

Über das Abstrahlverhalten von Spiralantennen

vorgelegt von
Dipl.-Ing. Bernhard Kalender
aus Berlin

von der Fakultät IV - Elektrotechnik und Informatik
der Technischen Universität Berlin
zur Erlangung des akademischen Grades
Doktor der Ingenieurwissenschaften
-Dr.-Ing.-
genehmigte Dissertation

Promotionsausschuss:

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. G. Böck
1. Bericht: Prof. Dr.-Ing. G. Mönich
2. Bericht: Prof. Dr.-Ing. S. Lindenmeier

Tag der wissenschaftlichen Aussprache: 27. Mai 2011

Berlin 2011
D83

Danksagung

Meinem verehrten Lehrer Prof. Dr.-Ing. G. Mönich bin ich zu großem Dank verpflichtet, dass er mir die Bearbeitung dieses Themas ermöglicht hat. Ich danke ihm für die vielen großartigen Diskussionen und Hinweise, sowie für seine wertvollen Ratschläge und die überaus angenehme Arbeitsatmosphäre, unter der diese Arbeit entstanden ist.

Ich danke Herrn Prof. Dr.-Ing. S. Lindenmeier sehr für die Übernahme des Gutachtens und die damit verbundenen Bemühungen.

Herrn Prof. Dr.-Ing. G. Böck danke ich für seine Bereitschaft den Vorsitz zu übernehmen.

Meiner Frau Carolyn möchte ich danken für ihre stete Unterstützung und Geduld, sowie für ihre Änderungsvorschläge und Anregungen im Rahmen dieser Arbeit. Ich danke Dir.

Inhaltsverzeichnis

Danksagung	iii
1 Einführung und Überblick	1
2 Spiralantennen – State of the Art	5
2.1 Bezeichnungen und Geometrie	5
2.2 Derzeitiger Erkenntnisstand über die Abstrahlung	13
2.2.1 Strahlungsdiagramm	19
2.2.2 Polarisierung im Fernfeld	21
2.2.3 Eingangswiderstand	21
2.3 Aufgabenstellung	23
2.4 Grundstruktur(en) der im Weiteren behandelten Spiralen . .	23
3 Die Berechnung von Strömen und Feldern	25
3.1 Die Momentenmethode	25
3.2 Die Erweiterung nach Rao-Wilton-Glisson	28
3.3 Anwendung der MoM	30
3.4 Grundsätzliche Probleme bei der Darstellung	33
3.5 Der Begriff der Feldlinie	34
3.6 Berechnung der Feldlinien	34
3.7 Anmerkungen zur Konvergenz	35
3.8 Polarisierung	36
4 Wellenablösung im Nahfeld	39
4.1 Polarisierung und Ablösung	40
4.2 E-Feldablösung längs der Leitung	44
4.3 E-Feldablösung quer zur Leitung	59
4.4 H-Ablösung in der Symmetrieebene	84

5 Das Fernfeld	91
5.1 Das elektrische Fernfeld	92
5.2 Das magnetische Fernfeld	103
A Kugelwellen	107
B Ringstrommodell	111
Literatur	126

Kapitel 1

Einführung und Überblick

Die vorliegende Arbeit befasst sich mit der Untersuchung der Abstrahlung von ebenen logarithmischen Spiralantennen. Die Untersuchung soll auf zweiarmige Strukturen begrenzt werden. Dieses Vorgehen bietet den Vorteil der ungetrübten Anschaulichkeit, da die Übersicht bei noch komplexeren Strukturen nicht mehr gewährleistet ist. Zudem lassen sich eine Reihe von Ergebnissen auf Strukturen mit mehr Armen übertragen [Mil98]. Die vorliegenden Antennen werden nur im Sendefall betrachtet.

Spiralantennen sind durch ihre extreme Breitbandigkeit, geringe Baugröße und zirkulare Polarisierung für eine Vielzahl von Anwendungen von entscheidender Bedeutung.

Spiralantennen sind seit der zweiten Hälfte der 1950er-Jahre Gegenstand einer Vielzahl von Untersuchungen. Diese Arbeiten gliedern sich in theoretische Untersuchungen und Parameterstudien.

Es sollen einleitend einige wichtige Stationen der historischen Entwicklung von Spiralantennen kurz wiedergegeben werden.

1954 hatte der Air Force Techniker Edwin Turner die Idee eine Dipolantenne zu einer Spirale zu verwinden. Die Ergebnisse seiner Experimente waren so aufsehenerregend und außerordentlich erfolgreich, dass sich unmittelbar danach eine ganze Reihe von Antennenexperten eingehend mit dieser neuen Antennenform beschäftigte.

1955 stellte Victor Rumsey von der University of Illinois in diesem Zusammenhang das Winkelprinzip auf, wonach eine frequenzunabhängige Antenne vollständig durch ihre Winkel beschrieben werden kann. Spätere Veröffentlichungen mit gemessenen Diagrammen, Designrichtlinien und Vorschlägen zur Ausführung finden sich in [Dys59b] und [Rum57].

Ebenfalls 1955 stellte Burdine eine Bandtheorie vor, wonach gleichphasige

Ströme in benachbarten Armen einer Spirale, unter der Bedingung, dass sich eine Wellenlänge auf dem Umfang verteilt, als gemeinsamer Strom aufgefasst werden können, dessen räumliche Orientierung zwischen den Leitungen angenommen werden soll, [Vol07].

1959 führte Dyson die konische Spirale zur Erzeugung einseitig gerichteter Strahlung ein. Die Spirale wurde hierbei auf die Konusoberfläche projiziert [Dys59a].

Im selben Jahr leitete Rumsey das Strahlungsfeld der Spirale durch die Einführung von Randbedingungen und unter Einbeziehung der Ergebnisse von B. Cheo und J. Welch her [Rum59].

1960 betrachtete Kaiser die höheren Moden der Spiralantenne. Er beschreibt die Anregung und die Speisesektion. Zwei Spiralen als Gruppe mit unterschiedlichem Richtungssinn werden untersucht. Zusätzlich erfolgt die Beschreibung der quadratischen archimedischen Spirale [Kai60].

Donnellan führt 1960 eine experimentelle Verifizierung des Betriebs einer Spiralantenne im zweiten Mode durch, mit Verweis auf die Arbeit von Kaiser [Don60].

1960 folgte die 4-Arm Spirale für den Einsatz in Peiler-Systemen. Hier wurde zum ersten Mal das Problem der gleichphasigen Speisung zufriedenstellend gelöst. Diese Problem besteht in der Abstrahlung der Speiseleitung, die mit gleichphasigen Strömen gespeist wird. Versuche durch Abdeckung der Leitung mit Absorbermaterial verbesserten zwar die Verhältnisse etwas, aber dafür wurde die Normalmode-Funktion nun stark beeinträchtigt. Shelton erweiterte die Spirale um mehrere Arme und speiste die Spiralarms mit unterschiedlichen Stromphasen. Der Originalbeitrag dieser ersten Ausführungen findet sich im Anhang der Arbeit [CM90].

Curtis näherte 1960 die archimedische Spiralantenne durch eine Reihe von Halbkreisen an. Er nahm die Stromverteilung mit einer experimentell gefundenen Dämpfungskonstante an. Es ergab sich eine sehr gute Übereinstimmung dieses Modells mit Messungen. In [Cur60] findet sich eine Angabe eines zweckmäßigen Wertes für den äußeren Durchmesser.

1960 stellten Bawer und Wolfe eine Parameterstudie zum rückwärtigen Abschluß von Spiralantennen vor. Hierin werden Angaben zum Durchmesser und der Tiefe der Kapselung sowie zum Öffnungswinkel der Antenne gemacht. Es wird zusätzlich eine balancierte Speisung (Balun) beschrieben [BW60].

1961 führt Wheeler eine Untersuchung zum Achsverhältnis in Abhängigkeit des Öffnungswinkels durch [Whe61].

1963 beschreibt Tang Konusantennen mit unterschiedlichen Berandungen,

rechteckig und logarithmisch. Die logarithmische Spirale wird als Polygonzug modelliert. Es werden Meßergebnisse und Diagramme präsentiert [Tan63].

1966 leitet Bruce die Impedanzen der Spiralmoden her [Bru66].

1969 stellen Anders und Wohlleben den Zusammenhang zwischen Phasengeschwindigkeit der Welle und dem Konuswinkel bei einer Wendelantenne her [AW69].

1971 wird von Cubley und Hayre eine experimentelle Betrachtung der Phasengeschwindigkeiten unterschiedlicher Moden auf einer Spiralantenne anhand eines Ringstrahler Modells durchgeführt [CH71].

1986 wird von Nakano et. al. der Einfluss eines ebenen Reflektors auf die Stromverteilung und die Richtcharakteristik einer Spiralanatenne dargestellt [NNA⁺86].

2001 führten Volakis, Nurnberger und Fillipovic eine umfangreiche technologische Parameterstudie durch, die sich mit der Speisung und der Gestalt der Spiralarmenden bei Belastung mit Widerständen beschäftigen. Es werden einige Optionen hinsichtlich der Verkleinerung durch den Träger-substrateinfluß angegeben, ferner wird die Ausführung der rückwärtigen Kapselung diskutiert [VNF01].

2003 wird eine einarmige Spirale vorgestellt, die durch Anregung vom Armende oder aus dem Zentrum heraus links- bzw. rechtszirkular polarisierte Wellen abstrahlt [JCdF03].

Es sind viele weitere Veröffentlichungen über Spiralantennen erschienen, hinsichtlich des eigentlichen Abstrahlprozesses jedoch meist Parameterstudien.

Die vorliegende Arbeit soll einen Beitrag dazu leisten, den Prozess der eigentlichen Strahlungserzeugung an einer Spiralstruktur zu beschreiben. In Kapitel 2 wird ein Überblick über die grundsätzlichen Eigenschaften von Spiralantennen gegeben und ohne den Anspruch auf Vollständigkeit auf eine Reihe wichtiger (und wegweisender) Ergebnisse verwiesen. In Kapitel 3 werden die verwendeten Berechnungsverfahren und Darstellungen vorgestellt und beschrieben. Kapitel 4 bildet das Kernstück der Arbeit, das sich den Feldern im Nahfeld und den Mechanismen die zur Wellenablösung führen, widmet. Eine intensive Suche nach dem bisher bekannten Wellenablösungsmechanismus führte zu keinerlei Ergebnis. Hier wird erstmals ein bisher nicht bekannter Ablösungsmechanismus zwischen den Leitungen beobachtet und erklärt. Dieser von der Abstrahlung am Dipol her nicht bekannte Effekt der Wellenablösung quer zur Leitung wird in Abschnitt 4.3 dargestellt. In Kapitel 5 wird das Fernfeld in Feldlinienge-

stalt dargestellt und die Eigenschaften diskutiert. Anhang A beschäftigt sich mit den Kugelwellen der Struktur. Im Anhang B wird das Ringstrommodell dargestellt, das zum einen wegen seiner Bedeutung für die Bandtheorie und zum anderen aufgrund wichtiger Teilergebnisse für die Erklärung der Abstrahlung näher betrachtet werden muss.

Technologische Aspekte werden bewusst nicht berücksichtigt. Um hier die wichtigsten Aspekte zu erwähnen, handelt es sich hierbei um die Problematik einer möglichst symmetrischen Speisung sowie der breitbandigen Ausblendung der Antennenstrahlung zu einer Richtung hin, um eine unidirektionale Richtcharakteristik zu erhalten wie sie in einer Vielzahl von Anwendungen entscheidend ist. Dies wird je nach Anwendungen und Anforderungen durch eine geeignete Wahl eines absorbierenden oder reflektierenden Bereiches in einer Halbebene der Antenne erzielt. Ein dritter damit verwandter Gesichtspunkt ist die Zuführung einer möglichst beeinflussungsarmen Speisung an die Antennenstruktur, die für Schlitzstrahler zufriedenstellend gelöst werden kann, indem die Speiseleitung an der verbliebenen Metallisierung entlanggeführt wird.

Kapitel 2

Spiralantennen – State of the Art

In diesem Kapitel soll eine kurze Einführung in das Gebiet der Spiralantennen erfolgen und die in dieser Arbeit betrachteten Ausführungen vorgestellt werden. Dazu werden zunächst in 2.1 die Bezeichnungen geklärt und in 2.2 einige grundsätzliche bekannte Eigenschaften dieser Klasse von Antennen vorgestellt. Hieraus ergibt sich die Aufgabenstellung der vorliegenden Arbeit in 2.3. In 2.4 wird die in dieser Arbeit hauptsächlich untersuchte Spiralantenne vorgestellt.

2.1 Bezeichnungen und Geometrie

Spiralantennen sind gewundene, teils flächige Leiterstrukturen, die in logarithmische (winkelkonstante) und archimedische Spiralantennen unterschieden werden.

In Abb. 2.1 ist die grundsätzliche Struktur dieser Spiralen, rechts die logarithmische, links die archimedische, dargestellt. In der Arbeit erfolgen die Betrachtungen ausschließlich an Hand von logarithmischen Spiralen. Diese liegen

- als winkelkonstant gewundener Draht oder Spalt in einer leitenden Ebene (siehe Abb. 2.2 a)) oder
- als selbstkomplementäre Struktur bei der durch Drehung oder Verschiebung leitende und nichtleitende Flächen ineinander übergehen (siehe Abb. 2.2 b))

vor.

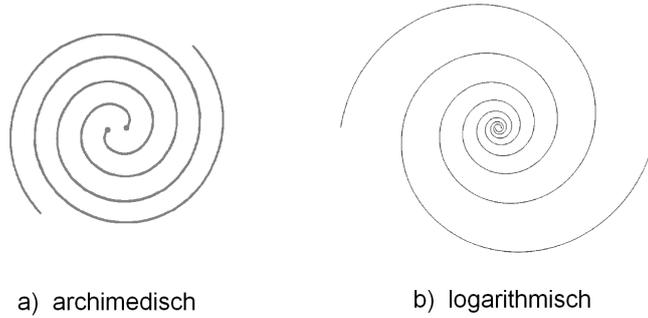


Abbildung 2.1: Spiralen

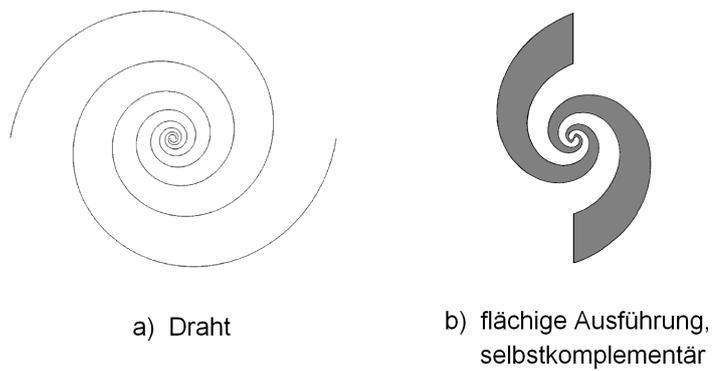


Abbildung 2.2: Spiralen

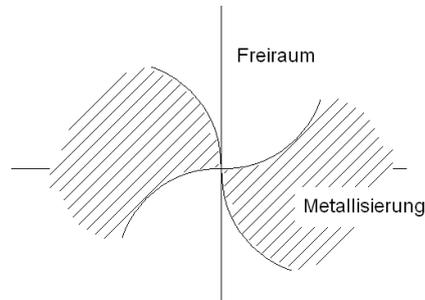


Abbildung 2.3: Selbstkomplementäre Struktur

Bei selbstkomplementären Strukturen können nichtleitende und leitende Flächen vertauscht werden (Abb. 2.3). Sie gehen somit bei Drehung um einen Winkel ineinander über. Bei zweiarmigen Strukturen beträgt dieser Winkel 180° . Die archimedische Spirale, bei der Leitung und der verbleibende Zwischenraum die gleiche Breite besitzen, ist auch eine selbstkomplementäre Struktur.

Eine logarithmische Spirale ist in Abb. 2.4 dargestellt. Sie wird durch die Gleichung

$$r = ae^{k\varphi} \quad (2.1)$$

beschrieben, wobei der Parameter k sich als

$$k = \cot\alpha \quad (2.2)$$

aus dem gewählten Öffnungswinkel α der Spirale ergibt. Der Parameter a dient der Skalierung. Für flächige Strukturen gemäß Abb. 2.2 b), müssen mehrere Gleichungen angegeben werden, die die Kontur beschreiben.

Die Spirale als geometrische Kurve ist unendlich ausgedehnt: φ durchläuft Werte von $-\infty$ bis $+\infty$. Dabei ist die Kurve zwischen P_1 und P_2 für $\varphi_2 - \varphi_1 = 2\pi$ gerade einmal um den Ursprung gelaufen, hat eine Windung vollführt.

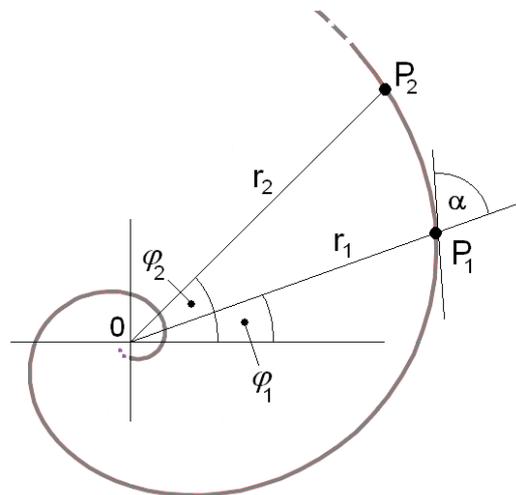


Abbildung 2.4: Logarithmische Spirale

Technische Spiralantennen besitzen natürlicherweise nur eine endliche Anzahl von Windungen, φ läuft hier von φ_{\min} bis φ_{\max} . Außerdem bestehen sie nicht aus einem Spiralabschnitt, sondern im Fall zweiarmiger Spiralen aus zwei Spiralabschnitten, wobei der zweite punktsymmetrisch zum ersten liegt und somit der Gleichung

$$r = ae^{k(\varphi - \pi)} \quad (2.3)$$

genügt und mit dem ersten über die Speisung bei φ_{\min} verbunden ist.

Die Länge des Bogens zwischen den Punkten P_1 und P_2 auf einem Arm ist durch

$$L_{12} = \sqrt{1/k^2 + 1}(r_2 - r_1) \quad (2.4)$$

gegeben.

Das im Folgenden verwendete Koordinatensystem ist in Abb. 2.4 bzw. Abb. 2.5 dargestellt.

An dieser Stelle soll der Modenbegriff kurz erläutert werden, da in 2.2 darauf Bezug genommen wird. Der Formalismus findet sich in Anhang A.

Jedes beliebige Strahlungsfeld kann durch eine Orthogonalentwicklung in eine unendliche Summe voneinander unabhängiger Moden (Feldtypen oder Eigenschwingungen) zerlegt werden. Sphärische Moden, und nur solche, sollen in der Folge betrachtet werden, sind die Lösung der Maxwell'schen Gleichungen in Kugelkoordinaten. Sphärische Moden sind Kugelwellen, die vom Koordinatenursprung des Kugelkoordinatensystems ausgehen. Somit werden alle Quellen als im Koordinatenzentrum befindlich angenommen. Ihre Wellenfronten sind Kugelflächen um das Zentrum herum. Das Kugelwellenspektrum ist diskret, weshalb sie im Vergleich mit Hohlleitermoden auch als Moden des Freiraums bezeichnet werden. Diese Analogie kann aber nicht vollständig gezogen werden, da Kugelwellen immer auch einen Realanteil besitzen und der Übergang aus dem Cut-off-Bereich in den Ausbreitungsbereich kontinuierlich ist.

Entsprechend ihrer qualitativen Eigenschaften unterscheidet man H-Wellen und E-Wellen. H-Wellen besitzen in Ausbreitungsrichtung eine Magnetfeldkomponente, weshalb sie auch als TE-Wellen bezeichnet werden, was zum Ausdruck bringt, dass das E-Feld nur transversale Komponenten besitzt. Im Gegenzug dazu gilt, dass E-Wellen auch als TM-Wellen bezeichnet werden mit E-Feld-Komponenten in Ausbreitungsrichtung und nur

transversalen Komponenten des Magnetfeldes. Ein in z-Richtung orientierter Hertzscher Dipol emittiert beispielsweise nur den $E_{0,1}$ -Mode. Zur Darstellung und formelmäßigen Beschreibung siehe Anhang A.

Es erscheint zweckmäßig, die Antennenstruktur ihrer Funktion oder ihrem Beitrag entsprechend in verschiedene Zonen zu unterteilen. Für eine gegebene Betriebsfrequenz gliedert sich die Struktur in drei Zonen, die in Abbildung 2.6 schematisch dargestellt sind.

In der inneren Zone, die der Speisung am nächsten liegt, besitzen die Feldbilder quasistatischen Charakter. Die Spirale ist hier in ihrer Funktion als bloße Zuleitung zu betrachten. In der daran anschließenden aktiven Zone erfolgt die eigentliche Abstrahlung, hier verteilt sich eine Wellenlänge auf den Umfang und Ströme in benachbarten Armen sind in Phase. Das Spiralzentrum mit Speisung sowie die verwendete Stromkonvention in Verbindung mit der farblichen Kennzeichnung, wie sie auch später in dieser Arbeit verwendet werden soll, ist beispielhaft in Abb. 2.7 dargestellt. Dabei sind jeweils die Halbwellen farblich gekennzeichnet. Eine Wellenlänge stellt sich somit als blauer und roter Streckenabschnitt dar.

Die räumlich folgende äußere Zone besitzt für die Abstrahlung nur noch eine nachgeordnete Bedeutung, darauf soll im Weiteren noch eingegangen werden, wobei eine zweckmäßige Verlängerung zu berücksichtigen ist. Dies ist auf der einen Seite zur Erzielung einer vollständigen Abstrahlung nötig und dient auf der anderen Seite der Vermeidung von Reflexionen von den Armen her, da die Struktur über ihre gesamte Länge hin abstrahlt und somit die nötige Stromdämpfung erzielt wird. Eine sehr gute Beschreibung dieser einzelnen Sachverhalte und weiterführende Literaturangaben findet man z.B. in [Vol07].

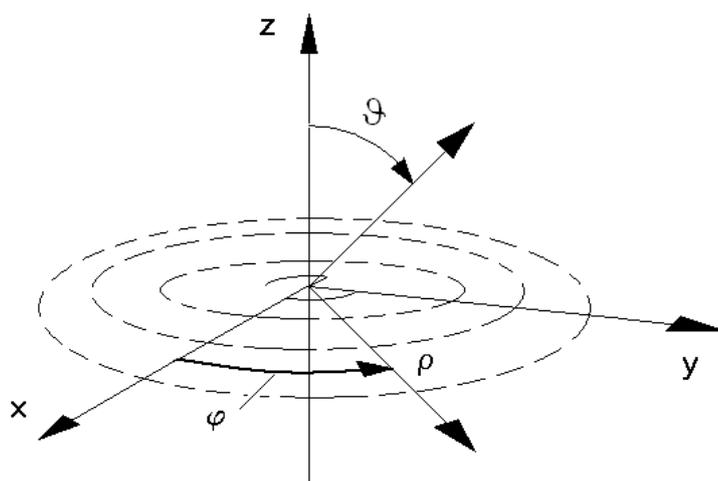


Abbildung 2.5: Koordinatensystem der Spiralstruktur

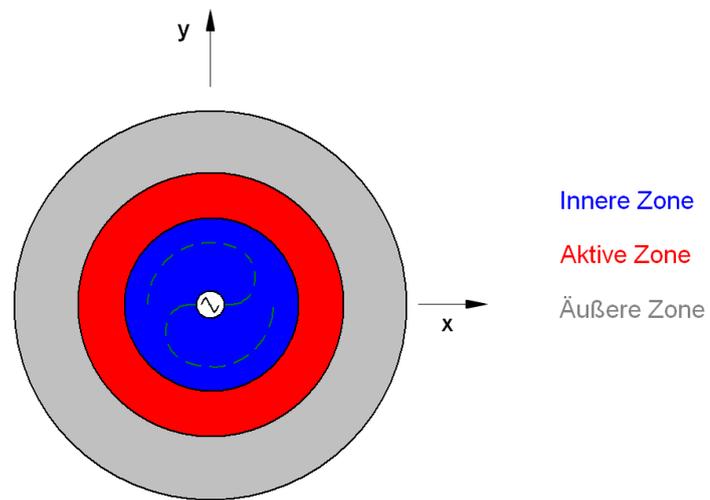


Abbildung 2.6: Zonen

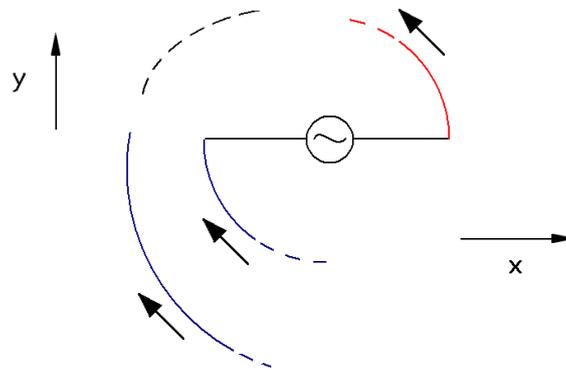


Abbildung 2.7: Stromkonvention

2.2 Derzeitiger Erkenntnisstand über die Abstrahlung

Spiralantennen sind Wanderwellenstrukturen, bei denen eine lichtschnelle elektromagnetische Welle die gewundene Struktur entlangläuft. Im Gegensatz dazu seien Stehwellenantennen genannt, wie z.B. die Linearantenne. Die qualitativen Zusammenhänge zwischen elektrischem Feld, Magnetfeld, Strom und Ladungsverteilung bei Steh- und Wanderwellen auf der Lecherleitung sind in Abbildung 2.8 dargestellt. In 2.8 a) sind die Verhältnisse einer Wanderwelle gezeigt und in 2.8 b) die Verhältnisse bei einer Stehwelle. Bei einer Wanderwelle sind elektrisches Feld, Magnetfeld, Strom und Ladungsdichtefunktion in Phase. Bei einer Stehwelle besteht zwischen elektrischem Feld und Ladungsdichtefunktion einerseits und magnetischem Feld und Stromverteilung andererseits eine Phasenverschiebung von 90° . Die näherungsweise Verhältnisse der Linearantenne ergeben sich in bekannter Art durch das Aufklappen der Leitungen in einem Winkel von 180° .

Bei der Spiralantenne wandert nun, ausgehend von der Speisezone, eine Stromwelle die Struktur entlang. Die im weiteren Verlauf abgestrahlte Welle ist zirkular polarisiert auf der z-Achse. Spiralantennen sind Breitbandantennen, die für Frequenzbereiche von 10 : 1, teils sogar noch erheblich darüber, gemäß der Definition

$$B_r = \frac{f_o}{f_u} \quad (2.5)$$

bei einer Vielzahl von Anwendungen befriedigen können ([Vol07]). Hierbei sind f_o die obere Betriebsfrequenz und f_u die untere Betriebsfrequenz. Breitbandantennen besitzen in ihrem Betriebsfrequenzbereich möglichst gleichbleibende Richtcharakteristiken, Eingangswiderstände und Polarisationsseigenschaften. Diese Eigenschaften werden von Spiralantennen alle erfüllt.

Stromdämpfung oder Strahlungsdämpfung tritt ein mit der Ablösung von Feldlinien, also der Abstrahlung. Die Antennenstruktur gibt Leistung ab. Mit der Ablösung enden elektrische Feldlinien nicht mehr auf der Struktur und magnetische Feldlinien lösen sich in gleichen räumlichen Ausdehnungen wie das elektrische Feld von der Struktur. Dies ist vor dem Hintergrund offensichtlich, dass sich elektrische und magnetische Felder im Falle der Abstrahlung im entsprechenden räumlichen Gebiet in gleicher Weise unterstützen müssen, soll es zur Abstrahlung eines Modes kom-

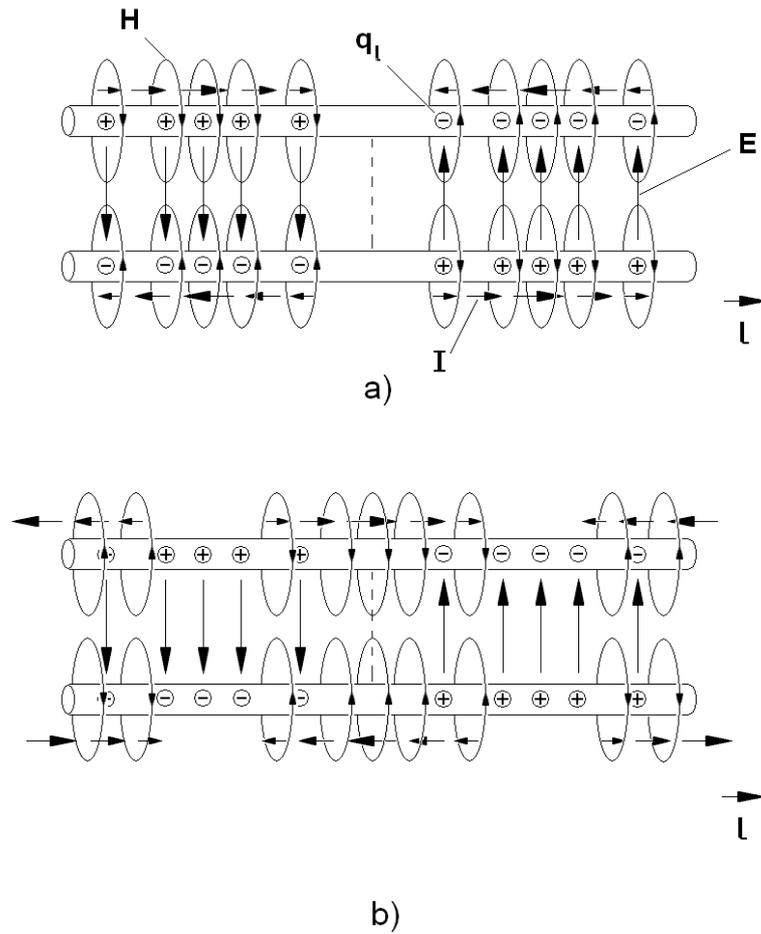


Abbildung 2.8: Wanderwellen und Stehwellen auf einer Lecherleitung

men. Hierbei umschließen die magnetischen Felder die Struktur nach wie vor, was von der Linearantenne oder dem Hertzschen Dipol her hinlänglich bekannt ist. Im Fall der Ablösung geht die Bindung der Felder auf die Strukturladungen und -ströme verloren. Das Ergebnis dieses Prozesses ist eine Verringerung der Stromamplitude. An den Nullstellen des Stromes können Ladungen unterschiedlicher Polarität miteinander rekombinieren und der anschließende oder simultane Ausgleichsprozess innerhalb einer halben Wellenlänge führt zu einer Verringerung der Stromamplitude. Dieser Umstand findet im Begriff des Strahlungswiderstandes seine Berücksichtigung. Die durch Abstrahlung verlorene Leistung wird einem Verlust durch Wärme gleichgesetzt.

Die folgenden Betrachtungen beziehen sich auf den Sendebetrieb einer zweiarmigen Spiralstruktur, die in der Speisezone mit einer 180° -Phasenverschiebung gespeist wird. Die Antenne emittiert dann den sogenannten Normalmode oder Mode 1. Bei Speisung mit 0° -Phasenverschiebung erhält im Gegensatz dazu die Richtcharakteristik eine Form, die in der Mitte, also auf der z -Achse eine Nullstelle besitzt und in einem Winkel bei $\theta \approx 38^\circ$ maximal abstrahlt. Dies entspricht dem Mode 2. Die unterschiedlichen Richtcharakteristika der Moden 1 und 2 sind in Abbildung 2.9 a) und b) dargestellt. Die Polarisationszustände sind in beiden Betriebsarten ähnlich.

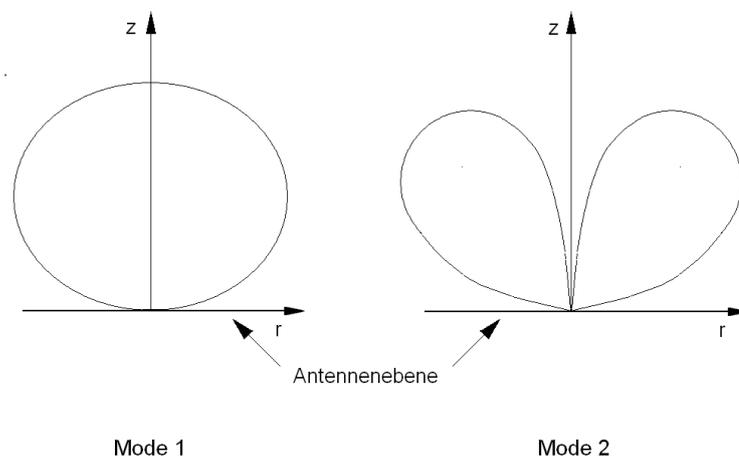
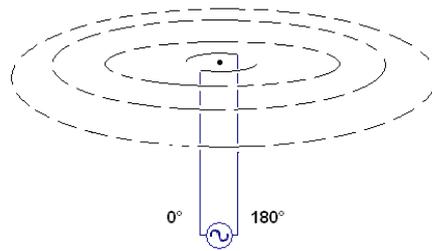
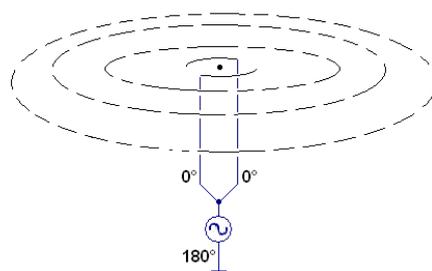


Abbildung 2.9: Mode 1 und Mode 2 bei unterschiedlicher Anregung

Die verschiedenen Speisungen sind schematisch in Abbildung 2.10 und 2.11 dargestellt.



a)

Abbildung 2.10: Speisung mit $0^\circ/180^\circ$ - Speisung

b)

Abbildung 2.11: Speisung mit $0^\circ/0^\circ$ - Speisung

Hierbei ist in der technologischen Ausführung des in Abb. 2.11 dargestellten Prinzips zu berücksichtigen, dass die Masse flächig unter der Spirale angeordnet ist. Der Abstand zur Spirale hängt unter anderem davon ab welches Material in diesem Bereich eingesetzt ist und wie dieses geformt ist. Hinweise zu Ausführungen finden sich unter anderem in [NNA⁺86] und in [VNF01]. In [VNF01] beträgt dieser Abstand nach Einsatz eines geeigneten Materials ca. 1/10 des Spiraldurchmessers. Grundsätzlich muss bei einer rückwärtigen Abdeckung oder Kapselung darauf geachtet werden, dass Hohlraummoden – sofern sie nicht verhindert werden können – die Richtcharakteristik nicht zu stark beeinträchtigen.

In Abbildung 2.12 sind als grobe lokale Näherung an die Spiralgeometrie Ringe im Umfang von λ und 3λ (Abb. 2.12 a)) sowie λ und 2λ (Abb. 2.12 b)) dargestellt und jeweils eine gedachte Stromverteilung in rot und blau, entsprechend der Konvention aus Abb. 2.7. Die Punkte kennzeichnen die Nullstellen der Stromverteilung, rote und blaue Abschnitte entsprechen somit jeweils einer halben Wellenlänge.

In Abbildung 2.12 a) ist zu erkennen, dass bei Speisung mit $0^\circ/180^\circ$ Phase an der Speiseleitung (Normalmode), die Punktsymmetrie erhalten bleibt (zum Vergleich ist die 1. aktive Zone eingezeichnet, wie sie sich bei einer derartigen Speisung ausbilden würde), was bedeutet, dass unter diesen Umständen ein Mode mit 3λ Umfangsordnung (Azimutalabhängigkeit) auf der Antenne unterstützt wird.

In Abb. 2.12 b) ist ersichtlich, dass bei einer Speisung mit $0^\circ/180^\circ$ niemals ein Mode mit einer Umfangsordnung 2λ möglich ist oder unterstützt wird.

Ein Mode mit der Umfangsordnung 2λ erscheint auf der Spiralantenne erst bei Speisung mit $0^\circ/0^\circ$ resp. $180^\circ/180^\circ$ Phasenbeziehung an den beiden Zuleitungen der Speiseleitung.

Bei Anregung einer 2-Arm-Struktur mit $0^\circ/180^\circ$ -Speisung kommen aufgrund der Punktsymmetriebedingung somit nur ungerade Moden in Betracht. So verteilen sich auf dem Umfang in φ -Richtung nur Moden mit 1λ , 3λ , 5λ usw., da ansonsten die Punktsymmetrie in der x - y -Ebene verletzt würde.

Da die Struktur zwangsweise endlich bleiben muss, und je nach Anforderung auch eine bestimmte Ausdehnung nicht überschritten werden darf, kommt es bei der Realisierung einer Spirale zu Reflexionen von den Armen her. Diese Reflexionen erzeugen dem ursprünglichen Stromfluss entgegelaufende Ströme. Die an den Armen entstehende Stehwelle führt zusätzlich zu einer Abstrahlung, die je nach ihrem Beitrag die Richtcharakteristik verfälscht. Gelangen die rücklaufenden Ströme in strahlen-

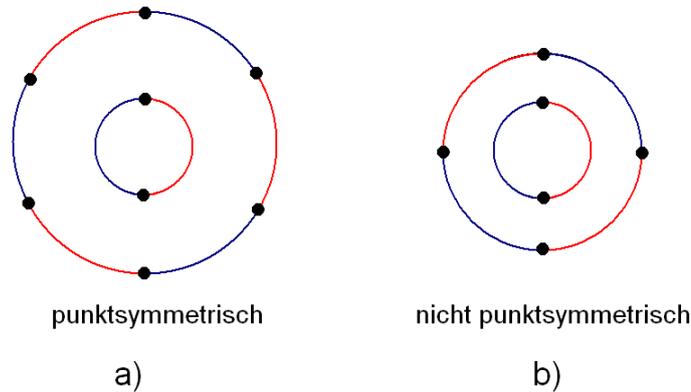


Abbildung 2.12: Modensymmetrie

de Zonen, so ist damit die Abstrahlung in entgegengesetztem Umlaufsinn verbunden. Strahlt die Antenne konstruktionsbedingt, d.h. ihrem Umlaufsinn entsprechend, in die obere Halbebene eine rechtszirkularpolarisierte Welle ab, so sind die aus den Reflexionen resultierenden Abstrahlungen linkszirkularpolarisiert. Dies findet sich in vielen Strahlungsdiagrammdarstellungen wieder, in denen die Aufspaltung in links- und rechtszirkuläre Richtcharakteristik vorgenommen wird, sowie in Nutz- und unerwünschte Polarisation oder auch der Co- und Kreuzpolarisation.

Die Abstrahlung im Bereich der aktiven Zone einer Spiralantenne ist ein kontinuierlicher Prozess, jedoch findet die Abstrahlung in Zonen statt. In der aktiven Zone findet zum ersten Mal eine Stromumkehr durch die vorauseilende Halbwelle statt, so dass der nachfolgende weiter entfernte Strukturbereich mit den Strömen der aktiven Zone gleiche Richtung besitzt. Eine Wellenlänge verteilt sich somit auf einem Umfang. Für Spiralen mit nicht zu großem Öffnungswinkel wird daher der Durchmesser der aktiven Zone in einer Kreisnäherung mit näherungsweise

$$d \approx \frac{\lambda_0}{\pi} \quad (2.6)$$

angegeben, [Sti80].

Eine weitere zwingende Eigenschaft dieser λ -Bedingung der aktiven Zone ist, dass sich in diesem räumlichen Gebiet zum ersten Mal zwei Nullstellen in benachbarten Armen gegenüberliegen.

Aus den Gleichungen (2.4) und (2.1) lässt sich unter der Bedingung, dass sich bei 180° Verschiebung, also bei diametral gegenüberliegenden Punkten eine Wellenlänge auf dem Umfang verteilt, also

$$\varphi_2 = \varphi_a + \pi/2$$

und

$$\varphi_1 = \varphi_a - \pi/2$$

und

$$L_{12} = \lambda/2,$$

der Winkel und der Radius für diesen Punkt auf der Spirale angeben:

$$\varphi_a = \frac{1}{k} \cdot \ln \left(\frac{\lambda}{2} \cdot \frac{k}{\sqrt{1+k^2} \cdot 2a \cdot i \cdot \sin(-i \cdot k \cdot \pi/2)} \right) \quad (2.7)$$

und

$$r_a = a \cdot \exp(k \cdot \varphi_a). \quad (2.8)$$

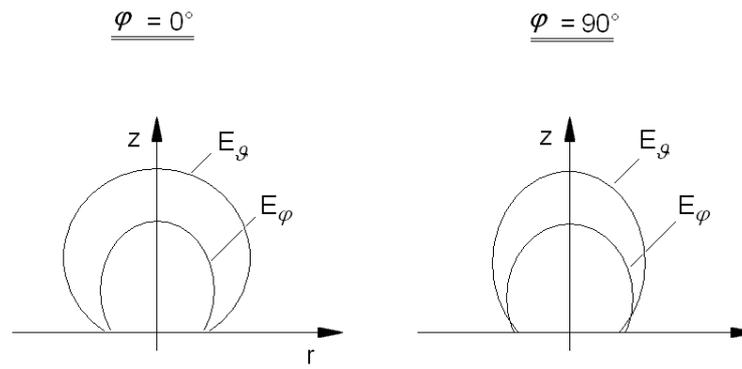
Weitere Veränderungen der Charakteristika ergeben sich z.B. durch ein engeres Wickeln der Spirale, die eine steigende Dämpfung der Stromverteilung zeigt, [CRW61].

Werden die Arme sehr kurz im Verhältnis zur Wellenlänge, so ist das abgestrahlte Feld linear polarisiert ([Sti80] mit Verweis auf [Dys59b]). Die Antenne nähert sich in Aussehen und Verhalten immer stärker dem Grenzfall der Linearantenne an.

Die Antenne strahlt bei ihrer niedrigsten Betriebsfrequenz in der Nähe des äußeren Randes und bei ihrer höchsten Betriebsfrequenz auf einem Umfang nahe der Speisung. Daraus ergibt sich eine höhere Dämpfung für die tiefste Frequenz, da die Stromwelle erst die gesamte Struktur entlanglaufen muss, wobei es zu höheren ohmschen Verlusten kommt bis die Abstrahlung eingeleitet wird.

2.2.1 Strahlungsdiagramm

Das Strahlungsdiagramm besitzt für alle Betriebsfrequenzen gleichartiges Aussehen. Das Richtdiagramm besitzt für konstante Azimuthwinkel die



typische Richtcharakteristik, elliptisch auf der z-Achse

Abbildung 2.13: Richtcharakteristik

Form einer Acht. Die Spiralantenne strahlt gleichförmig nach oben und unten hin ab. Aufgrund dieser Symmetrie wird im Folgenden nur das Feld in der oberen Hemisphäre dargestellt. Der Gewinn beträgt üblicherweise Werte zwischen 2 und 4 dBi. Hierbei besitzen die Polarisierungen unterschiedlichen Richtungssinn. Die Richtcharakteristik in φ -Richtung ist kreisförmig für zirkulare Polarisation auf der z-Achse. Für elliptische Polarisation ergeben sich unterschiedliche Halbwertsbreiten. Mit Veränderung der Frequenz findet eine Drehung der Richtcharakteristik statt ([Dys59b], [Hei70]), da hierbei die λ -Bedingung unter verschiedenen Winkel erfüllt wird.

Eine übliche Darstellungsform der Richtcharakteristik ist in Abbildung 2.13 dargestellt. Aus der Darstellung ist ersichtlich, dass in dem hier beschriebenen Fall elliptische Polarisation vorliegt, da E_θ und E_φ unterschiedliche Werte auf der z-Achse besitzen, die die Ellipsenhalmesser repräsentieren.

2.2.2 Polarisation im Fernfeld

Die Polarisation ist auf der z -Achse fast zirkular bzw. nah an einem Achsverhältnis von 1. Mit wachsendem Winkel θ wird die Polarisation stärker elliptisch bis sie bei $\theta = 90^\circ$ linear wird (siehe Abb. 2.14). Ein Kriterium für die Bestimmung der oberen und unteren Betriebsfrequenz ist nach Dyson [Dys59b], wenn das Achsverhältnis der Polarisation in Hauptstrahlrichtung den Wert 2:1 überschreitet.

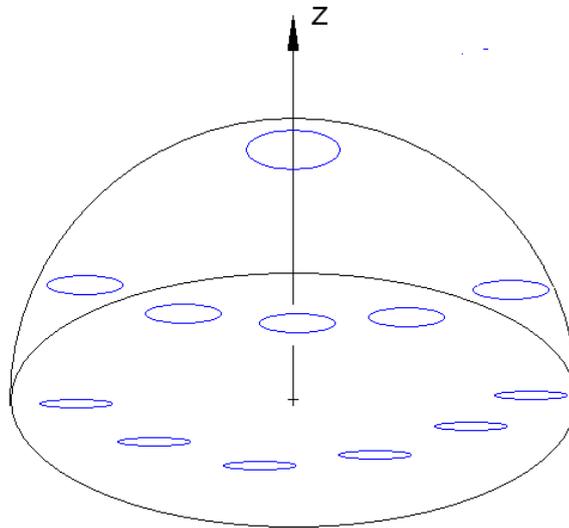


Abbildung 2.14: Polarisationsellipsen des E-Feldes

2.2.3 Eingangswiderstand

Um die Eingangsimpedanz Z zu betrachten, ist es sinnvoll, zunächst eine selbstkomplementäre Struktur unendlicher Ausdehnung zu betrachten. In diesem Fall ist ihr Eingangswiderstand unabhängig von der Betriebsfrequenz und des Weiteren reell:

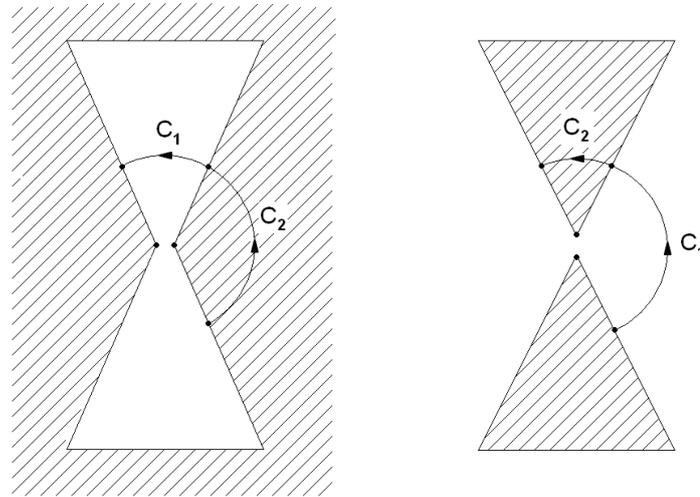


Abbildung 2.15: Integrationswege bei der Ermittlung des Eingangswiderstandes

$$Z = \frac{120\pi\Omega}{2} = 188\Omega = R_s \quad (2.9)$$

Diese Eigenschaft ist als Babinet'sches Theorem mit der Erweiterung nach Booker [Boo46] bekannt, [Sti77]. Dieselben Ergebnisse wurden unabhängig voneinander auch von Mushiake entdeckt und 1949 publiziert [Mus92]. Der Eingangswiderstand ist für eine gegebene Struktur nahezu konstant. Die E- und H-Felder zur Ermittlung des Feldwellenwiderstandes weisen bei selbstkomplementären Strukturen gleiche Integrationswege auf. Dies ist der Hintergrund der Erweiterung des Babinet'schen Theorems durch Booker

$$Z = \frac{U}{I} = \frac{\int_{C_1} \mathbf{E} ds}{2 \int_{C_2} \mathbf{H} ds'} \quad (2.10)$$

wobei für das magnetische Feld der doppelte Integrationsweg zu wählen ist, da der Strom umschlossen werden muss, siehe Abb. 2.15.

Bei Selbstkomplementarität im Bereich der Speisung, liegt am Fußpunkt ein Eingangswiderstand in der Größenordnung von 188Ω vor. Bei einem

konstanten Drahradius steigt im weiteren der Widerstand leicht an, bis weiter entfernte Strukturteile keinen Einfluss mehr liefern, da die Struktur nach der Abstrahlung dort keine Leistung mehr führt. Obwohl in der Realität der Leiter als Band ausgeführt ist, wird meist ein äquivalenter Drahradius diskutiert.

Abweichungen ergeben sich, wenn sich andere Verhältnisse bei der Armdicke im Verhältnis zur nichtleitenden Fläche ergeben. Bei gleichbleibender Armdicke und kleinem Armradius z.B. steigt der Widerstand an, behält aber über die Frequenz weitestgehend seine Konstanz bei.

Die Selbstkomplementarität ist keine notwendige Bedingung für Frequenzunabhängigkeit. Wenn zwei ebene Strukturen sich zu einer durchgehend metallisierten Fläche ergänzen lassen, so sind die Impedanzen der beiden Antennen (Schlitz- und Metallstruktur) durch die Beziehung

$$Z_{\text{Metall}} \cdot Z_{\text{Schlitz}} = \left(\frac{Z_0}{2}\right)^2 \quad (2.11)$$

miteinander verknüpft ([Vol07], [Mön90]).

2.3 Aufgabenstellung

In der hier vorliegenden Arbeit soll der Mechanismus, der zur Wellenablösung an einer ebenen, logarithmischen, nicht selbstkomplementären Spiralantenne führt, untersucht werden. Es wird hierbei ein anderer Weg beschritten, als er durch Burdine vorgegeben wurde, insofern, dass das Burdinsche Modell, obgleich es einen wertvollen Beitrag zum Design von Spiralantennen darstellt, die Mechanismen die zur Wellenablösung führen, nicht hinreichend berücksichtigt (siehe Anhang B).

Es werden hierzu elektrische und magnetische Felder, überwiegend im Nahfeld, sowie Stromverteilungen, Phasenverläufe und Polarisationszonen der Felder analysiert.

2.4 Grundstruktur(en) der im Weiteren behandelten Spiralen

Bei der vorliegenden Struktur wird ein klassisches Design einer logarithmischen Spirale mit gleichbleibender Armstärke vorgenommen. Die untersuchte Struktur ist nicht selbstkomplementär. Diesem Umstand kommt

aber nur eine untergeordnete Bedeutung zu, da alle ebenen Spiralantennen vergleichbares Verhalten aufweisen ([MD61]) und qualitativ unterschiedliche Abstrahlungsmechanismen ausscheiden.

Die obere Frequenzgrenze wird durch die Speisung bestimmt. Bei einer Ausdehnung der Speisung von 3.7 mm (siehe auch Kapitel 3.3) und der Annahme das dies $\lambda/10$ entspricht ergibt sich eine Frequenz von ca. 8 GHz.

Die untere Frequenzgrenze wird durch die größte Ausdehnung bestimmt. Die Spirale hat einen Durchmesser von 0.2 m und der Öffnungswinkel beträgt $\alpha = 0.45\pi$. Die Spirale besitzt acht Windungen, wobei $\varphi_{\min} = 0$ und $\varphi_{\max} = 4 \cdot 2\pi$ gewählt wurde. Bei dem angenäherten Ansatz, dass die letzte Windung noch eine aktive Zone ausbilden kann, ergibt sich $d \cdot \pi = \lambda$, $\lambda \approx 0.6$ m, $f = 0.5$ GHz.

Um eine verbesserte Breitbandigkeit zu erhalten, wäre es zweckmäßig gewesen, die Spirale enger zu wickeln. Dies wurde unterlassen, um in den Darstellungen das Abstrahlverhalten in der räumlichen Trennung besser beobachten zu können. Insofern stellt dieses Design einen Kompromiss dar.

Kapitel 3

Die Berechnung von Strömen und Feldern

Alle numerischen Berechnungen, deren Ergebnisse in dieser Arbeit dargestellt werden, wurden in Matlab durchgeführt. Ausgangspunkt zur Berechnung der Stromverteilung auf den Spiralantennen bildeten die Programme von Makarov [Mak02], die die Momentenmethode in der erweiterten Form von Rao/Wilton/Glisson [RWG82] umsetzen. Diese Programme wurden entsprechend den Anforderungen an Ein- und Ausgabe modifiziert und um Matlab-Programme zur erweiterten Berechnung und Nachverarbeitung ergänzt.

3.1 Die Momentenmethode

Ist die Stromverteilung einer Antennenstruktur bekannt, so können aus ihr sämtliche Feldgrößen berechnet werden. Hauptaufgabe eines Berechnungsverfahrens ist vor diesem Hintergrund die Ermittlung der Verteilung des sogenannten Strombelages.

Die Momentenmethode (MoM) ist eines der weitverbreitetsten Verfahren zur Ermittlung der Stromverteilung, das ausführlich von Harrington [Har] dargestellt wurde. In seiner Urform wurde es auf dünne Drahtstrukturen angewandt, um die Stromverteilung näherungsweise zu berechnen und um Ströme auszuschließen, die nicht in Drahtrichtung fließen. Inzwischen sind Ansätze hinzugekommen, die die Momentenmethode auch auf flächige Strukturen erweitern, was in einer Ausprägung im nächsten Abschnitt beschrieben wird. Zunächst sei aber die klassische Methode für die Berechnung der Stromverteilung auf einer dünnen Drahtantenne kurz

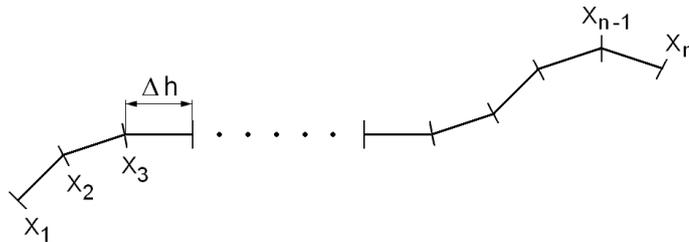


Abbildung 3.1: Segmentierung einer Drahtstruktur

skizziert.

Die Grundidee besteht in der Zerlegung der Drahtstruktur in kleine Segmente (Abb. 3.1). Für jedes der Segmente trifft man eine Grundannahme über das approximative Aussehen der Stromverteilung auf einem Segment, man wählt eine Basisfunktion. Zum Beispiel wird der Strom auf den Segmenten als stückweise konstant oder stückweise linear angenommen. Für die Annahme von stückweise linearen Basisfunktionen erhält man für einen Knoten x_k die zugehörige Basisfunktion

$$f_k(x) = 1 - \frac{\Delta x}{\Delta h} \quad \text{mit} \quad \Delta x = ||x_k - x|| \quad \text{für} \quad x \in \overline{x_{k-1}x_k} \cup \overline{x_kx_{k+1}}.$$

Die gesamte Stromverteilung auf der Drahtstruktur ergibt sich dann als gewichtete Summe der Basisfunktionen zu

$$I(x) = \sum_{k=1}^n I_k f_k(x).$$

Die Aufgabe besteht nun darin, die zugehörigen Stromstärken I_k zu bestimmen, also den Faktor, mit dem die Basisfunktion multipliziert werden muss.

Um dies zu erreichen, betrachtet man zunächst den einfacheren umgekehrten Fall: Wenn die Stromverteilung bekannt ist, lässt sich aus der Lösung der Wellengleichung

$$E = -\frac{j\omega\mu}{4\pi} \iiint J \frac{e^{-j\beta r}}{r} dV - \frac{1}{4\pi\epsilon} \iiint \rho \nabla \frac{e^{-j\beta r}}{r} dV$$

zusammen mit der Kontinuitätsgleichung

$$\rho dV = -\frac{1}{j\omega} \operatorname{div} J dV$$

und der Einschränkung auf die dünne Drahtstruktur

$$J dV = I ds' e_{s'}$$

für die Spannung

$$U_m = \int_{\text{Segment } m} E ds$$

im Segment m die Spannung zu

$$U_m = \sum_{k=1}^n I_k \cdot \left[-\frac{j\omega\mu}{4\pi} \Delta h \int_k f_k \frac{e^{-j\beta r}}{r} e_s e_{s'} ds' + \frac{1}{4\pi\epsilon j\omega} \int_k \frac{\partial f_k}{\partial s'} \frac{e^{-j\beta r}}{r} \Big|_{\Delta h} ds' \right] \quad (3.1)$$

berechnen [Mön90], wobei s entlang des Segments m läuft.

Hier gehen die I_k linear ein und über alle Segmente lässt sich dies als Matrixgleichung

$$\begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} & & \cdots & & Z_{1n} \\ Z_{21} & Z_{22} & Z_{23} & & & \\ & Z_{33} & Z_{33} & Z_{34} & & \\ & & Z_{43} & Z_{44} & & \\ \vdots & & & \ddots & & \\ Z_{n1} & & \cdots & & Z_{n-1,n-1} & Z_{n-1,n} \\ & & & & Z_{n,n-1} & Z_{nn} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} I_1 \\ \vdots \\ I_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} U_1 \\ \vdots \\ U_n \end{pmatrix}$$

oder kurz

$$[Z] \cdot [I] = [U].$$

schreiben, wobei die Einträge Z_{ik} der Impedanzmatrix $[Z]$ gerade durch (3.1) zu

$$Z_{mk} = \left[-\frac{j\omega\mu}{4\pi} \Delta h \int_k f_k \frac{e^{-j\beta r}}{r} e_s e_{s'} ds' + \frac{1}{4\pi\epsilon j\omega} \int_k \frac{\partial f_k}{\partial s'} \frac{e^{-j\beta r}}{r} \Big|_{\Delta h} ds' \right] \quad (3.2)$$

gegeben sind.

Umgekehrt kann man für eine Drahtantenne im Sendefall die Spannung in den einzelnen Segmenten außerhalb der Speisung zu 0 ansetzen. Man erhält die rechte Seite der Gleichung zu

$$[U] = \begin{pmatrix} 0 \\ \vdots \\ 0 \\ U_0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix}$$

mit der im Segment der Speisung angelegten Spannung U_0 .

Daraus kann man die Stromverteilung $[I]$ durch Lösen der Gleichung

$$\begin{pmatrix} Z_{11} & Z_{12} & & \cdots & & Z_{1n} \\ Z_{21} & Z_{22} & Z_{23} & & & \\ & Z_{33} & Z_{33} & Z_{34} & & \\ & & Z_{43} & Z_{44} & & \\ \vdots & & & & \ddots & \\ Z_{n1} & & \cdots & & Z_{n-1,n-1} & Z_{n-1,n} \\ & & & & Z_{n,n-1} & Z_{nn} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} I_1 \\ \vdots \\ I_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \vdots \\ 0 \\ U_0 \\ 0 \\ \vdots \\ 0 \end{pmatrix}$$

erhalten.

3.2 Die Erweiterung nach Rao-Wilton-Glisson

Es gibt verschiedene Möglichkeiten den im vorangegangenen Abschnitt dargestellten Ansatz der Momentenmethode auf flächige Strukturen zu übertragen. Am weitesten verbreitet ist dabei heute der Ansatz nach Rao, Wilton und Glisson [RWG82], die flächigen Strukturen durch ein Dreiecksgitter zu approximieren und für jedes Paar benachbarter Dreiecke eine Basisfunktion zu wählen. Ein solches Paar benachbarter Dreiecke, die mit T^+ und T^- bezeichnet wurden, ist in Abbildung 3.2 zu sehen. Diese Basisfunktionen wurden von [RWG82] zu

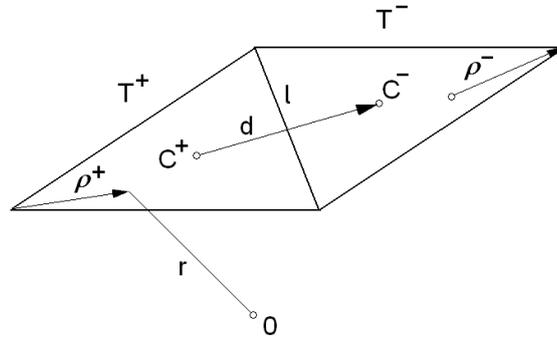


Abbildung 3.2: RWG-Element

$$f_k(r) = \begin{cases} (l/2A^+)\rho^+(r) & r \in T^+ \\ (l/2A^-)\rho^-(r) & r \in T^- \\ 0 & \text{sonst} \end{cases}$$

gewählt, wobei l die Länge der verbindenden Dreiecksseite ist und A^+ und A^- jeweils den Flächeninhalt der Dreiecke T^+ und T^- ist. Die Vektoren $\rho^+(r)$ und $\rho^-(r)$ verbinden jeweils die freie Dreiecksseite mit dem Punkt r , wie in Abb. 3.2 dargestellt. Weiterhin ist der Vektor d eingezeichnet, der die beiden Dreiecksmittelpunkte C^+ und C^- verbindet.

Ein solches Paar benachbarter Dreiecke zusammen mit der Basisfunktion wird auch als RWG-Element bezeichnet.

Damit ist die Basisfunktion f_k eine in der jeweiligen Dreiecksebene liegende gerichtete Größe, deren Betrag jeweils zur Verbindungskante hin linear ansteigt.

Damit kann man sich die mit dem zu berechnenden Strom I_k verbundene Basisfunktion $I_k \cdot f_k$ – wie Makarov [Mak02] bemerkt – approximativ als kurze lineare Antenne entlang d vorstellen.

Völlig analog zur klassischen Momentenmethode lässt sich nun durch Einsetzen der zu ermittelnden Stromverteilung

$$I = \sum I_k f_k$$

in die Integraldarstellung des elektrischen Feldes eine Matrixgleichung $[Z] \cdot [I] = [U]$ erhalten. In [RWG82] sind die einzelnen Schritte dargestellt und man erhält schließlich als Einträge der Impedanzmatrix

$$Z_{mn} = l_m \left[j\omega \left(A_{mn}^+ \frac{\rho_m^{c+}}{2} + A_{mn}^- \frac{\rho_m^{c-}}{2} \right) + \Phi_{mn}^- - \Phi_{mn}^+ \right]$$

mit

$$A_{mn}^\pm = \frac{\mu}{4\pi} \int_S f_n(r') \frac{e^{-jkR_m^\pm}}{R_m^\pm} dS'$$

und

$$\Phi_{mn}^\pm = \frac{1}{4\pi j\omega\epsilon} \int_S \nabla'_s \cdot f_n(r') \frac{e^{-jkR_m^\pm}}{R_m^\pm} dS'$$

und

$$R_m^\pm = ||r_m^{c^\pm} - r'||$$

und somit eine zu (3.2) vergleichbare Form.

Die Lösung dieser Gleichung mit einer rechten Seite $[U]$ wie in Abschnitt 3.1 führt wieder auf die gesuchten Strombeläge.

3.3 Anwendung der MoM

Zur Anwendung der Momentenmethode für die hier betrachteten Spiralantennen wurde auf den Matlab-Programmen von Makarov [Mak02] aufgebaut.

Die Spirale wurde analog zu Beispielen von Drahtantennen in [Mak02] aus einem Streifen modelliert, in dem die Eckpunkte der Dreiecke alle auf dem Außenkanten des Streifens lagen und somit nur „eine Schicht“ von Dreiecken in der Breite des Streifens entstand, wie in Abbildung 3.3 dargestellt.

Dazu wurde zunächst ein geradliniger Streifen erzeugt, auf dem die Dreieckspunkte in äquidistanten Abständen entlang der Länge verteilt waren. Dieser Streifen wurde dann entsprechend der Spiralegleichung (2.1) längs „aufgerollt“. Dies wurde derart gestaltet, dass eine Verzerrung in

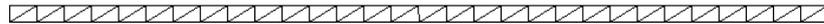


Abbildung 3.3: Streifendiskretisierung

der Länge eintrat, so dass die Diskretisierung in Bereichen stärkerer Krümmung feiner und in Bereichen weniger starker Krümmung gröber ausfällt, wie in Abbildung 3.4 zu sehen ist. Die längsten Segmente treten somit am Ende der Spirale auf und haben bei der gewählten Diskretisierung eine Länge von ca. 0.0033m.

Der Streifen wurde dabei nicht flach in die x - y -Ebene gelegt, sondern stehend realisiert. In späteren Abbildungen in Kapitel 4 und 5 (wie zum Beispiel in Abb. 4.25 und folgenden), auf denen die Stromverteilung entlang der Spirale farblich gekennzeichnet ist, wurde die Spirale aus Gründen der besseren Darstellung flach abgebildet und die Streifenbreite vergrößert. Die Berechnungen erfolgten jedoch immer mit stehenden Streifen, wobei die Dicke des Streifens sich in der Größenordnung von 10^{-5} m befindet. Dieser sehr kleine Wert wurde gewählt, damit auch die kürzesten Dreiecke eine deutlich längliche Form erhalten und somit die approximierenden Dipole eine starke Längskomponente haben.

Die Speisung wurde im Zentrum der Spirale zwischen den beiden Spiralarmlen eingeführt. Im Fall der hier hauptsächlich untersuchten Spirale mit $\alpha = 0.45\pi$ beträgt die Strecke 3.7mm und wurde ebenso durch Dreiecke diskretisiert.

Mit der so erhaltenen Diskretisierung wurde die approximative Stromverteilung entlang der Spirale bestimmt und mit den so erhaltenen Werten alle weiteren Berechnungen zum Beispiel für E - und H -Feld durchgeführt, auf die in den nächsten Abschnitten weiter eingegangen werden soll.

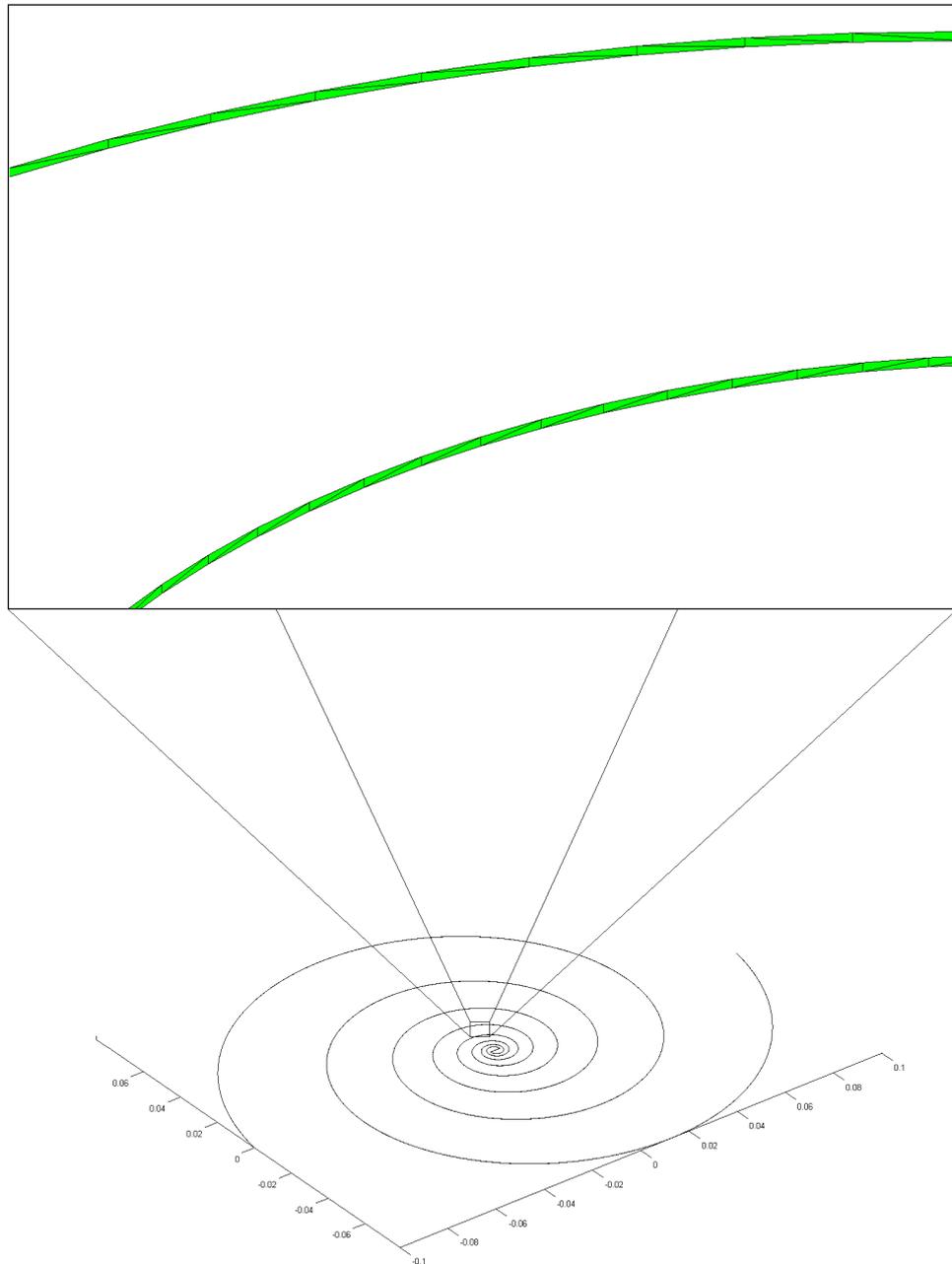


Abbildung 3.4: Diskretisierung der Spirale

3.4 Grundsätzliche Probleme bei der Darstellung

Die Probleme die sich bei der Darstellung ergeben, sollen im einzelnen kurz ausgeführt werden.

Ein wesentliches Problem ist, dass bei einer Vielzahl von Darstellungsmöglichkeiten abwechselnd mindestens zwei Diagramme miteinander verglichen werden müssen, da sich z.B. in der einen Darstellung Feldrichtung und in der anderen die Feldstärke dargestellt ist. Bei Vektor-Pfeil Graphiken bleibt es der Geschicklichkeit des Betrachters überlassen, den Verlauf des Feldes fortzuzeichnen resp. fortzusetzen. Da im Regelfall die Berechnungspunkte äquidistant im zu berechnenden Gebiet verteilt sind, treten an Stellen starker Krümmung des Feldverlaufes dann größere Abweichungen vom wirklichen Verlauf auf. Diese Umstände entfallen bei Feldlinien.

Zur Bewertung von elektromagnetischen Strahlungsfeldern sind eine Vielzahl von Größen verfügbar z.B.:

- Stärke des elektrischen und magnetischen Feldes
- Die Richtung der Feldgrößen
- Phasenzustände der Feldgrößen
- Energieflusslinien

Da die Felder bei Verwendung von Kugelkoordinaten in ρ , φ und z -Richtung veränderlich sind, ergibt sich durch die Darstellung der Felder z.B. in ρ - z -Ebenen nur eine eingeschränkte Aussagekraft. Offensichtlich erschwert dieser Umstand auch die – so es denn überhaupt möglich wäre – mathematische Behandlung der Felder.

Bei gleichzeitiger Verwendung von z.B. farblichen Intensitätsplots und Vektorpfeilen ergibt sich eine erschwerte Anschaulichkeit. Alleine schon die Zuhilfenahme zweier Darstellungen mit unterschiedlichen Informationen erweist sich als mühselig, da der Betrachter die Orte, an denen sich betrachtete Phänomene befinden, in Übereinstimmung bringen muss, wenn sie der Übersichtlichkeit halber getrennt dargestellt werden.

Wo es unumgänglich ist und der Anschaulichkeit unmittelbar hilft, wird eine 3D-Darstellung im Zweidimensionalen gewählt. Dies ist dem Umstand geschuldet, dass keine Ebenen vorhanden sind, die alleine aussagekräftig sind. Hinzu kommt die zeitliche Komponente, die einen Ablauf der Ereignisse bis zur Ablösung beschreiben soll.

3.5 Der Begriff der Feldlinie

Die Richtung der Feldlinie gibt die Richtung des Feldes an. Die Feldliniendichte ist ein Maß für die Feldstärke. Dies gilt bezogen auf den dreidimensionalen Raum. Wird eine Darstellung in einer Schnittebene gewählt, so ergibt sich eine Verzerrung in der Dichtedarstellung. Der lineare Zusammenhang zwischen Feldliniendichte und Feldstärke geht somit in Schnittebenen im Allgemeinen verloren und bleibt nur bei bestimmten Symmetrien erhalten. Als Beispiele seien hier die unendlich ausgedehnte geradlinige homogene Linienladung und die einzelne Punktladung genannt. Wird bei der Linienladung eine Ebene senkrecht zur Linienladung zur Darstellung gewählt, so ist die Feldliniendichte korrekt dargestellt. Im Falle der Punktladung gilt dies für eine beliebige Ebene nicht.

3.6 Berechnung der Feldlinien

Ausgangspunkt für die Berechnung von Feldlinien ist eine gegebene oder rechnerisch ermittelte Stromverteilung auf der Antenne. Davon ausgehend erfolgt die Berechnung des (eines) Feldstärkevektors in einem gewählten Aufpunkt P im Raum.

Im vorliegenden Fall der durch die Momentenmethode mittels RWG-Elementen ermittelten approximierten Stromverteilung, wurden die Felder Makarov [Mak02] und [LSS98] folgend durch das Dipol-Modell berechnet. Hierbei wird die zu einem Dreieckspaar berechnete Stromverteilung durch einen Hertzschen Dipol entlang d in Abbildung 3.2 approximiert. Die Feldstärke dieses Hertzschen Dipols im Punkt P wird ermittelt und als Beitrag dieses Dreieckselements zum Gesamtfeld betrachtet. Das Gesamtfeld in P ergibt sich dann durch Superposition der Feldbeiträge aller zur Diskretisierung gehörigen Hertzschen Dipole.

Bei nichtsymmetrischen Antennenanordnungen ergeben sich nicht-rotationssymmetrische Felder, [Gre74].

Der Feldvektor hat in jedem Punkt der Feldlinie die Richtung der Tangente an diese Feldlinie. Es muss also eine gewöhnliche Differentialgleichung gelöst werden, um den Verlauf einer Feldlinie zu verfolgen. Dies wird im Matlab-Code aus den Feldern mit dem Befehl `ode45` vorgenommen. Es handelt sich hierbei um ein schrittweitengesteuertes Runge-Kutta-Verfahren der Ordnung 4/5, das auch als Verfahren von Dormand und Prince bekannt ist (entsprechend der Matlab Dokumentation nach [DP80]).

Der Linienabstand kann ermittelt werden aus der Stromdichte für das Magnetfeld und aus der Ladungsdichte für das elektrische Feld. Dies geschieht wie weiter oben schon ausgeführt unter Ausnutzung der Kenntnis, dass es sich um eine sinusförmige Wanderwelle handelt.

3.7 Anmerkungen zur Konvergenz

Das Verhalten der magnetischen Feldlinien lässt auf eine sehr gute Konvergenz des Berechnungsverfahrens schließen. Es wurden unterschiedliche Diskretisierungseinheiten betrachtet und verglichen. Bei der für die Darstellungen in dieser Arbeit gewählten Diskretisierung wurde die Spirale jeweils mit 3202 Punkten und damit 3200 Dreiecken diskretisiert. Weitere Verfeinerungen zeigten keine qualitative Veränderung der Ergebnisse wie die Abbildungen 3.5 und 3.6 zeigen. Dort ist die berechnete Stromverteilung über der Bogenlänge der Antenne in Betrag, Real- und Imaginärteil dargestellt. Abbildung 3.5 zeigt das Berechnungsergebnis bei einer Diskretisierung mit 3200 Dreiecken, Abbildung 3.6 das Berechnungsergebnis bei einer Diskretisierung mit 6400 Dreiecken.

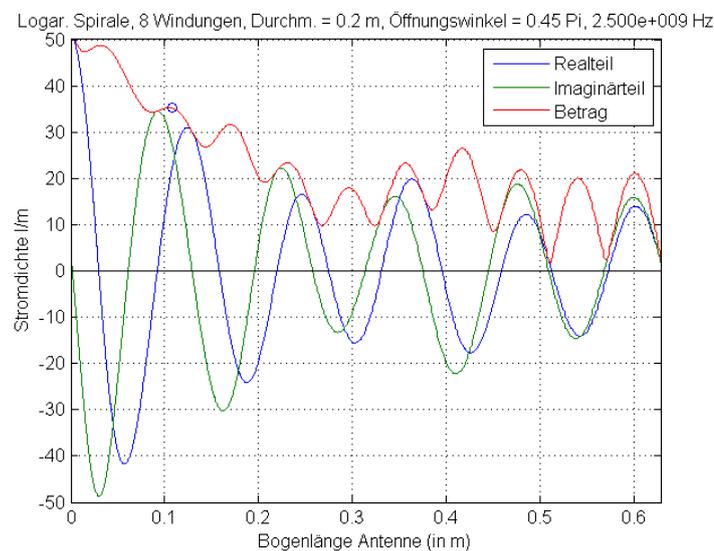


Abbildung 3.5: Stromverteilung, 3200 Dreiecke

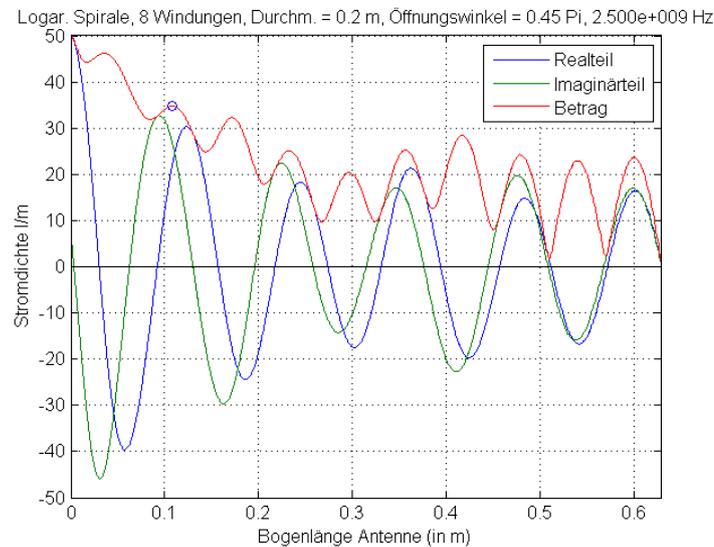


Abbildung 3.6: Stromverteilung, 6400 Dreiecke

3.8 Polarisation

Für die Darstellung der Polarisation in Abschnitt 4.3 und 4.4 wurden in jedem Segment der dargestellten Bereiche für 18 (bzw. auch 180) gleichverteilte Zeitpunkte $t_k = k \cdot \Delta t$, $\Delta t = \frac{T/2}{18}$, $k = 1 \dots 18$, einer halben Periode $T/2$ die Beträge des jeweils betrachteten E - bzw. H -Feldes berechnet und das Verhältnis E_{\min}/E_{\max} bzw. H_{\min}/H_{\max} betrachtet. Diese Werte entsprechen dem Achsverhältnis der Ellipse aus Abbildung 4.1. Ein Wert von 0 entspricht also dem Grenzfall einer Strecke, also einer linearen Polarisation in dem betrachteten Segment. Ein Wert von 1 entspricht einem Kreis, also einer perfekt zirkular polarisierten Welle. Für Werte dazwischen ist die Welle elliptisch polarisiert. Auf diese Art und Weise ist es gleichzeitig möglich, den Zeitpunkt innerhalb einer Periode (die Phase), zu dem die Felder minimal werden, zu ermitteln. Für die Orte nahezu linearer Polarisation sind diese Zeitpunkte in ebenfalls dargestellt.

Eine andere Möglichkeit die Polarisation und Phase des Nulldurchgangs zu erhalten ist die folgende:

Nach [Mön90] läuft die Spitze des E -Vektors auf einer Ellipse um, die durch \vec{E}_r und \vec{E}_i , dem Real- und Imaginärteil des komplexen E -Vektors, aufgespannt ist. Zwischen \vec{E}_r und \vec{E}_i ist in der Regel ein Winkel ψ . Das Vektorprodukt

$$\vec{E}_r \times \vec{E}_i = \|\vec{E}_r\| \cdot \|\vec{E}_i\| \cdot \sin \psi \quad (3.3)$$

enthält diesen Winkel. Bildet man die Einheitsvektoren e_r und e_i in Richtung von \vec{E}_r und \vec{E}_i , dann ist $\psi = \arcsin(e_r \times e_i)$. Für $\psi = 0$ entartet die oben genannte Ellipse zu einer Strecke, liegt also lineare Polarisierung vor. Die zur entarteten Ellipse (Strich) parallele E-Komponente \vec{E}_{II} geht im Ablöse-Zeitpunkt durch 0.

$$\vec{E}_{II}(t) = \vec{E}_r \cdot \cos \omega t - \vec{E}_i \cdot \sin \omega t$$

wobei $\vec{E}_r = e_r \cdot \vec{E}_r$ und $\vec{E}_i = e_i \cdot \vec{E}_i$ gilt, also

$$\vec{E}_{II}(t) = e_r(\vec{E}_r \cdot \cos \omega t - \vec{E}_i \cdot \sin \omega t).$$

Für $\vec{E}_{II} = 0$ gilt somit

$$\frac{\sin \omega t_1}{\cos \omega t_1} = \tan(\omega t_1) = \frac{\vec{E}_r}{\vec{E}_i} = \tan \varphi$$

mit der Phase φ des Nulldurchgangs, die sich durch

$$\varphi = \arctan\left(\frac{\vec{E}_r}{\vec{E}_i}\right).$$

berechnen lässt.

In Abbildung 3.7 ist das elektrische Feld auf der z-Achse dargestellt. Die elliptische Polarisierung ist deutlich zu erkennen anhand der Welligkeit um einen gedachten $1/r$ -Verlauf. Solange die Kurve um einen $1/r$ -Graphen schwankt ist des Weiteren sichergestellt, dass dort Fernfeldverhältnisse vorliegen, da ansonsten die Kurve stärker abfallen würde. Im Falle zirkularer Polarisierung geht die Feldstärkedarstellung in die $1/r$ -Kurve über. Die Freiraumwellenlängen können anhand der Ermittlung gleicher Phasenzustände bestimmt werden. Das Achsverhältnis für die dargestellte Antenne ergibt sich aus der Betrachtung z.B. im Intervall $z = 0.21$ bis $z = 0.26$ zu $AR = 1.3/0.9 = 1.44$.

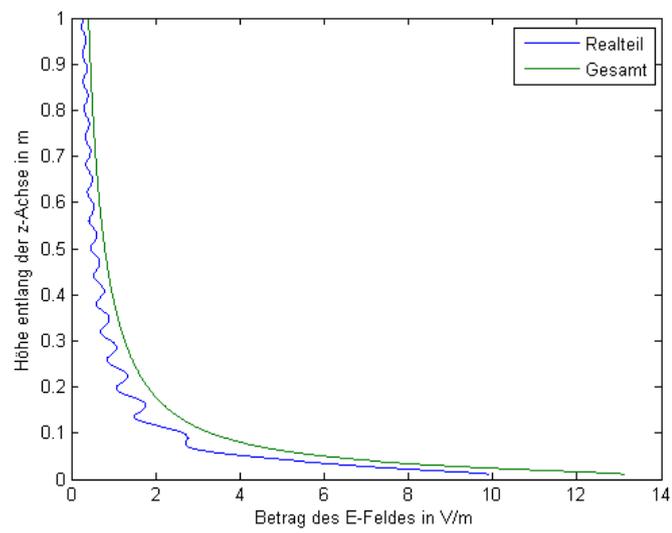


Abbildung 3.7: E-Feld entlang der z-Achse

Kapitel 4

Wellenablösung im Nahfeld

Die eigentliche Information über den Ablösungsprozess ist nur aus dem Nahfeld der Antenne zu erhalten. Am Ablösungsprozess sind sowohl das elektrische als auch das magnetische Feld beteiligt.

Ausgangspunkt für die Betrachtungen bilden die Maxwellschen Gleichungen in Differentialform

$$\operatorname{rot}\mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial\mathbf{D}}{\partial t} \quad (4.1)$$

$$\operatorname{rot}\mathbf{E} = -\frac{\partial\mathbf{B}}{\partial t} \quad (4.2)$$

$$\operatorname{div}\mathbf{D} = q_v \quad (4.3)$$

$$\operatorname{div}\mathbf{B} = 0 \quad (4.4)$$

$$\operatorname{div}\mathbf{J} = -\frac{\partial q_v}{\partial t} \quad (4.5)$$

wie in gängigen Lehrbüchern nachzulesen ist.

Die erste Gleichung ist das Durchflutungsgesetz, die zweite das Induktionsgesetz. Die fünfte Gleichung ist die Kontinuitätsgleichung, die den Zusammenhang zwischen Ladungen und Strömen herstellt. Sie ergibt sich nach Divergenzbildung der Gleichung (4.1) und Einsetzen von (4.3).

Die (Primär-)Quellen des elektromagnetischen Feldes sind Ladungen, Ströme und zeitveränderliche Ströme.

Das verwendete Koordinatensystem ist in Abb. 2.5 dargestellt. Die Betriebsfrequenz der hier hauptsächlich betrachteten Spiralantenne ist zunächst 2.5 GHz.

Es sei zunächst die Annahme eines willkürlich gewählten zeitlichen Startpunkts der Betrachtung gemacht. Die folgende Betrachtungsweise bezieht sich auf die äußerste elektrische Feldlinie, die bei der Hertzschen Niere dem räumlich am meisten ausgedehnten Wirbel entspricht.

Der Verweis auf die Hertzsche Nierenform wird zur Erhöhung der Anschaulichkeit gemacht, obwohl die später erhaltenen Feldlinien zum Teil erheblich davon abweichen.

Grundsätzlich sind bei einer Anordnung wie einer Spiralantenne zwei unterschiedliche Mechanismen der Wellenablösung des elektrischen Feldes denkbar. Zum einen ist dies die Ablösung längs eines Drahtes und zum anderen die Ablösung zwischen zwei elektrischen Leitern. Es soll nun überprüft werden, inwieweit die beobachteten Vorgänge mit den möglichen Prozessen in Übereinstimmung gebracht werden können.

Zunächst soll in Abschnitt 4.1 beschrieben werden, welche Rolle die Polarisation der Felder bei der Ablösung spielt. In Abschnitt 4.2 werden dann zunächst die Möglichkeiten der Ablösung des E-Feldes längs der Leitung dargestellt verbunden mit Berechnungsergebnissen, die eine solche Ablösung nicht erkennen lassen. Im folgenden wird in 4.3 der neue Erklärungsansatz der Ablösung quer zur Leitung dargestellt und mit Berechnungsergebnissen untermauert. Schließlich wird in 4.4 noch auf die Ablösung des H-Feldes in der Symmetrieebene eingegangen.

4.1 Polarisation und Ablösung

Die folgenden Betrachtungen werden anhand des E-Feldes gemacht, gelten aber genauso für das H-Feld.

Wie in 3.8 geschildert, läuft die Spitze des E-Vektors auf einer Ellipse um, die durch \vec{E}_r und \vec{E}_i , dem Real- und Imaginärteil des komplexen E-Vektors, aufgespannt ist. Zwischen \vec{E}_r und \vec{E}_i ist in der Regel ein Winkel ψ . Das Vektorprodukt aus Formel (3.3) enthält diesen Winkel ψ .

Die Bedingung $\psi = 0$ ist eine Gleichung $f(x, y, z) = 0$, also eine Fläche. Nur in dieser Fläche kann der Momentan-Feldstärkewert $E(t)$ zu null werden, d.h. Ablösevorgänge stattfinden.

Der Polarisation im Nahfeld kommt also eine besondere Rolle zu. Eine Wellenablösung ist nur dort möglich, wo die Felder zu Null werden. Dies

bedingt, dass sie dort linear polarisiert sind, denn eine elliptische oder gar zirkular polarisierte Welle besitzt zu keiner Zeit eine verschwindende Feldstärke. Die Flächen linearer Polarisation sind somit die Orte, an denen die Welle abschnüren kann, um mit entgegengesetztem Vorzeichen den Wirbel der nächsten Halbwelle zu bilden. Die Schnittpunkte dieser Flächen mit der Fernfeldkugel liegen deshalb auf Linien auf der Fernfeldkugel. Im Gegensatz dazu sind Nullstellen in den Diagrammen elliptisch polarisierter Antennen aber nur punktförmig.

Eine Darstellungsform der Polarisationszustände ist durch die Polarisationsellipse gegeben, Abb.4.1:

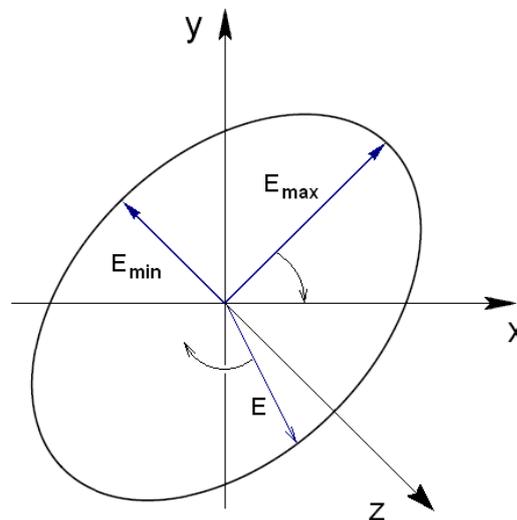


Abbildung 4.1: Polarisationsellipse

Durchläuft der E-Feld Vektor die Ellipse in der dargestellten Form, so ist die Ellipse linkselliptisch polarisiert. Für den Fall der linearen Polarisation entartet die Ellipse zur Gerade, für den Fall der zirkularen Polarisation zum Kreis. Die Darstellung 4.1 entspricht dem allgemeinen Fall eines

sich beliebig im Raum bewegenden Feldvektors. Die übliche Darstellung in nur einer Ebene ist der Fernfeldbetrachtung und der unter diesen Umständen vorgenommenen Betrachtung der Sende- und Empfangscharakteristik der betrachteten Antennen geschuldet. Für die Betrachtung der Nahfeldereignisse ist die dreidimensionale Darstellung nötig, dies ist aus den Verhältnissen der kurzen Linearantenne und des in z -Richtung liegenden Hertzschen Dipols unmittelbar ersichtlich, wo im Bereich der Nullstellen auf der z -Achse ein in Ausbreitungsrichtung rotierender E-Feldvektor vorliegt, der die Umkehr der Phasenzustände anzeigt.

In Abschnitt 4.3 und 4.4 sind zur Darstellung der potentiell möglichen Zonen der Ablösung in einigen Abbildungen die Polarisation im Raum bzw. in der Ebene dargestellt. Dabei wurde die Farbskala entsprechend Abbildung 4.2 gewählt und gibt das Verhältnis E_{\min}/E_{\max} wieder, blau entspricht demzufolge linearer Polarisation und rot zirkularer Polarisation. Speziell für die Zonen, in denen dieses Verhältnis nahe Null liegt, also lineare Polarisation vorliegt, wurde in gesonderten Abbildungen der Phasenwinkel des Nulldurchgangs dargestellt.

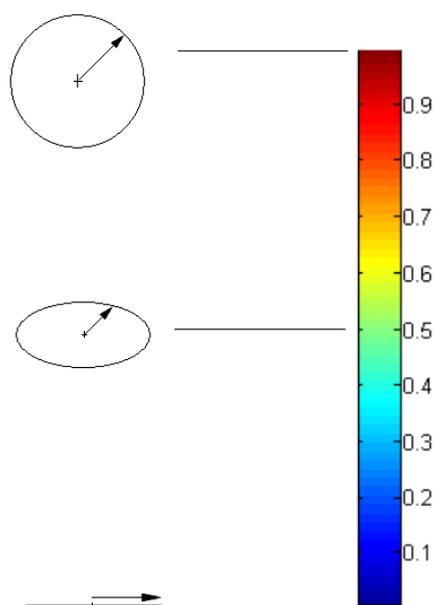


Abbildung 4.2: Legende zur Polarisationsdarstellung

4.2 E-Feldablösung längs der Leitung

Die bestimmenden elektromagnetischen Verhältnisse und Zustände an einer elektrischen Leitung als Bestandteil einer Spirale, werden durch die benachbarten Leitungen beeinflusst. Im unbeeinflussten Zustand bleibt die Stromwelle auf dem Leiter hinsichtlich Ladungsdichte und Nullstellen erhalten. Werden nun Leitungen in unmittelbarer Nachbarschaft betrieben, so wird die Stromdichte in den Leitungen verändert. Dies ist auch als Proximity-Effekt bekannt. Eine Vielzahl von Untersuchungen beschäftigt sich mit den Auswirkungen des Proximity-Effektes in Spiralinduktivitäten. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen können hier nicht unmittelbar angewendet werden, da die Wellenlänge für diese Induktivitäten groß gegen die geometrischen Abmessungen ist.

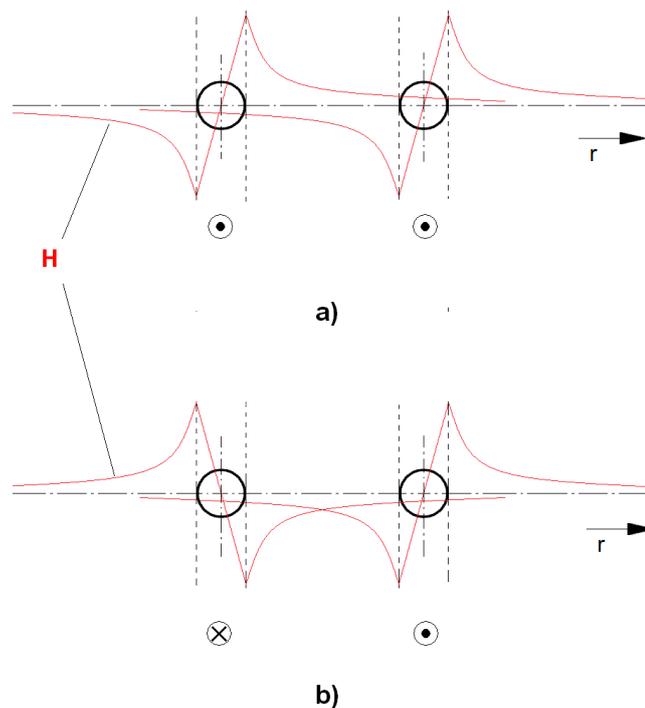


Abbildung 4.3: Magnetfeld des Proximity-Effektes bei niedrigen Frequenzen

Abb. 4.3 a) zeigt das Magnetfeld bei gleichsinnigen Strömen und in b) bei gegensinnigen Strömen. Der Proximity-Effekt ist dem Skinneffekt ver-

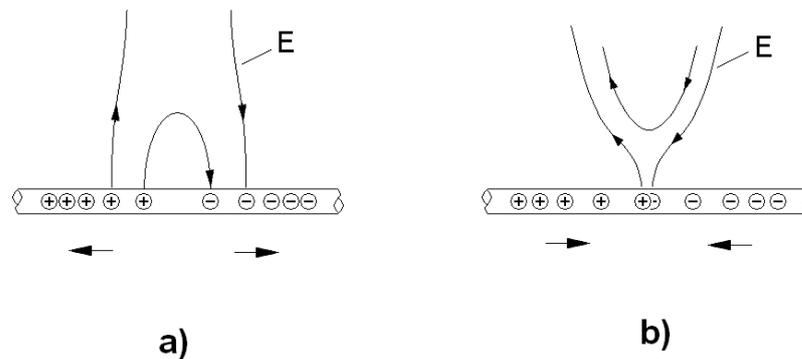


Abbildung 4.4: Elektrische Längsfeldstärke über einem Leiter

wandelt. In beiden Fällen liegt eine Stromverdrängung durch induzierte Wirbelströme vor. Beim Skineneffekt bewirken elektrische Wirbel in der Leitermitte eine Schwächung des elektrischen Nettofeldes und im Randbereich eine Erhöhung. Beim Proximity-Effekt liegt aufgrund der Gestalt des eingreifenden zeitveränderlichen Magnetfeldes nur ein Wirbel vor, der für eine einseitige Stromverdrängung sorgt. Der Sachverhalt der nun betrachtet werden soll ist, welcherart wirkt sich der Proximity-Effekt aus und welchen möglichen Beitrag leistet er zur Wellenablösung?

Zur Wellenablösung ist eine Längsfeldstärke des elektrischen Feldes am Leiter notwendig. In Abb. 4.4 sind die beiden möglichen Konfigurationen dargestellt. In 4.4 a) werden Ladungen getrennt und eine bogenförmige elektrische Feldlinie entsteht am Leiter. Dies ist der Beginn der Wirbelbildung. In 4.4 b) bewegen sich die Ladungen aufeinander zu und es kommt zur Vereinigung der beiden Feldlinien. Dieser zweite Fall stellt die Ablösung dar.

Dieser Vorgang kann nicht rückwirkungsfrei auf die Stromwelle bleiben. In Abb. 4.5 b) ist die qualitative Auswirkung auf die Ladungshäufun-

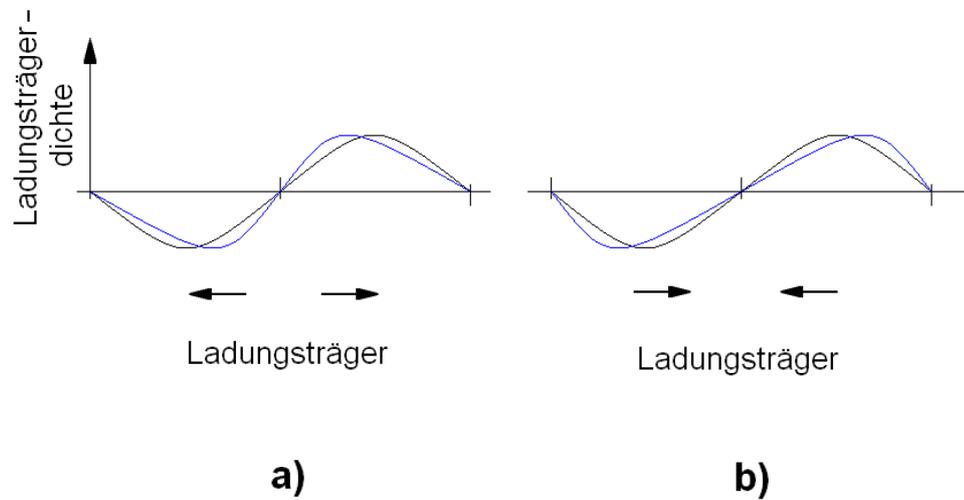
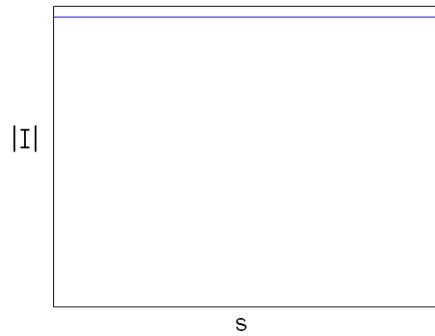


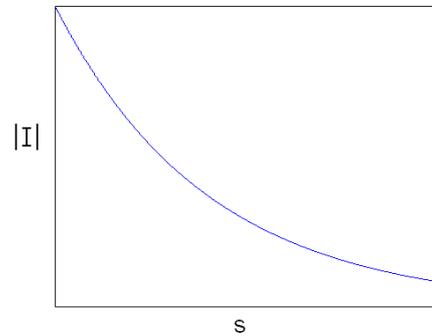
Abbildung 4.5: Veränderung der Ladungsdichte

gen für den symmetrischen Fall bezüglich der Nullstellen dargestellt. Die schwarze Kurve stellt den unbeeinflussten Sinus dar, die blaue Kurve ergibt sich durch die Ladungsverschiebung. Durch eine einseitige Erhöhung Abb. 4.5 a) oder Verminderung Abb. 4.5 b) der Ladungsdichte findet kurzzeitig eine Verschiebung der Maxima statt, da sich die Änderungen mit Lichtgeschwindigkeit ausbreiten. Der anschließende Ausgleichsprozess stellt dann die Sinusform wieder her. Hierdurch wird die Phasengeschwindigkeit verändert.

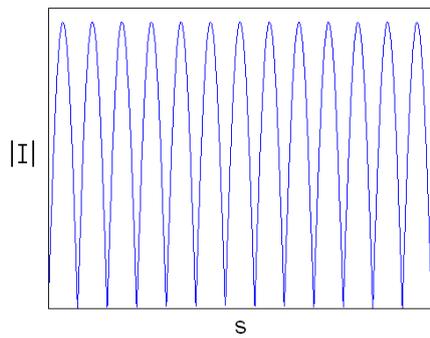
Zur Erläuterung der Stromverteilung soll die Bildserie 4.6 (a) bis (e) herangezogen werden. Hier ist die betragsmäßige Darstellung des Stromes für verschiedene Zustände einer Leitung wiedergegeben. Es ist ersichtlich, dass sich die Stromverteilung auf einer Spirale als vorlaufende gedämpfte Welle mit Totalreflexion an ihrem Ende und rücklaufenden Anteilen gemäß Abb. 4.6 (e) ergibt.



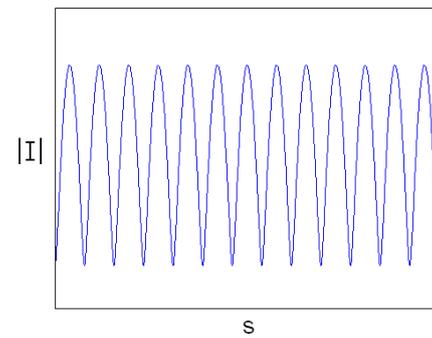
(a) Reine Wanderwelle ohne Verluste



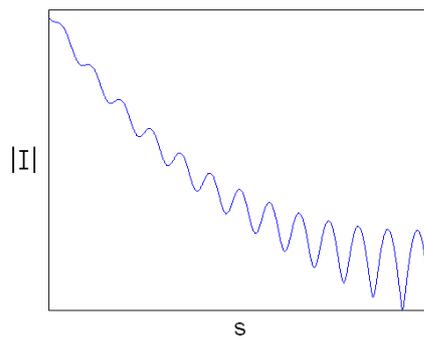
(b) Wanderwelle mit Verlusten



(c) Reine Stehwelle ohne Verluste



(d) Welle teilweise wandernd teilweise stehend ohne Verluste



(e) Vorlaufende Welle gedämpft, Totalreflexion, rücklaufende Welle gedämpft

Abbildung 4.6: Prinzipielle Stromverteilung

Die Stromverteilungen, die den Feldberechnungen zugrunde liegen, sind nachfolgend dargestellt. Die erste aktive Zone, die also der λ -Bedingung gehorcht (siehe Kap. 2.2), ist in den Abbildungen 4.8 - 4.11 jeweils durch einen blauen Kreis markiert. Die rechnerische Ermittlung dieser Punkte erfolgt, wie in Abschnitt 2.2 ausgeführt, entsprechend (2.7) und (2.8).

Die Längenabschnitte, die durch die strichlierten Linien angegeben werden entsprechen auf der Spirale den unten angegebenen roten Punkten.

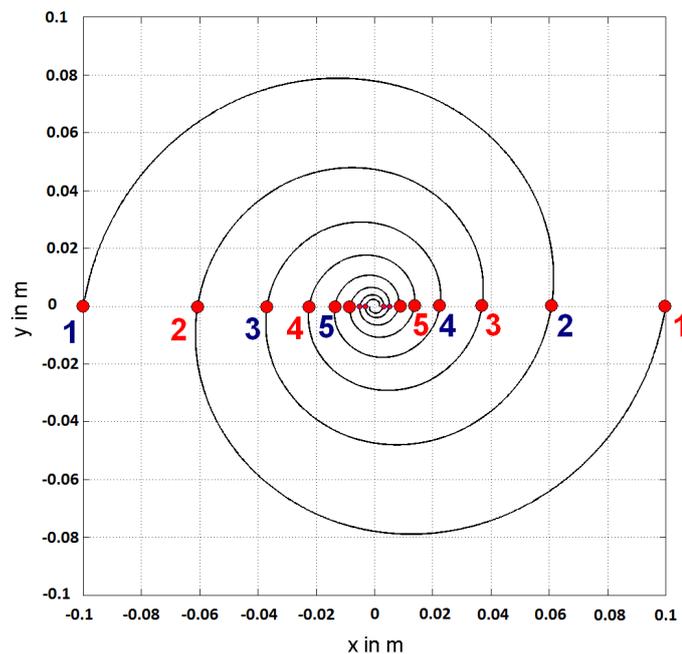


Abbildung 4.7: Markierung der Längenabschnitte

Bei der Betrachtung der Stromverteilung in Abb. 4.8 fällt auf, dass unmittelbar nach der aktiven Zone Phasenschwankungen auftreten. Diese Phasenschwankungen sind nur durch die enge gegenseitige Kopplung der Ströme erklärbar. Die Entstehung einer verschobenen Nullstelle geht einher mit einer elektrischen Längsfeldstärke wie sie oben diskutiert wurde. Wie nun der Proximity-Effekt die Nullstellen verändert, soll nachfolgend qualitativ erläutert werden am Beispiel einer archimedischen Spirale in Abb. 4.12.

Die Betrachtung erfolgt im ersten Schritt formal, d.h. in diesem Zusammenhang, dass die Lage der Ströme und Nullstellen unter der Voraussetzung angegeben werden, dass alle Stromanteile mit Lichtgeschwindigkeit

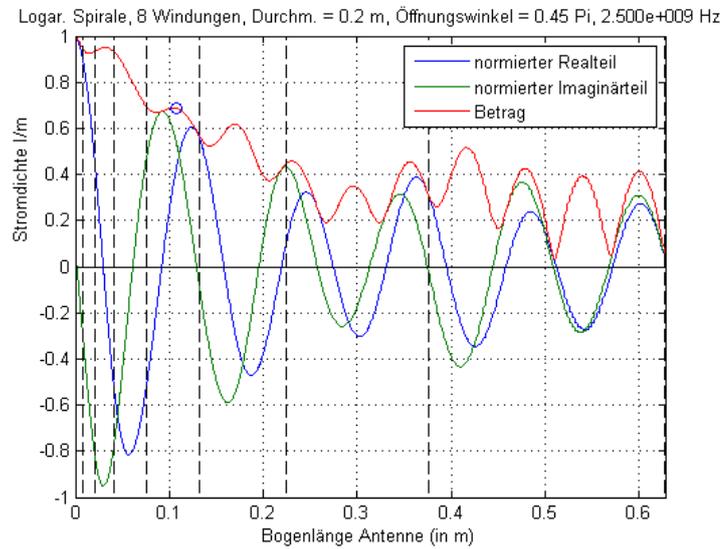


Abbildung 4.8: Stromverteilung für 2.5 GHz

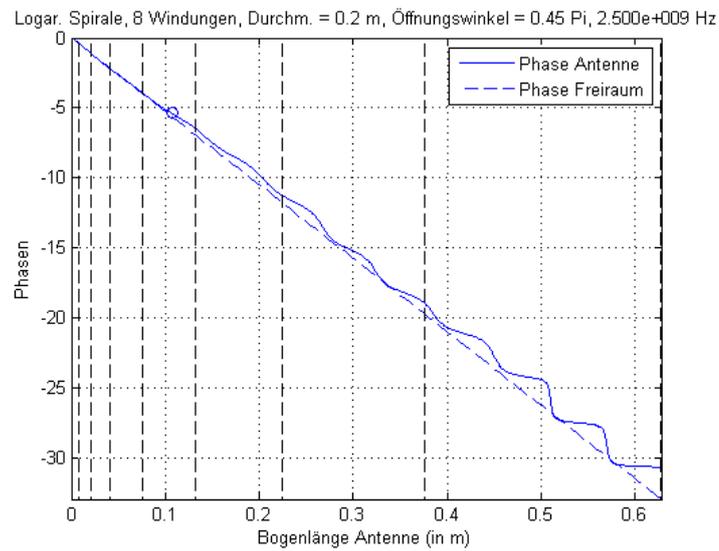


Abbildung 4.9: Phase für 2.5 GHz

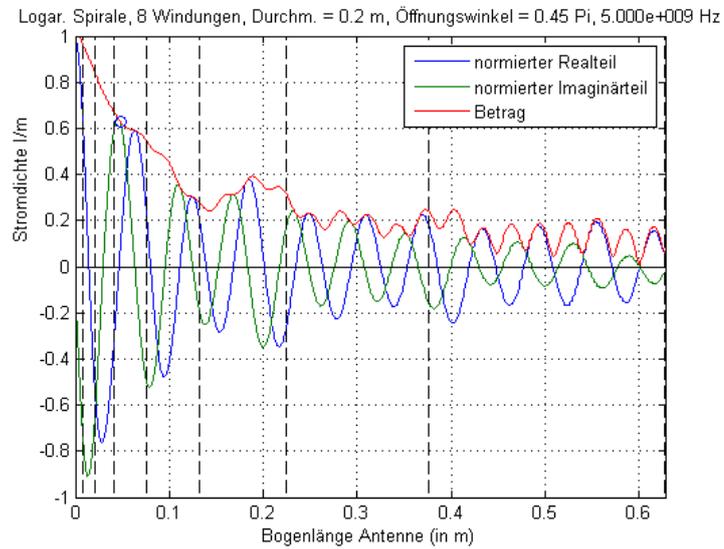


Abbildung 4.10: Stromverteilung für 5 GHz

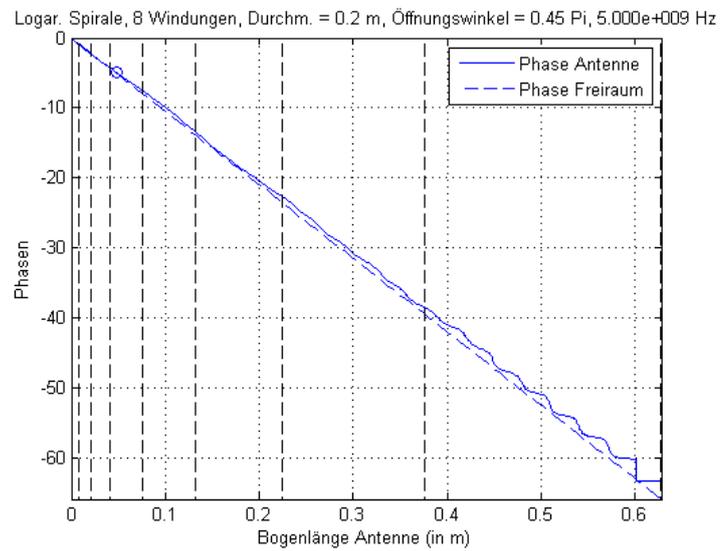


Abbildung 4.11: Phase für 5 GHz

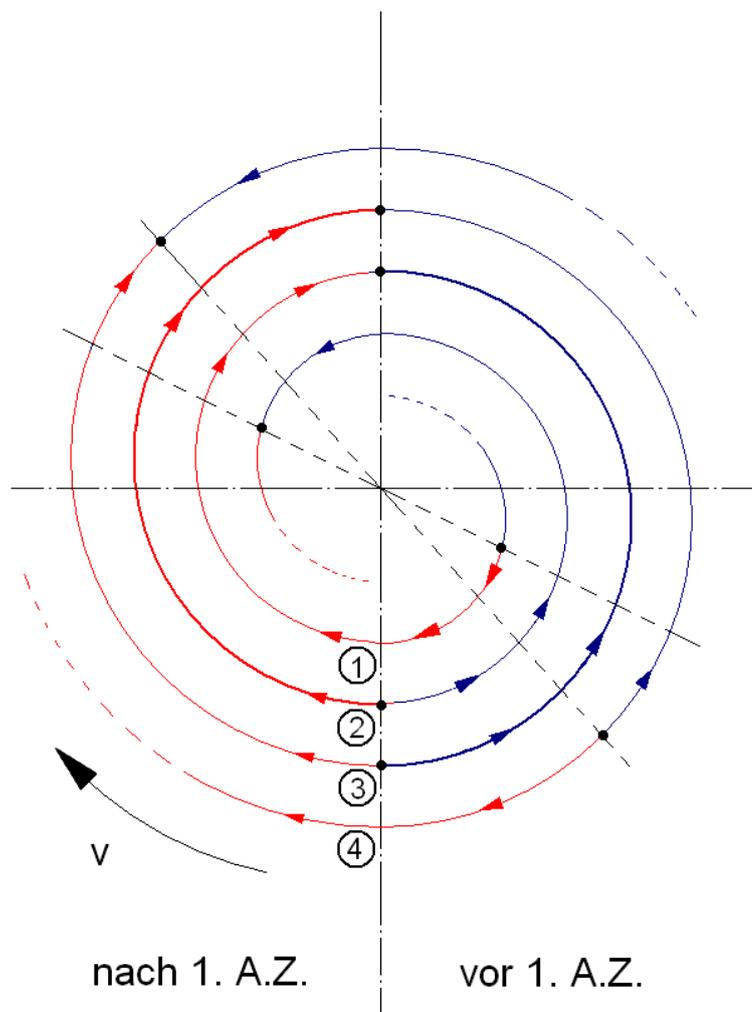


Abbildung 4.12: Stromverteilung um die aktive Zone

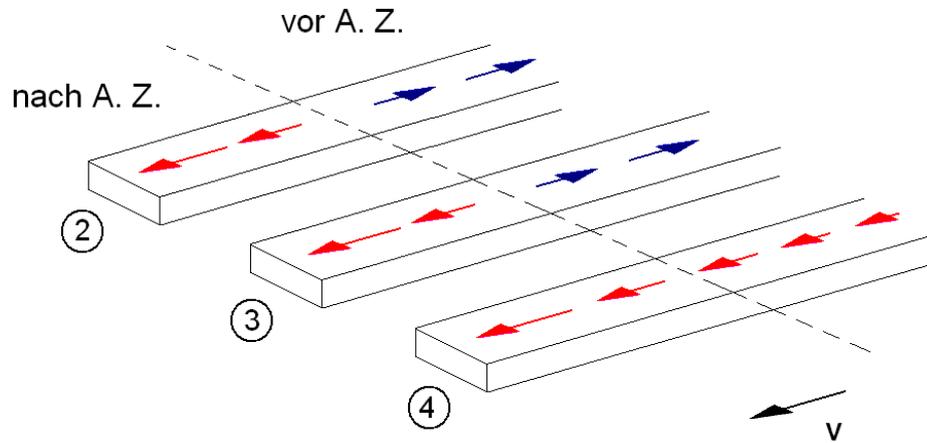


Abbildung 4.13: Leiter und Ströme um die aktive Zone

laufen und dass die Wellenlänge konstant ist. Die Leiterbahnen 2 und 3 führen hierbei die aktive Zone. Um dies hervorzuheben sind diese Leitungsabschnitte dicker ausgezeichnet. Die Betrachtungen erfolgen für einen Zeitpunkt. Vor der aktiven Zone führen die Leitungen 1 und 4 den Leitungen 2 und 3 entgegengesetzte Ströme. Nach der aktiven Zone sind alle Ströme gleich gerichtet. Dieser Umstand wird in Abb. 4.13 nochmals verdeutlicht.

In Abb. 4.13 kommt zum Ausdruck, dass die vom Ursprung am weitesten entfernte Leitung 4, die einen Strom mit geringerem Scheitelwert führt, schon einiges von ihrer Nullstelle entfernt ist und somit anteilig einen Strombeitrag in der gleichen Größenordnung wie 2 und 3 liefert. Nach der aktiven Zone nun tritt unter Berücksichtigung des Proximity-Effektes folgende Situation ein: Die aktive-Zonen-Leitung 3 führt nach der Trennlinie, auf der die Nullstellen der Leitungen 2 und 3 liegen, erst nachfolgend eine Nullstelle. Dies erscheint verschoben zum unbeeinflussten Fall. Dies wird durch die Überlagerung der Magnetfelder in Abb. 4.14 deutlich.

Um zu untersuchen, ob eine solche Ablösung längs der Leitung in den Berechnungen beobachtet werden kann, wurde zunächst das E-Feld direkt oberhalb der Spirale untersucht. In Abbildung 4.15 sieht man die Abwicklung dieser Spiralband-z-Ebene. Dabei sind entlang der Bogenlänge, wie

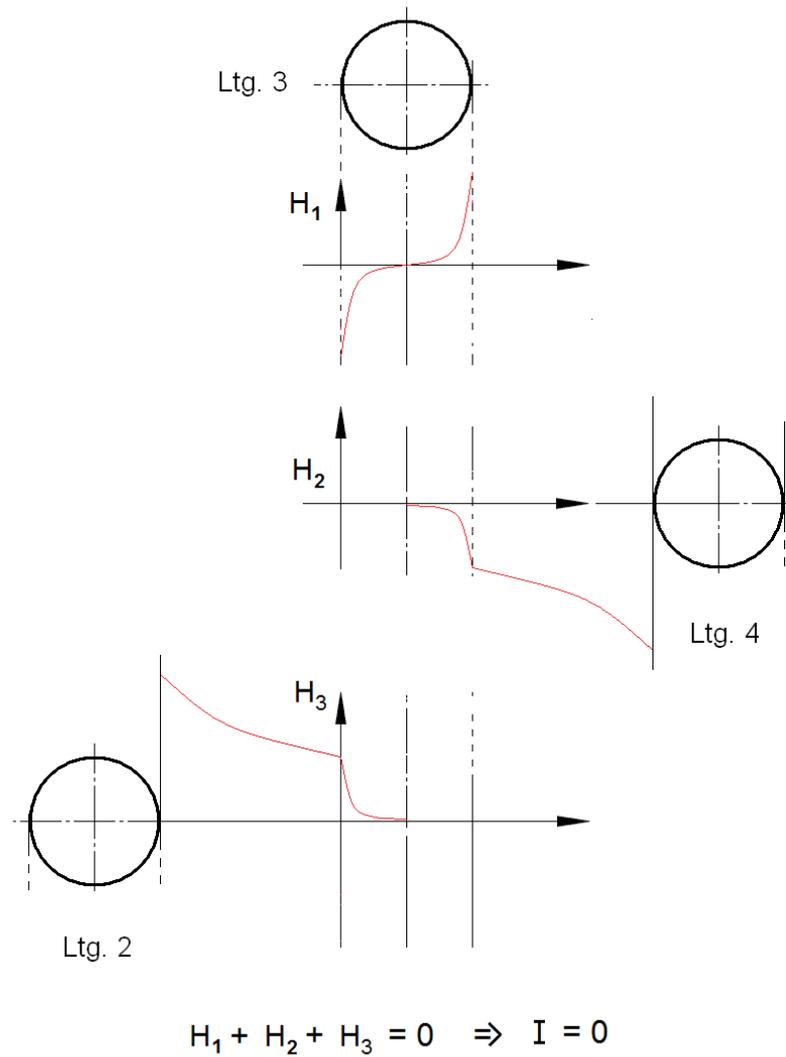


Abbildung 4.14: Resultierendes Magnetfeld im aktiven Zonen Ring

schon in den Abbildungen zur Stromverteilung, die Punkte nach Abbildung 4.7 markiert. Dargestellt sind die Richtungen des E-Feldes in der Ebene ohne Berücksichtigung ihres Betrags.

Bei Bogenlänge 0.3 m sieht man nahe $z=0$ eine E-Feld-Konfiguration, die auf eine Ablösung längs der Leitung hindeutet. Jedoch schon in Abbildung 4.16 wird die Erwartung an eine solche Ablösung geschwächt. Hier sind die E-Feld-Richtungen farblich so unterlegt, dass der Anteil des E-Feldes in Spiraland-z-Richtung deutlich wird. Ein Wert von 1 (rot) bedeutet somit, dass das E-Feld vollständig tangential in der Ebene liegt. Ein Wert von 0 (blau) bedeutet entsprechend ein normal zur Ebene liegendes E-Feld. In der Nähe der potentiellen Ablösung sind dort Werte für $E_{\text{tangential}}/E_{\text{gesamt}}$ im Bereich von ca. 0.7 festzustellen. Eine Ablösung längs der Leitung hätte Werte von nahe 1 erwarten lassen. Dies wird schließlich durch die Berechnung der Feldlinien bestätigt, die bei Bogenlänge 0.3m in verschiedenen Höhen über der Spirale gestartet wurden, was Abbildungen 4.17 und 4.18 zeigen. Dort sieht man, dass diese Feldlinien einseitig auf einer Leitung enden. Dieses Phänomen kann also nur als partielle Ablösung gesehen werden, das allenfalls seinen Beitrag zur späteren Gestalt der Feldlinien liefert.

Eine Ablösung längs der Leitung kann also nicht beobachtet werden.

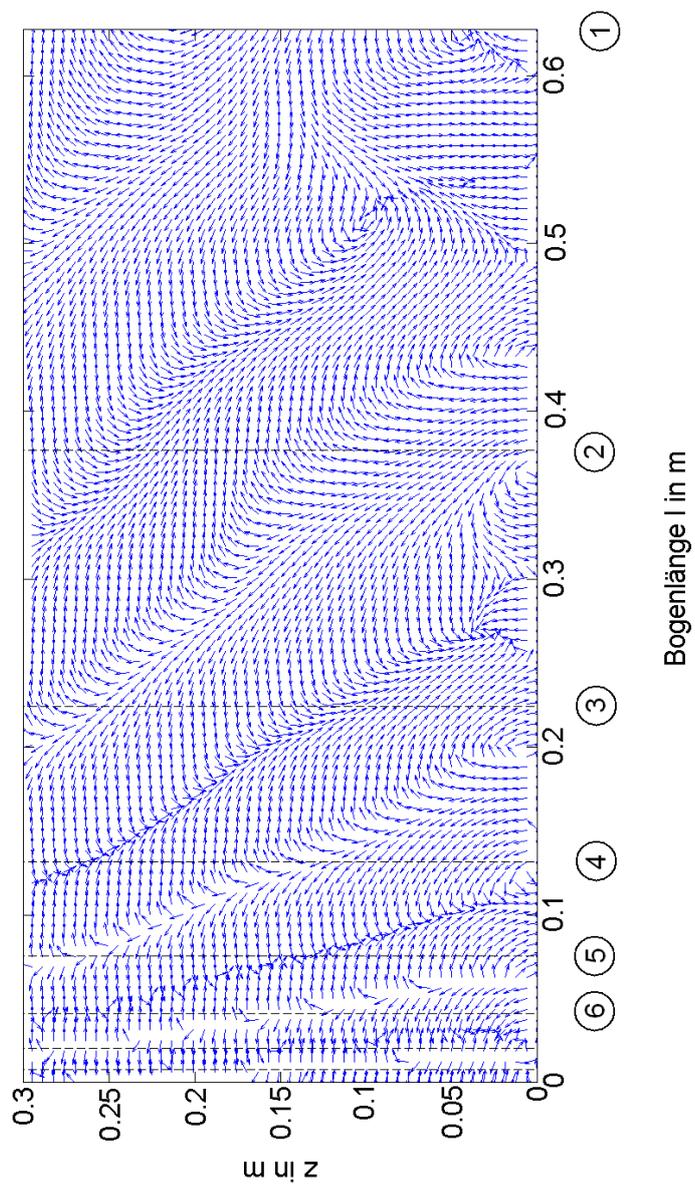


Abbildung 4.15: Abwicklung Spiralebene, Richtungen E-Feld

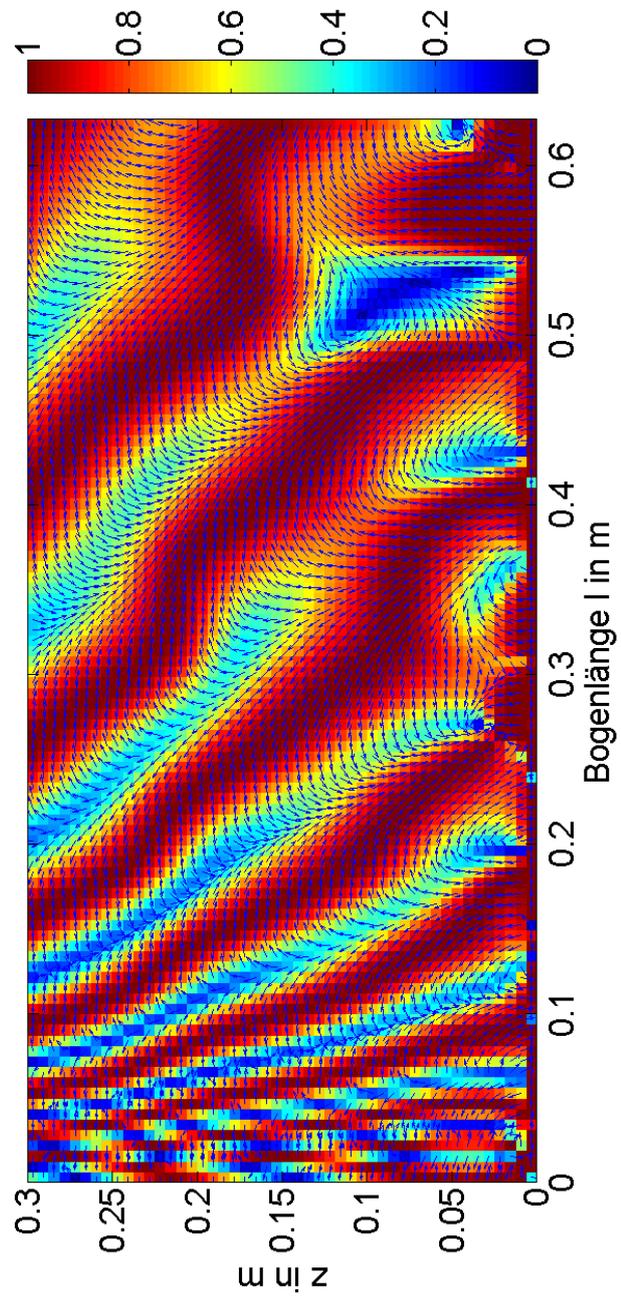


Abbildung 4.16: Abwicklung Spiralebene, Richtungen E-Feld, Anteil in l-z-Ebene

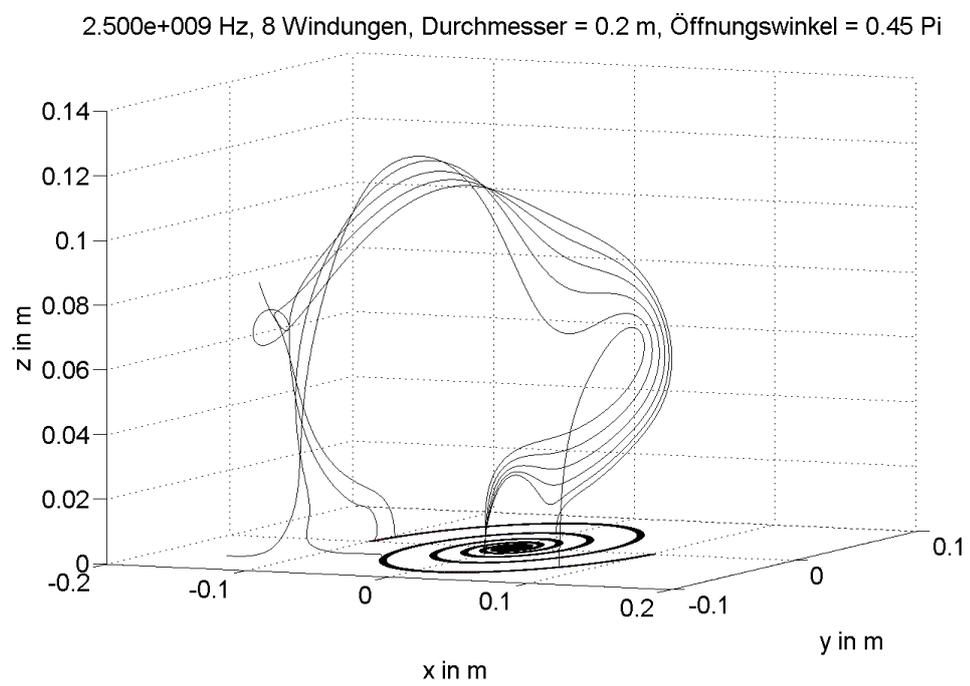


Abbildung 4.17: Feldlinien gestartet bei Bogenlänge 0.3 m in verschiedenen Höhen

2.500e+009 Hz, 8 Windungen, Durchmesser = 0.2 m, Öffnungswinkel = 0.45 Pi

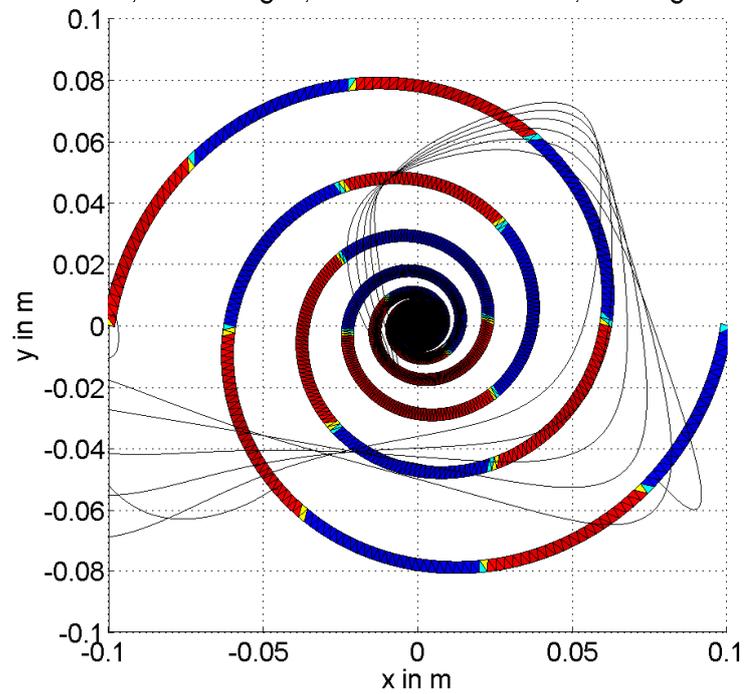


Abbildung 4.18: Feldlinien gestartet bei Bogenlänge 0.3 m in verschiedenen Höhen, Draufsicht

4.3 E-Feldablösung quer zur Leitung

In diesem Abschnitt soll die Ablösung quer zur Leitung beschrieben werden und dieser bisher nicht bekannte Effekt anhand von Berechnungen nachgewiesen werden. Dabei werden die wesentlichen Betrachtungen wieder anhand der Spiralantenne mit 8 Windungen, $\alpha = 0.45\pi$ und Durchmesser 0.2m bei 2.5GHz gemacht. Zur Untermauerung der Ergebnisse wird abschließend eine weitere, anders konfigurierte Spiralantenne betrachtet und gezeigt, dass die selben Phänomene auch dort beobachtet werden können.

Zur Vereinfachung der Darstellung wird die Spiralstruktur flächig dargestellt. Die Vorgänge sollen anhand von Abbildung 4.19 beschrieben werden.

Eine quasistatische elektrische Feldlinie Ia läuft aus dem Zentrum der Spiralstruktur heraus (siehe Abbildung 4.19a)).

Eine wichtige Tatsache ist, dass die Stromwelle sich, solange sie nicht durch eine wirksame Begrenzung der Struktur in ihrem Fortschreiten beeinträchtigt wird, mit nahezu Lichtgeschwindigkeit entlang der Leiterstruktur ausbreitet. Dies kann aus der Darstellung der Stromverteilung und Betrachtung der Phasengeschwindigkeit in Abschnitt 4.2 entnommen werden. Dass es sich um eine wandernde Stromwelle handelt, ist des Weiteren sofort aus der Betrachtung des Real- und Imaginärteils ersichtlich. Diese Feldlinie bewegt sich mit größer werdender Entfernung vom Zentrum mit fortwährend abnehmender Winkelgeschwindigkeit. Aufgrund der starken elektrostatischen Kräfte, die von den Zentren der Ladungshäufungen ausgehen, bewegt sich diese Feldlinie ohne nennenswerte räumliche Verzerrung in der ρ -z-Ebene. Auf die im Weiteren auftretende räumliche Verzerrung der Feldlinien wird nicht näher eingegangen, es sollen zunächst nur die Verhältnisse unmittelbar an der Struktur betrachtet werden. Eine zweite Feldlinie Ib startet zu einem späteren Zeitpunkt aus dem Zentrum der Spirale heraus. Aufgrund der höheren Winkelgeschwindigkeit der inneren Feldlinie wird nach einiger Zeit der Zustand erreicht, zu dem sich die beiden Feldlinien in der r-z-Ebene gegenüberliegen (siehe Abb. 4.19c)), aber einen umgekehrten Richtungssinn besitzen (zur Erläuterung siehe Abb. 4.20, wo schematisch die sich ergebende Phasendifferenz zweier Leiterbahnen angegeben ist). In diesem Moment findet die Vereinigung der beiden Feldlinien Ia und Ib zur Feldlinie I statt (siehe Abb. 4.19 d)). Der Prozess der Vereinigung der beiden elektrischen Feldlinien wird durch das Auftreten einer Umlaufspannung gemäß $\oint E ds = \int \int H$ erzielt. Dieses elektrische Feld vereinigt dann die beiden Feldlinienanteile Ia und Ib, sie-

he auch Abb. 4.23.

Das Auftreten dieses elektrischen Feldes in diesem Raumbereich bedingt das Auftreten eines zeitlichen veränderlichen Magnetfeldes, das zumindest zeitweise eine Normalenkomponente zu einem Flächenelement in ϕ - z -Richtung des betrachteten Raumbereiches besitzt. Ein derartiges Magnetfeld wird von dem einfachen Ringstrommodell erzeugt, wie es in Anhang B beschrieben ist. Eine perspektivische und eine Frontalansicht der beteiligten Felder ist in Abbildung 4.21 und 4.22 wiedergegeben. Hier finden sich die elektrischen Felder des TEM-Leitungsmodes E_1 wieder, wie auch das Magnetfeld H des Ringstroms, sowie das dadurch induzierte E-Feld E_2 . Dieser zwischen den Leitungen längs liegende Magnetfeldwirbel zerfällt, da er von keinem Strom durchsetzt wird. Das durch diesen Magnetfeldwirbel induzierte Rotorfeld führt einerseits zum Schließen der Feldlinie wie dies in Abbildung 4.23 angegeben ist. Zum anderen ist hier die Ausbildung der Feldlinienkeile zu erkennen, die die Feldschwächung in diesem Raumbereich zeigen, der Ablösepunkt liegt über der Spirale. Der Kreuzungspunkt der strichlierten Linien markiert den Ort, an dem die elektrische Feldstärke verschwindet.

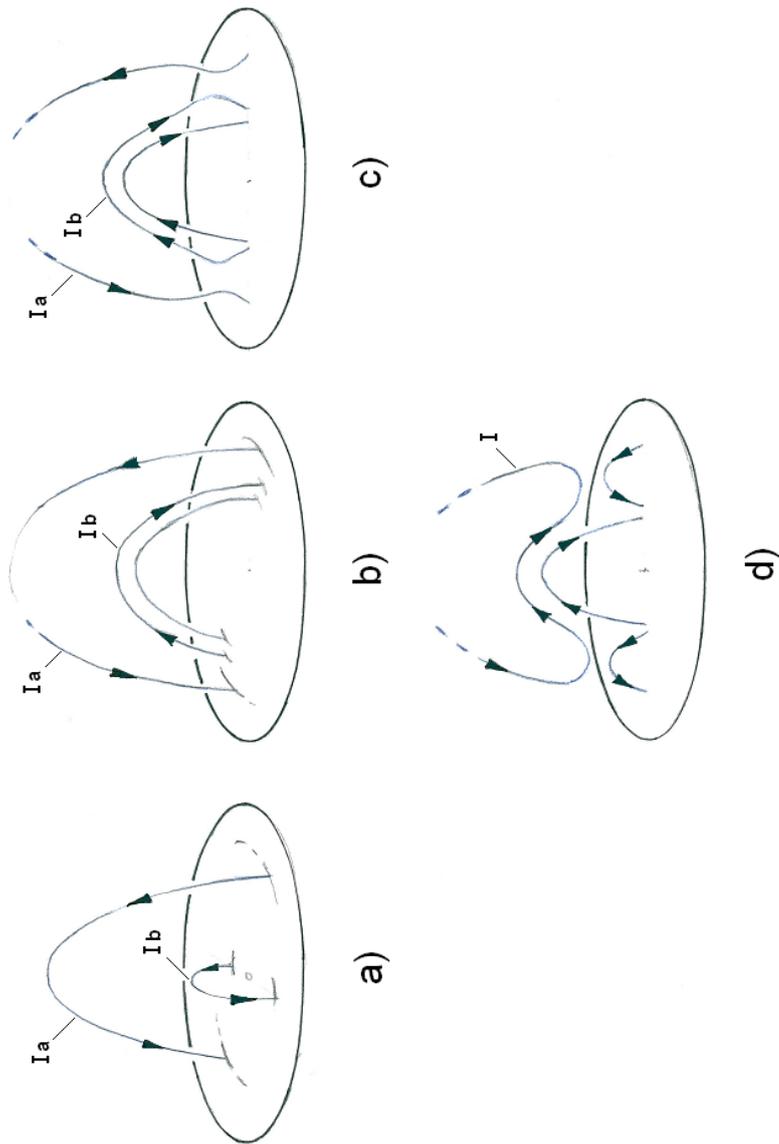


Abbildung 4.19: Zeitlicher Verlauf der Abstrahlung

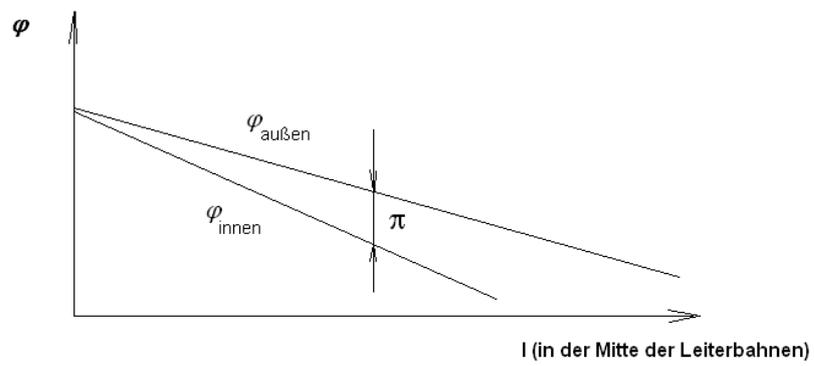


Abbildung 4.20: Phasendifferenz zwischen Wellen auf zwei unterschiedlichen Spiralarmen

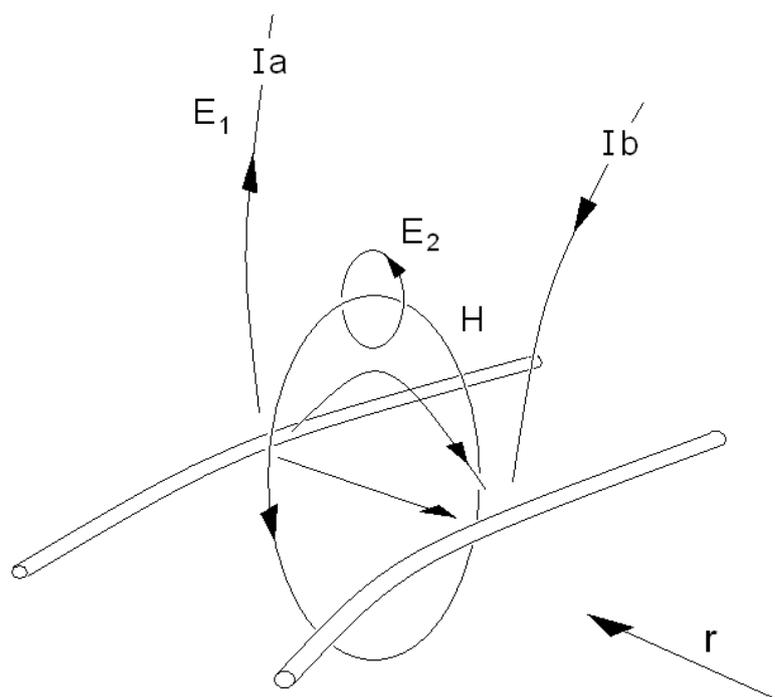


Abbildung 4.21: Zerfallendes H-Feld, Perspektive

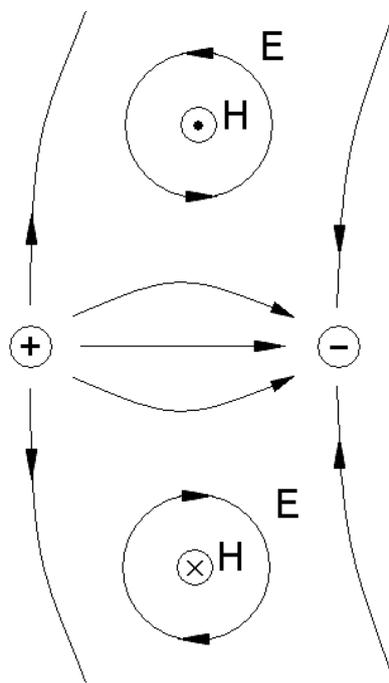


Abbildung 4.22: Zerfallendes H-Feld, Frontalansicht

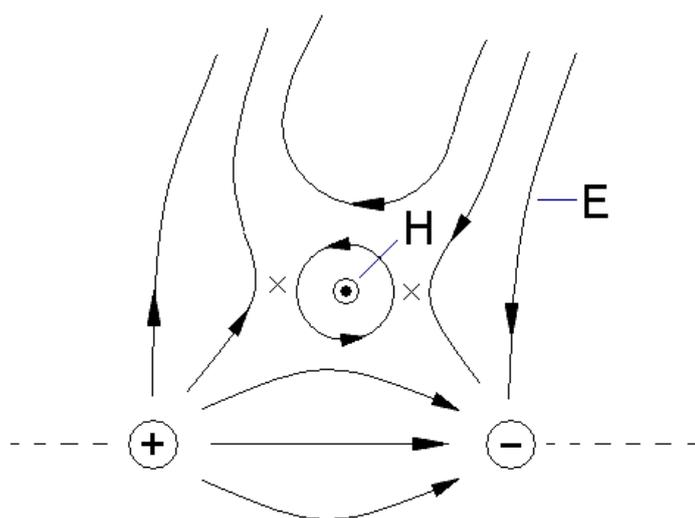


Abbildung 4.23: E-Feld, Übergang

Dieses Verhalten wird im Weiteren durch Berechnungsergebnisse belegt. In Abbildung 4.24 sind derart abgelöste Feldlinien über der Spiralstruktur zusammen mit den auf der Struktur zurückbleibenden Restfeldern dargestellt. Dies passiert hier bei einem Phasenwinkel von 110° . Hier sind die Phasen c) und d) aus der schematischen Darstellung 4.19 sehr gut wiederzuerkennen.

In den folgenden Abbildungen 4.25 bis 4.29 ist der Ablöseprozess in zeitlicher Abfolge in Draufsicht dargestellt. Die Berechnung der in Abbildung 4.25 dargestellten Feldlinien wurde auf der z-Achse gestartet. Diese Startpunkte wurden für die folgenden Zeitpunkte (Abb. 4.26 bis 4.29) entsprechend der Freiraumwellenlänge nach oben verschoben. Man sieht wie die im Inneren noch auf der Struktur endenden Feldlinien nach außen drängen und schließlich die oberste dieser Feldlinien in Abbildung 4.27 ablöst, gefolgt von der nächst darunter liegenden in Abbildung 4.29.

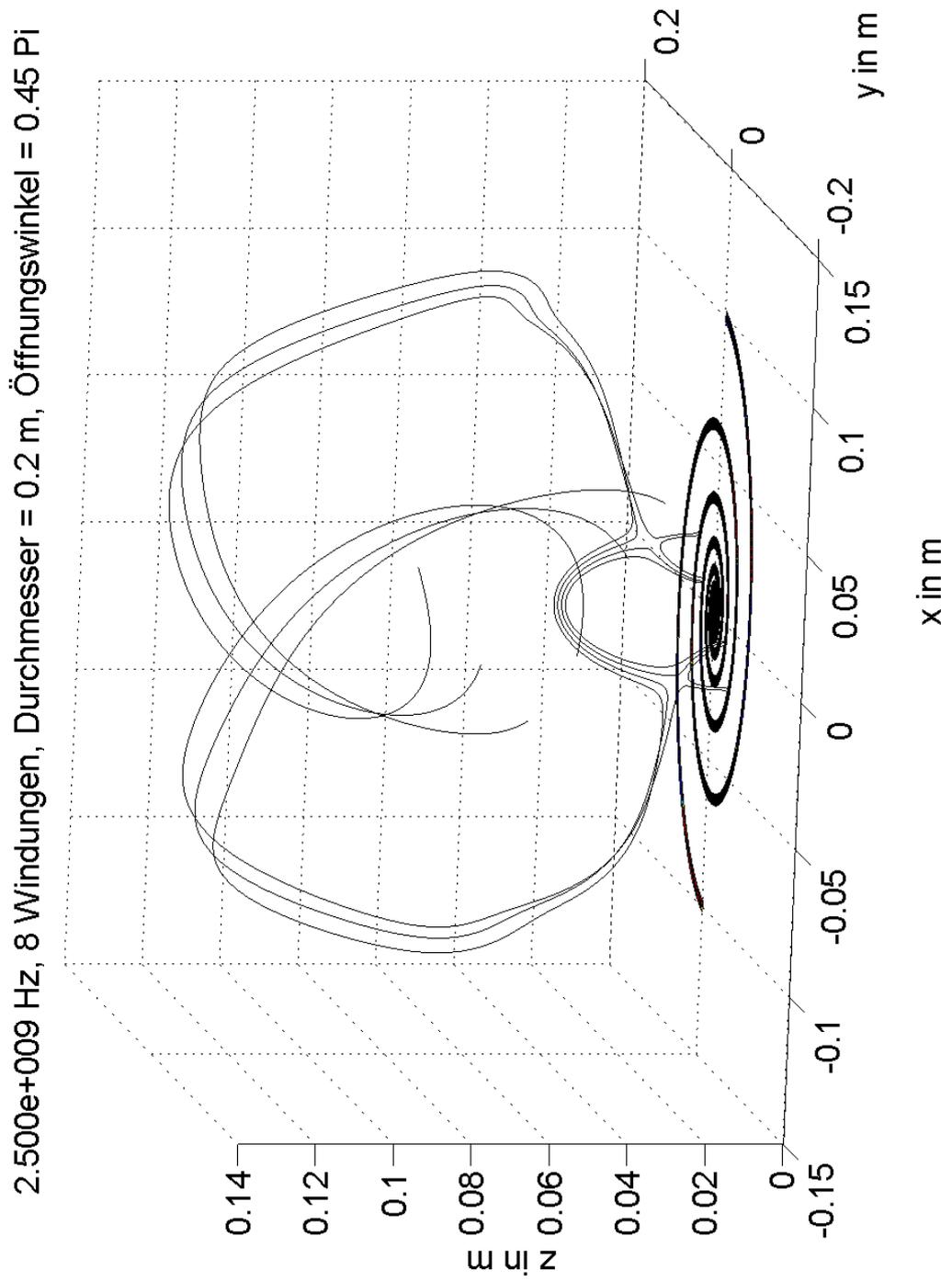


Abbildung 4.24: E-Feld bei der Ablösung

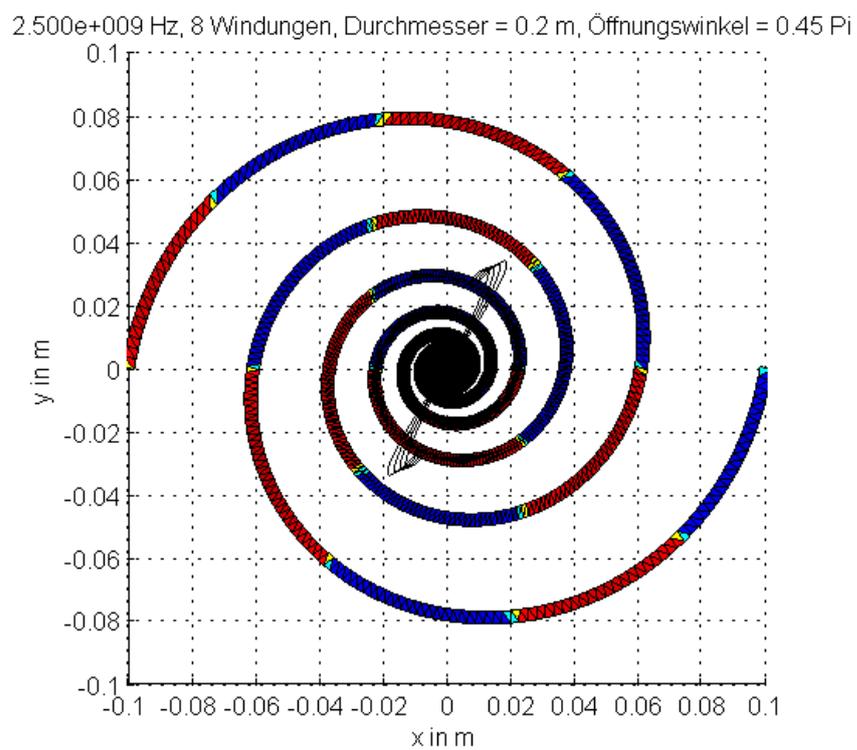


Abbildung 4.25: E-Feld bei der Ablösung, $\omega t = 104^\circ$

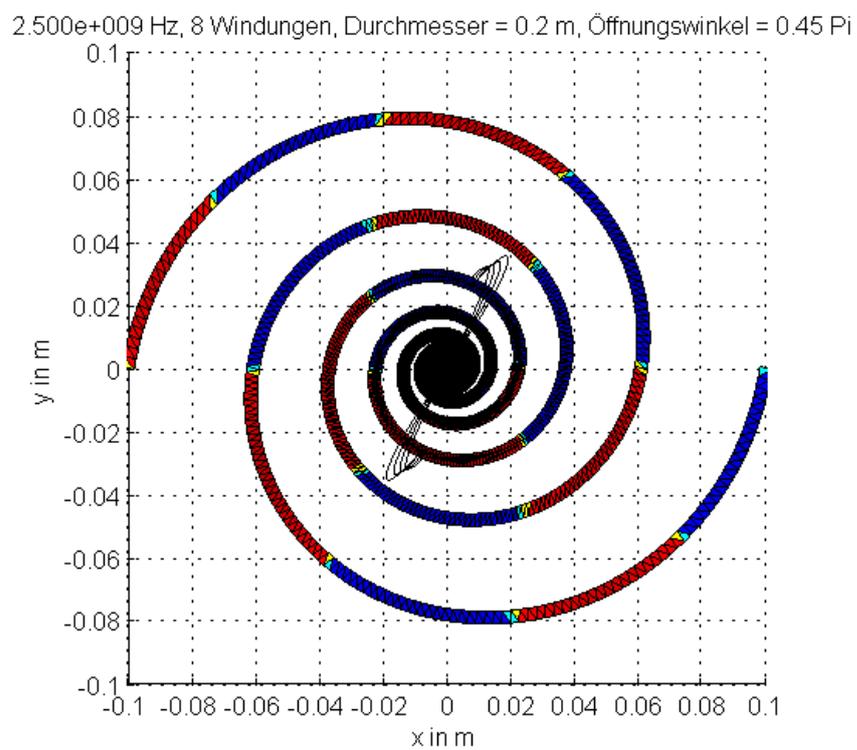


Abbildung 4.26: E-Feld bei der Ablösung, $\omega t = 105^\circ$

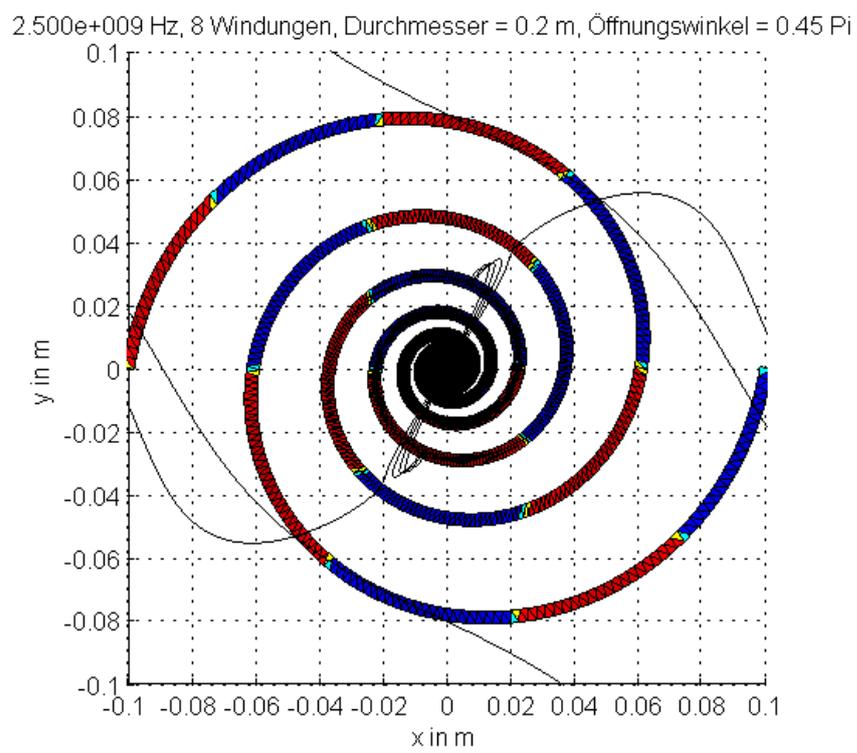


Abbildung 4.27: E-Feld bei der Ablösung, $\omega t = 106^\circ$

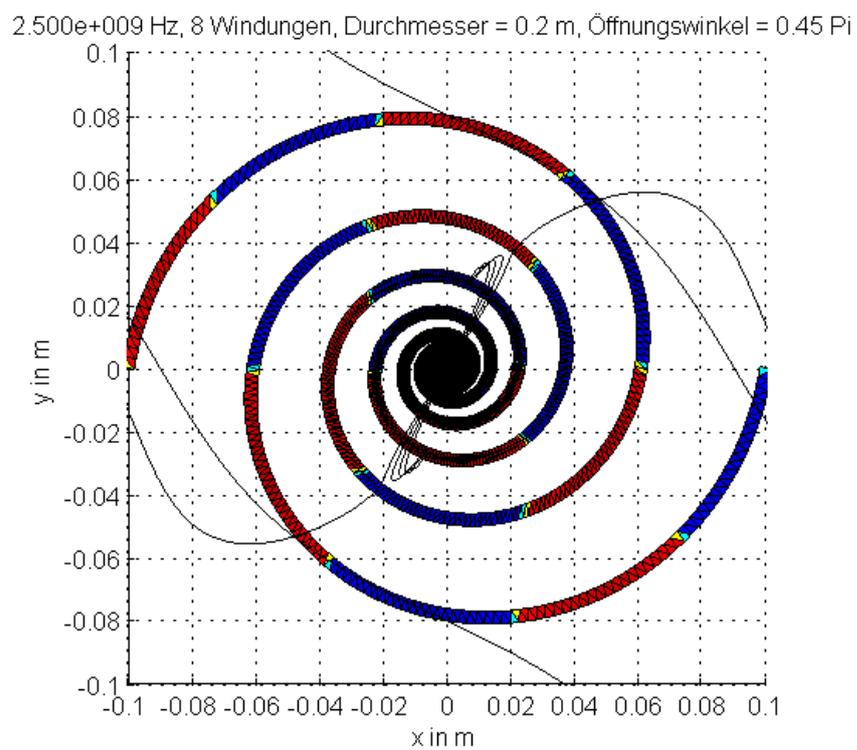


Abbildung 4.28: E-Feld bei der Ablösung, $\omega t = 107^\circ$

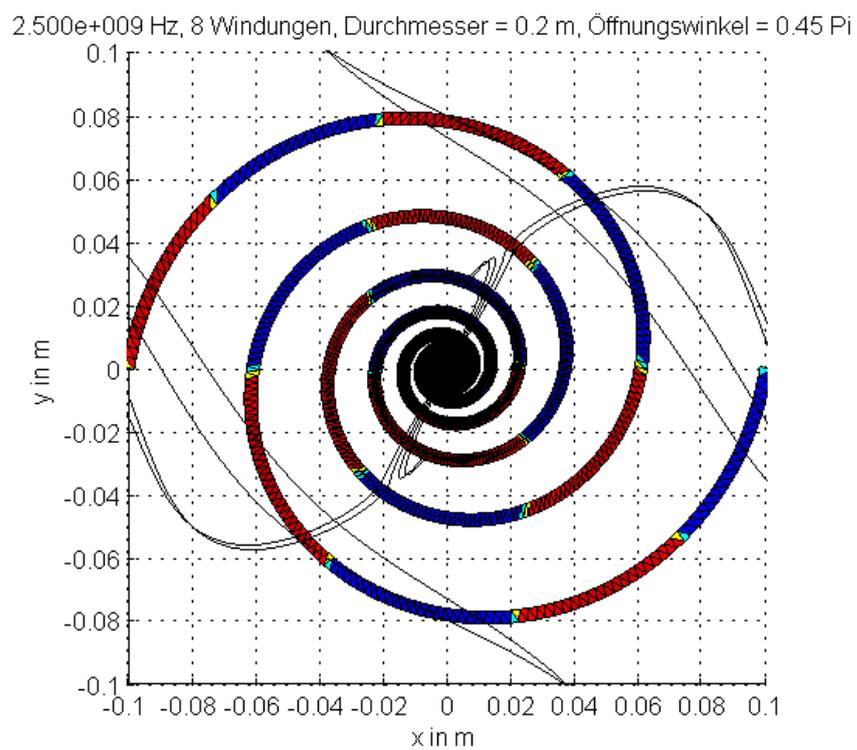


Abbildung 4.29: E-Feld bei der Ablösung, $\omega t = 108^\circ$

Um die Ergebnisse weiter zu erhärten, wurden in der Nähe der Ablösestellen die H-Feldlinien berechnet. In den Abbildungen 4.30 und 4.31 sind diese an einer der beiden punktsymmetrisch liegenden Ablösestellen cyanfarben hinzugefügt. Man erkennt in der Draufsicht das tangential zur Spirale liegende Feld (φ -Komponente).

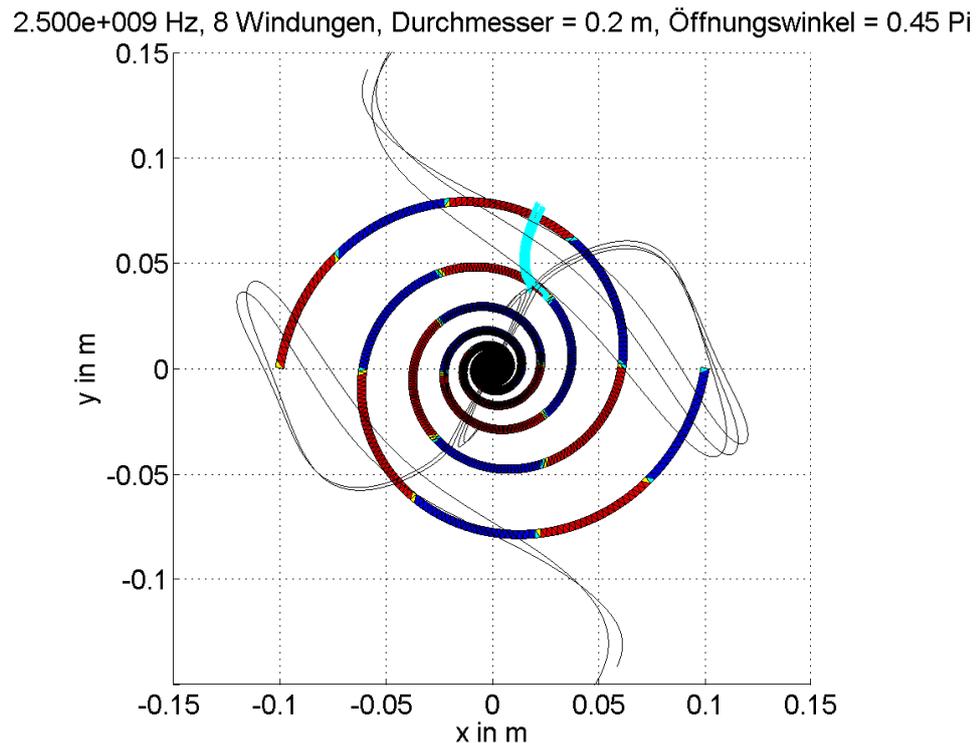


Abbildung 4.30: E-Feld bei der Ablösung, Draufsicht

Im Anhang B wird anhand eines Ringstrommodells gezeigt, dass ein solcher Ringstrom ein tangential nach außen treibendes H-Feld erzeugt. Da sich in der aktiven Zone der Spirale eine Wellenlänge auf den Umfang verteilt und sich somit die aktive Zone wie der betrachtete Ringstrom verhält, wird also durch die aktive Zone das tangential Magnetfeld bereitgestellt, das dann für die Ablösung verantwortlich ist.

Abbildung 4.32 gibt als Vektor-Pfeil-Darstellung die Richtung des E-Feldes in der Ebene der Spiralantenne wieder. Dort, wo die Ablösung zu beobachten ist, herrschen in der Ebene TEM-Eigenschaften vor. Das elektrische Feld startet hier auf der einen und landet auf der anderen Leitung. es werden in diesem Bereich keine stark abweichenden Felder beobachtet.

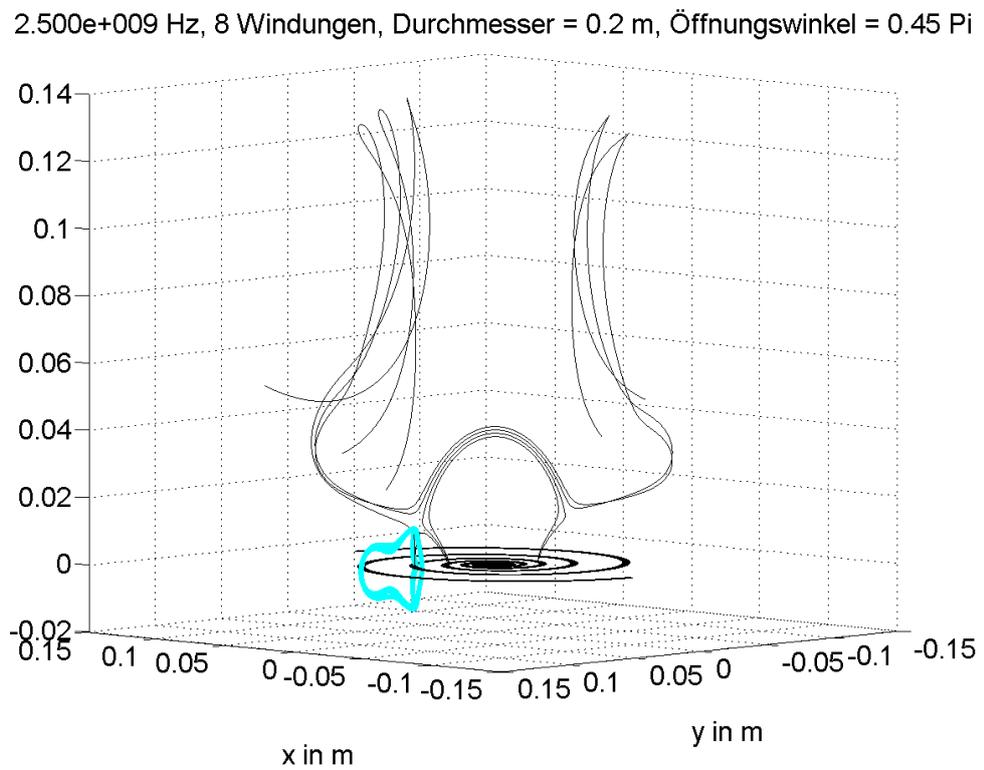


Abbildung 4.31: E-Feld bei der Ablösung, Perspektive

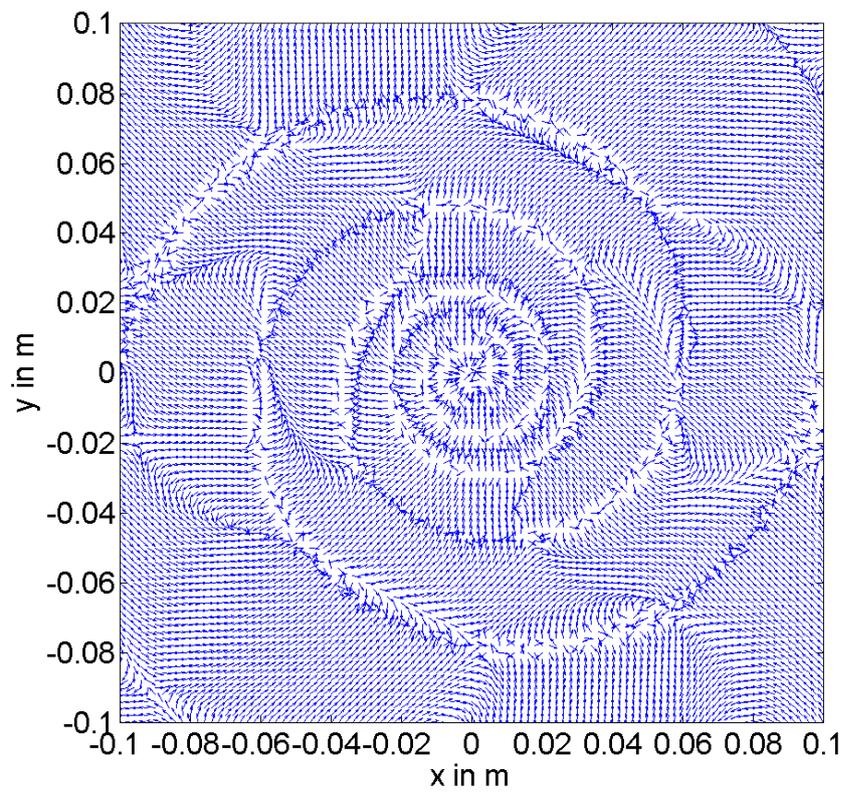


Abbildung 4.32: Richtungsdarstellung der E-Feldes in der Ebene

In den folgenden Abbildungen wird die Polarisation des E-Felds betrachtet, da diese wie in 4.1 beschrieben an den Ablösestellen zwingend linear sein muss.

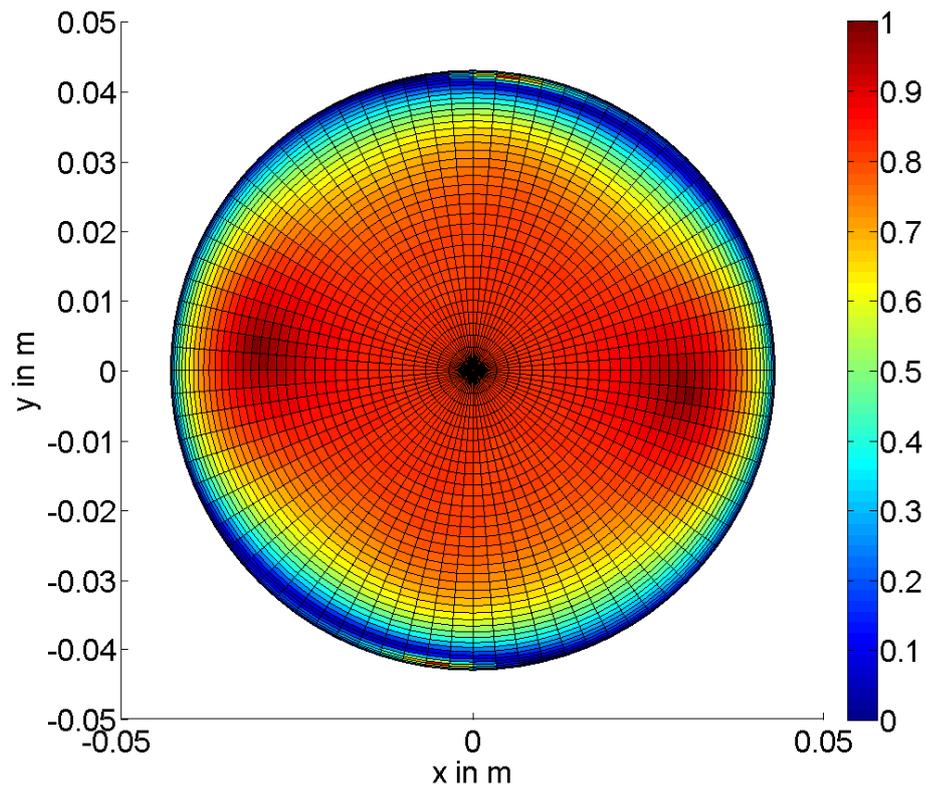


Abbildung 4.33: Polarisation auf Kugel mit Radius $r=0.043$ m, Draufsicht

Der Ort der beobachteten Ablösung liegt ungefähr bei $(0.0175, 0.0375, 0.012)$ bzw. punktsymmetrisch dazu, d.h. in einem Abstand $r \approx 0.043$ m zum Ursprung. Daher wurde in den Abbildungen 4.33 bis 4.35 die Polarisation auf einer Kugel mit Radius $r = 0.043$ m betrachtet. Abbildungen 4.33 und 4.34 zeigen wie in Abschnitt 4.1 beschrieben das Verhältnis E_{\min}/E_{\max} .

In der räumlichen Darstellung erkennt man, dass sich abgesehen von der Ebene eine Zone linearer Polarisation ober- bzw. unterhalb der Ebene bildet. Diese Zonen fallen mit dem Ort der beobachteten Ablösung zusammen. In Abbildung 4.35 wurde nur für diese Zonen die Phase des Nulldurchgangs des E-Felds dargestellt, der Rest der Kugel – in blau gehalten – wurde nicht betrachtet. Es ist anzumerken, dass hier tatsächlich

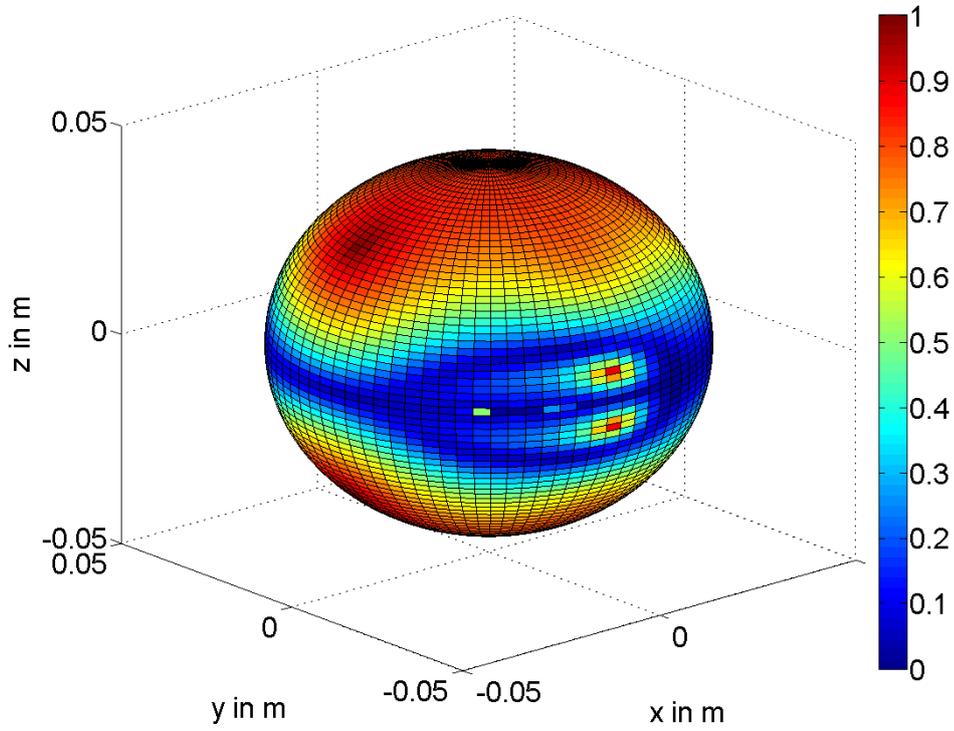


Abbildung 4.34: Polarisation auf Kugel mit Radius $r=0.043$ m, Seitenansicht, Ablösezone

die Phase des Nulldurchgangs durch die abtastende Berechnung (siehe Abschnitt 3.8) ermittelt wurde (und nicht $\arctan(\frac{\vec{E}_T}{E_i})$). Die Stelle der Ablösung erfährt hier erwartungsgemäß einen Nulldurchgang im E-Feld bei ungefähr $\omega t = 110^\circ$.

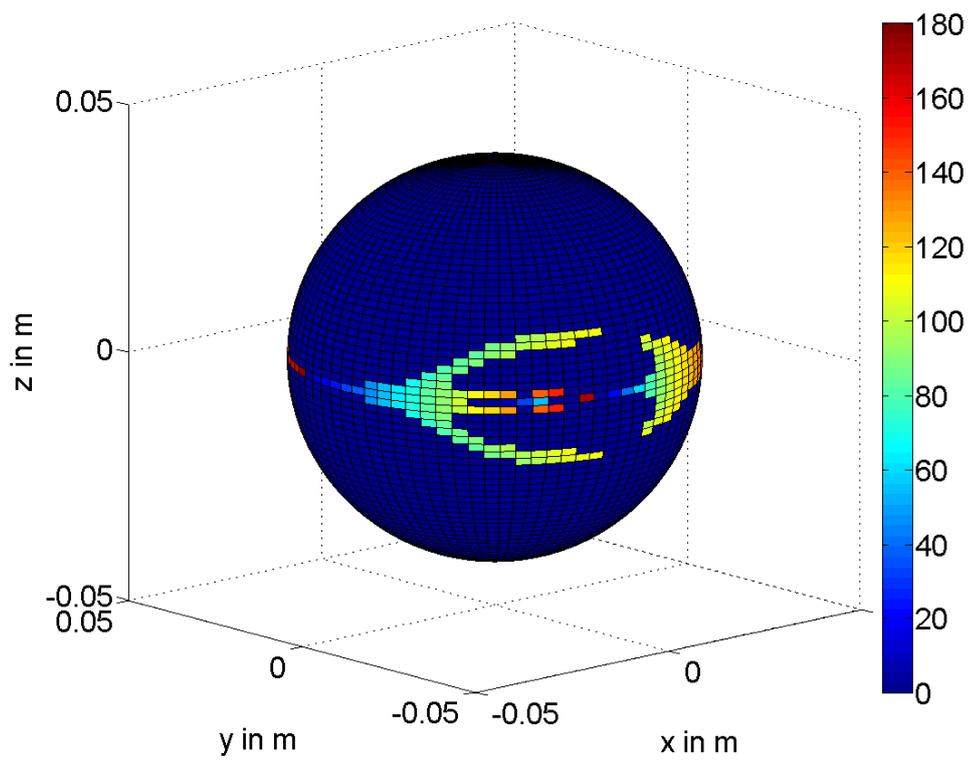


Abbildung 4.35: Phasen zu den E-Feld-Nulldurchgängen, Seitenansicht, Ablösezone

Analog wurde in den Abbildungen 4.36 bis 4.38 die Polarisation in einer durch die Ablösung gehende Ebene parallel zur x - y -Ebene bei $z=0.012\text{m}$ betrachtet. Auch hier sind die Zonen linearer Polarisation gut zu erkennen.

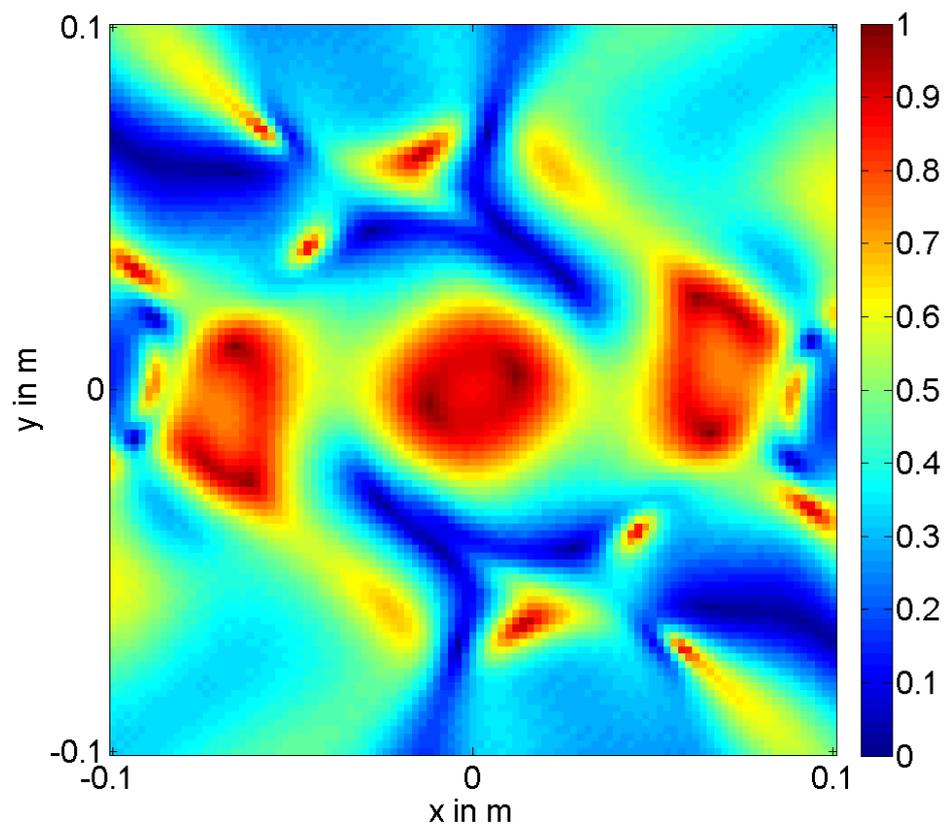


Abbildung 4.36: Polarisation in Höhe $z = 0.012\text{ m}$ über der Spirale

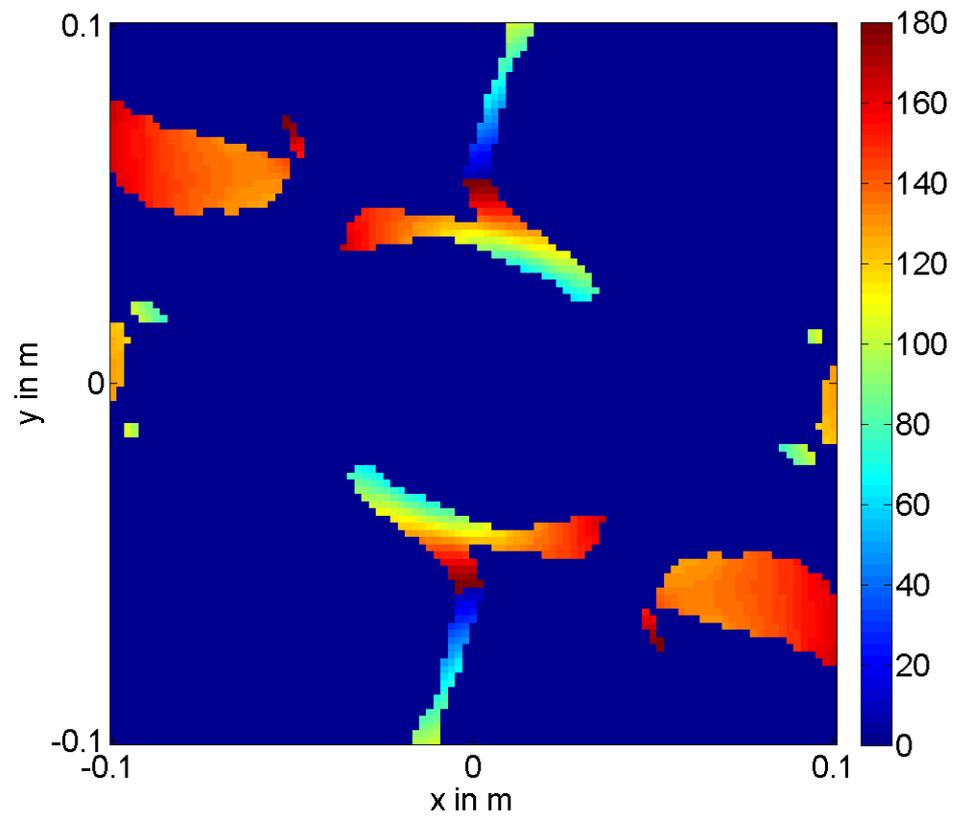
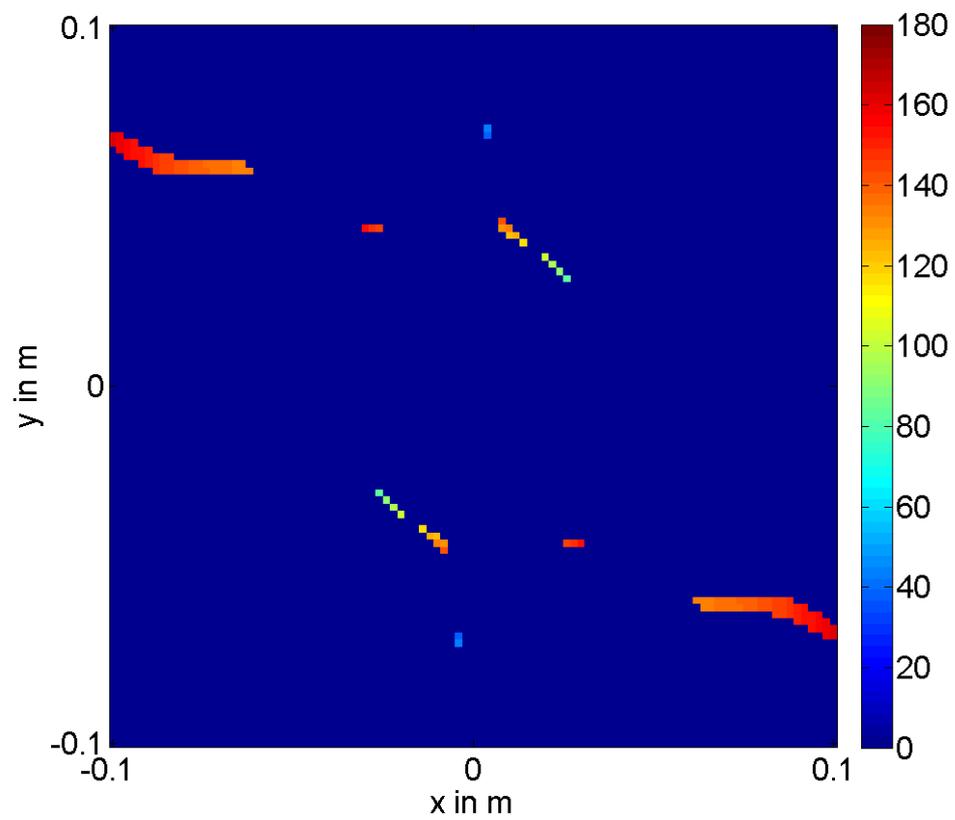


Abbildung 4.37: Phase des minimalen Feldes für $\text{Pol.} < 0.2$ in $z = 0.012$ m

Abbildung 4.38: Phase des minimalen Feldes für $\text{Pol.} < 0.05$ in $z = 0.012$ m

Zur Erhärtung der hier gemachten Beobachtungen wurde abschließend eine weitere Spiralantenne mit Öffnungswinkel $\alpha = 0.4\pi$ betrieben bei 5 GHz betrachtet.

Die gleichen Phänomene konnten auch hier beobachtet werden, was Abbildung 4.39 und 4.40 belegen.

5.000e+009 Hz, 8 Windungen, Durchmesser = 0.2 m, Öffnungswinkel = 0.4 Pi

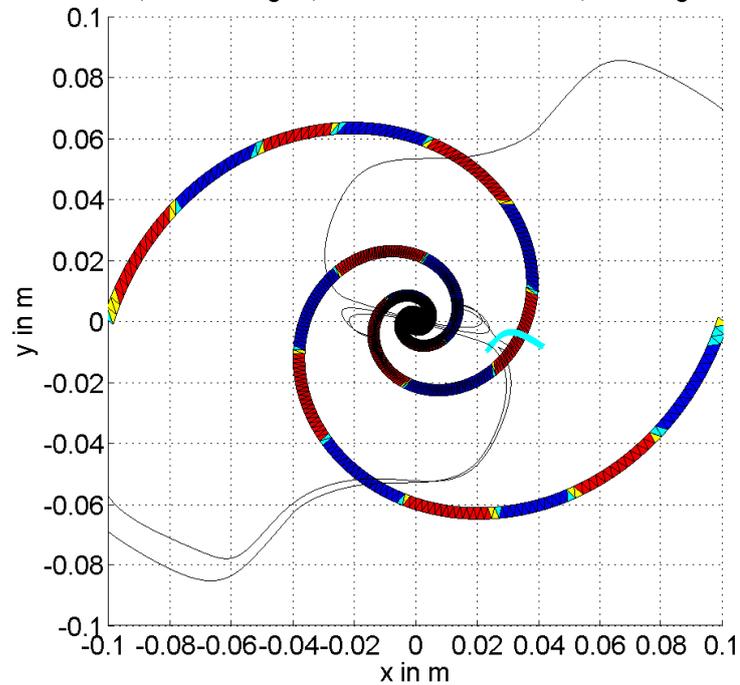


Abbildung 4.39: Ablösung bei weiter geöffneter Spirale, Draufsicht

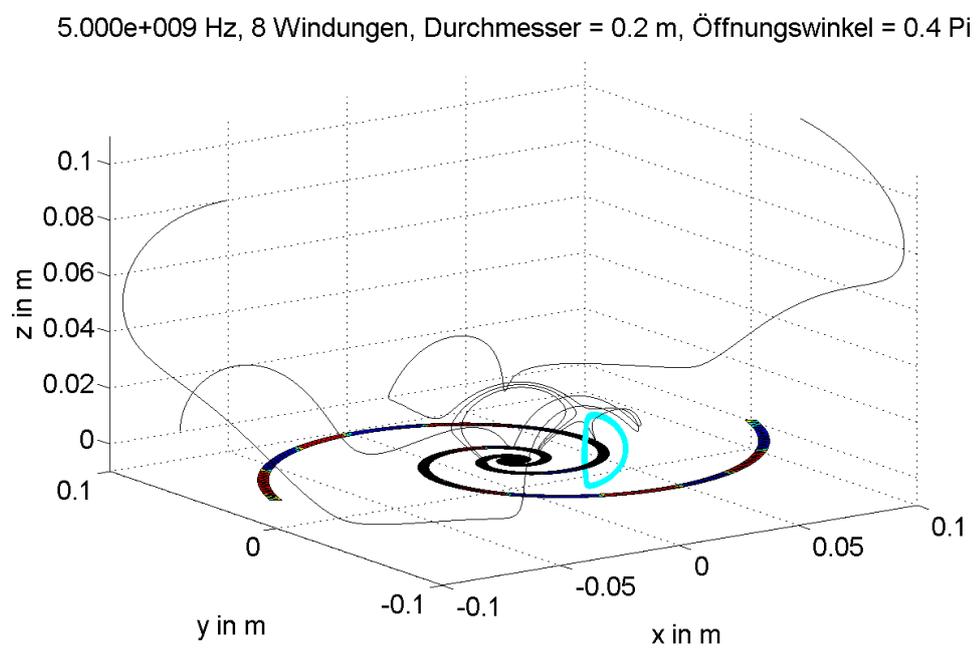


Abbildung 4.40: Ablösung bei weiter geöffneter Spirale

4.4 H-Ablösung in der Symmetrieebene

Gemäß Abb. 4.41 a) erkennt man, dass das magnetische Feld in den Zwischenräumen zwischen den Leiterbahnen aus Symmetriegründen nur linear polarisiert sein kann. Dies deckt sich mit dem Befund den Abbildungen 4.46 und 4.46, die lineare Polarisation in Äquatornähe prognostizieren. H-Ablösung wird also in den Zwischenräumen stattfinden.

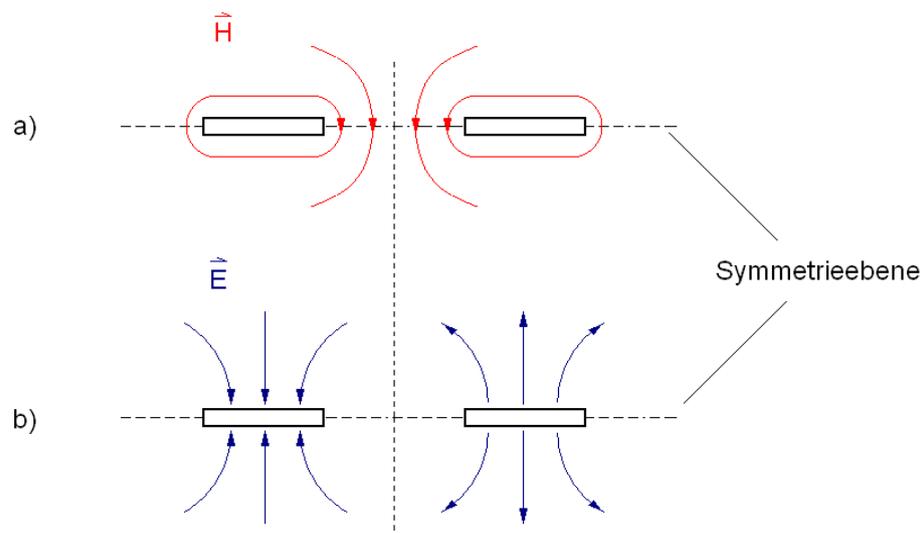


Abbildung 4.41: Feldsymmetrien an der Struktur, anstelle runder Drähte sind Leiterbahnen gezeichnet

In Abbildungen 4.42 bis 4.44 ist der Ablösevorgang beim H-Feld erfasst. Hier wechselt der H-Vektor, der die x-y-Ebene senkrecht durchstößt, das Vorzeichen.

Man erkennt in der Draufsicht 4.43 die gleich gerichteten Ströme auf der Struktur direkt unter den H-Feldlinien. Dies bedingt, dass das H-Feld ober- und unterhalb der Struktur in leichter Wellenform parallel zur Ebene verläuft (Abb. 4.44). Sobald die Felder die Struktur passiert haben und keine anschließende Leiterbahn mehr ein H-Feld bereitstellt, können sich die Feldlinien in der Ebene vereinigen. Es entsteht ein ringförmiges Feld, das die gesamte Struktur umschließt und ungehindert in den Freiraum drängt.

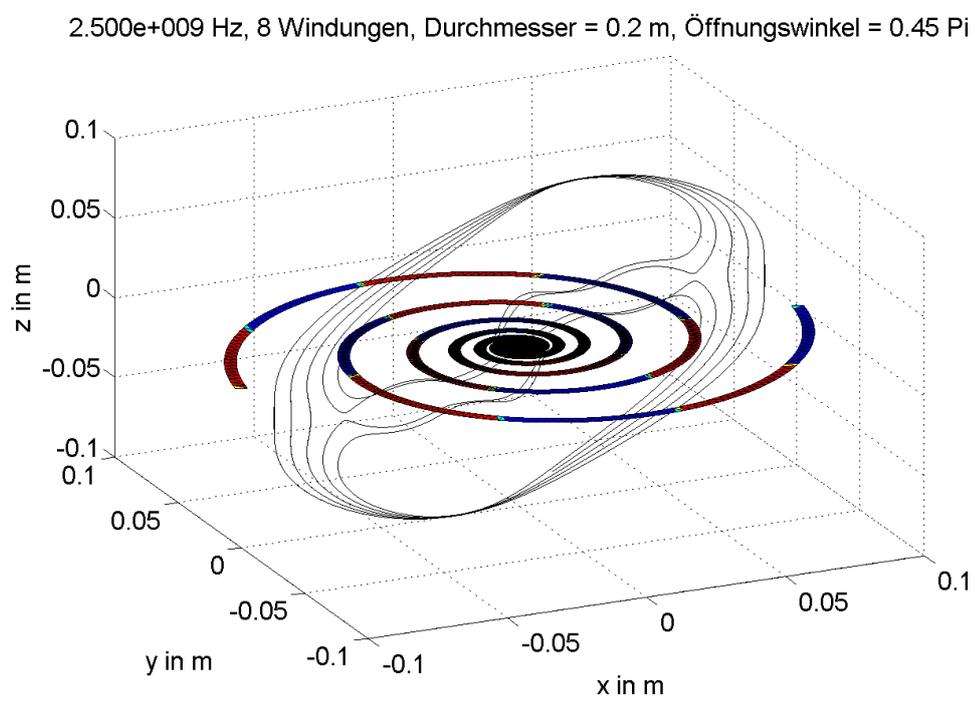


Abbildung 4.42: H-Feldablösung

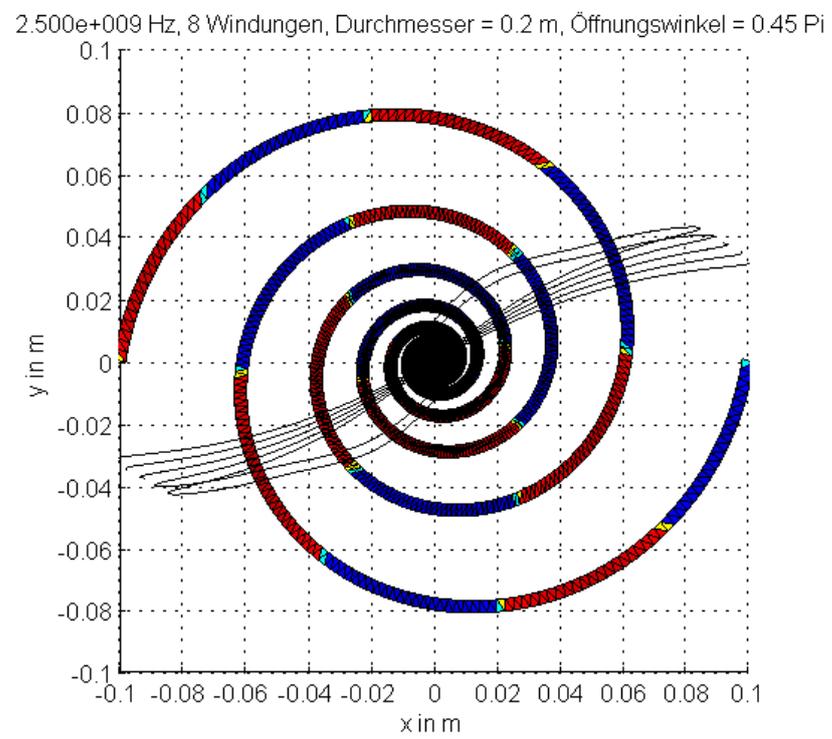


Abbildung 4.43: H-Feldablösung, Draufsicht

2.500e+009 Hz, 8 Windungen, Durchmesser = 0.2 m, Öffnungswinkel = 0.45 Pi

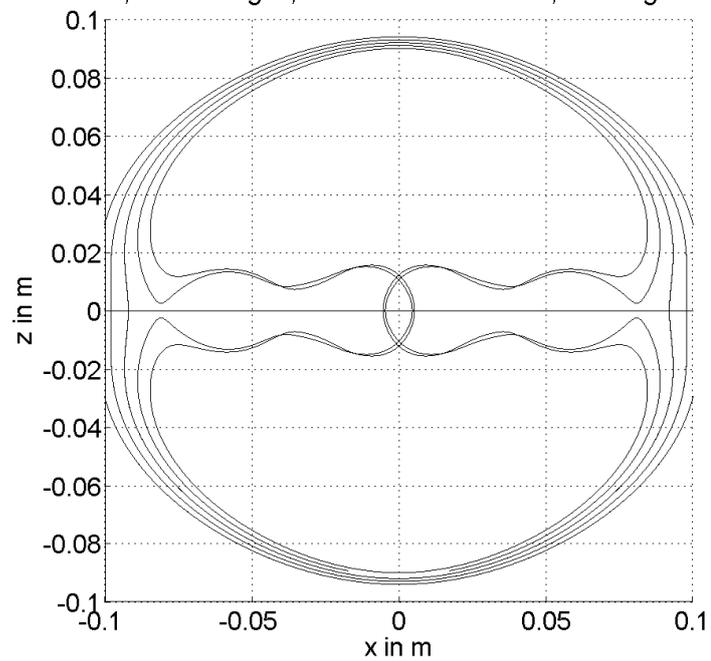


Abbildung 4.44: H-Feldablösung, Seitenansicht x-z-Ebene

In den analog zum E-Feld ausgeführten Polarisationsplots 4.45 bis 4.47 erkennt man die Ebene als Zone linearer Polarisation, wo das Schließen der Feldlinien beobachtet wird.

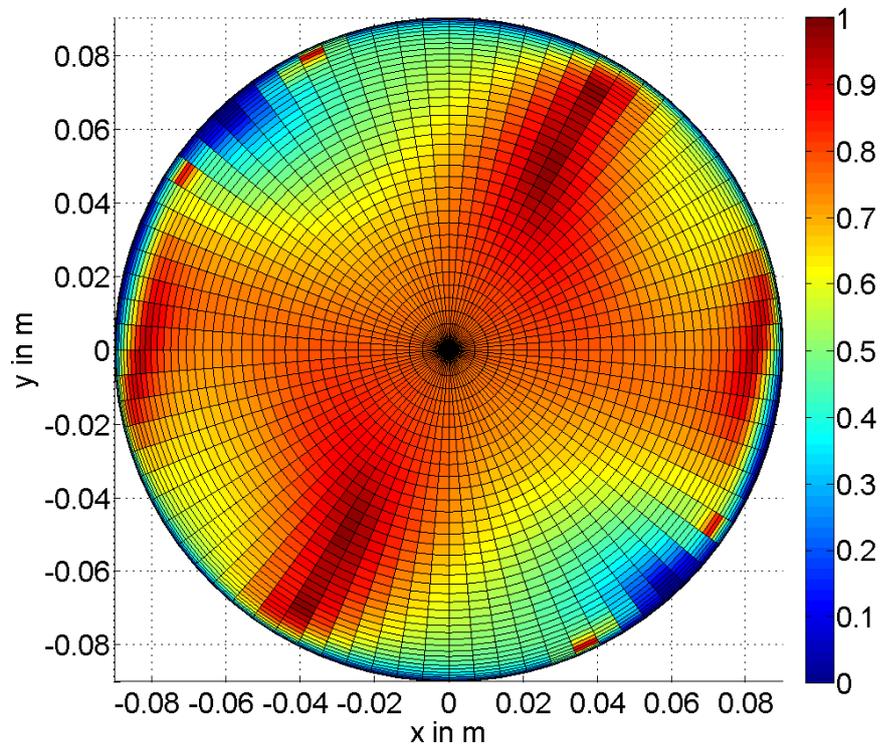


Abbildung 4.45: Polarisierung auf Kugel mit Radius $r = 0.09$ m, Draufsicht

Eine weitere Form der H-Feldablösung ist durch ein schon im Inneren der Struktur gegebenes ringförmiges H-Feld gegeben, das die Leiterbahnen an den Strom-Nullstellen passiert und so nach außen wandert. Dies ist hier nicht dargestellt.

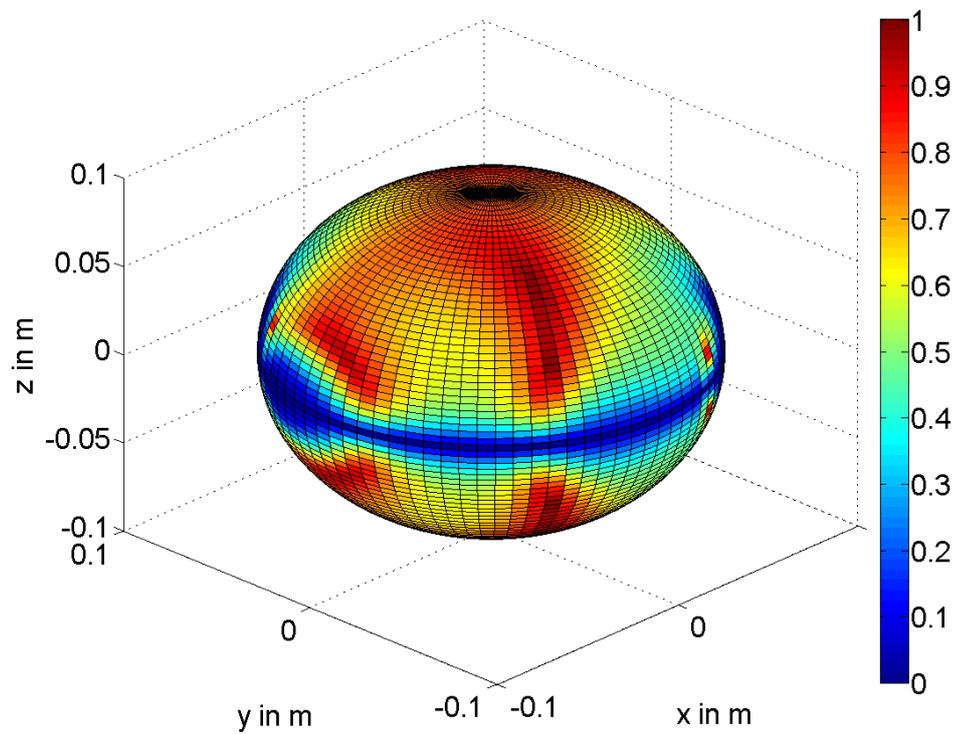


Abbildung 4.46: Polarisierung auf Kugel mit Radius $r = 0.09$ m, Seitenansicht, Ablösezone

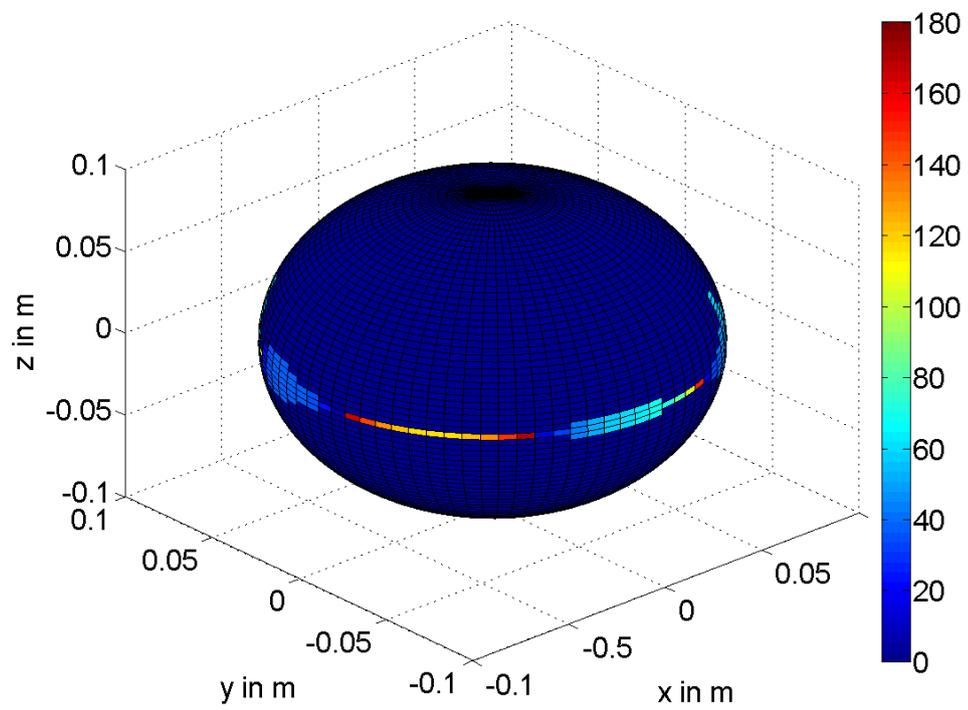


Abbildung 4.47: Phase, zu denen H-Feld Null wird, Seitenansicht, Ablösezone

Kapitel 5

Das Fernfeld

Da eine Antenne grundsätzlich einen Wellentypwandler darstellt, der die Leitungswelle der Speisung in eine Freiraumwelle transformiert, kommt auch der Kenntnis der grundsätzlichen Gestalt des Fernfeldes eine wichtige Rolle zu.

Es wird vermutet, dass durch die (eine) Phasenverschiebung zwischen E- und H-Feld in Ausbreitungsrichtung bei einer zirkular polarisierten Welle, zum Beispiel in der Wirkung auf das E-Feld durch das H-Feld eine elektrische Feldstärke induziert wird, die eine E_φ -Komponente einführt. Im umgekehrten Falle erzeugt das E-Feld durch Durchflutung ein zusätzliches Magnetfeld in φ -Richtung, das in der Überlagerung mit dem Primärfeld ein etwas verschobenes sinusförmiges Summenfeld ergibt. Dieser Ausgleichsvorgang ist abgeschlossen wenn E- und H-Feld in Phase sind und somit senkrecht aufeinander stehen. Der Vorgang findet verstärkt in der Entfernung von der Struktur statt, da hier die quasistatischen Primärfelder in Ihrer Dominanz abnehmen.

Es wird beobachtet, dass mit größer werdendem Öffnungswinkel der Spirale die Differenz, um die die Feldlinien oberhalb des Spiralzentrums getrennt sind ebenfalls größer wird. Eine Vereinigung (Schließen) der elektrischen Feldlinien im fortwährenden Verlauf in Hauptstrahlrichtung würde eine elektrische Feldstärke bedingen, die von einem der parallelen Feldlinienteile zum anderen weist. Dies ist, wenn das magnetische Feld senkrecht zu den elektrischen Feldlinien liegt, ausgeschlossen, da keine Tendenz mehr besteht diesen Zustand zu ändern. Dieser Zustand der nicht-geschlossenen Feldlinien bleibt im Fernfeld erhalten.

5.1 Das elektrische Fernfeld

Das elektrische Feld besitzt ein sehr komplexes Aussehen. Prinzipiell kann man es als achtförmig beschreiben. Im Bereich des Knotenpunktes laufen die Feldlinien in unterschiedlichen Höhen. Die Linien kreuzen sich in der Draufsicht in einem Winkel von 60° - 80° . Es ist zu beobachten, dass es zwei unterschiedliche Formen, die Grenzfälle darstellen, gibt. Form 1 ist eine weiter oben angesiedelte Feldlinie, die einen flacheren Verlauf zeigt. Form 2 ist stärker verbogen, in dem Sinne, dass längere Abschnitte dieser Feldlinien parallel zur Antennenebene in Bodennähe verlaufen (Abb. 5.3). Die Feldlinien der Form 2 legen nahe, dass sie einen großen Ringstromanteil besitzen, da ihre Gestalt dem E-Feld des Ringstromes gleicht. Hier ist insbesondere der charakteristische Verlauf in der Spiralebene zu nennen, wo die Feldlinie über große Bereiche am Boden verbleibt. Diese Feldlinien konnten bis zum Ende der Spiralstruktur noch nicht ablösen. Sie entspringen der Stromverteilung eines Ringstromes auf der letzten Spiralwindung. Ihre Ablösung erfolgt durch sekundäre Prozesse (z.B. Reflexion von den Armenden her). Die Feldlinien der Form 1 sind durch den primären Prozeß (s. Abb. 4.19) entstanden, da ihre Gestalt den Nahfeldlinien bei der Ablösung sehr stark gleicht. In diesem Zusammenhang sei auf eine Veröffentlichung hingewiesen, die eine interessante technologische Lösung vorstellt. In [LRPW08] wird eine in der Fläche um ca. 30 % verkleinerte Spirale mit außen gelegenen parasitärem Ring behandelt. Die Funktionsweise kann man sich mit dem in dieser Arbeit vorgestellten Ablösungsmechanismus so erklären: Die in der Ebene verlaufenden elektrischen Feldlinien der Form 2 die noch nicht abgelöst sind und dem Feld des Ringstromes entsprechen, werden bei Berührung mit dem parasitären Ring aufgetrennt und erzeugen dort Ladungshäufungen entgegengesetzten Vorzeichens. Hierdurch entsteht eine elektrische Feldlinie vom Typ Ia (s. Abb. 4.19). Diese ermöglicht dann wiederum mit den innenliegenden Feldlinien vom Typ Ib nach dem vorher beschriebenen Prinzip die Ablösung. In den Abbildungen ist um die Übersichtlichkeit zu erhöhen, nur der obere Halbraum des Strahlungsfeldes dargestellt. Die Antenne liegt im Ursprung bei $x=y=z=0$. In der Abbildung 5.5 ist das Fernfeld über eine Periode dargestellt. Die dargestellten fünf Feldlinien sind jeweils um $\Delta\varphi = 90^\circ$ in der Phase verschoben und zur besseren Unterscheidung farblich markiert. Dabei entspricht dunkelblau einer Verschiebung um 0° , rot um 90° , grün um 180° , hellblau um 270° und schwarz um 360° . Die Startphase φ_0 ist frei gewählt. Es sind zwei Feldliniengruppen zu erkennen, einmal drei und einmal zwei Feldlinien. In der Dreiergruppe besitzen die

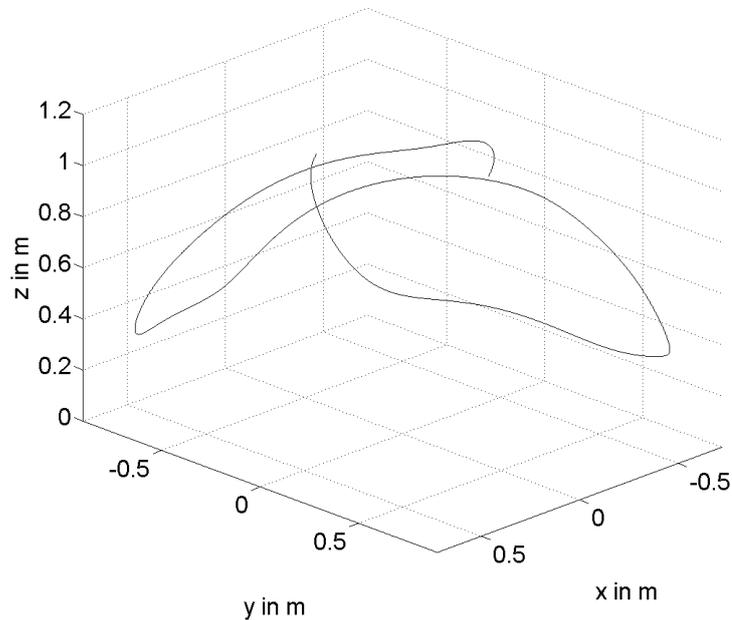


Abbildung 5.1: E-Feldlinie im Fernfeld, Form 1

Feldlinien die Phasen φ_0 , $\varphi_0 + 180^\circ$ und $\varphi_0 + 360^\circ$. In der Zweiergruppe sind die Phasen $\varphi_0 + 90^\circ$ und $\varphi_0 + 270^\circ$ angegeben. Man kann sich anschaulich die Drehung des Feldes vorstellen. Hierbei werden die weiter oben beschriebenen Formen 1 und 2 innerhalb einer Periode durchlaufen. Dies ist auch durch die Hinzunahme weiterer Feldlinien in Abbildung 5.10 zu erkennen. Dort sind die Feldlinien für $\Delta\varphi = 45^\circ$ dargestellt. Hierdurch ist auch in der Draufsicht die zirkulare Polarisation sehr gut zu erkennen. Nach El-Khair [EK06] müssen sich Feldlinien nur dann schließen, wenn eine Symmetrieebene durchstoßen wird. Die einzige Symmetrieebene, die für Spiralen existiert, ist die Ebene, in der die Spirale selbst liegt. Die elektrische Feldlinie verlässt den oberen Halbraum nicht, sie muss deshalb nicht zwingend geschlossen sein.

Die Berechnung der Feldlinien wurde nach ca. einem Umlauf abgebrochen, da die Hinzunahme weiterer Durchläufe die Übersichtlichkeit erheblich eingeschränkt hätte.

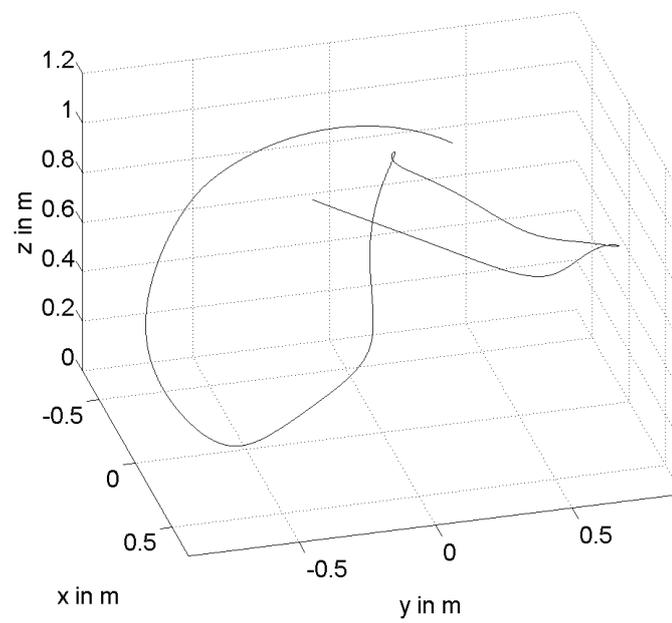


Abbildung 5.2: Analog zu 5.1, andere Perspektive

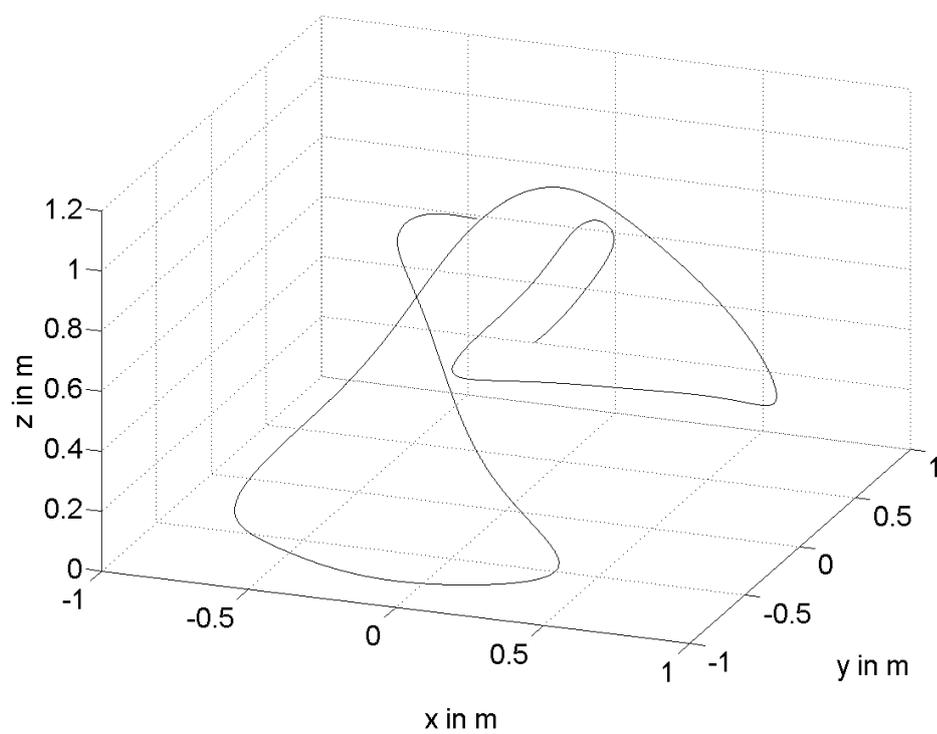


Abbildung 5.3: E-Feldlinie im Fernfeld, Form 2

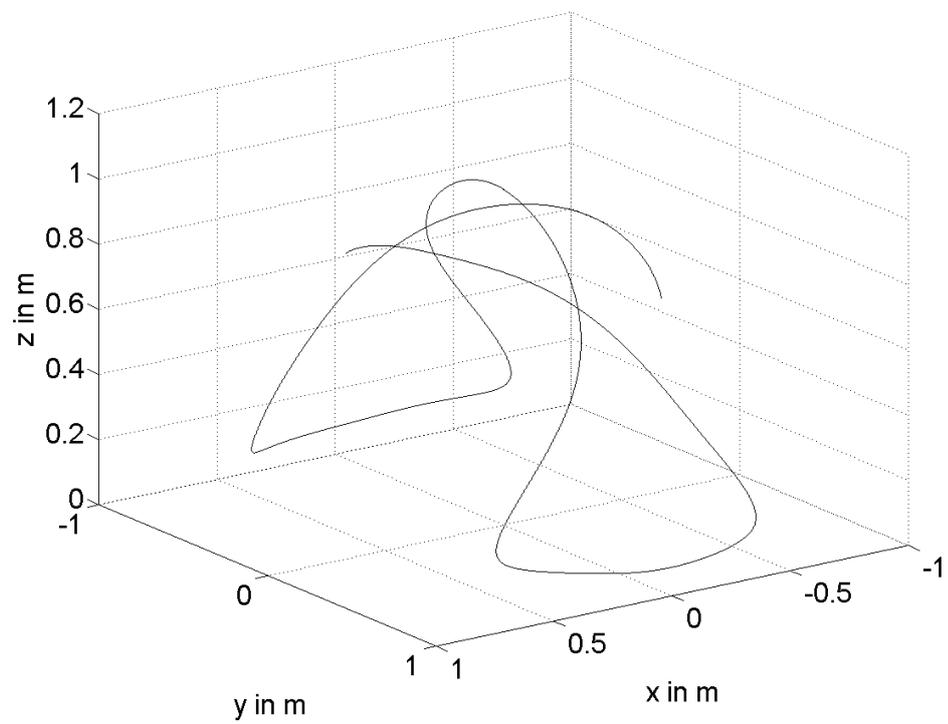


Abbildung 5.4: Analog zu 5.3, andere Perspektive

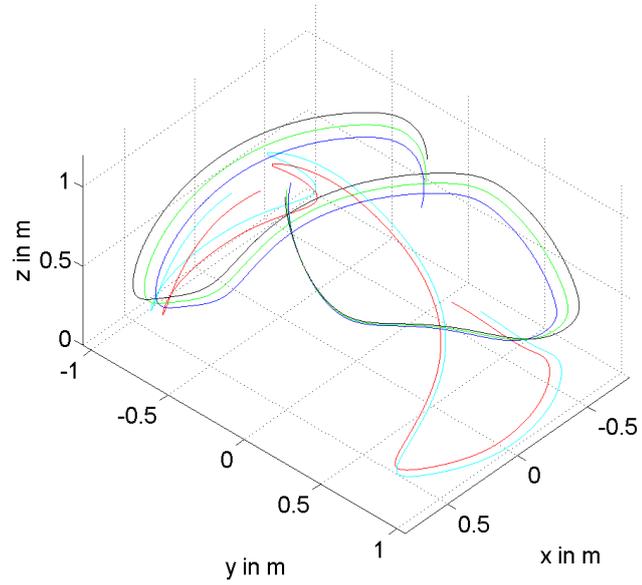


Abbildung 5.5: E-Feldlinien Fernfeld über eine Periode

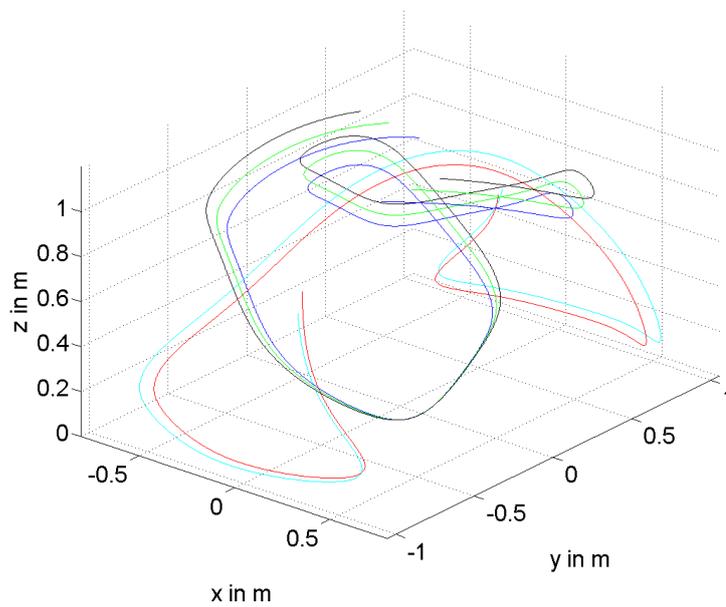


Abbildung 5.6: Analog zu 5.5, andere Perspektive

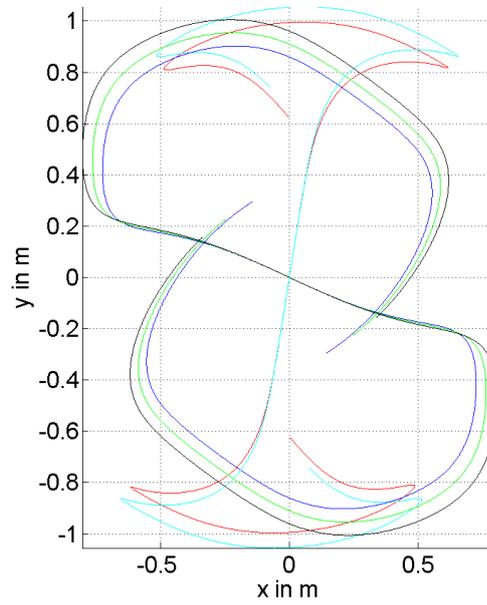
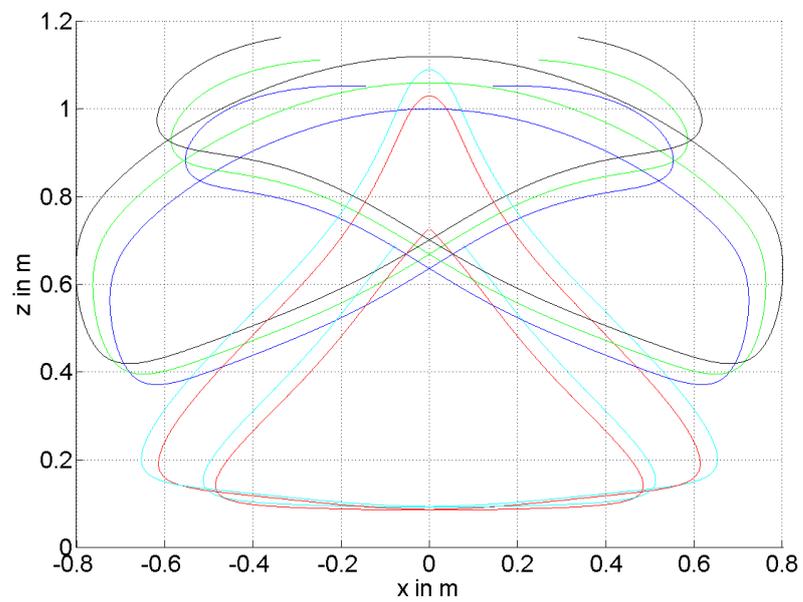


Abbildung 5.7: Analog zu 5.5, Draufsicht

Abbildung 5.8: Analog zu 5.5, Seitenansicht x - z

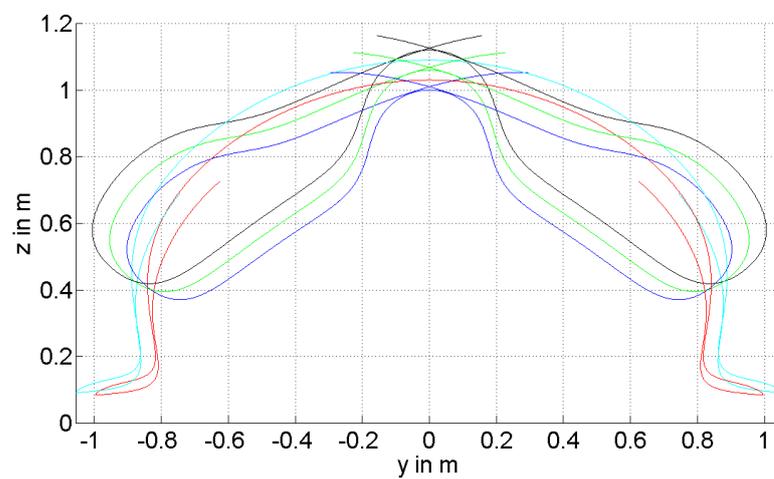


Abbildung 5.9: Analog zu 5.5, Seitenansicht y-z

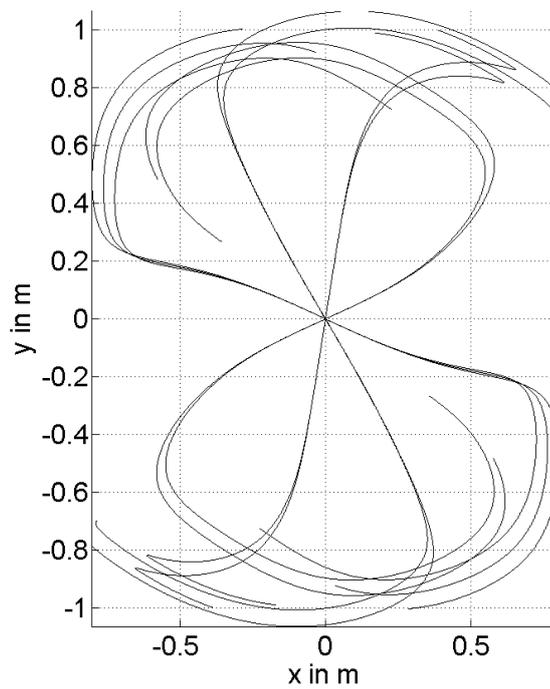


Abbildung 5.10: E-Feldlinien Fernfeld über eine Periode mit mehr Feldlinien als in 5.5

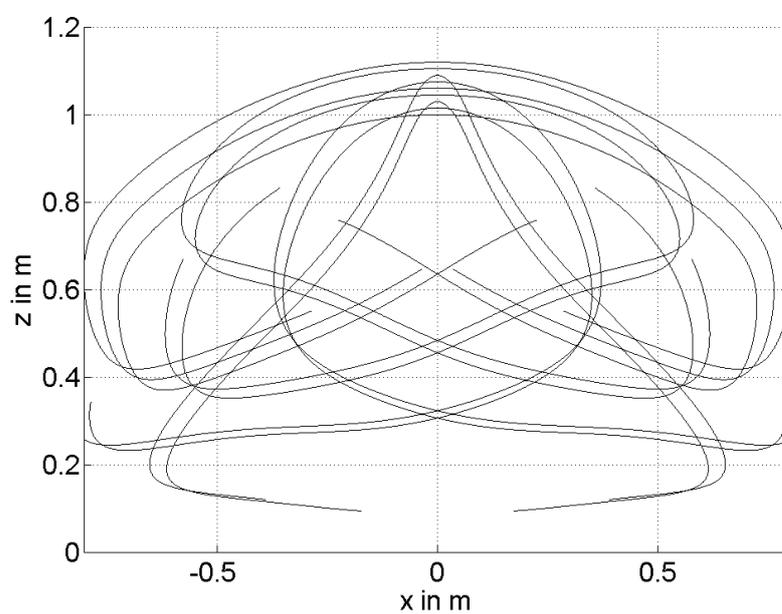


Abbildung 5.11: Analog zu 5.10, Seitenansicht x-z

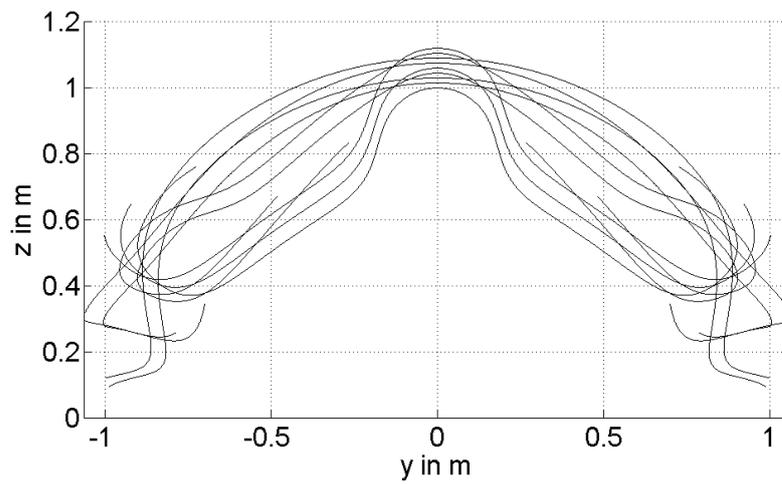


Abbildung 5.12: Analog zu 5.10, Seitenansicht y-z

5.2 Das magnetische Fernfeld

Die Darstellung des magnetischen Fernfeldes erfolgt ähnlich wie die des elektrischen Feldes. Die einzelnen Feldlinien sind von einer willkürlichen Startphase φ_0 ausgehend in $\Delta\varphi = 90^\circ$ -Schritten dargestellt. Die Antenne befindet sich an gleicher Stelle wie in den vorangegangenen E-Feld-Darstellungen. Die Feldlinien schließen sich hierbei im Gegensatz zum E-Feld, da die Magnetfeldlinien die Antennenebene als Symmetrieebene durchstoßen.

Die Durchstoßpunkte durch die Antennenebene sind durch kleine Kugeln angedeutet.

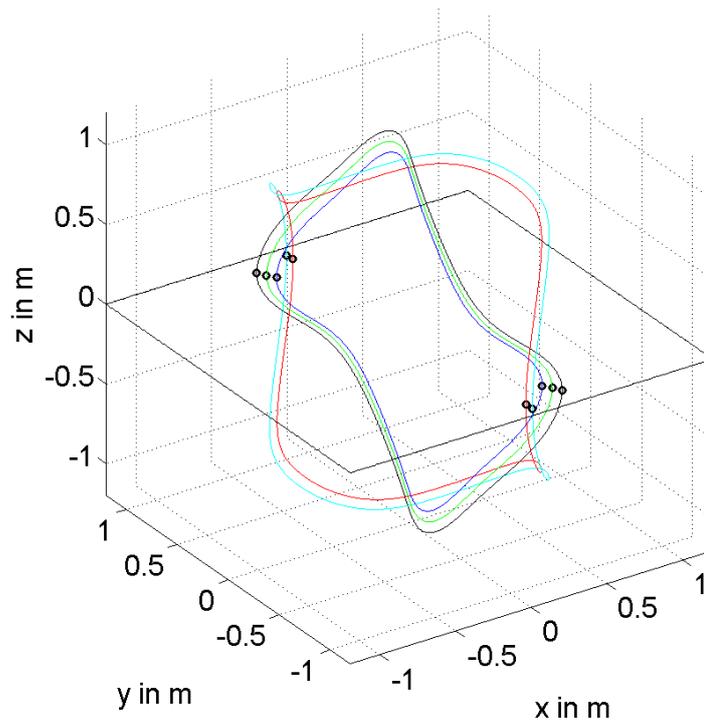


Abbildung 5.13: H-Feldlinien im Fernfeld

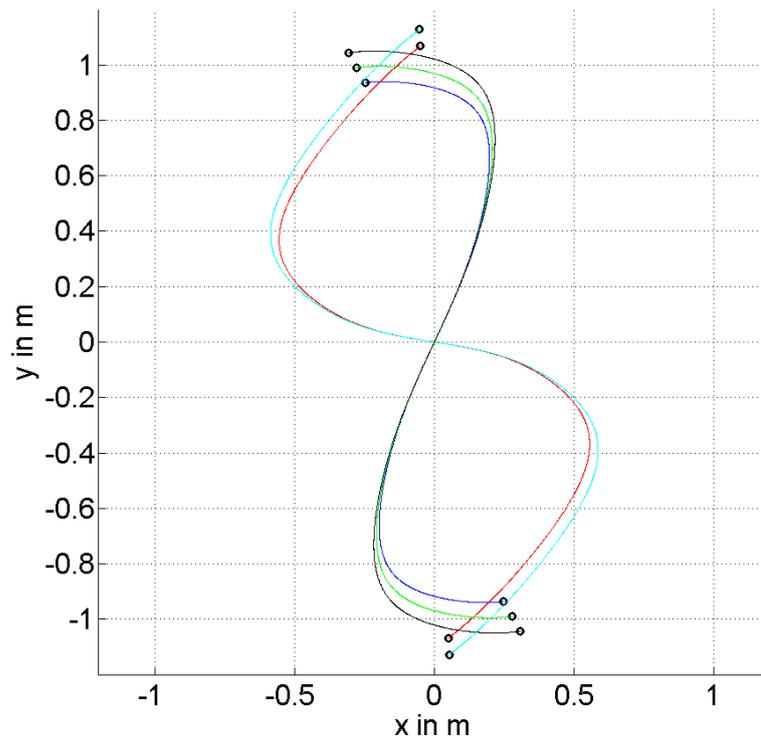


Abbildung 5.14: Analog zu 5.13, Draufsicht

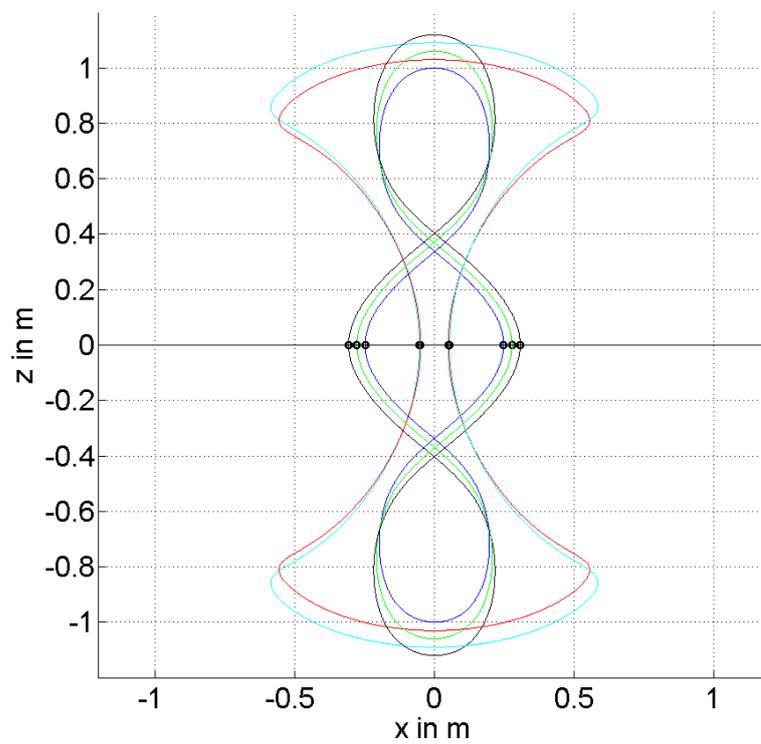


Abbildung 5.15: Analog zu 5.13, Seitenansicht x-z

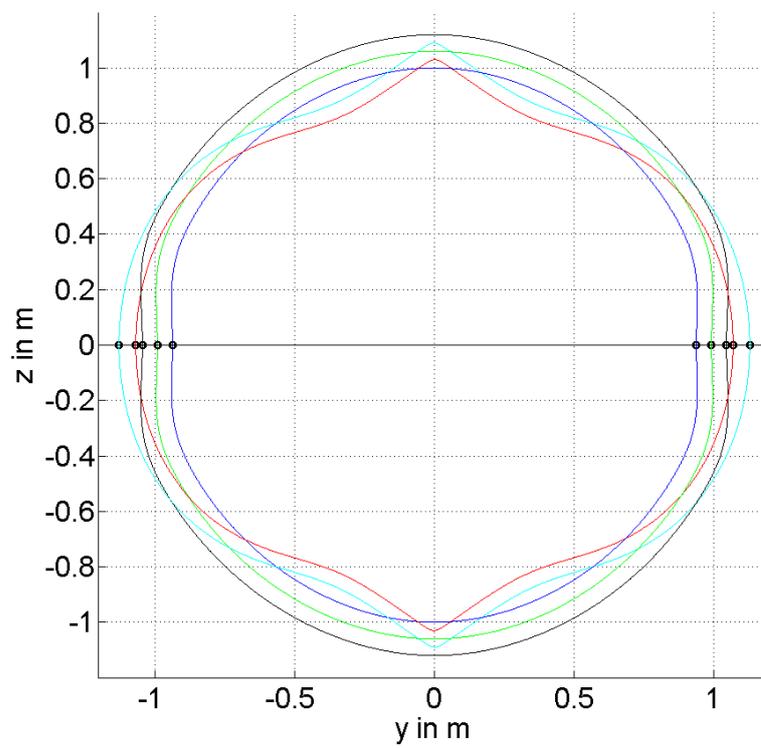


Abbildung 5.16: Analog zu 5.13, Seitenansicht y-z

Anhang A

Kugelwellen

In [SS63] werden die Moden der winkelkonstanten Spiralantenne behandelt. Beliebige Strahlungsfelder können durch eine Überlagerung von Kugelwellen dargestellt werden. Der allgemeine Ansatz lautet hierbei nach Ludwig [RMOK82, Kap. 2.3]:

$$\mathbf{E} = - \sum_{n=1}^N \sum_{\substack{m=0 \\ e,o}}^n (a_{o,m,n}^{(i)} \mathbf{m}_{o,m,n}^{(i)} + b_{o,m,n}^{(i)} \mathbf{n}_{o,m,n}^{(i)}) e^{j\omega t} \quad (\text{A.1})$$

$$\mathbf{H} = \frac{k}{j\omega\mu} \sum_{n=1}^N \sum_{\substack{m=0 \\ e,o}}^n (a_{o,m,n}^{(i)} \mathbf{n}_{o,m,n}^{(i)} + b_{o,m,n}^{(i)} \mathbf{m}_{o,m,n}^{(i)}) e^{j\omega t} \quad (\text{A.2})$$

Hierbei sind m und n die Kugelwellenfunktionen.

$$\begin{aligned} \mathbf{m}_{o,m,n}^{(i)} &= \mp \frac{m}{\sin \theta} z_n^{(i)}(kR) P_n^m(\cos \theta) \frac{\sin(m\varphi)}{\cos(m\varphi)} \mathbf{a}_\theta \\ &\quad - z_n^{(i)}(kR) \frac{\partial P_n^m(\cos \theta)}{\partial \theta} \frac{\cos(m\varphi)}{\sin(m\varphi)} \mathbf{a}_\varphi \\ \mathbf{n}_{o,m,n}^{(i)} &= \frac{n(n+1)}{kR} z_n^{(i)}(kR) P_n^m(\cos \theta) \frac{\cos(m\varphi)}{\sin(m\varphi)} \mathbf{a}_r \\ &\quad + \frac{1}{kR} \frac{\partial}{\partial R} [Rz_n^{(i)}(kR)] \frac{\partial}{\partial \theta} P_n^m(\cos \theta) \frac{\cos(m\varphi)}{\sin(m\varphi)} \mathbf{a}_\theta \\ &\quad \mp \frac{m}{kR \sin \theta} \frac{\partial}{\partial R} [Rz_n^{(i)}(kR)] P_n^m(\cos \theta) \frac{\cos(m\varphi)}{\sin(m\varphi)} \mathbf{a}_\varphi \end{aligned}$$

Ist in den Summendarstellungen (A.1) bzw. (A.2) nur ein einzelner Summand vorhanden und verschwinden alle restlichen Faktoren a bzw. b zu 0,

so spricht man von einem Mode. Somit ergibt sich das gesamte Feld aus der Zusammensetzung einzelner Moden.

Dabei stehen:

- $a_{o,m,n}^{(i)}$ für TE-Wellen
- $b_{e,m,n}^{(i)}$ für TM-Wellen

Da die Kugelwellenfunktionen für ein entsprechend gewähltes Skalarprodukt orthogonal zueinander sind (siehe z.B Hansen [Han88]), ist es durch orthogonale Zerlegung möglich, ein gegebenes Feld in seine Moden zu zerlegen.

Bei der betrachteten Spiralantenne beobachtet man im reinen Sendefall zum einen die TM-Wellen mit $m = 1$ und $n = 1$ sowohl im e (even) als auch im o (odd) Fall. Diese werden in ihrer Reinform durch jeweils einen Hertzschen Dipol erzeugt, der für $b_{e,1,1}^{(i)}$ in x -Richtung liegt und für $b_{o,1,1}^{(i)}$ in y -Richtung liegt. Die so entstehenden Felder sind nach [Mön90] in Abbildungen A.1 und A.2 dargestellt. Zum anderen beobachtet man bei der Modenzerlegung das Auftreten der TE-Wellen mit $m = 1$ und $n = 2$, ebenfalls im e und o Fall.

Die allgemeine Lösung in Kugelkoordinaten in Produktdarstellung lautet:

$$F(\rho, \varphi, \theta) = \mathbf{R}(\rho) \cdot \mathbf{phi}(\varphi) \cdot \mathbf{theta}(\theta) \quad (\text{A.3})$$

Hierbei sind die Funktionen in φ -Richtung Sinus- und Cosinus-Funktionen, in θ -Richtung Legendre-Polynome und in ρ -Richtung Besselfunktionen bzw. Hankelfunktionen für aus- und einlaufende Wellen.

Es werden im Sendebetrieb nur auslaufende Wellen betrachtet, die gemäß der Sommerfeldschen Ausstrahlungsbedingung mit $1/r$ oder $1/r^2$ abnehmen. Die Sommerfeldsche Ausstrahlungsbedingung bezieht sich auf den eingeschwungenen Sendezustand. Für den allgemeinsten Fall sind sämtliche Lösungsfunktionen Bestandteil der Lösung.

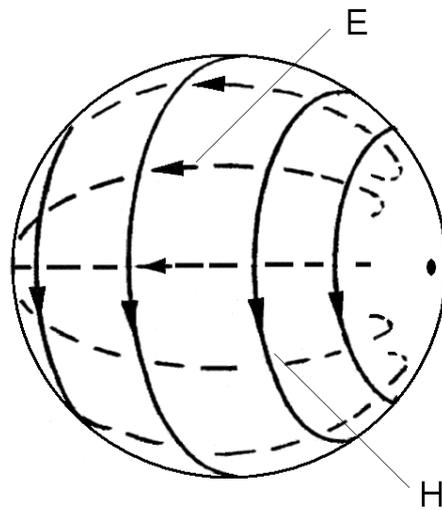


Abbildung A.1: TM₁₁-Welle, even, x-Dipol

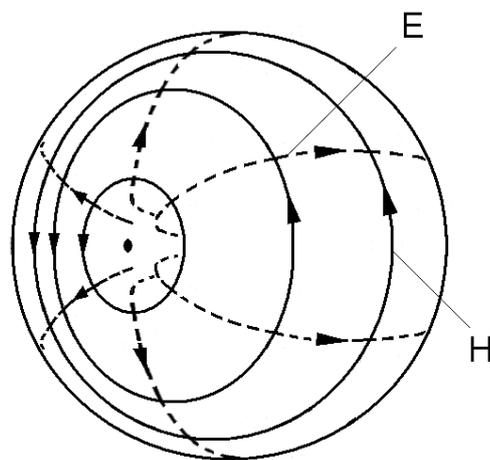


Abbildung A.2: TM₁₁-Welle, odd, y-Dipol

Anhang B

Ringstrommodell

Ein Ringstrom, der eine mit c_0 wandernde Stromwelle führt, zeigt ein Verhalten, bei dem sich das elektrische Feld nicht von der Struktur löst. Das Magnetfeld umschließt ringförmig den in der Ebene liegenden Ringstrom. Im Gegensatz dazu zeigt das elektrische Feld einer Spiralantenne Ablösung oberhalb der Struktur. Ein Ringstrom kann also nicht alleine das Abstrahlverhalten von Spiralantennen erklären.

In Abbildung B.1 ist das elektrische Feld in der x - y -Ebene bei $z=0$ dargestellt. Die Darstellung dient zur Kontrolle der vorliegenden Strom- resp. Ladungsverteilung.

In Abbildung B.2 und B.3 ist das E-Feld des Ringstromes dargestellt, wie es sich ergibt wenn die Startwerte auf der z -Achse gewählt werden. Der zeitliche Verlauf des Feldes bildet sich in der spiralförmigen Gestalt des Feldes ab.

Die Abbildungen B.4 und B.5 stellen das H-Feld in der unmittelbaren Umgebung der Leitung dar. Bemerkenswert ist hier, wie das Magnetfeld nachdem es die Leiter noch umschloss, durch die rotierenden Ströme in den Außenbereich gedrückt wird. Einige Felder umschließen die Struktur nicht mehr und wandern in radialer Richtung ab. Dies ist in Abbildung B.4 besonders anschaulich zu sehen. Eine näher darauf eingehende Darstellung ist die Abbildung B.6. Hierin sind drei Magnetfeldwirbel dargestellt, die die Spur dieser Magnetfeldanteile beschreiben. In Abbildung B.7 ist die Wirbelgestalt deutlich zu erkennen.

In den Abbildungen B.8 und B.9 ist das ringförmige Magnetfeld dargestellt, das sich bei Startwerten auf der z -Achse ergibt. Zur Veranschaulichung sind in den Abbildungen B.10 und B.11 die Ansichten des H-Feldes in der x - z -Ebene und der y - z -Ebene wiedergegeben.

Die Richtcharakteristiken sind in der Abb. B.12 für die Ringstromebene und in der Abb. B.13 für eine beliebige Ebene senkrecht zur Ringstromebene angegeben.

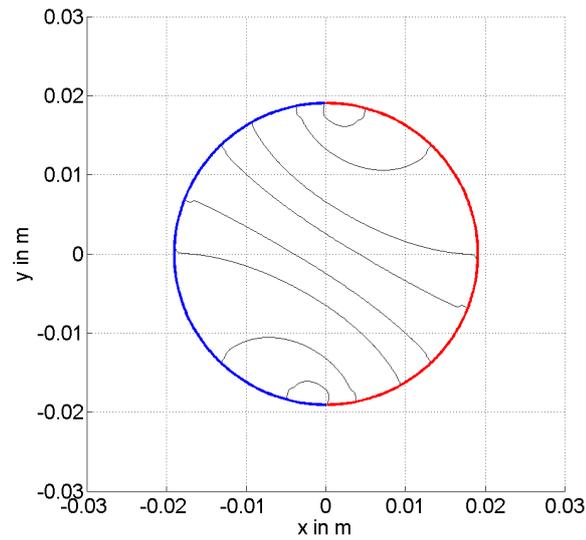


Abbildung B.1: E-Feld in der Ebene

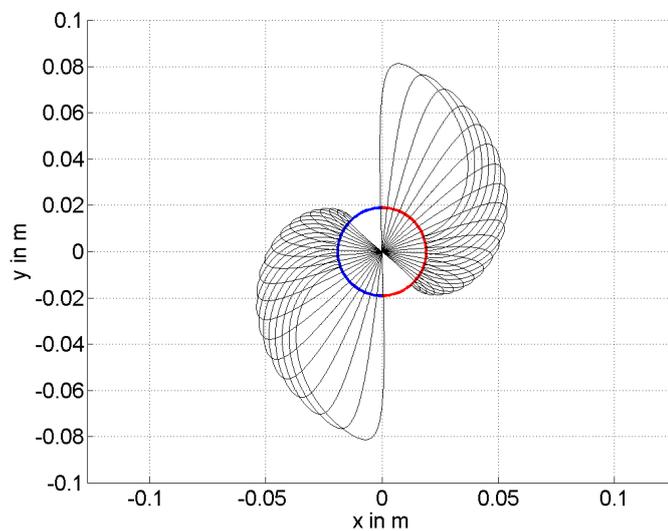


Abbildung B.2: E-Feld, Draufsicht

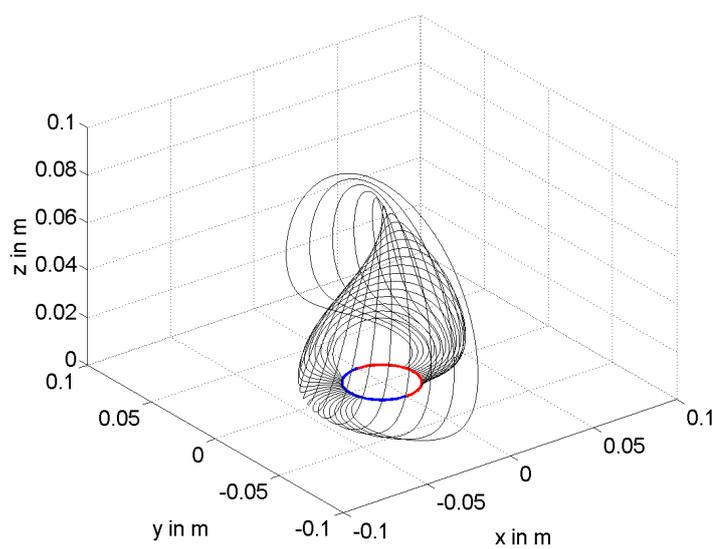
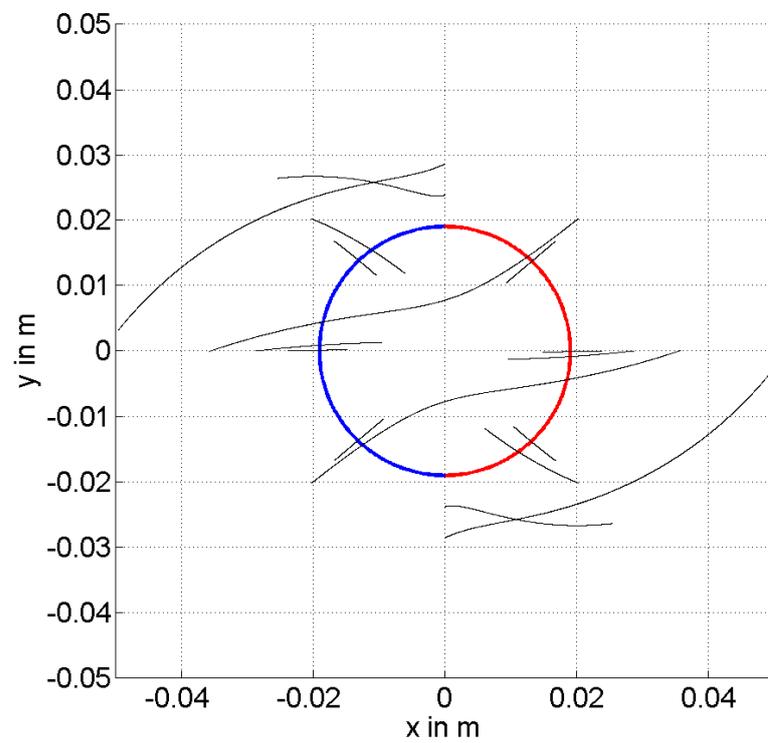


Abbildung B.3: E-Feld, Perspektive

Abbildung B.4: H-Feld außerhalb der z -Achse, Draufsicht

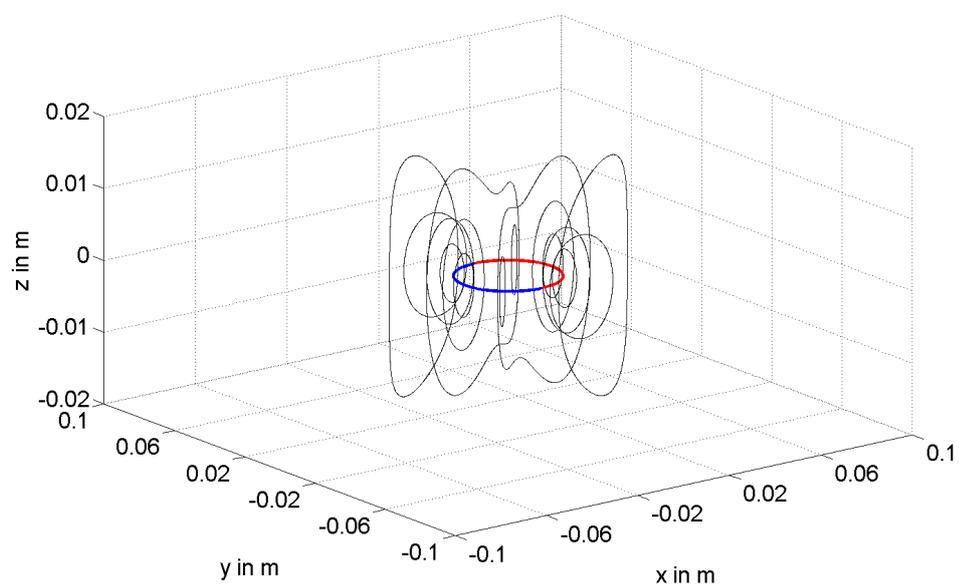


Abbildung B.5: H-Feld außerhalb der z-Achse, Perspektive

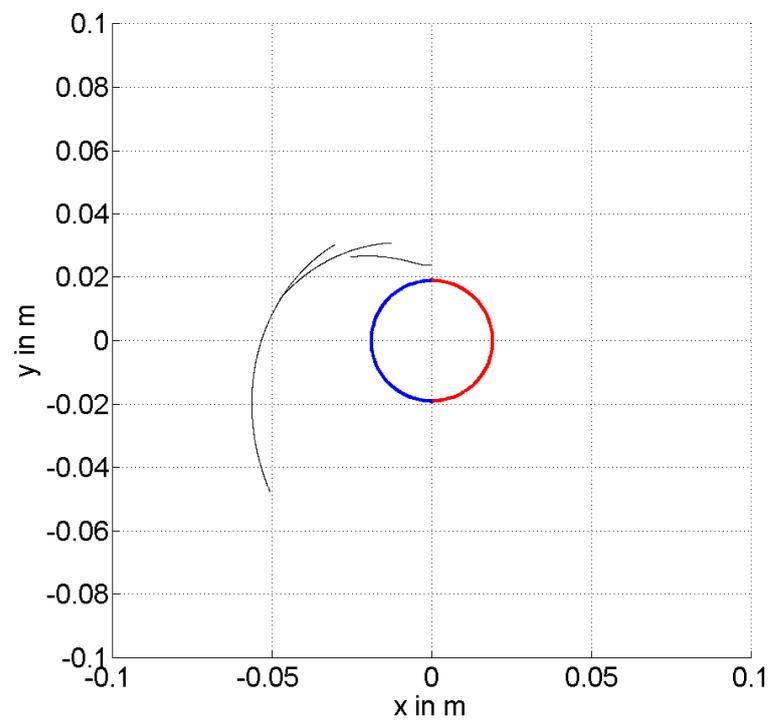


Abbildung B.6: H-Feld, Spur, Draufsicht

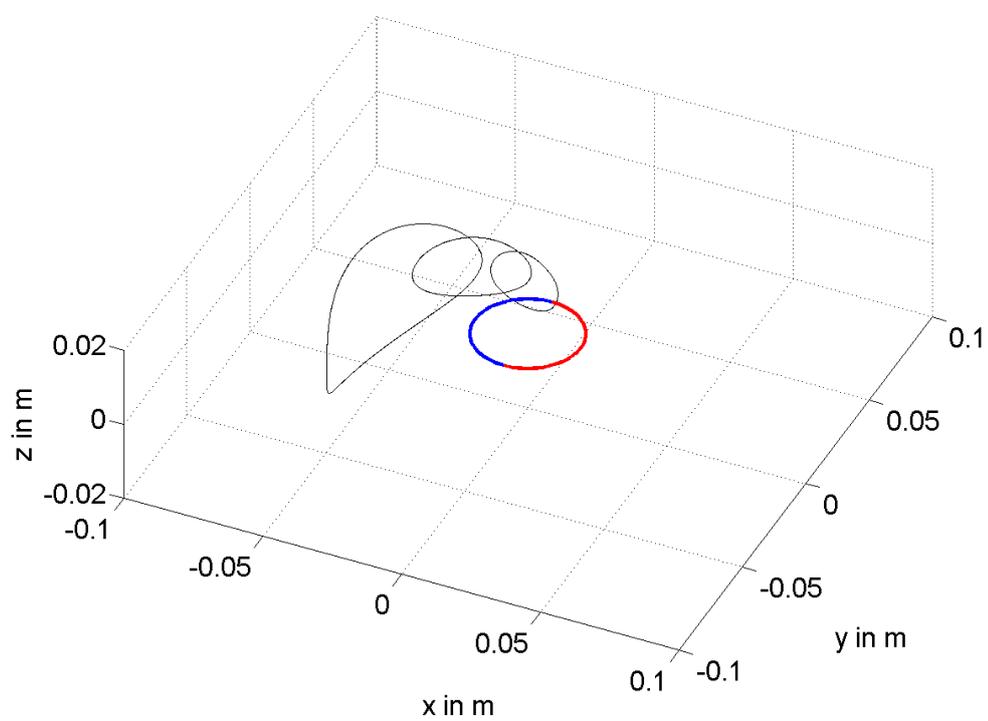


Abbildung B.7: H-Feld, Spur, Perspektive

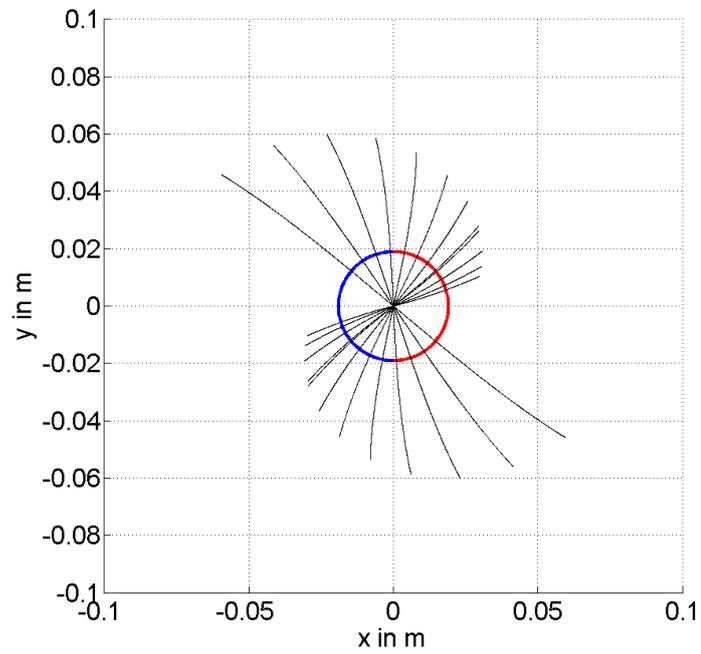


Abbildung B.8: H-Feld auf der z-Achse, Draufsicht

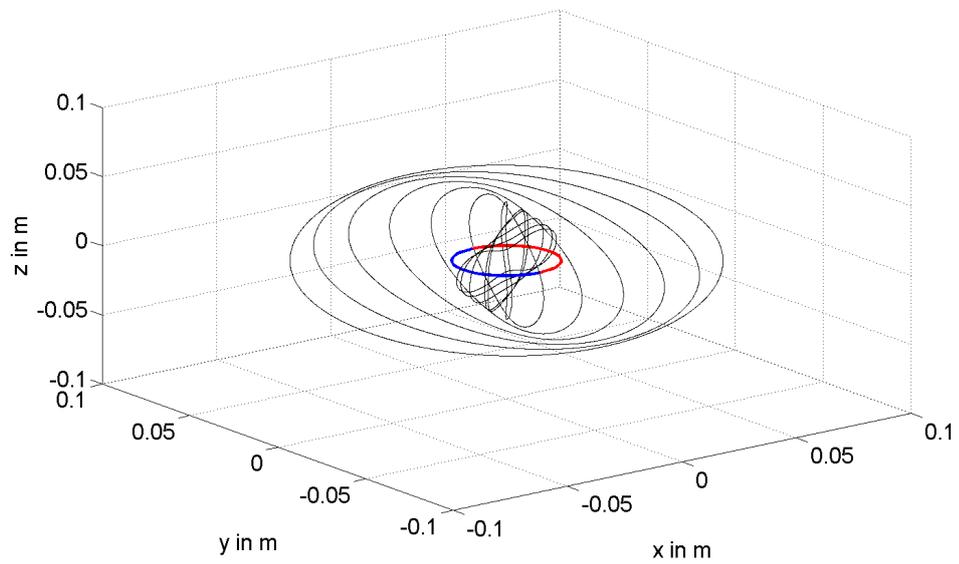


Abbildung B.9: H-Feld auf der z-Achse, Perspektive

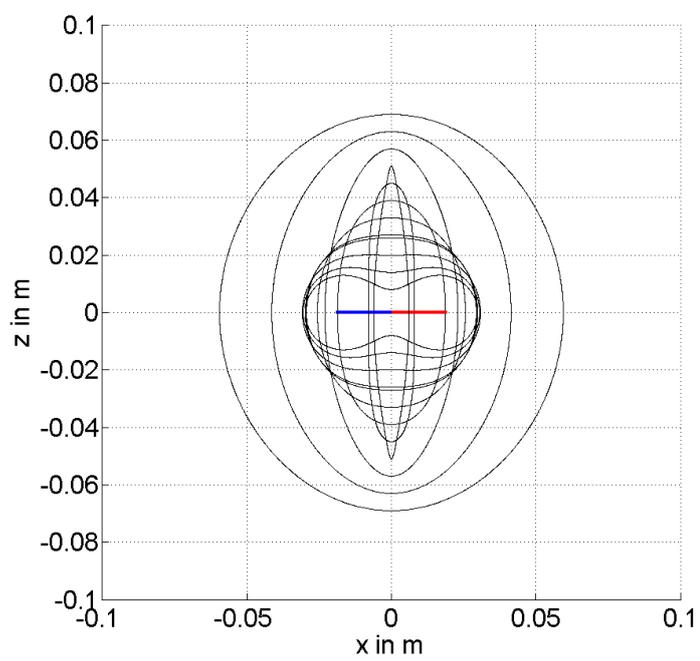


Abbildung B.10: H-Feld auf der z -Achse in der x - z -Ebene

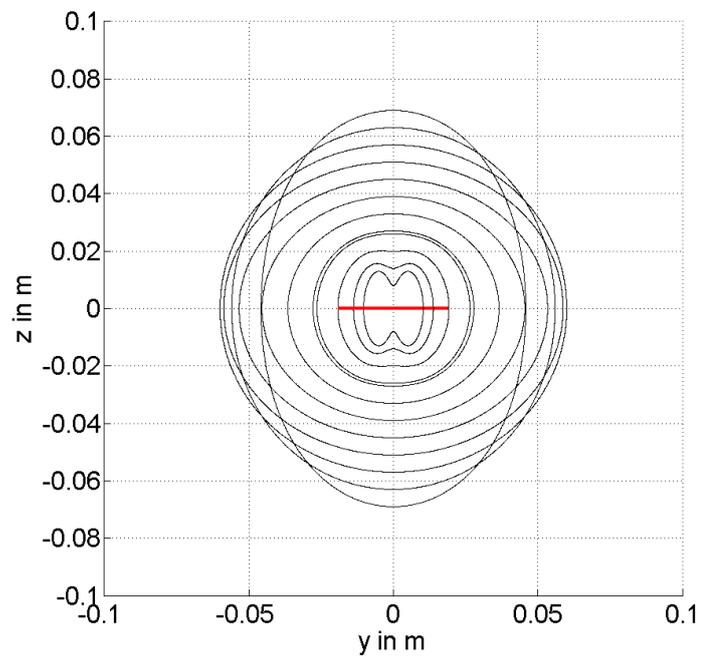


Abbildung B.11: H-Feld auf der z-Achse in der y-z-Ebene

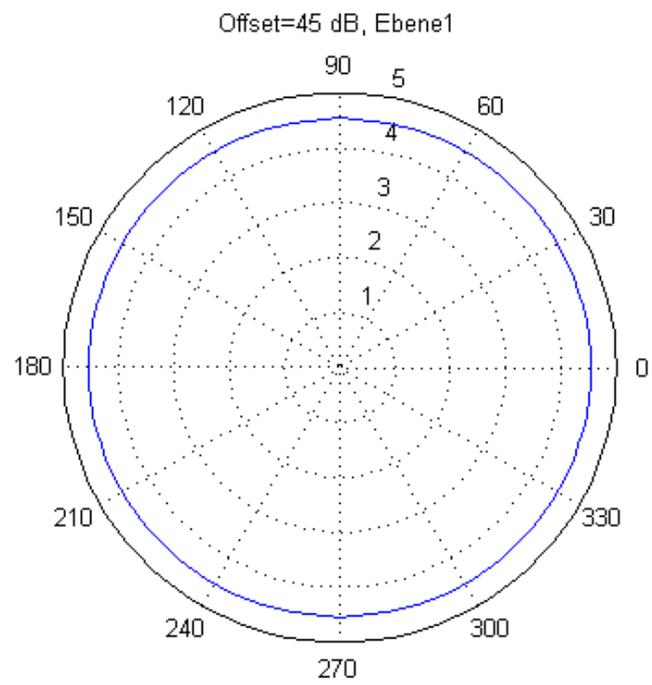


Abbildung B.12: Richtcharakteristik in der Ringstromebene

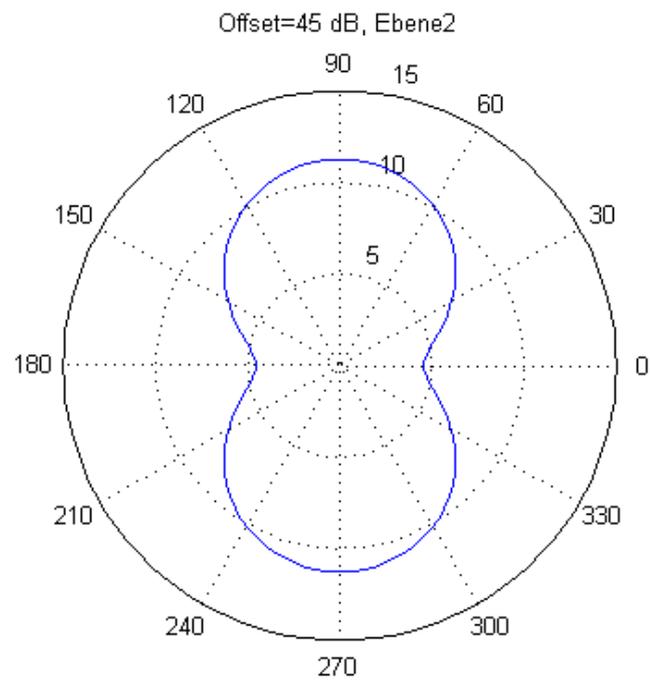


Abbildung B.13: Richtcharakteristik in der Elevation

Literaturverzeichnis

- [AW69] R. Anders and R. Wohlleben. Phase Velocity on a Conical Two-Armed Logarithmic Foil Type Spiral Antenna. *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, 17(2):233–234, March 1969.
- [Boo46] H.G. Booker. Slot Aerials and their Relation to Complementary Wire Aerials (Babinet's Principle). *J. IEE Part III-A: Radiolocation*, 93:620–626, 1946.
- [Bru66] J. Bruce. The Impedances of arbitrary Fed Planar Self Complementary Structures. NAVWEPS Report 8975, U.S. Naval Ordnance Test Station, China Lake, Calif., July 1966.
- [BW60] R. Bawer and J. Wolfe. The Spiral Antenna. *IRE International Convention Record*, 8(1):84–95, March 1960.
- [CH71] H. Cubley and H. Hayre. Radiation Field of Spiral Antennas Employing Multimode Slow Wave Techniques. *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, 19(1):126–128, January 1971.
- [CM90] R. Corzine and J. Mosko. *Four-Arm Spiral Antennas*. Artech House, 1990.
- [CR66] B. Cheo and V. Rumsey. A Solution to the Equiangular Spiral Antenna Problem-Continued. *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, pages 126–130, December 1966.
- [CRW61] Cheo, Rumsey, and Welch. A Solution to the Frequency-Independent Antenna Problem. *IRE Trans. on Antennas and Propagation*, pages 527–534, 1961.
- [Cur60] W.L. Curtis. Spiral Antennas. *IRE Trans. on Antennas and Propagation*, 8(3):298–306, May 1960.

- [Don60] J. Donnellan. Second Mode Operation of the Spiral Antenna. *IRE Trans. on Antennas and Propagation*, 8(6):637–638, May 1960.
- [DP80] J. R. Dormand and P. J. Prince. A family of embedded Runge-Kutta formulae. *J. Comp. Appl. Math.*, 6:19–26, 1980.
- [Dys59a] J. Dyson. The Unidirectional Equiangular Spiral Antenna. *IRE Trans. on Antennas and Propagation*, 7(4):329–334, October 1959.
- [Dys59b] J. D. Dyson. The Equiangular Spiral Antenna. *IRE Trans. on Antennas and Propagation*, pages 181 – 187, April 1959.
- [EK06] I.A. El-Khair. *On the visualization of time-varying complex electromagnetic field lines in 3 D and 4 D fashions*. PhD thesis, TU Berlin, 2006.
- [Gre74] G. Greving. Eine Methode zur numerischen Berechnung räumlicher Feldlinien. *AEÜ*, 28(7/8), 1974.
- [Han88] J.E. Hansen. *Spherical Near-field Antenna Measurements*. IEE electromagnetic wave series 26, 1988.
- [Har] R.F. Harrington. *Field Computation by Moment Methods*. John Wiley & Sons, Inc.
- [Hei70] A. Heilmann. *Antennen III*. Hochschultaschenbücher Verlag, Bibliographisches Institut, Mannheim/ Wien/ Zürich, 1970.
- [JCdF03] Chang Won Jung, Bedri Cetiner, and Franco de Flaviis. A Single-Arm Circular Spiral Antenna with inner/outer Feed Circuitry for changing Polarization and Beam Characteristics. *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium*, 4:474 – 477, 2003.
- [Kai60] J. Kaiser. The Archimedian Two-Wire Spiral Antenna. *IRE Trans. on Antennas and Propagation*, 8(3):312–323, May 1960.
- [LRPW08] Q. Liu, C.-L. Ruan, L. Peng, and W.-X. Wu. A novel compact Archimedian Spiral Antenna with Gap Loading. *Progress In Electromagnetic Research Letters*, 3:169–177, 2008.
- [LSS98] C.J. Leat, N.V. Shuley, and G.F. Stickley. Triangular-patch modeling of bowtie antennas: Validation against Brown and Woodward. *IEE Proc. Microwave Antennas Propagation*, 145(6):465–470, 1998.

- [Mak02] Sergey N. Makarov. *Antenna and EM-Modelling with Matlab*. John Wiley + Sons, Inc., 2002.
- [MD61] Mayes and Dyson. A Note on the Difference between Equiangular and Archimedes Spiral Antennas. *IRE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, 9(2):203–205, March 1961.
- [Mei57] H. H. Meinke. Ein neuer Weg zur Lösung des Problems der Breitbandantenne. *NTZ*, 12:594 – 601, 1957.
- [Mil98] T. Milligan. Parameters of a multiple-Arm Spiral Antenna from Single Arm Measurements. *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, 40(6):65–69, December 1998.
- [Mül72] B. Müller. Die Berechnung des elektromagnetischen Feldes um eine Empfangsantenne. *AEÜ*, 26(2):73–79, 1972.
- [Mön73] G. Mönich. *Nahfeld und Energieströmung bei vielstäbigen Yagi-Antennen*. Dissertation, TU München, 1973.
- [Mön90] G. Mönich. *Antennen und Wellenausbreitung I. Vorlesungsskriptum der TU Berlin*, 1990.
- [Mus92] Y. Mushiake. Self-Complementary Antennas. *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, 34(6):23–29, Dezember 1992.
- [Nak87] H. Nakano. *Helical and Spiral Antennas*. Research Studies Press Ltd., 1987.
- [NNA⁺86] H. Nakano, K. Nogami, S. Arai, H. Mimaki, and J. Yamauchi. A Spiral Antenna Backed by a Conducting Plane Reflector. *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, 34(6):791–796, June 1986.
- [RMOK82] A.W. Rudge, K. Milne, A. D. Olver, and P. Knight. *The Handbook of Antenna Design, Volume 1*. IEE Electromagnetic Waves Series 15. Peter Peregrinus Ltd., 1982.
- [Rum57] V. Rumsey. Frequency Independent Antennas. *IRE International Convention Record*, pages 114–118, March 1957.
- [Rum59] V. Rumsey. A Solution to the Equiangular Spiral Antenna Problem. *IRE Trans. on Antennas and Propagation*, 7(5):117, 1959.

- [RWG82] S.M. Rao, D.R. Wilton, and A.W. Glisson. Electromagnetic Scattering by Surfaces of Arbitrary Shape. *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, 30(3):409–418, May 1982.
- [SS63] Sivan-Sussman. Various Modes of the Equiangular Spiral Antenna. *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, pages 533–539, 1963.
- [Sti77] E. Stirner. *Antennen, Band 1, Grundlagen*. Dr. Alfred Hüthig Verlag, Heidelberg, 1977.
- [Sti80] E. Stirner. *Antennen, Band 2*. Dr. Alfred Hüthig Verlag, Heidelberg, 1980.
- [Tan63] C.H. Tang. A Class of Modified log-spiral Antennas. *IEEE Trans. on Antennas and Propagation*, 11(4):422–427, July 1963.
- [VNF01] J. L. Volakis, M.W. Nurnberger, and D.S. Fillipovic. A Broadband Cavity-Backed Slot Spiral Antenna. *IEEE Antennas and Propagation Magazine*, 43(6):15–26, December 2001.
- [Vol07] J. L. Volakis. *Antenna Engineering Handbook*. McGraw-Hill, fourth edition edition, 2007.
- [Whe61] M. Wheeler. On the Radiation from several Regions in Spiral Antennas. *IRE Trans. on Antennas and Propagation*, 9(1):100–102, January 1961.