sonde. Befindet sich die Sonde an einem Stromminimum entlang des Leiters, ist die resultierende Verzerrung der Stromverteilung durch kapazitive Effekte auf die Umgebung der Sonde beschränkt. Anders, wenn sie sich in einem Strombauch befindet: Dann ist die Rückwirkung entlang der gesamten Leitungsstruktur zu beobachten. Ihre Höhe hängt von den Randbedingungen und den eingprägten Quellen ab.

Die am Meßort auftretende Induktivität wird sowohl durch den Primärleiter als auch durch die Einfügungsimpedanz der Stromsonde beeinflusst. Neben der Permeabilität des Kerns und dem Streufluß ist diese auch von der Meßimpedanz abhängig, was als Ansatz zur Optimierung des Sondenverhaltens diene.

Sowohl Rückwirkung als auch Meßabweichung können um den Faktor 10 reduziert werden, indem man die Meßimpedanz variiert. Durch eine negative Induktivität wird die Einfügungsimpedanz Z_{ins} im untersuchten Frequenzbereich kompensiert.

Kapitel 7

Praktische Beispiele

In den vorherigen Abschnitten wurden an einigen Strukturen die grundlegenden Mechanismen geschildert, auf welche Weise die Meßabweichung von Feld- und Stromsonden beeinflusst wird. Es wurden dabei elementare Geometrien bevorzugt. In den folgenden Beispielen sollen die beschriebenen Einflußfaktoren auf das Verhalten der Sonden noch einmal veranschaulicht werden.

7.1 Abstrahlende Leiterschleife

In diesem ersten Beispiel wird nochmals die Geometrie einer anregenden Leiterschleife aufgegriffen, wie sie bereits in Abschnitt 4.4.2 mit Abbildung 4.19 beschrieben wurde. Sie besteht aus einem Leitungsbogen mit 1 m Höhe und einer Länge von 1,50 m. Er wird an der Verbindungsstelle zur leitenden Ebene von einem Generator mit $U = 1 \text{ V}$ gespeist und an der anderen Seite mit einem Widerstand gleich 100Ω belastet.

In Abbildung 4.19 war die Meßabweichung des einfachen Stabdipols mit der lokalen Feldinhomogenität am Meßpunkt 20 cm unterhalb des horizontalen Leiterstücks dargestellt worden. Dieser Meßpunkt hat entsprechend den Ergebnissen aus Kapitel 4.4.1 eine ausreichende Entfernung vom Doppelten der Sondengröße, so daß die zu beobachtende Meßabweichung im wesentlichen auf die lokale Feldinhomogenität zurückzuführen ist.

Hier wird die Meßabweichung weiterer Sondentypen beschrieben - in Abbildung 7.1 a) die des Dipols, verschiedener Kegelsonden und des Kegeldipols (Sondengrößen $L = 10 \text{ cm}$, $Z_L = 1 \text{ M}\Omega$). Von allen untersuchten Sonden weisen die Ergebnisse des offenen Kegeldipols (ohne Kappe) die geringsten Meßabweichungen vom ungestörten Feldwert auf. Nur in niedrigen Frequenzbereichen innerhalb der nutzbaren Bandbreite der einzelnen Sondentypen (siehe Tabelle 4.1) besitzen auch die anderen ähnlich gute Eigenschaften.

In Abbildung b) wird das Meßverhalten des Dipols mit Kegeldipolen unterschiedlicher Öffnungswinkel α verglichen (Sondengrößen $L = 10 \text{ cm}$, $Z_L = 1 \text{ M}\Omega$). Die schlanken Kegeltypen weisen

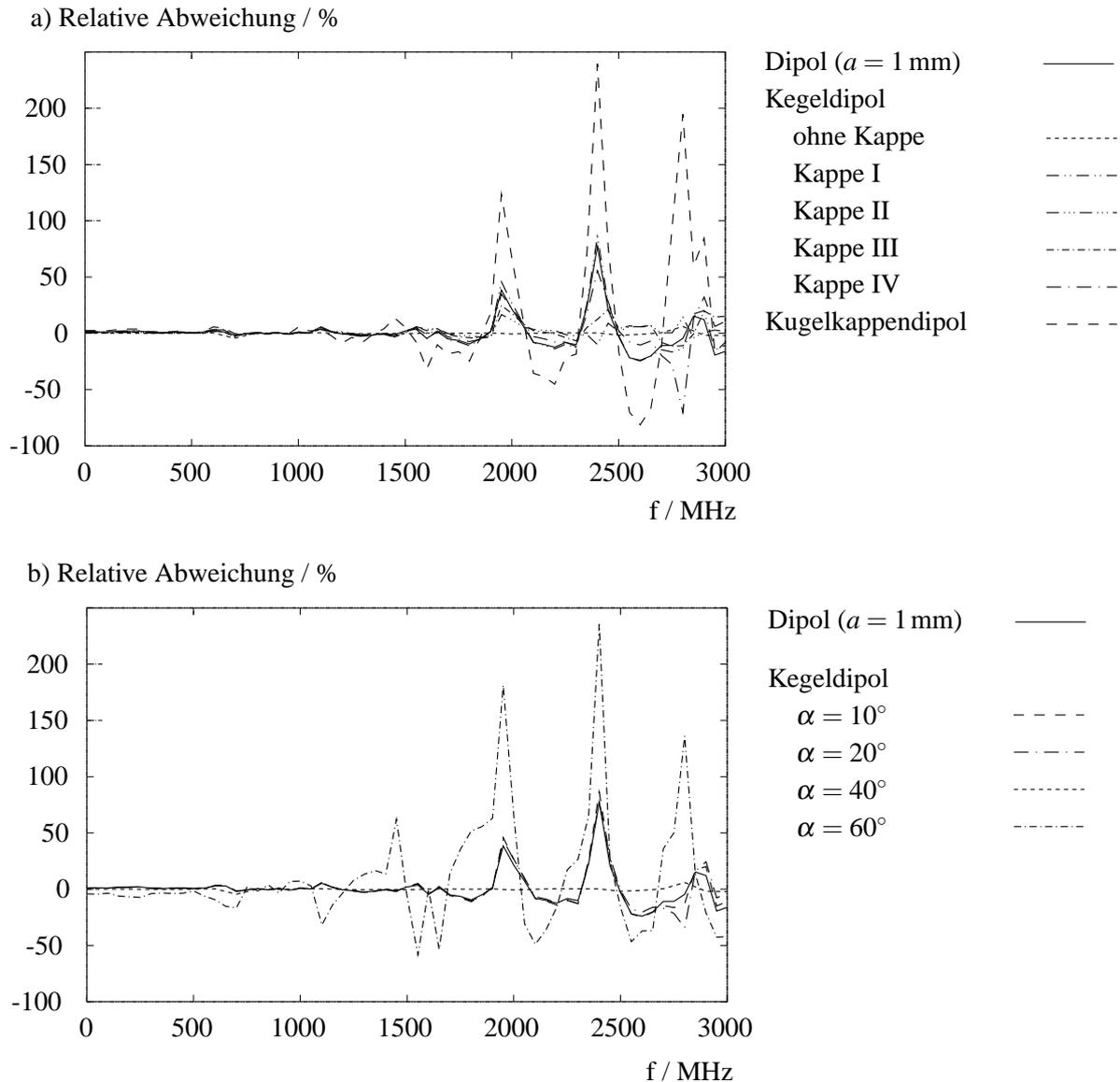
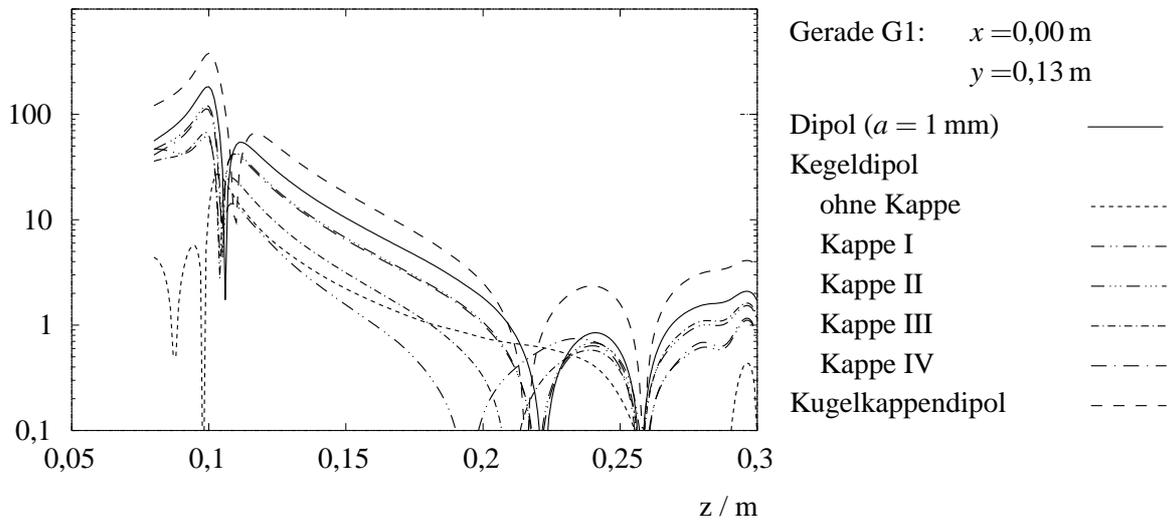


Abbildung 7.1: Relative Meßabweichung η am Meßpunkt $z = 0,80$ m im Feld der Leiterschleife aus Abbildung 4.19. a) Vergleich von Dipol, Kegeldipol mit verschiedenen Kappen (Öffnungswinkel $\alpha = 40^\circ$) und Kugelkappendipol aus Abbildung 4.3. b) Vergleich Dipol mit offenem Kegeldipol unterschiedlicher Öffnungswinkel. Sondendaten: $L = 10$ cm, $R_L = 1$ M Ω .

eine Abweichung auf ähnlich der des Dipols. Bei einem Öffnungswinkel $\alpha = 40^\circ$ wird in Übereinstimmung mit der in Kapitel 4.3.1 bestimmten nutzbaren Bandbreite ($f_{max} = 3600$ MHz) die Abweichung über dem gesamten dargestellten Frequenzbereich minimal. Für größere Kegelloffnungen (z.B. $\alpha = 60^\circ$) weist die Sondenstruktur mit gleicher Höhe $L = 10$ cm einen so großen Radius auf, daß die lokale Feldinhomogenität auch bei niedrigen Frequenzen durch das integrale Verhalten der Sonde in das Meßergebnis eingeht.

a) Relative Abweichung / %



b) Relative Abweichung / %

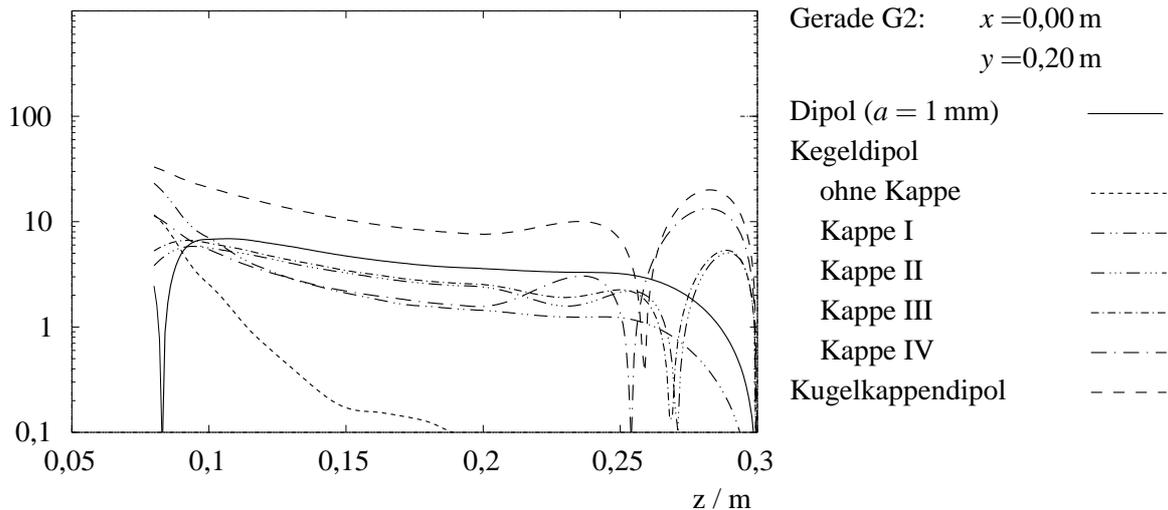


Abbildung 7.3: Meßabweichung des Dipols, Kegeldipols und Kugelkappendipols bei $f = 101$ MHz entlang der Geraden G1 und G2 aus Abbildung 7.2.

In Abbildung a) entlang der Geraden G1 treten selbst innerhalb der nutzbaren Bandbreite aller Sonden bis zu einer Entfernung von ca. 15 cm Abweichungen von mehr als 20 % auf. Bis zu diesem Abstand ist nicht allein die Bandbreite der Sonde ausschlaggebend für die Güte der Meßergebnisse, sondern deren geometrische Struktur und die umgebende Feldverteilung entlang der Oberfläche. Aufgrund des integralen Verhaltens der Sonden steigt die Meßabweichung in diesem Beispiel besonders stark an, da die elektrische Feldkomponente E_z bei $z \approx 10$ cm sehr klein wird und an diesem Punkt eine hohe Variation aufweist, siehe Abbildung 7.2. Eine Bestimmung der anderen beiden Feldkomponenten E_x und E_y ist zwar an diesem Meßpunkt mit einer sehr viel geringeren Meßabweichung möglich, verhilft dem Meßingenieur aufgrund der

fehlenden Kenntnis über die wahren Feldwerte jedoch zu keiner gesicherten Aussage, welche seiner Ergebnisse als vertrauenswürdig bezeichnet werden können.

Im Gegensatz dazu ist die Meßabweichung derselben Sondentypen entlang der Geraden G2 schon ab einem Abstand von $z \approx 10\text{ cm}$ unter 20 % gesunken. Wie am Feldbild aus Abbildung 7.2 zu erkennen ist, weist die E_z -Komponente entlang dieser Geraden einen stetigen Verlauf bzw. eine geringe Inhomogenität auf.

Das Beispiel verdeutlicht die Schwierigkeit, im Nahfeld streuender Strukturen eine Aussage über die Güte der Meßergebnisse zu machen. Anhand der Struktur kann nicht immer eindeutig auf den Verlauf der Feldverteilungen oder der Feldinhomogenität geschlossen werden. So ist oberhalb der abknickenden Stelle des einzelnen Kabels nicht, wie vielleicht erwartet, die deutlichste Feldvariation und höchste Meßabweichung zu beobachten. Die möglicherweise auftretende Meßabweichung führt zu einer entsprechenden Meßunsicherheit, die nur durch einen ausreichenden Mindestabstand vermieden werden kann.

7.3 Schirmdämpfung eines Gehäuses

Die Einkoppelung elektromagnetischer Felder in einen geschirmten Raum wird über die Schirmdämpfung beschrieben. Diese wird durch die Differenz der Leistungsdichte in einem Meßpunkt beschrieben, wenn nach einer Referenzmessung ohne Schirm die Leistungsdichte mit dem Schirm bestimmt wird. In der praktischen EMV-Meßtechnik wird anstelle der Leistungsdichte entweder das elektrische oder das magnetische Feld bestimmt, es gilt also

$$a_s \Big|_{\text{dB}} = 20 \log \frac{E_a}{E_i} \quad (7.1)$$

Dabei stellt E_a die elektrische Feldstärke ohne Schirm und E_i die mit Schirm dar.

Im Gegensatz zur Schirmdämpfung vollständig geschlossener Schirmhüllen wird die Schirmdämpfung von realistischen Gehäusen durch herstellungsbedingte Fugen oder funktionell erforderliche Öffnungen bestimmt. In diesem Beispiel wird ein Gerätegehäuse (Abmessungen $a = 20\text{ cm}$, $b = 40\text{ cm}$, $h = 30\text{ cm}$) untersucht, welches an der Front- und Rückseite einen spaltförmigen Lüftungsschlitz (Länge 4,25 cm, Breite 2 mm) besitzt. Je nach Meßpunkt der Feldsonde kann die resultierende Schirmdämpfung sehr unterschiedliche Werte annehmen, im allgemeinen wird durch Bewegung der Sonde versucht, eine minimale Schirmdämpfung zu bestimmen.

Bei einer Anregung mit einer ebenen homogenen Welle ($E_x = 1000\text{ V/m}$) wird von drei verschiedenen Sondentypen (Dipol, Kegeldipol und Kugelkappendipol) der Feldwert im Gehäusemittelpunkt bestimmt. Durch Bezug dieser Ergebnisse auf E_x erhält man mit Gleichung (7.1)

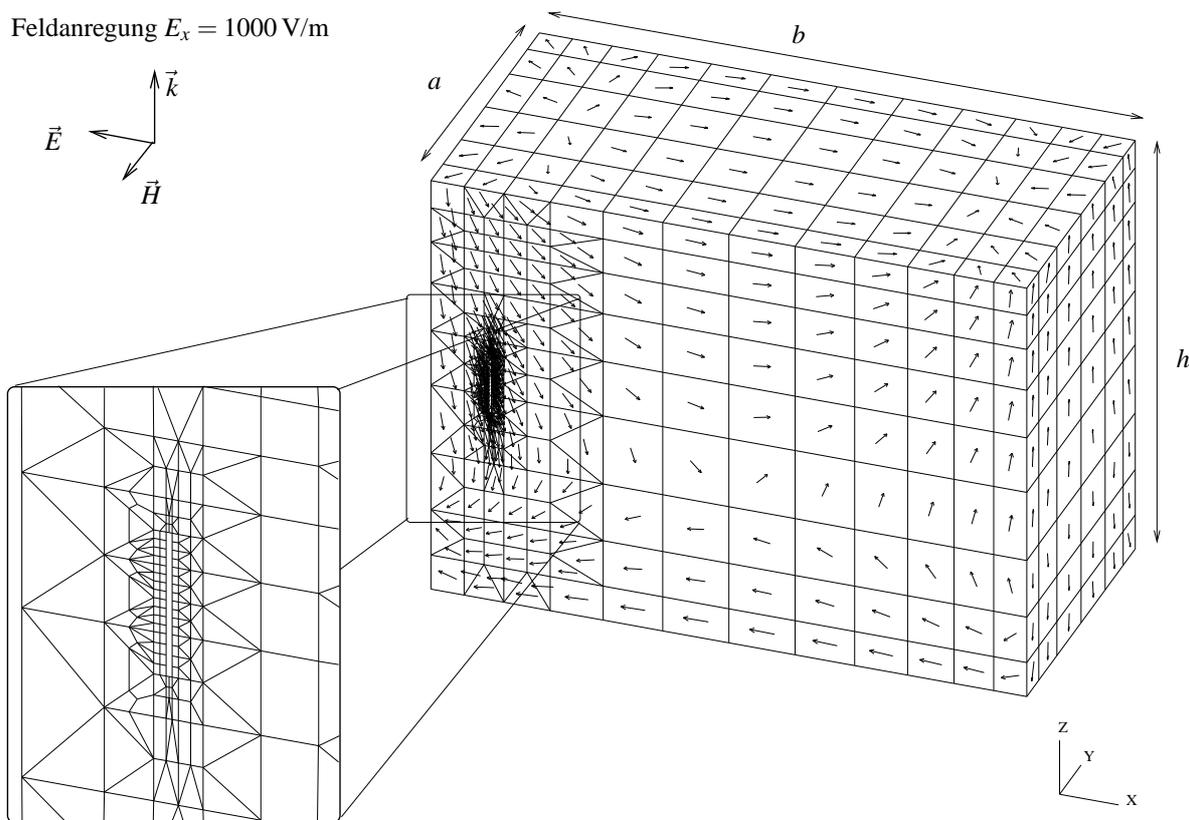


Abbildung 7.4: Gerätegehäuse ($a = 20 \text{ cm}$, $b = 40 \text{ cm}$, $h = 30 \text{ cm}$) mit Lüftungsschlitzen auf der Vorder- und Rückseite: Länge $4,25 \text{ cm}$, Breite 2 mm . Bestimmung der elektrischen Schirmdämpfung durch Anregung mit einer ebenen, homogenen Welle $E_x = 1000 \text{ V/m}$ (Stromvektoren sind nichtlinear skaliert).

die gesuchte Dämpfung. In Abbildung 7.5 werden die von den Sonden bestimmten Ergebnisse der realen Schirmdämpfung an diesem Meßpunkt gegenübergestellt.

Wie zu erwarten stellt sich für niedrige Frequenzen unterhalb 100 MHz eine sehr hohe (elektrische) Schirmdämpfung ein, in diesem Frequenzbereich sollte die Schirmdämpfung über die Messung der magnetischen Feldstärke bestimmt werden. Ab 100 MHz erhält man bis zur ersten Raumresonanz bei 900 MHz eine fast konstante Dämpfung von ca. 45 dB , die einzig vom Dipol korrekt bestimmt wird. Der Kegeldipol (mit Kappe IV), wie auch der Kugelkappendipol liegen um ca. 10 bzw. 20 dB unterhalb des wahren Werts. Dies ist auf ihre volumenhafte Ausdehnung zurückzuführen, die einerseits zu einer Integration der lokalen Feldverteilung und andererseits zur Verkopplung mit dem Gehäuseschirm führt. Die folgenden Resonanzen bei 1100 MHz und oberhalb von 1500 MHz werden zwar von allen drei Sondentypen mehr oder weniger gut nachgebildet, sind aber aufgrund des geringen Dämpfungswerts mit durchschnittlich 20 dB technisch nicht mehr von Interesse.

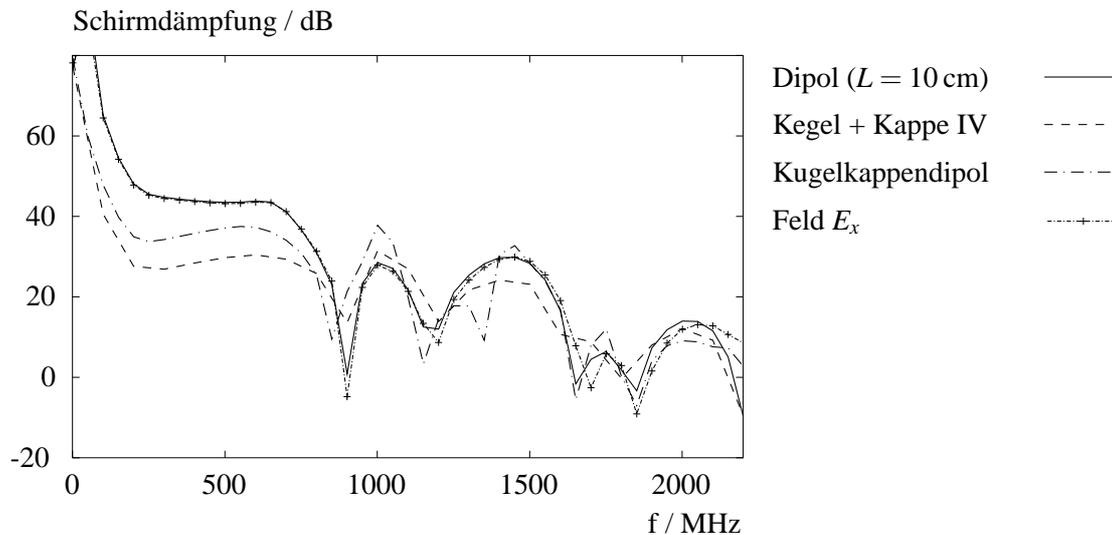


Abbildung 7.5: Schirmdämpfung des Gerätegehäuses im Gehäusemittelpunkt: Exakte Dämpfung durch Bestimmung des Feldwerts E_x im Meßpunkt und Werte, wie sie vom Dipol, Kegeldipol (mit Kappe IV) und dem Kugelkappendipol bestimmt werden. Sondendaten: $L = 10$ cm, $Z_L = 1$ M Ω .

7.4 Bestimmung von Gleich- und Gegentaktanteil einer Doppelleitung

Ein typischer Anwendungsfall von Stromzangen ist die Ermittlung der Gleichtakt- bzw. Gegentaktanteile auf einer Leitung. Bei einer ungleichmäßigen Anregung oder auch einer externen Störung der Strombelegung wird neben dem üblichen Gegentaktanteil auch ein geringer Gleichtaktanteil erzeugt. Dieser, wenn auch nur geringer Strom, bestimmt im wesentlichen das Abstrahlungsverhalten dieser Leitung, was gerade im Bereich der EMV von großer Bedeutung ist. In Abbildung 7.6 wurde eine Doppelleitung (Leitungslänge $l = 2,60$ m, Leiterabstand $d = 1$ cm) durch einen unsymmetrisch angeordneten Generator ($U = 1$ kV) angeregt; in a) ist als punktierte Linie aus der Summe der beiden Ströme $I_1 + I_2$ der Gleichtaktanteil ermittelt worden, er liegt im Vergleich zum Gegentaktanteil in b) durchschnittlich um den Faktor 10 niedriger. In die Abbildung sind ebenfalls die Sondenwerte eingetragen, die im Fall a) mit einer hinreichenden Genauigkeit bis 400 MHz ermittelt werden. Bei der Messung des Gegentaktanteils ist es üblich, durch eine zusätzliche Schleife in einem der beiden Leiter eine Vorzeichenumkehr zu erreichen [61], diese Strukturänderung hat jedoch sehr ungünstige Auswirkungen auf die Eigenschaften der untersuchten Leitungsstruktur. Man kann in diesem Fall allenfalls von vertretbaren Meßwerten bis ca. 50 MHz sprechen.

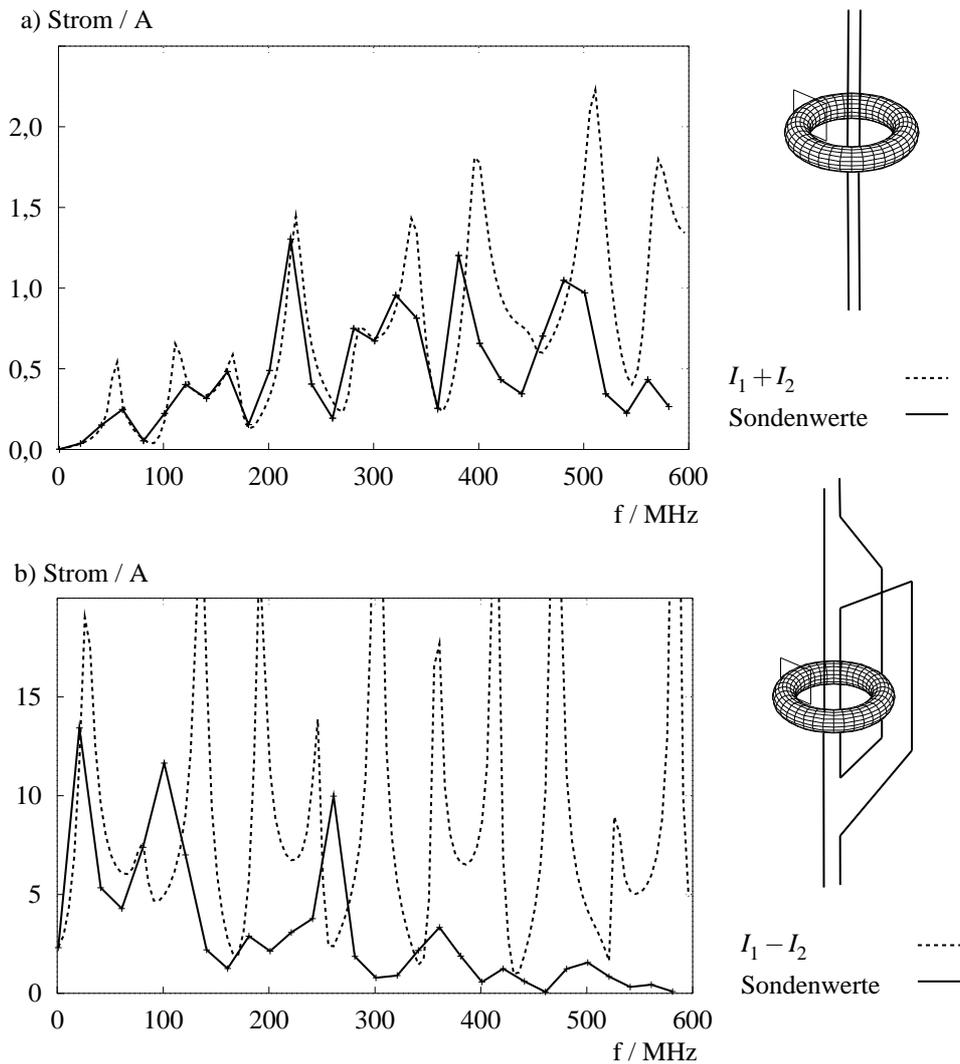


Abbildung 7.6: Untersuchung von Gleichtakt- und Gegentaktanteil einer Doppelleitung.

Die für die EMV-Meßtechnik interessante Bestimmung des Gleichtaktanteils ist in einem Frequenzbereich möglich, wie er auch bei den vorherigen Untersuchungen für dieses Sondenmodell beobachtet wurde. Dabei beschränkt also der Sondentyp die nutzbare Bandbreite, wohingegen eine Bestimmung des Gegentaktanteils für höhere Frequenzen prinzipiell wie in b) nicht möglich ist.

Die bisher entwickelten Grenzen für die Anwendung von Sonden bei Einhaltung einer gewissen Abweichung werden an diesen Beispielen bestätigt. Abschließend werden im folgenden Kapitel zwei weitere Beispiele geschildert, mit denen meßtechnisch die Simulationsergebnisse verifiziert worden sind.

Kapitel 8

Verifizierung ausgewählter Simulationsergebnisse

Die Verifizierung der numerischen Simulationen ist auf zwei Wegen möglich: einerseits über einen meßtechnischen Ansatz und andererseits über analytische Berechnungen. Letztere sind nur für einfache Strukturen möglich und wurden im Laufe der vorliegenden Arbeit bereits an verschiedenen Beispielen belegt: Insbesondere für niedrige Frequenzen erlauben die vorgestellten Sondersatzschaltbilder mit den daraus berechenbaren Kennwerten die Verifizierung der Simulationsergebnisse. Ebenso wurde die analytisch berechnete Strombelegung einfacher Stab- und Schleifenformen mit den entsprechenden Simulationen verglichen.

Die Untersuchung komplexerer Sonden in der Umgebung von weiteren Streustrukturen ist mit Hilfe analytischer Berechnungen nicht mehr möglich. Die Simulationsergebnisse eines solchen Beispiels sollen in diesem Abschnitt durch Meßergebnisse bestätigt werden.

8.1 Messungen mit Feldsonden

Feldsonden oder Empfangsantennen stellen im Rahmen eines Meßaufbaus nur einen Teil des Gesamtsystems dar. Dieses besteht gemäß Abbildung 8.1 aus der Verkettung dreier einzelner Systeme: die über eine Spannung gespeiste Feldquelle, die Übertragungsstrecke mit den Umgebungseinflüssen und eine die Lastspannung ergebende Empfangsantenne.

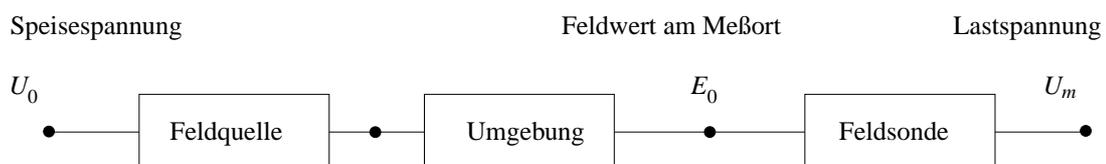


Abbildung 8.1: Blockschaltbild des Meßaufbaus.

Zur Messung der elektrischen Feldstärke wurden ein Sensorsystem der PTB, ein Feldmeßsystem der Firma EMCO und eigene Sensorstrukturen verwendet. Komplette Feldmeßsysteme bestehend aus Sensor, Auswertelektronik, Signalableitung, Konverter und Anzeigeeinheit sind aufgrund folgender Eigenschaften für den Vergleich mit den Simulationsergebnissen nicht unbedingt geeignet:

- Die Modellierung kommerzieller Sonden ist mit der nötigen Genauigkeit nicht möglich, da deren Konstruktion nicht eindeutig zu erkennen ist. Auch werden oft dielektrische Materialien verwendet, deren Eigenschaften nicht bekannt sind.
- Komponenten wie die Auswertelektronik und eine interne Kalibrierung des Feldmeßsystems können in der Simulationsrechnung nicht berücksichtigt werden. Die Fußpunktspannung des Sensors wird i.d.R nicht ausgegeben, so daß ein direkter Vergleich mit den Simulationsergebnissen nicht möglich ist.

Das Sondensystem der Firma EMCO gibt dem Anwender als Anzeigewert den Feldwert am Meßort an. Dieser wurde mit dem simulierten Feldwert verschiedener abstrahlender Strukturen verglichen, wobei die Sonde in der Simulation nicht berücksichtigt wurde. Die Abweichungen liegen dabei in einem Bereich kleiner als 20%, was innerhalb der vom Hersteller eingeräumten Meßunsicherheit liegt. Aufgrund der genannten Nachteile wurden diese Meßsysteme für Vergleichsmessungen nicht verwendet.

Um einerseits die Feldsonde und ihre Rückwirkung auf die Meßumgebung in die Simulation mit einzubeziehen und andererseits die unbearbeitete Fußpunktspannung zu erhalten, wurden eigene Sondentypen herangezogen. Als Sonden zur Messung der elektrischen Feldverteilung wurden stab- und kegelförmige Monopole über einer Referenzebene aufgebaut. Sondentypen zur Bestimmung der magnetischen Feldstärke wurden in Form von einfach und doppelt belasteten Koaxialschleifen realisiert.

Für den Vergleich mit den Simulationsdaten ist entweder entsprechend Abbildung 8.1 die elektrische Feldstärke E_0 am Meßort zu erzeugen oder die Feldquelle in die Simulation mit einzubeziehen. Es bieten sich verschiedene Möglichkeiten: Das Fernfeld einer Sendeantenne in einer Absorberhalle wie auch Monopolantennen auf einer großen leitenden Ebene sind letztendlich ungeeignet. Unabhängig ob die Strahlungsquelle in die Simulation mit einbezogen wurde oder nicht, ist der Einfluß der weiteren (nicht modellierten) Umgebung zu gravierend, um die Meßdaten als Basis einer Verifizierung zu verwenden.

Um die geforderte Genauigkeit zu erzielen, ist es notwendig, nicht nur den Feldsensor möglichst exakt zu modellieren, sondern auch die Feldquelle wie auch die Umgebung zwischen Quelle und Senke. Die Modellierung einer TEM-Zelle ergab im nutzbaren Frequenzbereich bis ca. 80 MHz zufriedenstellende Simulationsergebnisse im Vergleich zu meßtechnisch gewonnenen Daten. Um

jedoch das Meßverhalten insbesondere im inhomogenen Nahfeld einer Strahlungsquelle zu verifizieren, wird eine andere Anordnung verwendet:

Eine Leiterstruktur (Schleife $l = 45 \text{ cm}$, $h = 5 \text{ cm}$) entsprechend Abbildung 8.2 wird mittig innerhalb eines quaderförmigen Gehäuses ($50 \times 20 \times 15 \text{ cm}^3$) angeordnet. Sie wird durch einen Generator (Innenimpedanz $Z_i = 50 \Omega$) einseitig angeregt und ist am Ende zur leitenden Ebene hin kurzgeschlossen. Die Messung der magnetischen Feldstärke geschieht durch einen Schleifensensor ($Z_L = 50 \Omega$, $R = 5 \text{ cm}$), der in einem Abstand von 5 cm oberhalb dieser Anregung auf der gegenüberliegenden Seite angeordnet ist. In Abbildung 8.2 b) sieht man die Feldverteilung der H_x -Amplitude in der rechten oberen Ecke des Kastens, dabei wurde die Schleife zusätzlich eingezeichnet, um eine Relation der Feldinhomogenität zur Schleifengröße zu ermöglichen. Absichtlich wurde dieser geringe Abstand und eine solche Sensorgröße gewählt, um einerseits ein extrem inhomogenes Feld zu erhalten und andererseits außerhalb der Bandbreite des betreffenden Sensors zu messen.

Für die Vermessung der beiden strahlungsverkoppelten Antennenstrukturen wurde im Frequenzbereich bis 500 MHz ein Netzwerkanalysator HP4195A und zwei Transmission/Reflection Test Sets HP41952A verwendet. Aufgrund der Meßimpedanz $Z_L = 50 \Omega$, mit der das Ausgangstor belastet wird, beschreibt das Verhältnis vom Meßsignal U_m zur Speisespannung U_0 die Betriebsübertragungsfunktion H des Systems. Sie wird durch die Streuparameter S_{11} und S_{12} bestimmt:

$$H(f) = \frac{U_m}{U_0} = \frac{S_{12}}{1 + S_{11}} \quad . \quad (8.1)$$

Bei der vorliegenden, doppelt belasteten Schleife wird das Systemverhalten durch zwei Betriebsübertragungsfunktionen beschrieben. Mit einer Speisespannung $U_0 = 1 \text{ V}$ ergeben sich damit die Lastsignale, wie sie in Abbildung 8.3 aufgetragen sind.

Die Messung der Streuparameter gestattet durch eine Kalibrierung des Meßsystems auf die Fußpunkte von Speisestruktur und Meßschleife eine Eliminierung aller systematischen Fehler. Eine weitere Kalibrierung der Quelle ist nicht notwendig. Die Einflüsse der Meßumgebung werden durch die Modellierung in CONCEPT vollständig berücksichtigt. So erhält man ein System, welches vom Außenraum vollständig entkoppelt ist und als 4-Pol durch die Streuparametermessung eindeutig charakterisiert wird.

Der Vergleich von Simulations- und Meßergebnissen zeigt trotz der extremen Meßbedingungen eine ausgezeichnete Übereinstimmung mit Unterschieden von nicht mehr als 2% , siehe Abbildung 8.3 a). Die Amplitudengenauigkeit eines Netzwerkanalysators und die resultierende Meßunsicherheit wird auch nach einer Kalibrierung vom absoluten Speisepegel bestimmt. In einem Bereich von -30 dBm bis -70 dBm der Speiseleistung liegt die minimal erzielbare Unsicherheit bei $\pm 0,5\%$. Außerhalb ist sie ansteigend und erreicht $\pm 4,2\%$ bei -10 dBm bzw. -88 dBm

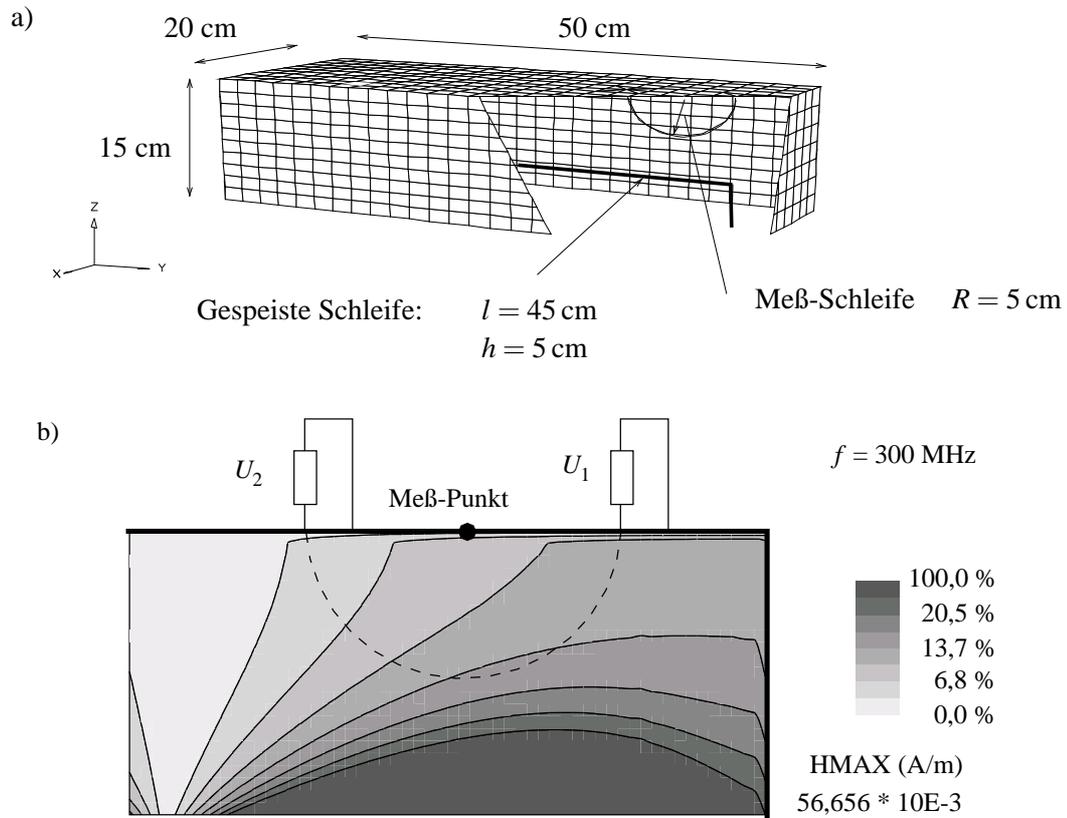


Abbildung 8.2: a) Meßaufbau mit einer doppelt belasteten Schleife, b) resultierende Feldverteilung in der rechten oberen Ecke (ohne Meßschleife).

Speiseleistung. Die steigende Differenz zwischen Simulations- und Meßwerten in einem Frequenzbereich um 300 MHz ist auf die Veränderung der Eingangsimpedanz der Quellstruktur zurückzuführen. Sie geht bei diesen Frequenzen gegen Null und führt aufgrund der resultierenden Fehlanpassung zu einer Verringerung der eingekoppelten Leistung und somit zu einer stark ansteigenden Meßunsicherheit des Netzwerkanalysators.

Durch Normierung der Summenspannung $U_1 + U_2$ mit dem Sensorfrequenzgang ergibt sich ein Feldwert, der in Abbildung 8.3 b) mit dem durch CONCEPT berechneten ungestörten Feldwert und dem verzerrten Feldwert am Meßpunkt verglichen wird.

Schon bei niedrigen Frequenzen zeigen sich erhebliche Abweichungen von 15 % bis zu 50 % (bei ca. 150 MHz) zwischen den Feldwerten, die durch die Sonde bestimmt werden, und dem magnetischen Feld am Meßpunkt der Schleifensonde. Obwohl die Geometrie der Sonde eine Bandbreite bis zu 300 MHz zuläßt, ist hier der Abstand zwischen Sensor und Störstruktur so gering, daß die Feldinhomogenität eine exakte Messung der Feldstärke mit dieser Sonde nicht mehr zuläßt.

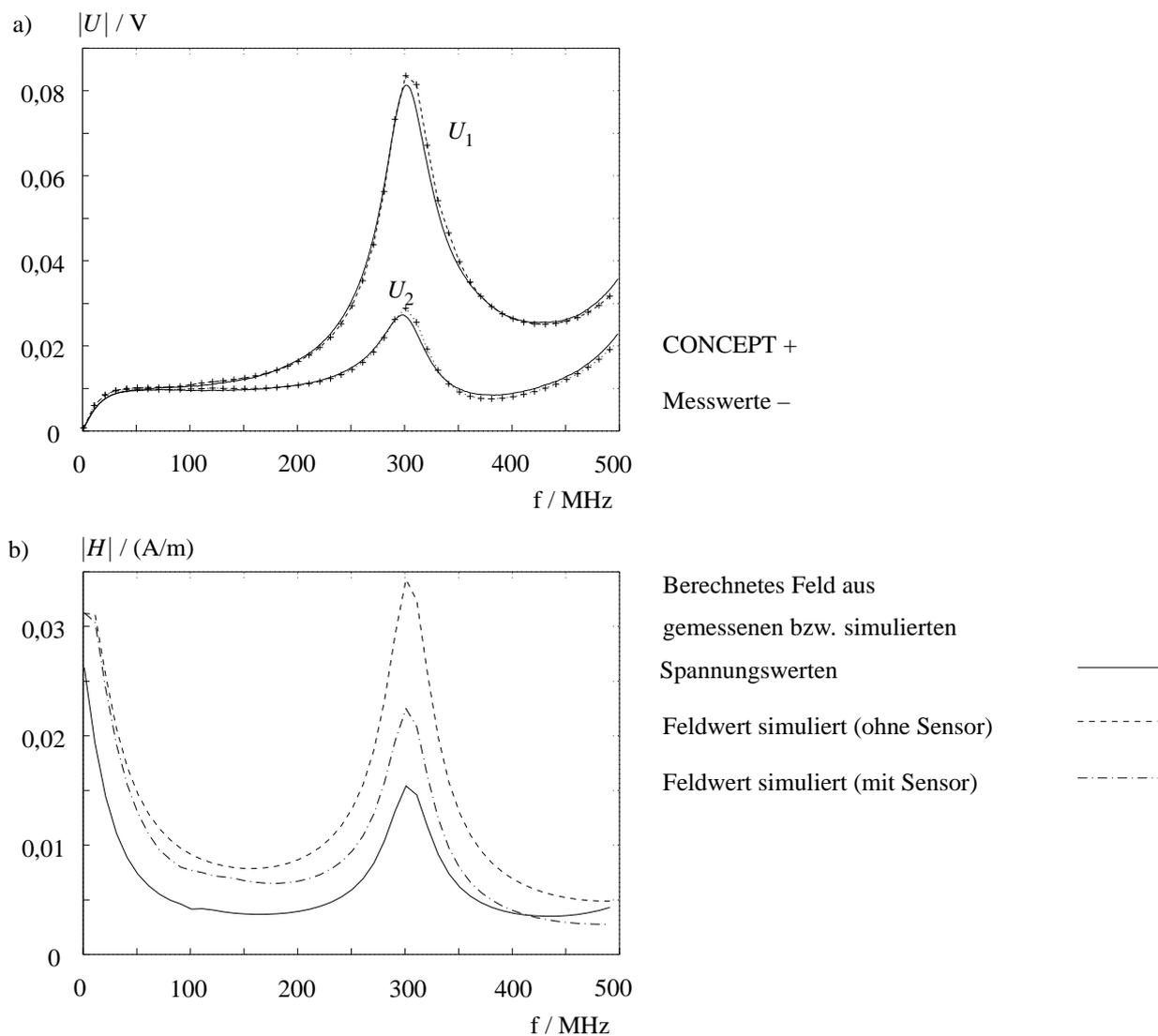


Abbildung 8.3: Lastspannungen und Feldwerte der Simulation und Messung am Meßpunkt aus Abbildung 8.2.

8.2 Messungen mit Stromzangen

Kontrollierende Messungen wurden zunächst mit einer kommerziellen Stromzange von EG&G (COP01) durchgeführt. Als Meßaufbau wurde die anregende Leiterschleife der vorher beschriebenen Struktur in Abbildung 8.4 verwendet, jedoch ohne das Gehäuse, da die eingeprägte Strombelegung der Leiterschleife im betrachteten Frequenzbereich durch Strahlungskoppelung nicht nachweisbar beeinflusst wird.

Innerhalb der spezifizierten Bandbreite von 200 MHz ist die Abweichung zwischen Simulation und Meßergebnis kleiner als die vom Hersteller eingeräumte Meßunsicherheit von 3 dB. Die ab 200 MHz auftretenden Differenzen zwischen Messung und CONCEPT, wie z.B. die Ver-

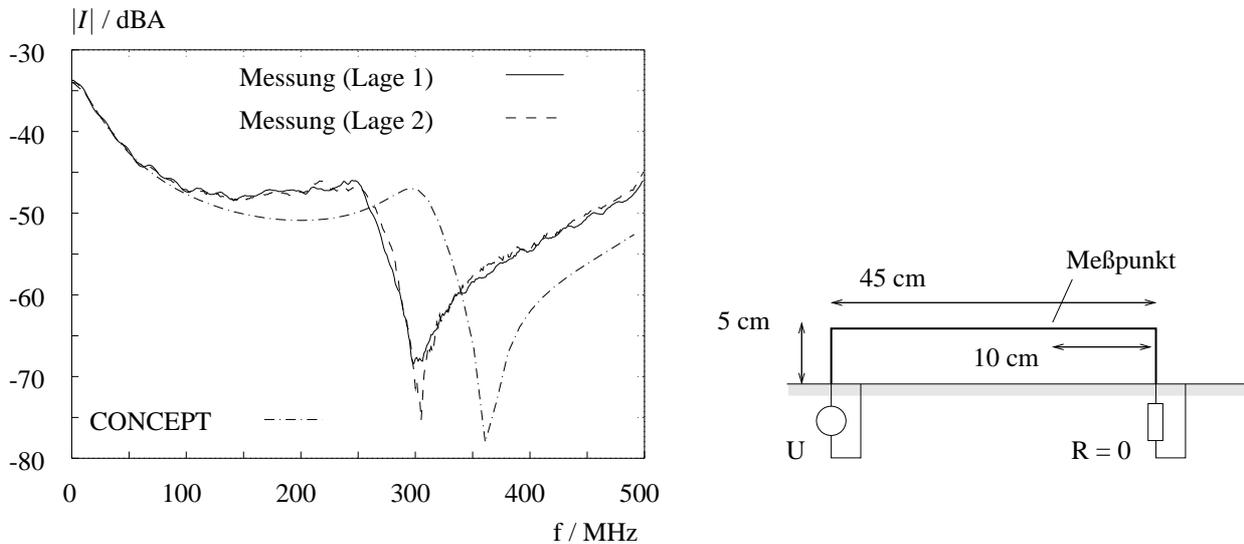


Abbildung 8.4: Messung der Stromamplitude durch eine Stromzange von EG&G (COP01) und Vergleich mit Ergebnissen der CONCEPT Simulation.

schiebung der Nullstelle von 360 MHz auf 300 MHz, sind als Abweichungen der Meßsonde im Abschnitt 6 beschrieben worden.

Für die Verifizierung der Simulationsergebnisse einer Stromsonde sind neben den exakten geometrischen Daten auch die Materialparameter in Abhängigkeit von der Frequenz notwendig. Da diese bei der kommerziellen Sonde COP01 nicht zugänglich waren, wurden für die Vergleichsmessungen verschiedene eigene Prototypen aufgebaut.

Die für die Simulation notwendigen Materialparameter können zum Teil aus den Datenbüchern der Hersteller entnommen werden, wobei diese recht große Toleranzen einräumen (z.B. SIFERRIT mit $\pm 25\%$) bzw. über Leitfähigkeit und Dielektrizitätszahl keine Angaben machen. Aus diesem Grund werden diese Werte mit Hilfe eines Netzwerkanalysators HP4195A und dem zugehörigen Impedanzmeßkit HP41951A ermittelt und dienen als Basis der Vergleichssimulationen. Die Meßverfahren zur Bestimmung der Materialeigenschaften werden im Anhang A.3 beschrieben.

Die durch κ beschriebenen ohmschen Verluste schwanken bei den untersuchten Ferriten in Übereinstimmung mit Literaturangaben zwischen 0,01 S/m und 3 S/m. Die relative Permittivität wurde hier mit $\epsilon_r \approx 30$ bestimmt. In der Literatur sind selten Zahlenangaben darüber zu finden, die wenigen weisen erhebliche Differenzen auf. Beide Parameter κ und ϵ_r hatten in dem untersuchten Frequenzbereich bis 10 MHz keinen Einfluß auf das Meßverhalten der Sonde, wie es sich anhand von Variationen in CONCEPT wie auch von Messungen mit anderen Kernen bestätigte.

Der Einfluß der relativen Permeabilität kann vereinfacht werden, da das System in CONCEPT mit einem harmonischen Signal ohne einen Gleichanteil gespeist wird. Dies entspricht einer Kleinsignalanregung mit einer symmetrischen Bewegung um den Ursprung der Hysterese-Kennlinie. Die Flußdichteschwankungen in Abhängigkeit der differentiellen Feldstärkeänderungen führen zu einer reversiblen Minor Loop (einer Mikrohysterese) um den betreffenden Arbeitspunkt (hier dem Ursprung), mit einer mittleren reversiblen Permeabilität μ_{rev} . Da vom Ruhezustand ausgegangen wird, entspricht diese der Anfangspermeabilität μ_i bei der betreffenden Frequenz.

Die Permeabilität wurde für niedrige Frequenzen bis 2 MHz über die Induktivitätsveränderung einer Luftspule im Vergleich zu einer gefüllten Spule bestimmt [18], [19]. In Abbildung 8.5 a) ist der Verlauf der Permeabilität eines SIFERRIT N30 in Abhängigkeit von der Frequenz aufgetragen, im Vergleich sind die Katalogdaten und die so ermittelten Meßwerte zu sehen. Bei diesem Meßverfahren führt der Streufluß besonders bei schwächer permeablen Materialien zu einer erhöhten Abweichung. Eine höhere Umwicklung kann dabei wegen der Wicklungskapazitäten nur beschränkt weiterhelfen. Das Verfahren kann durch Verwendung einer Zylinderspule und eines geschlossenen Jochs verbessert werden. Dieses sorgt durch seinen geringen magnetischen Widerstand für die notwendige Bündelung des Flusses.

Der SIFERRIT-Kern diente als Ausgangspunkt, um verschiedene eigene Stromsonden aufzubauen; im folgenden werden die Ergebnisse eines Typs mit einer einzelnen Wicklung und einer Lastimpedanz $Z_L = 50\Omega$ beschrieben. Meßtechnisch wurde die Transferimpedanz nicht in einer speziellen Zangenhalterung, sondern mit Hilfe der Leiterschleife aus Abbildung 8.4 bestimmt. In diesem niedrigen Frequenzbereich ist die Stromamplitude am Meßpunkt mit ausreichender Zuverlässigkeit sowohl meßtechnisch als durch die Simulation übereinstimmend ermittelt worden. Durch Bezug der Signalspannung auf die Stromamplitude am Meßpunkt erhält man die Transferimpedanz der Zange, wie sie in Abbildung 8.5 b) zu sehen ist.

Basierend auf den vorliegenden Materialdaten des SIFERRIT-Kerns wurde diese Sonde in CONCEPT modelliert. In Abbildung 8.5 b) ist die Transferimpedanz der in CONCEPT modellierten Sonde zu sehen: Dabei wurden die Materialdaten entsprechend a) verwendet - einerseits nach den Herstellerangaben und andererseits mit den gemessenen Werten. Die Transferimpedanz wird durch Anregung mit einem konstanten Linienstrom bestimmt, wie es in Abschnitt 6.3 beschrieben wurde.

Die deutliche Korrelation von gemessener Transferimpedanz zu der Simulation mit den eigenen Materialdaten bestätigt in ausreichendem Maße die Gültigkeit der Modellierung und durchgeführten Simulation. Die hier vorliegende Abweichung von ca. 3 dB ist auf die Schwierigkeit einer exakten Permeabilitätsmessung zurückzuführen.

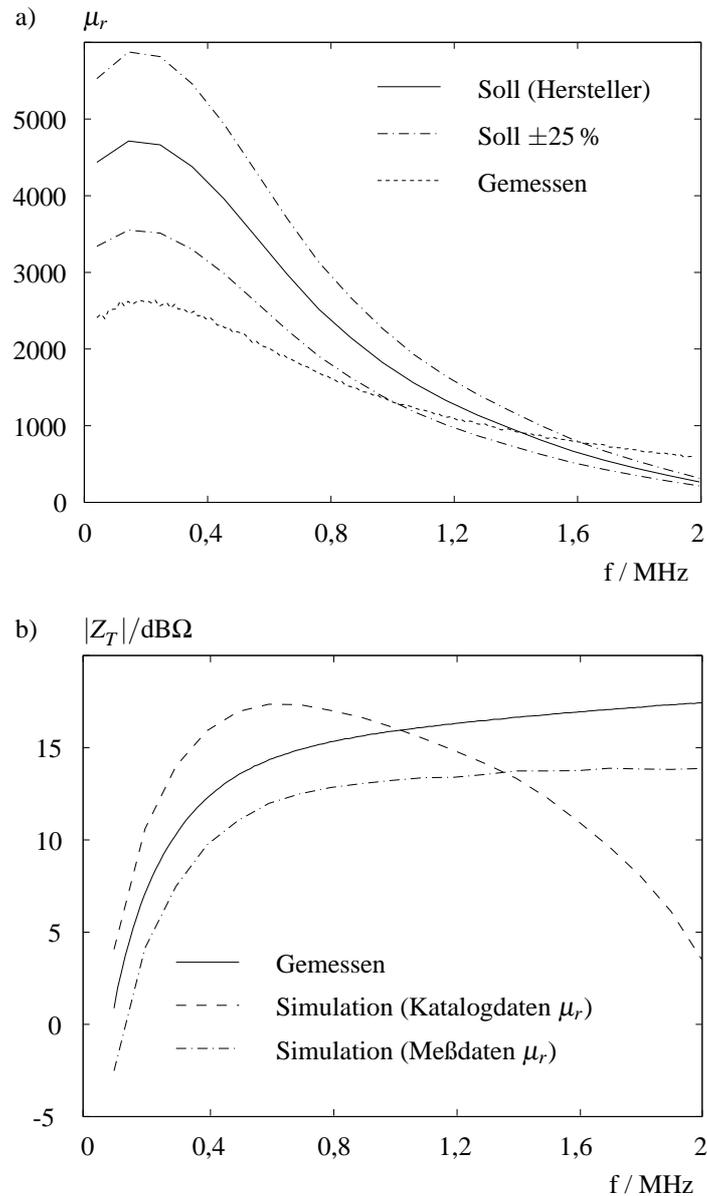


Abbildung 8.5: a) Permeabilität eines SIFERRIT N30 laut Herstellerangaben (mit Toleranzen) und gemessene Werte, b) Vergleich gemessene und simulierte Transferimpedanz.

In diesem Kapitel wurde die Verifizierung ausgesuchter Simulationsdaten beschrieben. Während im Laufe der Arbeit die Simulationsergebnisse besonders einfacher Beispiele bereits durch analytische Ansätze kontrolliert und bestätigt wurden, ist in diesem Abschnitt der meßtechnische Weg beschrieben worden.

An zwei Beispielen wurde durch Vergleich von meßtechnisch und den durch die Simulation ermittelten Ergebnissen die Leistungsfähigkeit der Momentenmethode belegt. Die Simulationsdaten liegen bei der Modellierung von Feldsonden innerhalb der durch die Meßgeräte vorgegebenen Meßunsicherheit. Bei der Modellierung der Stromzangen ist die deutliche Abweichung

nicht auf einen Modellierungsfehler, sondern auf die Schwierigkeiten bei der Materialbestimmung zurückzuführen.

Die Güte einer numerischen Feldsimulation steht und fällt mit der Qualität der Modellierung, d.h. mit welchem Aufwand die reale Struktur nachgebildet wird. Dabei wird das Ergebnis neben den Materialeigenschaften im wesentlichen von der Modellierung der Speisepunkte und der Antennenfußpunkte beeinflusst.

Kapitel 9

Schlußbetrachtung und Ausblick

Bei der Bestimmung elektromagnetischer Felder und hochfrequenter Leitungsströme treten Meßabweichungen vom gesuchten (wahren) Wert auf, deren Ursachen und Einflußfaktoren in der vorliegenden Arbeit untersucht wurden. Dabei stehen Feldsonden im Vordergrund, die auf der Wechselwirkung des elektrischen und magnetischen Feldes mit einem metallischen Leiter beruhen. Weiterhin wurden Stromzangen bewertet, deren Wirkungsweise auf der induktiven Auskoppelung des Meßsignals aus dem stromführenden Leiter basiert.

Bisher beruhten Erkenntnisse über Abweichungen bei der Bestimmung elektromagnetischer Felder und Ströme vornehmlich auf empirischen Erfahrungen. Zwar beschäftigte sich eine Vielzahl von Veröffentlichungen mit dem Design und der Entwicklung optimierter Sondentypen, jedoch nur wenige haben das Thema möglicher Meßabweichungen angesprochen. Eine systematische Analyse stand bisher aus. Für die Untersuchung der Meßabweichung von Feld- und Stromzangen ist das Ersatzschaltbild bei niedrigen Frequenzen unzureichend. Analytische Ansätze, die auch bei höheren Frequenzen gültig sind, beschränken sich auf einige spezielle Sondentypen und sind nicht für eine allgemeinere Untersuchung geeignet. Im Rahmen dieser Arbeit wurden deswegen auf numerischem Wege Meßabweichung und Einsatzgrenzen von Feldsonden wie auch von Stromsonden untersucht.

Bei allen drei untersuchten Sondentypen (für das elektrische, das magnetische Feld und für hochfrequente Leitungsströme) kann zwischen zwei Anregungen unterschieden werden: Im Falle der Kalibrierung wird die Sonde durch ein homogenes Signal (also konstant entlang ihrer Ausdehnung) bekannter Amplitude angeregt. Demgegenüber ist bei der Bestimmung unbekannter Feld- bzw. Stromverteilungen von einer inhomogenen Verteilung auszugehen.

Sondenverhalten bei der Kalibrierung: Schon bei der Kalibrierung von Feldsonden im homogenen Wellenfeld oder von Stromzangen durch einen eingepprägten Strom werden grundsätzliche Faktoren deutlich, die für jede Sonde zu einer ihr typischen Meßabweichung führen. Dafür wird das Sondensignal bei Variation der Sondenausrichtung gegenüber der Anregung (Feld oder Primärleiter) untersucht:

- Sonden zur Messung der elektrischen Feldstärke:

Das Meßsignal ist von der Ausrichtung der Sondenachse in Bezug zum elektrischen Feldvektor abhängig: Solange die Sonde in einer Ebene konstanter Phase liegt, ist die Lastspannung über die effektive Antennenhöhe mit der parallel zur Sonde liegenden Feldkomponente verknüpft. Bei einer Drehung aus dieser Ebene heraus führt die Phasen- und Amplitudenvariation zu einer Abhängigkeit vom Ausrichtungswinkel. Das Signal ist nicht mehr eindeutig auszuwerten und führt zu einer Meßabweichung. Dies ist für verschiedene Sondentypen in Tabelle 4.1 dokumentiert.

Nicht der lineare Anteil des Amplitudenfrequenzgangs ist ausschlaggebend für die nutzbare Bandbreite, sondern die Empfindlichkeit der Sonde gegenüber einer Feldvariation entlang ihrer Oberfläche. Unter diesem Gesichtspunkt sind konische Sensorstrukturen mit einer nutzbaren Bandbreite (bei Annahme einer zugelassenen Abweichung von 10 %) bis maximal $h/\lambda = 0,6$ gegenüber allen anderen untersuchten Typen vorzuziehen.

- Sonden zur Messung der magnetischen Feldstärke:

Die Strombelegung von Schleifensonden wird neben dem magnetischen auch durch das elektrische Feld beeinflusst. Die Lastsignale zweier unterschiedlicher Ausrichtungen - mit und ohne Einfluß des elektrischen Feldes - führen zur Signaldämpfung ξ , die die Empfindlichkeit dieses Schleifentyps gegenüber dem elektrischen Feld darstellt. Es ist somit ein objektiver Vergleich verschiedener Sonden möglich, wie es in Tabelle 5.1 zu finden ist. Die doppelt belastete Schleife oder der Kompensationsrahmen ermöglichen bei einer Signaldämpfung der elektrischen Felder von $\xi = -20$ dB eine Bandbreite bis $d/\lambda = 0,14$.

- Stromzangen:

Auch bei Stromzangen bedeutet eine Signalveränderung bei Verkipfung der Zange über dem Primärleiter eine Einschränkung der nutzbaren Bandbreite. Ist nämlich das Signal von der Zangenausrichtung abhängig, so ist der Streufluß aufgrund zu geringer Kernpermeabilität nicht mehr zu vernachlässigen.

Wird das Meßsignal bei der Kalibrierung von der Ausrichtung abhängig und ist nicht mehr proportional zur Anregung, erhält man mehrdeutige Meßergebnisse. Diese Meßabweichung bestimmt letztendlich die nutzbare Bandbreite des Sondentyps.

Sondenverhalten bei inhomogenen Feldern und Strömen: Das Sensorverhalten in der Umgebung inhomogener Quellverteilungen und unterschiedlicher Streustrukturen wird durch die Meßabweichung beurteilt. Dafür wird das Lastsignal der Sonde mit Hilfe der Kalibrierfunktion bewertet und mit dem Feld- bzw. Stromsignal am Meßpunkt verglichen. Die bereits bei der Kalibrierung bestimmte nutzbare Bandbreite ist auch in diesen Situationen gültig. Aufgrund

weiterer Einflußfaktoren auf das Meßergebnis müssen je nach Sondentyp unterschiedliche Einschränkungen gemacht werden:

- Feldsonden zur Bestimmung der elektrischen Feldstärke:

Das Meßsignal der Sonden wird von zwei Faktoren bestimmt: ihrer Strombelegung und der umgebenden Feldverteilung am Meßpunkt.

Die Strombelegung wird durch die kapazitive Verkoppelung der Sonde zu umgebenden Strukturen verzerrt. Ab einer gewissen Distanz kann dieser Einfluß vernachlässigt werden. Ein allgemeingültiger Abstand kann nicht angegeben werden, als Richtwert ist die ein- bis zweifache Sondengröße anzusetzen.

Wie auch im homogenen Feld führt die Feldvariation entlang der Sondenoberfläche zu einer Meßabweichung. Eine Zunahme der Feldinhomogenität ist jedoch nicht nur mit steigender Frequenz zu beobachten, sondern auch bei niedrigen Frequenzen nahe von streuenden Strukturen. Der integrale Charakter der Sonde führt zu einem Meßsignal, das nicht mehr dem gesuchten Feldwert am Meßpunkt entspricht.

Die Veränderung der Antenneneingangsimpedanz steht zwar in einem berechenbaren Verhältnis zur Signalspannung der Sonde, kann jedoch nicht zur Verringerung der Meßabweichung genutzt werden. Sie bewirkt abgesehen von den bisher genannten Einflußfaktoren aufgrund einer neuen Signalanpassung eine zusätzliche Meßabweichung.

- Feldsonden zur Bestimmung der magnetischen Feldstärke:

Die nutzbare Bandbreite von Schleifensonden ist auf $d/\lambda < 0,14$ begrenzt, so daß Koppeleffekte und Feldinhomogenität, die erst mit steigender Frequenz zu beobachten sind, nicht ins Gewicht fallen. Einzig nahe von streuenden Strukturen führt auch schon bei niedrigen Frequenzen die Feldvariation über der Schleifenfläche zu einem Mindestabstand einer Sondengröße.

Da die Schleifensonden nicht nur auf das magnetische, sondern auch auf das elektrische Feld reagieren, kann mit Ihnen kein Hochimpedanzfeld vermessen werden, so daß es auch innerhalb der im homogenen Feld gültigen nutzbaren Bandbreite zu sehr hohen Abweichungen kommen kann. Lokalisieren lassen sich solche Nullstellen des magnetischen Feldes durch Veränderung des Lastsignals bei Drehung der Sonde.

- Stromzangen:

Ausschlaggebend für die Meßabweichung ist die örtliche Stromverteilung in der Umgebung der Zange. Bei den untersuchten Beispielen waren Abweichungen bis zu $\pm 50\%$ im nutzbaren Bereich der Transferimpedanz zu beobachten. Der Vergleich mit der verzerrten Strombelegung zeigte, daß das Signal der Zange nicht proportional zur Originalstrombelegung

ist, sondern die veränderte Stromamplitude des Primärleiters (in Anwesenheit der Zange) beschreibt.

Die Verzerrung der Originalstrombelegung ist proportional der gespeicherten magnetischen Energie - also abhängig von Induktivität und Strombelegung am Meßort. Befindet sich die Sonde in einem Minimum der Stromverteilung, ist die Verzerrung auf die Umgebung der Sonde beschränkt. Demgegenüber ist die Rückwirkung entlang der gesamten Leiterstruktur zu beobachten, wenn sich die Sonde in einem Strombauch befindet.

Die Rückwirkung der Zange ist somit ein Kernproblem dieses Sondentyps, da durch eine geringere Verzerrung der Originalstrombelegung auch die Meßabweichung zurückgeht. Anhand des Sondenersatzschaltbildes wurde ein Optimierungsansatz beschrieben und durch Simulationen validiert. Dabei wird eine aktive Stromsonde mit reduzierter Einfüguimpedanz realisiert, indem die Lastimpedanz als negative Induktivität (durch einen Operationsverstärker) ausgeführt wird.

Es ist nicht möglich, optimale Sensorstrukturen zu entwickeln, die allen Anforderungen (hohe Empfindlichkeit und Auflösungsvermögen bei geringer Meßabweichung) gerecht werden. Durch sorgfältiges Abwägen zwischen Herstellungskosten, Anforderungen und Realisierbarkeit muß ein sinnvoller Kompromiß mit einer schließlich minimalen Sondenabweichung gefunden werden. Die Ergebnisse dieser Arbeit sollen dabei Hilfestellung geben.

Für eine geringe Meßabweichung ist neben dem Sensordesign weiterhin zweierlei wichtig:

- Im Rahmen der Sondenkalibrierung sollte nicht nur die Anisotropie entsprechend dem Ansatz der PTB überprüft werden, sondern auch eine weitere Kontrolle erfolgen: Die Signalspannung darf sich bei einer Verkipfung nur innerhalb einer festgelegten Grenze ändern. Eine Überschreitung legt den nutzbaren Frequenzbereich fest. Die hier gewählte maximal zugelassene Abweichung zur Bestimmung der Bandbreite einer Sonde ist vom Autor unverbindlich im Rahmen dieser Arbeit festgelegt worden. Prinzipiell muß der Anwender eine individuelle Meßunsicherheitsanalyse seines Systems durchführen und diesen Wert dann so festlegen, daß er im Vergleich zu anderen Einflüssen im betreffenden Meßunsicherheitsbudget nicht dominiert.
- Der Anwender muß besonders im Nahfeld streuender Strukturen einen Mindestabstand einhalten, der mindestens so groß sein sollte wie die Sonde.

Vergleichsmessungen haben eine ausgezeichnete Übereinstimmung zu den numerischen Simulationen gezeigt und belegen somit die Möglichkeit, auf dem Wege der numerischen Simulation eine Untersuchung auch komplexer Meßsituationen durchführen zu können. Eine steigende Zahl an Veröffentlichungen dokumentiert die Möglichkeit, die numerischen Werkzeuge nicht nur bei der Sondenentwicklung, sondern auch bei deren Kalibrierung einzusetzen.

Anhang

A.1 Vier-Pol-Ersatzschaltbild verkoppelter Antennen

Die Verkoppelung zweier Antennen wird auf Netzwerkebene durch ein 4-Pol-Ersatzschaltbild beschrieben, dessen Ein- bzw. Ausgang über die Koppelimpedanzen Z_{12} und Z_{21} miteinander verbunden sind. Voraussetzung sind bei dieser Art von Ersatzschaltbild passive Übertragungstrecken. Weiterhin werden hier reziproke Medien angenommen, so daß die Reziprozitätsbedingung $Z_{12} = Z_{21}$ für die Koppelimpedanzen erfüllt ist. Die Leerlaufspannungen U_1 und U_2 an den Fußpunkten der Antennen werden mit den 4-Pol-Gleichungen (A.1) beschrieben.

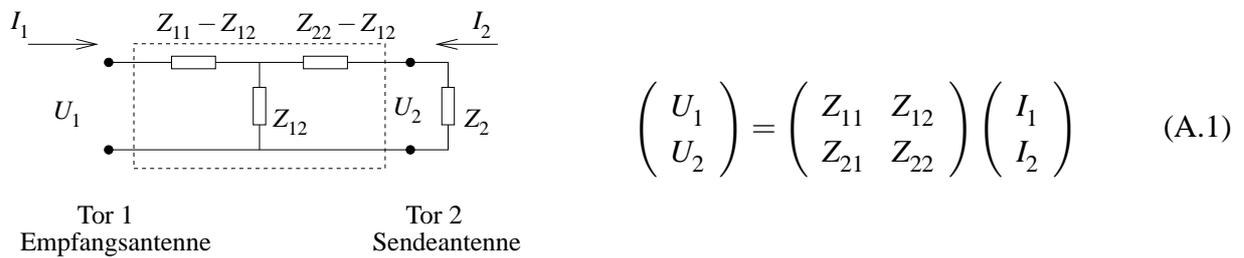


Abbildung A.1: 4-Pol-Ersatzschaltbild zweier über das Strahlungsfeld verkoppelter Antennen.

Die Elemente der Impedanzmatrix werden über die Torspannungen und Ströme bestimmt:

$$Z_{11} = \left. \frac{U_1}{I_1} \right|_{I_2=0} \quad Z_{22} = \left. \frac{U_2}{I_2} \right|_{I_1=0} \quad Z_{12} = \left. \frac{U_1}{I_2} \right|_{I_1=0} \quad Z_{21} = \left. \frac{U_2}{I_1} \right|_{I_2=0} \quad . \quad (\text{A.2})$$

Die einzelnen Impedanzen werden mit Hilfe von CONCEPT einerseits entsprechend den Gleichungen (A.2) durch Modellierung mit Stromquellen berechnet. Andererseits führt die Anregung mit Spannungsquellen auf die äquivalente Admittanzmatrix. Wichtig ist dabei, daß die Lastimpedanzen Z_L und Generatorinnenimpedanzen Z_i beider Tore identisch sind.

Die Eingangsimpedanz $Z_{1\text{ein}}$ bei Abschluß des Tores II mit einer Last $Z_2 = U_2/I_2$ berechnet sich aus der Matrixgleichung (A.1) zu

$$Z_{1\text{ein}} \Big|_{Z_2} = \left. \frac{U_1}{I_1} \right|_{Z_2} = Z_{11} + \frac{I_2}{I_1} Z_{12} = Z_{11} - \frac{Z_{12} Z_{21}}{Z_{22} + Z_2} = Z_{11} - \frac{Z_{12}^2}{Z_{22} + Z_2} \quad . \quad (\text{A.3})$$

Bei Variation der Last $Z_2 = 0$ bzw. $Z_2 = \infty$ ergibt sich aus dem Ersatzschaltbild bzw. mit Gleichung (A.3)

$$Z_2 = 0 \quad (U_2 = 0) \quad \rightarrow \quad Z_{1ein} = Z_{11} - \frac{Z_{12}^2}{Z_{22}} = \frac{1}{Y_{11}} \quad \text{mit} \quad Y_{11} = \left. \frac{I_1}{U_1} \right|_{U_2=0, Z_2=0}, \quad (\text{A.4})$$

$$Z_2 = \infty \quad (I_2 = 0) \quad \rightarrow \quad Z_{1ein} = Z_{11} \quad . \quad (\text{A.5})$$

Im allgemeinen ist die Eingangsimpedanz Z_{1ein} von allen Matrixelementen wie auch von der Lastimpedanz Z_2 abhängig. Allein bei Leerlauf der Sendeantenne ($Z_2 = \infty$) ist diese gleich Z_{11} . Sie ist jedoch nur dann gleich der idealen Freiraum-Antennenimpedanz Z_A , wenn die beiden Antennen weit voneinander entfernt sind (Koppelimpedanz $Z_{12} = 0$) und kein Streukörper vorhanden ist.

Die Bestimmung der einzelnen Matrixelemente gestattet auch bei Veränderung der Antennenlasten ohne erneute Simulation mit Gleichung (A.3) die Berechnung der Eingangsimpedanzen beider Tore. So können auch von benachbarten Antennen analytisch die Last- bzw. Generatorinnenimpedanzen bei gleichzeitiger Lastanpassung berechnet werden, da sich die netzwerktheoretischen Ersatzelemente nicht verändern.

A.2 Reziprozitätsgesetz

Das Reziprozitätsgesetz beschreibt in einem System die Umkehrbarkeit von Ursache und Wirkung, ohne daß sich die Verknüpfung zwischen beiden ändert. Man kann drei Kategorien des Reziprozitätstheorems unterscheiden: Anwendung auf reine Schaltkreise, rein feldtheoretische und gemischte Situationen. Das rein schaltungsbezogene Reziprozitätstheorem ergibt sich mit dem T-Ersatzschaltbild eines allgemeinen 4-Pols aus Anhang A.1 zu

$$U_{12}I_{11} = U_{21}I_{22} \quad \longrightarrow \quad Z_{12} = Z_{21} \quad . \quad (\text{A.6})$$

Dabei bezeichnet der erste Index die Senke, der zweite Index die Quelle des Vierpols. Die Positionen von Quelle und Senke können innerhalb einer beliebigen Topologie vertauscht werden; die resultierende Empfangsgröße wird davon nicht beeinflusst. Gleichung (A.6) kann nur auf Antennen angewendet werden, wenn diese eindeutige Anschlüsse mit definierten Spannungen und Strömen aufweisen. Bei dieser Darstellung ist zu beachten, daß bei Vertauschung von Generator und Last an den Antennenfußpunkten die resultierende Feldverteilung auch bei Reziprozität grundsätzlich unterschiedlich ist.

Für das Reziprozitätstheorem auf Basis der elektromagnetischen Felder werden die voneinander unabhängigen Quellverteilungen und die daraus resultierende Felder $\vec{J}_1, \vec{E}_1, \vec{H}_1$ und $\vec{J}_2, \vec{E}_2, \vec{H}_2$ vorgegeben. Sie befinden sich in einem linearen, isotropen, jedoch nicht unbedingt homogenen Medium. Die Struktur kann durch die skalaren Stoffkonstanten ε, μ und κ als Funktion des Ortes beschrieben werden. Es gilt dann

$$\oint_S (\vec{E}_1 \times \vec{H}_2 - \vec{E}_2 \times \vec{H}_1) \cdot \vec{n} \, dS = \int_V \vec{E}_1 \cdot \vec{J}_2 - \vec{E}_2 \cdot \vec{J}_1 \, dV \quad . \quad (\text{A.7})$$

Das Reziprozitätsgesetz besagt demnach, daß die Wirkung der Felder 1 der Quellverteilung 1 auf die Quellen 2 identisch ist mit der Wirkung der Felder 2 der Quellverteilung 2 auf die Quellen 1. In der Literatur sind weitere daraus abgeleitete Varianten des feldtheoretischen Reziprozitätstheorems zu finden [15]: Umschließt die Oberfläche S alle Quellen des betrachteten Feldproblems (oder keine von ihnen), müssen die Integrale in Gleichung (A.7) gleich Null werden. Es folgt daraus die Lorentzsche Form des Reziprozitätstheorems bzw. das allgemeine Rayleigh-Carson-Reziprozitätstheorem.

Die Verbindung von feld- und netzwerktheoretischem Reziprozitätstheorem ist bei dieser Arbeit von besonderer Bedeutung, da Feldsonden das Bindeglied zwischen den elektrodynamischen Feldern und dem Netzwerk zur Auswertung der Meßsignale darstellen. Der Zusammenhang kann auf unterschiedlichen Wegen hergeleitet werden [14], [16], [35], führt jedoch immer auf folgenden Zusammenhang:

$$I_1^r U_1^t = \int_V \vec{E}_2 \vec{J}_1^t dV \quad \text{bzw.} \quad U_1^r I_1^t = \int_V \vec{E}_2 \vec{J}_1^t dV \quad . \quad (\text{A.8})$$

Dabei beschreiben die Exponenten r und t die Empfangs- bzw. Sendesituation der Antenne. U_1^r ist die Leerlaufspannung bzw. I_1^r der Kurzschlußstrom der Antenne im einfallenden Feld \vec{E}_2 einer anderen Strahlungsquelle. \vec{J}_1^t ist die Strombelegung der Antenne, wenn diese durch eine Stromquelle I_1^t bzw. eine Spannungsquelle U_1^t gespeist wird.

Die Leerlaufspannung der Empfangsantenne kann also aus der Strombelegung im Sendefall \vec{J}_1 und der einfallenden Feldkomponente \vec{E}_2 entlang ihrer Oberfläche (wenn die Antenne nicht vorhanden ist!) berechnet werden. In der vorliegenden Arbeit ist dieser Ansatz bei der Untersuchung der Sensorspannung in der Nähe eines Streukörpers von besonderer Bedeutung, da sich zwei wesentliche Einflüsse verdeutlichen lassen: einerseits die Feldinhomogenität des einfallenden Feldes und andererseits die Verzerrung der Strombelegung.

Eine besondere Anwendung der Reziprozität nach Gleichung (A.7) beschrieb Richmond [7]. Er nutzte die Tatsache, daß außerhalb des Integrationsvolumens V die Stoffverteilung nicht unbedingt identisch in beiden Situationen sein muß [14]. Dies gestattet die Wahl der umgebenden Stoffverteilungen in einer der Situationen zu Gunsten einer einfacheren Berechnung zu verändern. Auch Gleichung (A.8) wird daraus hergeleitet.

A.3 Bestimmung der Materialparameter

Die Materialparameter verschiedener Ferritkerne wurden mit Hilfe eines Netzwerkanalysators HP4195A und des zugehörigen Impedanzmeßkits HP41951A ermittelt.

Die Leitfähigkeit κ ergibt sich bei der Messung der Durchgangsimpedanz durch eine Materialprobe bekannter geometrischer Ausmaße. Der Realteil stellt in Abhängigkeit von der Frequenz die Verluste dar (ohmsche Verluste durch die endliche Leitfähigkeit des Materials, Wirbelstromverluste, Ummagnetisierungsverluste etc.) und hat einen mit der Frequenz ansteigenden Verlauf. Die durch κ beschriebenen ohmschen Verluste sind im Grenzwert für niedrige Frequenzen zu finden und schwanken bei den untersuchten Ferriten in Übereinstimmung mit Literaturangaben zwischen 0,01 S/m und 3 S/m. Der Verlauf der Dielektrizitätskonstanten kann aus der Kapazitätsänderung eines Plattenkondensators ermittelt werden, je nach Material sind dies bis zu $30 \epsilon_0$.

Verfahren zur Messung der Permeabilität sind vom Frequenzbereich wie auch von der Form der zur Verfügung stehenden Materialproben abhängig. Für höhere Frequenzen kann aus dem Reflexionsverhalten eines gefüllten Hohlleiters bzw. Koaxialleiters auf die Materialparameter geschlossen werden. Auch sind Verfahren bekannt, bei denen die Reflexion am Übergang eines Koaxialleiters zu einer flachen und sehr dicken Materialprobe als Maß für die Materialeigenschaften dient. Für niedrige Frequenzen eignet sich das klassische Verfahren, welches auf der Induktivitätsveränderung einer Luftspule im Vergleich zu einer gefüllten Spule beruht.

Dabei wird aus der Messung der Spulenimpedanz eine komplexe relative Permeabilität berechnet. Mit dem gebräuchlichen Reihenersatzschaltbild ergibt sich

$$Z_{ges} = R_{Leiter} + R_{Verl} + j\omega L_{Kern} = R_{Leiter} + j\omega\mu_r L_0 \quad . \quad (A.9)$$

Der Realteil wird aus dem ohmschen Widerstand R_{Leiter} und einem Widerstand R_{Verl} gebildet, welcher stellvertretend für die mit steigender Frequenz zunehmenden Verluste durch Wirbelströme, die Relaxationserscheinungen und die Hysterese steht. Die dabei verwendete komplexe Permeabilität berechnet sich mit der Induktivität L_0 ohne Kern bzw. L_{Kern} mit Kern nach Feldtkeller [18] zu

$$\mu_r = \frac{R_{Verl} + j\omega L_{Kern}}{j\omega L_0} \quad \longrightarrow \quad \mu_r = \text{Real}\{\mu_r\} = \frac{L_{Kern}}{L_0} \quad .$$

Die gesuchte relative Permeabilität ergibt sich dabei aus dem Quotienten beider Imaginärteile der gemessenen Impedanzen. Die Induktivität der Luftspule kann analytisch berechnet werden, sollte jedoch eher meßtechnisch ermittelt werden, da bei den betrachteten Frequenzen die Wicklungskapazitäten einen beträchtlichen Einfluß haben.

In Abbildung 8.5 a) ist der Verlauf der Permeabilität eines SIFERRIT N30 in Abhängigkeit von der Frequenz aufgetragen, im Vergleich sind die Katalogdaten und die so ermittelten Meßwerte zu sehen. Dabei wurde eine mäßige Umwicklung ($N=22$) des Toroids ($r_i = 2,7$ mm, $r_a = 5,4$ mm, $h = 4,2$ mm) gewählt, wodurch besonders bei niedrigen Frequenzen bis 500 kHz durch einen zu hohen Streufluß die Herstellerdaten nicht erreicht werden. Durch eine vollständige Umwicklung ($N=44$) wurde bei der Frequenz $f = 500$ kHz ein Wert von $\mu_r = 3500$ ermittelt, jedoch mit einer sehr viel schneller abfallenden Flanke und negativen Werten ab 1 MHz. Mit steigender Frequenz steigen die Wicklungskapazitäten stark an, so daß der induktive Charakter der Spule verlorenght.

Der Streufluß führt besonders bei schwächer permeablen Materialien zu einer erhöhten Abweichung bei diesem Meßverfahren. Eine höhere Umwicklung kann dabei wegen der Wicklungskapazitäten nur beschränkt weiterhelfen. Das Verfahren kann durch Verwendung einer Zylinderspule und eines geschlossenen Jochs verbessert werden. Dieses sorgt durch seinen geringen magnetischen Widerstand für die notwendige Bündelung des Flusses.

Liste der verwendeten Symbole

Symbol	Bedeutung
a	Drahtradius
d	Eindringtiefe
f	Frequenz
h	Halbe Antennenlänge L
h_e	Effektive Antennenhöhe
j	Imaginäre Einheit
k	Boltzmannkonstante
	Wellenzahl
	Koppelungsfaktor eines Übertragers
r	Ortsvektor
t	Zeitvariable
s, x, y, z	Ortskoordinaten
A	Vektorpotential
	Sondenoberfläche
	Schleifenfläche
A_L	Magnetischer Leitwert
A_e	Effektive Antenneoberfläche
B	Magnetische Flußdichte
E	Elektrische Feldstärke
C	Kapazität
	Strahlungscharakteristik
D	Elektrische Verschiebungsstromdichte
F	Rauschzahl
H	Magnetische Feldstärke
I	Elektrischer Strom
	Modifizierte Besselfunktion erster Art
J	Stromdichte

K	Antennenfaktor
L	Magnetische Induktivität Antennenlänge
M	Gegeninduktivität
N	Anzahl Windungen einer Schleife
P	Leistung
R	Ohmscher Widerstand Schleifenradius Aufpunktastand
S	Integrationsoberfläche Strahlungsdichte
T	Temperatur
U	Elektrische Spannung
V	Volumen
Y	Komplexe Admitanz Modifizierte Besselfunktion zweiter Art
Z	Komplexe Impedanz
Z_0	Freiraumwellenimpedanz
Z_T	Transferimpedanz einer Stromzange
Z_{ins}	Einfügungsimpedanz einer Stromzange
α	Öffnungswinkel
β	Ausbreitungskonstante
ϵ	Dielektrizitätskonstante
η	Relative Meßabweichung
κ	Elektrische, spezifische Leitfähigkeit
λ	Wellenlänge
μ	Permeabilität
ϑ, φ, ψ	Winkel
ξ	Signaldämpfung des elektrischen Feldes
ω	Kreisfrequenz
ΔS	Spaltbreite von Koaxialsonden
Φ	Skalares Potential Magnetischer Fluß
Ω	Schlankheitsgrad von Stabantennen Lommel-Weberfunktion

Literaturverzeichnis

- [1] A.Alford, H.G.Kandoian: *Ultrahigh-Frequency Loop Antennas*; Electrical Engineering 59 (1940), S. 843-848
- [2] S.Silver (ed.): *Microwave Antennas Theory and Design*; M.I.T. Radiation Laboratory Series, Vol. 12, McGraw-Hill, New York 1949 - Reprint: IEE Electromagnetic Waves Series, Peter Perengrius Ltd., 1984
- [3] S.K.Schelkunoff, H.T.Friis: *Antennas: Theory and Practice*; Wiley, New York 1952
- [4] R.W.P.King: *The Theory of Linear Antennas*; Harvard University Press, Cambridge Massachusetts 1956
- [5] R.W.P.King: *The Loop Antenna as a Probe in Arbitrary Electromagnetic Fields*; Cruft Laboratory Technical Report 262, Harvard University Press, Cambridge Massachusetts 1957
- [6] R.W.P.King: *The Rectangular Loop Antenna as Dipole*; IEEE Transactions on Antennas and Propagation, AP-7, May 1959, S. 53-61
- [7] J.H.Richmond: *A Reaction Theorem and Its Application to Antenna Impedance Calculations*; IRE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. AP-9, No. 6, Nov. 1961
- [8] H.Whiteside: *Electromagnetic Field Probes*; Technical Report No. 377, Cruft Laboratory, Harvard University, Cambridge Mass. 1962
- [9] H.Whiteside, R.W.P.King: *The Loop Antenna as a Probe*; IEEE Transactions on Antennas and Propagation, AP-12, S. 291-297, May 1964
- [10] C.W.Harrison Jr.: *Physical Limitation on the Measurement of Transient Fields in Air and in Dissipative Media Using Electric and Magnetic Probes*; IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Sep. 1964
- [11] T.T.Wu, R.W.P.King: *The Cylindrical Antenna with Nonreflecting Resistive Loading*; IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. AP-13, No. 3, S. 369-373, May 1965

-
- [12] R.W.P. King, H.R.Mimno, A.H.Wing: *Transmission Lines Antennas and Wave Guides*; Dover Publications, Inc., New York 1965
- [13] R.F.Harrington: *Field Computation by Moment Methods*; Robert E. Krieger Florida, 1968
- [14] A.Jordan, R.Balmain: *Electromagnetic Waves and Radiating Systems*; Prentice-Hall Inc., Englewood Cliffs, New Jersey, 2. Auflage, 1968
- [15] R.E.Collin, F.J.Zucker: *Antenna Theory*; McGraw-Hill Book Company, New York 1969
- [16] R.W.P. King, C.W.Harrison Jr.: *Antennas and Waves: A Modern Approach*; Cambridge Massachusetts, The M.I.T. Press 1969
- [17] D.White: *Electromagnetic Interference and Compatability*; First Edition, Maryland 1971
- [18] R.Feldtkeller: *Theorie der Spulen und Übertrager*. Monographie der Elektrischen Nachrichtentechnik Bd. XIII. S.Hirzel Verlag Stuttgart 1971.
- [19] E.Feldtkeller: *Dielektrische und magnetische Materialeigenschaften I*. B.I.-Hochschultaschenbücher Bd. 485. Mannheim 1973.
- [20] J.D.Dyson: *Measurement of Near Fields of Antennas and Scatterers*; IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. AP-21, No. 4, S. 446-460, Jul. 1973
- [21] M.L.Crawford: *Improved Techniques and Instrumentation for EMC Measurements*; IEEE International Symposium on EMC, Washington DC, S. 369-374, Jul. 1976
- [22] M.Kanda: *A Relatively Short Cylindrical Broadband Antenna with Tapered Resistive Loading for Picosecond Pulse Measurements*; IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. AP-26, No. 3, S. 439-447, May 1978
- [23] C.E.Baum, E.L.Breen, J.C.Giles, J.O'Neill, G.D.Sower: *Sensor for Electromagnetic Pulse Measurements Both Inside and from Nuclear Source Regions*; IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. AP-26 (1978)
- [24] G.S.Smith: *The Electric-Field Probe Near a Material Interface with Application to the Probing of Fields in Biological Bodies*; IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT-27, No. 3, S. 270-278, Mar. 1979
- [25] M.Kanda : *Analytical and Numerical Techniques for Analyzing an Electrically Short Dipole with a Nonlinear Load*; IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. Ap-28, No. 1, S. 71-78, Jan. 1980

- [26] J.E.Lindsay, Jr: *Wide-Band E/H Field Sensing Probes: A Discussion of Probe Interactions and Coupling Problems. A Model for the Analysis of the Loop Antenna*; PTB Bericht E-19, Braunschweig, Oktober 1981
- [27] C.A.Balanis: *Antenna Theory*; Harper & Row New York, 1982
- [28] H.I.Bassen, G.S.Smith: *Electric Field Probes - A Review*; IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. AP-31, No. 5, S. 710-718, Sep. 1983
- [29] M.Kanda, F.X.Ries, L.D.Driver, R.D.Orr: *A Simultaneous Electric and Magnetic Field Sensor for the Near-Field Electromagnetic Field Measurement*; Symposium Electromagnetic Compatibility, EMC-83, Zürich 1983, S. 263-266
- [30] R.W.P. King: *The Conical Antenna as a Sensor or Probe*; IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. EMC-25(1983), p. 8-13
- [31] M.Kanda: *An Electromagnetic Near-Field Sensor for Simultaneous Electric and Magnetic-Field Measurements*; IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. EMC-26, No. 3, S.102-110, Aug. 1984
- [32] A.Küchler, J.Damas, Th.Dunz, A.Schwab: *Kapazitive Sensoren zur Messung transienter elektrischer Felder und Spannungen*; Archiv für Elektrotechnik 68, S. 335-344, 1985
- [33] H.Bellm, A.Küchler, J.Herold, A.Schwab: *Rogowski-Spulen und Magnetfeldsensoren zur Messung transienter Ströme im Nanosekundenbereich (Teil 1 und 2)*; Archiv für Elektrotechnik 68, S. 63-68, 1985
- [34] H.-D.Brüns: *Pulserregte elektromagnetische Vorgänge in dreidimensionalen Stabstrukturen*; Dissertation, HSBw. Hamburg, 1985
- [35] R.E.Collin: *Antennas and Radiowave Propagation*; McGraw-Hill Book Company, New York 1985
- [36] C.E.Baum: *Electromagnetic Sensors and Measurement Techniques*; in: J.E.Thompson, L.H.Luessen (ed.): *Fast Electrical and Optical Measurements*; Vol. I. NATO ASI Series, Dordrecht, 1986
- [37] A.Küchler: *Erfassung transienter elektromagnetischer Feldverteilungen mit konzentrierten und räumlich ausgedehnten Sensoren*; VDI-Verlag, Fortschrittbericht, Reihe 21: Elektrotechnik Nr.7, 1986
- [38] M.Kanda, L.D.Driver: *An Isotropic Electric-Field Probe with Tapered Resistive Dipoles for Broad-Band Use, 100 kHz to 18 GHz*; IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. MTT-35, No. 2, S. 124-130, Feb. 1987

- [39] J.D.Kraus: *Antennas*; McGraw-Hill Series in Electrical Engineering, 1988 2. Auflage
- [40] K.D.Kruse, J.L.terHaseborg, J.Nedtwig: *Ein nur optisch versorgter (isotroper) elektro/optischer Sensor für EMV/EMP-Messungen*; EMV Karlsruhe, S.155-174, 1988
- [41] J.Glimm, K.Münter: *Feldmeßsonden - Monitore für elektromagnetische Strahlung - Vergleich und Beurteilung verschiedener Sonden*; Schriftenreihe der Bundesanstalt für Arbeitsschutz, Fb 585, Dortmund 1989
- [42] W.R.Pfaff: *Potentialfreie Kugelfeldsonde zur Messung elektromagnetischer Felder in Hochspannungsanlagen*; Dissertation, Universität Stuttgart, 1989
- [43] K.P. Esselle, S.S. Stuchly : *Resistively Loaded Loop as a Pulse-Receiving Antenna*; IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. 38, No. 7, July 1990
- [44] O.Zinke, H.Brunswig: *Hochfrequenztechnik 1*; Springer Verlag Berlin, 1995
- [45] N.Fliege: *Systemtheorie*; B.G.Teubner Verlag, Stuttgart 1991
- [46] PTB: *Feldsonden*; PTB-Bericht E-45, Braunschweig 1992
- [47] F.Demmel, A.Klein: *Vorteile aktiver Antennen für Feldstärkemessungen*; EMV Karlsruhe, S. 687-695, 1992
- [48] F.Gassmann: *Messung der echten Strahlungsdichte durch gleichzeitige E- und H-Felderfassung im Bereich 75 kHz bis 30 MHz*; EMV Karlsruhe, S. 697-705, 1992
- [49] T.Mader: *Berechnung elektromagnetischer Felderscheinungen in abschnittsweise homogenen Medien mit Oberflächenstromsimulation*; Dissertation TU Hamburg-Harburg 1992
- [50] M.E.G.Upton, A.C.Marvin: *Improvements to an Electromagnetic Near-Field Sensor for Simultaneous Electric and Magnetic Field Measurement*; IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 35, No. 1, S. 96-98, Feb. 1993
- [51] H.-D.Brüns, H.Singer, T.Mader: *Numerical Investigations of Field Distortions due to Sensors*; IEEE International Symposium on EMC, Dallas, S. 110-115, 1993
- [52] B.D.Popovic, B.M.Kolundzija: *Analysis of metallic antennas and scatterers*; The Institution of Electrical Engineers, London 1994
- [53] M.Kanda: *Standard Probes for Electromagnetic Field Measurements*; IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. 41, No. 10, S. 1349-1364, Oct. 1993
- [54] B.R.Strickland, N.F.Audeh: *Diode-Loaded Antenna Modeling and Design*; IEEE Transactions on Antennas and Propagation, Vol. 41, No. 3, S. 333-337, Mar. 1993

- [55] P.Degauque, J.Hamelin: *Electromagnetic Compatibility*; Oxford University Press, Oxford 1993
- [56] *Leitfaden zur Angabe der Unsicherheit beim Messen - Guide to the Expression of Uncertainty in Measurement (GUM)*; International Organization for Standardization, 1. Auflage 1993, Überarbeitung und Nachdruck 1995
- [57] R.Pape, J.Glimm, K.Münter, M.Spitzer: *Meßtechnische Eigenschaften handelsüblicher Feldsonden für Frequenzen bis 1000 MHz*; EMV Karlsruhe, S. 765-774, 1994
- [58] G.Fässler, F.Landstorfer: *Hochempfindliche breitbandige Sonde für die EMV-Meßtechnik*; EMV Karlsruhe, S. 775-784, 1994
- [59] T.Meier, K.Petermann: *Integriert-optischer E-Feld-Sensor mit optimierter Antennen-Modulator-Ankopplung*; EMV Karlsruhe, S. 1041-1046, 1994
- [60] M.Kanda: *Standard Antennas for Electromagnetic Interference Measurements and Methods to Calibrate Them*; IEEE Transactions on Elektromagnetic Compatibility, Vol. 36, No. 4, S. 261-273, Nov. 1994
- [61] D.Morgan: *A handbook for EMC testing and measurement*; IEE Electrical Measurement Series 8, Peter Peregrinus Ltd. UK, 1994
- [62] Zhang Hui, Ye Feiyu: *The Influence of Probe on the Measuring Accuracy of Electric Field*; ISH Graz 1995, Beitrag 8326
- [63] V.Kraz: *Near-Field Methods of Locating EMI Sources*; Compliance Engineering European Edition 23, S. 23-28, May/June 1995
- [64] D.Pommerenke: *Transiente Felder der Elektrostatischen Entladung (ESD)*; VDI-Verlag, Fortschrittbericht, Reihe 21: Elektrotechnik Nr. 186, 1995
- [65] DIN 1319 Teil 1: *Grundlagen der Meßtechnik, Grundbegriffe*; Deutsche Norm, 1995-01
- [66] J.R.Bergervoet, M.H.J.Draaijer: *EMC measurements with an Optical Link*; EMC-Symposium Zurich, S. 471-476, 1995
- [67] G.Fässler, F.M.Landstorfer: *A Method to Investigate the Current Distribution on Printed Circuit Boards*; EMC-Symposium Zurich, Beitrag 87N3, 1995
- [68] J.Glimm, Th.Schrader, K.Münter, R.Pape, M.Spitzer: *A new Direct-Measuring Field Sensor up to 1000 MHz with an Analog Fibre-Optical Link - Design, Traceable Calibration and Results*; EMC-Symposium Zurich, S. 483-487, 1995

-
- [69] N.Kuwabara, R.Kobayashi: *Development of Electric Field Sensor using Mach-Zehnder Interferometer*; EMC-Symposium Zurich, Beitrag 92N8, 1995
- [70] G.Monien, H.Singer: *Investigations of Measuring Deviation and Field Distortion by Electromagnetic Field Sensors*; EMC '96 Roma, Beitrag K-6
- [71] G.Monien, H.Singer: *Measurement Error and Field Distortion of Magnetic Field Sensors*; EMC Zürich 1997, Beitrag 36 G3
- [72] G.Monien, H.Singer: *Electromagnetic Field Sensors Close to Scattering Structures*; UR-SI Montreal 1997, Beitrag 106.8
- [73] Ch.Braun, P.Guidi, H.U.Schmidt: *Elektrisch kurze Antennen zur Feldmessung*; Fraunhofer Institut für Naturwissenschaftlich-Technische Trendanalysen, Bericht Nr. 165, 1996
- [74] L.M.Millanta: *Fundamentals of the EMC Current Probes*; EMC Symposium Zurich, S. 585-590, 1997
- [75] G.Monien, H.Singer: *Meßbeeinflussung und Rückwirkung induktiver Stromsonden*; EMV '97, Wehrtechnisches Symposium Mannheim, Beitrag Nr.6
- [76] F.Gassmann, B.Eicher, U.Knafl: *Isotrope Feldstärkemessung im Frequenz- und Zeitbereich mit einem interferometrischen Sensor*; EMV Düsseldorf, S.631-639, 1998
- [77] I.S.García, A.R.Bretones, R.G.Martín: *Pulse-Receiving Characteristics of V-Dipole Antennas with Resistive Loading*; IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 40, No. 2, May 1998, S. 174-176
- [78] C.Reiter, M.Schuardt, C.Tudziers: *Fehlereinflüsse bei Nahfeldmessungen durch Verwendung kommerzieller EMV-Meßantennen im Frequenzbereich bis 30 MHz*; EMV Düsseldorf, S. 665-672, 1998
- [79] A.Gille: *Messung elektrischer und magnetischer Felder auf und in dielektrischen Körpern*; Dissertation TU Hamburg-Harburg 1998
- [80] J.Werner, T.Lange: *Bestimmung der räumlichen Lage des elektrischen Feldvektors bei elliptischer Polarisierung mit einem gleichrichtenden Feldsensor*; EMV Düsseldorf, S. 657-664, 1998
- [81] CISPR 16-1: *Specification for radio disturbance and immunity measuring apparatus and methods - Part 1: Radio disturbance and immunity measuring apparatus*; International Electrotechnical Commission, Second edition 1999

- [82] H.Hosoyama, T.Iwasaki, S.Ishigami: *Complex Antenna Factor of a V-Dipole Antenna with Two Coaxial Feeders for Field Measurements*; IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, Vol. 41, No. 2, May 1999, S.154-158
- [83] C.Probol, K.H.Gonschorek: *Entwicklung eines HF-Dosimeters für den Frequenzbereich 1 MHz - 18 GHz*; Wehrtechnisches EMV-Symposium Mannheim 1999, Beitrag 16.1
- [84] M.Alexander: *Using Antennas to Measure the Strength of Electric Fields near Equipment*; Compliance Engineering European Edition, 2000 Annual Reference Guide

Lebenslauf

Name	Georg Monien
22.06.1965	Geboren in Dortmund (Nordrhein-Westfalen)
08 / 1971 - 06 / 1985	Schulische Ausbildung und Abschluß mit der allgemeinen Hochschulreife am Gymnasium auf der Morgenröthe in Siegen
10 / 1985 - 05 / 1988	Grundstudium der Elektrotechnik an der Universität-Gesamthochschule in Siegen
08 / 1988 - 07 / 1993	Hauptstudium an der Technischen Universität Hamburg-Harburg und Abschluß im Studiengang Nachrichtentechnik
10 / 1993 - 09 / 1997	Wissenschaftlicher Mitarbeiter im Arbeitsbereich Theoretische Elektrotechnik bei Prof. Dr. H. Singer an der TU Hamburg-Harburg. Bearbeitung des DFG-Forschungsprojektes "Feldverzerrung durch Sonden"
01 / 1998 - 06 / 1999	Systemingenieur bei EADS Militärflugzeuge - Betriebsstätte Bremen.
Seit 07 / 1999	beschäftigt bei Astrium Space Infrastructure Bremen im Labor für Elektromagnetische Verträglichkeit.