

Higher-Order-Mode Dämpfer als Strahllagemonitore

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
Frankfurt am Main

von
Claudius Peschke
aus Mainz am Rhein

Frankfurt am Main

März 2006

(D 30)

vom Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
als Dissertation angenommen.

Dekan: Prof. Dr. W. Aßmus

Gutachter: Prof. Dr. H. Klein

Prof. Dr. T. Weis

Datum der Disputation: 10. 12. 2007

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Strahllagemonitore	3
2.1	Lineare Kollider	5
2.2	Strahllagemessung mit HOM-Dämpfersignalen	8
3	Wakefelder	9
3.1	Verlustfaktor und Wakepotential	10
3.2	Verlustfaktor einer hochrelativistischen Ladung	12
3.3	Longitudinale Shuntimpedanz	14
3.4	Transversale Shuntimpedanz	16
3.5	Das Theorem von Panofsky-Wenzel	17
3.6	Zusammenhang longitudinaler und transversaler Größen	19
4	Ersatzkreise	23
4.1	Verlustbehafteter Einzelresonator	24
4.2	Monopolmode im verlustbehafteten Einzelresonator	26
4.3	Dipolmode im verlustbehafteten Einzelresonator	28
4.4	Gekoppelte Resonatoren	30
4.4.1	Gekoppelte gleiche Resonatoren	31
4.4.2	Resonatorkette mit Frequenzvariation	33
4.4.3	Resonatorkette mit Dämpferzelle	38
5	Strahllagemessung mit höheren Moden	43
5.1	Der SBLC-HOM-Dämpfer	46
5.2	Messung mit TM_{110} - und TM_{011} -Mode	55
5.3	Messung mit TM_{110} -Mode und Mode im Hohlleiter	60

5.4	Signalverarbeitung	66
5.4.1	Modentrennung	66
5.4.2	Eingangsstufe	70
5.4.3	Frequenzanpassung	76
5.4.4	Zwischenfrequenz	77
5.4.5	Gleichrichter und Phasendetektor	78
6	Strahlsimulation	81
6.1	Numerische Feldberechnungen	81
6.1.1	Frequenzbereichssimulation einer Dämpferzelle	81
6.1.2	Zeitbereichssimulation einer Dämpferzelle	81
6.1.3	Zeitbereichssimulation eines Dreizellers mit Dämpfer	87
6.1.4	Ersatzkreis eines 176-Zellers mit Dämpfern	89
6.2	Strahlsimulator	91
6.3	Messungen an der Dämpferzelle	95
6.4	Simulation der Signalverarbeitung	100
7	Zusammenfassung	109
8	Anhang	111
A	Kreiszyklindrischer Hohlraumresonator	111
A.1	TM-Moden	112
A.2	TE-Moden	113
A.3	TM ₀₁₀ -Mode	114
A.4	TM ₁₁₀ -Mode	115
A.5	TM ₀₁₁ -Mode	117
B	Das Eigenwertproblem einer Kette gleicher Resonatoren	119
C	Schaltungen und Platinen-Layouts	124
C.1	Ringhybrid	125
C.2	Filter	127
C.3	Verstärker	129
C.4	Mischer	131
9	Literaturverzeichnis	133
9.1	Literatur	133
9.2	Programme	134

Notation

Die Arbeit teilt sich in fortlaufend nummerierte Kapitel, die Kapitel in Abschnitte auf. Abschnitt 3.6 ist zum Beispiel der sechste Abschnitt im dritten Kapitel. Abbildungen und Gleichungen sind kapitelweise nummeriert. Zum Beispiel ist Abbildung 3.4 die vierte Abbildung im dritten Kapitel. Eine eventuelle dritte Nummer kennzeichnet eng zusammengehörende Gleichungen.

- [6:976] - Literaturangabe: Nummer 6 im Literaturverzeichnis, Seite 976
- {1} - Angabe eines verwendeten Programms (Literaturverzeichnis)
- 3.6 - Querverweis auf einen anderen Abschnitt
- (3.55) - Querverweis auf eine Gleichung

Komplexe Größen sind nicht besonders gekennzeichnet. In Gleichungen finden folgende Schreibweisen Verwendung:

- W - skalare Größe
- \vec{E} - Vektor
- \mathbf{K} - Matrix
- \hat{U} - Spitzenwert einer zeitlich periodischen Größe
- $E_{\parallel}, E^{\parallel}$ - Longitudinalkomponente eines Vektors
- $\vec{E}_{\perp}, \vec{E}_{\perp}^{\perp}$ - Transversalkomponente eines Vektors
- $\vec{\nabla}, \vec{\nabla}_{\perp}$ - *Nabla*-Operator und seine Transversalkomponenten
- U_1 - Indizes
- $E^{(eq)}, f^{(g)}$ - hochgestellte Indizes sind im Unterschied zu Exponenten geklammert
- $x^{[i]}$ - Beitrag der Eigenmode i an der Größe x
- J_m, x_{mn} - m -te Besselfunktion und deren n -te Nullstelle
- J'_m, x'_{mn} - Ableitung der m -ten Besselfunktion und deren n -te Nullstelle
- $\Delta W, \Delta W_0^L$ - Änderung von W , Änderung von W auf dem Weg von 0 bis L
- i - imaginäre Einheit ($i^2 := -1$)

Einigen physikalischen Größen und Konstanten sind durch die ganze Arbeit hindurch bestimmte Symbole zugewiesen:

Symbol	Größe	Eingeführt in Gleichung	Seite
\vec{A}	Vektorpotential mit <i>Coulomb</i> -Eichung	(3.45)	17
\vec{B}	magnetischer Flußdichtevektor		
c_0	Vakuum-Lichtgeschwindigkeit $1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$		
C	Kapazität		
$D_{m,n}$	Koppelkapazität zwischen Zelle m und n	Abb. 4.2	30
\vec{D}	elektrischer Verschiebungsdichtevektor		
\vec{E}	elektrischer Feldstärkevektor		
\vec{F}	Kraftvektor		
$\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$	Einheitsvektoren des kartesischen Koordinatensystems		
f	Frequenz		
\vec{H}	magnetischer Feldstärkevektor		
I	Gleichstrom oder Effektivstrom		
$K_{m,n}$	Koppelkoeffizient zwischen Zelle m und n	(4.41)	31
k_w	Wellenzahl		
k_{\parallel}	longitudinaler Verlustfaktor	(3.8)	11
L	elektrisch: Induktivität, mechanisch: Länge		
\vec{p}	Impuls		
P_V	Verlustleistung		
Q	Güte		
Q_0	Leerlaufgüte		
Q_L	belastete Güte		
q	Ladung		
\vec{r}	transversale Position (Ablage, Achsablage)		
R	reeller Widerstand		
R_{\parallel}	longitudinale Shuntimpedanz mit Phasenfaktor	(3.27)	14
R'_{\parallel}	longitudinale Shuntimpedanz ohne Phasenfaktor	(3.31)	15

Symbol	Größe	Eingeführt in Gleichung	Seite
r_{\parallel}	gütebezogene longitudinale Shuntimpedanz mit Phasenfaktor	(3.30)	14
R_{\perp}	transversale Shuntimpedanz mit Phasenfaktor	(3.38)	16
r_{\perp}	gütebezogene transversale Shuntimpedanz mit Phasenfaktor	(3.40)	16
S	Streumatrix eines Vierpols		
T	Transmissionsmatrix eines Vierpols	(6.5)	101
U	Gleichspannung oder Effektivspannung		
W	(gespeicherte) Energie		
w_{\parallel}	longitudinales Wakepotential	(3.13)	11
\tilde{w}_{\perp}	transversales Wakepotential	(3.14)	12
X	Resonatoramplitude	(4.39)	30
Y	komplexe Admittanz		
z	longitudinale Position		
Z	komplexe Impedanz		
Z_0	Vakuum-Wellenwiderstand $\sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}$		
ϵ	Dielektrizitätskonstante		
ϵ_0	Vakuum-Dielektrizitätskonstante $\approx 8,854187 \cdot 10^{-12} \text{ As/Vm}$		
ϵ_r	relative Dielektrizitätskonstante		
Γ	Reflexionsfaktor		
Λ	Laufzeitfaktor (<i>Transit-Time-Faktor</i>)	(3.32)	15
μ	Permeabilitätskonstante		
μ_0	Vakuum-Permeabilitätskonstante $4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Vs/Am}$		
μ_r	relative Permeabilitätskonstante		
φ	Phasenverschiebung		
ω	Kreisfrequenz		

1 Einleitung

Vieles, was man heute über die subatomare Struktur der Materie weiß, ist den Experimenten mit Teilchenbeschleunigern zu verdanken. Die nächsten großen Forschungsgebiete in diesem Bereich sind das *Higgs*-Teilchen und die supersymmetrischen Teilchen. Als Energiequelle zur Erzeugung dieser Teilchen ist die Elektronen-Positronen-Kollision bei einer Schwerpunktsenergie von vielen hundert GeV besonders gut geeignet. Das Elektron und das Positron annihilieren sich und setzen ihre gesamte kinetische Energie frei. Es entstehen keine Fragmente, die einen zusätzlichen Untergrund im Detektor verursachen würden. Die freiwerdende Energie von $2 \cdot 511$ keV aus den Ruhemassen spielt im Vergleich zur kinetischen Energie praktisch keine Rolle mehr.

Bis zu einer Energie von wenigen hundert GeV lassen sich solche Kollisionsmaschinen (Kollider) als Ringbeschleuniger aufbauen. Der *Large Electron Positron Collider* (LEP) beim Forschungsinstitut CERN ist mit einem Umfang von 26,7 km und einer Schwerpunktsenergie von 200 GeV die größte Maschine dieser Art. Bei konstantem Durchmesser wächst bei einem Ringbeschleuniger der Energieverlust pro Umlauf mit der vierten Potenz der Energie. Beim Beispiel LEP beträgt der Energieverlust bei 100 GeV Teilchenenergie schon 2,9 GeV [1]. Diese Energie muß vom HF-System nachgeliefert werden. Bei noch höheren Energien macht dies den Betrieb unwirtschaftlich bis unmöglich.

In diesem Bereich geht man daher zu linearen Kollidern über. Diese Anlagen beschleunigen die Teilchen in einem Durchgang auf die Endenergie. Der Kollisionspunkt wird ebenfalls nur einmal durchlaufen. Um trotzdem eine ausreichende Luminosität zu erreichen, sind lineare Kollider darauf angewiesen, Strahlen extrem geringer Emittanz zu liefern. Dies setzt voraus, daß jede Beschleunigerstruktur sehr genau auf die Strahlachse ausgerichtet sein muß. Um dies zu gewährleisten, wird jede Struktur mit einem Strahllagemonitor und einer Positioniereinrichtung ausgestattet, die die Struktur genau auf der Strahlachse hält. Da ein linearer Kollider mehrere tausend Beschleunigerstrukturen und damit auch Strahllagemonitore beinhaltet, summieren sich schon wenige Zentimeter Einbaulänge pro Monitor zu erheblichen Zusatzstrecken. Ein weiteres Problem ist, daß die Strahllagemonitore sehr genau auf die elektrische Symmetrieachse die Beschleunigerstrukturen ausgerichtet werden müssen, um die höheren Moden effektiv zu reduzieren. Aufgrund von Fertigungstoleranzen liegt die elektrische Achse nicht bei jeder Struktur auf der gleichen geometrischen Achse.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein neuartiger Strahllagemonitor entwickelt, der keine zusätzliche Einbaulänge erfordert und die Strahlage prinzipbedingt immer bezüglich der elektrischen Achse der Beschleunigerstruktur mißt. Eine genaue Beschreibung dessen Arbeitsweise befindet sich in Kapitel 5. In Abschnitt 5.4 wird die notwendige Signalverarbeitung vorgestellt. In Kapitel 6 werden verschiedene Messungen und numerische Rechnungen an einer Dämpferzelle zur Überprüfung der Funktionsweise vorgestellt. Da eine geeignete vielzellige Struktur (wie zum Beispiel der SBLC 180-Zeller) nicht zur Verfügung stand, wurden die zu erwartenden Signale durch numerische Rechnungen ermittelt.

Für die Signalverarbeitung wurden verschiedene Komponenten entwickelt und aufgebaut. Die zu erwartende Eigenschaften des Monitors an dem 180-Zeller wurden durch Simulation der Signalverarbeitung, basierend auf Messungen der Komponenten und numerischer Berechnung der Eingangssignale bestimmt.

Der vorgestellte Strahllagemonitor wurde zwar für das konkrete Beispiel einer SBLC-Beschleunigerstruktur entwickelt. Die Funktion und der Aufbau der Signalverarbeitung und der meisten ihrer Komponenten lassen sich jedoch auf viele andere Linearbeschleunigerstrukturen übertragen. Hauptvoraussetzung dafür ist das Vorhandensein von HOM-Dämpfern, die paarweise symmetrisch zur Achse angeordnet sein müssen. Die Symmetrie wird benötigt, um dipolartige und monopolarartige Moden trennen zu können (siehe Abschnitt 5.4.1).

2 Strahllagemonitore

Im Laufe der Beschleunigerentwicklung wurden zahlreiche Verfahren entwickelt, die Strahlposition zu bestimmen. Abbildung 2.1 gibt ohne Anspruch auf Vollständigkeit eine Übersicht über verschiedene Strahllagemonitore. Zunächst kann man zwischen zerstö-

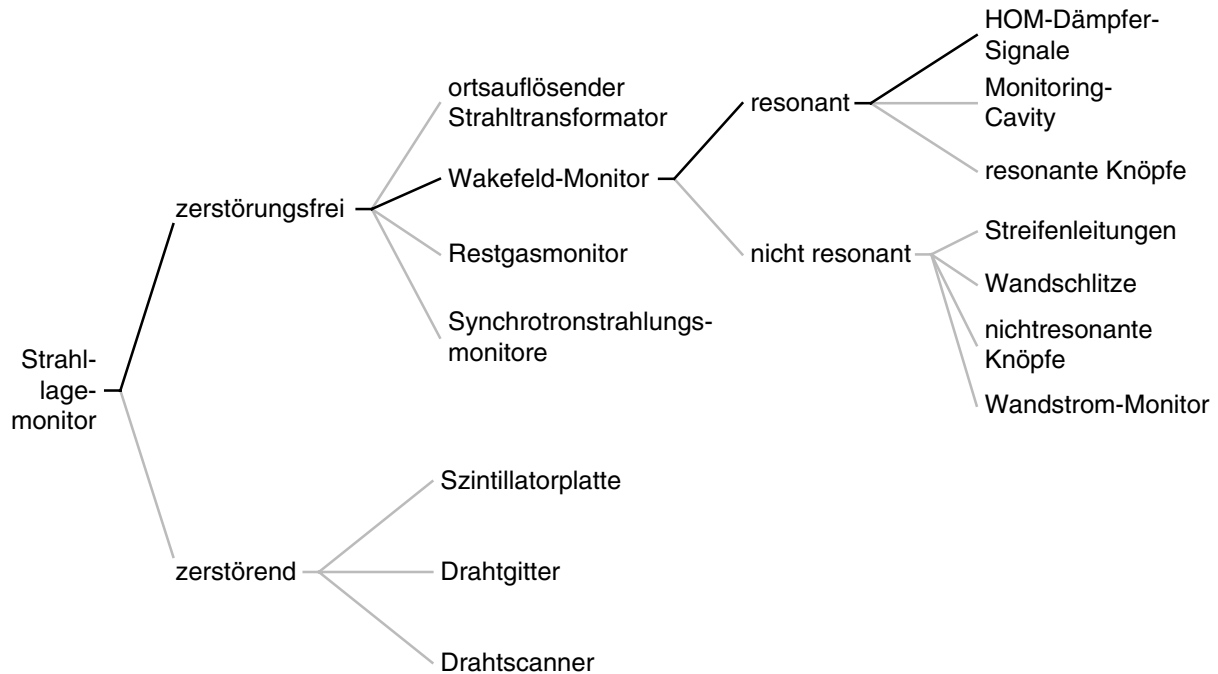


Abbildung 2.1: Verfahren zur Ermittlung der Strahlage

renden und zerstörungsfreien Strahllagemonitoren unterscheiden. Zur ersten Gruppe gehören Szintillatorplatten, Drahtgitter oder Drahtscanner. Ihnen ist gemeinsam, daß sie den Strahl absorbieren oder seine Qualität so verschlechtern, daß er für Experimente unbrauchbar wird. Solche Monitore sind einfach aufgebaut und während der Justage eines Beschleunigers nützlich. Für die laufende Justage der Beschleunigerstrukturen während des Betriebs sind sie nicht geeignet.

Bei den zerstörungsfreien Monitoren kann man zunächst einmal nach verschiedenen Wechselwirkungsmechanismen zwischen Strahl und Monitor unterscheiden. Restgasmonitore nutzen Stöße zwischen den schnellen Teilchen und den im Beschleuniger vorhandenen Restgasatomen aus. Die Restgasatome werden dabei ionisiert und geben bei der Rekombination Lichtquanten ab, die mit einer Kamera detektiert werden können und die Strahlposition verraten. Restgasmonitore werden hauptsächlich bei Ionenbeschleunigern eingesetzt. Bei Elektronenbeschleunigern sind sie, wegen der geringeren Wechselwirkung mit dem Gas nicht zu gebrauchen.

Bei Synchrotronstrahlungsmonitoren liefert die Photonenstrahlung bei der Passage eines Ablenkamagneten die Positionsinformation. Für einen Linearbeschleuniger ist dieses Verfahren naturgemäß nicht geeignet.

Ein ortsauflösender Strahltransformator benutzt das Magnetfeld des Strahls um dessen Position zu bestimmen. Rund um den Strahl werden hierzu vier Spulen in Querrichtung angebracht. Wenn ein geladenes Teilchen die Spulen passiert, induziert es einen Strom-

impuls in allen vier Spulen. Wenn das Teilchen eine Ablage hat, induziert es in den näher gelegenen Spulen einen höheren Strom als in den entfernteren. Aus dem Verhältnis kann auf die Position geschlossen werden.

Wakefeldmonitore arbeiten nach einem ähnlichen Prinzip. Sie nutzen die vom Teilchen hinterlassenen Felder aus. Hierbei kann man zunächst zwischen resonanten und nicht-resonanten Monitoren unterscheiden, wobei jedoch die Übergänge je nach Bandbreite fließend sind. Ein Wandstrommonitor nutzt den Strom der Spiegelladungen in den Strahlrohrwänden, die sich parallel mit dem Ladungspaket bewegen. In das Strahlrohr wird hierzu ein Isolator eingebaut, der es entlang seines gesamten Umfangs isoliert. Eine Strommessung an vier Stellen rund um das Strahlrohr liefert, wie beim ortsauflösenden Strahltransformator, über die Verhältnisse die Ortsinformation.

Nichtresonante Knöpfe arbeiten sehr ähnlich. Hier werden vier kleine Metallplättchen (Knöpfe) im Strahlrohr entlang des Umfangs isoliert angebracht und über Durchführungen mit der Auswerteelektronik verbunden. Während der Teilchenpassage befinden sich die Knöpfe im elektrischen Feld des Ladungspakets und greifen aufgrund ihres Abstandes zur Wand einen Teil der Spannung ab. Diese Spannung entspricht den induzierten Strömen beim Wandstrommonitor.

Wandstrommonitore und nichtresonante Knöpfe liefern eine relativ kleine Signalamplitude, da das Ladungspaket nur über eine kurze Strecke mit ihnen wechselwirken kann. Bei Streifenleitungs- und Wandschlitzmonitoren wird das Signal über eine längere Strecke hinweg gewonnen. Der Streifenleitungsmonitor besteht aus vier Metallstreifen, die in Längsrichtung mit etwas Abstand an der Strahlrohrinnenwand befestigt sind. Die Streifen liegen wie die nichtresonanten Knöpfe im elektrischen Feld des Ladungspakets. Im Gegensatz zu den Knöpfen kann das Signal aber über die gesamte Länge der Streifen gewonnen werden. Die Streifen bilden mit der Wand eine Streifenleitung, so daß das Signal synchron mit dem Ladungspaket mitlaufen kann.

Bei Wandschlitzmonitoren werden die Streifenleitungen durch Hohlleiter an der Außenseite des Strahlrohrs ersetzt. Die Kopplung an den Strahl erfolgt über Schlitze in der Strahlrohrwand. Die Schlitze bewirken zusätzlich, daß die Phasengeschwindigkeit der Welle im Hohlleiter verringert wird. Im Gegensatz zum unmodifizierten Hohlleiter sind damit Phasengeschwindigkeiten kleiner oder gleich der Vakuumlichtgeschwindigkeit realisierbar. Wenn die Phasengeschwindigkeit an die Teilchengeschwindigkeit angepaßt wird, können die Signale vieler hintereinander angeordneter Einzelschlitze zu einem entsprechend größeren Signal aufsummiert werden.

Allen nichtresonanten Wakefeldmonitoren ist gemeinsam, daß sie die Zeitstruktur des Strahls wiedergeben und bei entsprechender Auswerteelektronik Positionsinformationen für jedes Ladungspaket liefern können. Erkauft wird dies durch eine relativ geringe Empfindlichkeit. Resonanten Wakefeldmonitore sind dagegen auf eine einzige Frequenz oder einen kleinen Frequenzbereich abgestimmt. Sie sind damit nicht in der Lage, einzelne Ladungspakete aufzulösen. Der Vorteil ist jedoch, daß sie über viele Pakete hinweg Energie aufsammeln können und damit auch bei sehr kleinen Strahlströmen oder Ablagen noch ausreichend empfindlich sind. Resonante Knöpfe sind ein einfacher Vertreter dieser Gruppe. Der einzige Unterschied zur nichtresonanten Ausführung besteht darin, daß die Knöpfe am Ende eines $\lambda/4$ -Resonators aufgehängt sind. Der Resonator wird auf

die Paketfolgefrequenz oder eine Harmonische davon eingestellt. Jedes Ladungspaket speist damit synchron weitere Energie in die Resonatoren ein. Die Ausgangsamplituden sind dementsprechend höher.

Bei einer Monitorkavität durchläuft der Strahl einen kreiszylindrischen oder kubischen Hohlraumresonator und regt dort aufgrund der Wakefelder unter anderem eine Dipolmode an. Die Anregungsamplitude ist dabei proportional zu seiner Ablage. Die hinterlassene Feldenergie wird, zum Beispiel über Koppelschleifen, an vier Stellen nach außen abgeführt. Aus den ausgekoppelten Signalen kann dann die Positionsinformation gewonnen werden.

Eine Monitorkavität hat den Nachteil, daß sie zusätzliche Länge benötigt. Ein weiterer Nachteil ist eine zusätzliche Emittanzhöhung aufgrund der Wakefelder in dem Hohlraumresonator. Eine Alternative ist die Auswertung von strahlinduzierten Signalen aus den Beschleunigerstrukturen. Im Falle von linearen Kollidern fallen geeignete Signale an den *Higher-Order-Mode-* (HOM-)Dämpfern an. Nach einem kurzen Ausflug in den Aufbau linearer Kollider in Abschnitt 2.1 geht Abschnitt 2.2 auf das Konzept dieses Monitor-typs ein.

2.1 Lineare Kollider

Die Abbildung 2.2 zeigt den generellen Aufbau eines linearen Elektronen Positronen Kolliders am Beispiel des *S-Band Linear Colliders* (SBLC), wie er früher vom Forschungs-

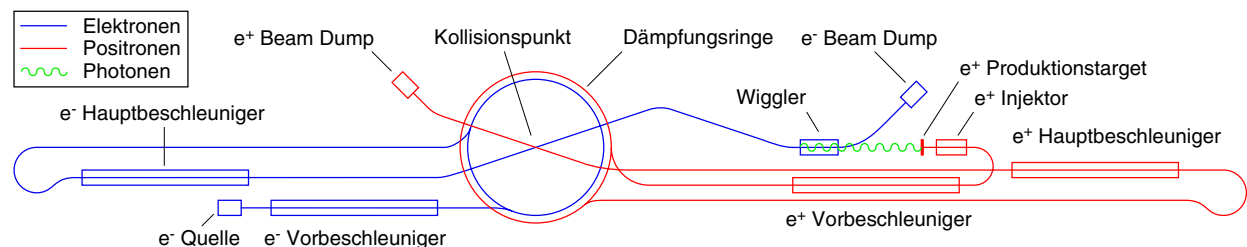


Abbildung 2.2: Aufbau eines linearen e^+/e^- -Kolliders am Beispiel von SBLC (nicht maßstabsgetreu)

institut DESY geplant wurde. Am Anfang der Anlage steht die gepulste Elektronenquelle. Nach einer Vorbeschleunigung auf 3 GeV ist der Strahl bereits hochrelativistisch. Der nachfolgende Dämpfungsring dient der Emittanzreduktion durch quantenhafte Abstrahlung von Synchrotronstrahlung. Der Hauptbeschleuniger beschleunigt die Elektronen auf ihre Endenergie von 250 GeV (SBLC-500). Danach werden die Elektronen auf den Kollisionsspunkt fokussiert. Dort annihilieren sich ein kleiner Teil der Elektronen mit den Positronen. Der weitaus größte Teil durchläuft den Kollisionsspunkt jedoch ohne inelastischen Stoß. Dieser Teil wird bei SBLC verwendet um die Positronen zu erzeugen. Hierzu durchlaufen die Elektronen, bevor sie im *Beam Dump* absorbiert werden einen *Wiggler*, der einen harten Röntgenstrahl erzeugt. Dieser wird genutzt, um in einem Produktionstarget Elektronen-Positronen-Paare zu erzeugen. Der restliche Teil des Beschleunigers nach dem Injektor ist für die Positronen genauso aufgebaut wie für die

Elektronen. Andere geplante lineare Kollider, wie zum Beispiel TESLA, JLC, NLC, VLEPP oder CLIC, sind grundsätzlich sehr ähnlich aufgebaut. Sie unterscheiden sich im wesentlichen in der Technologie und Arbeitsfrequenz der Beschleunigerkavitäten.

Bei einem linearen Kollider durchlaufen die Teilchen den Beschleuniger nur einmal und müssen dabei auf ihre Endenergie beschleunigt werden. Die Hauptbeschleuniger sind daher sehr lang und damit teuer. Um die Länge in einem vertretbaren Rahmen zu halten muß der Beschleunigungsgradient sehr hoch sein. Wegen der mit der Frequenz steigenden Durchschlagfestigkeit wurde daher bei allen zur Zeit geplanten linearen Kollidern eine Betriebsfrequenz im Mikrowellenbereich vorgesehen.

Das geplante CERN-Projekt *Compact Linear Collider* (CLIC) hat mit 30 GHz die höchste Betriebsfrequenz. Da bei dieser Frequenz bisher keine hinreichend leistungsfähigen Hochfrequenzquellen existieren, soll die Mikrowellenleistung mit einer parallel geführten Resonatorstruktur aus einem intensiven, aber niederenergetischen Treiberstrahl gewonnen werden. Die hohe Betriebsfrequenz führt weiterhin dazu, daß extrem kleine Fertigungstoleranzen eingehalten werden müssen.

Am unteren Ende der Frequenzskala befindet sich das ebenfalls beim DESY geplante Projekt *Terra Electron Volt Energy Superconducting Linear Accelerator* (TESLA). Seine neunzelligen Beschleunigerstrukturen sollen aus Niob gefertigt und supraleitend bei 2 K betrieben werden. Da auch Supraleiter Hochfrequenzverluste haben, die mit steigender Frequenz zunehmen beträgt seine Betriebsfrequenz lediglich 1,3 GHz.

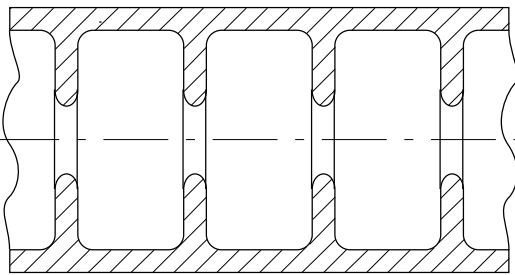


Abbildung 2.3: Ausschnitt aus einem Linearbeschleuniger

Im Falle von SBLC bestehen die beiden Hauptbeschleuniger aus jeweils 2517 Sektionen. Jede Sektion besteht aus 180 normalleitenden kreiszylindrischen Hohlraumresonatoren, die über Irisblenden miteinander gekoppelt sind. Die Sektionen werden als Wanderwellenstrukturen mit einer TM_{010} -Mode auf einer Beschleunigerfrequenz von 3 GHz betrieben. Der Phasenvorschub pro Zelle beträgt $2\pi/3$. Der mittlere Gra-

dient für ein synchrones Teilchen beträgt mit Strahllast 17 MV/m.

Ein geladenes Teilchen, das die Beschleunigerstruktur durchquert hinterläßt hierin durch sogenannte Wakefeldverluste elektromagnetische Feldenergie und regt höhere Hohlraumresonatormoden an. Diese Moden können auf nachfolgende Teilchen transversal oder longitudinal ablenkend wirken und damit die effektive Emittanz erhöhen. In Kapitel 3 werden einige Kenngrößen und wichtige Zusammenhänge von Wakefeldern eingeführt. Die für die Strahlqualität besonders gefährlichen Dipolmoden werden um so stärker angeregt, je weiter von der Achse entfernt ein Teilchen die Beschleunigerstruktur durchquert. Daher regen die bereits abgelenkten Teilchen die Dipolmoden stärker an. Der Effekt kann sich so immer weiter aufschaukeln und die Emittanz stark erhöhen oder sogar zum Strahlverlust führen. Eine hervorragende Strahlqualität ist aber bei einem linearen Kollider, in dem die Teilchen den Kollisionspunkt nur einmal durchqueren, erforderlich, um eine akzeptable Luminosität zu erhalten.

Um den Einfluß höherer Moden zu verringern, können verschiedene Strategien angewandt werden. Eine bei SBLC angewandte Methode besteht darin, die Zellen für höhere Moden gegeneinander zu verstimmen, ohne ihre Grundmode zu verändern. Dies gelingt, indem man zwei Geometrieparameter von Zelle zu Zelle so verändert, daß der Einfluß auf die Grundmode sich gerade aufhebt. Da die höheren Moden eine andere Feldverteilung haben, werden ihre Eigenfrequenzen verstimmt. Bei SBLC wird der Zellen- und Irisdurchmesser variiert. Aufgrund der Verstimmung laufen die höheren Moden nie über längere Strecken hinweg synchron mit den Teilchen. Ihr Einfluß auf die Teilchen ist daher geringer. Die Verstimmung der Zellen bringt jedoch bei dem Design der Beschleunigerstruktur einige Komplikationen mit sich. Bei einem Kanal aus gleichen Zellen läßt sich das Verhalten des Vielzellers dadurch berechnen, daß eine Zelle mit periodischen Randbedingungen und verschiedenen Phasenvorschüben berechnet wird. Bei den gegeneinander verstimmt Zellen entfällt diese Möglichkeit. Es muß immer der ganze Vielzeller betrachtet werden. Bei einer dreidimensionalen numerischen Feldberechnung scheidet dies jedoch an der begrenzten Rechenleistung, Genauigkeit und dem begrenzten Speicherplatz der verfügbaren Computer. Viele Rechnungen erfolgten daher mit einem einfachen eindimensionalen Ersatzkreismodell mit diskreten konzentrierten elektrischen Bauelementen. In Kapitel 4 werden hierzu verschiedene Ersatzkreismodelle eingeführt. Die eindimensionalen Rechnungen geben die Realität jedoch nur mit Einschränkungen wieder. Ein weiterer Nachteil dieser Methode ist, daß die Feldenergie der verschiedenen Moden nicht mehr durch den gesamten Kanal fließen kann, sondern für jede Mode auf einen bestimmten Zellenbereich beschränkt bleibt (gefangene Moden oder *trapped modes*, siehe Abschnitt 4.4.2).

Die zweite Methode zielt darauf ab, die an höhere Moden abgegebene Energie möglichst schnell zu dissipieren und damit das Aufschaukeln zu verhindern. Dazu können zum Beispiel an die Resonatorzellen Hohlleiter angeschlossen werden, deren Grenzfrequenz zwischen der Beschleunigerfrequenz und der Eigenfrequenz der ersten höheren Mode liegt. Höhere Moden können so abgeführt und extern vernichtet werden, während die Grundmode nahezu unbeeinflusst bleibt. Optimal wäre es, jede Zelle mit einem solchen HOM-Dämpfer auszustatten. Dies verbietet sich jedoch aus Kostengründen. Nur einen HOM-Dämpfer pro Sektion zu verwenden verbietet sich wegen der gefangenen Moden. Beim SBLC sind als Kompromiß zwei Dämpfer pro Sektion vorgesehen.

Die dritte angewandte Strategie ist, die Anregung von Dipolmoden zu verhindern indem der Strahl möglichst genau auf der Achse gehalten wird. Hierzu ist es erforderlich jede der 5034 Sektion mit je zwei Strahllagemonitoren auszustatten. Mit deren Ablageinformationen können die Strukturen im Betrieb laufend auf die Strahlposition justiert werden. Aufgrund der großen Anzahl wird ein Strahllagemonitor benötigt, der sich ohne große Kosten und zusätzlicher Länge realisieren läßt.

2.2 Strahllagemessung mit HOM-Dämpfersignalen

Bei 10068 dedizierten Strahllagemonitoren würde sich eine angenommene Einbaulänge von jeweils 10 cm schon zu einer Gasamtlänge von über 1 km summieren. Bei genauerer Betrachtung befinden sich jedoch schon zwei potentielle Strahllagemonitore in jeder Sektion. Gemeint sind die beiden HOM-Dämpfer, die unter anderem auch Dipolmoden auskoppeln. Die Frage, die in dieser Arbeit beantwortet werden soll, ist, ob diese Signale von dem dichten Teppich anderer Signale getrennt und zur Strahllagebestimmung verwendet werden können. Der im Rahmen dieser Arbeit entwickelte HOM-Dämpfer-Strahllagemonitor verwendet die Signale der Dipolmoden in der Umgebung der HOM-Dämpfer zur Ermittlung der Position. Eine höhere Monopolmode liefert jeweils ein wichtiges Referenzsignal. Die HOM-Dämpfer sind so gebaut, daß sie alle benötigten Signale aus der Beschleunigerstruktur auskoppeln.

Die HOM-Dämpfer-Strahllagemonitore benötigen keine zusätzliche Einbaulänge und bringen keine zusätzlichen, emittanz erhöhenden Shuntimpedanzen in den Beschleuniger ein. Ein weiterer Vorteil ist, daß sie nicht gegenüber den Beschleunigerstrukturen justiert werden müssen. Bedingt durch mechanische Toleranzen ist in der Beschleunigerstruktur die elektrische Symmetrieachse im allgemeinen nicht identisch mit der mechanischen. Ein externer Strahllagemonitor, der auf die mechanische Achse justiert wurde mißt daher nicht die Lage des Strahls gegenüber der elektrischen Achse. Für die Anregung der störenden Dipolmoden ist jedoch die Ablage gegenüber der elektrischen Achse entscheidend. Wenn dagegen die störendste Dipolmode bei dem HOM-Dämpfer-Strahllagemonitor zur Bestimmung der Position verwendet wird, verfährt die Positionsregelung der Struktur diese automatisch auf die Position, an der der Einfluß dieser Mode minimal ist. Da die anderen Dipolmoden eine ähnliche Feldgeometrie haben und von den gleichen mechanischen Toleranzen beeinflußt werden, ist anzunehmen, daß ihr Einfluß damit auch weitestgehend minimiert wird. Eine genaue Beschreibung der Arbeitsweise und eine mögliche Implementation eines solchen HOM-Dämpfer-Strahllagemonitors befindet sich in Kapitel 5.

3 Wakefelder

Bei niedrigen Geschwindigkeiten ist eine Punktladung von einem kugelsymmetrischen *Coulomb*-Feld umgeben. Nähert sie sich der Lichtgeschwindigkeit, wird das Kugelfeld wegen der *Lorentz*-Kontraktion zu einer Feldscheibe mit einem Öffnungswinkel von $1/\gamma$ abgeflacht. Bei den leichten Elektronen oder Positronen eines linearen Kolliders kann man diesen Öffnungswinkel schon bei der Injektionsenergie von einigen GeV vernachlässigen und von einem rein radialen Feld ausgehen. Ein solches Teilchenpaket umgibt sich mit einer Feldscheibe, deren Dicke der Paketlänge entspricht. Diese Feldgeometrie bleibt auch in einem ideal leitenden Strahlrohr erhalten. Durchläuft das Ladungspaket hingegen eine Diskontinuität des Strahlrohrs, z.B. ein Beschleunigungskavität oder Einbauten zur Strahldiagnose, kann das Scheibenfeld nicht ungestört bestehen bleiben.

Abbildung 3.1 zeigt das elektrische Feld eines Ladungspakets beim Durchqueren einer Kavität. Vor dem Durchqueren (links) hat das Paket ein ungestörtes Scheibenfeld. Nach Eintritt in die Kavität dehnt sich das Feld aus. Die Feldlinien enden dabei auf der hinteren Metallwand, da das Feld sich nur maximal mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit ausbreiten kann. Da das Paket hochrelativistisch ist, kann die Wirkung der Kante sich nur mit einer sehr kleinen Radialgeschwindigkeit an der bewegten Feldscheibe nach innen fortpflanzen. Der Innenbereich bleibt also unverändert bestehen. Am Ende der Kavität werden die Feldlinien „abgeschnitten“. Das Paket hat nach der Kavität wieder ein Scheibenfeld. Allerdings hat es eine Energie W_v an das Feld in der Kavität verloren. Wenn sie nicht ausgekoppelt wird, bleibt diese Feldenergie W_v in der Kavität gefangen und wird nur langsam von den Wänden endlicher Leitfähigkeit dissipiert. In Abschnitt 3.1 wird der Verlustfaktor als Maß für die selbst induzierte Bremsspannung eingeführt, die auf eine Punktladung entlang ihrer Trajektorie durchläuft.

Wenn das nächste Teilchenpaket die Kavität durchläuft, wird es von dem Feld des ersten Pakets beeinflusst. Es kann eine longitudinale oder transversale Impulsänderung erfahren, womit im Allgemeinen eine Verschlechterung der Emittanz verbunden ist. Ebenfalls in Abschnitt 3.1 wird daher das Wakepotential als Maß für die Brems- und Ablenkspannung eingeführt, die eine nachfolgende Punktladung durchläuft.

Das Wakepotential kann aufgrund der Superposition der Felder als Green'sche Funktion verwendet werden, um die Dynamik beliebiger ausgedehnter Ladungsverteilungen zu untersuchen.

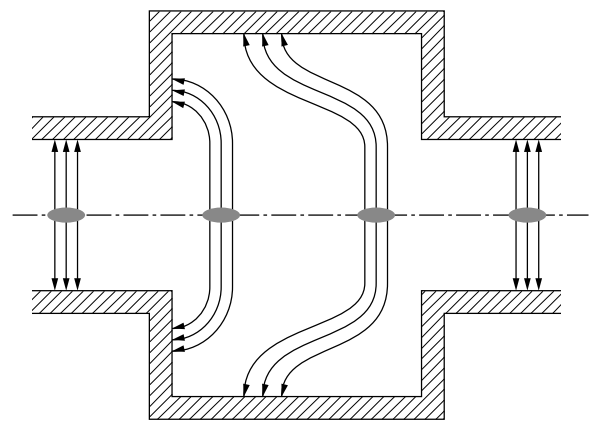


Abbildung 3.1: E-Feld eines Ladungspakets zu vier verschiedenen Zeitpunkten

Die Entwicklung der hinterlassenen Feldenergie in einer Kavität führt zu sehr unübersichtlichen Feldd Bildern. Für die meisten Untersuchungen betrachtet man daher die Entwicklung des Feldes nach den Eigenmoden der Kavität mit ihren entsprechenden Eigenfrequenzen. Verlustfaktor und Wakepotential werden in diesem Fall ebenfalls nach Moden zerlegt.

3.1 Verlustfaktor und Wakepotential

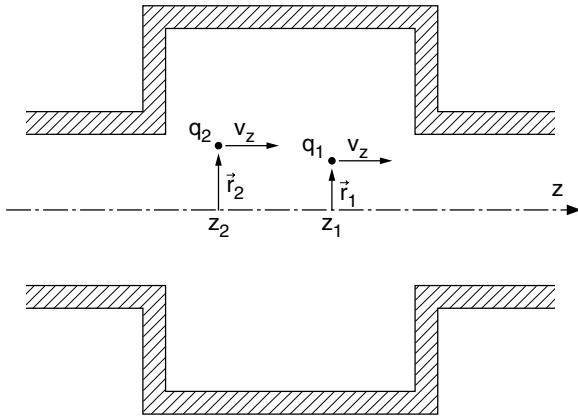


Abbildung 3.2: Punktladungen in einer Struktur

Um etwas über die von einem Teilchen entlang seiner Trajektorie durchlaufene Spannung zu erfahren, betrachtet man eine Punktladung q_1 , die mit der konstanten Geschwindigkeit v_z und der Ablage \vec{r}_1 achsenparallel eine Struktur durchquert. Das geladene Teilchen verursacht in der Struktur dabei ein elektromagnetisches Feld \vec{E}, \vec{B} , durch das es eine *Lorentz-Kraft*

$$\vec{F}_1 = q_1 \cdot \vec{E}(\vec{r}_1, z_1, \vec{r}_1, z_1, t) + q_1 \cdot (v_z \cdot \vec{e}_z) \times \vec{B}(\vec{r}_1, z_1, \vec{r}_1, z_1, t) \quad (3.1)$$

erfährt. Hierbei ist

$$z_1 = v_z \cdot t \quad (3.2)$$

die longitudinale Position der Ladung. Normiert man die Kraft auf die Ladung, ergibt sich das äquivalente elektrische Feld

$$\vec{E}_1^{(eq)}(\vec{r}_1, z_1, \vec{r}_1, z_1, t) = \frac{\vec{F}_1(\vec{r}_1, z_1, \vec{r}_1, z_1, t)}{q_1} \quad (3.3)$$

Die äquivalente Spannung entlang der Trajektorie ist

$$\vec{U}_1(\vec{r}_1) = \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{E}_1^{(eq)}(\vec{r}_1, z_1, \vec{r}_1, z_1, t) dz_1 \quad \text{mit } t = \frac{z_1}{v_z} \quad (3.4)$$

und hat im Allgemeinen longitudinale und transversale Komponenten, wirkt also abbremsend und ablenkend. Interessiert man sich nur für die longitudinale Spannung

$$U_1^{\parallel}(\vec{r}_1) = \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{E}_1^{(eq)}\left(\vec{r}_1, z_1, \vec{r}_1, z_1, \frac{z_1}{v_z}\right) \cdot \vec{e}_z dz_1 \quad (3.5)$$

so muß man nur das elektrische Feld in Gleichung (3.1) berücksichtigen, da

$$((v_z \cdot \vec{e}_z) \times \vec{B}) \cdot \vec{e}_z = 0 \quad (3.6)$$

ist. Die Spannung kann dann als

$$U_1^{\parallel}(\vec{r}_1) = \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{E}(\vec{r}_1, z_1, \vec{r}_1, z_1, \frac{z_1}{v_z}) \cdot \vec{e}_z dz_1 \quad (3.7)$$

geschrieben werden. Da die induzierten \vec{E} - und \vec{B} -Feldamplituden proportional zur Ladung sind, ist $U_1^{\parallel}(\vec{r}_1)$ proportional zur Ladung. Die Kenngröße

$$k_{\parallel}(\vec{r}_1) = -\frac{U_1^{\parallel}(\vec{r}_1)}{q_1} \quad (3.8)$$

ist daher ladungsunabhängig und wird longitudinaler Verlustfaktor [2] genannt. Der longitudinale Verlustfaktor hat die Einheit V/C und kann als Bremsspannung pro Ladung aufgefaßt werden. Wenn es sich um Verlustfaktoren auf der Sollbahn, also der Symmetrieachse ($\vec{r}_1 = \vec{0}$) einer Struktur handelt, wird künftig die Variable \vec{r}_1 weggelassen.

Das elektromagnetische Feld des geladenen Teilchens q_1 beeinflusst nun nicht nur das Teilchen selbst, sondern auch nachfolgende Ladungen. Die Testladung $q_2 \ll q_1$ in Abbildung 3.2, die der feldanregenden Ladung q_1 mit einem zeitlichen Abstand Δt folgen soll, erfährt ebenfalls eine Kraft

$$\vec{F}_2 = q_2 \cdot \left(\vec{E}(\vec{r}_2, z_2, \vec{r}_1, z_1, t) + (\vec{v}_z \cdot \vec{e}_z) \times \vec{B}(\vec{r}_2, z_2, \vec{r}_1, z_1, t) \right) \quad (3.9)$$

im Feld der ersten Ladung. Analog zu Gleichung (3.3) kann das äquivalente elektrische Feld

$$\vec{E}_2^{(eq)}(\vec{r}_2, z_2, \vec{r}_1, z_1, t) = \frac{\vec{F}_2(\vec{r}_2, z_2, \vec{r}_1, z_1, t)}{q_2} \quad (3.10)$$

definiert werden. Aus Gleichung (3.4) wird dann

$$\vec{U}_2(\vec{r}_2, \vec{r}_1, \Delta t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{E}_2^{(eq)}(\vec{r}_2, z_2, \vec{r}_1, z_1, t) dz_1 \quad \text{mit } t = \frac{z_1}{v_z} \quad \text{und } z_2 = z_1 - v_z \cdot \Delta t \quad (3.11)$$

und aus Gleichung (3.7)

$$U_2^{\parallel}(\vec{r}_2, \vec{r}_1, \Delta t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{E}(\vec{r}_2, z_1 - v_z \cdot \Delta t, \vec{r}_1, z_1, \frac{z_1}{v_z}) \cdot \vec{e}_z dz_1. \quad (3.12)$$

Die induzierten Feldamplituden sind nach wie vor proportional zu q_1 . Die Kenngröße

$$w_{\parallel}(\vec{r}_2, \vec{r}_1, \Delta t) = -\frac{U_2^{\parallel}(\vec{r}_2, \vec{r}_1, \Delta t)}{q_1} \quad (3.13)$$

ist daher als unabhängig von beiden Ladungen und wird longitudinales Wakepotential [3] genannt. Es sei betont, daß die Ladung q_2 bereits über den Nenner von Gleichung (3.10) in das longitudinale Wakepotential eingeht. Der longitudinale Verlust-

faktor hat ebenfalls die Einheit V/C und kann als Bremsspannung der Testladung q_2 pro anregende Ladung q_1 aufgefaßt werden. Analog zu Gleichung (3.13) kann auch ein transversales Wakepotential

$$\bar{w}_\perp(\vec{r}_2, \vec{r}_1, \Delta t) = -\frac{\bar{U}_2^\perp(\vec{r}_2, \vec{r}_1, \Delta t)}{q_1} \quad (3.14)$$

definiert werden, das eine Aussage über die Ablenkungsspannung macht.

Das zu untersuchende elektromagnetische Feld $\vec{E}(\vec{r}, z, t), \vec{B}(\vec{r}, z, t)$ und die daraus resultierende Kraft nach Gleichung (3.1) ist im Zeitbereich wegen der nichtharmonischen Anregung durch ein kurzes Ladungspaket eine sehr komplizierte Funktion. In den meisten Fällen entwickelt man die Felder daher in ein vollständiges Orthonormalsystem von Eigenmoden $\vec{E}_i(\vec{r}, z, t), \vec{B}_i(\vec{r}, z, t)$ mit zugehörigen Eigenkreisfrequenzen ω_i . Entsprechend können auch der Verlustfaktor und die Wakepotentiale nach Moden getrennt angegeben werden. Die bisher eingeführten Verlustfaktoren und Wakepotentiale im Zeitbereich ergeben sich dann aus den Summen über alle Eigenmoden.

$$k_\parallel(\vec{r}_1) = \sum_{i=1}^{\infty} k_\parallel^i(\vec{r}_1) \quad (3.15)$$

$$w_\parallel(\vec{r}_2, \vec{r}_1, \Delta t) = \sum_{i=1}^{\infty} w_\parallel^i(\vec{r}_2, \vec{r}_1, \Delta t) \quad (3.16)$$

$$\bar{w}_\perp(\vec{r}_2, \vec{r}_1, \Delta t) = \sum_{i=1}^{\infty} \bar{w}_\perp^i(\vec{r}_2, \vec{r}_1, \Delta t) \quad (3.17)$$

3.2 Verlustfaktor einer hochrelativistischen Ladung

In diesem Abschnitt wird der Frage nachgegangen, wie groß die Spannung ist, die eine Ladung unmittelbar hinter sich entlang ihrer Trajektorie in einer Struktur hinterläßt. Für den hochrelativistischen Grenzfall $v_z = c_0$ läßt sich diese Frage allein aufgrund des Kausalitätsprinzips allgemein beantworten. Das Ergebnis ist als *Fundamental Theorem of Beam Loading*, kurz FTBL [2] bekannt. Die longitudinale Wakefunktion $w_\parallel(\vec{r}, \vec{r}, \Delta t)$ gibt für $\Delta t \xrightarrow{\Delta t > 0} 0$ an, wie groß die gesuchte Spannung ist.

Zunächst zerlegt man, wie in der Abbildung zu sehen, die Wakefunktion in eine gerade und eine ungerade Funktion

$$w_{\parallel} = w_{\parallel}^{(g)} + w_{\parallel}^{(u)}. \quad (3.18)$$

Die ungerade Funktion kann die induzierende Ladung nicht beeinflussen, da

$$w_{\parallel}^{(u)}(0) = 0 \quad (3.19)$$

ist. Der Longitudinale Verlustfaktor muß daher

$$k_{\parallel}(\vec{r}) = w_{\parallel}(\vec{r}, \vec{r}, 0) = w_{\parallel}^{(g)}(\vec{r}, \vec{r}, 0) \quad (3.20)$$

sein. Wegen des Kausalitätsprinzips muß bei einer hochrelativistischen Ladung

$$w_{\parallel}(\vec{r}, \vec{r}, \Delta t) = 0 \quad \text{für } \Delta t < 0 \quad (3.21)$$

sein. Das ist nur möglich, wenn

$$w_{\parallel}^{(g)}(\vec{r}, \vec{r}, \Delta t) = -w_{\parallel}^{(u)}(\vec{r}, \vec{r}, \Delta t) \quad \text{für } \Delta t < 0 \quad (3.22)$$

ist. Aufgrund ihrer Eigenschaften als gerade und ungerade Funktionen

$$f^{(g)}(x) = f^{(g)}(-x) \quad \text{und} \quad f^{(u)}(x) = -f^{(u)}(-x) \quad (3.23)$$

folgt daraus, daß

$$w_{\parallel}^{(g)}(\vec{r}, \vec{r}, \Delta t) = w_{\parallel}^{(u)}(\vec{r}, \vec{r}, \Delta t) \quad \text{für } \Delta t > 0 \quad (3.24)$$

ist. Daher gilt hier, daß

$$w_{\parallel}(\vec{r}, \vec{r}, \Delta t) = 2 \cdot w_{\parallel}^{(g)}(\vec{r}, \vec{r}, \Delta t) = 2 \cdot w_{\parallel}^{(u)}(\vec{r}, \vec{r}, \Delta t) \quad \text{für } \Delta t > 0 \quad (3.25)$$

ist. Setzt man die gerade Funktion in Gleichung (3.20) ein, so erhält man das Ergebnis

$$k_{\parallel}(\vec{r}) = w_{\parallel}^{(g)}(\vec{r}, \vec{r}, \Delta t) = \frac{w_{\parallel}(\vec{r}, \vec{r}, \Delta t)}{2} \quad \text{für } \Delta t \xrightarrow{\Delta t > 0} 0. \quad (3.26)$$

Eine Ladung erfährt auf ihrer Trajektorie also die Hälfte der unmittelbar hinter ihr hinterlassenen Spannung.

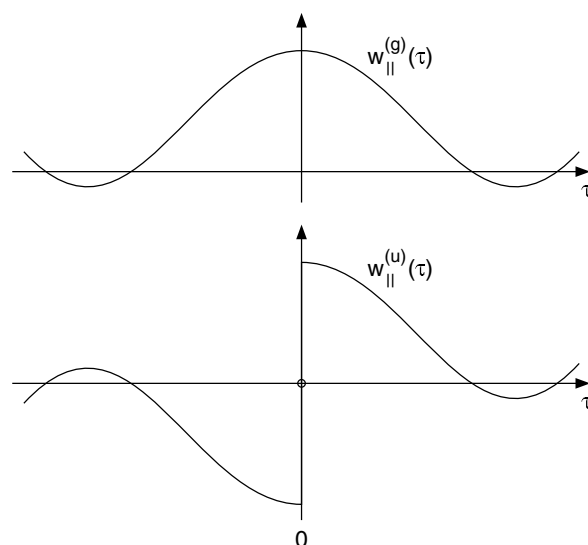


Abbildung 3.3: gerade und ungerade Funktion eines longitudinalen Wakepotentials

3.3 Longitudinale Shuntimpedanz

Die longitudinale Shuntimpedanz ist ein Maß für die Effektivität, mit der eine bestimmte Mode einer bestimmten Kavität geladene Teilchen beschleunigen kann. Die longitudinale Shuntimpedanz R_{\parallel} ist definiert als der Quotient aus dem Quadrat der Spannung U , die das Teilchen entlang seiner Bahn mit der Ablage \vec{r} durchfällt, und der Verlustleistung P_V der Kavität. Die Spannung kann man auch durch den Energiegewinn ΔW eines Teilchens pro Ladung q ausdrücken.

$$R_{\parallel}(\vec{r}) = \frac{|U(\vec{r})|^2}{P_V} = \frac{|\Delta W(\vec{r})|^2}{q P_V} \quad (3.27)$$

Für eine gegebene Mode kann die durchfallene Spannung als das Integral des momentanen longitudinalen elektrischen Feldes über die Bahn ausgedrückt werden. In den meisten Fällen ist mit Shuntimpedanz der Wert auf der Sollbahn, also der Symmetrieachse ($\vec{r} = \vec{0}$) einer Struktur gemeint. In diesem Fall wird künftig die Variable \vec{r} weggelassen. Setzt man voraus, daß das E-Feld in der Zeit harmonisch periodisch ist, kann man für ein Teilchen mit der Geschwindigkeit v_z für Stehwellen schreiben

$$R_{\parallel}(\vec{r}) = \frac{1}{P_V} \left| \int_0^L E_z(\vec{r}, z, t(z)) dz \right|^2 = \frac{1}{P_V} \left| \int_0^L \hat{E}_z(\vec{r}, z) \cdot e^{i \frac{\omega_0}{v_z} z} dz \right|^2. \quad (3.28)$$

Das komplexe Integral liefert als Betrag die vom Teilchen durchfallene Spannung bei phasenrichtigem Einschuß. Die Phase des Integrals gibt die Einschußphase für maximale Beschleunigung an.

$$\varphi = \arg \left(\int_0^L E_z(\vec{r}, z) \cdot e^{i \frac{\omega_0}{v_z} z} dz \right) \quad \text{mit} \quad \arg(x) = \arctan \left(\frac{\text{Im}(x)}{\text{Re}(x)} \right) \quad (3.29)$$

Die Verlustleistung der Kavität durch den endlichen Leitwert ist proportional zum Quadrat der Wandströme und damit der Felder. Der Quotient aus longitudinaler Shuntimpedanz und spezifischem Leitwert des Wandmaterials ist damit eine reine Kenngröße der Geometrie. Da die gespeicherte Energie ebenfalls proportional zum Quadrat der Feldstärke ist, gilt dies auch für den Quotient aus longitudinaler Shuntimpedanz und Güte Q .

$$r_{\parallel}(\vec{r}) = \frac{R_{\parallel}(\vec{r})}{Q} \quad \text{mit} \quad Q = \omega \cdot \frac{W}{P_V} \quad (3.30)$$

Diese Kenngröße ist nur noch von der Geometrie und nicht mehr vom Wandmaterial abhängig.

In sehr kurzen Strukturen kann die Laufzeit der Teilchen gegenüber der Schwingungsperiode vernachlässigt werden. Für Moden ohne longitudinalen Nulldurchgang ist die Spannung U dann bei phasenrichtigem Einschub das Integral der longitudinalen E-Feld-Amplitude über die Bahn, der Laufzeitfaktor entfällt.

$$R'_{\parallel}(\vec{r}) = \frac{1}{P_v} \left(\int_0^L \hat{E}_z(\vec{r}, z) dz \right)^2 \quad (3.31)$$

Den Quotienten aus R_{\parallel} und R'_{\parallel} nennt man Laufzeitfaktor Λ (oder transit-time-factor TTF). Er kann aus der Moden-Geometrie berechnet werden.

$$\Lambda = \frac{\left| \int_0^L \hat{E}_z(\vec{r}, z) \cdot e^{i \frac{\omega_0}{v_z} z} dz \right|}{\left| \int_0^L \hat{E}_z(\vec{r}, z) dz \right|} = \sqrt{\frac{R_{\parallel}(\vec{r})}{R'_{\parallel}(\vec{r})}} \quad (3.32)$$

Der Laufzeitfaktor liegt zwischen null und eins und ist besonders groß, wenn die Phasengeschwindigkeit in der Kavität gleich der Teilchengeschwindigkeit ist.

Die Shuntimpedanz ist eine Größe, die sich, z.B. mit einer Störkörpermessung (siehe [4], [5]) relativ einfach messen läßt. Es ist daher sinnvoll, andere Größen wie den Verlustfaktor auf sie zurückzuführen.

Betrachtet man eine Ladung q , die mit $v \approx c_0$ eine leere Kavität durchquert, so hinterläßt sie gemäß Gleichung (3.13) und (3.26) in der Mode $\vec{E}_i(\vec{r}, z, t), \vec{B}_i(\vec{r}, z, t), \omega_i$ entlang der Trajektorie die Spannung

$$U(\vec{r}) = q \cdot w_{\parallel}^{[i]}(\vec{r}, \vec{r}, \Delta t) = 2 \cdot q \cdot k_{\parallel}^{[i]}(\vec{r}) \quad \text{mit} \quad \Delta t \xrightarrow{\Delta t > 0} 0. \quad (3.33)$$

Sie verliert dabei, gemäß Gleichung (3.8) die Energie

$$W = q^2 \cdot k_{\parallel}^{[i]}(\vec{r}), \quad (3.34)$$

die folglich die Mode anregt. Die gegebene Mode i hat, entlang der Trajektorie L , bei einer gespeicherten Energie W die Spannung U . Nach der Definition der Güte

$$Q = 2\pi \cdot \frac{W}{-\frac{dW}{dt}} = \omega \cdot \frac{W}{P_v} \quad (3.35)$$

kann die Shuntimpedanz (Gleichung (3.28)) auch mit der Spannung und der gespeicherten Energie ausgedrückt werden.

$$R_{\parallel}(\vec{r}) = \frac{U_{\parallel}^2(\vec{r}) \cdot Q}{\omega \cdot W} \quad (3.36)$$

Setzt man nun Gleichung (3.33) und (3.34) ein, ergibt sich für den longitudinalen Verlustfaktor der Mode i

$$k_{\parallel}^{[i]}(\vec{r}) = \frac{\omega}{4} \cdot \frac{R_{\parallel}(\vec{r})}{Q} = \frac{\omega}{4} \cdot r_{\parallel}(\vec{r}). \quad (3.37)$$

Die Gleichung macht bisher nur eine Aussage über den Energieverlust einer Ladung beim Durchqueren einer bis dahin feldfreien Kavität mit der Shuntimpedanz R_{\parallel} .

Das elektromagnetische Feld der Mode i in der Kavität verläuft nach der Ladungspassage zeitlich harmonisch mit der Eigenfrequenz ω_0 und der Phase φ .

Durchläuft eine zweite Ladung q mit hinreichend Abstand die Kavität, so addieren sich, aufgrund des Superpositionsprinzips die hinterlassenen Felder beider Ladungen vektoriell. Wenn die Phasendifferenz beider Ladungen gerade π beträgt, heben sich die Felder auf. Die Kavität ist nach der zweiten Ladung wieder feldfrei. Wegen der Energieerhaltung muß die zweite Ladung dabei die Energie W gewonnen haben. Die Gleichung (3.37) gilt also auch für die Beschleunigung einer Ladung beim Durchqueren einer von außen angeregten Kavität.

3.4 Transversale Shuntimpedanz

Die transversale Shuntimpedanz macht eine Aussage über die radiale Ablenkung eines Teilchens bei der Durchquerung einer Kavität. Die Definition

$$R_{\perp}(\vec{r}) = \frac{|\vec{U}_{\perp}(\vec{r})|^2}{P_V} \quad (3.38)$$

ist der Gleichung (3.27) für die longitudinale Shuntimpedanz sehr ähnlich. An die Stelle der longitudinalen Beschleunigungsspannung tritt hier die äquivalente Ablenkspannung

$$\vec{U}_{\perp}(\vec{r}) = \int_0^L \vec{E}_{\perp}(\vec{r}, z, t(z)) dz = \int_0^L \hat{E}_{\perp}(\vec{r}, z) \cdot e^{i \frac{\omega_0}{v_z} z} dz \quad (3.39)$$

entlang der Trajektorie.

Die Gleichung (3.30) kann direkt auf die transversale Shuntimpedanz übertragen werden.

$$r_{\perp}(\vec{r}) = \frac{R_{\perp}(\vec{r})}{Q} \quad (3.40)$$

Damit steht auch hier eine Kenngröße der Geometrie zur Verfügung.

Die transversale ist ebenso wie die longitudinale Shuntimpedanz ist eine Größe, die sich mit Störkörpermessungen (siehe [4], [5]) messen läßt. Aus diesen beiden Größen läßt sich das meßtechnisch nicht so einfach zugängliche transversale Wakepotential ableiten.

Hierzu geht man wieder davon aus, daß nach Abbildung 3.2 die Mode durch eine Ladung q_1 angeregt wird und eine nachfolgende Ladung q_2 von ihr abgelenkt wird. Nach der Gütedefinition (Gleichung (3.35)) kann die transversale Shuntimpedanz mit der Spannung und der gespeicherten Energie ausgedrückt werden.

$$R_{\perp}(\vec{r}) = \frac{U_{\perp}^2(\vec{r}) \cdot Q}{\omega \cdot W} \quad (3.41)$$

Ersetzt man die transversale Spannung durch Gleichung (3.14) und durch die erste Ladung hinterlassene Energie durch Gleichung (3.34), so erhält man

$$R_{\perp}(\vec{r}) = \frac{Q}{\omega} \cdot \frac{(\bar{w}_{\perp}(\vec{r}_2, \vec{r}_1, \Delta t))^2}{k_{\parallel}(\vec{r}_1)}. \quad (3.42)$$

Der longitudinale Verlustfaktor läßt sich nach Gleichung (3.37) durch die longitudinale Shuntimpedanz ausdrücken.

$$\bar{w}_{\perp}(\vec{r}_2, \vec{r}_1, \Delta t) = \frac{\omega}{2 \cdot Q} \cdot \sqrt{R_{\perp}(\vec{r}_2) \cdot R_{\parallel}(\vec{r}_1)} \quad (3.43)$$

3.5 Das Theorem von Panofsky-Wenzel

Neben der longitudinalen Impulsänderung der Teilchen treten in einem Beschleuniger auch transversale Impulsänderungen auf. In diesem Abschnitt wird ein Theorem hergeleitet, das es erlaubt, diese Impulsänderungen miteinander zu verknüpfen und damit die transversale Shuntimpedanz auf eine radiale Änderung der longitudinalen Shuntimpedanz zurückzuführen.

Ohne Beschränkung der Allgemeinheit wird ein kartesisches Koordinatensystem eingeführt, dessen z -Achse auf dem Geschwindigkeitsvektor v des Teilchens liegt. Die Geschwindigkeit des Teilchens soll auf der betrachteten Strecke nahezu konstant bleiben. Das Teilchen durchquert eine Kavität vom Anfang $z=0$ bis zum Ende $z=L$. Die dabei auftretende Impulsänderung ist durch das Integral der *Lorentz-Kraft* über die Zeit gegeben.

$$\Delta \vec{p} = \int_{T_0}^{T_1} \vec{F} dt = \int_0^L \left(\frac{dt}{dz} \vec{F} \right) dz = \int_0^L \frac{q}{v} (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) dz \quad (3.44)$$

Die Felder sollen nun durch das Vektorpotential A ausgedrückt werden. Das Vektorpotential im quellenfreien Fall mit *Coulomb*-Eichung steht mit dem E- und B-Feld folgendermaßen in Verbindung.

$$\vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{A}, \quad \vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} \quad (3.45)$$

Damit wird aus Gleichung (3.44):

$$\Delta \vec{p} = q \cdot \int_0^L \frac{1}{v} \left(\vec{v} \times (\vec{V} \times \vec{A}) - \frac{\partial}{\partial t} \vec{A} \right) dz \quad (3.46)$$

Für die x-Komponente gilt:

$$\Delta p_x = q \cdot \int_0^L \frac{1}{v} \left(\vec{v} \times (\vec{V} \times \vec{A}) \right)_x - \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} A_x dz \quad (3.47)$$

Schreibt man das doppelte Kreuzprodukt aus, ergibt sich:

$$\Delta p_x = q \cdot \int_0^L \frac{\partial}{\partial x} A_z dz - q \cdot \int_0^L \left(\frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \right) A_x dz \quad (3.48)$$

Um das zweite Integral zu vereinfachen, bildet man das totale Zeit-Differential des Vektorpotentials.

$$\frac{d\vec{A}}{dt} = \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + v_x \frac{\partial \vec{A}}{\partial x} + v_y \frac{\partial \vec{A}}{\partial y} + v_z \frac{\partial \vec{A}}{\partial z} \quad (3.49)$$

Für das betrachtete Teilchen ist $v_x=v_y=0$, man kann also schreiben:

$$\frac{1}{v_z} \frac{d}{dt} = \frac{1}{v_z} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \quad (3.50)$$

Damit vereinfacht sich die Gleichung (3.48) zu:

$$\Delta p_x = q \cdot \int_0^L \frac{\partial}{\partial x} A_z dz - q \cdot \int_0^L \frac{dt}{dz} \frac{d}{dt} A_x dz \quad (3.51)$$

Das zweite Integral wird zu einer einfachen Differenz.

Um auf das elektrische Feld zu kommen, leitet man gemäß der *Coulomb*-Eichung (3.45) die Gleichung (3.51) nach der Zeit ab.

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta p_x = -q \cdot \int_0^L \frac{\partial}{\partial x} E_z dz + q \cdot (E_x(L) - E_x(0)) \quad (3.52)$$

Die Orte $z=0$ und $z=L$ liegen am Rand oder außerhalb der Kavität. Da das E-Feld dort verschwindet, ist der zweite Term gleich Null. Zieht man die partielle Ableitung nach x vor das Integral, so ist das verbleibende Integral die effektiv durchlaufene Spannung V entlang des Weges L . Das Produkt mit der Ladung des Teilchens ist der Energiegewinn durch das longitudinale E-Feld entlang dieses Weges.

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta p_x = -\frac{\partial}{\partial x} q V_z \Big|_0^L = -\frac{\partial}{\partial x} \Delta W \Big|_0^L \quad (3.53)$$

Analoges kann ab Gleichung (3.47) auch für die Impulsänderung in y-Richtung abgeleitet werden.

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta p_y = -\frac{\partial}{\partial y} q V_{z|_0}^L = -\frac{\partial}{\partial y} \Delta W|_0^L \quad (3.54)$$

Die beiden Gleichungen können unter Verwendung des transversalen Nabla-Operators zusammengefaßt werden.

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta \vec{p}_\perp = -\vec{\nabla}_\perp \Delta W|_0^L \quad (3.55)$$

Die Gleichung (3.55) ist als das Theorem von *Panofsky-Wenzel* [6:976], [7:21] bekannt. Die zeitliche Änderung der transversale Impulsgewinns über die gesamte Trajektorie des Teilchens kann danach mit der transversalen Änderung des Energiegewinns ΔW durch das longitudinale E-Feld ausgedrückt werden. Als transversal ablenkende Moden kommen damit nur solche in Frage, die E_z -Felder, also eine longitudinale Shuntimpedanz haben, welche sich mit dem radialen Abstand ändert. Die TM-artigen Dipol-Moden haben diese Eigenschaft. Eine TE-Mode hat kein longitudinales E-Feld und daher auch keine transversal ablenkende Wirkung.

3.6 Zusammenhang longitudinaler und transversaler Größen

Das Theorem von *Panofsky-Wenzel* kann man nun auf die Testladung q_2 in Abbildung 3.2 anwenden um das transversale Wakepotential aus dem longitudinalen zu berechnen. Der Energiegewinn der Ladung entlang ihrer Trajektorie mit der Ablage \vec{r}_2 ist

$$\Delta W(\vec{r}_2, \vec{r}_1, \Delta t) = -q_1 \cdot q_2 \cdot w_\parallel(\vec{r}_2, \vec{r}_1, \Delta t). \quad (3.56)$$

Die transversale Impulsänderung ist

$$\Delta \vec{p}_\perp(\vec{r}_2, \vec{r}_1, \Delta t) = -\frac{q_1 \cdot q_2}{v} \cdot w_\perp(\vec{r}_2, \vec{r}_1, \Delta t) \quad (3.57)$$

Eingesetzt in Gleichung (3.55) ergibt sich

$$\frac{1}{v} \cdot \frac{\partial}{\partial \Delta t} w_\perp(\vec{r}_2, \vec{r}_1, \Delta t) = -\vec{\nabla}_{\perp r_2} w_\parallel(\vec{r}_2, \vec{r}_1, \Delta t). \quad (3.58)$$

Um auf das transversale Wakepotential zu kommen, integriert man noch über den Zeitverzug Δt . Bei $\Delta t = -\infty$ ist die Testladung vor der felderzeugenden Ladung und hat damit $\Delta p = 0$.

$$w_\perp(\vec{r}_2, \vec{r}_1, \Delta t) = -v \cdot \vec{\nabla}_{\perp r_2} \int_{-\infty}^{\Delta t} w_\parallel(\vec{r}_2, \vec{r}_1, t') dt' \quad (3.59)$$

Dieser Ausdruck gilt für beliebige, resonante oder nichtresonante Strukturen. Im Spezialfall einer resonanten Struktur, insbesondere einer Beschleunigungskavität, lassen sich noch weitergehende Aussagen machen. Das elektromagnetische Feld einer Mode einer Kavität und damit auch das daraus berechnete Wakepotential ändert sich mit der Zeit harmonisch periodisch. Für den Bereich hinter der anregenden Ladung kann man also schreiben

$$w_{\parallel}^{[i]}(\vec{r}_2, \vec{r}_1, t) = w_{\parallel}^{[i]}(\vec{r}_2, \vec{r}_1, t_0) \cdot \cos(\omega_i t) \quad \text{mit} \quad t_0 \xrightarrow{t_0 > 0} 0. \quad (3.60)$$

Das Integral aus Gleichung (3.59) ist damit elementar lösbar.

$$w_{\perp}^{[i]}(\vec{r}_2, \vec{r}_1, t) = \frac{v}{\omega_i} \cdot \sin(\omega_i t) \cdot \vec{\nabla}_{\perp r_2} w_{\parallel}^{[i]}(\vec{r}_2, \vec{r}_1, t_0) \quad \text{mit} \quad t_0 \xrightarrow{t_0 > 0} 0 \quad (3.61)$$

Für hochrelativistische Ladungen kann man mit Gleichung (3.26) auch schreiben

$$w_{\perp}^{[i]}(\vec{r}_2, \vec{r}_1, t) = 2 \cdot \frac{c_0}{\omega_i} \cdot \sin(\omega_i t) \cdot \vec{\nabla}_{\perp r_2} w_{\parallel}^{[i]}(\vec{r}_2, \vec{r}_1, 0). \quad (3.62)$$

Die ablenkende Wirkung einer Mode ist eine viertel Schwingungsperiode nach der Passage der anregenden Ladung maximal, da zu diesem Zeitpunkt das ablenkende Magnetfeld sein Maximum erreicht.

Abbildung 3.4 zeigt diesen Zusammenhang anhand eines kreiszylindrischen Hohlraumresonators. Sie stellt das longitudinale und transversale Wakepotential der TM_{010} -Monopolmode in einem SBLC-Einzeller mit den Maßen der zweiten Dämpferzelle dar. Die anregende Ladung hat dabei die Ablage r_1 und die Testladung die Ablage r_2 in Richtung des maximalen longitudinalen E-Feldes. Beim longitudinalen Wakepotential folgt die Testladung unmittelbar hinter der anregenden Ladung, beim transversalen eine viertel Schwingungsperiode danach. Der Sinus in Gleichung (3.62) ist damit gerade eins. Die Monopolmode hat auf der Achse ihr maximales longitudinales E-Feld und damit auch ihr maximales Wakepotential. Nach außen hin nimmt es ab. Für eine Testladung auf der Achse ist das transversale Wakepotential bei jeder Ablage der anregenden Ladung null. Die Monopolmode wirkt also auf der Achse nicht ablenkend. Für Testladungen abseits der Achse wirkt sie ablenkend. Die ablenkende Wirkung höherer Monopolmoden ist jedoch gering, da beide Ladungen hierzu eine nennenswerte Ablage haben müssen. In Abbildung 3.4.2 bewegt man sich dabei entlang der Hauptdiagonalen. Die Steigung ist hier gering.

Abbildung 3.5 zeigt den gleichen Zusammenhang für die TM_{110} -Dipolmode. Das E-Feld verschwindet auf der Achse. Ohne Ablage kann eine Ladung die Mode nicht anregen. Abseits der Achse kann sie angeregt werden. Die TM_{110} -Mode wirkt dann auch auf nachfolgende Ladungen ablenkend, die den Resonator auf der Achse passieren. Diese Ladung regt dannach ihrerseits die Dipolmode weiter an. Der Effekt kann sich immer weiter verstärken, bis der Strahl durch die damit verbundene Emittanzerhöhung unbrauchbar wird oder gar auf die Wand trifft. Man bezeichnet diesen Effekt als kumulativen *Beam Blowup*. Der Anstieg entlang der Hauptdiagonalen ist steiler als bei der Monopolmode.

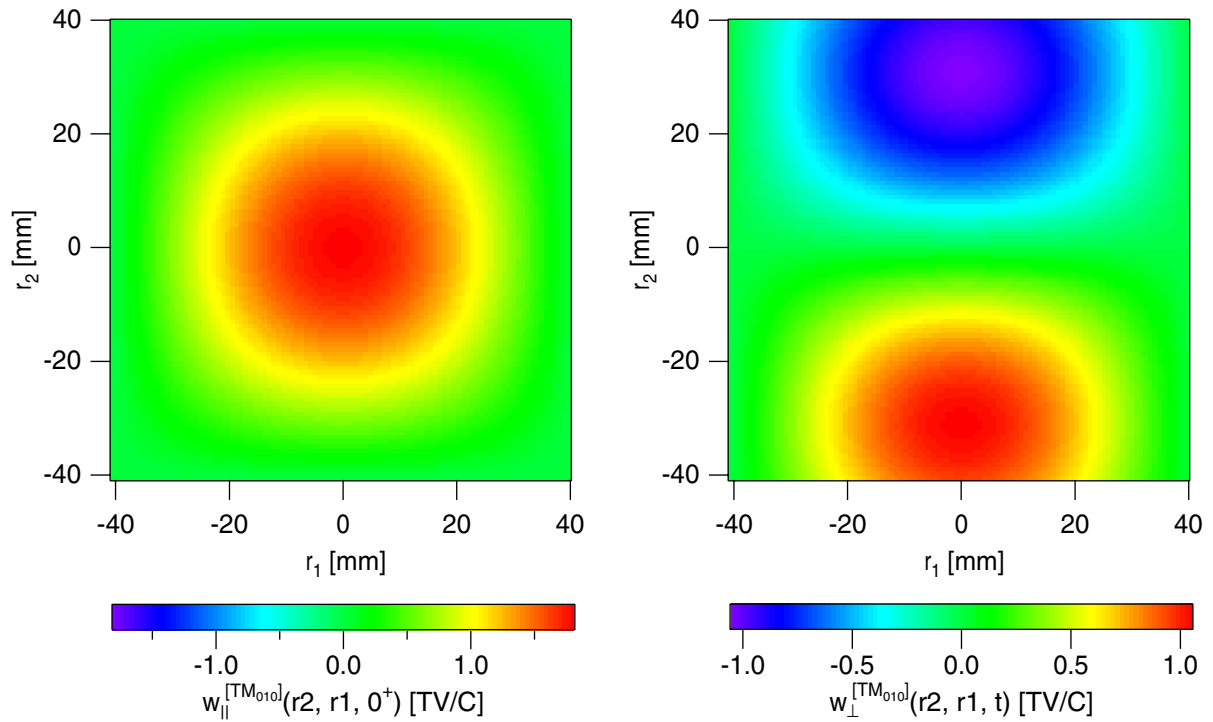


Abbildung 3.4: longitudinales und transversales Wakepotential der TM_{010} -Mode in einem SBLC-Einzeller

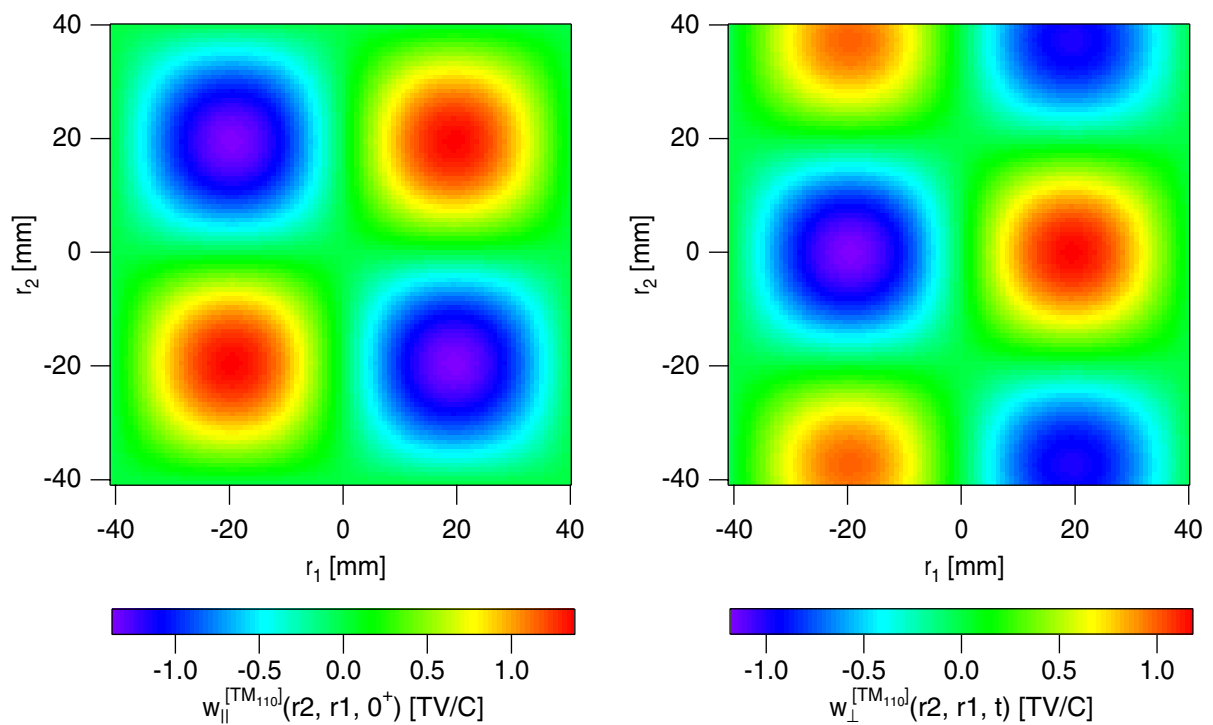


Abbildung 3.5: longitudinales und transversales Wakepotential der TM_{110} -Mode in einem SBLC-Einzeller

Auch für die Shuntimpedanz läßt sich ein Zusammenhang zwischen longitudinaler und transversaler Größe herstellen. Für den Fall gleicher Ablagen und einer viertel Schwingungsperiode Abstand ergibt sich nach Gleichung (3.8), (3.13) und (3.26) für die Brems- und Ablenkspannungen

$$\vec{U}_2^\perp(\vec{r}) = \frac{c_0}{\omega_i} \cdot \vec{V}_\perp U_1^\parallel(\vec{r}). \quad (3.63)$$

Nach den Definitionen der longitudinalen und transversalen Shuntimpedanz gemäß Gleichung (3.27) und (3.38) kann damit ein Zusammenhang zwischen diesen Größen hergestellt werden.

$$R_\perp(\vec{r}) = \left(\frac{c_0}{\omega_i} \cdot \vec{V}_\perp \sqrt{R_\parallel(\vec{r})} \right)^2 \quad (3.64)$$

Der Zusammenhang ist in Abbildung 3.6 für einen kreiszylindrischen Hohlraumresonator dargestellt. Die Verläufe der longitudinalen Shuntimpedanzen entsprechen, gemäß

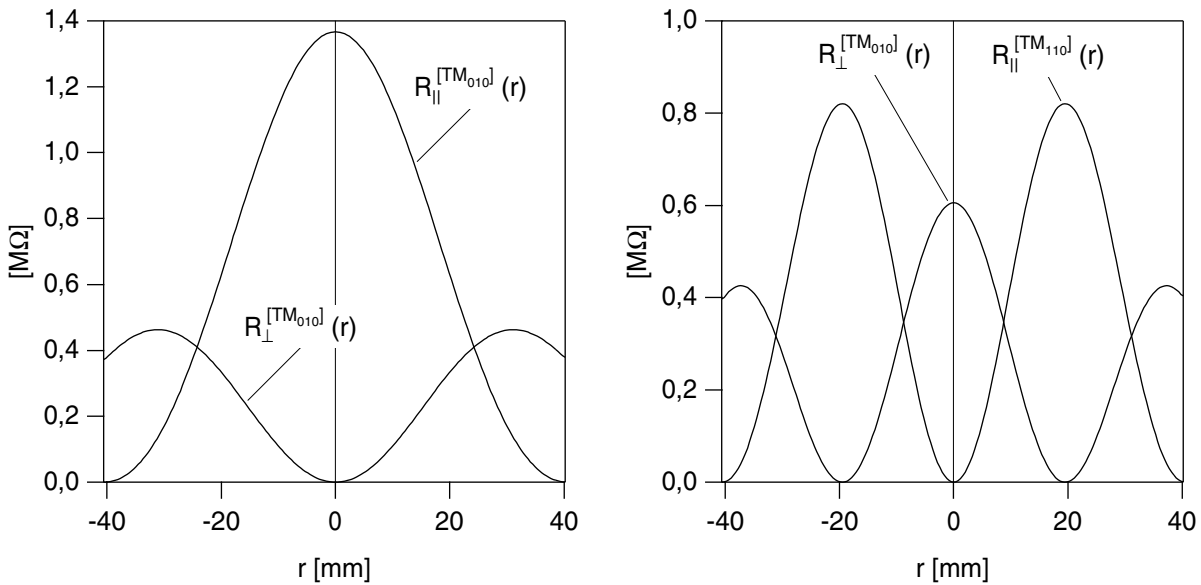


Abbildung 3.6: longitudinale und transversale Shuntimpedanz der TM_{010} - und TM_{110} -Mode in einem SBLC-Einzeller

Gleichung (3.26) und (3.37) bis auf einen Proportionalitätsfaktor dem longitudinalen Wakepotentialen entlang der Hauptdiagonalen in den Abbildungen 3.4.1 und 3.5.1. Die Shuntimpedanzen machen eine Aussage über die Beschleunigungs- und Ablenkspannung bei fester, eingespeister Leistung. In diesem Fall werden Teilchen abseits der Achse auch von der Monopolmode abgelenkt. Die transversale Shuntimpedanz der Dipolmode hat auf der Achse ihr Maximum.

4 Ersatzkreise

Der zeitliche Verlauf des elektromagnetischen Feldes in einer Beschleunigungskavität ist durch ein Randwertproblem der *Maxwell*-Gleichungen vollständig beschrieben. Bei einigen einfachen Geometrien, wie zum Beispiel Kugel, Ellipsoid, Kreiszyylinder oder Quader ist im verlustlosen Fall eine analytische Berechnung der Eigenmoden möglich. Bei komplizierteren Geometrien ist man auf die numerische Lösung des Randwertproblems angewiesen. Einzelresonatoren oder kurze Resonatorketten lassen sich auf diese Weise recht genau berechnen. Der Rechenzeit- und Speicherbedarf hierfür steigt jedoch, bei gleichbleibender Ortsauflösung, quadratisch bis kubisch mit dem Volumen, und damit der Zellenzahl. Auch steigen die Quantisierungsfehler mit dem Volumen an. Eine Erhöhung der Rechengenauigkeit ist mit heutigen Prozessorarchitekturen nur beschränkt möglich. Längere Zahlenformate, die nicht in Hardware realisiert sind, erfordern ein vielfaches an Rechenzeit. Wenn die Ketten sehr lang werden, wie im Fall der 187-zelligen SBLC-Struktur, scheitert die numerische Berechnung an der beschränkten Rechenleistung und Speicherkapazität der heutigen Computer. Zusätzliche An- oder Einbauten, die die Rotationssymmetrie der Struktur brechen, machen eine drei- statt zweidimensionale Berechnung nötig und verschärfen damit das Problem erheblich. Die Berechnung einer Beschleunigerstruktur mit vollständig modellierten HOM-Dämpfern scheitert schon bei wenigen Zellen.

In vielen Fällen ist es aber nicht nötig, das dreidimensionale Randwertproblem für das gesamte Volumen zu lösen. Der zeitliche Verlauf des elektromagnetischen Feldes in einem Einzelresonator wird für jede Eigenmode durch das Produkt aus einer Ortsabhängigkeit und einer Zeitabhängigkeit der Felder beschrieben. Im verlustlosen Fall ist die Zeitabhängigkeit harmonisch periodisch.

$$\vec{E}(\mathbf{r}, \varphi, z, t) = \vec{E}(\mathbf{r}, \varphi, z) \cdot e^{i\omega_0 t} \cdot e^{i\varphi_0} = \vec{E}(\mathbf{r}, \varphi, z) \cdot e^{i(\omega_0 t + \varphi_0)} \quad (4.1.1)$$

$$\vec{H}(\mathbf{r}, \varphi, z, t) = \vec{H}(\mathbf{r}, \varphi, z) \cdot e^{i\omega_0 t} \cdot e^{i(\varphi_0 + \pi)} = \vec{H}(\mathbf{r}, \varphi, z) \cdot e^{i(\omega_0 t + \varphi_0 + \pi)} \quad (4.1.2)$$

Bei einem verlustbehafteter Resonator klingt die Schwingung nach einer Anregung exponentiell mit einer Zeitkonstante δ ab und die Schwingfrequenz ω_v ist gegenüber der Eigenfrequenz ω_0 im verlustlosen Fall etwas verringert. Die Felder sind etwas modifiziert und die Phasenverschiebung ist nicht mehr genau π , da der *Poynting*-Vektor zur verlustbehafteten Wand hin zeigen muß.

$$\vec{E}(\mathbf{r}, \varphi, z, t) = \vec{E}_v(\mathbf{r}, \varphi, z) \cdot e^{i(\omega_v t + \varphi_{0,E})} \cdot e^{-\delta t} = \vec{E}_v(\mathbf{r}, \varphi, z) \cdot e^{i(\bar{\omega} t + \varphi_{0,E})} \quad (4.2.1)$$

$$\vec{H}(\mathbf{r}, \varphi, z, t) = \vec{H}_v(\mathbf{r}, \varphi, z) \cdot e^{i(\omega_v t + \varphi_{0,H})} \cdot e^{-\delta t} = \vec{H}_v(\mathbf{r}, \varphi, z) \cdot e^{i(\bar{\omega} t + \varphi_{0,H})} \quad (4.2.2)$$

$$\text{mit } \bar{\omega} = \sqrt{\omega_0^2 - \left(\frac{\omega_0}{2Q_0}\right)^2} + i \cdot \frac{\omega_0}{2Q_0} \quad (4.2.3)$$

Wenn die Verluste klein sind, bleiben die Ortsabhängigkeit der Felder, die Schwingfrequenz und die Phasenverschiebung nahezu erhalten.

$$\vec{H}_v \approx \vec{H}, \quad \vec{E}_v \approx \vec{E}, \quad \omega_v \approx \omega_0, \quad \varphi_{0,H} \approx \varphi_{0,E} + \pi \quad (4.3)$$

Auch bei der Kopplung eines Resonators mit weiteren Resonatoren oder anderen Komponenten über kleine Koppellöcher, wie zum Beispiel Irisblenden oder Koppelschlitze ändert sich die Ortsabhängigkeit oft nur geringfügig. Solange diese Änderung klein ist, braucht sie auch in der Berechnung der Parameter des gekoppelten Systems nicht berücksichtigt werden. In diesen Fall kann das vierdimensionale Problem auf ein eindimensionales reduziert werden. Ein gängiges Verfahren zur Darstellung des eindimensionalen Problems sind die Ersatzkreise. Der Einzelresonator wird hierbei durch einen Schwingkreis aus idealen konzentrierten elektrischen Bauteilen ersetzt.

4.1 Verlustbehafteter Einzelresonator

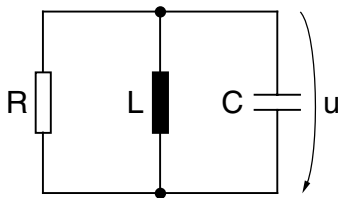


Abbildung 4.1: RLC-Parallelschwingkreis

Ein RLC-Parallelschwingkreis, wie in Abbildung 4.1 oder ein RLC-Serienschwingkreis sind zur Beschreibung des verlustbehafteten Einzelresonators gleichermaßen geeignet. Der Parallelschwingkreis läßt aber zusätzlich noch eine anschauliche Interpretation des Kondensators und des Widerstandes zu. Daher wird er in diesem Abschnitt als Ersatzkreis herangezogen.

Die Impulsantwort des RLC-Parallelschwingkreises in

Abbildung 4.1 ist

$$u(t) = \hat{U} \cdot e^{i(\bar{\omega}t + \varphi_0)} \quad (4.4)$$

mit der komplexen Kreisfrequenz aus Gleichung (4.2.3). Die Eigenkreisfrequenz ω_0 , die Güte Q_0 und die gespeicherte Energie W sind dabei

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}}, \quad (4.5)$$

$$Q_0 = \omega_0 \cdot \frac{W}{P_v} = \omega_0 \cdot R \cdot C \quad \text{und} \quad (4.6)$$

$$W = \frac{C}{2} \cdot \hat{U}^2. \quad (4.7)$$

Die Startphase φ_0 kann vorgegeben werden, indem eine Teil der Startamplitude als Kondensatorspannung und ein Teil als Spulenstrom vorgegeben wird. In Simulationsprogrammen, wie Spice {1} kann dies durch geschaltete Spannungs- und Stromquellen geschehen.

Der Parallelkreis soll, im Rahmen dieser Arbeit dazu dienen, das Zeitverhalten nach der Anregung durch die Passage einer Ladung zu beschreiben. Daher wird die Spannung \hat{U} als die Spannung interpretiert, die eine Ladung hinter sich, entlang ihrer Trajektorie induziert. Diese Spannung kann nach Gleichung (3.13) aus dem longitudinalen Wakepotential berechnet werden.

$$\hat{U} = U_{\parallel}(\vec{r}, \vec{r}, \Delta t) = -q \cdot w_{\parallel}(\vec{r}, \vec{r}, \Delta t) \quad \text{mit} \quad \Delta t \xrightarrow{\Delta t > 0} 0 \quad (4.8)$$

Der Ersatzkreis soll das Zeitverhalten des Einzelresonators widerspiegeln. Er muß hierzu die gleiche Eigenfrequenz und die gleiche Güte haben. Außerdem soll er nach einer Anregung die gleiche Energie gespeichert haben wie der Einzelresonator nach der Passage einer Ladung. Mit diesen Vorgaben ist der Parallelschwingkreis mit seinen drei freien Parametern vollständig bestimmt.

Mit der Startphase $\varphi_0=0$ gibt die Momentanspannung u den Verlauf des Wakepotentials für eine Folgeladung mit gleicher Trajektorie im Einzelresonator wieder.

$$w_{\parallel}(\vec{r}, \vec{r}, t) = -\frac{u(t)}{q_2} \quad (4.9)$$

Die Momentanspannung u ist auch proportional zu den Momentanwerten des elektromagnetischen Feldes in Gleichung (4.2.1) und (4.2.2). Die Startphase φ_0 wird in diesem Fall benötigt, um die Retardierung zu berücksichtigen. Die Startphase φ_0 ist daher von der Wahl des Ursprungs ($t=0$ bzw. $z=0$) abhängig. Für das E-Feld gibt Gleichung (3.29) die Startphase an. Im Falle des H-Feldes muß zusätzlich dessen Phasenverschiebung ($\approx \pi$) berücksichtigt werden.

Die Spannung \hat{U} kann nach Gleichung (3.26) auch mit dem longitudinalen Verlustfaktor ausgedrückt werden. Nach (4.7) ist im Kondensator dann die Energie

$$W = \frac{C}{2} \cdot \hat{U}^2 = 2C \cdot q^2 \cdot (k_{\parallel}^{[i]}(\vec{r}))^2 \quad (4.10)$$

gespeichert. Aus Gleichung (3.8) ergibt sich die Energie, die die Ladung entlang ihrer Trajektorie verliert.

$$W = q^2 \cdot k_{\parallel}^{[i]}(\vec{r}) \quad (4.11)$$

In Gleichung (4.10) eingesetzt folgt daraus die Dimensionierungsvorschrift für den Kondensator

$$C = \frac{1}{2k_{\parallel}^{[i]}(\vec{r})} \quad (4.12)$$

Der Kondensator hat damit eine anschauliche Bedeutung bekommen. Wenn man eine Ladung q von der einen Kondensatorplatte auf die andere bewegt, lädt sich dadurch der Kondensator auf die Spannung

$$\hat{U} = 2q k_{\parallel}^{[1]}(\vec{r}) = \frac{q}{C} \quad (4.13)$$

auf. Setzt man Gleichung (3.8) und (3.13) in (4.7) ein

$$q \cdot U_{\parallel} = W = \frac{C}{2} \cdot \hat{U}^2 = \frac{q}{2} \cdot \hat{U} \quad (4.14)$$

zeigt sich, daß die Ladung eine Bremsspannung von

$$U_{\parallel} = \frac{\hat{U}}{2} \quad (4.15)$$

erfahren hat. Das *Fundamental Theorem of Beam Loading* nach (3.26) spiegelt sich also auch im Ersatzkreis wieder.

Für die Spule liefert Gleichung (4.5) die Dimensionierungsvorschrift

$$L = \frac{1}{\omega_0^2 \cdot C} \quad (4.16)$$

und für den Widerstand ergibt Gleichung (4.6)

$$R = \frac{Q_0}{\omega_0 \cdot C}. \quad (4.17)$$

Mit Gleichung (4.12) und (3.37) kann man diesen Widerstandswert auch mit der longitudinalen Shuntimpedanz ausdrücken.

$$R = \frac{2Q_0 k_{\parallel}^{[1]}(\vec{r})}{\omega_0} = \frac{R_{\parallel}(\vec{r})}{2} \quad (4.18)$$

Bis auf den Faktor zwei ist der Widerstand also die Shuntimpedanz des verlustbehafteten Einzelresonators.

4.2 Monopolmode im verlustbehafteten Einzelresonator

Die übliche Dimensionierung des Schwingkreises ist, bedingt durch Gleichung (4.12) von der Strahlage abhängig. Dies ist für die meisten Anwendungen kein Nachteil, für die Beschreibung eines Strahllagemonitors jedoch sehr störend. Um dieses Problem zu vermeiden, wurde für diese Arbeit nach einer anderen Möglichkeit gesucht.

Eine mögliche Lösung besteht darin, den Ersatzkreis *a priori* nach einer bestimmten Trajektorie dimensioniert. Die Widerstand R , die Induktivität L und die Kapazität C bleiben damit konstant. Damit die gespeicherte Energie W im Modell noch für jede Ablage mit der Kavität übereinstimmt, muß die Startamplitude \hat{U} gegenüber Gleichung (4.13) entsprechend angepaßt werden.

Für Monopolmoden wird nach Trajektorie $\vec{r} = \vec{0}$ dimensioniert. Als neue Dimensionierungsvorschrift für den Kondensator ergibt sich dann

$$C = \frac{1}{2k_{\parallel}^{[i]}(\vec{0})}. \quad (4.19)$$

Die Dimensionierung der Spule und des Widerstandes erfolgt unverändert nach Gleichung (4.16) und (4.17). Der Widerstand entspricht dabei der halben longitudinalen Shuntimpedanz auf der Achse.

$$R = \frac{R_{\parallel}(\vec{0})}{2} \quad (4.20)$$

Die gespeicherte Energie im Schwingkreis soll, trotz dieser Änderung, gemäß Gleichung (4.11) dem Energieverlust einer Ladung mit Ablage \vec{r} entsprechen. Dazu muß die Spannung nach Gleichung (4.7)

$$\hat{U}_r(\vec{r}) = q \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot k_{\parallel}^{[i]}(\vec{r})}{C}} \quad (4.21)$$

betragen. Mit Gleichung (4.19) ergibt sich für die erforderliche Spannung

$$\hat{U}_r(\vec{r}) = \sqrt{\frac{k_{\parallel}^{[i]}(\vec{r})}{k_{\parallel}^{[i]}(\vec{0})}} \cdot \frac{q}{C}. \quad (4.22)$$

Diese Gleichung ersetzt in diesem Fall Gleichung (4.13). Damit entspricht die gespeicherte Energie dem Energieverlust einer Ladung mit Ablage \vec{r} . Da der Ersatzkreis jedoch nach Gleichung (4.19) dimensioniert ist, sind die Spannungen auf die Trajektorie bei $\vec{r} = \vec{0}$ bezogen. Die Gleichung (4.8) ist daher durch

$$\hat{U}_r = U_{\parallel}(\vec{0}, \vec{r}, \Delta t) = -q_1 \cdot w_{\parallel}(\vec{0}, \vec{r}, \Delta t) \quad \text{mit} \quad \Delta t \xrightarrow{\Delta t > 0} 0 \quad (4.23)$$

zu ersetzen und die Gleichung (4.9) ergibt mit

$$w_{\parallel}(\vec{0}, \vec{r}, t) = -\frac{u_r(t)}{q_2} \quad (4.24)$$

das longitudinale Wakepotential für eine Ladung q_2 auf der Trajektorie bei $\vec{r} = \vec{0}$, bei Anregung durch eine Ladung q_1 mit Ablage \vec{r} . Die Momentanspannung u_r ist auch hier proportional zu den Momentanwerten des elektromagnetischen Feldes in Gleichung (4.2.1) und (4.2.2). Der Proportionalitätsfaktor ist jedoch unabhängig von der Ablage.

Den longitudinalen Verlustfaktor kann man nach Gleichung (3.36) und (3.37) durch die Spannung U_L entlang der Trajektorie bei gegebener gespeicherter Energie W_i ausdrücken.

$$k_{\parallel}^{[i]}(\vec{r}) = \frac{U_L^2(\vec{r})}{W_i} \quad (4.25)$$

Bei Monopolmoden ist der longitudinale Verlustfaktor nur von der radialen, nicht von der azimutalen Koordinate der Ablage abhängig. Im kreiszylindrischen Hohlraumresonator mit Radius R ergibt sich aus Gleichung (A.5) für eine TM_{0np} -Mode, daß die Spannung U_L zum Quadrat der nullten Besselfunktion der Ablage proportional ist. Für die erforderliche Anregungsspannung in Gleichung (4.22) ergibt sich

$$\hat{U}_r(\vec{r}) = J_0\left(\frac{x_{0n}}{R} r\right) \cdot \frac{q}{C}. \quad (4.26)$$

Für den im Rahmen dieser Arbeit beschriebenen Strahlageremonitor interessiert besonders der achsnahe Bereich. Die nullte Besselfunktion läßt sich mit der folgenden Reihe [8:441] darstellen.

$$J_0(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n! \cdot n! \cdot 2^{2n}} \cdot x^{2n} = 1 - \frac{1}{4} \cdot x^2 + \frac{1}{64} \cdot x^4 - \frac{1}{2304} \cdot x^6 + O(x^8) \quad (4.27)$$

In Achsnähe ist sie nahezu konstant eins. Für kleine Ablagen kann die Besselfunktion in Gleichung (4.26) einfach weggelassen werden. Bei einer Ablage von 8,3 % des Radius beträgt der Fehler bei der TM_{01p} -Mode weniger als 1 % der Spannung. Im Fall der SBLC-Struktur ist das eine Ablage von 3,3 mm.

4.3 Dipolmode im verlustbehafteten Einzelresonator

Im Fall einer Dipolmode ist der longitudinale Verlustfaktor auf der Achse null. Die Gleichung (4.19) ist also ungeeignet, den freien Parameter festzulegen. Die transversale Shuntimpedanz ist im allgemeinen auf der Achse ungleich null. Man kann sie daher, analog zu Gleichung (4.20), zur Festlegung heranziehen.

$$R = \frac{R_{\perp}(\vec{0})}{2} \quad (4.28)$$

Die Spule und der Kondensator werden nach Gleichung (4.16) und (4.17) dimensioniert. Mit Gleichung (3.64) kann der Kondensator auch durch den longitudinalen Verlustfaktor ausgedrückt werden.

$$C = \frac{\omega_0^2}{2c_0^2 \left(\frac{\partial k_{\parallel}^{[i]}}{\partial r}(\vec{0}) \right)^2} \quad (4.29)$$

Die gespeicherte Energie im Schwingkreis soll auch hier gemäß Gleichung (4.11) dem Energieverlust einer Ladung mit Ablage \vec{r} entsprechen. Daraus folgt die erforderliche Anregungsspannung

$$\hat{U}_r(\vec{r}) = \sqrt{\frac{k_{\parallel}^{[i]}(\vec{r}) \cdot \omega_0^2}{c_0^2 \left(\frac{\partial k_{\parallel}^{[i]}}{\partial r}(\vec{0}) \right)^2}} \cdot \frac{q}{C}. \quad (4.30)$$

Für eine TM_{1np} -Mode in einem kreiszylindrischen Hohlraumresonator folgt daraus, mit Hilfe der Gleichung (A.5) der einfache Zusammenhang

$$\hat{U}_r(\vec{r}) = 2 \cdot J_1\left(\frac{x_{1n}}{R} r\right) \cdot \cos \varphi \cdot \frac{q}{C}. \quad (4.31)$$

Bei der für diese Arbeit wichtige TM_{110} -Mode ist der Kondensator durch

$$C = \frac{2}{c_1} \quad \text{mit} \quad c_1 = \frac{2 \cdot v_z^2 \cdot \left(1 - \cos\left(\frac{\omega_0}{v_z} \cdot L\right) \right)}{\epsilon_0 \pi \omega_0^2 L R^2 \cdot J_0^2(x_{11})} \quad (4.32)$$

gegeben. Hierbei ist c_1 der konstante Faktor aus Gleichung (A.40). L ist die Länge, R der Radius des Resonators und v_z ist die Teichengeschwindigkeit.

Für den Strahlgenomitor interessiert wieder besonders der achsnahe Bereich. Die erste Besselfunktion lässt sich mit der Reihe [8:441]

$$J_1(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{n!(n+1)! \cdot 2^{2n+1}} \cdot x^{2n+1} = \frac{1}{2} \cdot x - \frac{1}{16} \cdot x^3 + \frac{1}{384} \cdot x^5 - \frac{1}{18432} \cdot x^7 + O(x^9) \quad (4.33)$$

darstellen. Für kleine Ablagen ist der lineare Term ausreichend. Bei einer Ablage von 7,4 % des Radius beträgt der Fehler bei der TM_{11p} -Mode weniger als 1 % der Spannung. Im Fall der SBLC-Struktur ist das eine Ablage von 3 mm.

Aus Gleichung (4.31) wird damit

$$\hat{U}_r(\vec{r}) = k_{w\perp} r \cdot \cos \varphi \cdot \frac{q}{C} \quad \text{mit} \quad k_{w\perp} = \frac{x_{1n}}{R}. \quad (4.34)$$

$k_{w\perp}$ ist die transversale Wellenzahl der Mode. Im Fall einer TM_{1n0} -Mode ist sie gleich der Wellenzahl

$$k_w = \frac{\omega_0}{c_0}. \quad (4.35)$$

4.4 Gekoppelte Resonatoren

Bisher war nur von Einzelresonatoren die Rede. Die Beschleunigerstrukturen bestehen jedoch im allgemeinen aus Ketten von Resonatoren, die über Irisblenden oder Koppelschlitze miteinander gekoppelt sind. Abbildung 4.2 zeigt eine gekoppelte Schwingkreis-kette als Ersatzschaltbild für eine mehrzellige Beschleunigerstruktur.

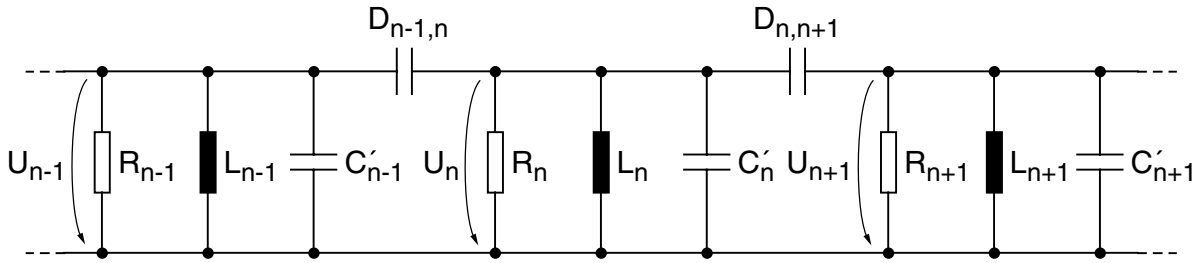


Abbildung 4.2: Ersatzkreis für gekoppelte Resonatoren

Reduziert man die Kapazität der Schwingkreiskondensatoren der Zellen

$$C'_n = C_n - D_{n-1,n} - D_{n,n+1} \quad (4.36)$$

gegenüber dem Kondensator C_n aus Abbildung 4.1 um die Koppelkondensatoren $D_{n-1,n}$ und $D_{n,n+1}$, so ergibt sich die für den Strom an dem Knotenpunkt

$$\left(\frac{1}{R_n} + \frac{1}{i\omega L_n} + i\omega C_n \right) \cdot U_n = i\omega D_{n-1,n} \cdot U_{n-1} + i\omega D_{n,n+1} \cdot U_{n+1}. \quad (4.37)$$

Die linke Seite ist der Strom der Schwingkreiselemente und die Terme rechte Seite sind die Koppelströme zu den Nachbarzellen. Mit der Resonanzkreisfrequenz ω_{0n} nach Gleichung (4.5) und der Güte Q_n nach Gleichung (4.6) kann man auch

$$i\omega C_n \cdot \left(1 - \frac{\omega_{0n}^2}{\omega^2} - \frac{i}{Q_n} \frac{\omega_{0n}}{\omega} \right) \cdot U_n = i\omega D_{n-1,n} \cdot U_{n-1} + i\omega D_{n,n+1} \cdot U_{n+1} \quad (4.38)$$

schreiben. Mit der Substitution

$$X_n := \sqrt{C_n} \cdot U_n \quad (4.39)$$

ergibt sich ein lineares Gleichungssystem mit dimensionslosen Koeffizienten.

$$\left(1 - \frac{\omega_{0n}^2}{\omega^2} - \frac{i}{Q_n} \frac{\omega_{0n}}{\omega}\right) \cdot X_n = \frac{D_{n-1,n}}{\sqrt{C_{n-1} \cdot C_n}} \cdot X_{n-1} + \frac{D_{n,n+1}}{\sqrt{C_n \cdot C_{n+1}}} \cdot X_{n+1} \quad (4.40)$$

Zur weiteren Vereinfachung kann man die Koppelkoeffizienten durch die Substitution

$$K_{m,n} := \frac{2 \cdot D_{m,n}}{\sqrt{C_m \cdot C_n}} \quad (4.41)$$

abkürzen.

$$\left(1 - \frac{\omega_{0n}^2}{\omega^2} - \frac{i}{Q_n} \frac{\omega_{0n}}{\omega}\right) \cdot X_n = \frac{K_{n-1,n}}{2} \cdot X_{n-1} + \frac{K_{n,n+1}}{2} \cdot X_{n+1} \quad (4.42)$$

Dieser Koppelfaktor K geht für kleine Koppelkondensatoren ($D \ll C$) bei gleichen Zellen gegen die relative Bandbreite der Paßbandes.

$$2 \cdot \frac{\omega_{00} - \omega_{0\pi}}{\omega_{00} + \omega_{0\pi}} = \frac{4 \cdot D}{C + \sqrt{C^2 + 4 \cdot D^2}} \approx \frac{2 \cdot D}{C} = K \quad (4.43)$$

Dabei ist ω_{00} die Resonanzkreisfrequenz der Nullmode und $\omega_{0\pi}$ die der π -Mode. Gleichung (4.42) beschreibt eine unendliche Resonatorkette. Um eine endliche Beschleunigerstruktur mit den Resonatoren 1...N zu beschreiben benötigt man noch entsprechende Randbedingungen. Der elektrische Abschluß der Resonatorkette ist experimentell besonders einfach zu realisieren. Die elektrische Spiegelebene in der Iris bzw. den Koppelschlitz am Anfang der ersten und Ende der letzten Zelle kann im Ersatzkreis durch jeweils eine weitere Zelle ersetzt werden, in der per Definition die Spannung mit der abzuschließenden Zelle identisch ist.

$$X_0 = X_1, \quad X_{N+1} = X_N \quad (4.44)$$

Für magnetische Randbedingungen gilt

$$X_0 = -X_1, \quad X_{N+1} = -X_N \quad (4.45)$$

Das Gleichungssystem (4.42) mit den Randbedingungen (4.44) ist im allgemeinen Fall nicht geschlossen lösbar. Für einzelne Spezialfälle sind aber Lösungen möglich.

4.4.1 Gekoppelte gleiche Resonatoren

Im Falle gleicher Resonatoren mit gleichen Kopplungen wird das Gleichungssystem zu

$$\frac{2}{K} \left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} + \frac{i}{Q_0} \frac{\omega_0}{\omega} \right) \cdot X_n = -X_{n-1} + \frac{2}{K} \cdot X_n - X_{n+1} \quad (4.46)$$

Um etwas über das Spektrum zu erfahren, kann man das Gleichungssystem als Eigenwertgleichung

$$\alpha_m \cdot \vec{X}_m = \mathbf{K} \vec{X}_m \quad (4.47)$$

schreiben. Hierbei ist

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} \frac{2}{K} \mp 1 & -1 & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ -1 & \frac{2}{K} & -1 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & \frac{2}{K} & \dots & 0 & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & \frac{2}{K} & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \dots & -1 & \frac{2}{K} & -1 \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & -1 & \frac{2}{K} \mp 1 \end{pmatrix} \quad (4.48)$$

die Koppelmatrix in Form einer Tridiagonalmatrix. Der m-te Eigenvektor

$$\vec{X}_m = \begin{pmatrix} X_1 \\ \vdots \\ X_N \end{pmatrix} \quad (4.49)$$

ergibt Amplitudenverteilung der m-ten Mode und aus dem Eigenwert

$$\alpha_m = \frac{2}{K} \left(\frac{\omega_0^2}{\omega^2} + \frac{i}{Q} \frac{\omega_0}{\omega} \right) \quad (4.50)$$

kann die zugehörige komplexe Kreisfrequenz berechnet werden. Die Koppelmatrix \mathbf{K} ist eine hermitesche Abbildung in einem unitären Vektorraum. Sie hat damit eine orthonormale Basis aus N Eigenvektoren und rein reelle Eigenwerte. Für metallische Randbedingungen ergibt sich (gemäß Anhang B) ein vollständiges Orthonormalsystem aus den Eigenvektoren

$$\vec{X}_m = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{1}{2} \cdot \frac{m \cdot \pi}{N}\right) \\ \cos\left(\frac{3}{2} \cdot \frac{m \cdot \pi}{N}\right) \\ \vdots \\ \cos\left(\left(N - \frac{3}{2}\right) \cdot \frac{m \cdot \pi}{N}\right) \\ \cos\left(\left(N - \frac{1}{2}\right) \cdot \frac{m \cdot \pi}{N}\right) \end{pmatrix} \cdot \begin{cases} \frac{1}{N} & \text{für } m = 0 \\ \frac{2}{N} & \text{für } m = 1, 2, \dots, N-1 \end{cases} \quad (4.51)$$

mit den Eigenwerten

$$\alpha_m = \frac{2}{K} - 2 \cos \frac{m \cdot \pi}{N}. \quad (4.52)$$

Aus den Eigenwerten ergeben sich, durch einsetzen in Gleichung (4.50) die komplexen Eigenkreisfrequenzen

$$\omega_m = \frac{\omega_0}{\pm \sqrt{1 - K \cdot \cos \frac{m \cdot \pi}{N} - \frac{1}{4 \cdot Q_0^2} - i \frac{1}{2 \cdot Q_0}}}. \quad (4.53)$$

Die Eigenkreisfrequenzpaare liegen auf der $-i$ -Halbebene der komplexen Frequenzen symmetrisch zur imaginären Achse. Sie beschreiben daher, wie erwartet, gedämpfte Schwingungen. Bei verlustlosen Resonatorketten, also bei $R \rightarrow \infty$ oder $Q_0 \rightarrow \infty$, werden die Eigenkreisfrequenzen reell.

$$\omega_m = \pm \frac{\omega_0}{\sqrt{1 - K \cdot \cos \frac{m \cdot \pi}{N}}} \quad \text{für } Q_0 \rightarrow \infty \quad (4.54)$$

Die Eigenvektoren aus Gleichung (4.51) bleiben erhalten.

4.4.2 Resonatorkette mit Frequenzvariation

Beschleunigerstrukturen bestehen im allgemeinen nicht aus Ketten gleicher Resonatoren. Die Beschleunigungsmoden soll für $v \approx c_0$ einen konstanten Phasenvorschub von Zelle zu Zelle haben. Bei den höheren Moden führt eine kohärente Wirkung über viele Zellen hinweg jedoch zu einer Beeinträchtigung der Strahlqualität. Durch Variation der Zellengeometrie kann erreicht werden, daß die Resonanzfrequenzen höherer Moden von Zelle zu Zelle unterschiedlich sind und damit eine kohärente Wechselwirkung über längere Strecken hinweg nicht mehr stattfindet. Solche Beschleunigerstrukturen werden als verstimmte (*detunte*) Strukturen bezeichnet.

Das im letzten Abschnitt angewandte Rechenverfahren läßt sich nicht ohne weiteres auf Ketten unterschiedlicher Resonatoren übertragen. Schon eine, in der Resonanzfrequenz oder der Güte veränderte Zelle in einer Kette aus $N-1$ gleichen Zellen führt zu einem Gleichungssystem, daß sich nicht mehr für beliebiges N allgemein lösen läßt.

Eine Möglichkeit etwas über solche Systeme zu erfahren besteht darin, die Kette gleicher Resonatoren als homogene Leitung und die unterschiedliche Zelle als Diskontinuität in der Leitung zu beschreiben.

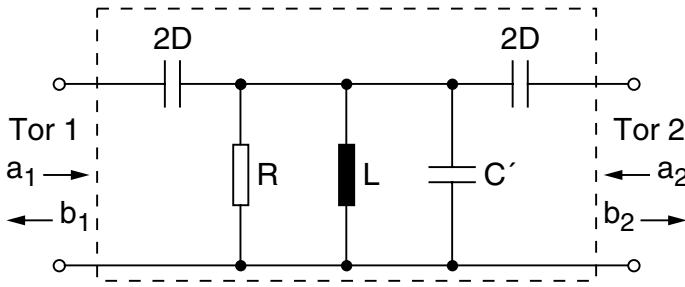


Abbildung 4.3: Ersatzvierpol einer Zelle

Die einzelnen Zellen werden hierzu, wie in Abbildung 4.3 zu sehen ist als Vierpole dargestellt. Die Koppelkondensatoren zwischen den Zellen werden durch eine Reihenschaltung aus zwei Kondensatoren doppelter Kapazität aufgeteilt, um symmetrische Zellen zu erhalten.

Um die Impedanz der Leitung zu berechnen, schließt man das Tor 2 mit der unbekanntem Leitungsimpedanz Z_L oder -admittanz Y_L ab und setzt sie mit der Impedanz oder Admittanz am Eingang gleich. Mit dem Ansatz

$$\frac{1}{Z_L} = Y_L = Y_{2D} \parallel (Y_R + Y_L + Y_{C'} + Y_{2D} \parallel Y_L) \quad (4.55)$$

erhält man die quadratische Gleichung

$$(2Y_{2D} + Y_R + Y_L + Y_{C'}) \cdot Y_L^2 = (Y_R + Y_L + Y_{C'}) \cdot Y_{2D}^2. \quad (4.56)$$

Die Bauteileparameter R , L und C' können nach den Gleichungen (4.17) und (4.16) und der Näherung (4.43) durch die Eigenkreisfrequenz ω_0 , den Koppelfaktor K und die Güte ausgedrückt werden. Aus der quadratischen Gleichung ergibt sich dann die Leitungsimpedanz

$$Z_L = \frac{1}{i\omega 2D} \cdot \sqrt{\frac{\frac{1}{Q_0} \cdot \frac{\omega}{\omega_0} - i + i \cdot (1+K) \cdot \frac{\omega^2}{\omega_0^2}}{\frac{1}{Q_0} \cdot \frac{\omega}{\omega_0} - i + i \cdot (1-K) \cdot \frac{\omega^2}{\omega_0^2}}}. \quad (4.57)$$

Für die Berechnung von Moden in Beschleunigerstrukturen hoher Güte können mit guter Näherung die Verluste vernachlässigt werden. Die Leitungsimpedanz vereinfacht sich dann zu

$$\lim_{Q_0 \rightarrow \infty} Z_L = \frac{1}{i\omega 2D} \cdot \sqrt{\frac{-i + i \cdot (1+K) \cdot \frac{\omega^2}{\omega_0^2}}{-i + i \cdot (1-K) \cdot \frac{\omega^2}{\omega_0^2}}} = \frac{1}{i\omega 2D} \cdot \sqrt{\frac{\Omega + K}{\Omega - K}}, \quad (4.58)$$

mit der relativen Doppelverstimmung

$$\Omega := \frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\omega^2}. \quad (4.59)$$

In detunten Strukturen variiert für höhere Moden die Resonanzfrequenz von Zelle zu Zelle. Dadurch kommt es im Leitungsmodell zu Reflexionen zwischen den Zellen. Um den Reflexionsfaktor Γ zu berechnen kann man vereinfachend annehmen, daß eine halbunendliche Vierpolkette des Zellentyps vor der Reflexionsstelle mit einer halbunendlichen Vierpolkette des Zellentyps hinter der Reflexionsstelle miteinander gekoppelt werden. Es entsteht der in Abbildung 4.4 gezeigte Ersatzkreis.

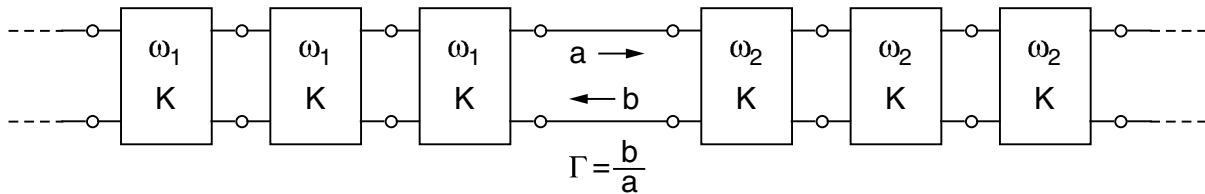


Abbildung 4.4: Kopplung zweier halbunendlicher Vierpolketten mit unterschiedlicher Einzelzellenresonanzkreisfrequenz

Der Reflexionsfaktor berechnet sich damit aus der Leitungsimpedanz

$$Z_1 = \frac{1}{i\omega 2D} \cdot \sqrt{\frac{1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2} + K}{1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2} - K}} \quad (4.60)$$

der Zelle vor und der Leitungsimpedanz

$$Z_2 = \frac{1}{i\omega 2D} \cdot \sqrt{\frac{1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2} + K}{1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2} - K}} \quad (4.61)$$

der Zelle hinter der Reflexionsstelle. Es ergibt sich der Zusammenhang

$$\Gamma = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} = \frac{\sqrt{\frac{1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2} + K}{1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2} - K}} - \sqrt{\frac{1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2} + K}{1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2} - K}}}{\sqrt{\frac{1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2} + K}{1 - \frac{\omega_2^2}{\omega^2} - K}} + \sqrt{\frac{1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2} + K}{1 - \frac{\omega_1^2}{\omega^2} - K}}} \quad (4.62)$$

für die verlustlose Ersatzschaltung. Er hängt von den Eigenkreisfrequenzen ω_1 , ω_2 und dem Koppelfaktor K der beiden Zellentypen ab. Wenn man für kleine Verstimmungen davon ausgeht, daß Resonatorkette mit der Eigenkreisfrequenz $\omega = \omega_1$ des Zellentyps vor der Reflexionsstelle angeregt wird, vereinfacht sich die Gleichung (4.62) zu

$$\Gamma = \frac{\sqrt{1 - \frac{\omega_2^2}{\omega_1^2} + K + i} \cdot \sqrt{1 - \frac{\omega_2^2}{\omega_1^2} - K}}{\sqrt{1 - \frac{\omega_2^2}{\omega_1^2} + K - i} \cdot \sqrt{1 - \frac{\omega_2^2}{\omega_1^2} - K}}. \quad (4.63)$$

Der Reflexionsfaktor hängt jetzt nur noch vom Frequenzverhältnis ω_2/ω_1 und dem Koppelfaktor K ab. Die Abbildung 4.5 zeigt diesen Zusammenhang für einen Koppelfaktor

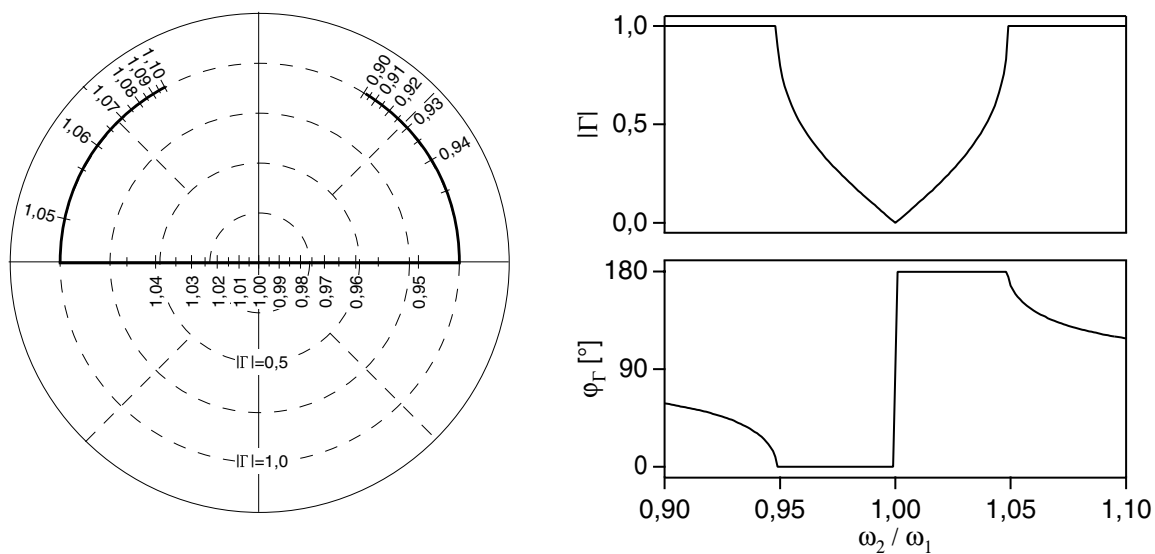


Abbildung 4.5: Reflexionsfaktor zwischen zwei halbusendlichen Kanälen mit $K=0,1$

von 0,1. In dieser Größenordnung bewegen sich auch die Koppelfaktoren im ersten Dipolpaßband der SBLC-Struktur. Ohne Verstimmung ($\omega_2/\omega_1=1$) tritt erwartungsgemäß keine Reflexion auf. Verstimmt man die Zellen zunehmend gegeneinander, so entsteht zunächst ein zunehmender reeller Reflexionsfaktor. An einem bestimmten Punkt ist der Reflexionsfaktors gleich eins. Ab dieser Verstimmung wird die gesamte Leistung an der Sprungstelle reflektiert. Nur noch die Phase des Reflexionsfaktors ändert sich. Für große Verstimmungen geht sie gegen 90° .

Für eine detunte Struktur kann das bedeuten, daß eine Mode mit einer bestimmten Eigenfrequenz nur in einem bestimmten Zellenbereich existiert. Die Wellen werden an den Rändern dieses Bereichs reflektiert.

Um das Verhalten der Dipolmoden der SBLC-Struktur zu beleuchten, wurden die Zellenparameter mit einer MAFIA-Rechnung [2] bestimmt. Bei der SBLC-Struktur variieren der Zellen- und der Irisblendendurchmesser von Zelle zu Zelle. Die Variationen heben sich für die $2\pi/3$ -TM₀₁₀-Beschleunigermode gerade gegenseitig auf. Für jeden der 174 regulären Zellentypen wurden MAFIA-Rechnungen mit periodischen Randbedingun-

gen und je sieben ansteigenden Phasenvorschüben in 30°-Schritten von 0° bis 180° durchgeführt. Die Einkoppelzellen und die HOM-Dämpferzellen wurden dabei weggelassen. Diese Zellen haben einen stärker abweichenden Durchmesser. Die richtige Resonanzfrequenz ergibt sich bei ihnen nur mit den zusätzlichen verlustbehafteten, nicht zylindersymmetrischen Anbauten. Die zweidimensionale, verlustlose MAFIA-Rechnung liefert dabei stark abweichende Eigenfrequenzen. Die Numerierung beginnt hinter dem Einkoppler mit eins. Die Dämpferzellen haben dann die Nummern 24 und 105. Abbildung 4.6 zeigt den Phasenvorschub φ in Abhängigkeit von der Zellennummer N

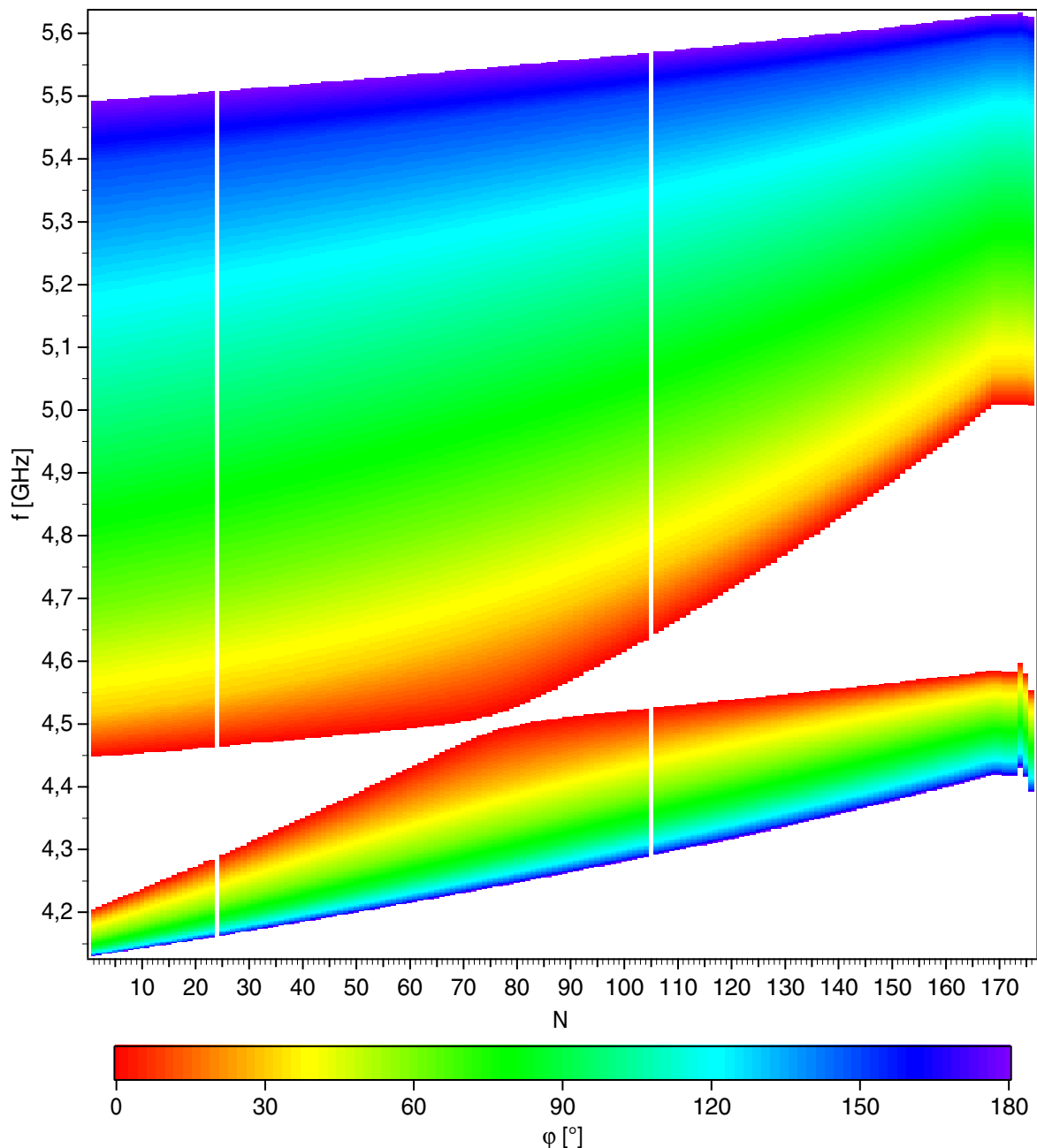


Abbildung 4.6: Phasenvorschub in Abhängigkeit von der Zellennummer und der Frequenz für den SBLC 180-Zeller

und der Frequenz f . Der Phasenvorschub wurde aus den sieben Werten der MAFIA-Rechnung interpoliert. Die beiden weißen Streifen sind die Positionen der Dämpferzellen.

Die beiden Verläufe stellen den Bereich für mögliche Moden im ersten und zweiten Dipolpaßband dar. Senkrechte Schnitte bei einer bestimmten Zellenummer zeigen die beiden Frequenzbereiche an, in denen der Zellentyp Energie in Dipolmoden transportieren kann. Waagerechte Schnitte bei einer konstanten Frequenz zeigen den Zellenbereich an, in dem sich eine potentielle Mode ausbreiten kann. An diesen Schnitten ist zu sehen, daß die Moden im ersten Dipolpaßband einen 0-Mode-artigen Anfang und ein π -Mode-artiges Ende haben. Im zweiten Dipolpaßband haben die Moden einen π -Mode-artigen Anfang und ein 0-Mode-artiges Ende.

Aus den Eigenfrequenzen der Ketten für die Phasenvorschübe 0° und 180° lassen sich jetzt, nach Gleichung (4.54) und (4.43), für jeden Zellentyp die Eigenkreisfrequenz der Zelle und der Koppelfaktor (siehe Abbildung 5.4) berechnen. Daraus wurden, nach Gleichung (4.62) die Reflexionsfaktoren zwischen jeder Zelle (N) und ihrer Nachbarzelle ($N+1$) berechnet. Der Betrag des Reflexionsfaktors Γ ist in Abbildung 4.7 logarithmisch dargestellt. Wie man sieht, steigt der Reflexionsfaktor am Rand der Paßbänder bis auf nahezu 0 dB an. Im ersten Paßband ist der größte Teil des Frequenzbereichs von zwei solchen Totalreflexionen berandet. Moden in diesem Frequenzbereich speichern ihre Energie nur in diesem Bereich innerhalb der Struktur. Diese Moden können an den Strukturenden nicht bedämpft werden. Aus diesem Grund wurden die zwei HOM-Dämpfer an den Positionen $N = 24$ und $N = 104$ angebracht. Von diesen Position aus sind zusammen alle potentiellen Störmoden in den Dipolpaßbändern erreichbar.

4.4.3 Resonatorkette mit Dämpferzelle

Eine weitere Diskontinuität in der Beschleunigerstruktur sind die HOM-Dämpferzellen. Sie sollen die Güte und damit die für die Strahlqualität schädlichen Wakepotentiale höherer Moden herabsetzen. Dazu müssen sie bei diesen Moden eine möglichst hohe Verlustleistung verursachen. Man könnte zunächst annehmen, daß es günstig ist, die Dämpferzelle mit einer möglichst niedrigen Güte auszustatten. Wie in diesem Abschnitt gezeigt wird, ist dies jedoch nur bis zu einem gewissen Punkt der Fall.

Um den Einfluß einer Dämpferzelle auf die Beschleunigerstruktur zu untersuchen, betrachtet man als Ersatzkreis eine unendliche Kette aus gleichen, verlustfreien Vierpolen. In diese Kette wird, wie in Abbildung 4.8 zu sehen ist ein einzelner, verlustbehafteter Dämpfervierpol mit der Güte Q eingefügt. Die Wellenamplituden a_1 und a_2 sind der Zulauf zum Dämpfer. Sie transportieren HOM-Energie in den Dämpfer. Die Wellenamplituden b_1 und b_2 sind der Ablauf zurück in den Kanal. Speist man, ohne Beschränkung der Allgemeinheit, eine Welle von der linken Seite in die Dämpferzelle ein, so entsteht in dem Dämpfervierpol eine Verlustleistung von

$$p_v := \frac{P_v}{|a_1|^2} = 1 - |S_{11}|^2 - |S_{21}|^2 \quad (4.64)$$

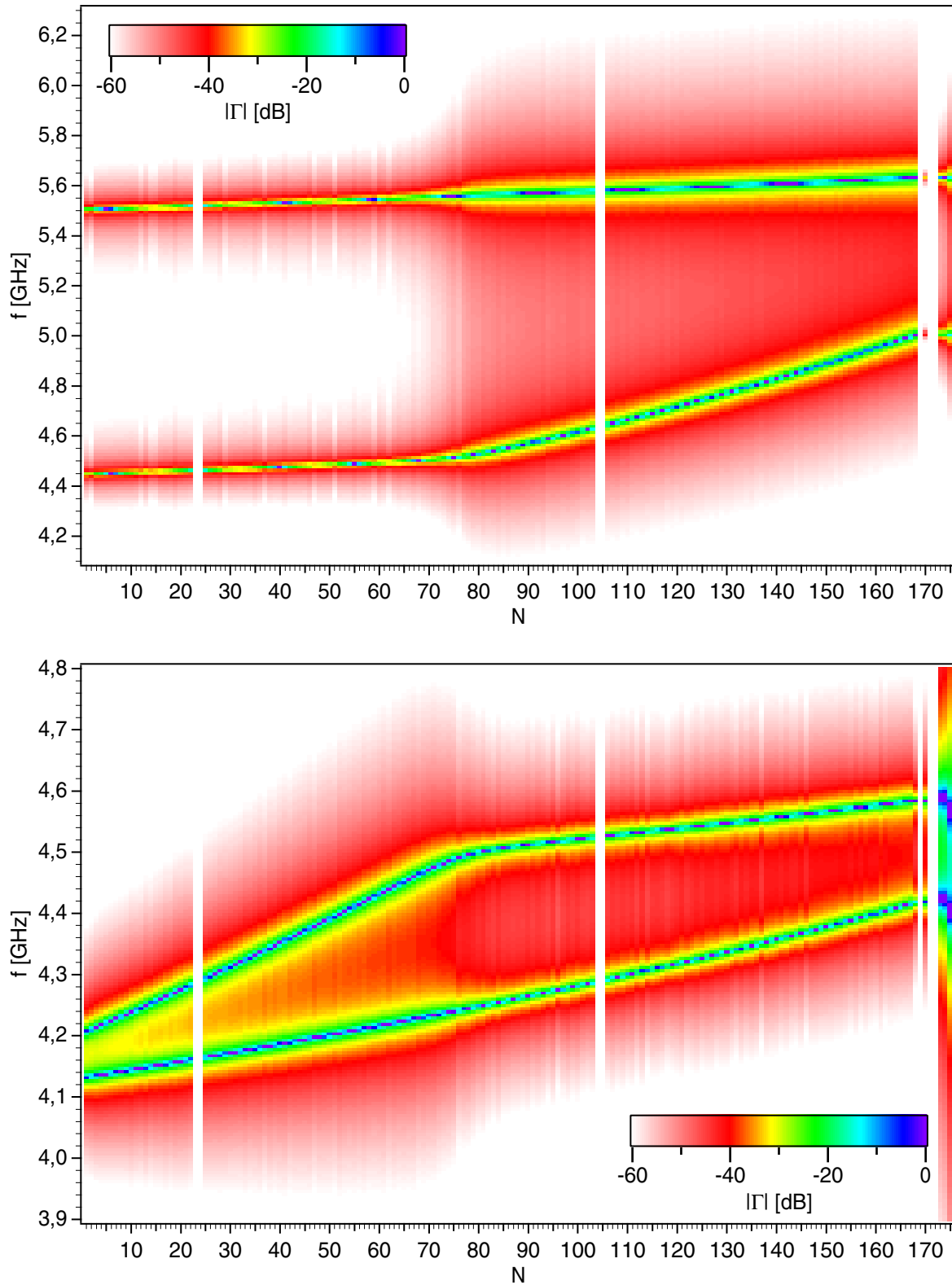


Abbildung 4.7: Reflexionsfaktor in Abhängigkeit von der Zellennummer und der Frequenz für das zweite (oben) und erste (unten) Dipolpaßband

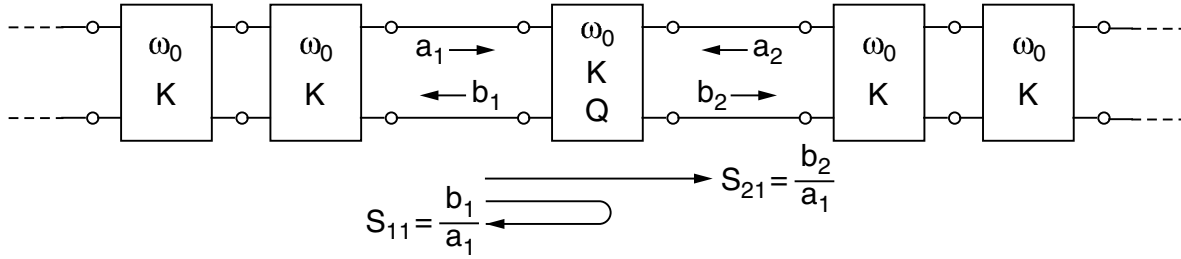


Abbildung 4.8: verlustbehafteter Vierpol in einem unendlichen Kanal gleicher verlustfreier Vierpole

normiert auf das Betragsquadrat der Wellenamplitude. Der Reflexionsfaktor S_{11} des Vierpols wird auch hier wieder aus den Impedanzen berechnet. Für die homogene Leitung auf beiden Seiten ergibt sich mit $\omega = \omega_0$ aus Gleichung (4.58) die Leitungsimpedanz

$$Z_1 = \lim_{Q \rightarrow \infty} Z_L(\omega = \omega_0) = \frac{1}{\omega 2D}. \quad (4.65)$$

Die Impedanz am Eingang des Dämpfervierpols ergibt sich, wenn der Vierpol aus Abbildung 4.3 am Tor 2 mit der Leitungsimpedanz Z_1 abgeschlossen wird.

$$Z_2 = Z_{2D} + Z_R \parallel Z_L \parallel Z_{C'} \parallel (Z_{2D} + Z_1) \quad (4.66)$$

Die Bauteileparameter R , L und C' können wieder nach den Gleichungen (4.17) und (4.16) und der Näherung (4.43) durch die Eigenkreisfrequenz ω_0 , den Koppelfaktor K und die Güte Q des Dämpfervierpols ausgedrückt werden.

$$Z_2 = \frac{1}{i\omega_0 2D} \cdot \frac{1 + \frac{1+i}{2} \cdot KQ}{1 + \frac{1-i}{2} \cdot KQ} \quad (4.67)$$

Aus den beiden Impedanzen kann jetzt der Reflexionsfaktor

$$S_{11} = \frac{Z_2 - Z_1}{Z_2 + Z_1} = \frac{i}{1 + KQ} \quad (4.68)$$

berechnet werden. Die Transmission S_{21} wird berechnet, indem am Tor 1 ein Generator mit der Leerlaufspannung $2 \cdot U_q$ und der Reihenimpedanz Z_1 und am Tor 2 eine Abschlußimpedanz Z_1 angeschlossen wird. Aus der Spannung U_2 an Tor 2 ergibt sich die Transmission

$$S_{21} = \frac{U_q}{U_2} = \frac{Z_R \parallel Z_L \parallel Z_{C'} \parallel (Z_{2D} + Z_1)}{Z_{2D} + Z_1 + Z_R \parallel Z_L \parallel Z_{C'} \parallel (Z_{2D} + Z_1)} \cdot \frac{Z_1}{Z_{2D} + Z_1}. \quad (4.69)$$

Mit Koppelfaktor K und die Güte Q ausgedrückt wird daraus der einfache Ausdruck

$$S_{21} = \frac{i \cdot KQ}{1 + KQ}. \quad (4.70)$$

Setzt man die beiden Streuparameter in Gleichung (4.64) ein erhält man für die normierte Verlustleistung

$$p_v = \frac{2KQ}{(1+KQ)^2} \quad (4.71)$$

In Abbildung 4.9 ist die normierte Verlustleistung über das Produkt von Güte und Koppelfaktor aufgetragen. Die Abzisse ist logarithmisch um einen größeren Bereich darstellen zu können. Die Verluste nach Gleichung (4.71) erreichen bei

$$K \cdot Q = 1 \quad (4.72)$$

ein Maximum. In diesem Fall wird nach Gleichung (4.68) ein Viertel der Leistung reflektiert, nach Gleichung (4.70) ein Viertel transmittiert. Die verbleibende Hälfte wird nach Gleichung (4.71) im Dämpfer dissipiert. Erhöht man die Güte des Dämpfers weiter, so verringert sich, wie erwartet, die Verlustleistung des Dämpfers in der ansonsten verlustlosen Kette. Eine Verringerung der Güte unterhalb des Kriteriums in Gleichung (4.72) verringert jedoch ebenfalls die Verlustleistung. Der Einzelzellendämpfer verliert bei zu hohen Einzelzellenverlusten die Dämpfungswirkung im Mehrzeller. Der Dämpfungsverlauf ist auf der logarithmischen $K \cdot Q$ -Achse der Abbildung 4.9 symmetrisch, da

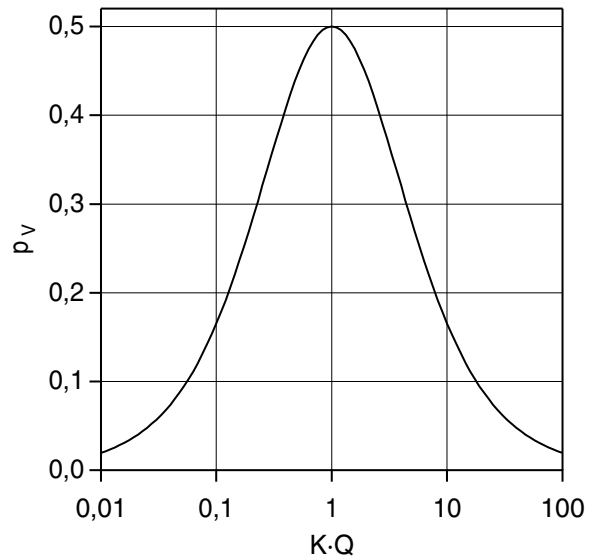


Abbildung 4.9: normierte Verlustleistung einer einzelnen Dämpferzelle

$$p_v(KQ) = \frac{2KQ}{(1+KQ)^2} = \frac{\frac{2}{KQ}}{\left(1 + \frac{1}{KQ}\right)^2} = p_v\left(\frac{1}{KQ}\right) \quad (4.73)$$

ist. Optimal wäre, nach diesen Überlegungen ein HOM-Dämpfer, der für alle Moden das Kriterium $K \cdot Q = 1$ erfüllt. In der Praxis ist jedoch nur ein Kompromiß möglich, da der Koppelfaktor für verschiedene Moden stark unterschiedlich ist und sich die Güte nicht für jede Mode getrennt anpassen läßt.

Eine Einschränkung dieses einfachen Ersatzkreismodells ist auch, daß es nur den Zufluß von der einen Seite berücksichtigt. Wenn von beiden Seiten Wellen eingespeist werden, kommt es in der Dämpferzelle zu konstruktiven oder destruktiven Interferenzen. Eine Dämpferzelle kann zum Beispiel in der feldfreien Zelle einer $2\pi/3$ -Mode keine Dämpfungswirkung haben. Neben der Güte ist daher auch die Position der Dämpferzelle wichtig. Eine weitere Einschränkung ist auch, daß das Modell den Einfluß der Dämpfung auf den Phasenvorschub der Zelle nicht berücksichtigt. In einem endli-

chen Kanal verändert die Dämpferzelle die Amplitudenverteilung entlang des Kanals. Im Falle starker Überdämpfung zerteilt die Dämpferzelle sogar den Mehrzeller in zwei Mehrzeller, die unabhängig voneinander schwingen (siehe [9] und [10]).

5 Strahlungsmessung mit höheren Moden

Die Messung der Strahlung mit höheren Moden beruht auf der radialen Abhängigkeit des longitudinalen elektrischen Feldes von der Achsablage. Die SBLC-Struktur besteht, wie auch viele andere Linearbeschleunigerstrukturen aus einer Kette gekoppelter kreiszylindrischer Hohlraumresonatoren. Für die Messung sind nur die transversal magnetischen (TM) Moden interessant, da rein transversal elektrische (TE) Moden von einer Ladung, die den Resonator longitudinal durchquert nicht angeregt werden können. Das longitudinale elektrische Feld einer TM_{mnp} -Mode ist nach Gleichung (A.5) proportional zu der m -ten Besselfunktion der Achsablage r . Eine Ladung, die den Resonator achsenparallel durchquert, gibt eine Energie an ihn ab, die proportional zum Quadrat des Feldintegrals und proportional zur Ladung ist. Der Resonator wird dadurch zu gedämpften harmonischen Schwingungen angeregt, deren Feldamplitude proportional zu der m -ten Besselfunktion der Achsablage und proportional zu der Ladung ist.

Die radiale Abhängigkeit wird bei Monopolmoden (TM_{0np}) durch die nullte und bei Dipolmoden (TM_{1np}) durch die erste Besselfunktion beschrieben. In Achsnähe ist, nach Gleichung (4.27) und (4.33) die Anregungsamplitude der Mode bei Monopolmoden konstant und bei Dipolmoden proportional zur Achsablage. Die Abbildung 5.1 zeigt die Spannung U_1 entlang der Teilchenbahn in Abhängigkeit von der Ablage in Richtung des maximalen E-Feldes ($\varphi = 0^\circ$) für die TM_{011} - und TM_{110} -Mode.

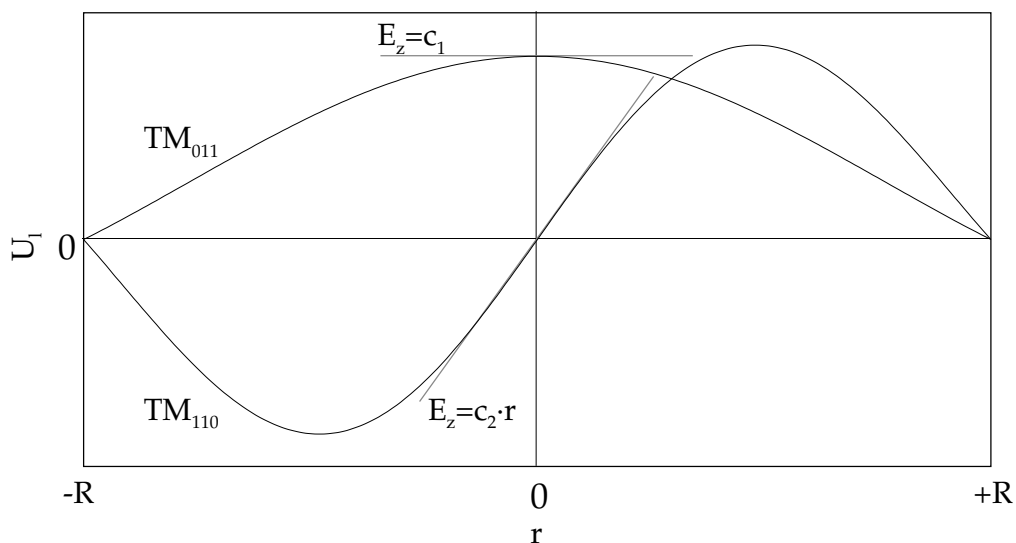


Abbildung 5.1: longitudinale Spannung in Abhängigkeit von der Ablage (qualitativ)

Da beide Anregungsamplituden proportional zur Ladung sind, ist der Quotient aus den Anregungsamplituden unabhängig von der Ladung und in Achsnähe proportional zur Ablage. Dieser Quotient liefert die Information über den Betrag der Achsablage.

Eine Ladung, die den Resonator durchquert, regt die Dipolmode immer so an, daß das maximale longitudinale E-Feld der Mode den gleichen Azimutalwinkel wie die Ablage hat. Die Dipolmoden existieren jeweils in zwei um 90° zueinander verdrehten Polarisatio-

nen. Die angeregte Feldverteilung kann man in zwei Polarisierungen mit festen Azimutalwinkel bezüglich der Struktur entwickeln. Die Messung der beiden Amplituden liefert dann nicht nur den Betrag der Ablage, sondern auch den Winkel der Ablageebene.

Auch mit dieser Messung ist jedoch die Strahlposition noch vierdeutig. Die Ablage kann auf jeder Ebene noch positiv oder negativ sein. Um das Vorzeichen zu bestimmen ist es erforderlich, die Phasen der Dipol-Moden und der Monopol-Mode zu vergleichen, mit der die Moden anschwingen. In Abbildung 5.1 ist zu sehen, daß bei positiven Ablagen eine gleichphasige Anregung, bei negativen Ablagen dagegen eine gegenphasige Anregung erfolgt. Aus der Messung der Amplituden und Phasen der drei Moden kann daher eindeutig auf die Position des Strahls geschlossen werden.

Das Beispiel in Abbildung 5.1 geht von TM_{110} - und einer TM_{011} -Moden aus. Dies ist eine der untersuchten Modenkombinationen. Prinzipiell jedoch liefert jede Kombination aus Dipolmoden und Monopolmode die benötigten Informationen. Für die Wahl der Mode sind jedoch noch weitere Kriterien ausschlaggebend.

Bedingt durch Fertigungstoleranzen und nicht rotationssymmetrische Anbauten an die Struktur ist die elektrische Achse, also die Achse mit verschwindendem longitudinalen Feldintegral einer Dipolmode meist nicht genau identisch mit der mechanischen Achse. Diese Abweichung ist für verschiedene Dipolmoden aufgrund der unterschiedlichen Feldverteilung an den Störstellen unterschiedlich. Für das Wakepotential, und damit die störende Wirkung der Mode ist die elektrische und nicht die mechanische Achse entscheidend. Es ist daher sinnvoll, die Dipolmode zu wählen, die der Strahlqualität am meisten schadet. Das Kontrollsystem des Beschleunigers versucht die Positionssignale der Strahllagemonitore zu null auszuregulieren. Wenn die Monitore auf die gefährlichste Mode reagiert, minimiert das Kontrollsystem damit automatisch deren störenden Einfluß.

Im Falle von gefangenen Moden ist auch noch interessant, wo entlang der Beschleunigerstruktur die Mode lokalisiert ist. Im allgemeinen sind nicht alle, sondern nur einige wenige Zellen einer Beschleunigerstruktur mit HOM-Dämpfern ausgestattet. Die gefangene Mode ist nur an einem HOM-Dämpfer zu messen, an dem sie auch eine hinreichend hohe Feldamplitude hat. Die gefangene Mode liefert auch nur Informationen über die Ablage in dem Bereich, in dem sie lokalisiert ist. Diese Tatsache kann ausgenutzt werden, um mit verschiedenen Dipolmoden die Ablage an verschiedenen Stellen in der Struktur zu erhalten. Durch die Verwendung von zwei Moden, die am Anfang und am Ende der Struktur lokalisiert sind, können neben der Ablage parallel zur elektrischen Achse auch die beiden Winkel gemessen werden. Dies ist insbesondere deswegen von Interesse, weil die elektrische Achse auch gegenüber der mechanischen gekippt sein kann. Die gewonnenen Informationen können benutzt werden, um die elektrische Achse der Beschleunigerstruktur auf der Strahlachse auszurichten. Im Falle von SBLC wurden hierzu Positionier- einrichtungen vorgesehen, die die 180-zelligen Strukturen an beiden Enden jeweils horizontal und vertikal verfahren können. Damit wird es dem Kontrollsystem ermöglicht, auch im laufenden Betrieb die durch Temperaturdrift und Bodenbewegungen entstandenen Fehler auszugleichen.

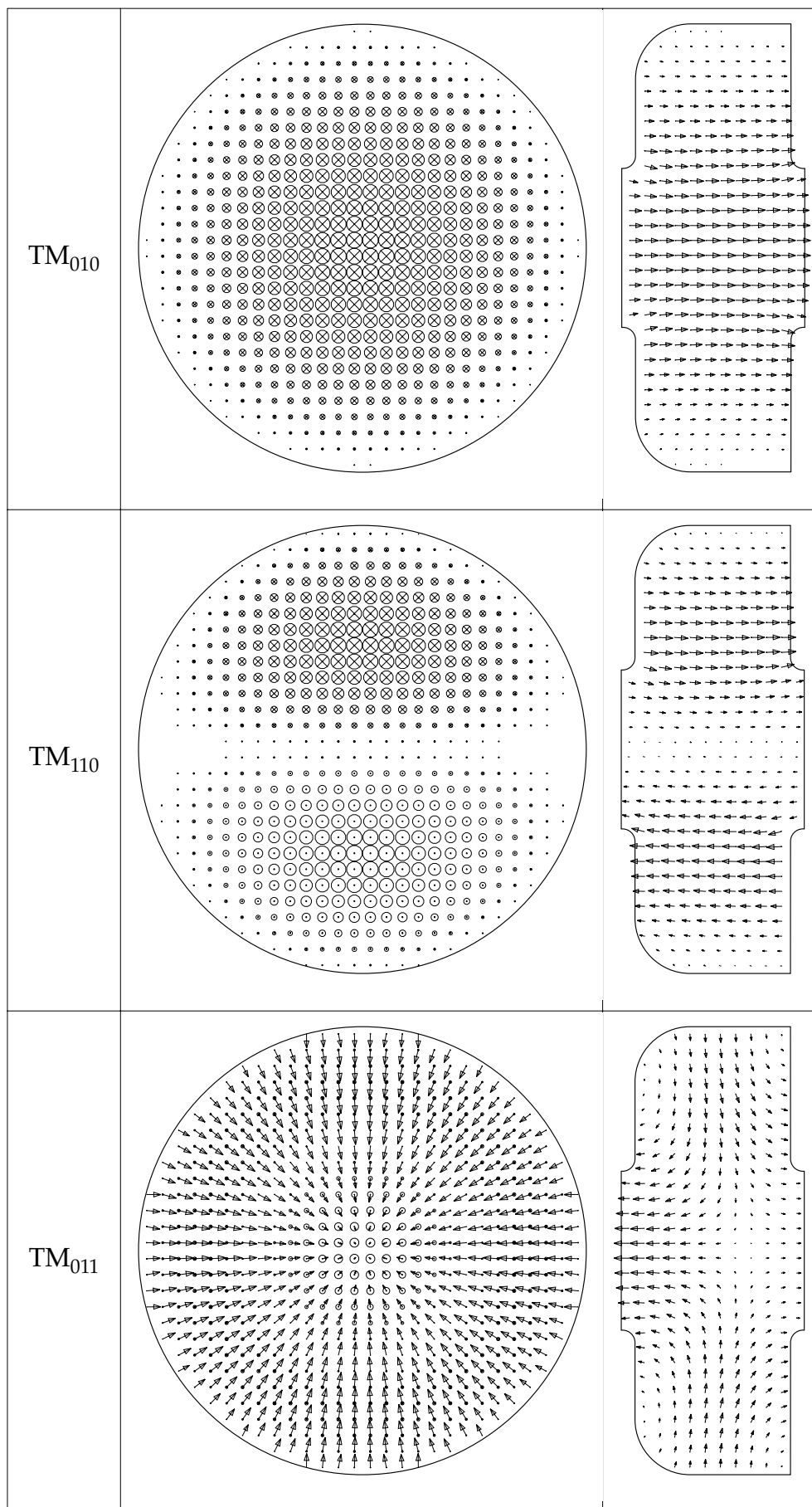


Abbildung 5.2: Das E-Feld einiger TM-Moden in einer SBLC-Zelle

Die Monopolmode wird bei der Messung als Phasenreferenz und zur Messung des Strahlstroms verwendet. Die Beschleunigermode ist dafür ungeeignet. Ihre Amplitude wird von der eingespeisten Leistung und nicht von dem Teilchenpaket dominiert. Auch ihre Phase ist nur dann genau mit den Teilchenpaketen korreliert, wenn der Beschleuniger schon korrekt eingestellt ist. Während der Inbetriebnahme, wenn die Stahllagemonitore dringend gebraucht werden ist dies nicht unbedingt zu erwarten. Als Referenz kann jedoch jede höhere Monopolmode fungieren, die einen longitudinalen Verlustfaktor geeigneter Größe hat. Ein longitudinaler Verlustfaktor, der bei den zu erwartenden Ablagen in der gleichen Größenordnung liegt, wie der Verlustfaktor der gewählten Dipolmode erleichtert die Auswertung der Signale.

Eine niedrige Frequenz der gewählten Dipol und Monopolmoden erleichtert ebenfalls die Auswertung. Speziell der Phasenvergleich zwischen Dipol und Monopolmode wird dadurch vereinfacht. Auch sollten die Frequenzen der Moden nicht zu weit auseinander liegen.

Abbildung 5.2 zeigt einige E-Feldbilder einer SBLC-Zelle mit elektrischen Abschlüssen in den Irisblenden. Die Feldverteilungen wurden mit MAFIA [2] berechnet und zeigen jeweils einen Quer- und einen Längsschnitt durch die Mittelebenen. Die Feldverteilungen entsprechen weitgehend den Gleichungen (A.3) bis (A.5). Lediglich in der Nähe der Irisblenden zeigen sich Abweichungen und der longitudinalen Nulldurchgang der TM_{011} -Mode ist, wegen der Rundung zwischen Vorder- und Außenseite etwas verschoben.

Bei kreiszylindrischen Hohlraumresonatoren mit einer Länge, die wie bei SBLC kleiner als das 2,03-fache des Radius ist, hat die TM_{010} -Mode die niedrigste Eigenfrequenz, ist also die Grundmode. Sie wird zur Beschleunigung verwendet. Die nächste Monopolmode ist die TM_{011} -Mode. Bei den beiden Monopolmoden sieht man gut das nahezu konstante E-Feld in Achsnähe. Die erste TM-Dipolmode ist die TM_{110} -Mode. Man sieht gut den Nulldurchgang auf der Achse. In Abbildung 5.2 ist nur die eine Polarisation gezeigt. Diese Polarisation eignet sich zur Bestimmung der vertikalen Strahlposition. Die andere Polarisation ist im Querschnitt (links) um 90° gedreht. Sie eignet sich zur Bestimmung der horizontalen Strahlposition.

5.1 Der SBLC-HOM-Dämpfer

Der *Higher-Order-Mode*-Koppler hat die Aufgabe, die Energie abzuführen, die von den Ladungspaketen in höheren Moden der Beschleunigerstruktur hinterlassen wird. Dabei darf er nicht an die Beschleunigungsmode ankoppeln, da dies die Effizienz des Beschleunigers reduzieren würde. In der SBLC-Beschleunigungsstruktur ist für diese Aufgabe ein Wandschlitzkoppler mit Hohlleiter vorgesehen.

Abbildung 5.3 zeigt einen Schnitt durch den SBLC-Kanal mit einer HOM-Kopplerzelle. Die Kopplerzelle ist, bis auf einen geringfügig kleineren Innendurchmesser, genauso aufgebaut wie die normalen Beschleunigerzellen. Der geringere Durchmesser ist erforderlich um trotz der zusätzlichen Anbauten die Feldverteilung in der Beschleunigermode nicht zu stören. In die Außenwand der Zelle wurden vier Schlitze mit je $37,5 \cdot 2 \text{ mm}^2$

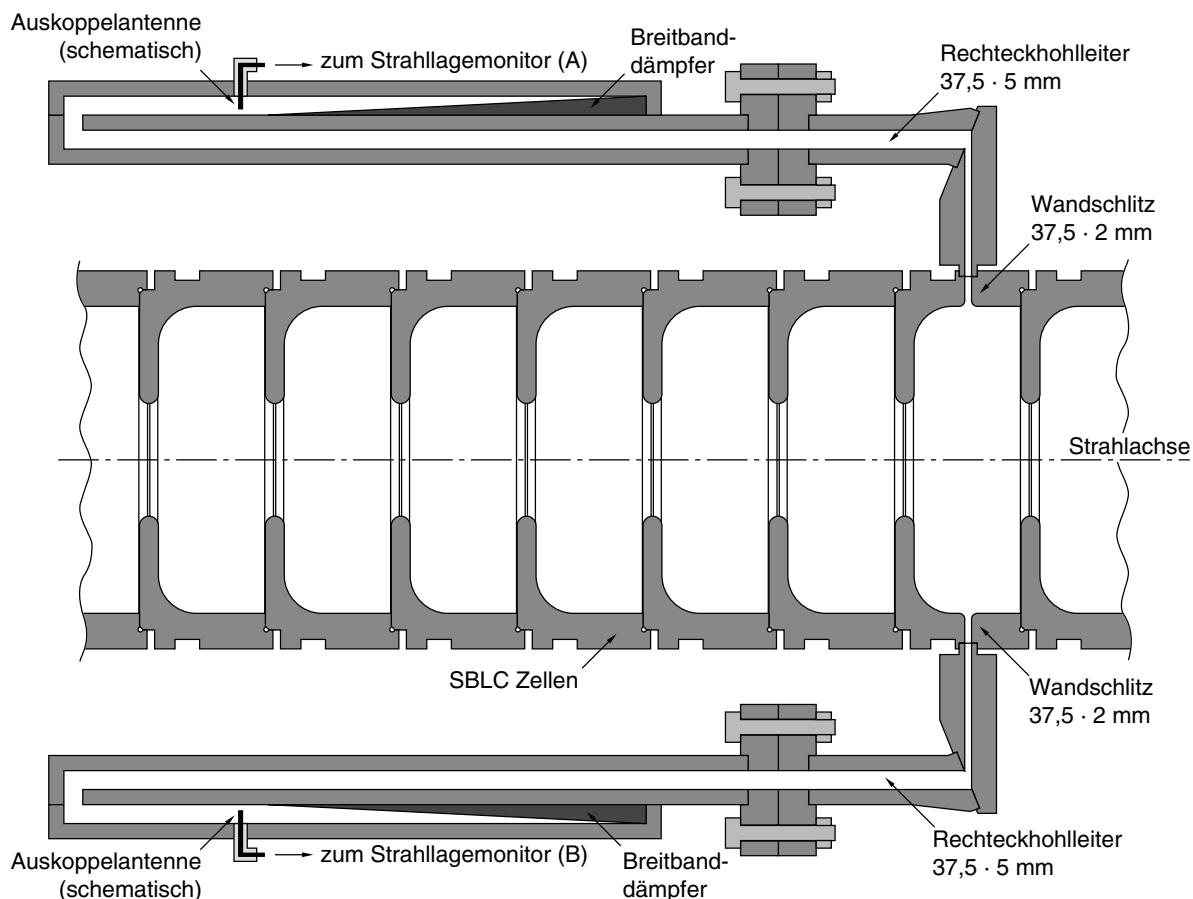


Abbildung 5.3: SBLC-Beschleunigerstruktur mit HOM-Dämpfer

gefräst. Die Schlitze unterbrechen die Wandströme und in Folge dessen bildet sich ein longitudinales E-Feld in den Wandschlitz aus. An den Schlitzen sind Rechteckhohlleiter mit dem gleichen Querschnitt angelötet. Sie leiten Leistung aus der Zelle ab. Die Maße sind so gewählt, daß die TE_{10} -Grundmode des Hohlleiters eine Grenzfrequenz von knapp 4 GHz hat. Die erste höhere Mode im SBLC-Kanal hat eine Eigenfrequenz von 4,15 GHz. Die höheren Moden können damit ausgekoppelt werden. Unterhalb der Grenzfrequenz fällt das Feld entlang des Hohlleiters exponentiell ab.

Durch Variation der Wandschlitzbreite ist es möglich, die Ankopplung des Dämpfers an den Kanal zu verändern. Die Ankopplung sollte so eingestellt werden, daß für die strahlqualitätsverschlechternden Moden im ersten Dipolpaßband die Güte gemäß dem Kriterium aus Gleichung (4.72) optimal an den Koppelfaktor im Kanal angepaßt ist. Die Koppelfaktoren in den ersten beiden Dipolpaßbändern wurden für jeden Zellentyp mit einer MAFIA-Rechnung (siehe Abschnitt 4.4.2) bestimmt. In Abbildung 5.4 sind die Koppelfaktoren im ersten (K_1) und zweiten (K_2) Dipolpaßband gegen die Zellnummer aufgetragen. Die Lücken bei Zelle 24 und 105 sind die Positionen der HOM-Dämpfer. Der Kop-

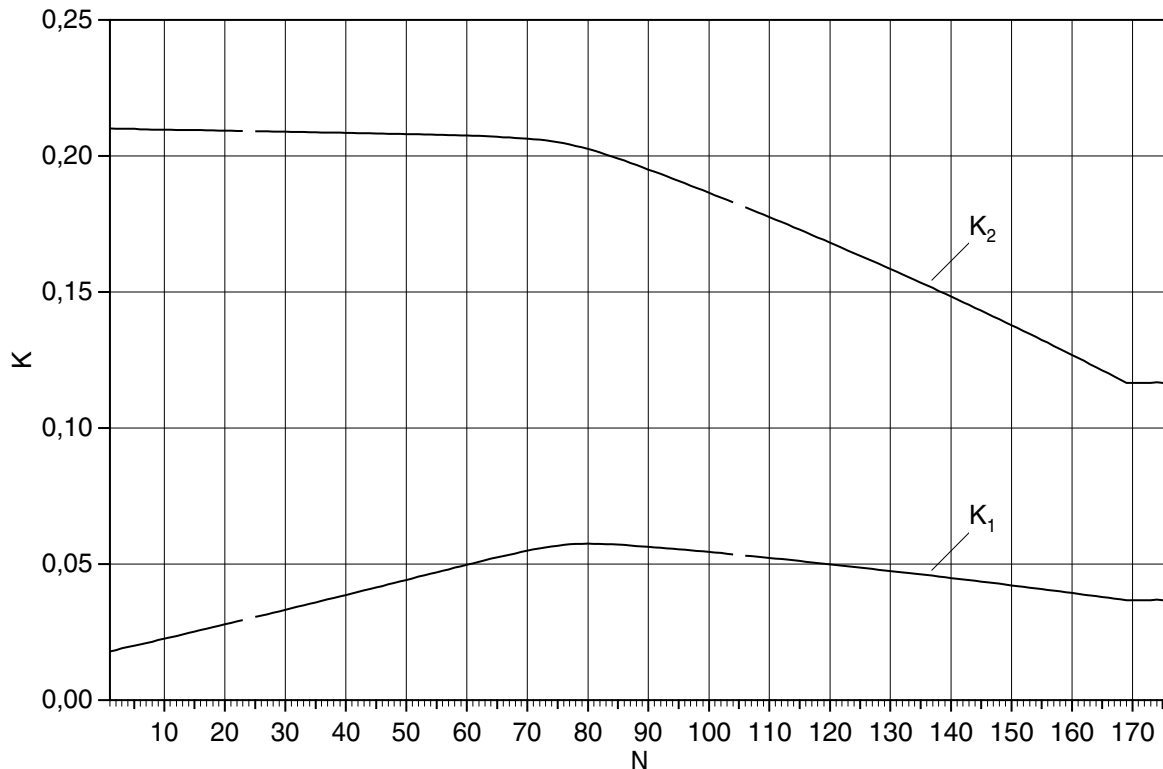


Abbildung 5.4: Koppelfaktoren zwischen den Zellen in den ersten beiden Dipol-Paßbändern

pelfaktor bei diesen Zellentypen läßt sich mit einer zweidimensionalen verlustfreien MAFIA-Rechnung nicht bestimmen. Aus den interpolierten Koppelfaktoren an diesen Stellen ergeben sich die folgenden optimalen Dämpferzellengüten.

Zellennummer	Koppelfaktor	opt. Güte	Koppelfaktor	opt. Güte
N	K ₁	Q _{L1}	K ₂	Q _{L2}
24	0,0299	33,4	0,209	4,78
105	0,0533	18,7	0,182	5,49

Tabelle 5.1: Koppelfaktoren und optimale Güten der Dämpferzellen

Die Moden des ersten Dipolpaßbandes sind aufgrund erheblich höherer transversaler Wakepotentiale deutlich gefährlicher für die Strahlqualität als die Moden des zweiten Dipolpaßbandes. Die Güte der HOM-Dämpfer sollte sich daher an diesen Moden orientieren. Die Verlustleistung im zweiten Paßband beträgt dann nach Gleichung (4.71) 44 % des Optimalwertes für Zelle 24 beziehungsweise 70 % für Zelle 105. Aus den erwünschten Güten der Einzelzelle ergibt sich nach [9] eine Wandschlitzbreite von 34 mm für Zelle 24 und 35 mm für Zelle 105. Aufgrund der in Abschnitt 4.4.3 genannten Einschränkungen des vereinfachten Ersatzkreismodells, werden die Optimalwerte der Güten in der endlichen detunten SBLC-Struktur noch etwas geringer sein. Die optimalen Wandschlitzbreiten fallen damit noch etwas geringer aus.

Bei dem gegebenen HOM-Dämpfer wurde auf die Variation der Wandschlitzbreite leider verzichtet. Die Schlitzbreite von 37,5 mm liegt in beiden Fällen deutlich über dem Optimum. Der Dämpfer ist also überkoppelt.

Um die Beschleunigermode möglichst wenig zu dämpfen, sollte der Hohlleiter möglichst lang sein. Das Tragegestell der Beschleunigerstruktur und die anderen Anbauten lassen jedoch nur ein Außenmaß von 21 cm zu. Die Länge entlang des Kanals ist auf 26 cm beschränkt. Der Hohlleiter wurde daher einmal abgewinkelt und einmal gefaltet um eine akzeptable Gesamtlänge zu erhalten. Der Hohlleiterabschnitt von der Zelle bis zum Flansch wird zusammen mit dem gesamten 180-zelligen Beschleunigerstruktur fest verlötet. Der restliche Abschnitt mit dem Dämpfer und der Auskopplung für den Strahl-lagemonitor bleibt damit austauschbar.

Abbildung 5.5 zeigt den HOM-Dämpfer, eingebaut in eine siebenzellige SBLC-Teststruktur mit zwei Dämpfern. Die beiden anderen Hohlleiter sind mit Metalldeckeln kurzge-

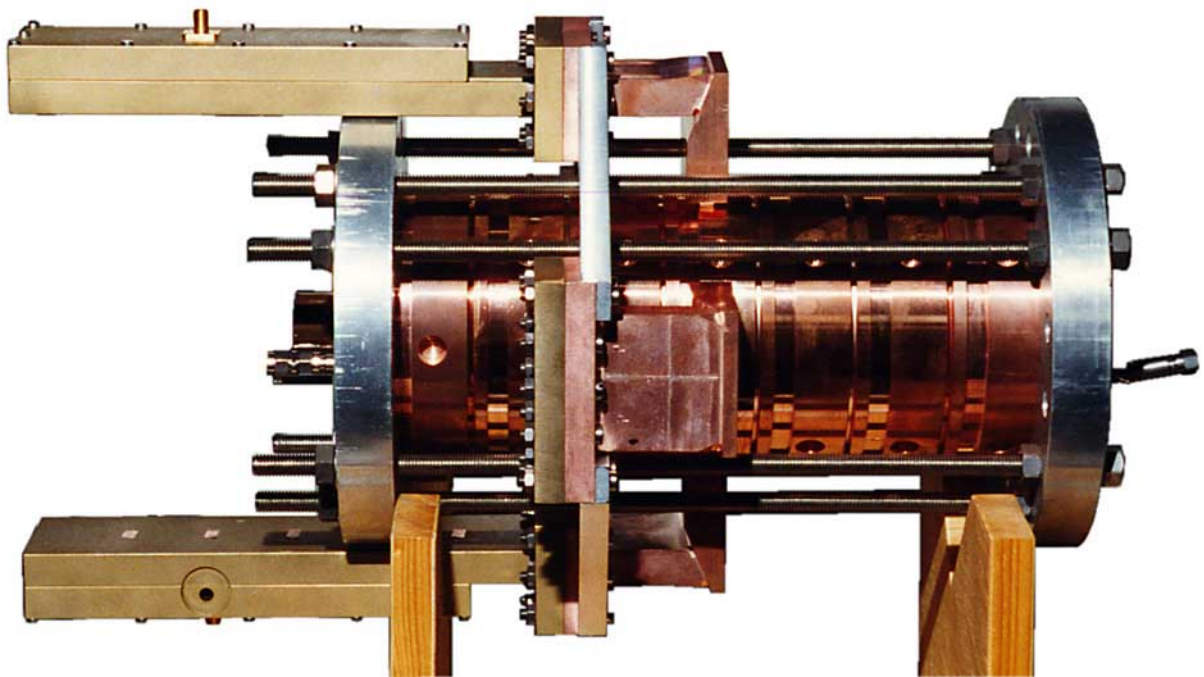


Abbildung 5.5: Photo eines SBLC-Siebenzelllers mit HOM-Dämpfer

schlossen. Das Meßmodell dämpft daher nur die eine Polarisation der Dipolmoden. In dem vorhandenen Dämpfer folgt nach dem Flansch und einem weiteren Stück Hohlleiter eine kapazitive Ankopplung für den Strahl-lagemonitor. Die restliche Leistung wird in einem breitrandigen Dämpfungскеil in Wärme umgewandelt. Abbildung 5.6 zeigt einen geöffneten Dämpfer. In der oberen Hälfte ist die Auskoppelstelle und der Dämpfungскеil zu erkennen.

Dieser Dämpfer ist jedoch nur als Meßmodell geeignet. Die Übertragung auf ein ultrahochvakuumtaugliches Bauteil erfordert einige konstruktive Änderungen. Das Meßmodell ist aus vier Teilen zusammengesetzt. Diese Teile liegen zum Teil flächig aufeinander, was das vakuumdichte verlöten in einem Lötoven sehr schwierig machen würde. Im Meßmodell wurden als Auskopplung nicht vakuumdichte SMA-Buchsen an den Außenseite verwendet. Vakuumtaugliche Buchsen mit integrierter Durchführung sind deutlich größer. Zusammen mit den aufgeschraubten Steckern überschreitet der Dämpfer das maximal zulässige Außenmaß. Das nächste Problem birgt die Auskoppelstelle. Um eine ausreichende Ankopplung zu erreichen, ist es erforderlich den Koppel-

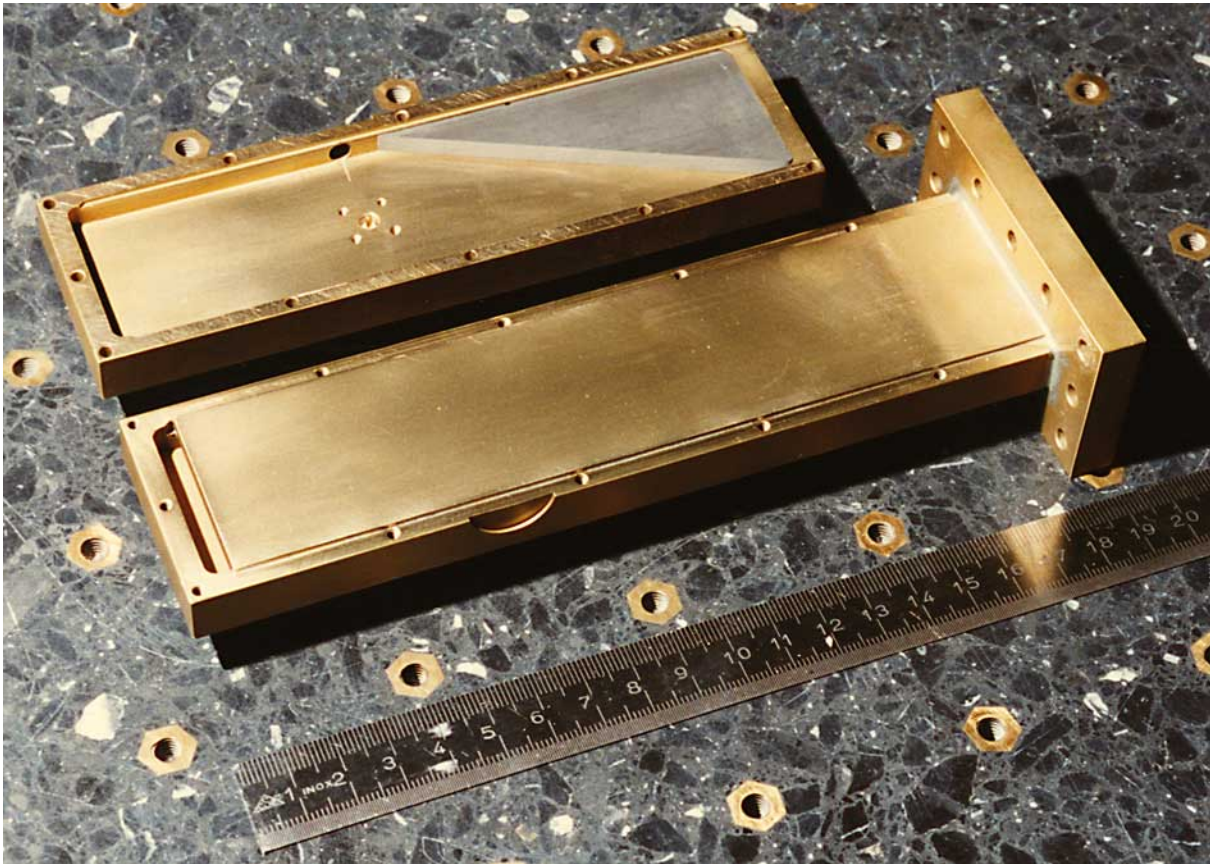


Abbildung 5.6: Photo einer offenen HOM-Dämpfers

stift direkt mit der gegenüberliegenden Hohlleiterwand zu verbinden. Dies ist in einem verlöteten Dämpfer aber nicht mehr möglich. In dem Meßmodell wurde der keilförmige Breitbanddämpfer aus Echosorp[®] gefertigt. Dabei handelt es sich um ein Kunstharz mit einer Graphitfüllung. Das Kunstharz hat einen hohen Dampfdruck und eine schlechte Wärmeleitfähigkeit. Er ist daher weder für UHV noch für hohe Leistungen geeignet. Als Vorstudie für einen UHV-tauglichen Dämpfer wurde ein weiteres Meßmodell konstruiert, welches die Probleme des ersten Modells berücksichtigt. Das neue Modell besteht nur aus zwei vakuumrelevanten Bauteilen. Abbildung 5.7 zeigt eine der beiden Hälften. Der Dämpfer ist entlang der Hohlleiternmitte geteilt. Diese Ebene

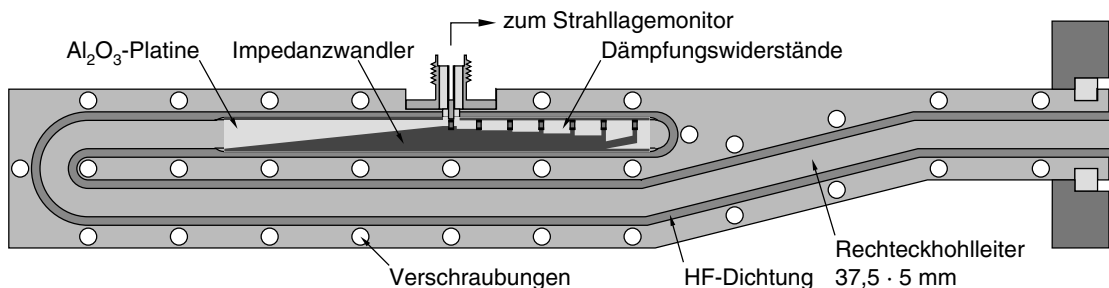


Abbildung 5.7: Entwurf eines verbesserten HOM-Dämpfers

ist bei der TE_{10} -Hohlleiternmode stromlos. Die Verbindung erfolgt mit einer Kontaktkante an der gezeigten Hälfte des Dämpfers. In der vakuumfesten Ausführung muß sich am

äußern Rand des Kontaktbereichs noch eine Nut befinden, um den Lötdraht einzulegen. Um die Bauhöhe des HOM-Dämpfers mit angeflanschten Dämpfern zu verringern wurden zwei weitere leichte Knicke des Hohlleiters eingeführt. Der geringe Knickwinkel verursacht keine nennenswerten Reflexionen. An der Außenseite bleibt damit genug Platz, um die SMA-Buchse durch eine Vakuumdurchführung mit PC-3.5-Buchse zu ersetzen. Der neue Entwurf enthält am Ende eine Platine in der Hohlleitermitte. Auf ihr befindet sich ein breitbandiger Impedanzwandler und der Dämpfer. Für das Meßmodell wurde das Standard-Platinenmaterial GX (Teflon/Glasfasern) vorgesehen. In der vakuumtauglichen Version kann eine Aluminiumoxid- oder Berylliumoxidkeramik verwendet werden. Berylliumoxid hat den Vorteil einer sehr guten Wärmeleitfähigkeit. Es ist allerdings wegen seiner Giftigkeit problematisch in der Verarbeitung.

Der erste Platinenabschnitt bildet zusammen mit der Hohlleiterwand eine modifizierte Flossenleitung. Ihre Impedanz wird bis zur Ankoppelstelle kontinuierlich verringert. Dieser Abschnitt fungiert als Impedanzwandler. Abbildung 5.8 zeigt einen Querschnitt durch die modifizierte Flossenleitung. Die Leiterbahnen sind dabei stark verbreitert gezeichnet, um sie noch darstellen zu können.

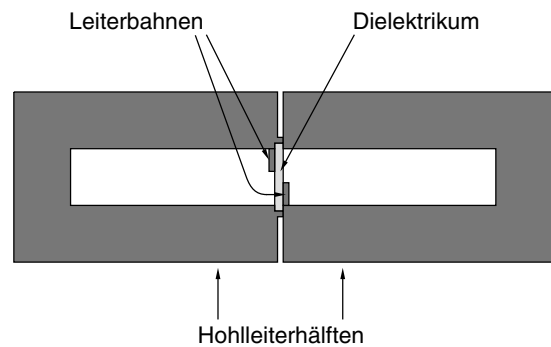


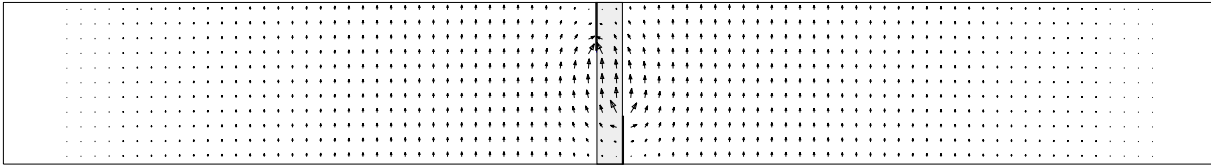
Abbildung 5.8: Querschnitt durch die modifizierte Flossenleitung

Das Dielektrikum hat eine Dicke von $762\ \mu\text{m}$ und eine relative Dielektrizitätskonstante von 2,48. Die Leiterbahnen bestehen aus $35\ \mu\text{m}$ dicken Kupfer.

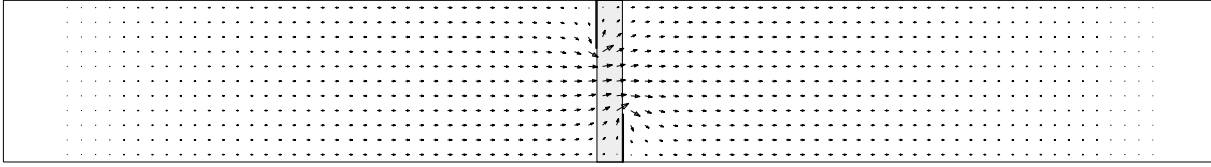
In der Grundmode dieses Leitungstyps konzentriert sich das E-Feld im Dielektrikum zwischen den beiden Leiterbahnen. Außerhalb des Dielektrikums steht es senkrecht und nimmt nach links und rechts hin ab.

Die Impedanz hängt bei diesem Leitungstyp von den Hohlleiterdimensionen und von der Leiterbahnbreite ab. Um diesen Zusammenhang zu untersuchen, wurde eine MAFIA-Rechnung durchgeführt. Der Hohlleiter hatte dabei die Maße $37,5 \times 5\ \text{mm}^2$ des SBLC-Dämpfers. Die Abbildung 5.9 zeigt die Felder einer laufenden Welle in der modifizierten Flossenleitung mit einem Spalt von $2\ \text{mm}$ zwischen den Leiterbahnen, parallel zur Leiterplatte gemessen. Die oberen beiden Abbildungen zeigen das E- und B-Feld bei maximalen E-Feld. Die unteren beiden zeigen die Felder nach einem Phasenvorschub von 90° . Dies entspricht gleichzeitig den Feldern bei 0° , jedoch eine viertel Wellenlänge weiter entlang der Leitung. Das Feldbild entspricht bei dieser großen Spaltbreite noch weitgehend dem einer TE_{10} -Hohlleiterwelle. Lediglich im Bereich des Spaltes ist es etwas eingeschnürt. Das longitudinale E-Feld bei 90° (drittes Bild von oben), welches eine Abweichung von der TE_{10} -Welle darstellt, ist um knapp drei Größenordnungen kleiner als bei 0° . Die Flossenleitung koppelt reflexionsarm an die TE_{10} -Welle im unbeladenen Hohlleiter an.

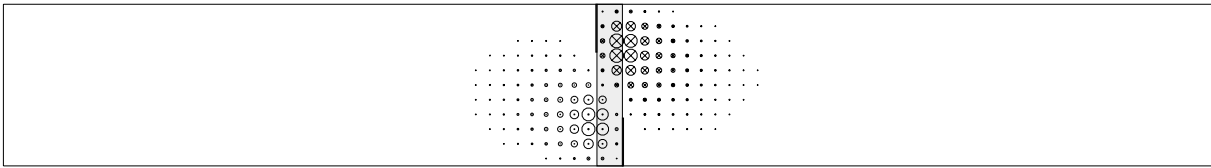
Bei der allmählichen Verringerung der Spaltbreite bis hin zu einer Überlappung der Leiterbahnen verändert sich der Wellentyp. In Abbildung 5.10 sind die Felder bei einer $4,5\ \text{mm}$ großen Überlappung zu sehen. Das E-Feld ist fast vollständig im Dielektrikum konzentriert. Bei 0° ist es im Überlappungsbereich senkrecht zum Dielektrikum. Das lon-



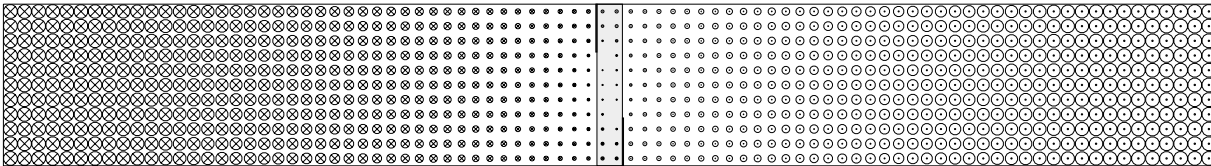
Max Arrow = $3,41 \cdot 10^{-1} \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$



Max Arrow = $6,30 \cdot 10^{-10} \text{ Vs} \cdot \text{m}^{-2}$



Max Arrow = $7,90 \cdot 10^{-4} \text{ V} \cdot \text{m}^{-1}$



Max Arrow = $3,87 \cdot 10^{-10} \text{ Vs} \cdot \text{m}^{-2}$

Abbildung 5.9: laufende Welle in der modifizierten Flossenleitung mit 2 mm Spalt
von oben nach unten: E-Feld bei 0° , B-Feld bei 0° , E-Feld bei 90° , B-Feld bei 90°

itudinale E-Feld ist bei 90° fast vier Größenordnungen kleiner als bei 0° . Auch das B-Feld ist bei 0° im Dielektrikum konzentriert und gedreht. Das B-Feld bei 90° ist um eine Größenordnung kleiner als bei 0° . Bei der großen Schlitzbreite war es nur etwa ein Faktor zwei. Die Welle ist zu einer nahezu reinen TEM-Welle geworden. Die Feldverteilung erinnert an die einer Platten- oder Mikrostreifenleitung. Dieser Wellentyp lässt sich daher gut in eine Mikrostreifenleitung auskoppeln.

Neben dem Wellentyp verändert sich auch die Impedanz und die Grenzfrequenz der Leitung in Abhängigkeit von der Spaltbreite. Die Leitungsimpedanz in einem Hohlleiter ist nicht eindeutig definiert, sondern hängt von den Integrationswegen ab. Die hier verwendete Impedanz wurde gemäß

$$Z_L = \frac{U_{12}^2}{P} = \frac{\hat{U}_{12}^2}{2 \cdot P} = \frac{\int_{L1}^{L2} \hat{E} \cdot d\vec{x}}{2 \cdot \iint_A \text{Re}(\vec{S} \cdot \vec{e}_z) \cdot d\vec{a}} \quad (5.1)$$

definiert. Die Spitzenspannung \hat{U}_{12} wurde aus dem Spitzenwert des E-Feldes bei 0° zwischen den inneren Leiterbahnen L1 und L2 aufintegriert. Um die mittlere transportierte Leistung P zu ermitteln, wurde das komplexe *Poynting*-Vektorfeld \vec{S} berechnet und der Realteil seiner Komponente in Ausbreitungsrichtung z über die gesamte Querschnittsfläche A aufintegriert. Diese Definition stimmt im quasistatischen Fall mit der herkömmlichen Definition der Impedanz als Verhältnis von Spannung zu Strom überein.

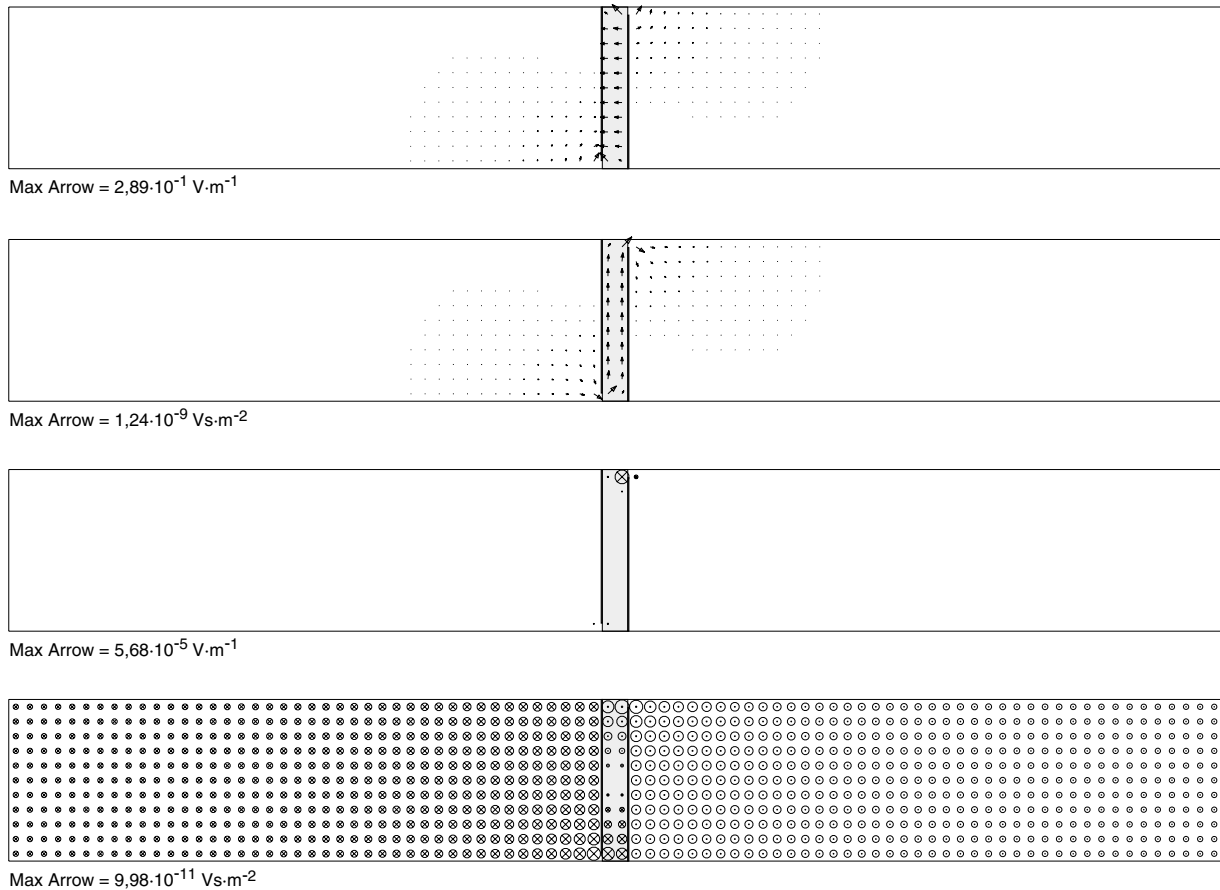


Abbildung 5.10: laufende Welle in der modifizierten Flossenleitung mit 4,5 mm Überlappung
von oben nach unten: E-Feld bei 0° , B-Feld bei 0° , E-Feld bei 90° , B-Feld bei 90°

Im Bereich der TE_{10} -artigen Welle ist sie nur eine der möglichen Definitionen. Die Definition erscheint allerdings für diese Anwendung sehr geeignet, da die Spannung am Ende des Übergangs am Leiterbahnende abgenommen wird und die Definition eines Stroms, im Gegensatz zur transportierten Leistung, willkürlich erfolgen müsste.

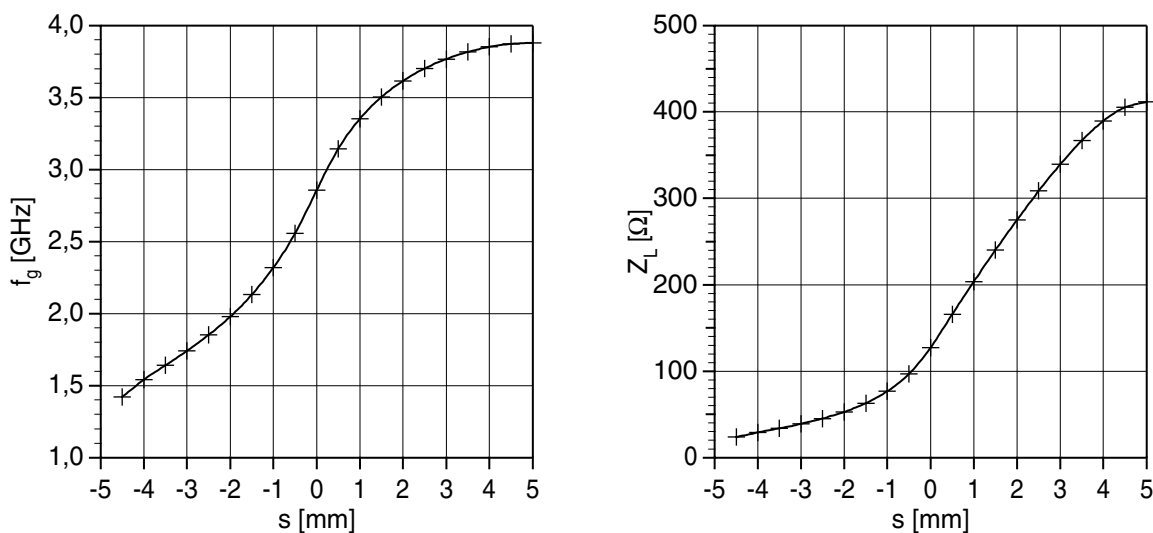


Abbildung 5.11: Impedanz und Grenzfrequenz der modifizierten Flossenleitung
in Abhängigkeit von der Spaltbreite

In Abbildung 5.11 sind die Leitungsimpedanz Z_L und die Grenzfrequenz f_g aufgetragen. Wie man sieht, läßt sich durch Variation der Spaltbreite s eine sehr großer Impedanzbereich abdecken. Bei einem Überlapp von 2,2 mm beträgt die Impedanz gerade 50 Ω . Wenn man den Übergang mit diesen Maß enden läßt, kann die Welle vollständig über den 50 Ω -Koaxialstecker ausgekoppelt werden. In diesem Fall wäre jedoch zu untersuchen, ob die Durchführung die auftretenden hohen Spitzenspannungen unbeschadet übersteht. Alternativ kann man die Impedanz auch noch etwas weiter senken und am Ende die Auskopplung und einen Abschlußwiderstand parallelschalten. Für den SBLC-Dämpfer wurde diese Möglichkeit vorgesehen.

Mit der Verringerung der Schlitzbreite verringert sich neben der Impedanz auch die Grundmodengrenzfrequenz f_g der Leitung. Bei 0,2 mm Spalt erreicht sie die Frequenz der Beschleunigermode von 3 GHz. Ab dieser Stelle kann die Leitung die Grundmode nicht mehr von den höheren Moden trennen. Der Übergang sollte daher möglichst weit ans Ende des Hohlleiters gelegt werden.

Neben der Grundmode treten in der Leitung auch höhere Moden auf. Die nächste Mode ist TM_{20} -artig. Ihre Grenzfrequenz beträgt mit Dielektrikum, aber ohne die Leiterbahnen 7,99 GHz. Die Grenzfrequenz verringert sich bis 4,5 mm Überlappung nur geringfügig bis auf 7,94 GHz. Bis in diesen Frequenzbereich ist die Leitung also modenrein.

Die Abbildung 5.12 zeigt das vollständige Layout der Platine, die in die Mitte des Hohlleiters gelötet wird. Die kleinen grauen Kästchen auf der Platine sind SMD-Widerstände

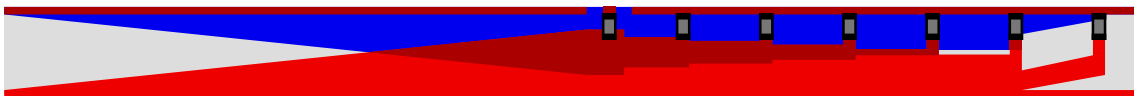


Abbildung 5.12: Layout der Dämpferplatine
(Oberseite = rot, Unterseite = blau, Platine = grau)

der Standard-Bauform JEDEC 0603. In der vakuumtauglichen Ausführung müßten sie aufgedampfte NiCr-Widerstände ersetzt werden. Der linke Bereich bis zum ersten Widerstand dient der Impedanz- und Wellentypumwandlung. Der Bereich ab dem Widerstand ist die Auskopplung für den Strahlagemonitor und ein über die restliche Länge verteilter Dämpfer. Dieser Teil ist in Abbildung 5.13 als Ersatzkreis dargestellt.

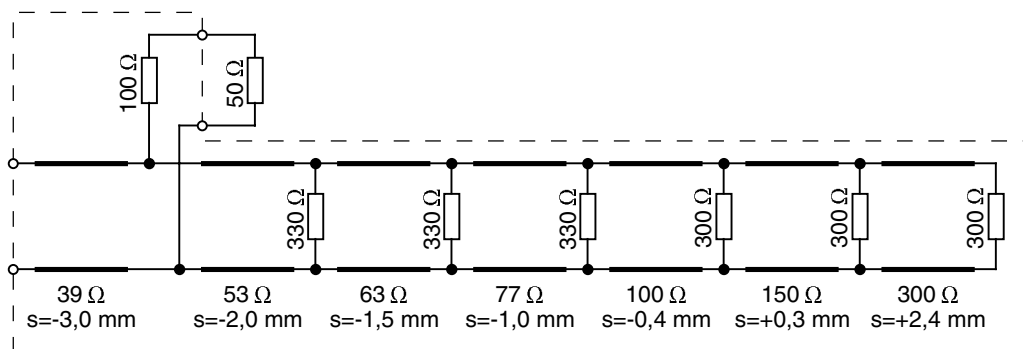


Abbildung 5.13: Ersatzschaltung für den Auskoppel- und Dämpferabschnitt

Der 100 Ω Widerstand koppelt einen Anteil von -20 dB der am Hohlleiter einlaufenden

Welle an den Strahlagemonitor aus. Dieser ist hier durch den $50\ \Omega$ Widerstand dargestellt. Die sechs anderen Widerstände teilen sich die restliche Leistung gleichmäßig auf. Die Widerstände sind auf E24-Normwerte gerundet. Die ersten drei Widerstandswerte sind aufgerundet und die letzten drei abgerundet, um insgesamt den richtigen Wert zu erhalten. Der Leitungsabschnitt vor jedem Widerstand hat die Impedanz der Parallelschaltung aller nachfolgenden Widerstände. Damit ist die Leitung überall reflexionsfrei abgeschlossen.

5.2 Messung mit TM_{110} - und TM_{011} -Mode

In Abbildung 5.14 die TM_{110} - und TM_{011} -Mode in einer HOM-Dämpferzelle dargestellt. Bei der abgebildeten Koppelzelle handelt es sich um ein älteres Meßmodell. Bei diesem

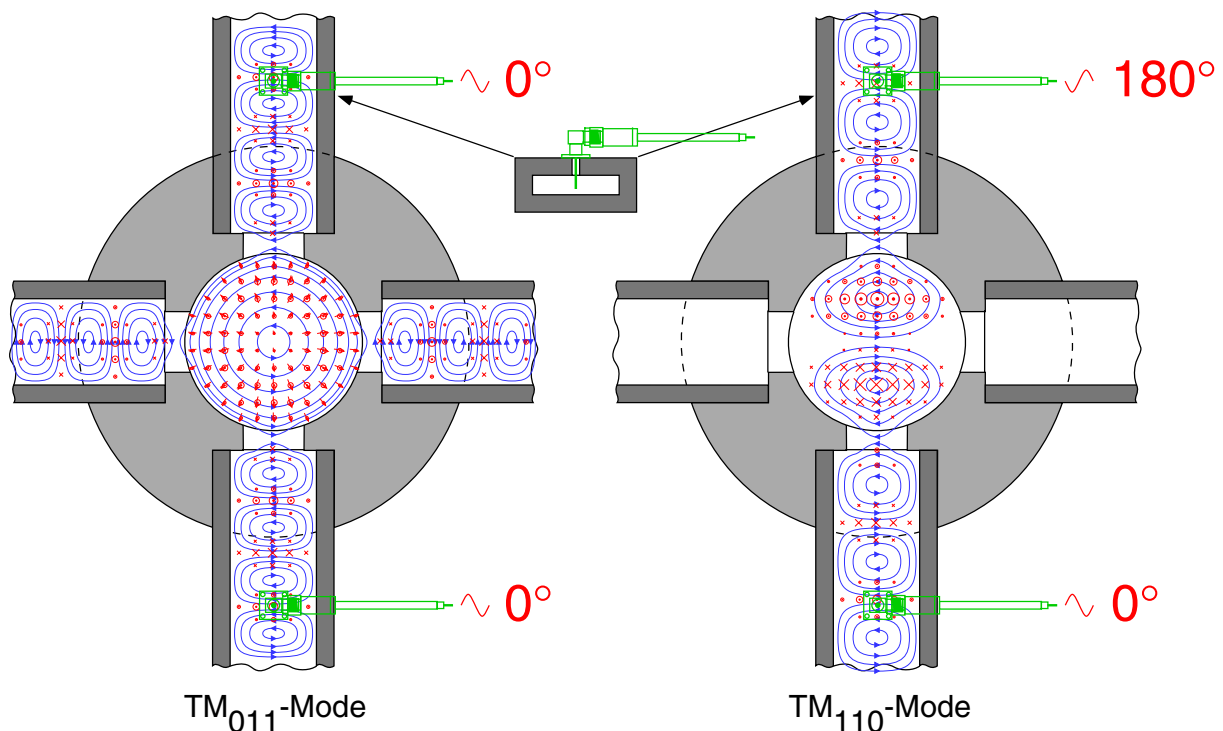


Abbildung 5.14: Felder in einer SBLC-Dämpferzelle mit angeschlossenen HOM-Dämpfern

Modell wurde von der Möglichkeit Gebrauch gemacht, die Dämpfung durch Verringerung der Wandschlitzbreite die Dämpferzellengüte optimal einzustellen. Die Abbildung zeigt einen Schnitt auf halber Breite der Wandschlitzbreite. Die Feldlinien stellen das transversale B-Feld dar. Die Kreise und Pfeile stehen für das longitudinale und transversale E-Feld. In den Hohlleitern ist laufende TE_{10} -Mode zu sehen. Die kapazitiven Koppelantennen liefern bei der TM_{011} -Monopolmode an beiden Koppelstellen ein gleichphasiges Signal. Bei der TM_{110} -Dipolmode ist das Signal hingegen gegenphasig. Die beiden Moden haben zum hier gezeigten Zeitpunkt in der oberen Hälfte der Zelle die gleiche Richtung des longitudinalen elektrischen Feldes. Wenn die Moden von einem Ladungspaket angeregt werden, daß die Zelle dort passiert, erfolgt die Anregung mit der hier gezeigten Phase. In der unteren Hälfte hat die Monopolmode die gleiche, die Dipolmode

jedoch die umgekehrte Feldrichtung. Passiert das Ladungspaket hier die Zelle, erfolgt die Anregung der Dipolmode mit einer um 180° unterschiedlichen Startphase. Wegen der Dispersion der Hohlleitermode ist die gemessenen Startphasenverschiebung an den Koppelstellen von der Position der Koppelstelle abhängig. Der 180° Phasenunterschied zwischen einer Anregung in der oberen und unteren Hälfte bleibt jedoch erhalten.

Die Abbildung 5.14 zeigt nur die elektrisch vertikale Polarisation der Dipolmode. Die genannten Beziehungen gelten natürlich auch für die elektrisch horizontale Polarisation und Ladungspakete in der rechten und linken Hälfte der Zelle. In den weiteren Ausführungen wird nur die Auswertung der Signale einer Polarisation beschrieben. Alle Komponenten des Dipolzweigs werden für den praktischen Einsatz doppelt benötigt.

Im normalen Betrieb ist die Ablage des Strahls sehr klein. Es ist daher zu erwarten, daß die ablageunabhängigen Monopolsignale sehr viel höhere Amplituden haben als die näherungsweise ablageproportionalen Dipolsignale. Die Abbildung 5.15 zeigt logarithmisch die gespeicherte Energie in einem SBLC-Sechszeller nach der Passage eines Ladungspakets mit einer Ablage von $100 \mu\text{m}$. Die Werte wurden aus einer MAFIA-Rech-

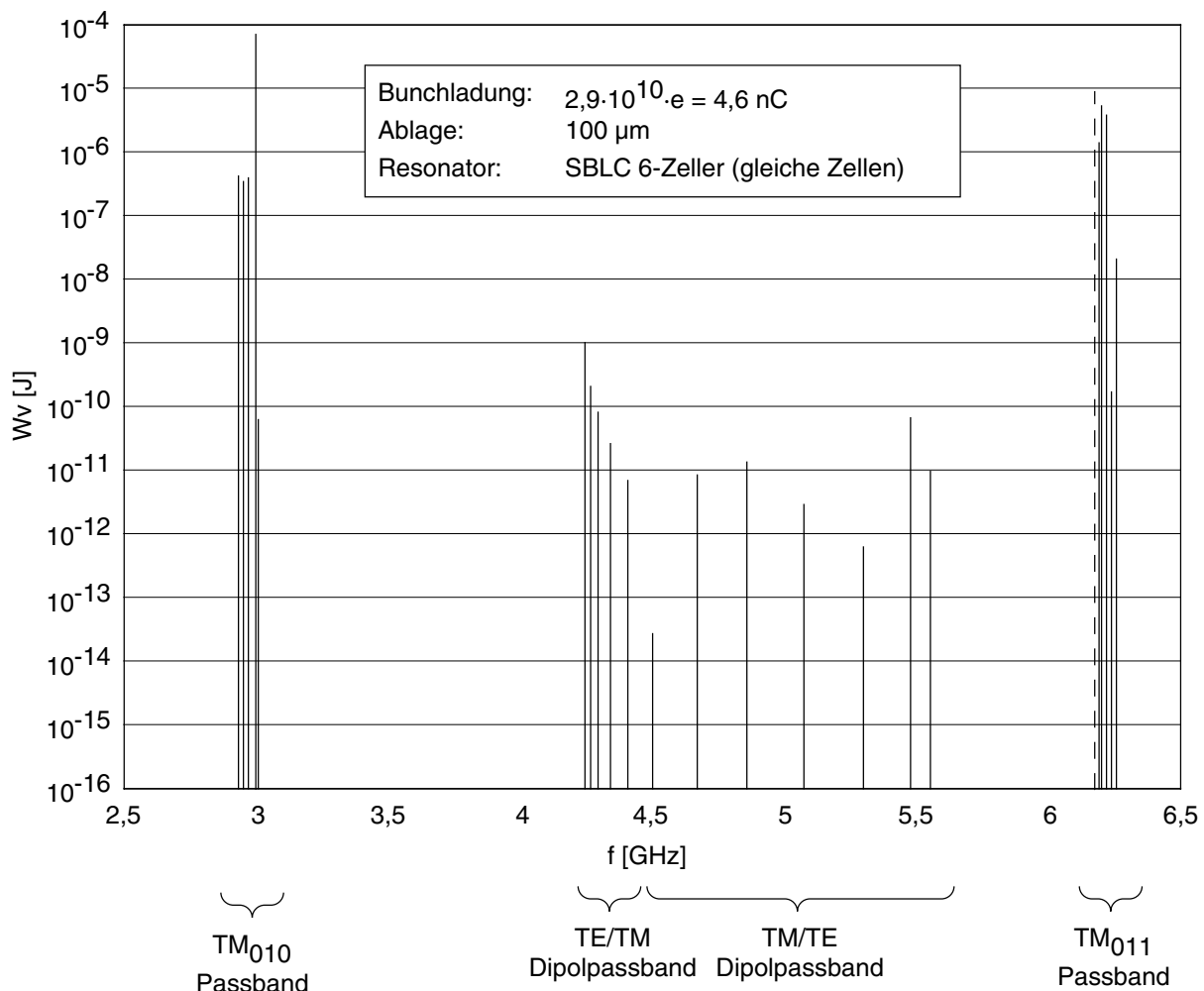


Abbildung 5.15: Energieverlustspektrum eines SBLC 6-Zellers (MAFIA-Rechnung)

nung ermittelt. Hierzu wurde mit MAFIA die gespeicherte Energie W und das longitudinale E-Feldintegral entlang der Trajektorie U berechnet. Aus den Gleichungen (3.27), (3.34), (3.35) und (3.37) ergibt sich der Energieverlust der Ladung

$$W_V = q^2 \cdot \frac{\omega_0 \cdot R_{||}}{4 \cdot Q_0} = q^2 \cdot \frac{U^2}{4 \cdot W} \quad (5.2)$$

Der höchste Energieverlust erfolgt in die TM_{010} -artige Beschleunigermode. Die TM_{010} -artige $5\pi/6$ -Mode des ersten Dipolpaßbandes ist die am stärksten angeregte Dipolmode. Die am stärksten angeregte höhere Monopolmode ist die TM_{011} -artige $4\pi/6$ -Mode. Zwischen dem Energieverlust in die TM_{110} - und die TM_{011} -artige Mode liegen etwa vier Größenordnungen. Entsprechend ist das Amplitudenverhältnis der HOM-Dämpfersignale eins zu hundert oder 40 dB. Um eine gute Auflösung noch deutlich unter den $100 \mu\text{m}$ zu erhalten, ist daher eine sehr hohe Selektivität bei der Auswertung der Signale erforderlich. Mit einem zweikanaligen Superheterodyn-Meßempfänger sollte die Forderung nach hoher Frequenzselektivität zu erfüllen sein. Die Abbildung 5.16 zeigt ein vereinfachtes Blockschaltbild der nötigen Signalverarbeitung.

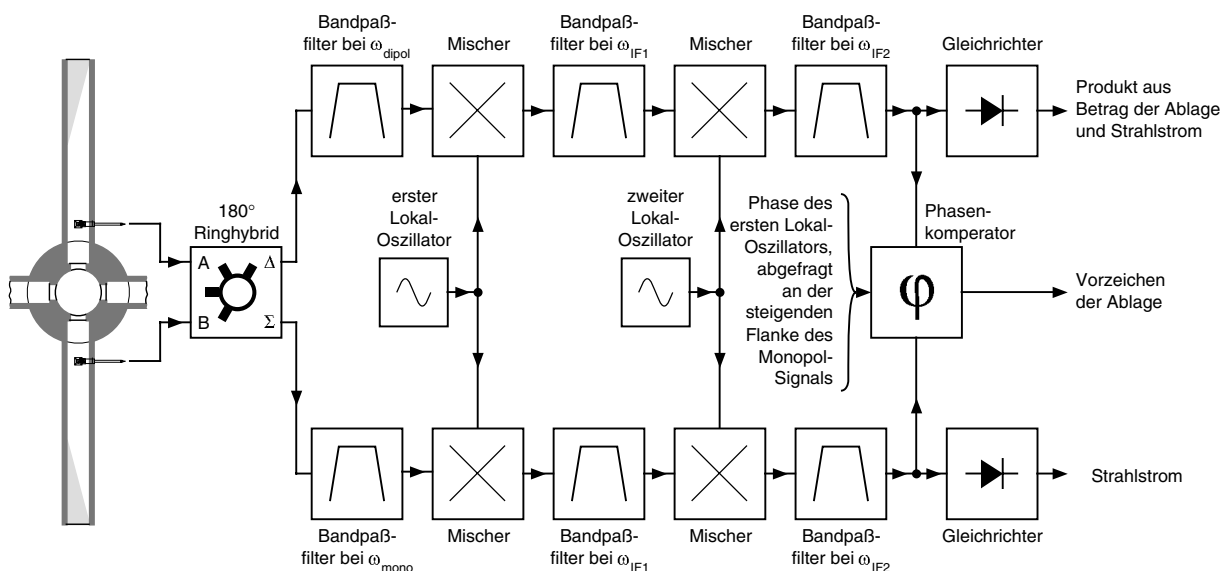


Abbildung 5.16: Vereinfachtes Blockschaltbild der Signalverarbeitung

Die beiden Auskoppelstellen des HOM-Dämpfers liefern eine Überlagerung aus den Dipol- und Monopolsignalen.

$$u_A \sim a_{\text{mono}} \cdot \cos(\omega_{\text{mono}} t) \pm a_{\text{dipol}} \cdot \cos(\omega_{\text{dipol}} t) \quad (5.3.1)$$

$$u_B \sim a_{\text{mono}} \cdot \cos(\omega_{\text{mono}} t) \mp a_{\text{dipol}} \cdot \cos(\omega_{\text{dipol}} t) \quad (5.3.2)$$

Die Gleichung (5.3.1) beschreibt das Signal am oberen und (5.3.2) am unteren Dämpfer. Der Faktor a_{dipol} ist die Amplitude des Dipol- und a_{mono} die Amplitude des Monopolsignals. Die Amplitude a_{mono} soll dabei immer positiv sein, a_{dipol} ist dann, je nach Richtung

der Ablage positiv oder negativ. Die resultierenden Signale unterscheiden sich nur durch das Vorzeichen vor der Dipol-Amplitude. Störsignale von anderen Moden sollen vorerst nicht berücksichtigt werden.

Die erste Stufe der Signalverarbeitung bildet ein 180° -Hybrid. Ein idealer 180° -Hybrid bildet aus seinen beiden Eingangssignalen A und B die Differenz Δ und die Summe Σ . Da die Dipolmode gegenphasig, die Monopolmode dagegen gleichphasig anliegt, liefert der Differenz Ausgang Δ die Dipolsignale und der Summenausgang Σ die Monopolsignale.

$$u_{\Delta} \sim \pm a_{\text{dipol}} \cdot \cos(\omega_{\text{dipol}} t) \quad (5.4.1)$$

$$u_{\Sigma} \sim +a_{\text{mono}} \cdot \cos(\omega_{\text{mono}} t) \quad (5.4.2)$$

Die nächste Stufe bildet jeweils ein Bandpaßfilter. Es beschränkt den Frequenzbereich auf das richtige Paßband und unterdrückt die Spiegelfrequenz des Superheterodyn-Meßempfänger. Ohne dieses, relativ breitbandige Filter wäre der Meßempfänger an beiden Eingängen auch für die jeweils andere Mode empfindlich. Der Filter unterdrückt zusätzlich noch weiter Frequenzen, für die der Meßempfänger aufgrund der Nichtlinearität der folgenden Mischer empfindlich wäre. Ein weiterer Effekt dieses Filters ist eine Reduzierung der unnötigen Signalleistung, die an die nachfolgenden Mischer geliefert wird. Die Mischer kommen daher mit einem kleineren Dynamikbereich aus.

Die erste Mischerstufe dient dazu, die unterschiedlichen Frequenzen der Dipol- und Monopol signale aufeinander anzupassen. Dies ist erforderlich um die Phasen über einen hinreichend langen Zeitraum hinweg vergleichen zu können. Die beiden Mischer mischen die beiden Signale mit einem Lokaloszillatorsignal

$$u_{\text{LO1}} \sim a_{\text{LO1}} \cdot \cos(\omega_{\text{LO1}} t - \varphi_{\text{LO1}}), \quad (5.5)$$

mit einer Kreisfrequenz

$$\omega_{\text{LO1}} = \frac{\omega_{\text{mono}} - \omega_{\text{dipol}}}{2}, \quad (5.6)$$

die gerade gleich der halben Differenzfrequenz zwischen der höheren Monopol- und der niedrigeren Dipolkreisfrequenz ist. Ein idealer Mischer liefert als Ausgangsspannung zu jedem Zeitpunkt das Produkt seiner beiden Eingangssignale. Er ist also im Zeitbereich ein Multiplizierer. Mit Hilfe der Additionstheoreme läßt sich das Produkt aus den Gleichungen (5.4.1) und (5.5), sowie aus (5.4.2) und (5.5) in jeweils zwei Frequenzkomponenten zerlegen.

$$\begin{aligned} u_{\text{M1}\Delta} \sim & \pm a_{\text{dipol}} \cdot a_{\text{LO1}} \cdot \cos\left[(\omega_{\text{dipol}} + \omega_{\text{LO1}})t - \varphi_{\text{LO1}}\right] \\ & \pm a_{\text{dipol}} \cdot a_{\text{LO1}} \cdot \cos\left[(\omega_{\text{dipol}} - \omega_{\text{LO1}})t + \varphi_{\text{LO1}}\right] \end{aligned} \quad (5.7.1)$$

$$\begin{aligned} u_{\text{M1}\Sigma} \sim & +a_{\text{mono}} \cdot a_{\text{LO1}} \cdot \cos\left[(\omega_{\text{mono}} + \omega_{\text{LO1}})t - \varphi_{\text{LO1}}\right] \\ & +a_{\text{mono}} \cdot a_{\text{LO1}} \cdot \cos\left[(\omega_{\text{mono}} - \omega_{\text{LO1}})t + \varphi_{\text{LO1}}\right] \end{aligned} \quad (5.7.2)$$

Wegen der in Gleichung (5.6) gewählten Mischerkreisfrequenz ist die Summenkreisfrequenz aus Gleichung (5.7.1) gleich der Differenzkreisfrequenz aus Gleichung (5.7.2).

$$\omega_{IF1} = \omega_{\text{mono}} - \omega_{LO1} = \omega_{\text{dipol}} + \omega_{LO1} \quad (5.8)$$

Der folgende Bandpaßfilter selektiert jeweils das richtige Seitenband des Mischersignals heraus. Bis zu der ersten Mischerstufe arbeiten beide Schaltungszweige mit unterschiedlichen Frequenzen. Alle nachfolgenden Komponenten sind in beiden Zweigen gleich. Dies erleichtert auch die Einhaltung des gleichen Phasengangs in beiden Zweigen.

Bis zu der zweiten Mischerstufe arbeiten alle Komponenten im Mikrowellenbereich. Die für einen Superheterodyn-Empfänger typische Mischerstufe mischt diese Mikrowellen weit herunter in den Bereich von einigen zig Megahertz. Das Ausgangssignal enthält, wie bei der ersten Mischerstufe wieder zwei Frequenzkomponenten.

$$\begin{aligned} u_{M2\Delta} \sim & \pm a_{\text{dipol}} \cdot a_{LO2} \cdot \cos[(\omega_{IF1} + \omega_{LO2})t - \varphi_{LO1} - \varphi_{LO2}] \\ & \pm a_{\text{dipol}} \cdot a_{LO2} \cdot \cos[(\omega_{IF1} - \omega_{LO2})t - \varphi_{LO1} + \varphi_{LO2}] \end{aligned} \quad (5.9.1)$$

$$\begin{aligned} u_{M2\Sigma} \sim & +a_{\text{mono}} \cdot a_{LO2} \cdot \cos[(\omega_{IF1} + \omega_{LO2})t + \varphi_{LO1} - \varphi_{LO2}] \\ & +a_{\text{mono}} \cdot a_{LO2} \cdot \cos[(\omega_{IF1} - \omega_{LO2})t + \varphi_{LO1} + \varphi_{LO2}] \end{aligned} \quad (5.9.2)$$

Im Gegensatz zu der ersten Mischerstufe werden beide Mischer der zweiten Mischerstufe als Abwärtsmischer betrieben. Die gemeinsame Differenzfrequenz mit dem zweiten Lokalszillatorsignal

$$u_{LO1} \sim a_{LO1} \cdot \cos(\omega_{LO1} t - \varphi_{LO1}) \quad (5.10)$$

mit der Kreisfrequenz ω_{LO2} ist

$$\omega_{IF2} = \omega_{IF1} - \omega_{LO2}. \quad (5.11)$$

Die dritte Filterstufe dient der Selektion dieses Seitenbandes. Sie ist aber auch die bestimmende Komponente für die Bandbreite des gesamten Strahlagemonitors. Um die zur Verfügung stehenden Signale vollständig auszunutzen, ist es zweckmäßig, die absolute Bandbreite dieses Filters auf die Bandbreite der zu untersuchenden Dipolmode anzupassen. Eine geringere Bandbreite würde zur Verfügung stehende Signalleistung verschenken. Eine größere Bandbreite erhöht den Einfluß anderer Moden und erhöht die störende Rauschleistung, ohne nennenswert zusätzliche Signalleistung auszunutzen. Nach dem Filter bleiben von den Überlagerungen aus Gleichung (5.9.1) und (5.9.2) nur noch die heruntergemischten Signale

$$u_{IF2\Delta} \sim \pm a_{\text{dipol}} \cdot \cos[\omega_{IF2} t - \varphi_{LO1} + \varphi_{LO2}] \quad (5.12.1)$$

$$u_{IF2\Sigma} \sim +a_{\text{mono}} \cdot \cos[\omega_{IF2} t + \varphi_{LO1} + \varphi_{LO2}] \quad (5.12.2)$$

übrig. Die Signalamplituden sind, im Idealfall, proportional zur Amplitude der Dipolmode beziehungsweise der Monopolmode. Ein Gleichrichter liefert daher mit dem Signal aus Gleichung (5.12.1) gespeist eine Gleichspannung

$$u_{GA} \sim a_{\text{dipol}}, \quad (5.13.1)$$

die proportional zum Produkt aus dem Betrag der Ablage und dem Strahlstrom ist. Das Signal aus Gleichung (5.12.2) ergibt gleichgerichtet eine Spannung

$$u_{G\Sigma} \sim a_{\text{mono}}, \quad (5.13.2)$$

die Proportional zum Strahlstrom ist. Der Quotient der beiden Spannungen ist proportional zum Betrag der Strahlablage.

Um auch das Vorzeichen der Ablage zu erhalten, ermittelt ein Phasenvergleich die Phasenverschiebung zwischen den beiden Signale aus Gleichung (5.12.1) und (5.12.2). Das Ergebnis des Phasenvergleichs liefert allerdings nicht direkt die Startphasenverschiebung. Die erste Mischerstufe mischt das Dipolsignal additiv und das Monopolsignal subtraktiv. Dies hat, wie man aus Gleichung (5.12.1) und (5.12.2) ablesen kann, zur Folge, daß die doppelte Phase des ersten Lokaloszillators φ_{LO1} zur Startphasenverschiebung addiert ist. Eine Möglichkeit diesen unerwünschten Term wieder herauszurechnen besteht darin, die Phase des ersten Lokaloszillators zum Zeitpunkt der Teilchenpassage abzuspeichern und von dem Ausgangssignal zweimal abzuziehen. Als Triggerereignis für die Teilchenpassage kann zum Beispiel die steigende Flanke des Monopol-Signals dienen.

Um das Vorzeichen der Ablage zu ermittelt, muß bei der Startphase zwischen 0° und 180° unterschieden werden. Bei der Ermittlung der Phase des ersten Lokaloszillators würde damit eine Ungenauigkeit von 90° das Ergebnis unbrauchbar machen. Im Fall von SBLC hat der erste Lokaloszillator eine Frequenz von etwa 1 GHz. 90° entsprechen dann einer Unsicherheit von 250 ps. Die steigende Flanke des Monopol-Signals muß also, unabhängig von den momentanen Signalamplituden mit einer Genauigkeit von deutlich unter 250 ps ermittelt werden. Die stellt hohe Anforderungen an die Auswertungsschaltung. Ebenfalls kritisch sind bei der Messung mit TM_{110} - und TM_{011} -Mode die Eingangsfiler und die ersten Mischer. Sie müssen in beiden Zweigen den gleichen Phasengang in der Bandbreite des Monitors haben um den Phasenvergleich zu ermöglichen. Die Filter haben jedoch in beiden Zweigen unterschiedliche Mittenfrequenzen und können daher nicht exakt gleich aufgebaut sein.

5.3 Messung mit TM_{110} -Mode und Mode im Hohlleiter

Die Auswerteschaltung aus Abbildung 5.16 ließe sich vereinfachen, wenn statt dem TM_{011} -Signal ein Referenzsignal mit der gleichen Frequenz wie das TM_{110} -Signal zur Verfügung stehen würde. In diesen Fall könnte auf die sehr zeitkritische Bestimmung der Phase des ersten Lokaloszillators verzichtet werden. Das Spektrum des SBLC-Zelle weist jedoch keine Monopolmode mit einer Frequenz im ersten TM_{110} -Paßband auf.

Eine Lösung dieses Problems können die an die Dämpferzelle angebrachten Hohlleiter bringen. Die Hohlleiter haben am zellenseitigen Ende eine Reflexionsstelle mit hohem Reflexionsfaktor. Wenn in dem Hohlleiter nun eine weitere, kleine Reflexionsstelle angebracht wird, entstehen Hohlleitermoden, ähnlich den Moden in einem Rechteckresonator. Durch passende Wahl des Abstands zur Reflexionsstelle läßt sich die Frequenz der Mode an die Frequenz der TM_{110} -Mode anpassen. In den bestehenden HOM-Dämpfern aus Abbildung 5.3 ist ein 90° -Knick des Hohlleiters vorgesehen. Dieser Knick kann bei passendem Abstand als zweite Reflexionsstelle dienen.

Um das Modenspektrum des HOM-Dämpfers zu untersuchen, wurde eine MAFIA-Rechnung durchgeführt. Die Dämpferzelle wurde dabei in den Mitten der Irisblenden elektrisch abgeschlossen. Dies entspricht für TM-Moden den Verhältnissen bei der Nullmode. Berechnet wurden dreidimensional die Moden einer viertel Zelle mit dem Eigenmoden-Modul e320.D. Die Rechnung wurde einmal mit elektrischen Randbedingungen an beiden Symmetrieebenen, einmal mit magnetischen Randbedingungen an beiden Ebenen und einmal mit elektrischen Randbedingungen an der einen und magnetischen an der anderen Ebene durchgeführt. Damit liefert die Rechnung alle Moden. Zu jeder Mode wurde zusätzlich die Güte, die longitudinale Shuntimpedanz auf der Achse sowie mit einer Ablage von 5 mm in Richtung der maximalen Shuntimpedanz berechnet.

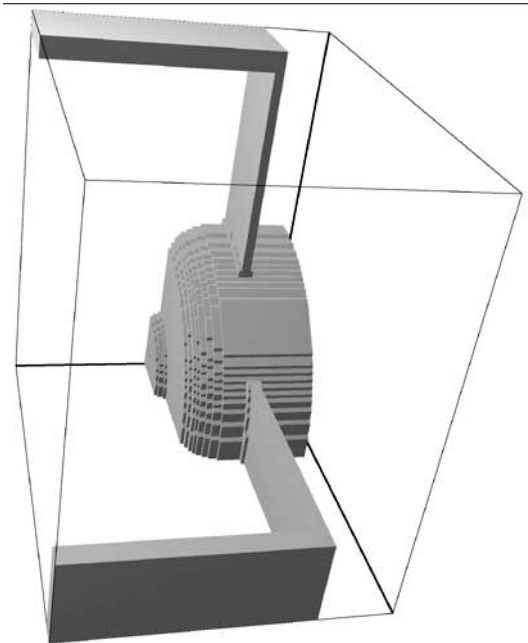


Abbildung 5.17: SBLC Viertelzelle mit Dämpfern (MAFIA)

Abbildung 5.17 zeigt die berechnete Viertelzelle. Das eingezeichnete Volumen ist Vakuum, der Rest des umgebenden Quaders ist Kupfer. Die linke Seite des Quaders wurde mit offener Randbedingung gerechnet, um die Breitbanddämpfer zu simulieren. Tabelle 5.2 listet die Ergebnisse für alle Moden bis 6,5 GHz auf. Die erste

Nr.	f_0 [GHz]	f_0 ohne Hohlleiter [GHz]	Typ		Güte	$R_{ }(0 \text{ mm})$ [Ω]	$R_{ }(5 \text{ mm})$ [Ω]
			Zelle	Hohlleiter			
1	2,9018	2,9433	TM_{010}		11162	2'940'300	2'805'000
2	4,0660	4,5256	TM_{110}	TE_{10} Dipol	2105	0	4'648
3	4,0912			TE_{10} Quadrupol	2001	0	11
4	4,1061			TE_{10} Monopol	2026	7'628	6'938
5	4,4645	4,5256	TM_{110}	TE_{10} Dipol	7379	0	189'420
6	4,7579			TE_{10} Quadrupol	2953	0	49
7	4,7757			TE_{10} Monopol	2964	10'017	8'807
8	4,8182	4,5256	TM_{110}	TE_{10} Dipol	3343	0	15'114
9	5,4299			TE_{10} Quadrupol	3064	0	357
10	5,4771			TE_{10} Monopol	2870	22'286	18'797

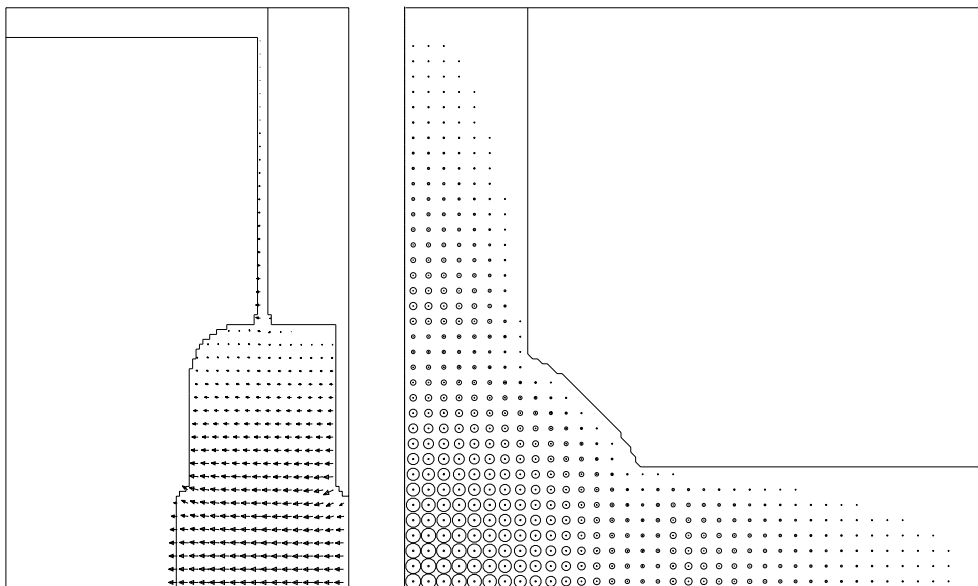
Tabelle 5.2: Moden bis 6,5 GHz in der HOM-Dämpferzelle

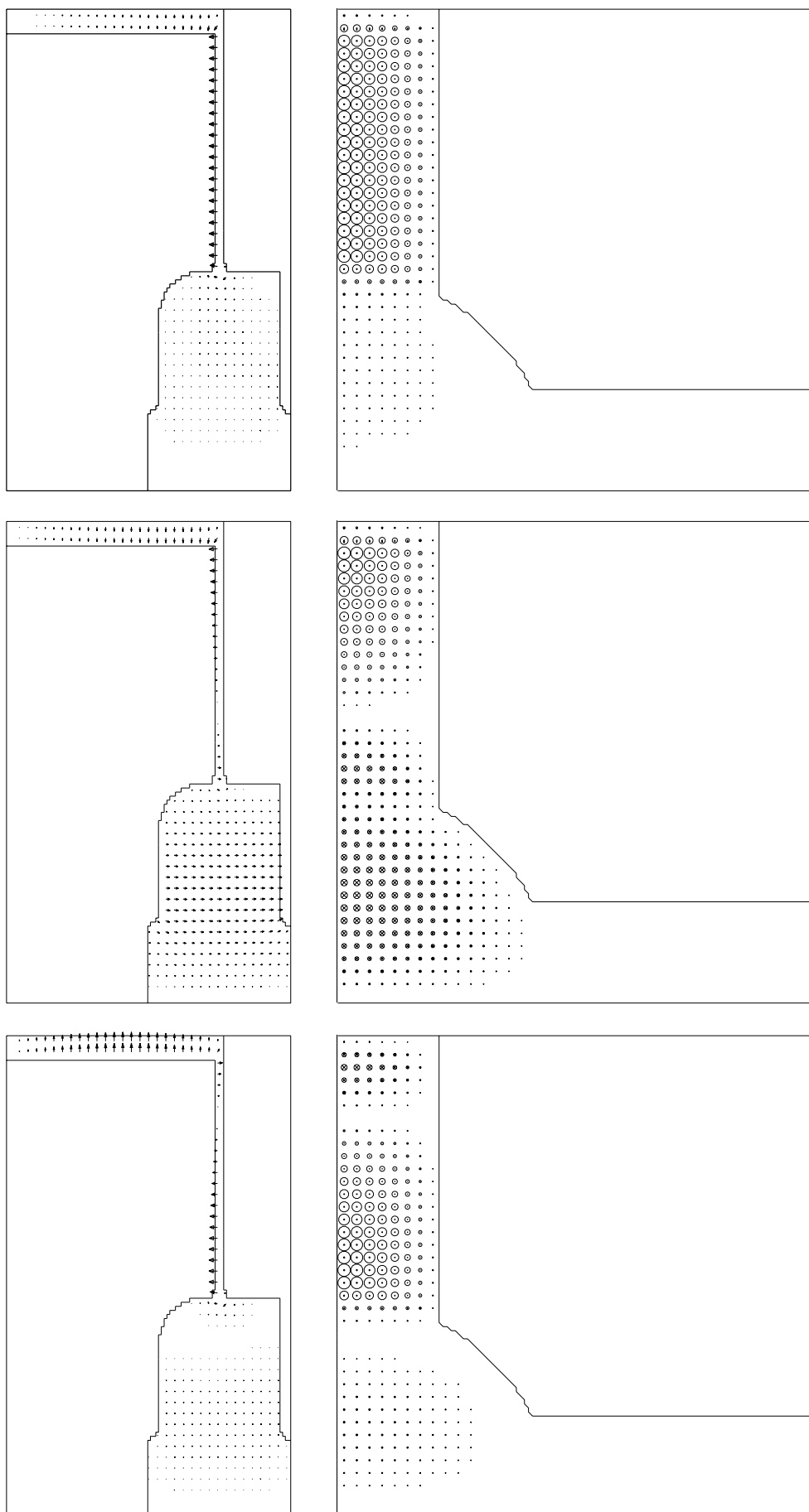
Nr.	f_0 [GHz]	f_0 ohne Hohlleiter [GHz]	Typ		Güte	$R_{\parallel}(0 \text{ mm})$ [Ω]	$R_{\parallel}(5 \text{ mm})$ [Ω]
			Zelle	Hohlleiter			
11	5,5029	5,5305	TM_{111}	TE_{10} Dipol	3049	0	3'253
12	5,5338	5,5305	TE_{111}		13247	0	5'886
13	6,0445	6,0579	TM_{210}		19393	0	34'622
14	6,0730	6,0579	TM_{210}	TE_{10} Quadrupol	10044	0	14'610
15	6,1719	6,1754	TM_{011}		13144	306'490	246'510
16	6,4467	6,4598	TE_{211}		18308	0	2'083
17	6,4571	6,4598	TE_{211}	TE_{10} Quadrupol	17095	0	1'406

Tabelle 5.2: Moden bis 6,5 GHz in der HOM-Dämpferzelle

Spalte ist eine Modennummer, sortiert nach der Eigenfrequenz der Mode mit Dämpfern in Spalte zwei. Die dritte Spalte ist die Eigenfrequenz der entsprechenden Mode in der einer Zelle mit gleichen Abmessungen, aber ohne die Wandschlitz und Dämpfer. Die vierte Spalte ist der Modentyp eines entsprechenden kreiszylindrischen Hohlraumresonators und die fünfte Spalte ist der Modentyp der Hohlleiter. Die vier Hohlleiter können mit unterschiedlicher Phase zueinander schwingen. Wenn alle gleichphasig schwingen ergibt sich ein monopolartiges Gesamtbild. Schwingen zwei gegenüberliegende Hohlleiter gegeneinander ergibt sich ein dipolartiges Bild. Die anderen beiden Hohlleiter sind in diesem Fall feldfrei. Wenn schließlich die Hohlleiter mit dem jeweils nächsten gegeneinander Schwingen ergibt sich eine Quadrupolmode. Die sechste Spalte ist die Lastgüte, die Siebente die longitudinale Shuntimpedanz auf der Achse und die Letzte die longitudinale Shuntimpedanz mit einer Ablage von 5 mm von der Achse.

Die Mode Nummer 1 in Abbildung 5.18 ist die TM_{010} -Beschleunigermode (vergleiche Abbildung 5.2 oben). Man sieht gut den raschen Abfall in den Hohlleitern.

Abbildung 5.18: TM_{010} -artige Mode Nummer 1 in der Dämpferzelle

Abbildung 5.19: TM_{110} -artige Moden Nummer 2, 5 und 8 in der Dämpferzelle

Die TM_{110} -Dipolmode koppelt stark an die Hohlleiter mit seinen Resonanzen an. Dies führt zu einer Aufspaltung der einen (siehe Abbildung 5.2 mitte) zu drei Moden im HOM-Dämpfer. In Abbildung 5.19 erkennt man, daß sich die Moden Nummer 2, 5 und 8 in der longitudinalen Wellenzahl im Hohlleiter unterscheiden. Zur Bestimmung der Strahllage sind im Prinzip alle drei Moden geeignet. Die MAFIA-Rechnung der Einzelzelle macht jedoch keine Aussage darüber, welche der drei Moden im 180-Zeller die höchste Wakepotentiale hat.

Bei der Mode Nummer 15 in Abbildung 5.20 handelt es sich um die TM_{011} -Mode (vergleiche Abbildung 5.2 unten). Sie hat ihre maximale longitudinale Shuntimpedanz auf

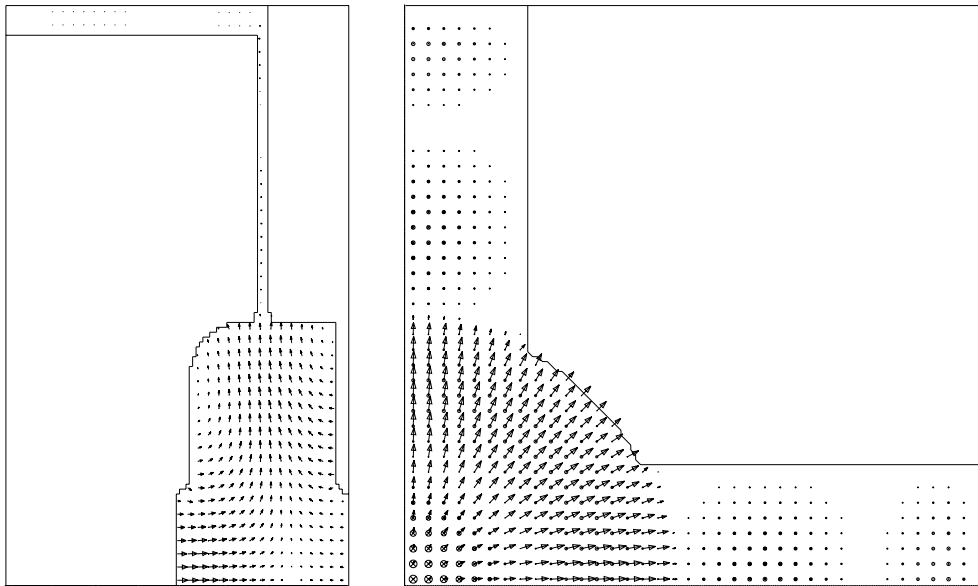


Abbildung 5.20: TM_{011} -artige Mode Nummer 15 in der Dämpferzelle

der Achse, wird also von einem Strahl auf der Achse angeregt. Da der Wandschlitz leicht links von ihrer Knotenebene ist, kann sie an den Hohlleiter ankoppeln. Sie ist damit als Phasen- und Stromreferenz für die Messung nach Abschnitt 5.2 geeignet.

Alle bisher genannten Moden existieren mit einer ähnlichen Feldverteilung auch in dem ungedämpften SBLC-Einzeller. Die Moden 3 und 4 in Abbildung 5.21 sind dagegen neu dazu gekommen. Diese Moden sind im wesentlichen Resonanzen in den Hohlleitern. Ihr Feld reicht ein Stück weit in die Zelle hinein. Daher sind die vier Hohlleiter bei diesen Moden schwach miteinander gekoppelt. Diese Kopplung führt zu einer Aufspaltung der hohlleiterdominierten Mode. Bei der Mode Nummer 3 (Abbildung 5.21 oben) beträgt der Phasenvorschub zwischen benachbarten Hohlleitern 180° . Es ergibt sich in der Zelle ein quadrupolartiges Feldbild. Bei der Mode Nummer 4 (Abbildung 5.21 unten) ist der Phasenvorschub 0° . Es ergibt sich ein monopolarartiges Feldbild. Ein Phasenvorschub von 90° zwischen benachbarten Hohlleitern führt zu den TM_{110} -artigen Feldbildern in Abbildung 5.19 mit einer Phase von 90° zwischen beiden möglichen Polarisierungen. Bei 45° zwischen benachbarten Hohlleitern ergibt sich keine Kopplung über die Zelle. Weder die numerischen Rechnungen, noch die Messungen zeigen eine derartige Mode.

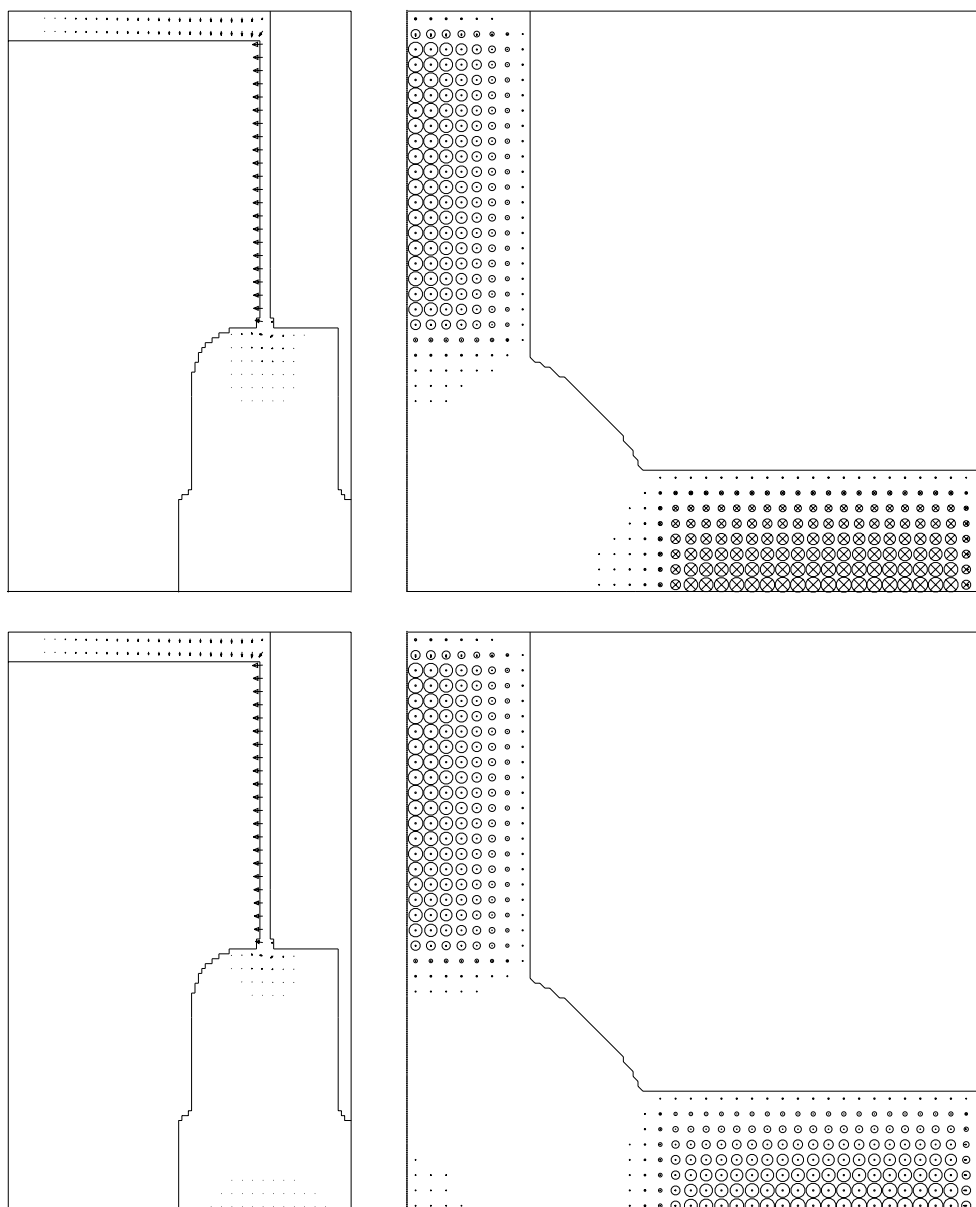


Abbildung 5.21: hohlleiterdominierte Moden Nummer 3 und 4 in der Dämpferzelle

Die Monopolmode besitzt bis auf der Achse ein nennenswertes longitudinales elektrisches Feld. Das Feld der Quadrupolmode ist auf der Achse aus Symmetriegründen Null. Das Modenpaar Nummer 5 und 6, sowie 9 und 10 verhalten sich genauso wie das Paar 3 und 4. Sie unterscheiden sich, wie die verschiedenen TM_{110} -artigen Moden in Abbildung 5.19 nur durch die unterschiedliche longitudinale Wellenzahl im Hohlleiter. Die Moden Nummer 4, 7 und 10 eignen sich mit ihrer monopolartigen Feldverteilung und ihrer moderaten longitudinalen Shuntimpedanz in der Größenordnung von $10\text{ k}\Omega$ als Phasen- und Stromreferenz für die Strahlpositionsbestimmung. In dem Spektrum des SBLC 6-Zellers aus Abbildung 5.15 liegt, mit gleichen Parametern der Energieverlust in diese Moden zwischen $5,1 \cdot 10^{-7}\text{ J}$ und $1,4 \cdot 10^{-6}\text{ J}$. Sie liegen damit in der gleichen Größenordnung wie das TM_{011} -Paßband. Im Gegensatz zu der TM_{011} -Mode haben die hohlleiterdominierten Moden, bei den gewählten Hohlleiterdimensionen, jedoch Eigenfrequenzen, die nahe an denen der TM_{110} -artigen Moden liegen. Auf Grund der niedrigen Güte der gedämpften Moden besteht ein Überlappungsbereich zwischen ihnen. Damit ist es

möglich, den Strahlagemonitor mit gleichen Frequenzen im Dipol- und Monopolzweig zu betreiben. Das erste Mischerpaar in Abbildung 5.16 kann dabei entfallen. Auch die sehr zeitkritische Phasenmessung des ersten Lokaloszillators entfällt. Das Problem besteht bei diesem Verfahren darin, die Monopol- und Dipolmode, trotz gleicher Frequenzen sauber voneinander zu trennen. Das Energieverlustverhältnis der Dipol- zur Monopolmode liegt, bei der in Abbildung 5.15 angenommenen Ablage von $100\ \mu\text{m}$ bei etwa $1:1000 = -60\ \text{dB}$

5.4 Signalverarbeitung

Die Auswertung der vom HOM-Dämpfer gelieferten Signale erfordert eine ganze Reihe von Signalverarbeitungsschritten. In Abbildung 5.22 ist das vollständige Blockschaltbild der Signalverarbeitungsschaltung zu aufgezeichnet. Das Blockschaltbild entspricht weitgehend dem vereinfachten Blockschaltbild aus Abbildung 5.16. Die einzelnen Blöcke sind jedoch weiter unterteilt und die Phasenmessung des ersten Lokaloszillators ist vollständig eingezeichnet.

Das Blockschaltbild ist, mit den gestrichelten Linien in drei Abschnitte aufgeteilt. Diese verschiedenen Abschnitte sind in unterschiedlichen Technologien aufgebaut. Der linke Abschnitt beinhaltet alle Komponenten, die im Mikrowellenbereich arbeiten müssen. Er übernimmt die Verarbeitung der Signale von den HOM-Dämpfer-Signalen auf Koaxialleitungen ($\approx 4\dots 6\ \text{GHz}$) bis zu den Dipol- und Monopolsignalen hinter dem zweiten Mischer ($\omega_{\text{IF2}} \approx 2\pi \cdot 70\ \text{MHz}$). Dieser Teil ist in Mikrostreifenleitertechnik auf Standard-Platinenmaterial GX (Teflon/Glasfasern) aufgebaut. Dabei werden alle Leitungen als Wellenleiter mit einer TEM-artigen Welle angesehen. Diese Mikrostreifenleitertechnik hat den Vorteil, dass viele Komponenten, unter Ausnutzung der Laufzeiten als Leitungsstrukturen auf einer gemeinsamen Platine untergebracht werden können.

Der mittlere Abschnitt beinhaltet die weitere Signalverarbeitung bis hinter den Gleichrichtern beziehungsweise dem Phasenvergleich. Hier ist die Wellenlänge zu groß, um Wellenleitungen für die Signalverarbeitung auf einer kleinen Platine einzusetzen. Die Leitungen werden als quasistatisch und die Bauelemente als konzentriert angesehen. Am Ende dieses Abschnitts werden alle Signale mit den A/D-Wandlern zeit- und spannungsdiskretisiert in Digitalsignale umgewandelt.

Den rechten Abschnitt bildet ein Mikroprozessorsystem. Die hier gezeichneten Blöcke sind nicht physisch vorhanden sondern in Software realisiert. Am Ausgang dieses Abschnitts steht die Schnittstelle zum Kontrollsystem. Da diese Schnittstelle noch nicht definiert war, wurde dieser Abschnitt zunächst nur mit Standardsoftware in einem Tischrechner nachgebildet.

5.4.1 Modentrennung

Die erste Stufe der Signalverarbeitung bildet der 180° -Hybrid. Wegen der großen Amplitudenunterschiede zwischen den Dipol- und Monopolsignalen werden an ihn sehr hohe Anforderungen gestellt. Fertige 180° -Hybride werden in verschiedenen Ausführungen

und Technologien angeboten. Ein Teil dieser industriell gefertigten Hybride ist schmalbandig auf übliche Frequenzen der Kommunikationstechnik eingestellt. Diese Frequenzen decken sich leider nicht mit den hier benötigten. Außerdem werden Hybride mit einer großen Bandbreite von einer bis mehreren Oktaven angeboten. Ein typischer Vertreter dieser Gattung wird im Folgenden unter die Lupe genommen.

Der 180°-Hybrid Krytar Modell 4020180 hat nach Herstellerangaben einen Frequenzbereich von 2 GHz bis 18 GHz, eine Kopplung von -3 dB, einen Amplitudenfehler von $\pm 0,6$ dB und einen Phasenfehler von $\pm 14^\circ$. Um seine schmalbandigen Eigenschaften im Bereich von 4 GHz bis 4,5 GHz zu untersuchen wurden mit einem Netzwerkanalysator HP 8719C die Transmissionen $S_{A\Delta}$ und $S_{B\Delta}$ vom Tor A und B zum Differenzausgang sowie $S_{A\Sigma}$ und $S_{B\Sigma}$ zum Summenausgang gemessen.

Als Maß für die Selektivität des Hybrids wurden die Größen

$$T_{\Delta} = \frac{S_{A\Delta} - S_{B\Delta}}{S_{A\Delta} + S_{B\Delta}} \quad (5.14)$$

und

$$T_{\Sigma} = \frac{S_{A\Sigma} + S_{B\Sigma}}{S_{A\Sigma} - S_{B\Sigma}} \quad (5.15)$$

herangezogen. Sie setzen jeweils den erwünschten Signalanteil am jeweiligen Ausgang ins Verhältnis zu dem unerwünschten Anteil. Bei einem idealen Hybrid sind beide Selektivitätsfaktoren unendlich. Werden sie eins, ist keine Selektivität mehr vorhanden.

In Abbildung 5.23 sind die beiden Selektivitätsfaktoren gegen die Frequenz aufgetragen. Das Amplitudenverhältnis zwischen Monopol- und Dipolsignal liegt in der Größenordnung von 1:1000 = 60 dB. Die Selektivität von $T_{\Delta} \approx 24$ dB am Differenzausgang erscheint angesichts des großen Amplitudenverhältnisses als deutlich zu gering. Die Selektivität könnte möglicherweise durch passend abgestimmte Abschwächer und Phasenschieber an den Toren A und B verbessert werden. Angesichts dieses Aufwandes lohnt es sich allerdings auch über einen speziell angefertigten Hybrid nachzudenken.

Der erste Abschnitt der Signalverarbeitungsschaltung ist in Mikrostreifenleitertechnik realisiert. Es ist daher naheliegend, den 180°-Hybrid als Ringhybrid aufzubauen. Er kann in diesem Fall, ohne zusätzliche Schichten oder Bauteile auf die Platine gedruckt werden.

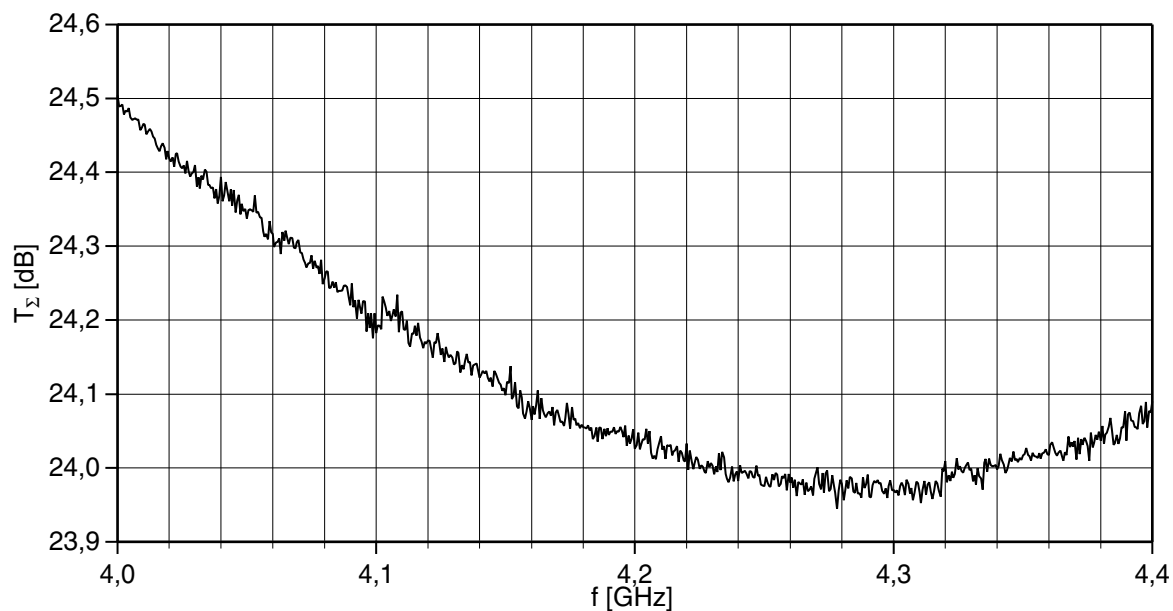
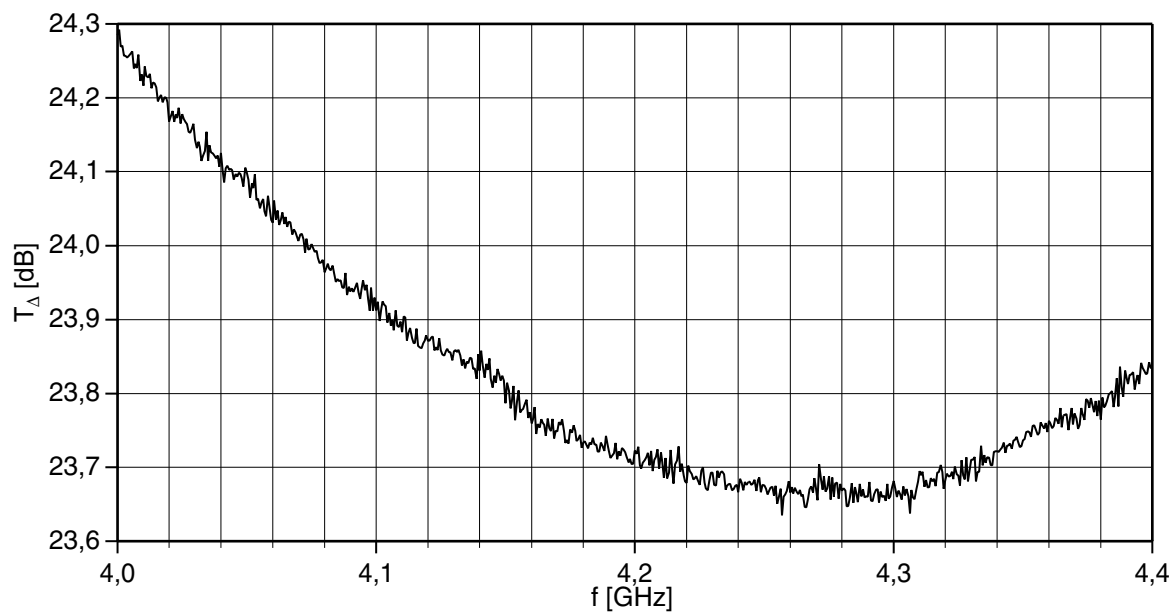


Abbildung 5.23: Selektivitätsfaktoren des Krytar 180°-Hybrids

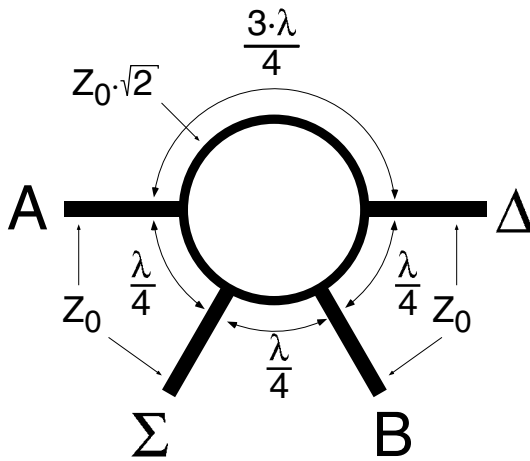


Abbildung 5.24: Layout eines 180°-Ringhybrids

Ein 180°-Ringhybrid besteht aus der in Abbildung 5.24 gezeigten Leitungsanordnung. Die Laufzeiten von beiden Eingängen A und B zum Summenausgang Σ sind gleich. Die Eingangssignale können sich dort also additiv überlagern. Die Laufzeiten von den Eingängen zum Differenzausgang Δ unterscheiden sich dagegen gerade um eine halbe Periodendauer. Die Überlagerung erfolgt damit subtraktiv. Die Impedanzen der Ringleitungen sind bei dem Hybrid so gewählt, daß alle Tore reflexionsfrei sind, wenn die anderen Tore abgeschlossen sind. Die Tore A und B sowie die Tore Δ und Σ sind jeweils

gegeneinander isoliert. Eine Fehlanpassung an einem Eingang des Strahlagemonitors führt daher nicht zu einer Reflexion am Anderen. Die Funktion des Ringhybrids beruht auf der genauen Abstimmung der Leitungslängen an die zu verarbeitende Wellenlänge. Er ist daher inhärent schmalbandig.

Um einen Eindruck von seinen Eigenschaften zu bekommen, wurde ein 180°-Ringhybrid aufgebaut und vermessen. Der Hybrid wurde auf die Frequenz von 4,1061 GHz der monopolartigen hohlleiterdominierten Mode Nummer 4 in Tabelle 5.2 dimensioniert. Diese Mode sollte gegenüber der TM_{110} -artigen Dipolmode Nummer 2 möglichst gut unterdrückt werden. Der Anhang C.1 beschreibt den genauen Aufbau des 180°-Ringhybrids.

In Abbildung 5.25 sind die Selektivitätsfaktoren des gezeigten 180°-Ringhybrids gegen die Frequenz aufgetragen. Wie man sieht ist die Selektivität des spezialisierten schmalbandigen Ringhybrids im gesamten untersuchten Frequenzbereich deutlich besser als die des breitbandigen Krytar-Hybrids. Die besten Selektivitäten erreicht er bei 4,0895 GHz. Dies liegt um 0,4 % unter dem Designwert. Die Dielektrizitätskonstante des Platinenmaterials ist nur auf ± 5 % genau spezifiziert. Der Unterschied ist möglicherweise auf diese Abweichung zurückzuführen. Die maximal erreichte Selektivität des Differenzausgangs liegt bei 86 dB. Sie ist damit 62 dB besser als die des Krytar-Hybrids und in der gleichen Größenordnung wie das Amplitudenverhältnis zwischen Monopol- und Dipolmode bei 100 μm Ablage im Sechszeller (Abbildung 5.15). Der Ringhybrid ist daher wesentlich besser geeignet als der industriell gefertigte Breitbandhybrid.

5.4.2 Eingangsstufe

Die Eingangsstufen bestehen jeweils aus dem Bandpaßfilter direkt hinter dem Ringhybrid, einem einstellbaren Abschwächer, einem Verstärker und einem weiteren Bandpaßfilter. Die breitbandigen Bandpaßfilter dienen zusammen der Selektion des richtigen Paßbandes. Der erste Filter verringert damit erheblich die Signalleistung, die Verstärker

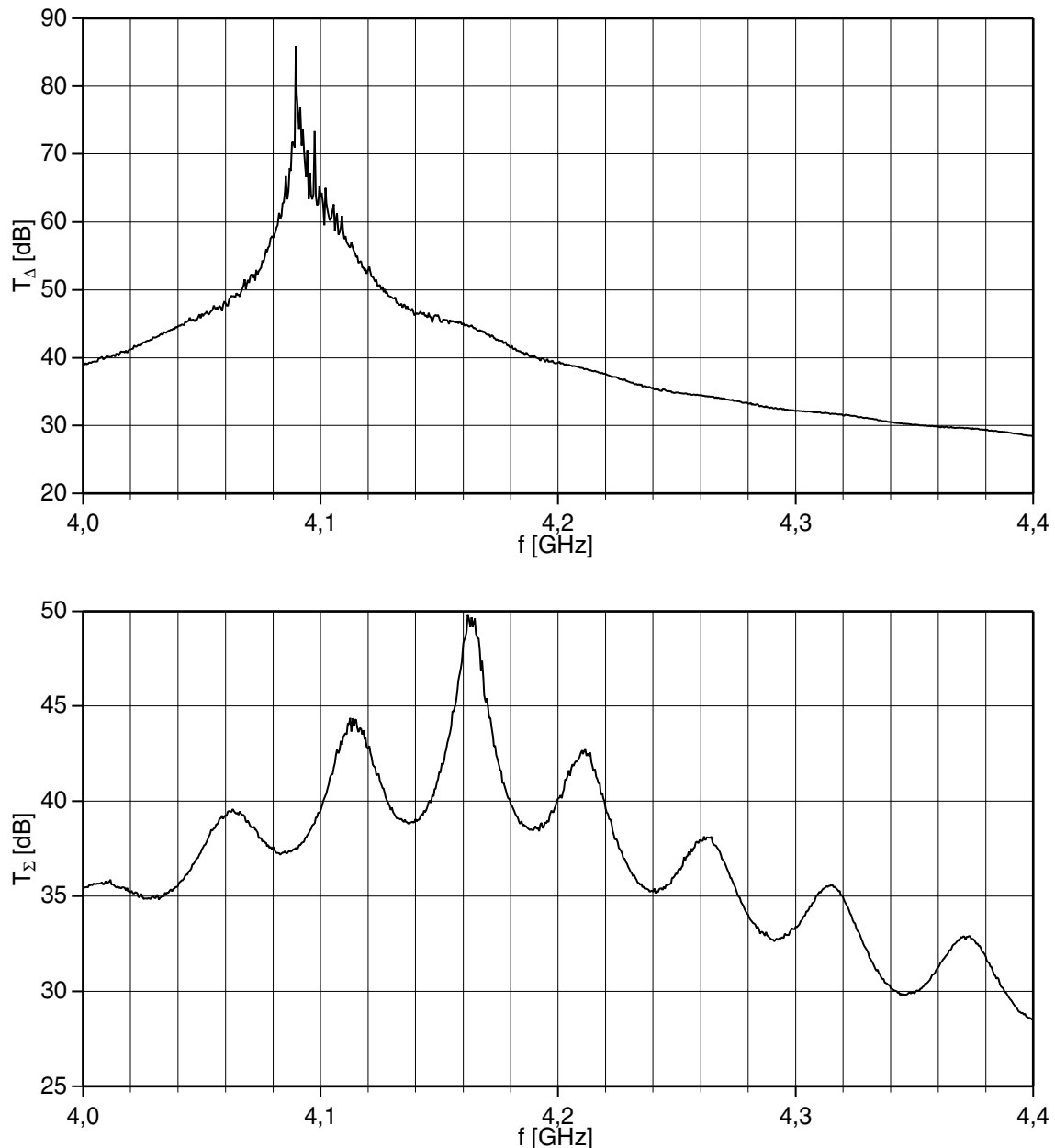


Abbildung 5.25: Selektivitätsfaktoren des 180°-Ringhybrids

verarbeiten muß. Durch seine unvermeidliche Dämpfung im Durchlaßbereich erhöht er jedoch auch die Rauschzahl des Empfängers. Der Filter hinter dem Verstärker hat, aufgrund der höheren Signalleistung nur noch geringen Einfluß auf die Rauschzahl. Bei der Dimensionierung der Filter stellt sich zuerst die Frage, welche Filtercharakteristik gewählt werden soll. In der Literatur sind zahlreiche verschiedene Standard Filtertypen zu finden [11:163]. In Abbildung 5.26 ist die Transmission einiger gebräuchlicher Bandpässe sechster Ordnung nach Betrag und Phase gegen die normierte Frequenz f aufgetragen. Die relative Bandbreite entspricht den verwendeten Filtern im Dipolzweig. Aus der Phase wurde die elektrische Länge und die konstante Phasenverschiebung herausgerechnet. Die elektrische Länge spielt für die Signalverarbeitung keine Rolle und

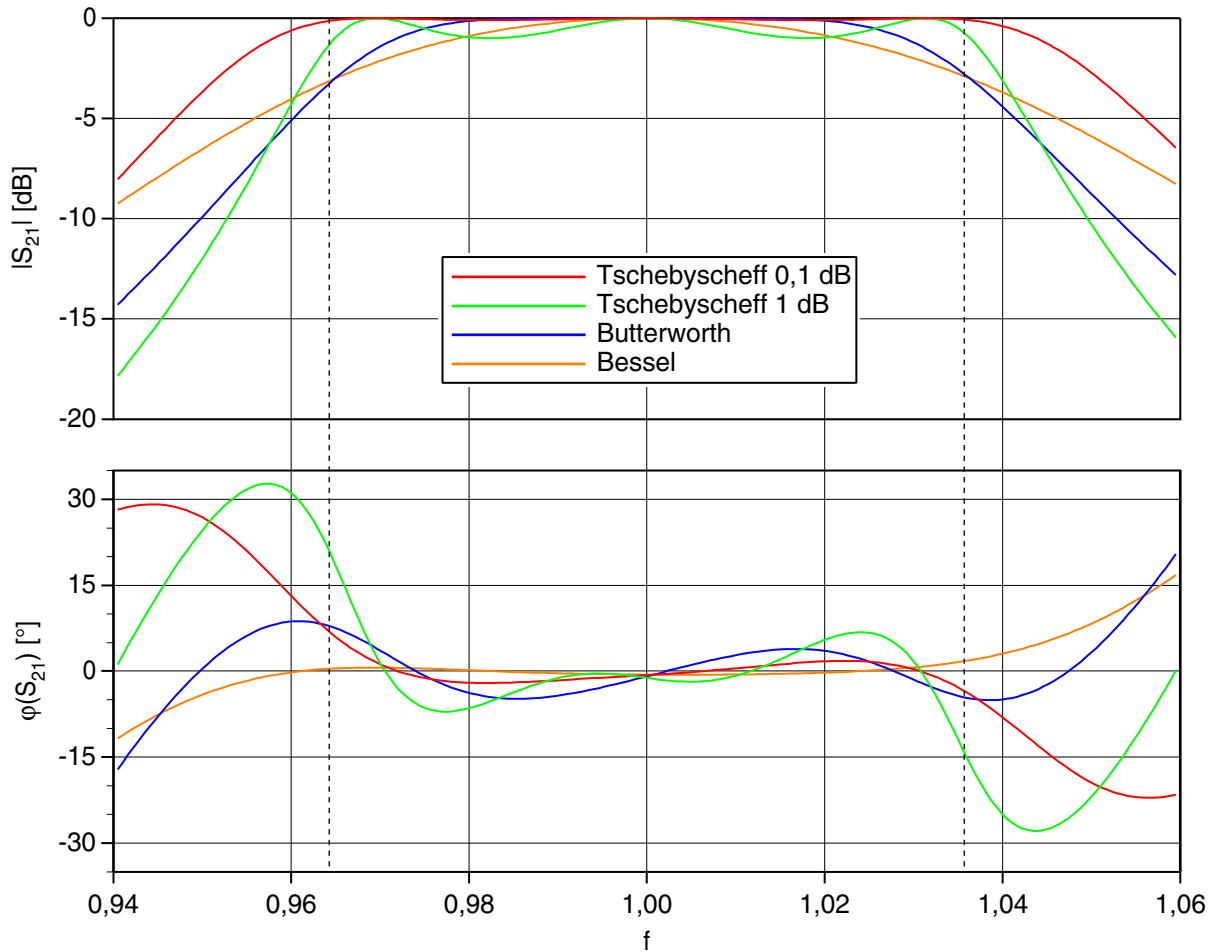


Abbildung 5.26: Transmission verschiedener Filter sechster Ordnung

eine konstante Phasenverschiebung kann hinter dem Phasenvergleich wieder abgezogen werden. Die Grenzen des Durchlaßbereichs sind in dem Diagramm mit gestrichelten Linien markiert.

Die verschiedenen Filtertypen unterscheiden sich in der Welligkeit und der Phasenlinearität Durchlaßbereich und in der Sperrdämpfung. Diese Parameter werden auch durch die Ordnung des Filters beeinflusst. Bei konstanter Bandbreite verringert eine höhere Ordnung die Welligkeit, verbessert die Phasenlinearität und erhöht die Sperrdämpfung. Gleichzeitig steigen jedoch beim realen Filter die Verluste im Durchlaßbereich, die Phasenfehler durch Produktionstoleranzen und natürlich der Bauteileaufwand beziehungsweise bei Mikrostreifenleiterschaltungen die Platinenfläche.

Der *Bessel*-Filter ist auf beste Phasenlinearität im Durchlaßbereich optimiert. Dies wird jedoch durch eine schlechte Sperrdämpfung und einer großen Welligkeit im Durchlaßbereich erkauft. Der *Butterworth*-Filter hat eine höhere Sperrdämpfung, eine geringere mittlere Welligkeit im Durchlaßbereich, aber eine schlechtere Phasenlinearität.

Der dritte untersuchte Typ ist der *Tschebyscheff*-Bandpaß. Dieser Filtertyp hat die maximale Sperrdämpfung bei einer vorgegebenen Welligkeit im Durchlaßbereich. Die Welligkeit kann dabei beliebig gewählt werden. In Abbildung 5.26 sind exemplarisch *Tschebyscheff*-Bandpässe mit 0,1 dB und mit 1 dB maximaler Welligkeit eingezeichnet. Beim Vergleich mit den anderen Bandpässen ist zu berücksichtigen, daß bei den

Tschebyscheff-Bandpässen die Transmission an den Durchlaßbereichsgrenzen auf den Wert der maximalen Welligkeit von 0,1 dB beziehungsweise 1 dB abgefallen ist. Bei den anderen beiden Filtertypen werden als Durchlaßbereichsgrenzen die -3 dB-Frequenzen angegeben. Durch Variation der maximalen Welligkeit können die Eigenschaften der *Tschebyscheff*-Bandpässe in weiten Bereichen eingestellt werden. Der Filter mit 0,1 dB Welligkeit hat die beste Phasenlinearität und die geringste Welligkeit, aber auch die geringste Sperrdämpfung aller untersuchten Typen. Der 1 dB *Tschebyscheff*-Bandpaß hat dagegen die schlechteste Phasenlinearität und die höchste Sperrdämpfung. Seine Welligkeit ist jedoch, aufgrund der unterschiedlichen Definition des Durchlaßbereichs immer noch geringer als die der *Bessel*- und *Butterworth*-Filter.

Für den Strahlagemonitor wurden als Kompromiß *Tschebyscheff*-Bandpässe mit einer maximalen Welligkeit von 0,25 dB gewählt. Dabei entsteht an jedem Filter im Durchlaßbereich ein Amplitudenfehler von knapp 3 % und ein Phasenfehler von etwa 11°. In Abbildung 5.27 ist links die Transmission eines idealen, verlustfreien *Tschebyscheff*-Bandpasses sechster Ordnung mit einem Durchlaßbereich von 4,05 GHz bis 4,35 GHz dargestellt. Dies sind die Parameter für die Eingangsfiler des Dipolzweiges.

Realisiert wurden die Filter als parallel gekoppelte $\lambda/2$ -Resonatoren mit offenen Enden in Mikrostreifenleitertechnik. Das Layout, die genaue Dimensionierung und ein Photo eines einzeln aufgebauten Filters sind im Anhang C.2 zu finden. Die Transmission dieses Dipolbandfilters wurde mit einem Netzwerkanalysator HP 8753 gemessen und ist in Abbildung 5.27 rechts dargestellt. Das obere Diagramm zeigt die Transmission in einem großen Frequenzbereich. Im Vergleich zur idealen *Tschebyscheff*-Charakteristik im linken Diagramm fallen einige Unterschiede auf.

Die Transmission im Durchlaßbereich ist gegenüber dem idealen Filter etwas niedriger. Dies ist auf Verluste im Kupfer und im Dielektrikum, auf Abstrahlung und auf Reflexionen an den Koaxial- nach Mikrostreifenleiterübergängen zurückzuführen. Die von den Leitungsstrukturen abgestrahlte Leistung wird innerhalb des Gehäuses von Dämpfungsmaterial absorbiert. Diese Dämpfer sind erforderlich um Gehäuseresonanzen zu vermeiden. Das Gehäuse hat bei 3,76 GHz eine Hohlraumresonatorresonanz in Form einer TE_{101} -Mode. Aufgrund der Dämpfer ist davon in der Abbildung 5.27 rechts oben nichts zu sehen.

Die Sperrdämpfung verhält sich unterhalb des Durchlaßbereichs bis etwa 3,2 GHz wie theoretisch erwartet. Unterhalb davon fällt die Transmission nur noch langsam ab. Die Sperrdämpfung in diesem Bereich läßt sich erhöhen, wenn in der Mitte des Gehäuses, senkrecht zur Platine und den Mikrostreifenleitern ein Abschirmblech befestigt wird. Dies läßt darauf schließen, daß die übernachbarliche Kopplung zwischen den Resonatoren eine Rolle spielt. Das Abschirmblech führt jedoch auch zu einer erheblichen Verstimmung des Filters und wurde daher für die weiteren Messungen wieder entfernt.

Auch oberhalb des Durchlaßbereichs bis etwa 5,1 GHz verhält sich das Filter wie theoretisch erwartet. Oberhalb davon steigt die Transmission wieder an. Auch in diesem Bereich erhöht das Abschirmblech die Sperrdämpfung. Allerdings ist ein Teil des Anstiegs auch auf die Realisation des Filters mit Leitungsresonatoren zurückzuführen.

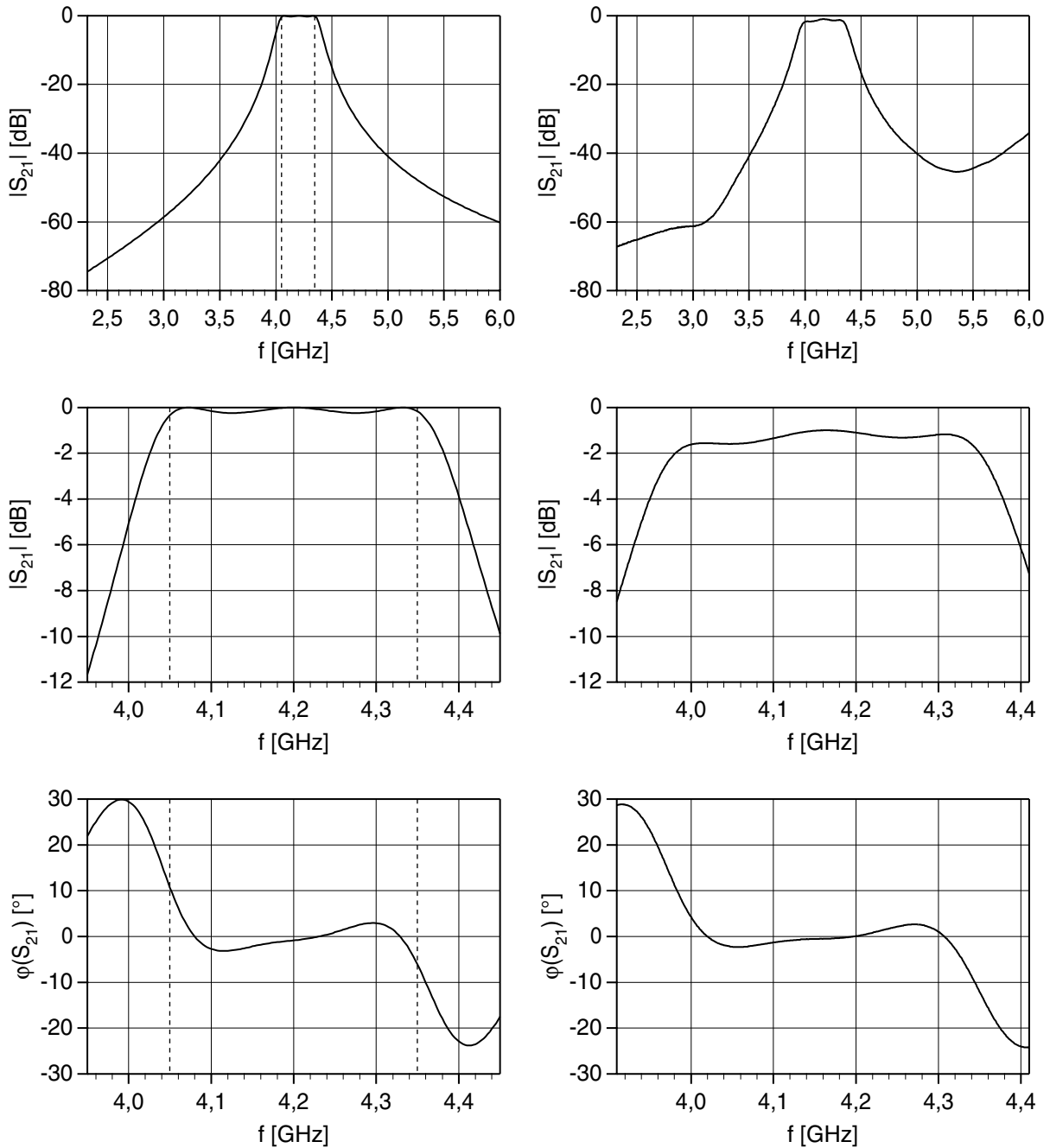


Abbildung 5.27: theoretische Transmission des verlustlosen 4,2 GHz *Tschebyscheff*-Bandpasses (links) und gemessene Transmission des Mikrostreifenleiterresonatoraufbaus (rechts)

Die Leitungsabschnitte sind als $\lambda/2$ lange Resonatoren mit offenen Enden realisiert und haben damit auch bei allen ganzzahligen Vielfachen dieser Resonanzfrequenz weitere Resonanzen.

Das mittlere Diagramm in Abbildung 5.27 zeigt die Transmission in der Umgebung des Durchlaßbereichs. Die Frequenzskala ist, gegenüber dem idealen Filter im linken Diagramm um 40 MHz verschoben. Der aufgebaute Bandpaß hat also eine 1 % niedrigere Mittelfrequenz. Das Dielektrizitätskonstante des Substrats hat laut Hersteller eine maximale Abweichung von 5 %. Dies kann zu einer maximalen Frequenzabweichung von

2,5 % führen. Weiterhin kommt die endliche Genauigkeit der numerischen Berechnungen der Leitungsparameter als Ursache in Frage. Das Filter ist allerdings mit dieser Abweichung noch für die Eingangsschaltung des Strahlagemonitors geeignet.

Die Durchlaßdämpfung des aufgebauten Filters ist um etwa 1,2 dB höher als beim verlustfreien, idealen *Tschebyscheff*-Bandpaß. Die Bandbreite liegt mit 326 MHz etwas über dem Designwert von 300 MHz. Die Bandbreite hängt stark von den Spaltbreiten s_1 bis s_4 des Layouts in Abbildung C.3 ab. Die Spaltbreiten s_1 und s_4 betragen bei dem 4,2 GHz-Filter nur 163 μm . Bei den zu Verfügung stehenden Fertigungsmethoden ist eine Abweichung von etwa $\pm 50 \mu\text{m}$ zu erwarten. Die zu erwartende Bandbreite liegt dadurch im Bereich von 230 MHz bis 340 MHz. Der Phasenverlauf in Abbildung 5.27 unten entspricht, bis auf die genannte Verschiebung und Bandbreitenvergrößerung den theoretischen Werten.

Die Sperrdämpfung des Filters bei der Beschleunigerfrequenz von 3 GHz beträgt 61,3 dB. Dies reicht aus, um den nachfolgenden Eingangsverstärker vor Übersteuerung durch die Beschleunigerfrequenz zu schützen. Die gesamte Eingangsstufe hat bei 3 GHz eine Sperrdämpfung von 120 dB gegenüber dem Durchlaßbereich.

Das Auftreten höheren Moden ist bei Filtern aus Leitungsresonatoren unvermeidlich. Allerdings können ihre Resonanzfrequenzen relativ zur Grundmode durch kleine Veränderungen den Leitungen verstimmt werden. Werden mehrere Filter mit unterschiedlich verstimmten höheren Moden entkoppelt in Reihe geschaltet, so kann damit das Auftreten weiterer Paßbänder vermieden werden.

Eine Realisationsmöglichkeit besteht darin, die Mikrostreifenleitungen zu den Enden hin zu verbreitern oder zu verjüngen (siehe Legende in Abbildung 5.28). Die Verbreiterung erhöht den Kapazitätsbelag und verringert den Induktivitätsbelag an den Enden. Die Grundmode hat je ein Maximum des E-Feldes an den veränderten Enden und wird dadurch zu tieferen Frequenzen hin verstimmt. Höhere Moden haben weitere Maxima im weniger veränderten Innenbereich. Der Anteil der gespeicherten Energie im E-Feld der Leitungsenden, und damit ihre Verstimmung, nimmt für höhere Moden ab. Bei verjüngten Enden nimmt die Verstimmung zu höheren Moden hin zu. Abbildung 5.28 zeigt die Resonanzfrequenzen der ersten fünf Moden für drei verschieden modifizierte Mikrostreifenleiterresonatoren relativ zur Grundmode. Die Frequenzen wurden mit einer dreidimensionalen MAFIA-Eigenmodenrechnung ermittelt. Alle Resonatoren hatten dabei eine Länge von 26 mm und wurden für ein FR4-Substrat mit einer relativen Dielektrizitätskonstanten von 4,6 und einer Dicke von

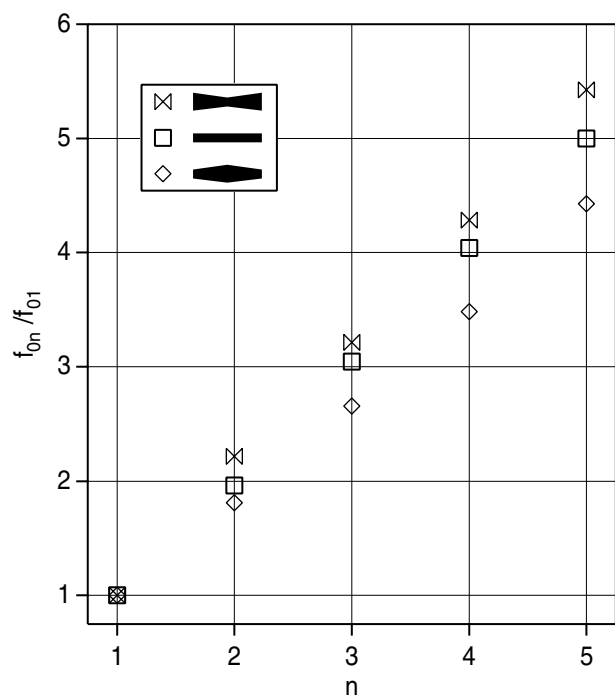


Abbildung 5.28: Resonanzfrequenzen verschiedener Leitungsmodifikationen

1,5 mm berechnet. Der gerade Resonator hatte eine Breite von 3 mm. Seine Obermoden sind recht genau bei der n -fachen Frequenz der Grundmode zu finden. Als erste Modifikation wurden die Enden des Resonators auf 6 mm verbreitert. Die Obermoden sind bei diesem Resonatortyp deutlich nach oben verschoben. Der zweite modifizierte Resonator ist in der Mitte auf 6 mm verbreitert. Die Enden bleiben 3 mm breit. Bei diesem Resonatortyp sind die Obermoden deutlich nach unten verschoben.

Mit zwei entkoppelt in Reihe geschalteten Bandpaßfiltern, die aus den unterschiedlich modifizierten Leitungstypen bestehen ist es damit möglich höhere Paßbänder zu vermeiden. Die Modifikation braucht dabei bei weitem nicht so stark ausgeprägt sein, wie in dem Beispiel aus Abbildung 5.28. Wenn die Modifikation der Geometrie nur gering ist, sollte es möglich sein, diese Filter mit Standard-Entwurfsmethoden zu berechnen und die kleinen Abweichung für die Grundmode später iterativ zu beseitigen. Für den hier beschriebenen Versuchsaufbau wurden jedoch nur unmodifizierte Filter verwendet.

Das nächste Element der Eingangsstufe ist ein einstellbarer Abschwächer. Zur Justage des Beschleunigers sollen zunächst einzelne Pilot-Ladungspakete mit geringer Ladung eingeschossen werden. Erst wenn diese Pakete bis zum Kollisionspunkt transportiert werden können und alle Einstellungen stimmen werden Ketten mit voller Ladung injiziert. Aus der unterschiedlichen Ladung und Anzahl der Pakete resultiert ein stark unterschiedlicher Signalpegel. Die Abschwächer werden im Betrieb benötigt, um den Strahllagemonitor entsprechend anpassen zu können. Die Abschwächer können entweder als Stufenabschwächer, zum Beispiel mit FET-Schalter MMICs oder als kontinuierlich einstellbare Abschwächer aus PIN-Dioden aufgebaut werden. Für den Versuchsaufbau wurden die Abschwächer nicht realisiert. Da es sich um einfache lineare Elemente handelt, sollten sie ohne Schwierigkeiten nachrüstbar sein.

Das dritte Element der Eingangsstufe ist der rauscharme Vorverstärker. Er hat die Aufgabe, die im Falle der Pilot-Pulse sehr kleinen Signalpegel mit möglichst gutem Signal- zu Rauschverhältnis vorzuverstärken. Die Verstärker wurden mit GaAs PHEMT-FET MMICs realisiert. Ihre Verstärkung beträgt 20,6 dB bei 4,2 GHz und 17,1 dB bei 6,2 GHz. Die Schaltung, der Aufbau und die Streuparameter der Verstärker sind im Anhang C.3 beschrieben.

Auf die Verstärker folgt ein weiteres paar breitbandige Bandpaßfilter. Die Filter sind mit den weiter oben beschriebenen identisch. Sie haben die Aufgabe Signale unerwünschter Paßbänder weiter abzuschwächen und eventuelle Oberwellen durch Nichtlinearitäten der Verstärker zu unterdrücken. Einen Teil des Eingangsfilters hinter dem Verstärker zu verlagern verbessert auch das Signal- zu Rauschverhältnis des Gesamtsystems. Es ermöglicht weiterhin die Verwendung der oben beschriebenen modifizierten Mikrostreifenleiterfilter.

5.4.3 Frequenzanpassung

Diese Stufe dient dazu, die unterschiedlichen Frequenzen der Dipol- und Monopolsignale aufeinander anzupassen. Hierzu werden die beiden Signale mit einem Lokaloszillatorsignal mit einer Kreisfrequenz die gerade gleich der halben Differenzfrequenz zwi-

schen der höheren Monopol- und der niedrigeren Dipolkreisfrequenz ist gemischt. Der innere Aufbau und das Layout der hierzu verwendeten *Schottky*-Dioden Ringmischer sind in Anhang C.4 beschrieben. Als Ein- und Ausgang wurden in dieser Stufe die transformatorgekoppelten Tore LO und RF verwendet. Das Lokaloszillatorsignal wurde in das Tor IF eingespeist. Für eine optimale Funktion der Mischer wird hier eine Signalleistung von jeweils 7 dBm benötigt.

Der Lokaloszillator muß eine Leistung von 14 dBm bei 1,0 GHz liefern und eine hohe Frequenz- und Phasenstabilität aufweisen. Für die Versuchsaufbauten wurde auf einen präzisen Meßsender HP 83620A zurückgegriffen. Für den Aufbau auf einer Platine kann zum Beispiel der Hybrid VTO-8080 von HP mit einer externen PLL-Regelung verwendet werden.

Aufgrund der additiven und subtraktive Mischung in dieser Stufe geht die doppelte Phase des Lokaloszillators zum Zeitpunkt der Teilchenpassage in den späteren Phasenvergleich ein (siehe Gleichung (5.12.1) und (5.12.2) in Abschnitt 5.3). Um diesen Term wieder herausrechnen zu können ist es erforderlich die Phase des Oszillators für die Auswertung abzuspeichern. Hierzu wird der Momentanwert des direkten und eines 90° Phasenverschobenen Oszillatorsignals zum Zeitpunkt der Teilchenpassage in einer *Sample and Hold* Stufe abgespeichert. Als Triggerereignis für die Teilchenpassage kann die steigende Flanke des Monopol-Signals dienen. Ein einfacher Hüllkurvengleichrichter liefert einen steilen Spannungsanstieg zum Zeitpunkt der Teilchenpassage und einen langsamen Abfall beim Ausklingen der Dipolmode. Eine Kurzschlußleitung (*clipping line* Impulsformer) formt aus der steilen Flanke einen kurzen Puls, der zum Aufsteuern der S/H-Stufe verwendet werden kann.

Das letzte Element in der Frequenzanpassungsstufe ist jeweils ein Bandpaßfilter. Er läßt im Dipolzweig das additive und im Monopolzweig das subtraktive Mischprodukt passieren. Ab diesem Punkt arbeiten beide Zweige der Signalverarbeitung mit der gleichen Frequenz. Die Bandpässe und alle folgenden Komponenten sind in beiden Zweigen gleich aufgebaut. Als Bandpaß kommt wieder ein *Tschebyscheff*-Streifenleiterfilter zum Einsatz. Der Filter hat einen Durlaßbereich von 5,05 GHz bis 5,35 GHz mit einer Welligkeit von 0,25 dB. Das Layout, die genaue Dimensionierung und ein Photo eines einzeln aufgebauten Filters sind im Anhang C.2 zu finden (Filter Typ 3).

Die gesamte Frequenzanpassungsstufe wird nur für die Messung mit TM110- und TM011-Mode, gemäß Abschnitt 5.2 benötigt. Für die Messung mit TM110-Mode und einer Mode im Hohlleiter, gemäß Abschnitt 5.3 entfällt sie.

5.4.4 Zwischenfrequenz

Die zweite Mischerstufe mischt die Mikrowellensignale auf eine zweite Zwischenfrequenz von 70 MHz herunter. Es kommen die gleichen Mischer (Anhang C.4) wie bei der Frequenzanpassung zum Einsatz. Aufgrund der anderen Frequenzverhältnisse wird jedoch das Tor IF als Eingang für den Lokaloszillator und das Tor RF als Ausgang beschaltet.

Als Lokaloszillator im Versuchsaufbau diente bei der Schaltungsvariante ohne Frequenzanpassungsstufe der Meßsender HP 83620A. Für den Aufbau auf einer Platine kann der Hybrid VTO-8430 von HP mit einer externen PLL-Regelung verwendet werden. Bei der Schaltungsvariante mit Frequenzanpassungsstufe wurde ein Netzwerkanalysator HP 8753A als Lokaloszillator zweckentfremdet. Für den Platinenaufbau kann der Hybrid VTO-8360 verwendet werden.

Die Signale ab der zweiten Zwischenfrequenz haben eine Wellenlänge, die groß gegen die Dimensionen der Bauteile und Leitungen ist. Ab hier wird beim Entwurf von konzentrierten Bauelementen ausgegangen und die Leitungen werden vernachlässigt.

Die Filterung der Zwischenfrequenzsignale erfolgte mit transversalen Oberflächenwellenfiltern der Firma SAWTEK. Für die Versuche an kurzen Strukturen wurde das Modell 851546 gewählt. Dieses Filter hat einen -3 dB-Durchlaßbereich von 68,9 MHz bis 71,1 MHz. Im Bereich von 69,1 MHz bis 70,9 MHz beträgt die Welligkeit $\pm 0,7$ dB und der nichtlineare Phasenfehler $\pm 1,8^\circ$. Bei der Wahl der Bandbreite wurde von einer TM_{110} -artigen Mode mit einer Güte von 2000 ausgegangen. Bei längeren Strukturen steigt die Güte aufgrund der höheren gespeicherten Energie an. Hierfür wurde das Modell 851541 mit einer Bandbreite von 250 kHz eingeplant. Die Wahl einer anderen Bandbreite erfordert nur den Austausch des eigentlichen Filterbausteins, da die Filter mit sehr vielen unterschiedlichen Bandbreiten von 250 kHz bis 40 MHz erhältlich sind. Da die Filter eine sehr hohe Durchlaßdämpfung von 20 dB haben wurden sie mit jeweils einem Verstärker MMIC ERA-3 der Firma Minicircuits davor und dahinter versehen. Die monolithischen Verstärker auf Siliziumbasis sind eigentlich für den Mikrowellenbereich bis 3 GHz vorgesehen. Sie liefern jedoch, dank ihrer DC-Kopplung auch bei 70 MHz eine Verstärkung von etwa 22 dB und einen sehr flachen Phasengang. Zusammen mit den Verstärkern haben die Filter im Durchlaßbereich einen mittleren Amplitudengewinn von 24 dB.

5.4.5 Gleichrichter und Phasendetektor

Der Aufbau der Gleichrichter und des Phasendetektors in Abbildung 5.22 weicht erheblich von dem vereinfachten Blockschaltbild in Abbildung 5.16 ab. Statt die beiden Signale skalar gleichzurichten und unabhängig davon die Phase zu vergleichen erfolgt eine vektorielle Messung beider Amplituden nach Real- und Imaginärteil. Die Berechnung der Beträge und der Phasendifferenz kann dann, nach Digitalisierung der Signalkomponenten per Software in dem Mikroprozessorsystem geschehen. Die Berechnungen werden von dem Mikroprozessorsystem im Frequenzbereich durchgeführt. Als erster Schritt des in Software ausgeführten Teils der Signalverarbeitung steht daher eine schnelle diskrete Fouriertransformation (FFT).

Um die komplexe Amplitude zu messen werden die Zwischenfrequenzsignale bei einem Frequenzbereich von 69 MHz bis 71 MHz mit einem Lokaloszillatorsignal von 68,8 MHz auf 0,2 MHz bis 2,2 MHz heruntergemischt. Bei 250 kHz Bandbreite beträgt die Lokaloszillatorfrequenz 69,88 MHz und der Ausgangsfrequenzbereich 20 kHz bis 270 kHz. Die Mischung erfolgt jeweils mit einem 0° und einem 90° Oszillatorsignal. Die heruntergemischten Signale sind damit der Real- und der Imaginärteil der Eingangssignale bezüg-

lich des durch den Lokaloszillator vorgegebenen Koordinatensystems. Da die Mischerepaare in beiden Zweigen aus dem gleichen Oszillator gespeist werden ist das Koordinatensystem zwar beliebig, aber für beide Zweige gleich gedreht. Daher kann aus den digitalisierten Mischersignalen mit dem Mikroprozessorsystem die Phasendifferenz zwischen Dipol- und Monopolsignal berechnet werden.

Auf die Mischer folgt noch ein Tiefpaßfilter mit einer Grenzfrequenz von 2 MHz oder 250 kHz. Es unterdrückt das additive Mischprodukt und dient als Anti-Aliasing-Filter für die nachfolgenden A/D-Wandler.

Prinzipiell wäre er auch möglich das Dipol- und Monopolsignal mit zwei Mischern und einem 90° Phasenschieber direkt zu vergleichen [12]. Die Amplitude des Ausgangssignals ist dann proportional zum Produkt der Amplituden der beiden Eingangssignale und damit proportional zum Quadrat des Strahlstroms. Im Gegensatz dazu ist bei der gewählten Lösung die Ausgangsamplitude der Mischer direkt proportional zum Strahlstrom. Bei gleicher Auflösung der A/D-Wandler hat die gewählten Lösung daher einen größeren Dynamikbereich bezüglich des Strahlstroms.

6 Strahlsimulation

Für die experimentellen Untersuchungen der SBLC-Struktur standen verschiedene Einzelzellen und eine Dämpferzelle zur Verfügung, die sich durch Aufeinanderpressen zu kleineren Mehrzellern kombinieren ließen. Ein kompletter 180-Zeller war damit jedoch nicht realisierbar. Die Anregung der höheren Moden mit einem gepulsten Elektronenstrahl war ebenfalls nicht möglich, da die Strukturen nicht Vakuumdicht sind und auch kein Elektronenstrahl mit der erforderlichen Zeitstruktur zur Verfügung stand. Es ist daher erforderlich die nötigen Informationen über die HOM-Dämpfersignale durch numerischen Berechnungen und Messungen an kurzen Mehrzellern zu beschaffen.

6.1 Numerische Feldberechnungen

Um das Modenspektrum des HOM-Dämpfers zu untersuchen und Voraussagen über den zu erwartenden Spannungsverlauf an den Eingängen des Strahllagemonitors zu erhalten wurden numerische Feldberechnungen mit dem Programmpaket MAFFIA 3.2.3 {2} durchgeführt. Als Computer stand ein IBM RS/6000 Modell 591 (POWER 2 CPU mit 77 MHz, 1 GByte RAM und 18 GByte Festplatte) zur Verfügung. Die Feldberechnungen der SBLC-Zelle mit den dünnen Hohlleitern (2 mm·37,5 mm) des HOM-Dämpfers erfordert im Bereich der Hohlleiter ein sehr feines Maschengitter mit entsprechend hohem Speicher- und Rechenzeitbedarf. Der verfügbare Computer erlaubte es, mit vertretbarem Rechenzeitaufwand bis zu zwei normale Zellen und eine Dämpferzelle mit Hohlleitern zu berechnen.

6.1.1 Frequenzbereichssimulation einer Dämpferzelle

Um einen Überblick über die Moden in der Dämpferzelle zu bekommen, wurde zunächst eine Eigenmodenberechnung mit und ohne Hohlleiter durchgeführt. Um die Ergebnisse vergleichbar zu machen wurden die Rotationssymmetrie der Zelle ohne Hohlleiter nicht ausgenutzt. Stattdessen wurden in beiden Fällen eine Viertelzelle dreidimensional durchgerechnet. Die Ergebnisse dieser Berechnungen wurden bereits im Abschnitt 5.3 beschrieben und ausgewertet. Die wichtigsten Feldverteilungen ohne Hohlleiter wurden in Abbildung 5.2 dargestellt.

6.1.2 Zeitbereichssimulation einer Dämpferzelle

Um Informationen über die Strahlanregung und die Signale am Strahllagemonitor zu erhalten wurde als nächstes eine einzelne Dämpferzelle im Zeitbereich simuliert. Hierbei wurde die Dämpferzelle von einem Ladungspaket angeregt, daß die Zelle achsparallel mit Lichtgeschwindigkeit durchquert. Das anregende Paket hat eine Ladung von 1,76 nC., entsprechend den $1,1 \cdot 10^{10}$ Elektronen pro Paket bei SBLC-500. Die Simulation wurde einmal mit einer Ablage von 1 mm und einmal ohne Ablage durchgeführt. Um die

Spannungsverläufe an den Eingängen des Strahllagemonitors zu erhalten wurden Spannungsmonitore definiert, die an Ende der Hohlleiter die Spannung zwischen den Wänden in Hohlleitermitte über die Zeit aufzeichnen.

Die Abbildung 6.1 zeigt einige ausgewählte Momentaufnahmen des elektrischen Feldes aus der Simulation mit 1 mm Ablage. Die gestrichelten Linien am Anfang und Ende symbolisieren offene Randbedingungen. Die ausgekoppelte HOM-Leistung wird damit am Ende der Hohlleiter „absorbiert“. Um zu verhindern, daß Leistung über die Irisblenden die Zelle verläßt sind sie metallisch abgeschlossen. Die anregende Ladung kann jedoch nicht durch das Metall gehen, da sonst in MAFIA eine Division durch Null auftritt. Daher wurde ein 5 mm dünnes Strahlrohr vorgesehen. Seine hohe *Cut-off*-Frequenz verhindert den Leistungsabfluß. Die Außenseiten sind mit elektrischen Randbedingungen, symbolisiert mit durchgezogenen Linien versehen. Die Spannungsmonitore sind als rote Linien, kurz vor den Enden der Hohlleiter zu sehen. Das Integral des parallelen E-Feldes entlang dieser Linien wird bei jedem Zeitschritt aufgezeichnet.

Am Anfang der Simulation (0 ps) ist das Ladungspaket noch außerhalb des simulierten Bereichs, die Zelle ist noch feldfrei. Die Aufnahme bei 40 ps zeigt das Ladungspaket am Anfang Zelle. Die leichte Asymmetrie ist durch die 1 mm Ablage verursacht. Bei 100 ps ist das Paket etwa in der Mitte der Zelle. Das bis dahin hinterlassene Wakefeld ist in der Abbildung nicht zu sehen, da MAFIA die Länge der Feldpfeile auf die maximal aufgetretene Feldstärke skaliert. Die Wakefelder sind gegenüber der hohen Feldstärken in unmittelbarer Umgebung des Ladungspaket so klein, daß die Pfeile nicht dargestellt werden. Bei 173 ps hat das Paket die Zelle gerade verlassen. Ab diesem Zeitpunkt werden die hinterlassenen Wakefelder in der Zelle dargestellt. Man sieht hier die Reste der nach hinten gekrümmten Feldscheibe. Im nächsten Bild (246 ps) ist eine Wellenfront zu erkennen, die sich halbkugelförmig von der Austrittsstelle des Ladungspakets bewegt. Die Zelle ist bereits relativ gleichmäßig gefüllt. In den schmalen senkrechten Hohlleiterabschnitten ist bereits eine Welle zu erkennen die sich von der Zelle kommend Richtung Dämpfer fortpflanzt. Im nächsten Bild, bei 246 ps hat diese Welle die Spannungsmonitore erreicht und verläßt den Hohlleiter über die offene Randbedingung. Ab hier ist an den Monitoren ein Signal zu sehen. In den letzten beiden Bildern (995 ps und 9988 ps) ist kein qualitativer Unterschied mehr zu sehen. Die Abnahme der Amplitude wird durch MAFIA in der Darstellung herauskaliert.

In Abbildung 6.2 sind die aufgezeichneten Spannungen U_A und U_B an den oberen und unteren Spannungsmonitoren für 1 mm Ablage über die Zeit aufgetragen. In den ersten 340 ps sind keine Spannungen vorhanden. Danach erfolgt ein steiler Anstieg der Amplitude. In den nächsten 10 bis 20 ns fällt die Amplitude in etwa exponentiell ab. Danach bleibt sie fast konstant. Dieser Bereich wird von Moden dominiert, die nur sehr schwach an die Dämpfer ankoppeln. Die Daten wurden bis 40 ns ausgewertet. Ab etwa 50 ns wurde die Simulation, bedingt durch die anwachsenden numerischen Fehler instabil. Ab diesen Zeitpunkt wuchs die Amplitude stark an und es bildete sich eine monopolarartige unphysikalische Mode aus. Die letzten 10 ns vor der offensichtlichen Instabilität wurde bei der Auswertung weggelassen, da anhand der Zeitbereichsdaten nicht exakt erkennbar ist, ab wann die Monitorsignale unphysikalisch werden.

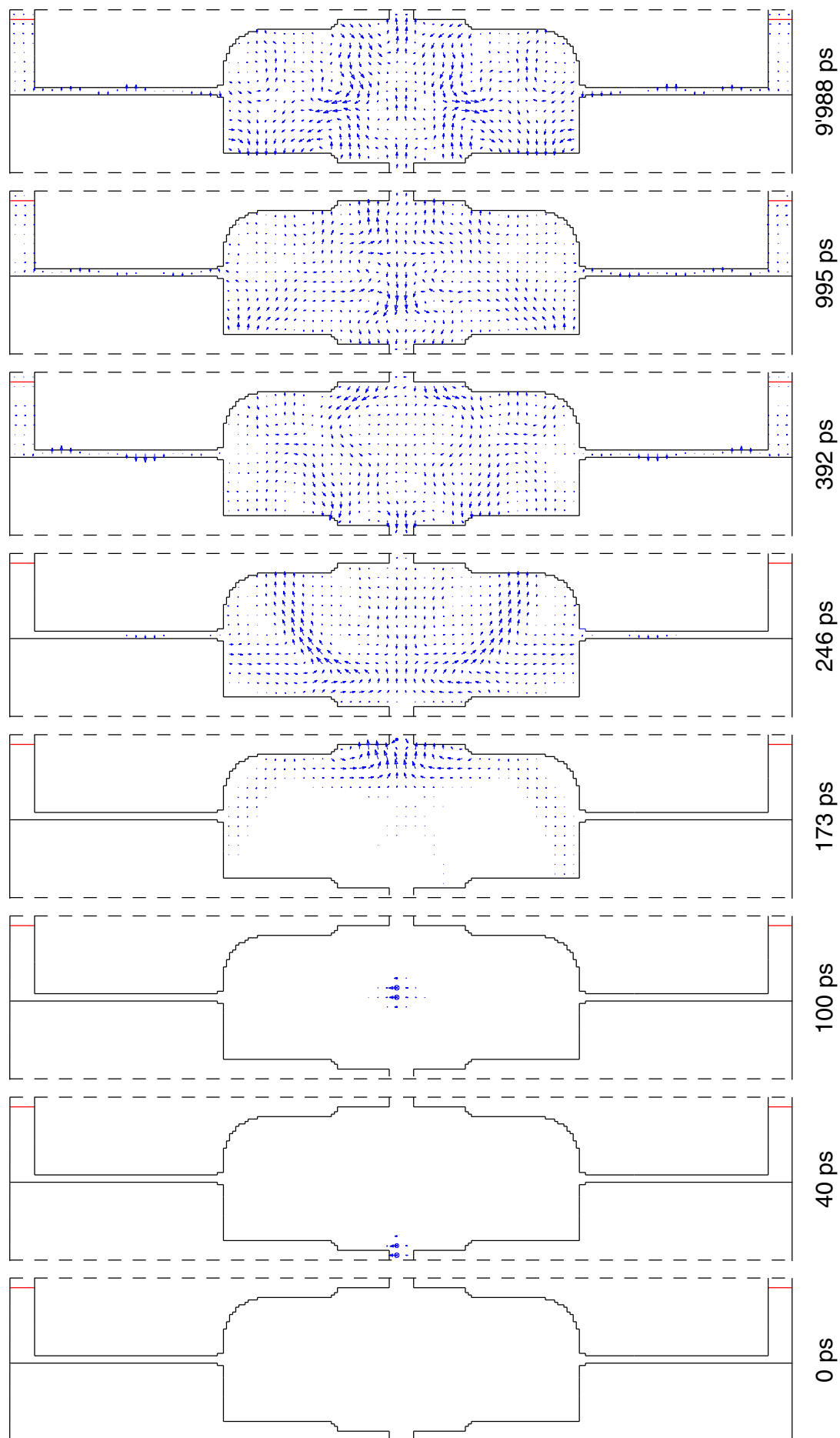


Abbildung 6.1: Momentaufnahmen des elektrischen Feldes bei der Zeitbereichssimulation einer SBLC-Dämpferzelle

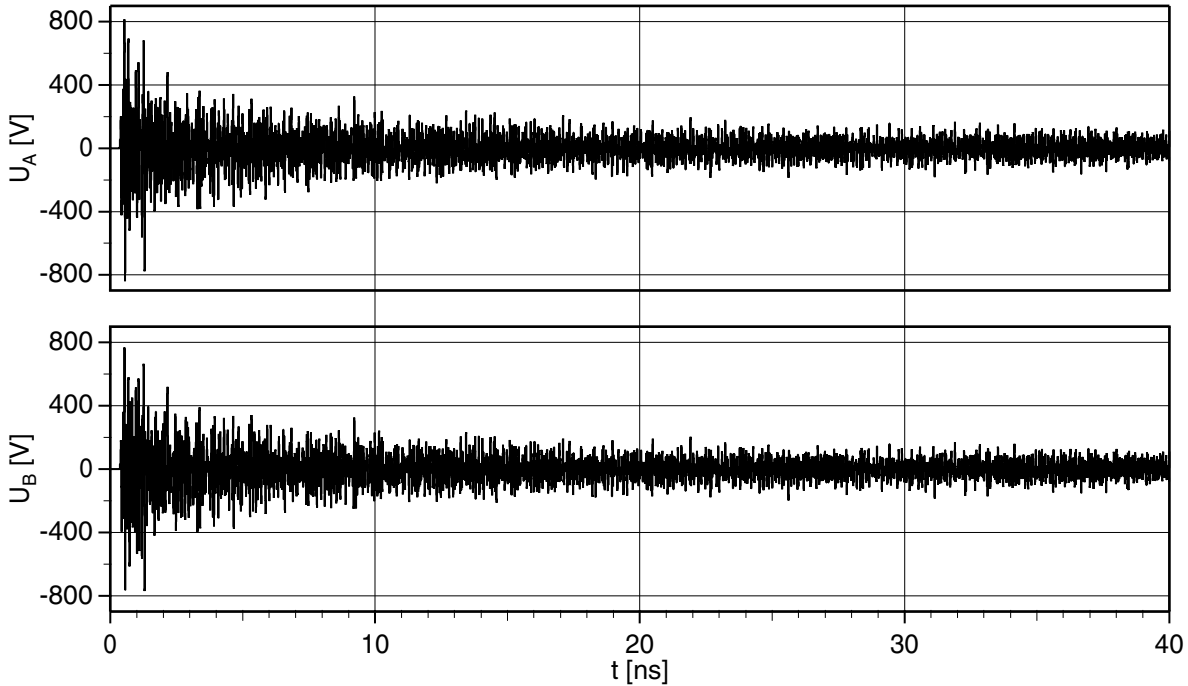


Abbildung 6.2: Spannungsverlauf an zwei gegenüberliegenden Spannungsmonitoren

Am Anfang erreichen die Spannungsmonitore Momentanwerte von über 800 V. Wie im Folgenden noch gezeigt wird, verteilt sich die hohe resultierende Signalleistung jedoch über einen großen Frequenzbereich, so daß die spektrale Dichte vergleichsweise gering ist. Die hohen Momentanwerte machen jedoch, wie in Abschnitt 5.2 und 5.4.2 bereits erwähnt wurde, als erste Stufe in der Signalverarbeitung ein passives Filter nötig. Die Zeitbereichssignalen der beiden Monitore sehen ansonsten aus, wie ein abklingendes Rauschsignal. Einzelne Moden oder Unterschiede zwischen den beiden Signalen lassen sich nicht ausmachen. Zur weiteren Auswertung wurde daher, gemäß

$$U_{\Sigma} = \frac{U_A + U_B}{\sqrt{2}} \quad \text{und} \quad U_{\Delta} = \frac{U_A - U_B}{\sqrt{2}} \quad (6.1)$$

zunächst ein Summen- und Differenzsignal berechnet. Der Faktor $\sqrt{2}$ wird benötigt, um einen idealen passiven 180° -Hybrid nachzubilden, der die Leistung zu gleichen Teilen auf seine Ausgänge aufteilt. In Abbildung 6.3 ist das Summen- und Differenzsignal über die Zeit dargestellt. Bei 1 mm Ablage entfällt der größte Teil der Amplitude auf das Summensignal. Es enthält unter anderen die Signale der in Achsnähe stark angeregten monopolarartigen Moden. Das Signal enthält auch Moden, die nur sehr schwach an die Dämpfer ankoppeln. Die fast konstante Amplitude in den letzten 20 ns wird von der TM_{010} -Mode dominiert. Das Differenzsignal enthält unter anderen die Signale der in Achsnähe abgeproportionalen dipolartigen Moden. Im Gegensatz zum Summensignal verschwindet das Differenzsignal am Ende fast vollständig.

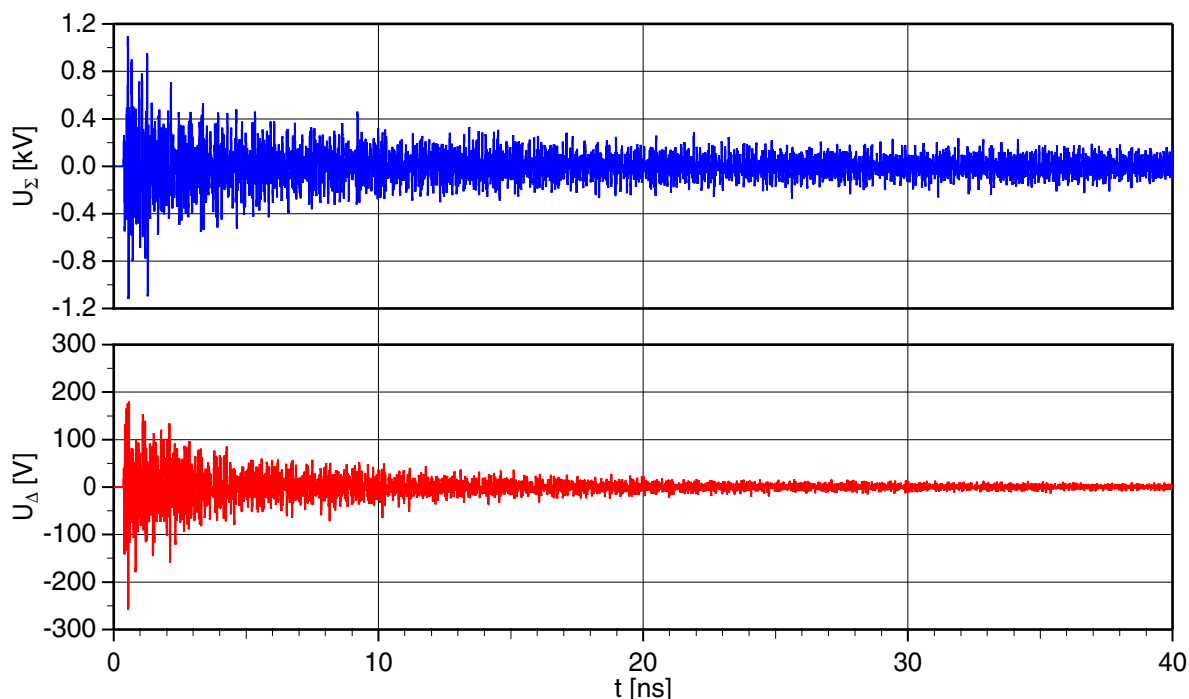


Abbildung 6.3: Spannungsverlauf des Summensignals (blau) und Differenzsignals (rot)

Eine Unterscheidung verschiedener Moden ist auch anhand dieser beiden Signale nicht möglich. Als nächstes wurden daher beide Signale mit je N Zeitpunkten jeweils durch eine diskreten Fourier-Transformation gemäß

$$\tilde{U}_m = \left| \sum_{n=0}^{N-1} U_n \cdot e^{2\pi i \cdot \frac{k \cdot n}{N}} \right| \quad (6.2)$$

in den Frequenzbereich überführt. Aus der Simulationszeit von 40 ns folgt eine Frequenzauflösung von 25 MHz und aus dem Punktabstand von 265 fs eine Nyquist-Frequenz von 1,88 THz. Für die gegebene Anwendung interessiert jedoch nur der Frequenzbereich von der TM_{010} - bis zur TM_{011} -Mode. In Abbildung 6.4 ist logarithmisch die Amplitude des Summen- und Differenzsignals über den Frequenzbereich von 2,5 GHz bis 6,5 GHz aufgetragen.

Das erste Maximum des Summensignals ist die TM_{010} -Beschleunigermode. Ihre Frequenz von 2,9 GHz stimmt mit Frequenzbereichsrechnung (Tabelle 5.2, Mode 1) überein. Die Amplitude ist, trotz der *Cut-Off*-Frequenz von 4 GHz des Hohlleiters mit 7,4 V an dieser Stelle noch sehr hoch. Im Differenzsignal ist die TM_{010} -Mode nicht zu sehen.

Die Frequenz von 6,16 GHz der letzten Mode stimmt mit der TM_{011} -Monopolmode (Mode 15) überein. Mit 14,0 V hat sie die höchste Amplitude.

Das Summensignal weist zwischen den beiden Moden noch zwei weitere, schwächer ausgeprägte Maxima auf. Sie gehören zu den in Abschnitt 5.3 beschriebenen monopolarartigen Moden, die durch die Reflexionsstellen im Hohlleiter erzeugt werden. Das Differenzsignal weist in dem betrachteten Frequenzbereich vier Maxima auf. Sie gehören zu den TM_{110} -artigen Moden aus Tabelle 5.2.

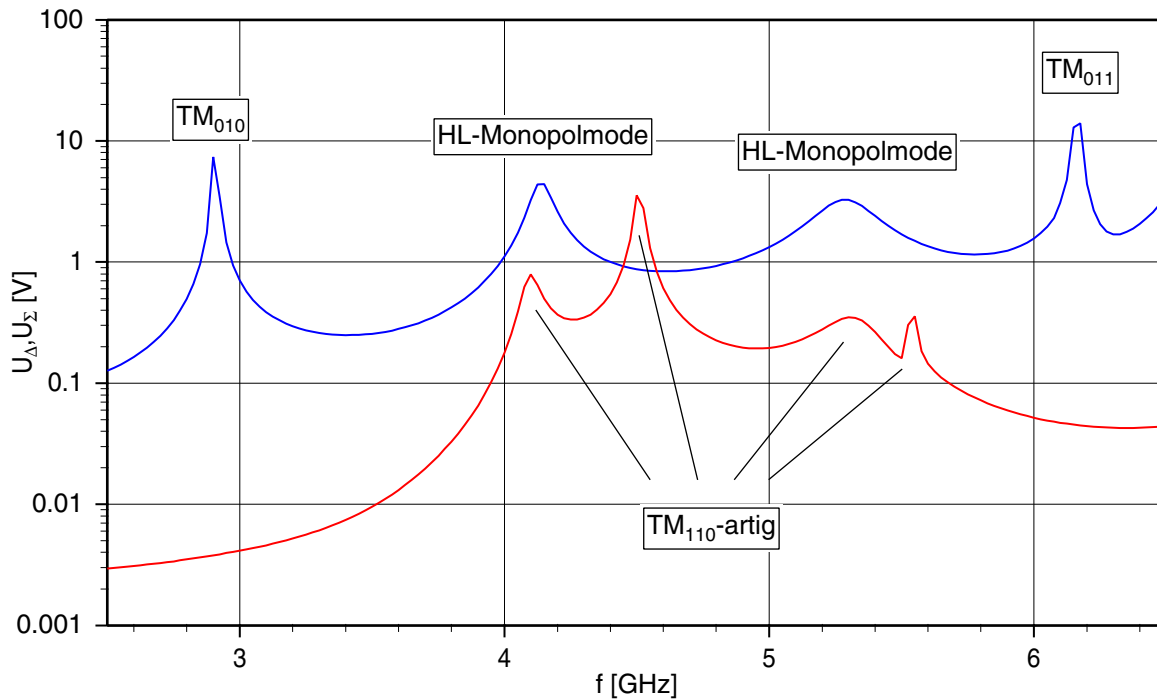


Abbildung 6.4: Spektrum des Summensignals (blau) und Differenzsignals (rot)

Bei 4,1 GHz ist sowohl eine monopolarartige Mode mit 4,4 V Amplitude auf dem Summensignal zu sehen, als auch eine dipolarartige Mode mit 0,8 V auf dem Differenzsignal. Diese Frequenz würde sich daher für die Strahlungsbestimmung eignen. Ohne Ablage liefert die Zeitbereichsrechnung ein Summensignal, daß im betrachteten Frequenzbereich nur um maximal 2 % von den Amplituden bei 1 mm Ablage abweicht. Das Differenzsignal ist in diesem Fall jedoch Null.

6.1.3 Zeitbereichssimulation eines Dreizellers mit Dämpfer

Im letzten Abschnitt wurde eine einzelne Dämpferzelle direkt von einem durchquerenden Ladungspaket angeregt. Es stellt sich natürlich die Frage, inwieweit die Ergebnisse sich auf die 180-zellige Struktur übertragen läßt. Eine Zeitbereichssimulation der vollständigen Struktur ist wegen der beschränkten Rechenleistung und Rechengenauigkeit nicht möglich gewesen. Der verfügbare Computer ermöglichte es jedoch, mit einem noch vertretbaren Rechenzeitaufwand von etwa zehn Tagen, einen Dreizeller zu simulieren. Der Dreizeller besteht aus einer Dämpferzelle, umgeben von jeweils einer normalen Zelle auf jeder Seite. Abbildung 6.5 zeigt eine Momentaufnahme des elektrischen Feldes in der simulierten Struktur, kurz nachdem das Paket den Dreizeller verlassen hat. Gegenüber dem Einzeller wurden die strahlparallelen Hohlleiterabschnitte um eine Zellenlänge verlängert, um wieder am rechten Rand mit einer offenen Randbedingung zu enden. Dies führt zu einer niedrigeren Amplitude der unterhalb der *Cut-off*-Frequenz liegenden TM_{010} -Mode. Die Amplituden der anderen Moden werden von dem verlustfreien Hohlleiter nicht beeinflußt.

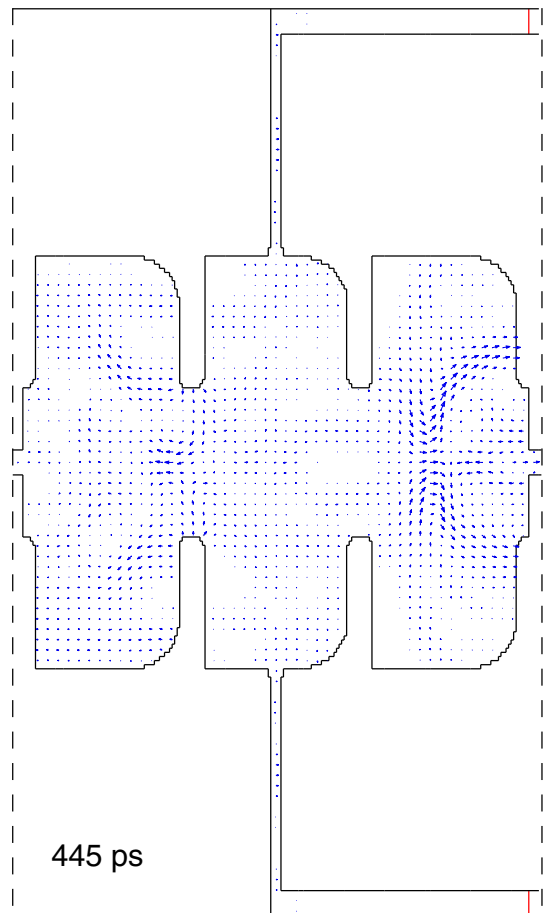


Abbildung 6.5: Momentaufnahme des elektrischen Feldes bei der Zeitbereichssimulation eines SBLC-Dreizellers

Die aufgezeichneten Monitordaten wurden, analog zum Einzeller, in Summen- und Differenzsignale aufgeteilt und diskret Fourier-transformiert. Abbildung 6.6 zeigt das Spektrum des Dreizellers. Wie bei einer schwach gekoppelten Resonatorkette zu erwarten, sind die Einzelmoden in mehrere Moden mit geringfügig unterschiedlicher Eigenfrequenz aufgespalten. Das Anregungsmaximum der TM_{010} -Mode ist in zwei Maxima mit einer Frequenzdifferenz von 75 MHz aufgespalten. Bei einem Dreizeller sollte sie in drei Moden aufgespalten sein. Es ist jedoch anzunehmen, daß die dritte Mode in dem groben 25 MHz Frequenzraster mit einer der anderen beiden Moden verschmolzen erscheint. Die Spannung der TM_{010} -Moden ist, aufgrund des zusätzlichen Hohlleiterabschnitts gegenüber dem Einzeller reduziert. Die höhere TM_{011} -Monopolmode ist, wie erwartet dreifach aufgespalten. Die Amplitude der mittleren Mode ist gegenüber dem Einzeller nahezu unverändert.

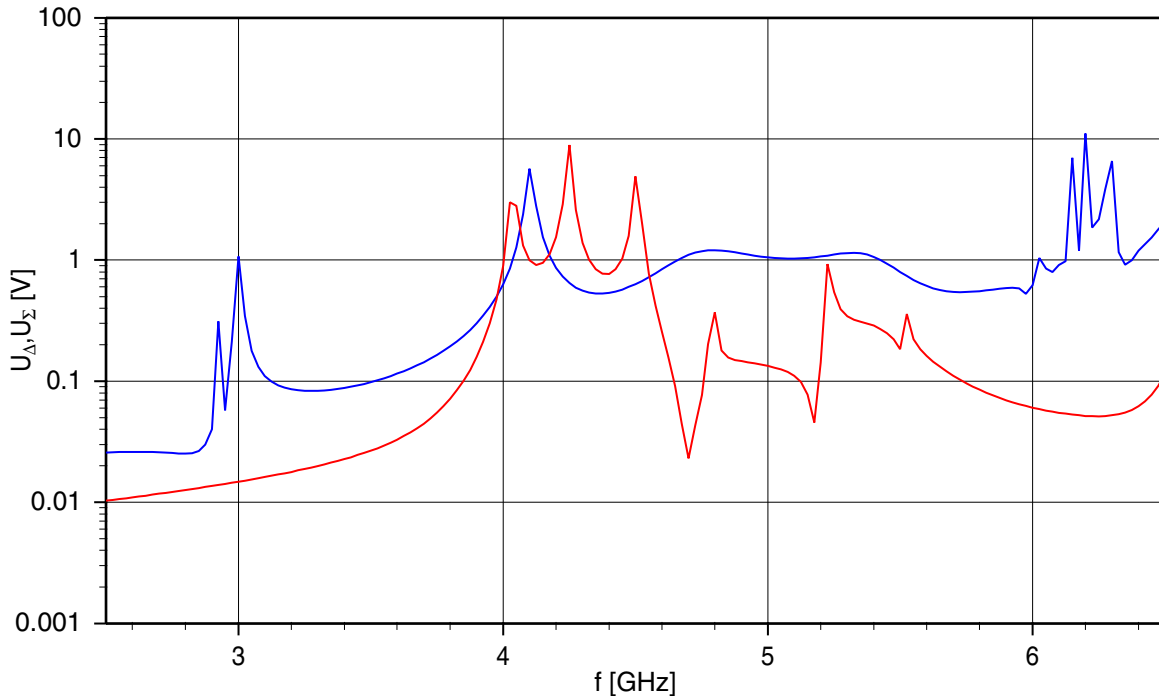


Abbildung 6.6: Spektrum des Summensignals (blau) und Differenzsignals (rot) des Dreizellers

Die hohlleiterdominierte Monopolmode bei 4,1 GHz existiert nur in der Dämpferzelle, nicht jedoch in den beiden normalen Zellen. Ihre Frequenz und Amplitude hat sich daher kaum verändert. Die geringfügige Erhöhung der Amplitude von 4,4 V auf 5,7 V ist auf die veränderten Randbedingungen in den Irisblenden der Dämpferzelle zurückzuführen.

Die TM_{110} -artigen Moden sind ebenfalls aufgespalten. Aufgrund des Überlapps ihrer Bänder sind die einzelnen Maxima nicht mehr eindeutig den ursprünglich vier Maxima des Einzellers zuzuordnen. Das Maximum bei 4,1 GHz hat sich um 50 MHz nach unten verschoben und liegt nun nicht mehr genau auf der Frequenz der ersten hohlleiterdominierten Monopolmode. Für die Strahlungsmessung müssten durch kleine Geometrieänderungen die Frequenzen wieder zusammengebracht werden. Auf entsprechende Versuche wurde verzichtet, da in dem 180-Zeller das Dipolband dicht mit Moden gefüllt ist und zu einem Kontinuum verschmilzt, in dem die entsprechende Frequenz auf jeden Fall zur Verfügung steht. Die Spannung der TM_{110} -artigen Mode hat sich gegenüber dem Einzeller von 0,8 V auf 3,0 V erhöht.

Gegenüber dem Einzellerspektrum in Abbildung 6.4 fällt weiterhin auf, daß die Maxima schmaler geworden sind. Das Ladungspaket füllt beim Dreizeller alle drei Zellen mit Feldenergie während die Amplitude im Dämpfer und damit die Verlustleistung nicht im gleichen Maße ansteigt. Daher erhöht sich die Güte der Moden.

Die Veränderungen des Spektrums zwischen Dreizeller und Einzeller machen nur geringfügige Änderungen an Einstellungen des Strahlungsmonitors nötig. Das Funktionsprinzip und die Dimensionierung kann beibehalten werden. Es ist zu erwarten, daß sich auch bei größerer Zellenzahl daran nichts Grundsätzliches ändert.

6.1.4 Ersatzkreis eines 176-Zellers mit Dämpfern

Die numerische Feldberechnung des Dreizellers im letzten Abschnitt zeigt, daß sich das Meßverfahren auch auf mehrzellige Strukturen übertragen läßt. Um Daten eines Vielzellers für die Überprüfung der Signalverarbeitung zu erhalten wurde statt des vollständigen dreidimensionalen Randwertproblems ein eindimensionaler Ersatzkreis mit konzentrierten Bauelementen simuliert. Damit ist es möglich, jeweils bei einer Mode das Verhalten aller 176 regulären Zellen der 180-zelligen Beschleunigerstruktur zu simulieren. Die Einkoppelzellen wurden weggelassen, da keine Informationen über ihr Verhalten bei höheren Moden vorlagen. Sie haben auf die interessanten TM_{110} -Moden im Bereich der Dämpferzellen keinen großen Einfluß, da diese Moden in der Umgebung der Dämpferzellen gefangen sind und am Anfang der Struktur kaum noch Feldenergie haben (siehe Abbildung 4.7 unten).

Der Ersatzkreis entspricht weitgehend der in Abschnitt 4.4 eingeführten Schaltung. Um die Strahlanregung zu simulieren wurde zu jedem Schwingkreis eine gepulste Stromquelle hinzugefügt. Die Stromquelle wird für die Zeit eingeschaltet, die sich das Ladungspaket in der jeweiligen Resonatorzelle aufhält.

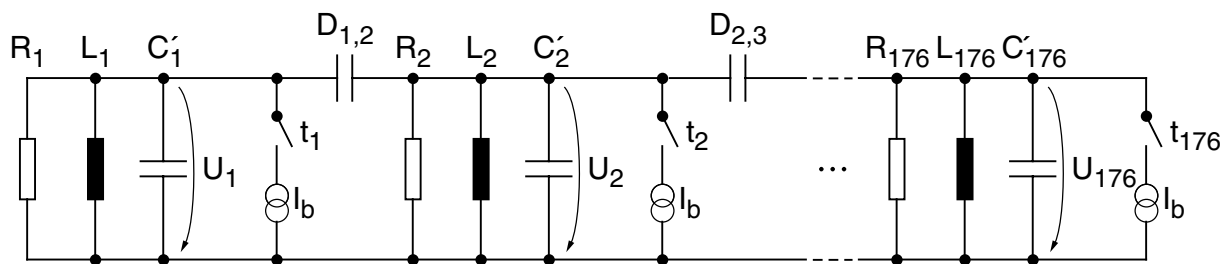


Abbildung 6.7: Ersatzkreis des 176-Zellers mit Anregung durch gepulste Stromquellen

Die Dimensionierung der einzelnen Zellen erfolgte gemäß Abschnitt 4.3. Für die Güte und Shuntimpedanz der Einzelzelle wurden für alle Zellen die Werte der MAFIA-Rechnung des Einzellers ohne Dämpfer aus Tabelle 5.2 eingesetzt. Als Resonanzfrequenzen und Koppelfaktoren wurden die Ergebnisse der 176 MAFIA-Rechnungen aus Abschnitt 4.4.2 eingesetzt. Die Güten der Dämpferzellen 24 und 105 wurden mit zusätzlichen parallelen Widerständen auf die Werte einer Zelle mit Dämpfern reduziert.

Die Simulation des Ersatzkreises erfolgte im Zeitbereich mit dem Programm Spice {1}. Das notwendige Skript mit den Bauteiledaten und der Verschaltung wurde zuvor mit einem Igor Pro-Skript direkt aus den Ergebnissen der MAFIA-Einzelzellenrechnungen erzeugt. Die Abbildung 6.8 zeigt als ein exemplarisches Ergebnis der Simulation den Spannungsverlauf an der Dämpferzelle 24 für die TM_{110} -Mode. Die Anregung wurde dabei entsprechend einer Ladung von $1,1 \cdot 10^{10}$ Elektronen mit einer Ablage von 1 mm gewählt. Beim Vergleich mit der MAFIA-Simulation eines Einzellers in Abbildung 6.2 fällt auf, daß nach dem steilen Anstieg bei der Passage des Ladungspakets die Amplitude zunächst noch weiter ansteigt. Dies erklärt sich mit der zusätzlichen Energie, die aus den umliegenden Zellen in die Dämpferzelle transportiert wird. Die transportierende Welle ist sehr viel langsamer als das Ladungspaket und trifft daher mit Verzögerung in der Dämpferzelle ein. Nach der primären Anregung läuft die Welle zwischen den beiden

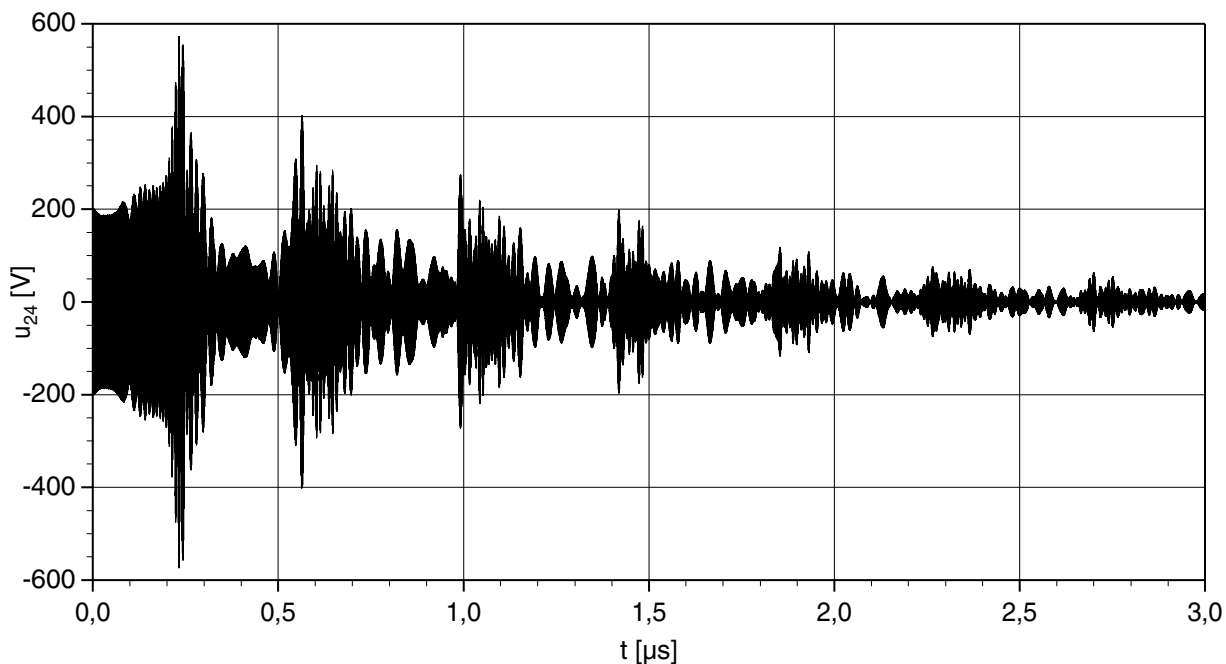


Abbildung 6.8: Spannungsverlauf in der Dämpferzelle 24

Reflexionsstellen (vgl. Abschnitt 4.4.2) hin und her. Dies erklärt das „pulsieren“ des Signals. Im Mittel nimmt die Amplitude Resonatorkette aufgrund der Dämpfung exponentiell ab.

Um Informationen über die beteiligten Eigenmoden zu erhalten wurden die Zeitbereichsdaten diskret Fourier-transformiert. Die Abbildung 6.9 zeigt das entstandene Spektrum in Zelle 24 und die Abbildung 6.10 in Zelle 105. Beide Spektren zeigen jeweils

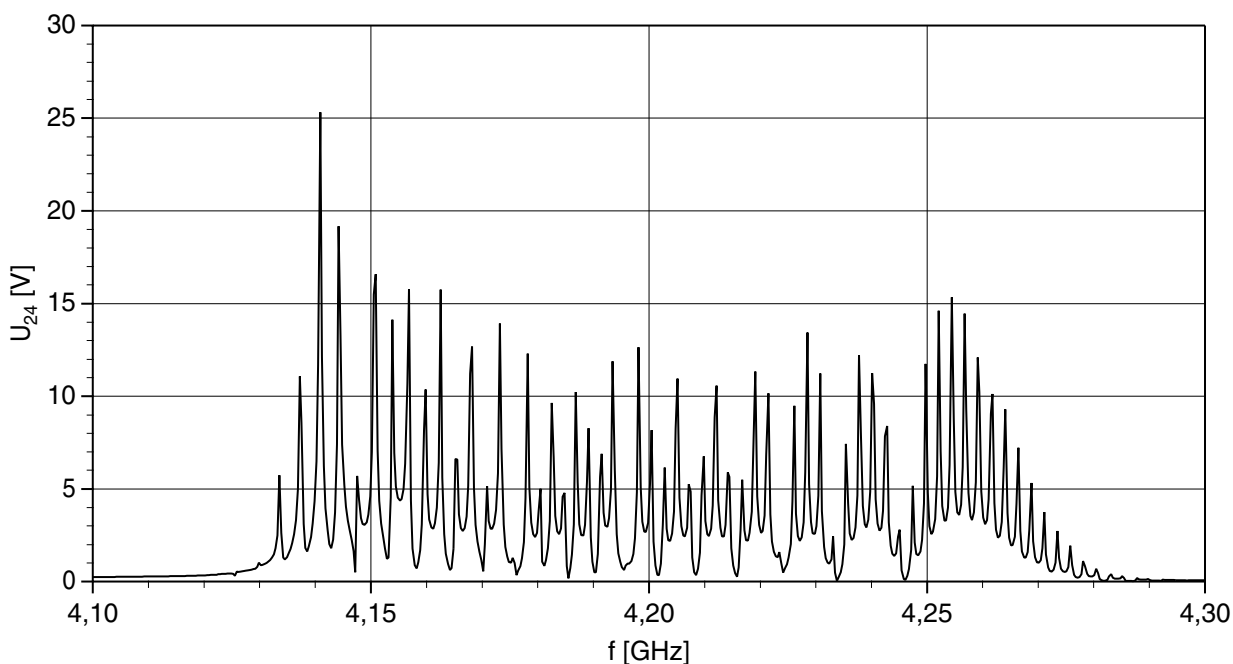


Abbildung 6.9: Spektrum in der Dämpferzelle 24

eine große Anzahl von Moden, jedoch deutlich weniger als 176. Der Ausbreitungsbereich der Moden erstreckt sich jeweils auf einen Teilbereich der Resonatorkette. Der Frequenz-

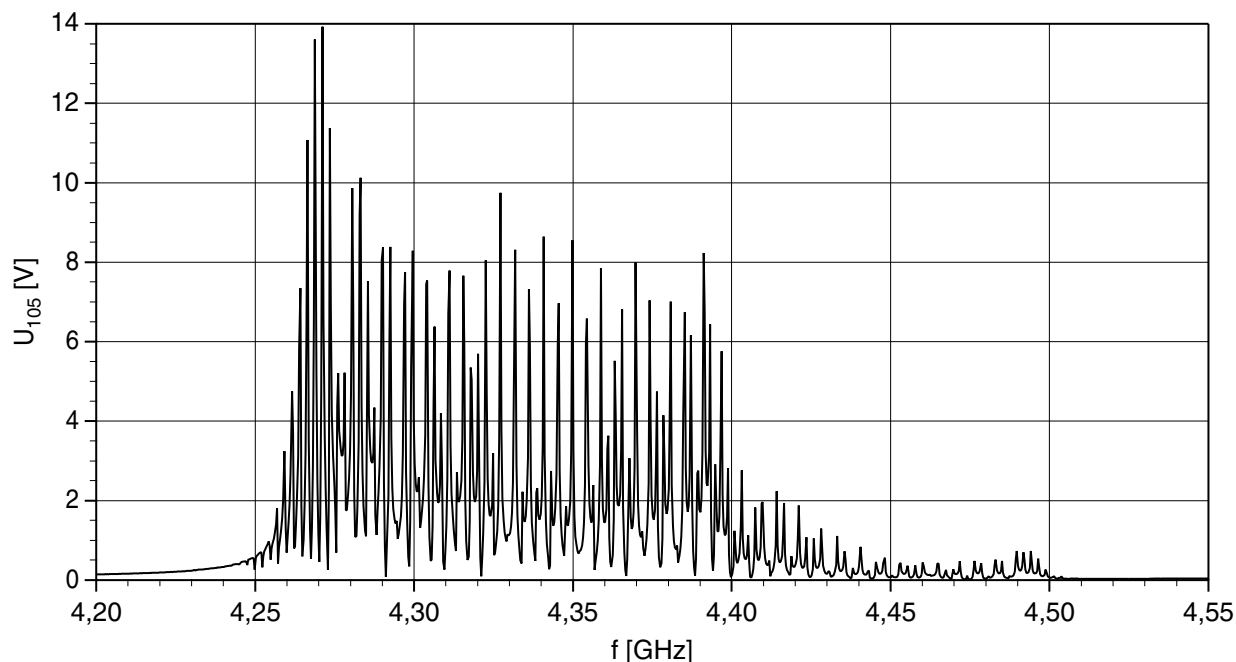


Abbildung 6.10: Spektrum in der Dämpferzelle 105

bereich stimmt dabei gut mit den Grenzen mit $\Gamma \approx 1$ in Abbildung 4.7 überein. Die komplexen Spektren werden in Abschnitt 6.4 zur Überprüfung der Signalverarbeitung herangezogen.

Die Beschreibung der Beschleunigerstruktur mit einem Ersatzkreis erfolgte unter der Annahme, daß in jeder Zelle des Vielzelllers der Gleiche Modentyp vorherrscht und auch nur ein Modentyp am Energietransport beteiligt ist. Beide Annahmen stimmen jedoch nicht exakt. Die Randbedingung in der Irisblende variiert von metallisch am nullmodenartigen Ende der gefangenen Mode bis zu magnetisch am π -modenartigen Ende. Dies ändert die Feldverteilung und die Eigenfrequenz der Zelle in Abhängigkeit von der Phasenverschiebung zu den Nachbarzellen. Diese Abhängigkeit wird von der Simulation genausowenig berücksichtigt wie die Beteiligung anderer Modentypen. Für den hier angestrebten Zweck, einen Datensatz jeweils einer Zelle für die Überprüfung der Signalverarbeitung zu liefern, sind die Ergebnisse jedoch hinreichend genau.

6.2 Strahlsimulator

Da für die Messungen kein Elektronenstrahl mit der erforderlichen Zeitstruktur zur Verfügung stand, wurde die Strahlanregung durch eine kleine Stabantenne simuliert. Ein Spannungsimpuls, der der Länge des Ladungspakets entspricht verursacht in einer Koaxialleitung das gleiche Scheibenfeld, wie das Ladungspaket in einem glatten Strahlrohr. Eine Antenne auf der Strahlachse innerhalb einer kurzen Resonatorzelle kann daher die Anregung durch einen Strahl mit der gleichen Ablage nachbilden. Bei dem Stab in der Zelle handelt es sich jedoch streng genommen nicht um eine echte Antenne, da die Dimensionen der Zelle vergleichbar mit der Freiraumwellenlänge sind und sich daher kein Fernfeld ausbilden kann. Die Anregung erfolgt vielmehr durch das Nahfeld des Stabes.

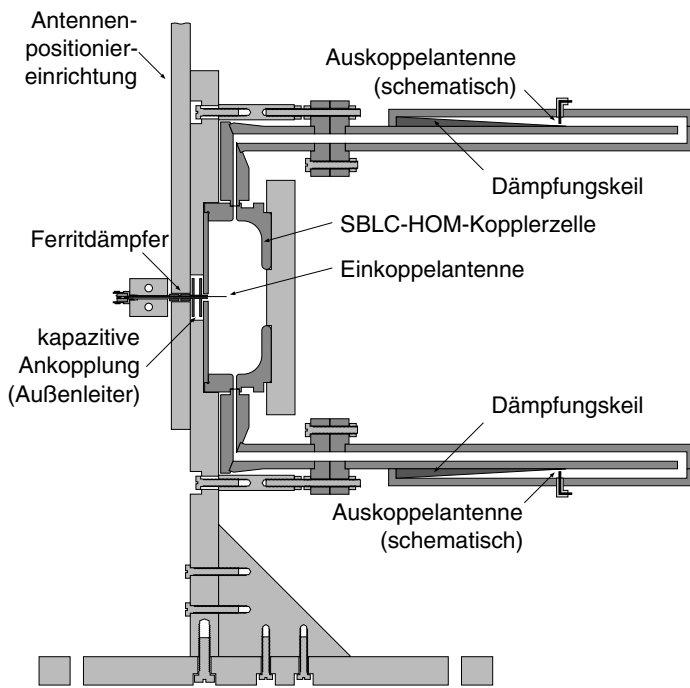


Abbildung 6.11: Schnitt durch den Meßstand mit einer SBLC-Dämpferzelle

Um das Auflösungsvermögen des Strahllagemonitors beurteilen zu können ist es erforderlich, die Antenne achsparallel Mikrometern genau positionieren zu können. Hierfür wurde eine entsprechende Meßanordnung entwickelt und gebaut. Die Abbildung 6.11 zeigt einen senkrechten, achsparallelen Querschnitt durch diese Anordnung. Das Meßobjekt ist hier eine einzelne Zelle mit der alten Version der Dämpfer. Zellenenden sind metallisch abgeschlossen. In der linken Wand befindet sich ein 6 mm langer Schlitz, senkrecht zur Bildebene. Die 15 mm lange Antenne kann entlang dieses Schlitzes nach vorne und hinten bewegt werden. Der Außenleiter

wird mit zwei metallisierten Kunststoffscheiben rein kapazitiv mit der Wand verbunden. Ein Schleifkontakt oder eine Drahtschleife würde aufgrund der Reibung eine Hysterese beim Positionieren verursachen die beim mikrometern genauen positionieren nicht tolerabel wäre. Die nachfolgende Koaxialleitung wurde mit einem kleinen Ferritrohr versehen, um zu verhindern, daß der Spannungsabfall am Kondensator zu einer Abstrahlung von Mikrowellenleistung führt und so die Messung stört.

Der Zellenhalter und der Fuß der Anordnung sind aus 15 mm starkem Aluminium. Für die Messungen wurde sie auf eine massive Steinplatte montiert. Dies verhinderte Schwingungen und Stöße während der Messungen.

Die beiden eingezeichneten Dämpfer koppeln bei dieser Anordnung nur Monopolsignale aus. Der interessante Dipolanteil wird in den vorderen und hinteren HOM-Dämpfer ausgekoppelt.

Die Positionierung der Antenne erfolgt über den Schrittmotorantrieb in Abbildung 6.12 links. Der Schrittmotor treibt zunächst über eine Spindelmutter eine parallelgeführte Trapezgewindespindel an. Der Hub beträgt hier 12,5 μm pro Halbschritt des Motors. Die weitere Untersetzung im Verhältnis zehn zu eins erfolgt mit einem Hebel. Er wird von einer Andruckfeder gegen das halbkugelförmige Ende der Spindel gedrückt. Am unteren Ende wird der Hebel von einer breiten Blattfeder aus Phosphorbronze drehbar gelagert. Die Lagerung mit der Blattfeder hat den Vorteil keine Hysterese zu haben. Durch die Untersetzung kann der Antennenhalter in Einheiten von 1,25 μm nach links und rechts bewegt werden. Am unteren Ende der Blattfeder befindet sich noch eine Grobverstellung der Antennenposition. Vor die eigentliche Messung wurde ihre Einstellung mit zwei Schrauben arretiert. Die Grobverstellung hat einen Hub von ± 6 mm. Der Motor kann die Antenne um ± 2 mm bewegen. In dem rechten Sockel der Grobverstellung befin-

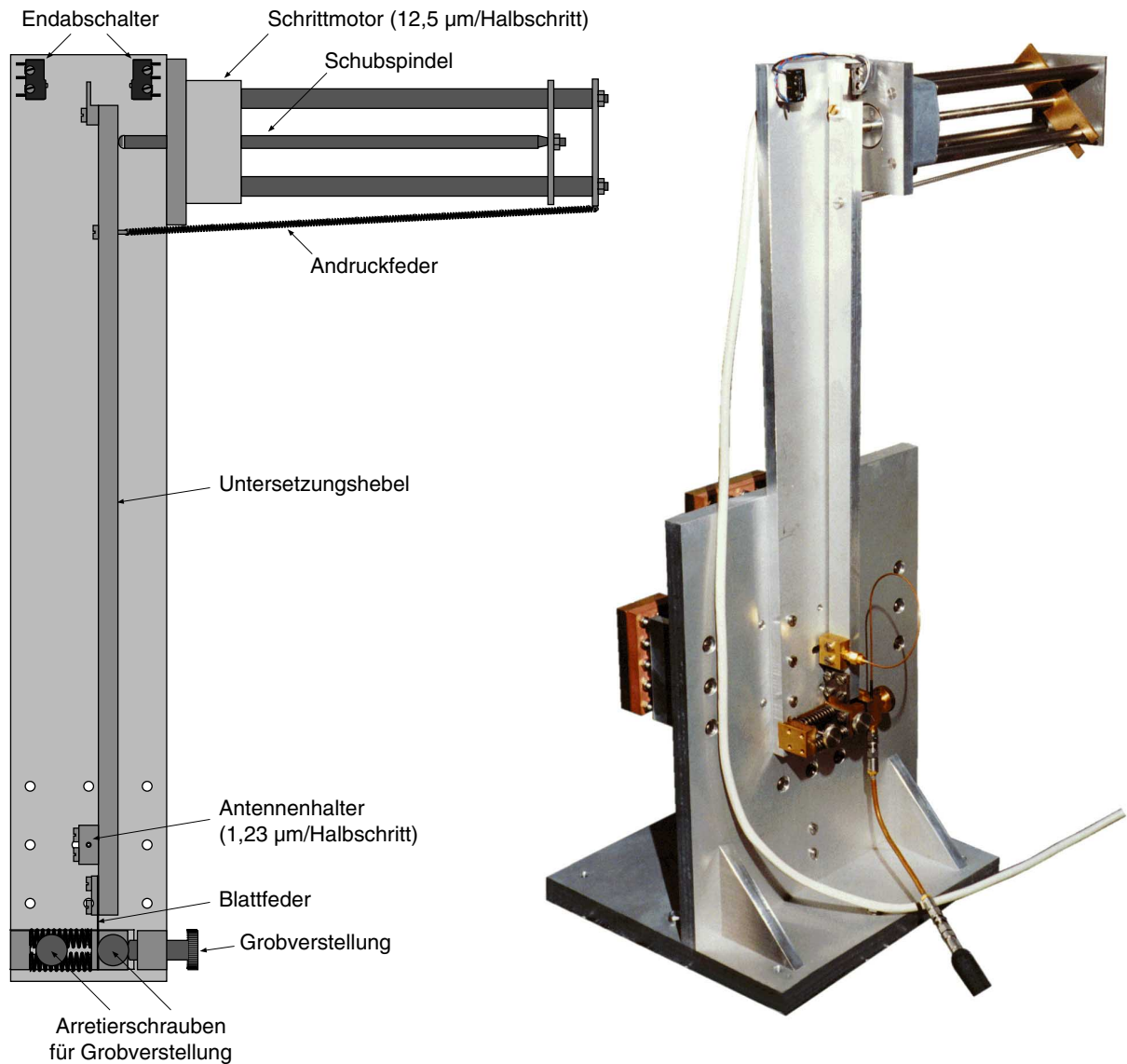


Abbildung 6.12: Zeichnung der Positioniereinrichtung und Photo des Meßstandes

det sich noch ein Halter für eine SMA-Buchse. Die Antenne wurde mit einer langgezogenen federnden Schleife aus 1,2 mm dünnen Semi-Rigid-Kabel zwischen dem Antennenhalter und dem Sockel angeschlossen.

Die Meßanordnung von der Antennenbuchse über die Resonatorzelle und den Dämpfer bis zu den Auskoppelstellen ist ein lineares, zeitinvariantes System. Die Messung mit einem kurzen elektrischen Impuls im Zeitbereich kann daher auch durch eine Reihe von Messungen mit harmonischer Anregung im Frequenzbereich und eine anschließende Fourier-Transformation ersetzt werden. Dies gilt auch noch mit angeschlossenem Ringhybrid und Filtern. Diese Messungen können mit einem normalen Netzwerkanalysator durchgeführt werden. Erst die Messungen mit den nichtlinearen Mischern und der nicht zeitinvarianten Triggerschaltung erfordern die Verwendung von kurzen Impulsen. Da die Kopplung von der Antenne zu den Auskoppelstelle sehr gering ist werden Pulse mit etwa 10 V Amplitude an 50 Ω benötigt. Die Impulse müssen so kurz sein, daß ihre Bandbreite größer ist als die höchste Meßfrequenz von 6,2 GHz bei Messung mit TM_{011} -Mode

oder 4,2 GHz bei der Messung mit hohlleiterdominierten Monopolmoden. Da ein entsprechender Impulsgenerator kommerziell nicht verfügbar war, wurde er im Rahmen einer Diplomarbeit [13] entwickelt.

Abbildung 6.13 zeigt einen typischen Meßaufbau für Frequenzbereichsmessungen. Für

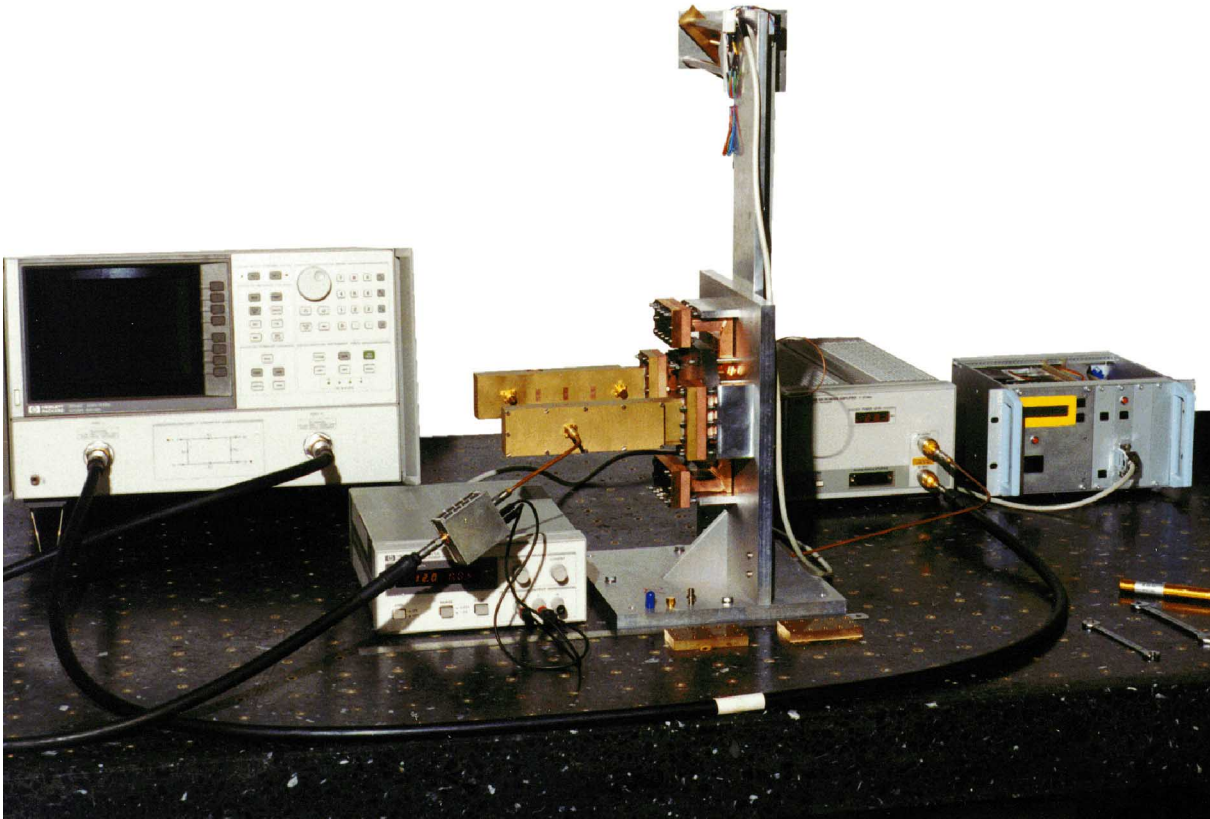


Abbildung 6.13: Photo des gesamten Meßaufbaus

Messungen an Dipolmoden wurde die Zelle nur mit zwei Dämpfern versehen. Die anderen beiden Hohlleiter wurden elektrisch abgeschlossen. Zwischen dem Netzwerkanalysator HP 8719C und der Antennenbuchse befindet sich noch ein Breitbandverstärker HP 8349 zur Erhöhung der Ausgangsleistung. Zwischen Netzwerkanalysator und Auskoppelstelle ist ein rauscharmer Verstärker (siehe Abschnitt C.3) eingefügt. Darunter befindet sich ein Labornetzgerät. Am rechten Rand ist die Schrittmotorsteuerung zur Positionierung der Antenne zu sehen. Sie wurde ursprünglich für einen Störkörpermeßstand entwickelt [5] und wird, wie auch der Netzwerkanalysator über einen IEEE-488-Bus von einem Computer angesteuert.

Der Computer *Apple Power Macintosh 8600/200* wurde über ein *RS-422* nach *IEEE-488-Interface* mit der Meßanordnung verbunden. Die Meßprogramme wurden in der integrierten Skriptsprache des Programms *Igor Pro* {3} geschrieben. *Igor Pro* ist ein primär ein Plotprogramm mit einer gut ausgebauten Skriptsprache. Fast alle Diagramme in dieser Arbeit wurden damit erstellt. Es bietet jedoch darüber hinaus die Möglichkeit über die serielle Schnittstelle Geräte zu steuern und Meßdaten zu erfassen und kann interaktive graphische Elemente wie Menüs, Knöpfe, Eingabefelder und Ähnliches in Dialoge und Diagramme einfügen.

Für die Messungen im Frequenzbereich kamen zwei unterschiedliche Programme zum Einsatz. Das erste führt lediglich Streuparametermessungen über einen vorgegebenen Frequenzbereich durch und erzeugt daraus verschiedene Typen von Diagrammen. Die Positioniereinrichtung bleibt dabei auf einer festen Position. Das Zweite führt Transmissionsmessungen bei variierender Frequenz und Antennenposition durch. Alle Parameter des Netzwerkanalysators und der Schrittmotorsteuerung werden dabei vom Programm aus gesetzt und zusammen mit den Meßdaten in einer Experimentdatei abgespeichert. Die Messungen im folgenden Abschnitt wurden mit diesem Programm durchgeführt.

6.3 Messungen an der Dämpferzelle

Für die erste Messung wurde, entsprechend Abbildung 6.11 die Dämpferzelle mit der alten Version der Dämpfer versehen auf dem Meßstand montiert. Gemessen wurden die Transmissionen S_{A1} und S_{A2} von der beweglichen Einkoppelantenne zu den beiden Auskoppelstellen vor dem Dämpfungскеilen an den Hohlleitern in Abhängigkeit von der Ablage x . Die Messung erfolgte an 51 Punkten mit einer Ablage von $-1,5$ mm bis $+1,5$ mm. Als Meßfrequenz wurde $4,19739$ GHz gewählt. Bei dieser Frequenz ist die Differenz der Transmissionen bei $1,5$ mm Ablage maximal. Dies entspricht dem ersten Maximum des Differenzsignals bei der Zeitbereichssimulation in Abbildung 6.4. Bei dieser Frequenz werden eine TM_{110} -artige Dipolmode und eine hohlleiterdominierte Monopolmode angeregt. Beide Moden reichen in die Dämpfer hinein und tragen zur Transmission bei. In Abbildung 6.14 ist der Betrag der Transmissionen gegen die Ablage aufgetragen. Die Monopolmode ist dafür verantwortlich, daß im gesamten Ablagebereich eine

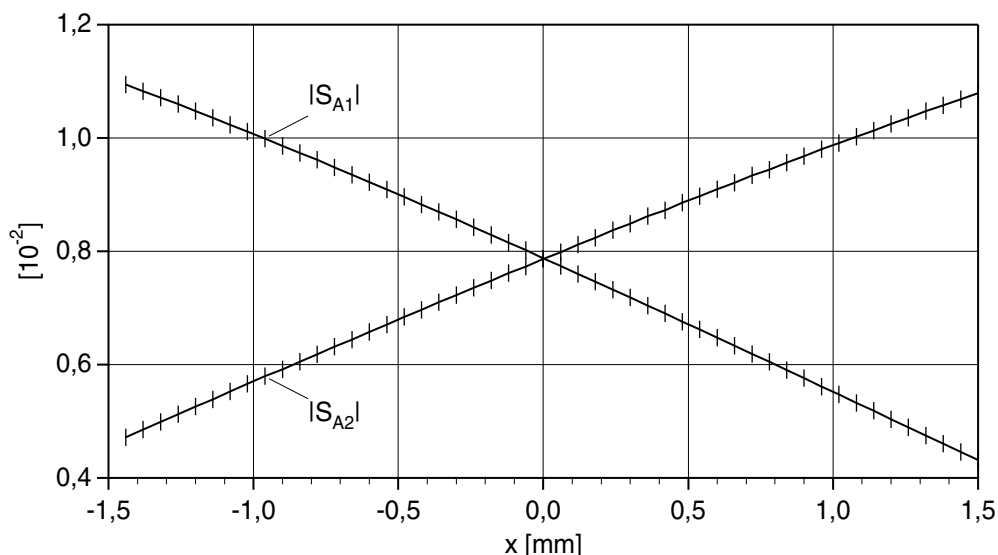


Abbildung 6.14: Transmission S_{A1} von Antenne zur ersten und S_{A2} zur zweiten Auskoppelstelle, aufgetragen über die Antennenposition x

Transmission zu beiden Auskoppelstellen auftritt. Die Dipolmode wird auf der Achse nicht angeregt. In Achsnähe steigt ihre Transmission näherungsweise linear mit der Ablage. Bei der Dipolmode beträgt die Phasendifferenz zwischen den Auskoppelstellen

180°, während sie bei der Monopolmode 0° ist (vergleiche Abbildung 5.14). Die gemessene Summe aus Monopol- und Dipoltransmission steigt daher für die eine Auskoppelstelle an, während sie für die andere Auskoppelstelle abnimmt.

Um die Moden voneinander zu trennen wurde, zunächst rein numerisch, das Summen- und Differenzsignal

$$S_{A\Sigma} = \frac{S_{A1} + S_{A2}}{\sqrt{2}} \quad \text{und} \quad S_{A\Delta} = \frac{S_{A1} - S_{A2}}{\sqrt{2}} \quad (6.3)$$

der komplexen Transmissionen gebildet. In Abbildung 6.15 sind die Beträge des Summen- und Differenzsignals sowie ihre Phasendifferenz dargestellt.

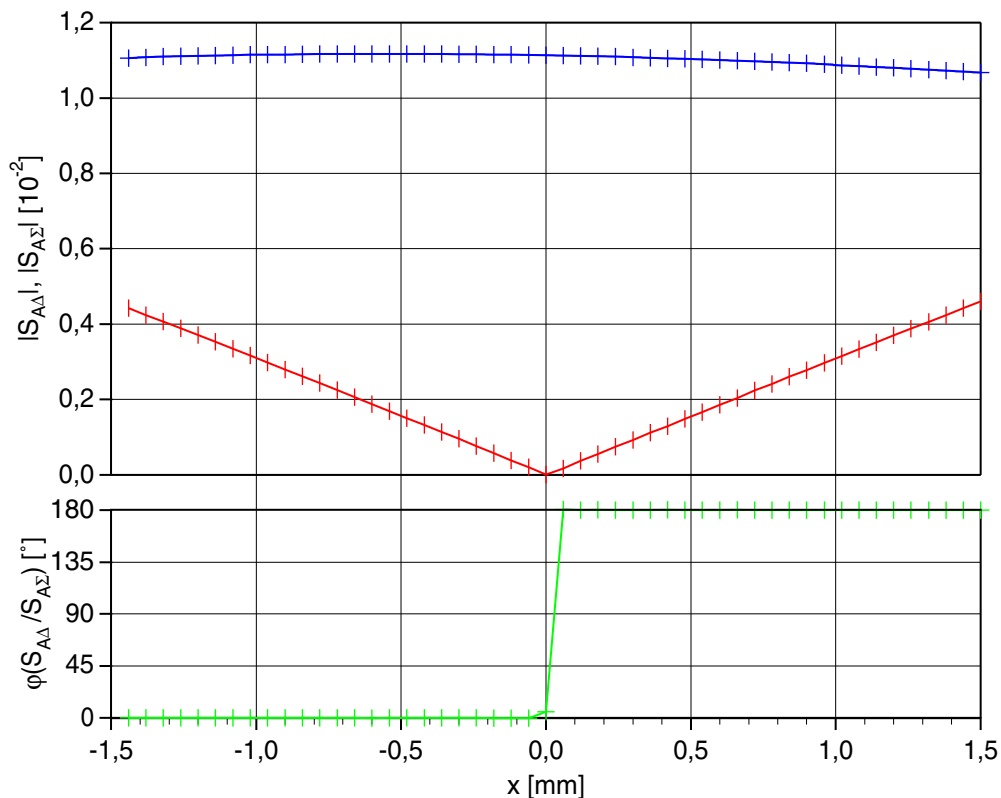


Abbildung 6.15: Summe $S_{A\Sigma}$ (blau) und Differenz $S_{A\Delta}$ (rot) der Transmissionen von Antenne zu den Auskoppelstellen und Phasendifferenz aufgetragen über die Antennenposition x

Die Transmission über die Monopolmode ist in Achsnähe nahezu konstant. Bei genauerer Betrachtung hat sie ein Maximum bei $-600 \mu\text{m}$ und einen streng monotonen Abfall zu beiden Seiten hin. Ihr Verhalten entspricht damit weitgehend der Mode Nummer 4 aus der numerischen Berechnung im Frequenzbereich (Tabelle 5.2 und Abbildung 5.21 unten). Die Feldverteilung dieser Mode wird von der Hohlleitergeometrie dominiert. Die Abweichung von $600 \mu\text{m}$ zwischen der elektrischen Achse der Mode und der mechanischen Achse der Zelle ist daher wahrscheinlich auf Fertigungstoleranzen der Dämpfer zurückzuführen. Das Meßmodell der Dämpfer hat, im Gegensatz zu der eigentlichen Zelle wegen des Hartlötvorgangs in einem Lötoven relativ große Fertigungstoleranzen.

Die Transmission über die Dipolmode ist auf der Achse null und steigt nach außen hin linear an. Ihr Verhalten entspricht der Mode Nummer 2 (Tabelle 5.2 und Abbildung 5.19 oben). Die Phasendifferenz zur Monopolmode springt bei der Auflösung von $60\ \mu\text{m}$ zwischen zwei Meßpunkten von 0° auf 180° . Damit erfüllen die gemessenen Signale alle Anforderungen, die für die Strahlagebestimmung notwendig sind.

Bei den nächsten Messungen wurde, zur Trennung der Moden, der in Abschnitt 5.4.1 beschriebene 180° -Ringhybrid an das Meßobjekt angeschlossen. Ein idealer, verlustfreier, passiver 180° -Hybrid hätte eine Transmission nach Gleichung (6.3) und würde damit die gleichen Signale wie in Abbildung 6.15 liefern. Die Transmissionen mit den realen Hybrid sind in Abbildung 6.16 aufgetragen. Bis auf die unvermeidlichen Verluste ent-

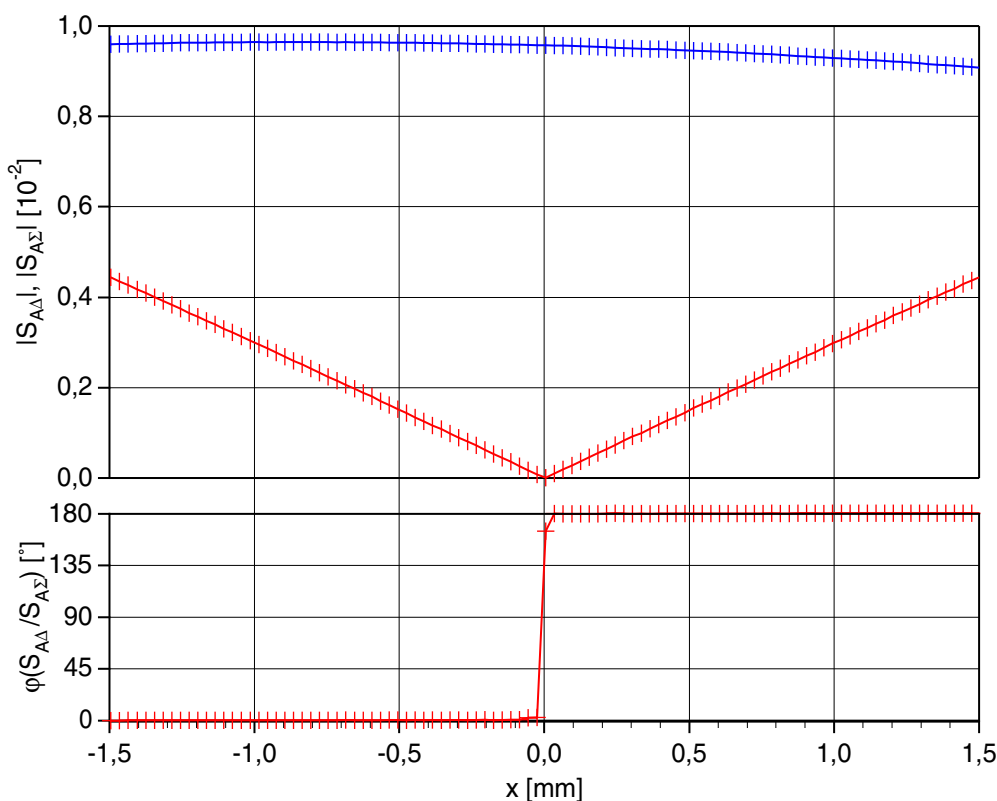


Abbildung 6.16: Transmission $S_{A\Sigma}$ (blau) von Antenne zum Summenport, $S_{A\Delta}$ (rot) zum Differenzport und Phasendifferenz aufgetragen über die Antennenposition x

sprechen sie den mit Gleichung (6.3) berechneten Werten.

Die bisherigen Messungen erfolgten mit dem maximalen Hubbereich der Positioniereinrichtung und großen Meßpunktabständen von $60\ \mu\text{m}$ und $30\ \mu\text{m}$. In diesem Raster ist keine Abweichung der Dipoltransmission in Achsnähe von der Theorie erkennbar. Um etwas über das potentielle Auflösungsvermögen zu erfahren wurde die Messung mit einer maximalen Ablage von $\pm 45\ \mu\text{m}$ und der minimalen Schrittweite von $1,23\ \mu\text{m}$ wiederholt. Die Transmissionen zum Differenz- und Summenport unterscheiden sich bei dieser geringen Ablage um mehr als zwei Größenordnungen. Daher wurde hier bereits

der Quotient der beiden Größen dargestellt. In der Signalverarbeitung des Strahlagemonitors (Abbildung 5.22) geschieht die Quotientenbildung erst numerisch im Mikroprozessorsystem. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 6.17 zu sehen.

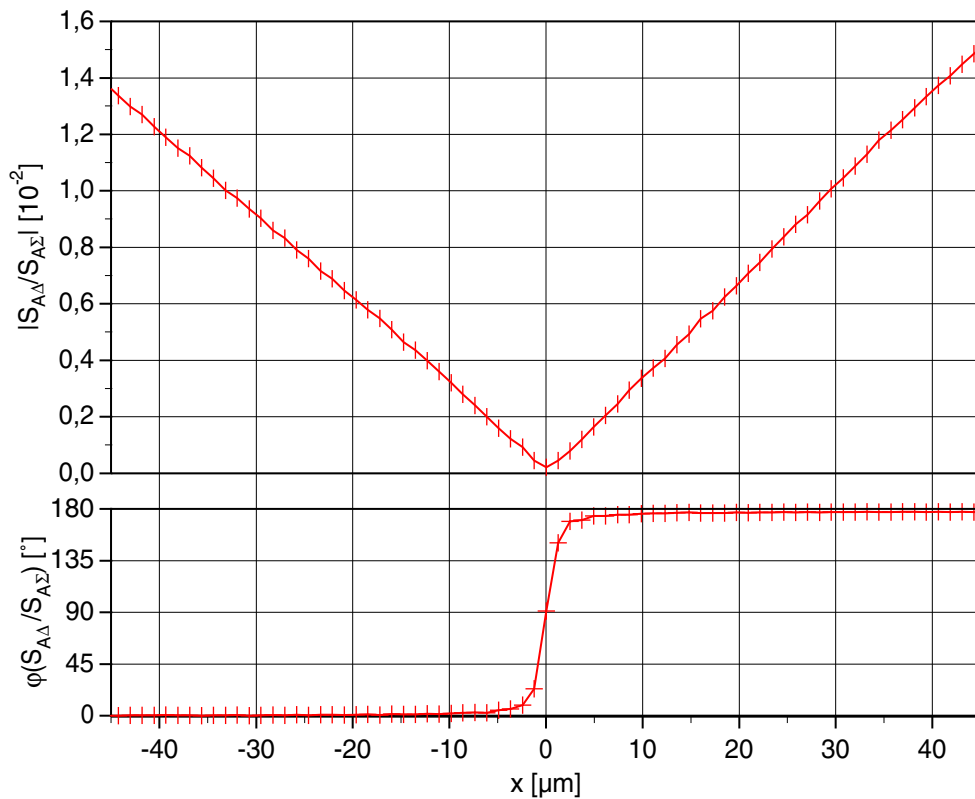


Abbildung 6.17: Transmissionsverhältnis $S_{A\Sigma}/S_{A\Delta}$ von Antenne zum Differenzport zu Antenne zum Summenport aufgetragen nach Betrag (oben) und Phase (unten) über die Antennenposition x

Der Verlauf um die Achse herum zeigt bei dieser Auflösung eine kleine Abweichung vom theoretischen Idealfall. Das minimale Transmissionsverhältnis auf der Achse ist nicht exakt null sondern beträgt $2,13 \cdot 10^{-4}$ mit $91,1^\circ$ Phasenverschiebung. Dieser Betrag entspricht bei der mittleren Steigung von 318 m^{-1} einer Ablage von 671 nm . Die Phase springt bereits bei der kleinsten Ablage von $\pm 1,23 \text{ }\mu\text{m}$ um $+59,6^\circ$ und $-67,8^\circ$. Eine weitere Abweichung vom Idealfall betrifft die Form der Betragskurve. Sie ist auf der linken Seite leicht nach unten und auf der rechten Seite leicht nach oben gekrümmt. Die mittlere Steigung beträgt links 302 m^{-1} und rechts 335 m^{-1} . Dies entspricht einem relativen Fehler von $\pm 5 \%$ bei der Positionsbestimmung. Diese Genauigkeit und Empfindlichkeit wäre jedoch auch mit einer idealen Signalverarbeitung nicht erreichbar. Die Werte beziehen sich auf eine Messung bei nur einer Frequenz mit der vernachlässigbaren Bandbreite von 30 Hz der Netzwerkanalysators. Um genügend Signalleistung zur Verfügung zu haben hat die Signalverarbeitung eine Bandbreite von 2 MHz . Es ist daher notwendig, einen größeren Frequenzbereich zu betrachten.

Die Messung in Abbildung 6.17 wurde daher mit 50 weiteren Frequenzen im Abstand von 400 kHz wiederholt. In Abbildung 6.18 ist die Transmission von Antenne zum Differenzport im Verhältnis zur Transmission von Antenne zum Summenport nach Betrag und Phase über die Ablage x und die Frequenz f aufgetragen. Bei den Beträgen (oben)

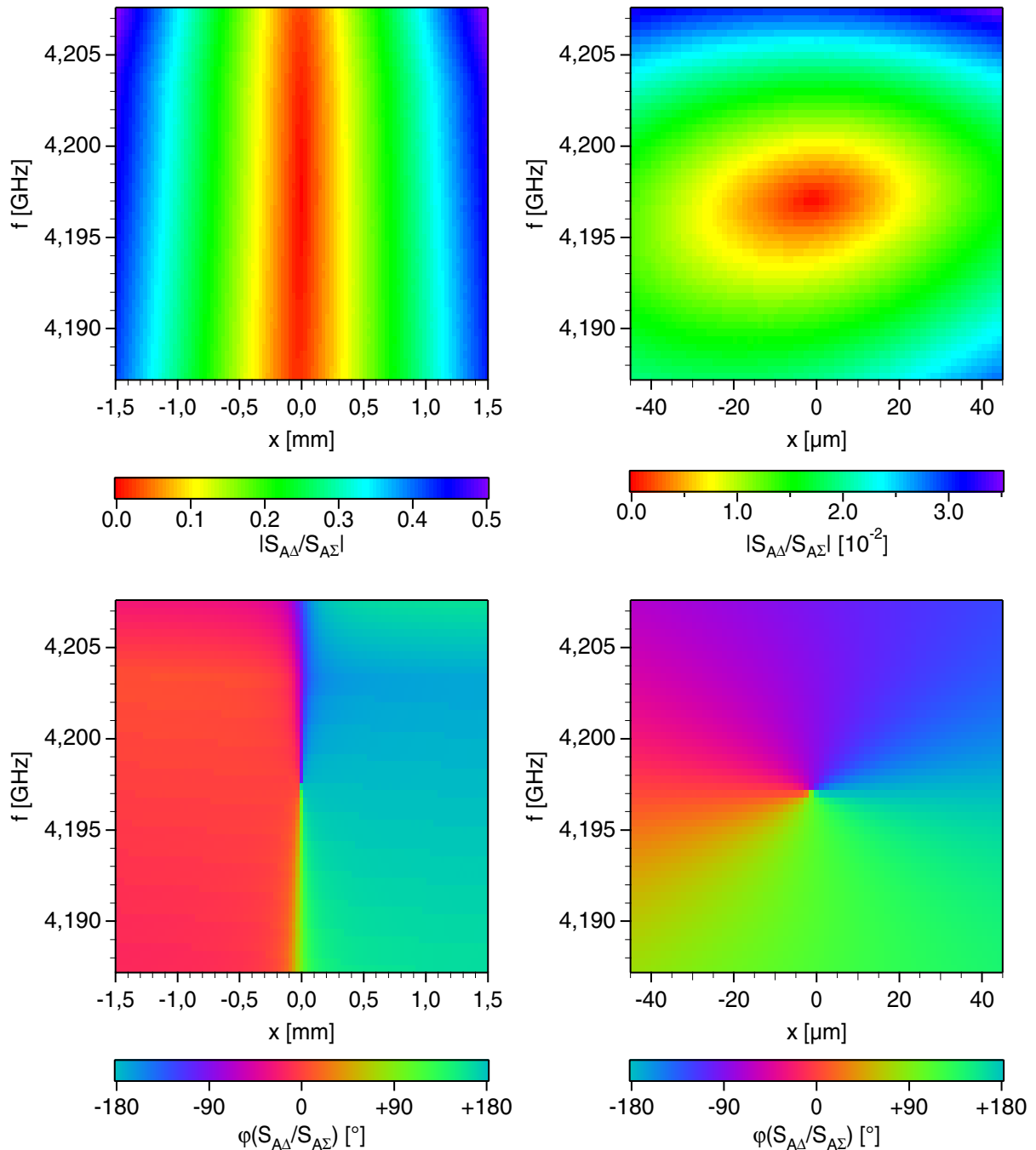


Abbildung 6.18: Transmissionsverhältnisse nach Betrag (oben) und Phase (unten) aufgetragen über die Antennenposition x und die Frequenz f

repräsentiert die Farbtemperatur an jedem Punkt das Transmissionsverhältnis. Die Phasen (unten) wurden so dargestellt, daß -180° und $+180^\circ$ wieder die gleiche Farbe haben (Farbkreis). Die Messung aus Abbildung 6.17 entspricht den Werten in der Mitte der Frequenzskala. Auf dieser Linie hat der Betrag auf der Achse das tiefste Minimum und die Phase ist nahezu eine Sprungfunktion von 0° auf 180° . Die Transmissionsverhältnisse am Rand der Signalverarbeitungsbandbreite sind in Abbildung 6.19 dargestellt. Bei den um ± 1 MHz verstimmt Frequenzen betragen die minimalen Transmissionsverhältnisse $3,73 \cdot 10^{-3}$ und $1,21 \cdot 10^{-3}$. Dies entspricht Ablagen von $11,7 \mu\text{m}$ und $3,80 \mu\text{m}$. Die Phase hat auf der Achse nur noch eine Steilheit von $-4,7^\circ/\mu\text{m}$ und $+14^\circ/\mu\text{m}$.

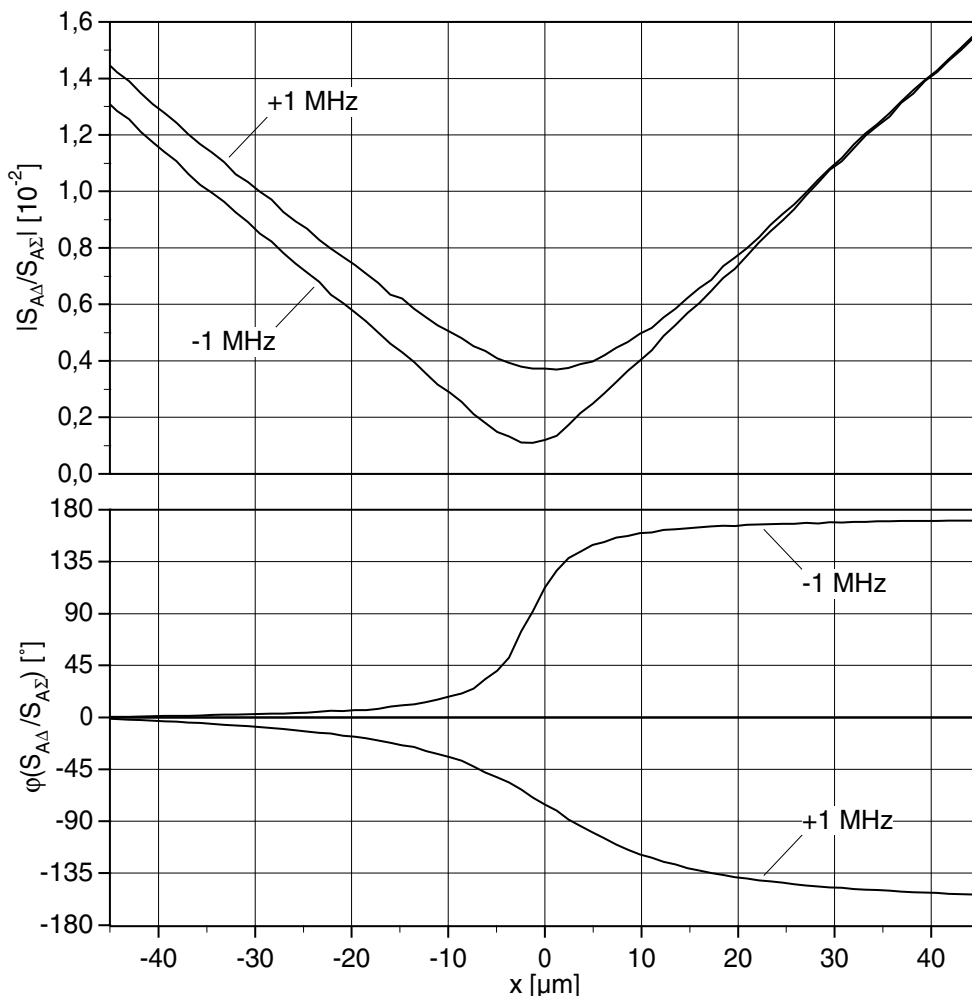


Abbildung 6.19: Transmissionsverhältnis $S_{A\Sigma}/S_{A\Delta}$ nach Betrag und Phase über die Antennenposition x bei einer Frequenzabweichung von ± 1 MHz

Im Idealfall sollte das Transmissionsverhältnis in Abhängigkeit von der Ablage in der komplexen Ebene die Null entlang der reellen Achse kreuzen. Dies ist jedoch nur bei der optimalen Frequenz von 4,19739 GHz näherungsweise der Fall. Bei höheren oder niedrigeren Frequenzen verschiebt sich diese Gerade zur negativen oder positiven imaginären Halbebene hin. Die Folge sind dann die in Abbildung 6.19 gezeigten Abweichungen.

6.4 Simulation der Signalverarbeitung

Aus den numerischen Berechnungen des Ein-, Drei- und 176-Zellers und den Messungen mit dem Strahlsimulator am Einzeller stehen eine Reihe von Signalen als Datensätze zur Verfügung. Um die Eigenschaften der Signalverarbeitungsschaltung mit diesen Datensätzen überprüfen zu können, wurde ein numerisches Modell der Signalverarbeitung, basierend auf den Meßdaten der Einzelkomponenten erstellt und auf alle Datensätze angewandt.

Das Modell beinhaltet alle Komponenten des Hauptsignalpfades aus Abbildung 5.22, die für die Messung mit TM_{110} -Mode und hohlleiterdominierter Monopolmode bei einer Frequenz notwendig sind. Für den Ringhybrid, die Streifenleiterbandpaßfilter und den

Verstärker wurden die gemessenen Streuparameter aus dem Anhang C verwendet. Für den Mischer (Anhang C.4) und den ZF-Oberflächenwellenfilter wurde auf Herstellerangaben zurückgegriffen. Die vier, als Gleichrichter und Phasendetektor verwendeten Mischer wurden als ideale Multiplizierer angenommen, da es sich um relativ niederfrequente Komponenten handelt. Für den nachfolgende Tiefpaßfilter wurde ein *Tschebyscheff*-Filter sechster Ordnung mit 5 % Welligkeit angenommen.

Die Streumatrizen der als Zweitore dargestellten Einzelkomponenten verknüpfen für jede Frequenz die ablaufenden Wellenamplituden b_1 und b_2 an den Toren 1 und 2 mit den zulaufenden Wellen a_1 und a_2 , in der Form

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ b_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a_1 \\ a_2 \end{pmatrix}. \quad (6.4)$$

Für die Berechnung der Übertragungseigenschaften der Gesamtschaltung wurden die Streumatrizen für jede Frequenz, gemäß

$$\mathbf{T} = \begin{pmatrix} \frac{S_{12}S_{21} - S_{11}S_{22}}{S_{21}} & \frac{S_{11}}{S_{21}} \\ -\frac{S_{22}}{S_{21}} & \frac{1}{S_{21}} \end{pmatrix} \quad (6.5)$$

in Transmissionsmatrizen der Form

$$\begin{pmatrix} b_1 \\ a_1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a_2 \\ b_2 \end{pmatrix} \quad (6.6)$$

umgerechnet. Die Transmissionsmatrizen der Komponenten können nun einfach, in der Reihenfolge ihrer Verschaltung zu einer Gesamttransmissionsmatrix zusammenmultipliziert werden. Auf dieser Matrix wird dannach, gemäß

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} \frac{T_{12}}{T_{22}} & \frac{T_{11}T_{22} - T_{12}T_{21}}{T_{22}} \\ \frac{1}{T_{22}} & -\frac{T_{21}}{T_{22}} \end{pmatrix} \quad (6.7)$$

wieder eine Streumatrix berechnet. Dieses Verfahren läßt sich für alle linearen Bauteile anwenden. Die Mischer benötigen zusätzlich eine Abbildung der Frequenzen entsprechend der beiden erzeugten Seitenbänder (siehe Abschnitt 5.2).

Bei allen Simulationen wurde ein Eingangsfrequenzbereich von 4,0 GHz bis 4,4 GHz berücksichtigt. Die Simulationen mit den verschiedenen Datensätzen wurden jedoch jeweils mit angepaßten Lokaloszillatorfrequenzen und Zwischenfrequenzbandbreite durchgeführt. Die Datensätze aus der Messungen mit dem Strahlsimulator beinhalten bereits den Ringhybrid. Bei den anderen Datensätzen wird er, basierend auf seinen gemessenen Streuparametern simuliert. Die Tabelle 6.1 enthält die unterschiedlichen

Simulationsparameter für die verschiedenen Datensätze. Der zweite Lokoszillator

Datensatz		2. LO-Frequenz	3. LO-Frequenz	ZF-Bandbreite
Quelle	Ablage	[GHz]	[MHz]	[MHz]
Messung Einzeller	$\pm 1,5$ mm	4,127280	68,80	2
Messung Einzeller	± 45 μ m	4,127280	68,80	2
MAFIA Einzeller	$\pm 1,5$ mm	4,030000	68,80	2
MAFIA Dreizeller	$\pm 1,5$ mm	4,050000	68,80	2
Spice 176-Zeller	$\pm 1,5$ mm	4,17317	69,88	0,25
Spice 176-Zeller	± 45 μ m	4,17317	69,88	0,25

Tabelle 6.1: Simulationsparameter für die verschiedenen Datensätze

speist die Abwärtsmischer, der dritte die Detektoren. Der erste Lokoszillator ist bei der Messung mit einer Frequenz nicht vorhanden. Die Bandbreite der Tiefpässe wurde gleich der ZF-Bandbreite der Oberflächenwellenfilter gewählt.

Die Simulationen wurden mit einem Igor Pro Skript {3} durchgeführt. Sie liefern jeweils ein Amplitudenverhältnis und eine Phasendifferenz in Abhängigkeit von der Ablage und der Ausgangsfrequenz. In Abbildung 6.20 sind beide Werte für die Messung mit maximal ± 45 μ m Ablage dargestellt.

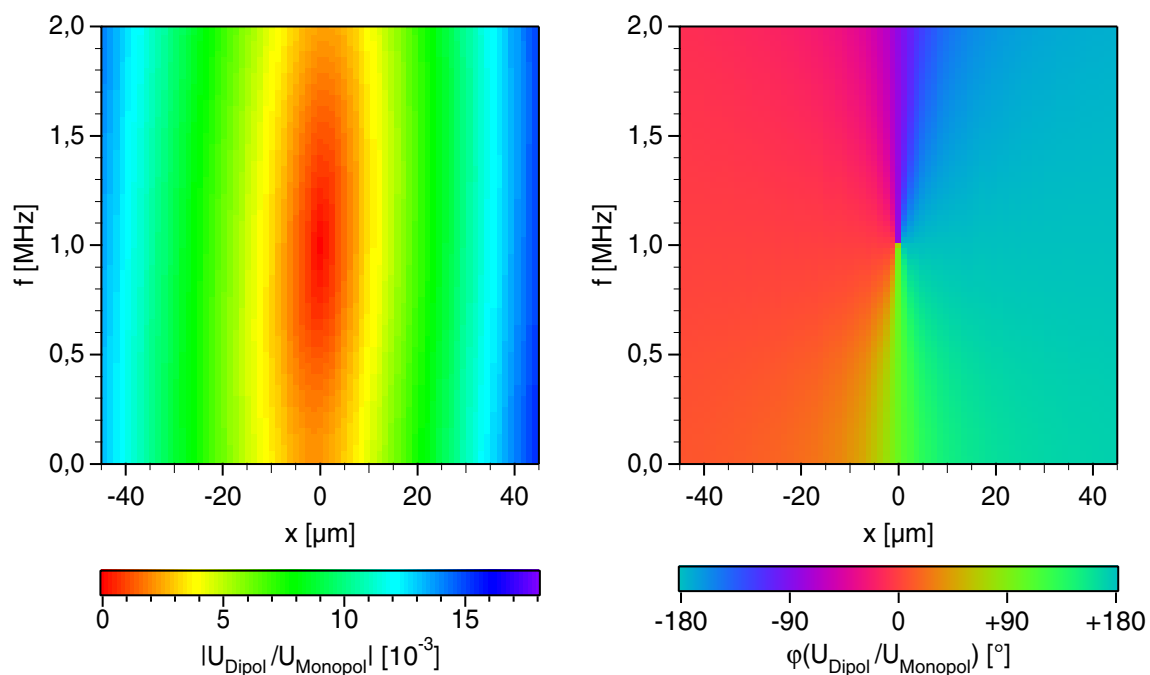


Abbildung 6.20: Spektrum des Betragssignals (links) und des Phasensignals (rechts) aufgetragen über die Antennenposition x und die Frequenz f

Im Idealfall sollte das Amplitudendiagramm einen vertikalen Graben mit dem Minimum bei der Ablage $x = 0$ und einem linearen Anstieg symmetrisch dazu zeigen. Das Phasendiagramm müsste dann eine Sprungfunktion von 0° auf 180° mit der Kante vertikal bei $x = 0$ zeigen. In der Praxis verfälschen kleine Unterschiede in beiden Hohlleitern und Auskoppelstellen des HOM-Dämpfers den horizontalen Verlauf. Die Bandbreite des Ringhybrids ist maßgeblich für die Abweichungen im vertikalen Verlauf verantwortlich.

Aufgabe des Strahlagemonitors ist es ein Positionssignal pro Ebene zu liefern und nicht ein ganzes Frequenzspektrum. Die letzte Stufe der Signalverarbeitung ist daher eine Mittelwertbildung des Amplitudenverhältnisses und des Phasendifferenzbetrags. Der Phasenverlauf über die Frequenz kann zusätzlich für die Frequenzregelung des zweiten Lokaloszillators verwendet werden. Das Ergebnis der Mittelwertbildung ist für die verschiedenen Datensätze in den Abbildungen 6.21 bis 6.26 dargestellt.

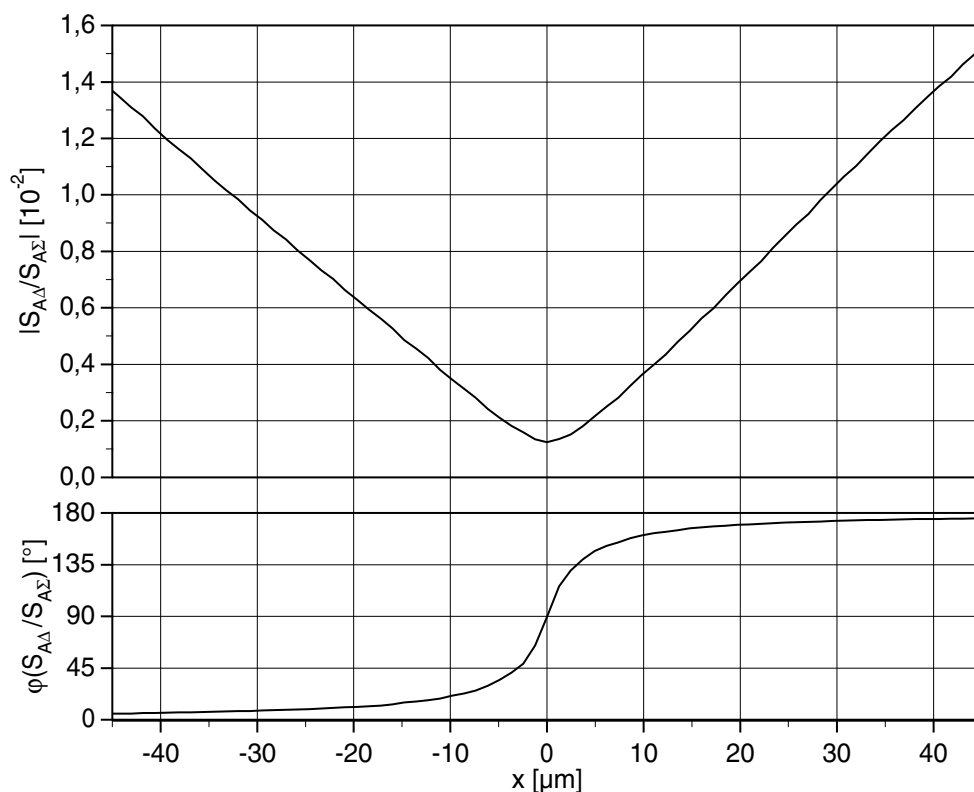


Abbildung 6.21: Mittelwerte des Betragssignals (oben) und des Phasensignals (unten) aufgetragen über die Antennenposition x bei Signalen von der Antennenmessung mit maximal $\pm 45 \mu\text{m}$ Ablage

Die Diagramme zeigen jeweils mehr oder weniger große Abweichungen vom idealen Verlauf. Eine Abweichung ist der Offset des Amplitudenverhältnisses auf der Achse ($x = 0$). Aus dem Amplitudenverhältnis wird der Betrag der Ablage berechnet. Der Offset führt dazu, daß die ausgegebene Ablage auf der Achse nicht durch die Null geht, sondern bis zu einem gewissen Restwert. Dieser führt zu einem absoluten Fehler bei der gemessenen Ablage.

Eine weitere Abweichung ist die Asymmetrie des Amplitudenverhältnisses um $x = 0$. Die Steigung ist auf beiden Seiten verschieden groß. Wenn das auswertende Mikrocomputersystem mit einer mittleren Steigung rechnet führt dies zu einem relativen Fehler bei der gemessenen Ablage.

Die dritte Abweichung betrifft die Phasendifferenz. Ihr Verlauf ist nicht ein idealer 180° -Phasensprung sondern mehr oder weniger verrundet. Das führt dazu, daß im Übergangsbereich das Vorzeichen der Ablage nicht sicher erkannt wird. Die Folge ist ein zufälliger absoluter Fehler im Bereich um die Achse.

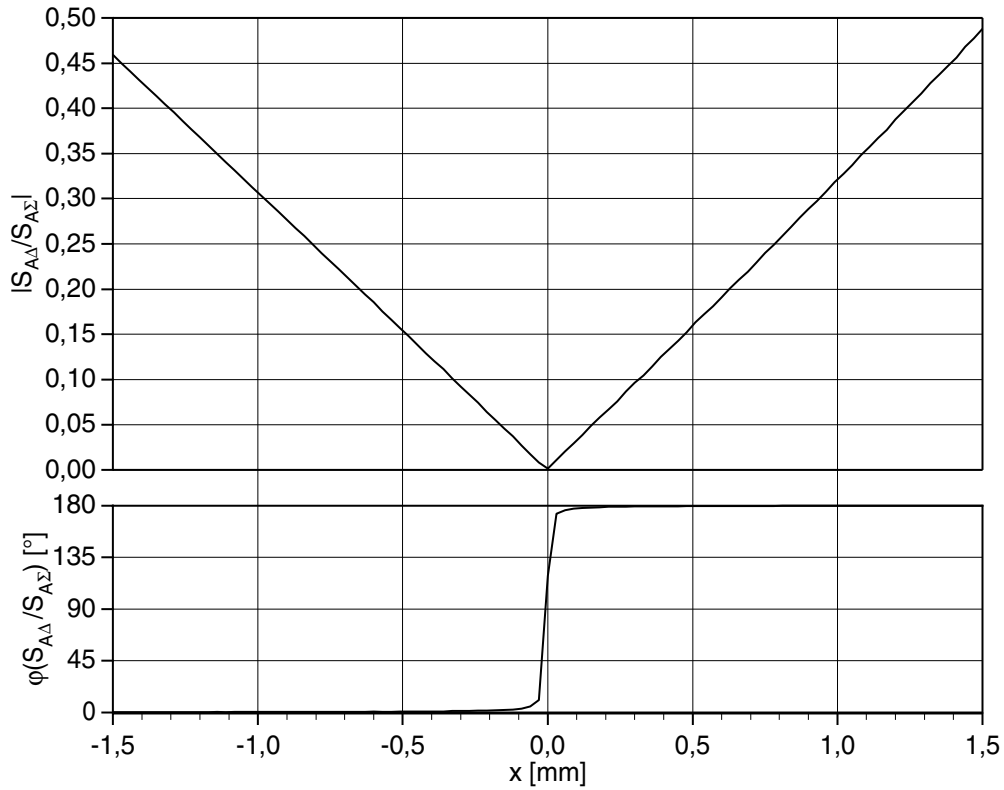


Abbildung 6.22: Mittelwerte des Betragssignals (oben) und des Phasensignals (unten) aufgetragen über die Antennenposition x bei Signalen von der Antennenmessung mit maximal $\pm 1,5$ mm Ablage

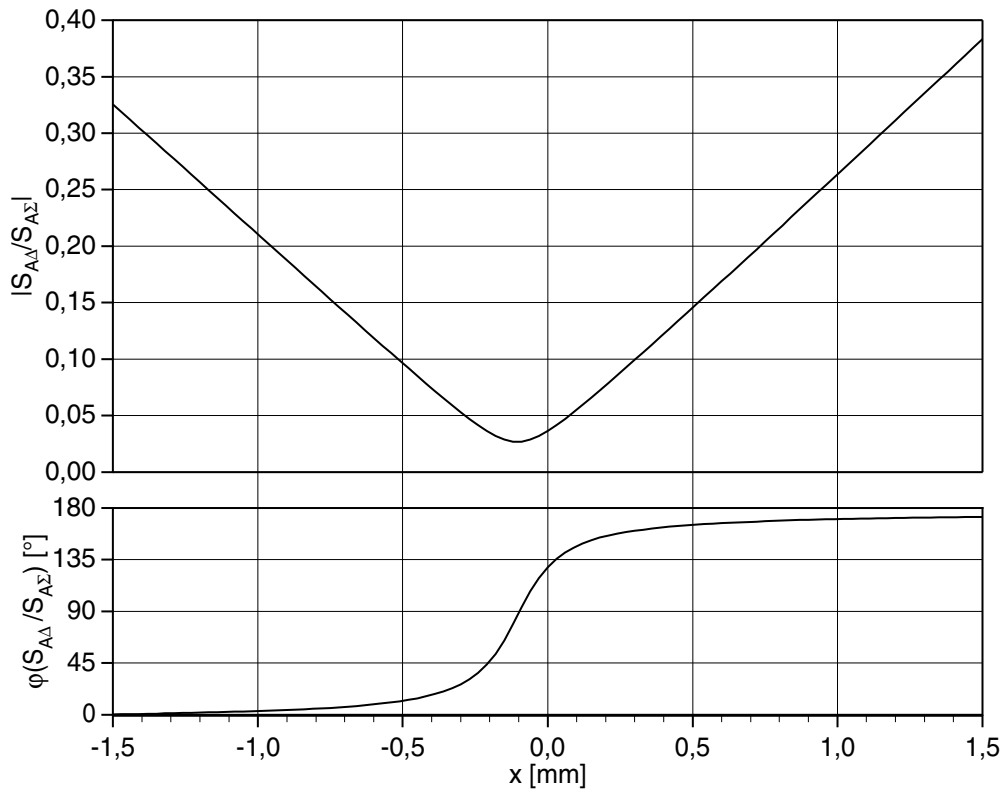


Abbildung 6.23: Mittelwerte des Betragssignals (oben) und des Phasensignals (unten) aufgetragen über die Strahlablage x bei Signalen von der MAFIA-Simulation des Einzellers mit maximal $\pm 1,5$ mm Ablage

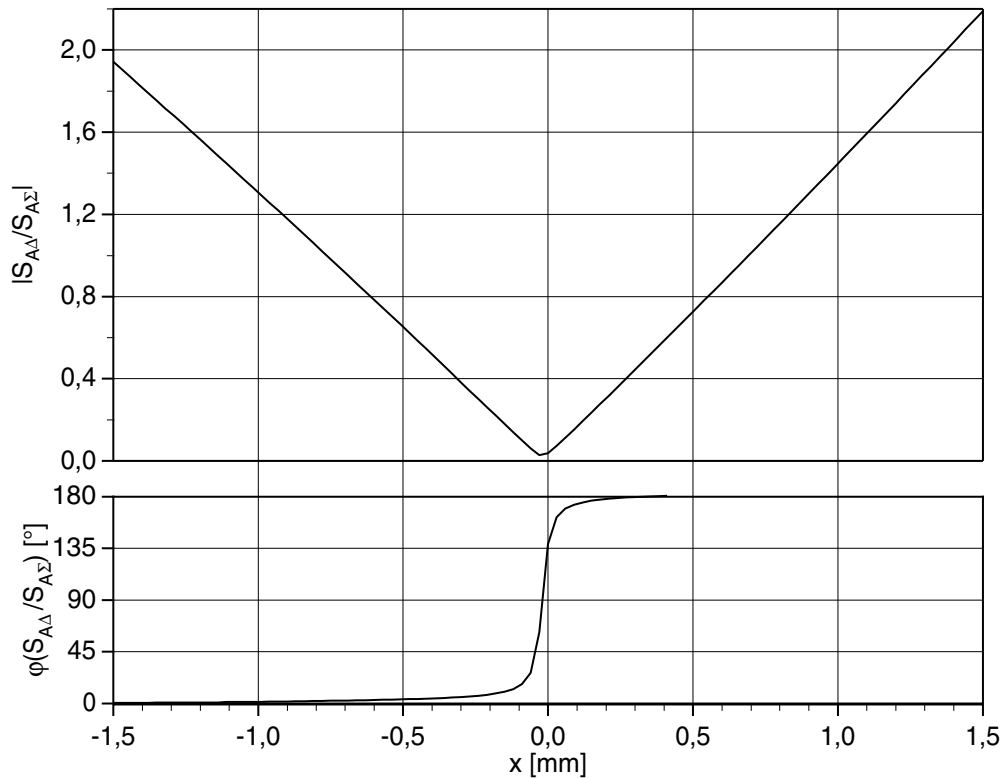


Abbildung 6.24: Mittelwerte des Betragssignals (oben) und des Phasensignals (unten) aufgetragen über die Strahlablage x bei Signalen von der MAFIA-Simulation des Dreizellers mit maximal $\pm 1,5$ mm Ablage

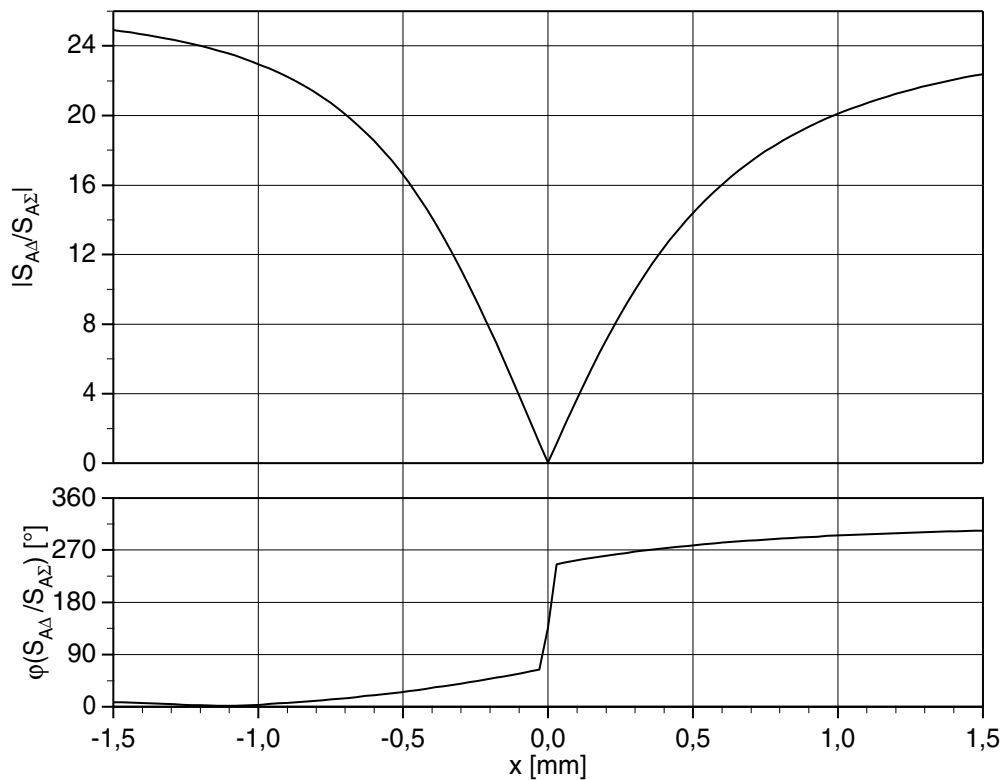


Abbildung 6.25: Mittelwerte des Betragssignals (oben) und des Phasensignals (unten) aufgetragen über die Strahlablage x bei Signalen von der Ersatzkreis-Simulation des 176-Zellers mit maximal $\pm 1,5$ mm Ablage

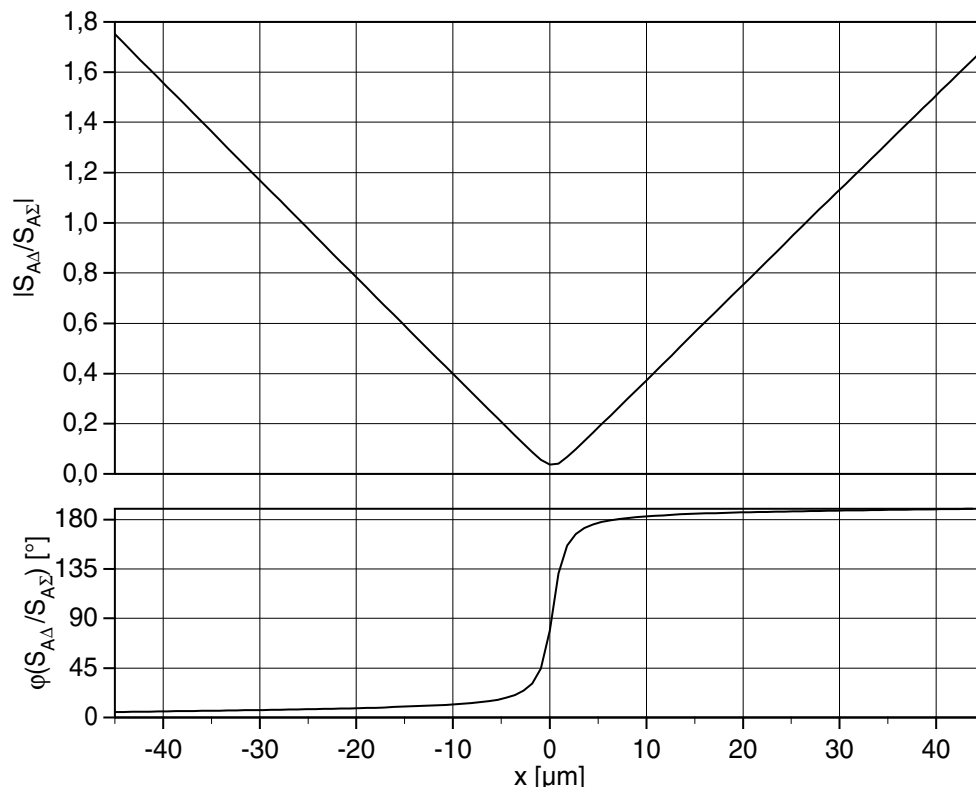


Abbildung 6.26: Mittelwerte des Betragssignals (oben) und des Phasensignals (unten) aufgetragen über die Strahlablage x bei Signalen von der Ersatzkreis-Simulation des 176-Zellers mit maximal $\pm 45 \mu\text{m}$ Ablage

Die gröÙe der verschiedenen Fehler ist in Tabelle 6.2 zusammengesfaÙt. Der Offset des

Datensatz		Abbildung	Offset [μm]	Asymmetrie [%]	30°-Sprung [μm]
Quelle	Ablage				
Messung Einzeller	$\pm 1,5 \text{ mm}$	6.21	4,8	$\pm 3,4$	(12,5)
Messung Einzeller	$\pm 45 \mu\text{m}$	6.22	4,0	$\pm 6,2$	1,4
MAFIA Einzeller	$\pm 1,5 \text{ mm}$	6.23	116,7	$\pm 1,8$	62,7
MAFIA Dreizeller	$\pm 1,5 \text{ mm}$	6.24	21,2	$\pm 5,7$	(18,5)
Spice 176-Zeller	$\pm 1,5 \text{ mm}$	6.25	3,8	$\pm 3,7$	(10,3)
Spice 176-Zeller	$\pm 45 \mu\text{m}$	6.26	1,0	$\pm 1,2$	(0,7)

Tabelle 6.2: Auflösungen und Fehler der verschiedenen Simulationen

Amplitudenverhältnisses wurde mit der mittleren Steigung auf beiden Seiten in eine Ablage umgerechnet. Die Asymmetrie bezieht sich ebenfalls auf diesen Mittelwert. Als Maß für die Steilheit des Phasensprungs wurde die Ablageveränderung angegeben, die an der steilsten Stelle zu einer Veränderung der Phase um 30° führt. Eine Phasendifferenz von 30° kann von einer Auswertungsschaltung sicher erkannt werden. Bei den eingeklammerten Werten ist die nötige Ablageveränderung kleiner als ein Diskretisierungsschritt des Eingangsdatensatzes und durch lineare Interpolation berechnet.

Die beiden, auf Messungen mit dem Strahlsimulator basierenden Diagramme 6.21 und 6.22 zeigen sehr gute Daten des Strahllagemonitors beim Einzeller. Hier ist eine Auflösung von deutlich unter $10\ \mu\text{m}$ zu erwarten. Auch der Fehler durch die Asymmetrie ist mit $6,2\ \%$ recht gering.

Die Simulation mit der MAFIA Einzellerrechnung in Abbildung 6.23 zeigt dagegen deutlich größere Fehler. Der Offset ist deutlich zu hoch und der Phasensprung zu flach. Bei der MAFIA Einzellerrechnung hatte die verwendete Dipolmode eine geringere Resonanzfrequenz als bei den anderen Rechnungen. Diese Frequenz liegt in einem Bereich, in dem der 180° -Ringhybrid keine so hohe Selektivität hat (vergleiche Abschnitt 5.4.2). Die geringe Selektivität führt dazu, daß ein Teil des Monopolsignals im Dipolzweig zu sehen ist und einen Offset verursacht. Auch die große transversale Maschenweite von $700\ \mu\text{m}$ bei der MAFIA-Rechnung führt durch die damit notwendigen Interpolationen zu einer Unsicherheit im Bereich kleiner Ablagen.

Bei der Simulation mit Daten der MAFIA Dreizellerrechnung in Abbildung 6.24 ist der Fehler wieder deutlich geringer. Die Dipolmode bei der Dreizellerrechnung liegt bei etwas höheren Frequenzen. Damit unterdrückt der Hybrid die Monopolmode im Dipolzweig besser. Die Unsicherheit durch die Maschenweite bleibt jedoch.

Die Simulation mit Daten der Spice {1} 176-Zeller Rechnung liefert für kleine Ablagen (Abbildung 6.26) sehr gute Ergebnisse. Bei Ablagen größer als etwa $0,5\ \text{mm}$ (Abbildung 6.25) wird das Amplitudenverhältnis in Abhängigkeit von der Ablage stark nichtlinear. Die Phasendifferenz zeigt ebenfalls für kleine Ablagen den erwarteten Verlauf. Für große Ablagen steigt sie jedoch deutlich weiter an als erwartet. Die Ursache für dieses Verhalten ist die hohe Amplitude der Dipolmode im Vielzeller verglichen mit der auf die Dämpferzelle lokalisierte Monopolmode. Ein kleiner Teil der ablageproportionalen Dipolmode gelangt aufgrund der endlichen Selektivität des 180° -Ringhybrids auch in den Monopolzweig und überdeckt bei großen Ablagen die ablageunabhängige Monopolmode. Als Folge davon steigt das Verhältnis der Amplituden nicht weiter an. Es kommt zu dem, in Abbildung 6.25 zu sehenden Sättigungseffekt.

Es ist zu erwarten, daß sich dieser Effekt auch im realen Betrieb des Strahllagemonitors an der Beschleunigerstruktur zeigt. Die Folgen für den Betrieb sind jedoch gering. Bei einer Ablage von $0,5\ \text{mm}$ liefert der Beschleuniger keine ausreichende Strahlqualität mehr. Dieser Zustand sollte daher nur beim justieren, nicht jedoch im Betrieb auftreten. Die Angabe über die Richtung der Ablage bleibt auch bei größeren Ablagen richtig. Die Struktur kann aufgrund dieser Angaben in die richtige Richtung, in den Bereich guter Linearität verfahren werden.

Bei dem fertig aufgebauten Strahllagemonitor ist es auch möglich, die Linearitäts-, Asymmetrie- und Offsetfehler einmalig zu vermessen und durch das Mikroprozessorsystem herausrechnen zu lassen. In diesem Fall bleibt nur noch ein kleiner Teil dieser Fehler zurück, der durch Temperaturdrift und Alterung nicht konstant bleibt.

7 Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Strahllagemonitor entwickelt, der nur aufgrund der Signale aus den HOM-Dämpfern einer Linearbeschleunigerstruktur die Strahllage mit hoher Genauigkeit bestimmen kann. Ein solcher Monitor hat gegenüber anderen Konzepten einige einzigartige Vorteile.

Der HOM-Dämpfer-Strahllagemonitor benötigt keine zusätzlichen Einbauten im Strahlrohr oder der Beschleunigerstruktur. Daher wird keine zusätzliche Länge benötigt. Auch wird eine zusätzliche Emittanzserhöhung durch zusätzliche Impedanzen der Einbauten vermieden. Beide Punkte sind wichtig für den Betrieb eines linearen Kolliders.

Ein zweiter Vorteil ist die Messung der Strahllage bezüglich der elektrischen Achse der verwendeten Dipolmode. Wenn als Dipolmode die höhere Mode mit dem störendsten Einfluß auf den Strahl verwendet wird, verfährt die Positionsregelung der Struktur diese automatisch auf die Position, an der der Einfluß dieser Mode minimal ist. Da die anderen Dipolmoden ähnliche Feldgeometrien haben, ist anzunehmen, daß ihr Einfluß damit auch weitestgehend minimiert wird.

Zur eindeutigen Bestimmung der Strahlposition in der Ebene wurde ein Verfahren entwickelt, daß die Amplituden und die Startphasendifferenz zwischen einer Dipolmode und einer höheren Monopolmode ausnutzt. Durch passende Wahl der Hohlleitergeometrie kann eine monopolarartige Mode in den Dämpferzellen etabliert werden, die das nötige Monopolsignal liefert und in der Frequenz mit der Dipolmode übereinstimmt. Diese Mode vereinfacht erheblich die entwickelte Signalverarbeitungsschaltung. Die Shuntimpedanz dieser Mode wird durch die Geometrie der Hohlleiter bestimmt und kann so eingestellt werden, daß sie für den Betrieb des Strahllagemonitors ausreicht, aber den Strahl noch nicht nennenswert beeinflußt. Durch die Verwendung einer strahlinduzierten Monopolmode als Phasenreferenz ist der Monitor unabhängig von externen Referenzsignalen und funktioniert ohne eingeschaltete Beschleunigungshochfrequenz oder bei falscher Phasenlage des Strahls. Dies ermöglicht es, die Beschleunigerstrukturen auch dann genau zu justieren, wenn der restliche Beschleuniger noch nicht richtig eingestellt ist oder wenn zu Wartungszwecken einzelne Sektionen während des Betriebs nicht mit Hochfrequenz versorgt werden.

Um die Eignung des vorhandenen SBLC-HOM-Dämpfers als Strahllagemonitor zu überprüfen wurden dreidimensionale numerische Feldberechnungen im Frequenz- und Zeitbereich und Messungen an der Dämpferzelle durchgeführt. Für die Messungen ohne Strahl wurde ein Strahlsimulator konstruiert und aufgebaut, der computergesteuerte Messungen mit variablen Ablagen des simulierten Strahls mit einer Auflösung von $1,23 \mu\text{m}$ erlaubt.

Da die vollständige 6 m lange, 180-zellige Beschleunigerstruktur nicht für Messungen zur Verfügung stand und sich auch mit den verfügbaren Computern nicht dreidimensional simulieren ließ, wurde ein eindimensionales ersatzkreisbasiertes Modell des Vielzelllers untersucht. Das Ersatzbild aus 879 konzentrierten Bauelementen berücksichtigt die Verstimmung von Zelle zu Zelle, die Zellenverluste, die Dämpferverluste und die Strahlanregung in Abhängigkeit von der Ablage. An dem Ersatzkreis lassen sich die gefange-

nen Moden und die Wirkung der Dämpfer beobachten. Es liefert bei der Simulation im Zeitbereich als Ergebnis Signale, die verwendet wurden, um die Funktion der Signalverarbeitungsschaltung an der vollständigen Beschleunigerstruktur zu untersuchen.

Das eindimensionale Modell hat jedoch auch einige Einschränkungen. Es berücksichtigt nicht die Änderung der Randbedingungen in den Einzelzellen in Abhängigkeit vom Phasenvorschub. Auch beschränkt sich die Simulation auf einen kleinen Teil des durch den Strahl angeregten Frequenzbereiches. Es ist nicht auszuschließen, daß andere Frequenzen die Signalverarbeitungsschaltung negativ beeinflussen. Ebenfalls unberücksichtigt bleibt der Einfluß der von Sendeklystron eingespeisten Hochfrequenzleistung. Um diese Einflüsse zu untersuchen wäre es erforderlich, Messungen am realen 180-Zeller mit Strahl und Klystron durchführen zu können.

Die vorgenommenen Messungen am Einzeller zeigen, daß das Meßprinzip funktioniert, der vorhandene HOM-Dämpfer als Strahllagemonitor verwendbar ist und die entwickelte Signalverarbeitungsschaltung geeignet ist genaue Positionsinformationen zu liefern. Abgesehen von den oben angesprochenen Einschränkungen bestätigen die Simulationen des 180-Zellers die Übertragbarkeit der Ergebnisse auf Vielzeller. Die Messungen und Simulationen lassen eine Auflösung des fertigen Strahllagemonitors am 180-Zeller in der Größenordnung 1–10 μm und eine relative Genauigkeit kleiner 6,2 % erwarten.

Es hat sich gezeigt, daß zur Erzielung hohe Genauigkeit zwei Komponenten des Strahllagemonitors besondere Aufmerksamkeit zu schenken ist. Zum einen muß der HOM-Dämpfer mit den paarweisen Auskoppelstellen präzise, mit guter Symmetrie gefertigt sein. Zum anderen hat der 180°-Hybrid am Eingang der Signalverarbeitungsschaltung großen Einfluß auf die erzielbare Genauigkeit. Beide Komponenten sind wichtig, um die monopol- und dipolartigen Komponenten aus dem ausgekoppelten Signalgemisch sauber voneinander trennen zu können. Wie die Messungen zeigten, ist ein schmalbandiger, auf die verwendete Meßfrequenz spezialisierter, selbst gefertigter Ringhybrid für diese Aufgabe erheblich besser geeignet als ein kommerziell erhältlicher Breitbandhybrid. Bei dem Ringhybrid gibt es jedoch auch noch Verbesserungsmöglichkeiten. Der Ringhybrid wurde präzise gefertigt. Er hat jedoch keine Abgleichmöglichkeit. Eine Korrekturmöglichkeit der Amplitude und Phase an den Eingängen könnte die Auflösung und Genauigkeit noch etwas steigern. Wenn bei der Simulation ein idealer 180°-Hybrid angenommen wird verschwindet ein Großteil des Fehlers.

Der nächste Schritt bei der Weiterentwicklung der Signalverarbeitung könnte darin bestehen, die zur Zeit noch getrennt aufgebauten Hochfrequenzkomponenten auf einer gemeinsamen Platine zu integrieren. Zusammen mit dem Mikroprozessorsystem auf einer zweiten Platine entsteht so ein kompaktes System, daß sich preisgünstig in der für einen linearen Kollider erforderlichen großen Stückzahl fertigen läßt.

8 Anhang

A Kreiszyklindrischer Hohlraumresonator

Die Einzelresonatoren der SBLC Beschleunigerstruktur lassen sich, mit guter Näherung als kreiszyklindrische Hohlraumresonatoren beschreiben. Im Gegensatz zur SBLC Zelle lassen sich die Moden eines solchen Resonators analytisch berechnen. In diesem Anhang sind einige wichtige Zusammenhänge für diesen Resonatortyp zusammengetragen [14:787], [15:110].

Die Eigenmoden teilen sich in zwei verschiedene Grundtypen auf. Beim ersten Typ ist das magnetische Feld in Achsrichtung überall gleich Null, das Magnetfeld ist also rein transversal. Diese Moden heißen daher TM-Moden. Beim zweiten Typ ist das elektrische Feld in Achsrichtung überall gleich Null. Diese Moden heißen TE-Moden. Von jedem dieser Typen gibt es unendlich viele Vertreter. Sie werden mit drei Indizes nach der Anzahl ihrer Knotenflächen in azimuthaler (m), radialer (n) und longitudinaler (p) Richtung geordnet. Um ein vollständiges Orthonormalsystem zu bilden sind bei Moden mit mindestens einer azimuthalen Knotenfläche ($m > 0$) zwei Vertreter mit unterschiedlicher Polarisationsrichtung nötig. Wenn der Azimutalwinkel des zweiten Vertreter

$$\varphi' = \varphi + \frac{\pi}{2m} \quad (\text{A.1})$$

ist, ist er orthonormal zum Ersten. Da die Eigenfrequenzen gleich sind und sich die Felder dieser Moden, bis auf die Drehung, nicht unterscheiden, wird der erforderliche vierte Index normalerweise weggelassen.

Die Eigenkreisfrequenzen und Felder sind für einen idealleitenden Resonator angegeben. Die in dieser Arbeit verwendeten verlustbehafteten Resonatoren aus Kupfer weisen eine hohe Güte auf. Daher ist die Veränderung des Feldes und der Eigenkreisfrequenz durch die Wandverluste vernachlässigbar. Die Berechnung der Güte und der weiteren Parameter erfolgt unter dieser Annahme.

A.1 TM-Moden

Die Eigenkreisfrequenz der TM_{mnp} -Mode ist

$$\omega_0 = c_0 \cdot \sqrt{\left(\frac{\pi p}{L}\right)^2 + \left(\frac{x_{mn}}{R}\right)^2}. \quad (\text{A.2})$$

Hierbei ist R der Radius, L die Länge des Resonators und x_{mn} ist die n -te Nullstelle der m -ten Besselfunktion J_m . Für m und p sind ganze Zahlen von null bis unendlich, für n von eins bis unendlich zugelassen.

In Zylinderkoordinaten (r, φ, z) sind die Felder der TM_{mnp} -Mode durch die folgenden Gleichungen gegeben. J'_m ist die erste Ableitung der m -ten Besselfunktion.

$$E_r(r, \varphi, z, t) = -E_0 \frac{\pi p R}{x_{mn} L} \cdot J'_m\left(\frac{x_{mn}}{R} r\right) \cdot \cos(m \varphi) \cdot \sin\left(\frac{\pi p}{L} z\right) \cdot e^{i \omega t} \quad (\text{A.3})$$

$$E_\varphi(r, \varphi, z, t) = E_0 \frac{\pi m p R^2}{x_{mn}^2 L} \cdot \frac{1}{r} \cdot J_m\left(\frac{x_{mn}}{R} r\right) \cdot \sin(m \varphi) \cdot \sin\left(\frac{\pi p}{L} z\right) \cdot e^{i \omega t} \quad (\text{A.4})$$

$$E_z(r, \varphi, z, t) = E_0 \cdot J_m\left(\frac{x_{mn}}{R} r\right) \cdot \cos(m \varphi) \cdot \cos\left(\frac{\pi p}{L} z\right) \cdot e^{i \omega t} \quad (\text{A.5})$$

$$H_r(r, \varphi, z, t) = -i \cdot E_0 \varepsilon_0 \cdot \frac{\omega_0 m R^2}{x_{mn}^2} \cdot \frac{1}{r} \cdot J_m\left(\frac{x_{mn}}{R} r\right) \cdot \sin(m \varphi) \cdot \cos\left(\frac{\pi p}{L} z\right) \cdot e^{i \omega t} \quad (\text{A.6})$$

$$H_\varphi(r, \varphi, z, t) = -i \cdot E_0 \varepsilon_0 \cdot \frac{\omega_0 R}{x_{mn}} \cdot J'_m\left(\frac{x_{mn}}{R} r\right) \cdot \cos(m \varphi) \cdot \cos\left(\frac{\pi p}{L} z\right) \cdot e^{i \omega t} \quad (\text{A.7})$$

$$H_z(r, \varphi, z, t) = 0 \quad (\text{A.8})$$

Für einen Resonator mit Wandmaterial einer spezifischen Leitfähigkeit σ und relativer Permeabilität μ_r ist unter Annahme des normalen *Skin*-Effekts der Gütefaktor für diese Mode

$$Q_0 = \sqrt{\frac{1}{2} \frac{\sigma \mu_r \mu_0 \omega_0}{\frac{1}{R} + \frac{g}{L}}} \quad \text{mit } g = \begin{cases} 1 & \text{für } p = 0 \\ 2 & \text{für } p > 0 \end{cases} \quad (\text{A.9})$$

A.2 TE-Moden

Die Eigenkreisfrequenz der TE_{mnp} -Mode ist

$$\omega_0 = c_0 \cdot \sqrt{\left(\frac{\pi p}{L}\right)^2 + \left(\frac{x'_{mn}}{R}\right)^2}. \quad (\text{A.10})$$

x'_{mn} ist die n -te Nullstelle der ersten Ableitung J'_m der m -ten Besselfunktion. Für m sind ganze Zahlen von null bis unendlich, für n und p von eins bis unendlich zugelassen.

Für die Felder einer TE_{mnp} -Mode gelten die folgenden Gleichungen:

$$E_r(r, \varphi, z, t) = i \cdot H_0 \mu_0 \cdot \frac{\omega_0 m R^2}{x'_{mn}} \cdot \frac{1}{r} \cdot J_m\left(\frac{x'_{mn}}{R} r\right) \cdot \sin(m \varphi) \cdot \sin\left(\frac{\pi p}{L} z\right) \cdot e^{i \omega t} \quad (\text{A.11})$$

$$E_\varphi(r, \varphi, z, t) = i \cdot H_0 \mu_0 \cdot \frac{\omega_0 R}{x'_{mn}} \cdot J'_m\left(\frac{x'_{mn}}{R} r\right) \cdot \cos(m \varphi) \cdot \sin\left(\frac{\pi p}{L} z\right) \cdot e^{i \omega t} \quad (\text{A.12})$$

$$E_z(r, \varphi, z, t) = 0 \quad (\text{A.13})$$

$$H_r(r, \varphi, z, t) = H_0 \frac{\pi p R}{x'_{mn} L} \cdot J'_m\left(\frac{x'_{mn}}{R} r\right) \cdot \cos(m \varphi) \cdot \cos\left(\frac{\pi p}{L} z\right) \cdot e^{i \omega t} \quad (\text{A.14})$$

$$H_\varphi(r, \varphi, z, t) = -H_0 \frac{\pi m p R^2}{x'^2_{mn} L} \cdot \frac{1}{r} \cdot J_m\left(\frac{x'_{mn}}{R} r\right) \cdot \sin(m \varphi) \cdot \cos\left(\frac{\pi p}{L} z\right) \cdot e^{i \omega t} \quad (\text{A.15})$$

$$H_z(r, \varphi, z, t) = H_0 \cdot J_m\left(\frac{x'_{mn}}{R} r\right) \cdot \cos(m \varphi) \cdot \sin\left(\frac{\pi p}{L} z\right) \cdot e^{i \omega t} \quad (\text{A.16})$$

Für einen Resonator mit Wandmaterial einer spezifischen Leitfähigkeit σ und relativer Permeabilität μ_r ist unter Annahme des normalen *Skin*-Effekts der Gütefaktor für diese Mode

$$Q_0 = \frac{\pi \cdot \sqrt{\mu_r \sigma Z_0 R} \cdot \left(1 - \left(\frac{m}{x'_{mn}}\right)^2\right) \cdot \left(x'^2_{mn} + \left(\frac{\pi p R}{L}\right)^2\right)^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{2x'_{mn}} \cdot \left(x'^2_{mn} + 2 \cdot (\pi p)^2 \cdot \left(\frac{R}{L}\right)^3 + \left(\frac{\pi m p R}{x'_{mn} L}\right)^2 \left(1 - 2 \cdot \frac{R}{L}\right)\right)} \quad (\text{A.17})$$

Im Rahmen dieser Arbeit sind die Monopolmoden TM_{010} und TM_{011} , sowie die Dipolmode TM_{110} von besonderem Interesse. Im Folgenden werden, speziell für diese Moden noch einige Eigenschaften und Parameter angegeben.

A.3 TM₀₁₀-Mode

Aus Gleichung (A.2) und (A.10) folgt, daß bei kreiszylindrischen Hohlraumresonatoren mit einer Länge, kleiner als das 2,03702-fache des Radius die TM₀₁₀-Mode die niedrigste Eigenkreisfrequenz hat, also die Grundmode ist.

$$\frac{L}{R} < \frac{\pi}{\sqrt{x_{01}^2 - x_{01}'^2}} \approx 2,03702 \quad (\text{A.18})$$

Anderenfalls ist die TE₁₁₁-Mode die Grundmode.

Eigenkreisfrequenz hängt bei der TM₀₁₀-Mode nur vom Radius, nicht aber von der Länge ab.

$$\omega_0 = c_0 \cdot \frac{x_{01}}{R} \quad (\text{A.19})$$

Die Mode hat ein rein longitudinales E-Feld. Die E-Feldstärke ist auf der Achse maximal und nimmt nach außen hin mit der nullten Besselfunktion ab. Das H-Feld ist rein azimuthal.

$$E_z(r, t) = E_0 \cdot J_0\left(\frac{x_{01}}{R} r\right) \cdot e^{i\omega t} \quad (\text{A.20})$$

$$E_r = E_\varphi = 0 \quad (\text{A.21})$$

$$H_\varphi(r, t) = -i \cdot \frac{E_0}{Z_0} \cdot J_0'\left(\frac{x_{01}}{R} r\right) \cdot e^{i\omega t} \quad (\text{A.22})$$

$$H_r = H_z = 0 \quad (\text{A.23})$$

Im Gegensatz zur Eigenkreisfrequenz steigt die Güte mit zunehmender Länge.

$$Q_0 = \frac{\sqrt{\frac{1}{2} \sigma \mu_r \mu_0 \omega_0}}{\frac{1}{R} + \frac{1}{L}} \quad (\text{A.24})$$

Eine Ladung, die den Resonator mit der Geschwindigkeit v_z achsparallel, mit einer Ablage r durchquert, sieht entlang ihrer Trajektorie die Spannung

$$U(r) = E_0 \cdot \frac{v_z}{\omega_0} \cdot \sqrt{2 - 2 \cos\left(\frac{\omega_0}{v_z} \cdot L\right)} \cdot J_0\left(\frac{x_{01}}{R} \cdot r\right). \quad (\text{A.25})$$

Die gespeicherte Feldenergie W lässt sich auf Grund von Gleichung (A.21) allein aus dem E_z -Feld berechnen.

$$W = E_0^2 \cdot \frac{\epsilon_0}{2} \cdot \int_0^R \int_0^{2\pi} \int_0^L E_z(r, \varphi, z, t) dz r d\varphi dr = E_0^2 \cdot \frac{\epsilon_0 \pi R^2 L J_1^2(x_{01})}{2} \quad (\text{A.26})$$

Die Gesamtverlustleistung setzt sich aus den Verlustleistungen des Mantels und der beiden Deckel zusammen. Im Gegensatz zu der gespeicherten Feldenergie ist sie nicht nur vom Volumen, sondern auch von dem Längen- zu Radiusverhältnis abhängig.

$$P_v = E_0^2 \cdot \pi \cdot J_1^2(x_{01}) \cdot \sqrt{\frac{x_{01} R^3}{2 Z_0^3 \sigma \mu_r}} \cdot \left(1 + \frac{L}{R}\right) \quad (\text{A.27})$$

Aus Gleichung (A.25) und (A.26) kann nun der longitudinale Verlustfaktor der Mode berechnet werden.

$$k_{\parallel}^{[\text{TM}_{010}]}(r) = \frac{v_z^2 \cdot \left(1 - \cos\left(\frac{\omega_0}{v_z} \cdot L\right)\right)}{\epsilon_0 \pi \omega_0^2 L R^2 \cdot J_1^2(x_{01})} \cdot J_0^2\left(\frac{x_{01}}{R} \cdot r\right) \quad (\text{A.28})$$

Aus Gleichung (A.25) und (A.27) ergibt sich die longitudinale Shuntimpedanz

$$R_{\parallel}(r) = \frac{2 \cdot v_z^2 \cdot \left(1 - \cos\left(\frac{\omega_0}{v_z} \cdot L\right)\right)}{c_0^2 \epsilon_0 \pi \cdot \sqrt{\frac{\omega_0}{2 \sigma \mu_0 \mu_r}} \cdot x_{01}^2 \cdot J_1^2(x_{01}) \cdot \left(1 + \frac{L}{R}\right)} \cdot J_0^2\left(\frac{x_{01}}{R} \cdot r\right). \quad (\text{A.29})$$

Der Verlustfaktor und die Shuntimpedanz sind proportional zum Quadrat der nullten Besselfunktion der Ablage.

A.4 TM₁₁₀-Mode

Eigenkreisfrequenz hängt auch bei der TM₀₁₀-Mode nur vom Radius, nicht aber von der Länge ab.

$$\omega_0 = c_0 \cdot \frac{x_{11}}{R} \quad (\text{A.30})$$

Die Mode hat ebenfalls ein rein longitudinales E-Feld. Die E-Feldstärke ist jedoch auf der Achse Null und proportional zur ersten Besselfunktion der Ablage. Da es sich um eine Dipolmode handelt, ist sie zusätzlich proportional zum Kosinus des Azimutwinkels. Das H-Feld hat H_r- und H_φ-Komponenten.

$$E_z(r, \varphi, t) = E_0 \cdot J_1\left(\frac{x_{11}}{R} r\right) \cdot \cos(\varphi) \cdot e^{i\omega t} \quad (\text{A.31})$$

$$E_r = E_\varphi = 0 \quad (\text{A.32})$$

$$H_r(r, \varphi, t) = -i \cdot \frac{E_0 R}{Z_0 x_{11}} \cdot \frac{1}{r} \cdot J_1\left(\frac{x_{11}}{R} r\right) \cdot \sin(\varphi) \cdot e^{i\omega t} \quad (\text{A.33})$$

$$H_\varphi(r, \varphi, t) = -i \cdot \frac{E_0}{Z_0} \cdot J_1'\left(\frac{x_{11}}{R} r\right) \cdot \cos(\varphi) \cdot e^{i\omega t} \quad (\text{A.34})$$

$$H_z = 0 \quad (\text{A.35})$$

Im Gegensatz zur Eigenkreisfrequenz steigt die Güte mit zunehmender Länge. Die Güte unterscheidet sich von der TM₀₁₀-Mode nur durch die höhere Eigenkreisfrequenz.

$$Q_0 = \frac{\sqrt{\frac{1}{2} \sigma \mu_r \mu_0 \omega_0}}{\frac{1}{R} + \frac{1}{L}} \quad (\text{A.36})$$

Eine Ladung, die den Resonator mit der Geschwindigkeit v_z achsparallel, mit einer Ablage r durchquert, sieht entlang ihrer Trajektorie die Spannung

$$U(r, \varphi) = E_0 \cdot \frac{v_z}{\omega_0} \cdot \sqrt{2 - 2 \cos\left(\frac{\omega_0}{v_z} \cdot L\right)} \cdot J_1\left(\frac{x_{11}}{R} \cdot r\right) \cdot \cos(\varphi). \quad (\text{A.37})$$

Bei gegebener Phase von E_0 wirkt die Mode damit, abhängig vom Azimutwinkel beschleunigend oder abbremsend. Die gespeicherte Feldenergie W lässt sich auch hier auf Grund von Gleichung (A.32) allein aus dem E_z -Feld berechnen.

$$W = E_0^2 \cdot \frac{\epsilon_0}{2} \cdot \int_0^R \int_0^{2\pi} \int_0^L E_z(r, \varphi, z, t) dz r d\varphi dr = E_0^2 \cdot \frac{\epsilon_0 \pi R^2 L J_0^2(x_{11})}{4} \quad (\text{A.38})$$

Die Verlustleistung ist

$$P_v = E_0^2 \cdot \pi \cdot J_0^2(x_{11}) \cdot \sqrt{\frac{x_{11} R^3}{8 Z_0^3 \sigma \mu_r}} \cdot \left(1 + \frac{L}{R}\right). \quad (\text{A.39})$$

Aus Gleichung (A.37) und (A.38) kann der longitudinale Verlustfaktor der Mode berechnet werden.

$$k_{||}^{[TM_{110}]}(r, \varphi) = \frac{2 \cdot v_z^2 \cdot \left(1 - \cos\left(\frac{\omega_0}{v_z} \cdot L\right)\right)}{\varepsilon_0 \pi \omega_0^2 L R^2 \cdot J_0^2(x_{11})} \cdot J_1^2\left(\frac{x_{11}}{R} \cdot r\right) \cdot \cos^2(\varphi) \quad (A.40)$$

Aus Gleichung (A.37) und (A.39) ergibt sich die longitudinale Shuntimpedanz

$$R_{||}(r, \varphi) = \frac{4 \cdot v_z^2 \cdot \left(1 - \cos\left(\frac{\omega_0}{v_z} \cdot L\right)\right)}{c_0^2 \varepsilon_0 \pi \cdot \sqrt{\frac{\omega_0}{2\sigma\mu_0\mu_r}} \cdot x_{11}^2 \cdot J_0^2(x_{11}) \cdot \left(1 + \frac{L}{R}\right)} \cdot J_1^2\left(\frac{x_{11}}{R} \cdot r\right) \cdot \cos^2(\varphi). \quad (A.41)$$

Der Verlustfaktor und die Shuntimpedanz sind proportional zum Quadrat der nullten Besselfunktion der Ablage und dem Quadrat des Kosinus des Azimutwinkel. Die beiden Quadrate entstehen durch das Quadrieren der Spannung. Das bei gegebener Phase von E_0 , die Mode, abhängig vom Azimutwinkel beschleunigend oder abbremsend wirkt, ist damit an dem Verlustfaktor und der Shuntimpedanz nicht mehr abzulesen. Das Vorzeichen ist gegebenenfalls bei weiteren Berechnungen getrennt zu berücksichtigen.

A.5 TM₀₁₁-Mode

Die TM₀₁₁-Mode ist, bei den hier verwendeten Resonatoren die erste höhere Monopolmode nach der TM₀₁₀-Mode. Ihre Eigenkreisfrequenz ist, im Gegensatz zu den beiden vorhergehenden Moden vom Radius und der Länge abhängig.

$$\omega_0 = c_0 \cdot \sqrt{\left(\frac{\pi}{L}\right)^2 + \left(\frac{x_{01}}{R}\right)^2} \quad (A.42)$$

Die Mode hat E_r - und E_z -Komponenten. Die E_z -Feldstärke ist auf der Achse maximal und nimmt nach außen hin mit der nullten Besselfunktion ab. Das H-Feld ist rein azimutal.

$$E_r(r, z, t) = -E_0 \frac{\pi R}{x_{01} L} \cdot J_0\left(\frac{x_{01}}{R} r\right) \cdot \sin\left(\frac{\pi}{L} z\right) \cdot e^{i\omega t} \quad (A.43)$$

$$E_z(r, z, t) = E_0 \cdot J_0\left(\frac{x_{01}}{R} r\right) \cdot \cos\left(\frac{\pi}{L} z\right) \cdot e^{i\omega t} \quad (A.44)$$

$$E_\varphi = 0 \quad (A.45)$$

$$H_\varphi(r, z, t) = -i \cdot E_0 \varepsilon_0 \cdot \frac{\omega_0 R}{x_{01}} \cdot J_0\left(\frac{x_{01}}{R} r\right) \cdot \cos\left(\frac{\pi}{L} z\right) \cdot e^{i\omega t} \quad (A.46)$$

$$H_r = H_z = 0 \quad (A.47)$$

Die Güte unterscheidet sich von der TM₀₁₀-Mode durch die höhere Eigenkreisfrequenz und den Faktor zwei über der Länge.

$$Q_0 = \frac{\sqrt{\frac{1}{2} \sigma \mu_r \mu_0 \omega_0}}{\frac{1}{R} + \frac{2}{L}} \quad (\text{A.48})$$

Eine Ladung, die den Resonator mit der Geschwindigkeit v_z achsparallel, mit einer Ablage r durchquert, sieht entlang ihrer Trajektorie die Spannung

$$U(r) = E_0 \cdot \frac{\sqrt{2 + 2 \cos\left(\frac{\omega_0 \cdot L}{v_z}\right)}}{\frac{\omega_0}{v_z} - \left(\frac{\pi}{L}\right)^2 \cdot \frac{v_z}{\omega_0}} \cdot J_0\left(\frac{x_{01}}{R} \cdot r\right) \quad (\text{A.49})$$

Die gespeicherte Feldenergie W lässt sich diesmal auf Grund von Gleichung (A.47) am einfachsten aus dem H_φ -Feld berechnen.

$$W = E_0^2 \cdot \frac{\mu_0}{2} \cdot \int_0^R \int_0^{2\pi} \int_0^L H_\varphi(r, \varphi, z, t) dz r d\varphi dr = E_0^2 \cdot \frac{\epsilon_0 \omega_0^2 \pi R^4 L J_1^2(x_{01})}{4 c_0^2 x_{01}^2} \quad (\text{A.50})$$

Die Verlustleistung in Mantel und Deckeln ist

$$P_v = E_0^2 \cdot \frac{\epsilon_0 \omega_0^3 J_1^2(x_{01}) \pi (LR^3 + 2R^4)}{c_0^2 x_{01}^2 \sqrt{8 \sigma \mu_r \mu_0 \omega_0}} \quad (\text{A.51})$$

Aus Gleichung (A.49) und (A.50) kann der longitudinale Verlustfaktor der Mode berechnet werden.

$$k_{||}^{[\text{TM}_{011}]}(r) = \frac{2 \cdot \left(1 + \cos\left(\frac{\omega_0 \cdot L}{v_z}\right)\right) \cdot c_0^2 x_{01}^2}{\left(\frac{\omega_0}{v_z} - \left(\frac{\pi}{L}\right)^2 \cdot \frac{v_z}{\omega_0}\right)^2 \cdot \epsilon_0 \pi \omega_0^2 L R^4 J_1^2(x_{01})} \cdot J_0^2\left(\frac{x_{01}}{R} \cdot r\right) \quad (\text{A.52})$$

Aus Gleichung (A.49) und (A.51) ergibt sich die longitudinale Shuntimpedanz

$$R_{||}(r) = \frac{4 \cdot \left(1 + \cos\left(\frac{\omega_0 \cdot L}{v_z}\right)\right) \cdot c_0^2 x_{01}^2 \cdot \sqrt{2 \sigma \mu_0 \mu_r \omega_0}}{\left(\frac{\omega_0}{v_z} - \left(\frac{\pi}{L}\right)^2 \cdot \frac{v_z}{\omega_0}\right)^2 \cdot \epsilon_0 \pi \omega_0^3 J_1^2(x_{01}) \cdot (LR^3 + 2R^4)} \cdot J_0^2\left(\frac{x_{01}}{R} \cdot r\right) \quad (\text{A.53})$$

B Das Eigenwertproblem einer Kette gleicher Resonatoren

Um das Spektrum gleich gekoppelter gleicher Resonatoren mit elektrischen oder magnetischen Randbedingungen zu berechnen, ist es notwendig das das Eigenwertproblem

$$\alpha_m \cdot \vec{X}_m = \mathbf{K} \vec{X}_m \quad (\text{B.1})$$

aus Abschnitt 4.4.1 mit der Koppelmatrix

$$\mathbf{K} = \begin{pmatrix} \frac{2}{K} + r & -1 & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ -1 & \frac{2}{K} & -1 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & \frac{2}{K} & \dots & 0 & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & \frac{2}{K} & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \dots & -1 & \frac{2}{K} & -1 \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & -1 & \frac{2}{K} + r \end{pmatrix} \quad (\text{B.2})$$

zu lösen. Der Parameter r beschreibt mit $r = -1$ elektrische und mit $r = +1$ magnetische Randbedingungen. Die Eigenwertgleichung besitzt genau dann nichttriviale Eigenvektoren, wenn

$$\det(\mathbf{K} - \alpha \cdot \mathbf{1}) = 0 \quad (\text{B.3})$$

gilt. Die Determinante

$$\begin{vmatrix} \frac{2}{K} + r - \alpha & -1 & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ -1 & \frac{2}{K} - \alpha & -1 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & \frac{2}{K} - \alpha & \dots & 0 & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & \frac{2}{K} - \alpha & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \dots & -1 & \frac{2}{K} - \alpha & -1 \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & -1 & \frac{2}{K} + r - \alpha \end{vmatrix} = 0 \quad (\text{B.4})$$

ist bis auf die beiden Elemente in den Ecken eine Tridiagonalmatrix mit gleichen Elementen entlang der Diagonalen. Um diese störenden Elemente aus der Determinante zu bekommen, entwickelt man die Determinante nach der ersten Zeile.

$$\left(\frac{2}{K} + r - \alpha\right) \cdot \begin{vmatrix} \frac{2}{K} - \alpha & -1 & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ -1 & \frac{2}{K} - \alpha & -1 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & \frac{2}{K} - \alpha & \dots & 0 & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & \frac{2}{K} - \alpha & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \dots & -1 & \frac{2}{K} - \alpha & -1 \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & -1 & \frac{2}{K} + r - \alpha \end{vmatrix} \quad (B.5)$$

$$+ \begin{vmatrix} -1 & -1 & 0 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{2}{K} - \alpha & -1 & \dots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & \frac{2}{K} - \alpha & \dots & 0 & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \dots & \frac{2}{K} - \alpha & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \dots & -1 & \frac{2}{K} - \alpha & -1 \\ 0 & 0 & 0 & \dots & 0 & -1 & \frac{2}{K} + r - \alpha \end{vmatrix} = 0$$

Es ergeben sich zwei Determinante (N-1)-ter Ordnung. Nach der Entwicklung der zweiten Determinante nach der ersten Spalte ergeben sich zwei Determinanten, die nur noch in der rechten unteren Ecke das störende Element haben. Dieses Element wird auf die gleiche Weise eliminiert. Mit der Determinante

$$L_N := \begin{vmatrix} \frac{2}{K} - \alpha & -1 & 0 & \cdots & 0 & 0 & 0 \\ -1 & \frac{2}{K} - \alpha & -1 & \cdots & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & \frac{2}{K} - \alpha & \cdots & 0 & 0 & 0 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots & \vdots \\ 0 & 0 & 0 & \cdots & \frac{2}{K} - \alpha & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \cdots & -1 & \frac{2}{K} - \alpha & -1 \\ 0 & 0 & 0 & \cdots & 0 & -1 & \frac{2}{K} - \alpha \end{vmatrix} \quad (\text{B.6})$$

N-ter Ordnung ergibt sich daraus

$$\left(\frac{2}{K} + r - \alpha\right)^2 \cdot L_{N-2} - 2 \cdot \left(\frac{2}{K} + r - \alpha\right) \cdot L_{N-3} + L_{N-4} = 0. \quad (\text{B.7})$$

Die Determinanten L_N können gemäß

$$L_N = \left(\frac{2}{K} - \alpha\right) \cdot L_{N-1} - L_{N-2} \quad (\text{B.8})$$

rekursiv berechnet werden. Damit läßt sich die Gleichung (B.7) zu

$$\left(\frac{2}{K} - \alpha + 2r\right) \cdot L_{N-1} = 0 \quad (\text{B.9})$$

vereinfachen. Mit dem Ansatz

$$L_N = d^N \quad (\text{B.10})$$

und

$$\frac{2}{K} - \alpha = 2 \cdot \cos \varphi \quad (\text{B.11})$$

wird aus dem charakteristischen Polynom aus Gleichung (B.8) die quadratische Gleichung

$$d^2 - (2 \cdot \cos \varphi) \cdot d + 1 = 0 \quad (\text{B.12})$$

mit den beiden Lösungen

$$d_{1,2} = \cos \varphi \pm i \cdot \sin \varphi = e^{\pm i\varphi}. \quad (\text{B.13})$$

Die allgemeine Lösung der Determinante ist eine Linearkombination beider Lösungen und kann gemäß Gleichung (B.10) als

$$L_N = a \cdot \cos(N\varphi) + b \cdot \sin(N\varphi) \quad (\text{B.14})$$

geschrieben werden. Formal ergibt sich für $N = 0$ aus der Rekursionsgleichung (B.8) und der Gleichung (B.14) die Beziehung

$$L_0 = a = 1. \quad (\text{B.15})$$

Für $N = 1$ ergeben die Gleichungen (B.6) und (B.11)

$$L_1 = 2 \cdot \cos \varphi = \cos \varphi + b \cdot \sin \varphi. \quad (\text{B.16})$$

Damit ist auch die zweite Konstante bestimmt.

$$b = \frac{\cos \varphi}{\sin \varphi} = \cot \varphi \quad (\text{B.17})$$

Die Determinante aus Gleichung (B.6) wird zu

$$L_N = \cos(N\varphi) + \cot \varphi \cdot \sin(N\varphi) = \frac{\sin \varphi \cdot \cos(N\varphi) + \cos \varphi \cdot \sin(N\varphi)}{\sin \varphi} = \frac{\sin((N+1) \cdot \varphi)}{\sin \varphi}. \quad (\text{B.18})$$

Eingesetzt in Gleichung (B.9) ergibt sich, zusammen mit Gleichung (B.11)

$$(\cos \varphi + r) \cdot \frac{\sin(N\varphi)}{\sin \varphi} = 0. \quad (\text{B.19})$$

Diese Gleichung wird erfüllt, wenn

$$\varphi_m = \frac{m \cdot \pi}{N} \quad \text{mit} \quad m = \begin{cases} 0, 1, \dots, N-1 & \text{für } r = -1 \text{ (metallisch)} \\ 1, 2, \dots, N & \text{für } r = +1 \text{ (magnetisch)} \end{cases} \quad (\text{B.20})$$

ist. Für $m = 0$ und $m = N$ ist dabei eine Grenzwertbetrachtung nötig. Daraus ergeben sich nach Gleichung (B.11) die N reellen Eigenwerte

$$\alpha_m = \frac{2}{K} - 2 \cos \frac{m \cdot \pi}{N} \quad \text{mit} \quad m = \begin{cases} 0, 1, \dots, N-1 & \text{für } r = -1 \text{ (metallisch)} \\ 1, 2, \dots, N & \text{für } r = +1 \text{ (magnetisch)} \end{cases}. \quad (\text{B.21})$$

Um auf die zugehörigen Eigenvektoren zu kommen, setzt man Gleichung in die n -te Komponente der Eigenwertgleichung (B.1) zum m -ten Eigenwert

$$\alpha_m \cdot X_n^{[m]} = -X_{n-1}^{[m]} + \frac{2}{K} \cdot X_n^{[m]} - X_{n+1}^{[m]} \quad \text{mit} \quad n = 2, 3, \dots, N-1 \quad (\text{B.22})$$

Gleichung (B.11) ein.

$$2 \cos \varphi \cdot \chi_n^{[m]} - \chi_{n-1}^{[m]} - \chi_{n+1}^{[m]} = 0 \quad (\text{B.23})$$

Diese Gleichung wird erfüllt, wenn

$$\chi_n^{[m]} = u_m \cdot (\cos(n\varphi) \pm \sin(n\varphi)) \quad (\text{B.24})$$

ist. Die allgemeine Lösung lautet also

$$\chi_n^{[m]} = v_m \cdot \cos(n\varphi) + w_m \cdot \sin(n\varphi). \quad (\text{B.25})$$

Um auf die beiden Konstanten v_m und w_m zu kommen zieht man die Gleichung für die erste Komponente der Eigenwertgleichung (B.1) zum m -ten Eigenwert heran.

$$\alpha_m \cdot \chi_1^{[m]} = \left(\frac{2}{K} + r \right) \cdot \chi_1^{[m]} - \chi_2^{[m]} \quad (\text{B.26})$$

Mit Gleichung (B.11) und (B.25) erhält man

$$w_m = -\frac{\cos \varphi_m + r}{\sin \varphi_m} v_m = v_m \cdot \begin{cases} \tan \frac{\varphi_m}{2} & \text{für } r = -1 \text{ (metallisch)} \\ -\cot \frac{\varphi_m}{2} & \text{für } r = +1 \text{ (magnetisch)} \end{cases}. \quad (\text{B.27})$$

Für die Komponenten des m -ten Eigenvektors ergibt sich durch Einsetzen der Konstanten in Gleichung (B.25) für metallische Randbedingungen ($r = -1$)

$$\chi_n^{[m]} = \frac{v_m}{\cos \frac{\varphi_m}{2}} \cdot \cos \left(\left(n - \frac{1}{2} \right) \cdot \varphi_m \right) \quad (\text{B.28})$$

und für magnetische Randbedingungen ($r = +1$)

$$\chi_n^{[m]} = -\frac{v_m}{\sin \frac{\varphi_m}{2}} \cdot \sin \left(\left(n - \frac{1}{2} \right) \cdot \varphi_m \right). \quad (\text{B.29})$$

Die Eigenvektorsysteme können jetzt noch orthonormiert werden. Das vollständiges Orthonormalsystem hat für metallische Randbedingungen ($r = -1$) die Eigenvektoren

$$\vec{X}_m = \begin{pmatrix} \cos\left(\frac{1}{2} \cdot \frac{m \cdot \pi}{N}\right) \\ \cos\left(\frac{3}{2} \cdot \frac{m \cdot \pi}{N}\right) \\ \vdots \\ \cos\left(\left(N - \frac{3}{2}\right) \cdot \frac{m \cdot \pi}{N}\right) \\ \cos\left(\left(N - \frac{1}{2}\right) \cdot \frac{m \cdot \pi}{N}\right) \end{pmatrix} \cdot \begin{cases} \frac{1}{N} & \text{für } m = 0 \\ \frac{2}{N} & \text{für } m = 1, 2, \dots, N-1 \end{cases} \quad (\text{B.30})$$

und für magnetische Randbedingungen ($r = +1$)

$$\vec{X}_m = \begin{pmatrix} \sin\left(\frac{1}{2} \cdot \frac{m \cdot \pi}{N}\right) \\ \sin\left(\frac{3}{2} \cdot \frac{m \cdot \pi}{N}\right) \\ \vdots \\ \sin\left(\left(N - \frac{3}{2}\right) \cdot \frac{m \cdot \pi}{N}\right) \\ \sin\left(\left(N - \frac{1}{2}\right) \cdot \frac{m \cdot \pi}{N}\right) \end{pmatrix} \cdot \frac{2}{N} \quad \text{mit } m = 1, 2, \dots, N \quad (\text{B.31})$$

mit den N reellen Eigenwerten

$$\alpha_m = \frac{2}{K} - 2 \cos \frac{m \cdot \pi}{N}. \quad (\text{B.32})$$

C Schaltungen und Platinen-Layouts

Alle beschriebenen Komponenten wurden auf Standard-Platinenmaterial GX (Teflon/Glasfasern) aufgebaut. Das Basismaterial hat, laut Herstellerangaben eine relative Dielektrizitätskonstante von 2,48 ($\pm 5\%$) und eine Dicke von 762 μm . Die Leiterbahnen bestehen aus 35 μm Kupfer. Die Platinen wurden nach dem Photopositivverfahren hergestellt. Die Filmvorlagen wurden mit einem Laserdrucker (*Apple LaserWriter 16/600*) mit 600 dpi = 23,6 Punkte/mm auf Transparentpapier erstellt. Die Filme haben damit eine maximale Auflösung von 42 μm . Das nachfolgende Kontaktkopier-, Entwicklungs- und Ätzverfahren verursacht, bei sorgfältiger Kontrolle aller Konzentrationen, Temperaturen und Zeiten nur einen zusätzlichen Fehler von knapp 10 μm . Insgesamt muß also mit einer Ungenauigkeit von etwa $\pm 50 \mu\text{m}$ gerechnet werden.

Für eine 50 Ω -Mikrostreifenleitung ergibt sich aus den Parametern des Basismaterials eine Breite von 2,19 mm und eine effektive relative Dielektrizitätskonstante von 2,09. Für die 50 Ω -Leitungen ergibt sich aus der Kantenungenauigkeit von $\pm 50 \mu\text{m}$ nur ein Fehler

von maximal $\pm 1,5 \Omega$. Bei einigen kleineren Strukturen ergibt sich jedoch schon ein erheblicher Fehler. Die industrielle Fertigung eines einsatzbereiten Strahllagemonitors kann jedoch mit einer erheblich geringeren Toleranz erfolgen.

C.1 Ringhybrid

In Abbildung C.1 ist das Layout des 180° -Ringhybrids zu sehen. Der Hybrid ist in einem

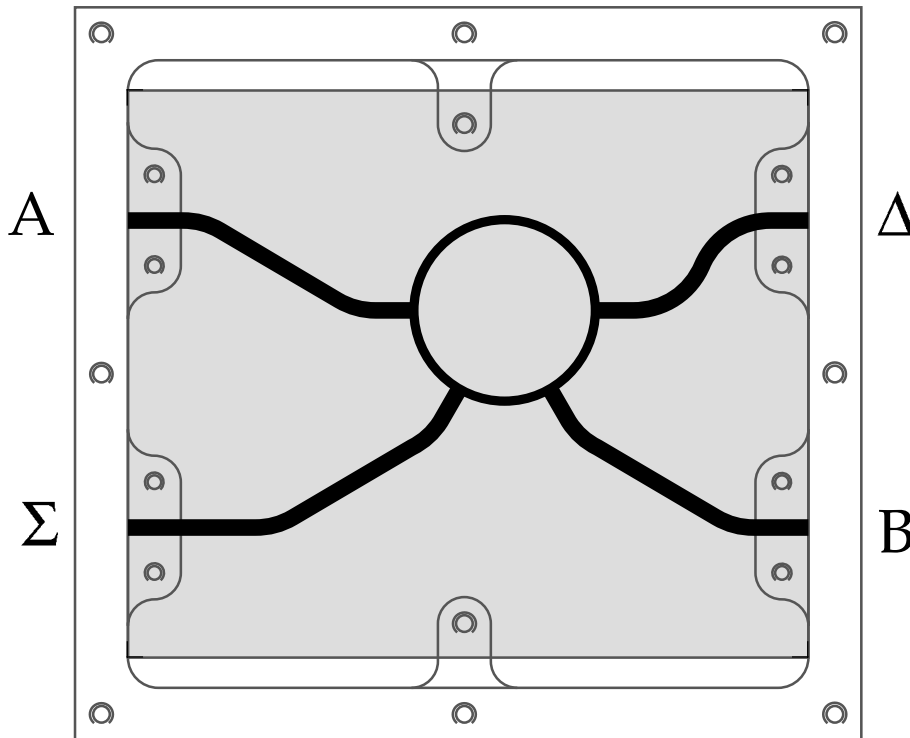


Abbildung C.1: Layout des 180° -Ringhybrids im Universalgehäuse (Originalgröße)

Universalgehäuse eingebaut. Das Gehäuse wurde zum Testen der diversen Komponenten des Strahllagemonitors konstruiert und aus Messing ausgefräst. Es besitzt neben den, für den Ringhybrid benötigten vier PC-3.5-Buchsen am Rand noch acht DC-Durchführungen mit integrierten Tiefpaßfiltern die hier jedoch nicht verwendet wurden. Der Deckel des Gehäuses ist mit ferrimagnetischen Dämpferkeilen versehen, um in dem großen Gehäuse Resonanzen zu vermeiden.

Eine allgemeine Funktionsbeschreibung und weitere Auswertungen finden sich im Abschnitt 5.4.1. In Abbildung C.2 sind alle 16 Streuparameter des 180° -Ringhybrids gegen die Frequenz aufgetragen. Damit der lineare Anteil des Phasengangs die nicht linearen Phasenfehler nicht überdeckt, wurde von alle Transmissionen eine elektrische Länge von 212 mm abgezogen. Die Transmission von den Eingängen A und B zu den Ausgängen Δ und Σ beträgt zwischen -4 dB und -3,4 dB. Bei einem idealen Hybrid sind es, aufgrund der Aufteilung der Leistung, jeweils -3 dB. Der Unterschied sind Verluste

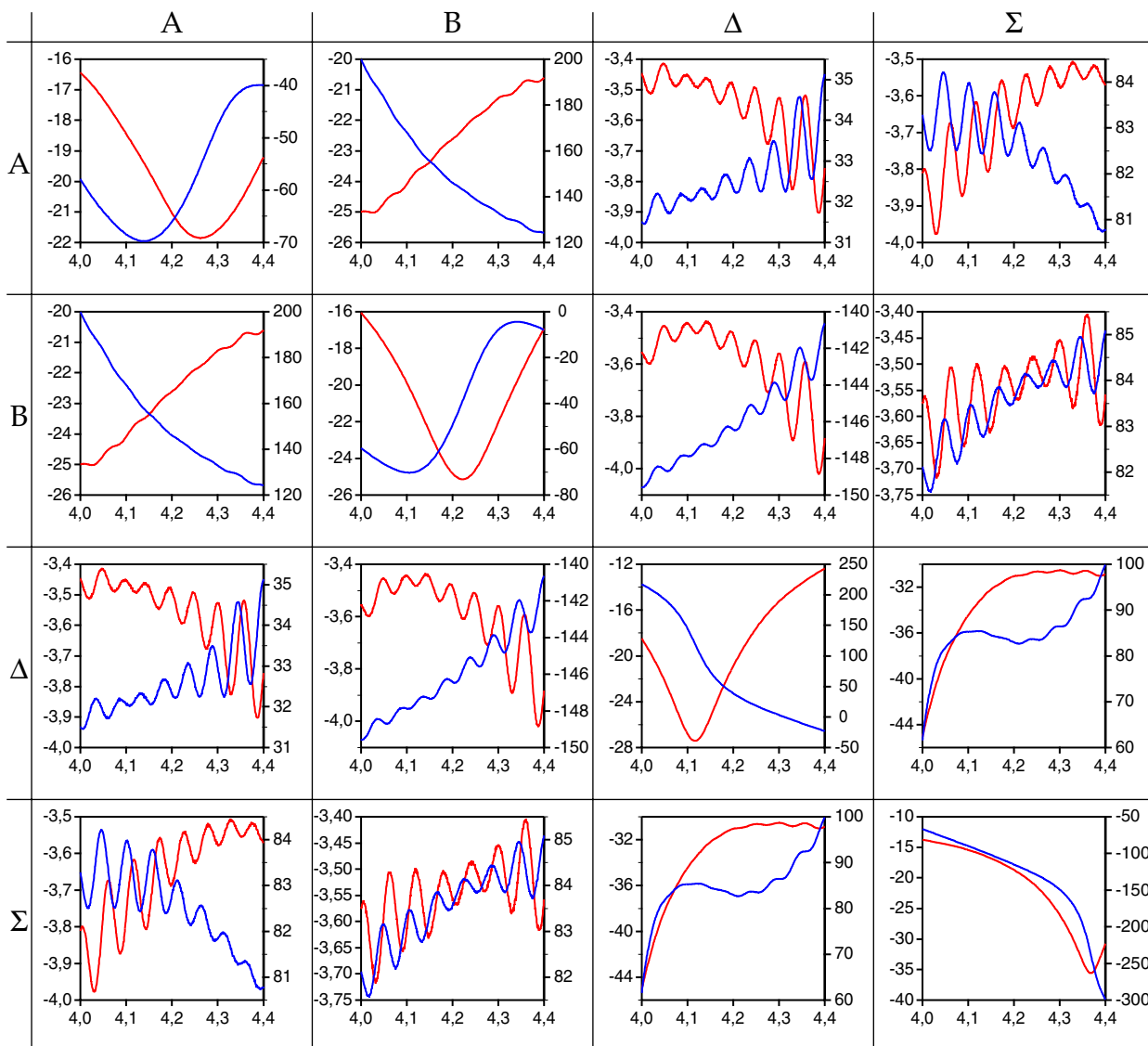


Abbildung C.2: Streuparameter des Ringhybrids; S_{mn} ist jeweils in der n-ten Spalte der m-ten Zeile links: Betrag in dB (rot), rechts: Phase in Grad (blau), unten: Frequenz in GHz

und Reflexionen. Die Phasenfehler der Transmission betragen maximal $\pm 2^\circ$. Die Phase von $S_{AB} = S_{BA}$ ist gegenüber $S_{AA} = S_{A\Delta}$ erwartungsgemäß um 180° gedreht. Das führt zu der Subtraktion der Eingangssignale A und B am Ausgang Δ .

Der Abstand zwischen den Maxima der etwas welligen Transmissionen paßt mit einer Wellenlänge von 175 mm ungefähr zu der elektrischen Länge des Hybrids. Daher liegt die Annahme nahe, daß die Welligkeit auf Reflexionen an den Steckverbindern und den Übergängen von Koaxial- auf Mikrostreifenleitung zurückzuführen ist. Diese Reflexionen werden vermieden, wenn der Mikrowellenteil des Strahlagemonitors zusammen mit dem Hybrid auf einer Leiterplatte aufgebaut wird.

C.2 Filter

Für alle, in der Signalverarbeitung des Strahlungsmemonitors verwendeten Mikrowellenbandpässe wurden *Tschebyscheff*-Filter mit einer maximalen Welligkeit von 0,25 dB verwendet. Die Filter wurden als dreistufige parallel gekoppelte $\lambda/2$ -Resonatoren in Mikrowellenstreifenleitertechnik realisiert.

Zur Berechnung solcher Filter existieren eine Vielzahl verschiedener Verfahren. Als besonders vorteilhaft hat sich dabei die Berechnung über Gleichtakt und Gegentaktwellen auf den parallelen Leitungspaaren erwiesen. In Abbildung C.3 ist das Layout und Photo eines der realisierten Filter zu sehen. Bei der Berechnung teilt man das Filter in die

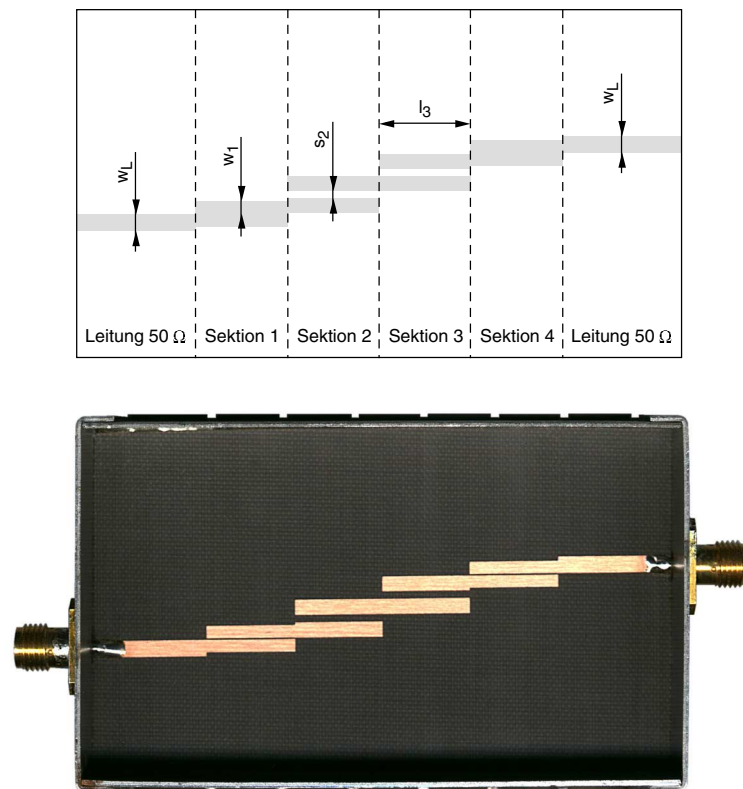


Abbildung C.3: Layout und Photo des 4,2 GHz Bandpasses (Originalgröße)

eingezeichneten Sektionen mit parallelen $\lambda/4$ -Streifen auf. Auf jeder Sektion kann man das Feld nun in den Hin- und Rücklauf jeweils zwei verschiedener Wellentypen zerlegen. Beim ersten Wellentyp werden beide Leitungen im Gleichtakt, beim zweiten in Gegentakt angeregt. Zu diesen Wellentypen gehören jeweils zwei unterschiedliche Leitungsimpedanzen Z_e (*even*) und Z_o (*odd*).

Die Synthese des *Tschebyscheff*-Filters nach [16:472] liefert nun für die Vorgaben Durchlaßbereich, Welligkeit und Leitungsimpedanz an Ein- und Ausgang die Impedanzen Z_{en} und Z_{on} der verschiedenen Sektionen n . Um von den Impedanzen auf die erforderlichen Leiterbahnbreiten und die Spaltbreiten bei dem verwendeten Basismaterial zu kommen wurden mit MAFIA die Impedanzen mit einer Reihe verschiedener Parameterpaare berechnet. Aus dem interpolierten Daten wurde dann die erforderliche Geometrie der

verschiedenen Sektionen abgelesen. In der Tabelle C.1 sind die Daten aller verwendeter Filter eingetragen. Bei der Realisation sind, aufgrund der Herstellungstoleranz von

	Filter 1	Filter 2	Filter 3	
Durchlaßbereich	4,05...4,35	6,05...6,35	5,05...5,35	GHz
Impedanz $Z_{e1} = Z_{e4}$	69,0	65,0	66,6	Ω
Impedanz $Z_{o1} = Z_{o4}$	39,6	40,8	40,3	Ω
Leiterbreite $w_1 = w_4$	1,648	1,755	1,711	mm
Leiterlänge $l_1 = l_4$	12,209	8,103	9,743	mm
Spaltbreite $s_1 = s_4$	0,163	0,245	0,206	mm
Impedanz $Z_{e2} = Z_{e3}$	55,0	53,3	54,0	Ω
Impedanz $Z_{o2} = Z_{o3}$	45,8	47,1	46,6	Ω
Leiterbreite $w_2 = w_3$	1,982	2,019	2,002	mm
Leiterlänge $l_2 = l_3$	12,076	8,033	9,657	mm
Spaltbreite $s_2 = s_3$	0,982	1,425	1,216	mm
Leiterbreite w_L		2,170		mm

Tabelle C.1: Dimensionierung der Bandpaßfilter

$\pm 50 \mu\text{m}$ hauptsächlich die sehr kleinen Spaltbreiten s_1 und s_4 kritisch.

In Abbildung C.4 sind exemplarisch die Streuparameter des einzeln aufgebauten Filters 1 aufgezeichnet. Bei den beiden Transmissionen S_{12} und S_{21} die aus dem gemessenen

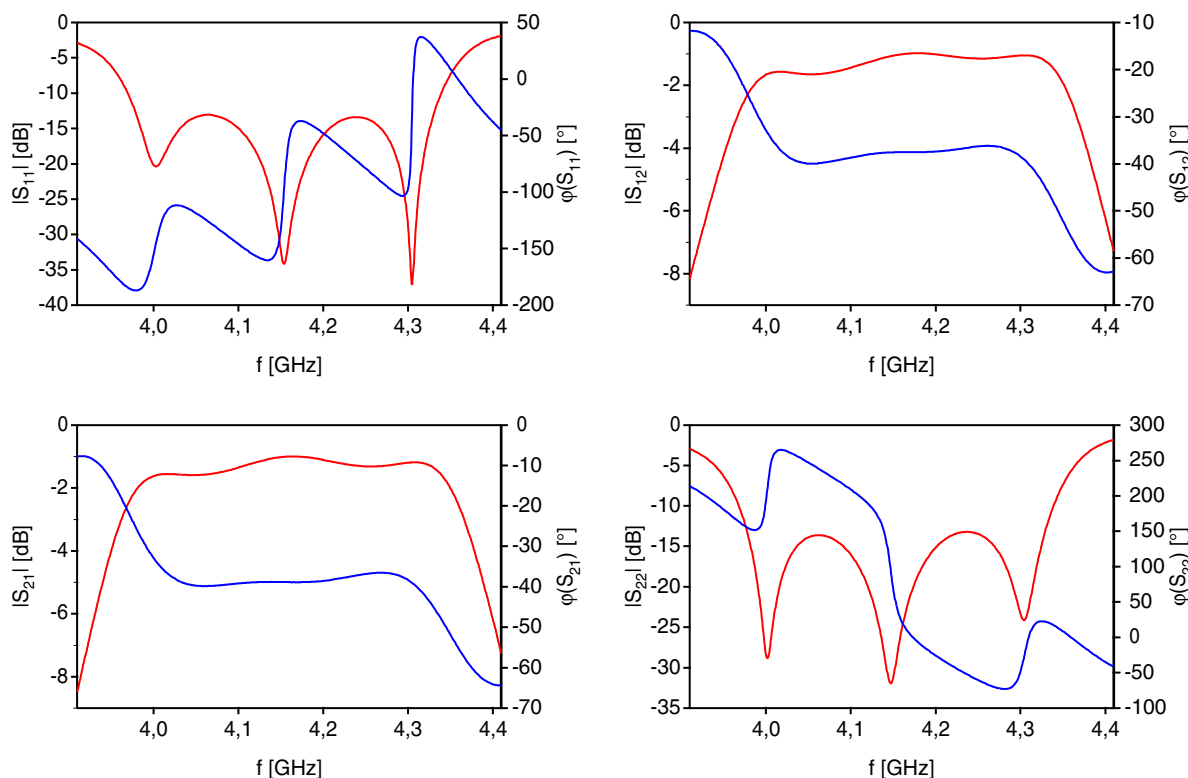


Abbildung C.4: Streuparameter des Filters 1 nach Betrag (rot) und Phase (blau)

nen Durchlaßbereich von 4,00 GHz bis 4,32 GHz bestimmte elektrische Länge von 636 mm abgezogen. Eine genauere Analyse der Meßergebnisse und ein Vergleich mit den theoretischen Daten ist in Abschnitt 5.4.2 zu finden.

C.3 Verstärker

Als rauscharme Vorverstärker wurde der MMIC MGA-86576 von HP eingesetzt. Der MMIC enthält einen zweistufigen, resistiv gegengekoppelten Verstärker mit integriertem Anpassungsnetzwerk. Die integrierten Transistoren sind GaAs PHEMT-FETs. Der MMIC hat, laut Hersteller eine typische Rauschzahl von 1,6 dB bei 4 GHz und 1,8 dB bei 6 GHz. Der optimale Reflexionsfaktor beträgt hierbei $0.38/54^\circ$ beziehungsweise $0.28/77^\circ$.

Für die Experimentieraufbauten wurde der MMIC auf einer Mikrostreifenleiterplatine in ein abgeschirmtes Gehäuse mit SMA-Buschsen eingebaut. Die Abbildung C.5 zeigt die Schaltung des vollständigen Verstärkermoduls. Die beiden Leitungsstücke direkt am Ein-

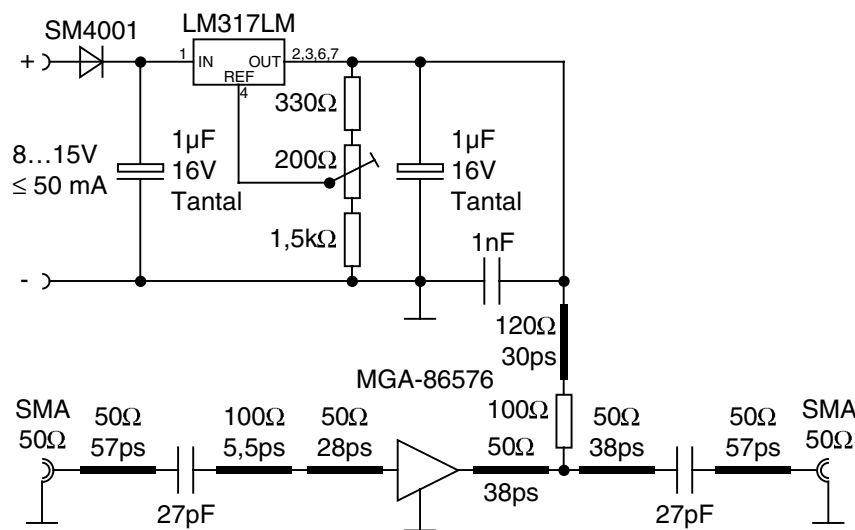


Abbildung C.5: Schaltung des Verstärkers

gang des MMICs dienen der Rauschanpassung an die 50 Ω-Quelle. Die 27 pF Koppelkondensatoren sind spezielle Mikrowellenkondensatoren und sehr dämpfungsarm. Der 100 Ω Widerstand an der Ausgangsleitung des MMICs dient zusammen mit hochohmigen 30 ps Leitung dazu, den MMIC mit Strom zu versorgen ohne zu viel Signal auszukoppeln oder den Frequenzgang zu sehr zu beeinflussen. Der obere Teil der Schaltung ist ein einstellbarer Spannungsregler. Die Spannung wurde so eingestellt, daß die Verstärkung maximal wurde. Das Modul kann mit einer Spannung zwischen 8 V und 16 V versorgt werden.

In Abbildung C.6 ist das Layout und ein Photo des fertigen Moduls zu sehen. Im hier abgenommenen Deckel befindet sich noch ein Dämpfungskeil, um die Gehäuseresonanzen zu unterdrücken. Wie in dem Layout zu sehen ist, wurde der Masseanschluß des MMICs mit zwei mal sechs Durchkontaktierungen hergestellt um die parasitäre Induktivität gering zu halten. Eine zusätzliche Induktivität an dieser Stelle würde zu erheblichen Einbußen an Verstärkung und einer Zunahme der Rauschzahl bei höheren Frequenzen führen.

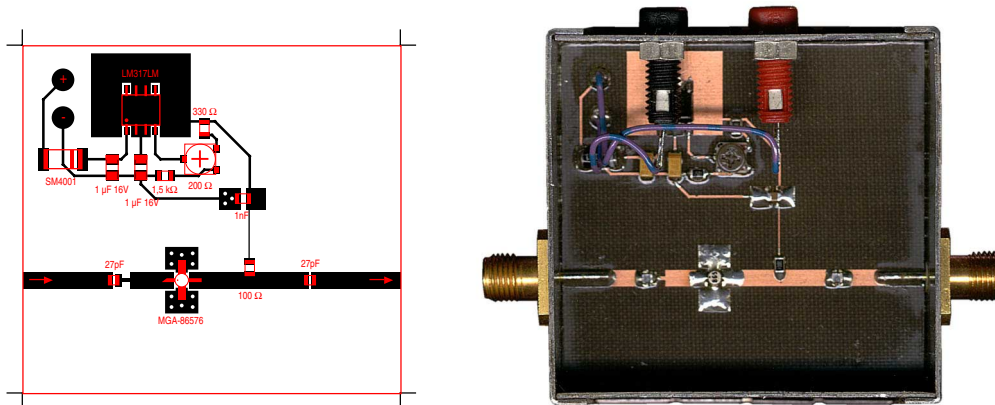


Abbildung C.6: Layout und Photo des Verstärkers (Originalgröße)

Bei allen aufgebauten Verstärkern wurden mit einem Netzwerkanalysator HP 8719C die Streuparameter nach Betrag und Phase gemessen. Die Unterschiede zwischen den Verstärkern sind sehr gering. Abbildung C.7 zeigt die Streuparameter eines Exemplars für den Frequenzbereich von 2,5 GHz bis 6,5 GHz. Von Den Phasengängen wurde jeweils

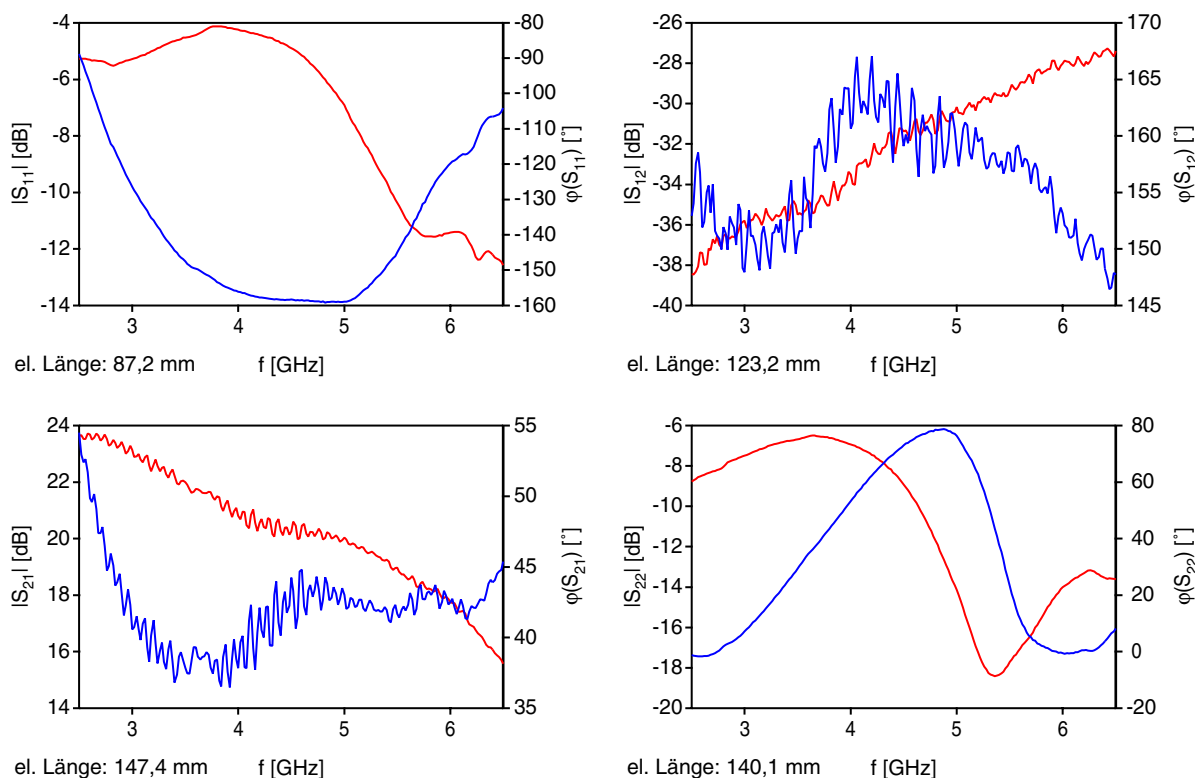


Abbildung C.7: Streuparameter des Verstärkers

die mittlere elektrische Länge abgezogen um die nicht phasenlinearen Fehler besser beurteilen zu können. Die Verstärkungsverlauf $|S_{21}|$ ist relativ flach und weist keine störenden Resonanzen auf. Auch die nicht linearen Phasenfehler $\varphi(S_{21})$ sind gering. Der Eingangreflexionsfaktor S_{11} ist jedoch recht hoch. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die Eingangsanpassungsschaltung auf eine niedrige Rauschzahl optimiert ist. Eine gleich-

zeitige Leistungsanpassung würde eine kompliziertere Anpassungsschaltung erfordern. Mehr Elemente in der Anpassungsschaltung haben jedoch auch höhere Verluste und erhöhen damit wieder die Rauschzahl.

C.4 Mischer

Der verwendete Mischer SKY-7G ist ein Hybrid der Firma Mini-Circuits. Er besteht intern aus einem *Schottky*-Diodenring und zwei Symmetrieübertragern. Der Mischer ist

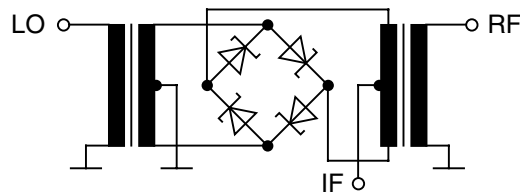


Abbildung C.8: Innenschaltung des Mischer-Hybrids

symmetrisch bezüglich der Tore LO und RF aufgebaut. Der Frequenzbereich an diesen beiden Toren beträgt 2 GHz bis 7 GHz. Das Tor IF ist gleichspannungsgekoppelt und ist bis 1 GHz spezifiziert. Der Mischer eignet sich damit als Abwärts- und Aufwärtsmischer und als Phasendetektor. Seine Mischverluste betragen laut Hersteller 7,1 dB bei 4 GHz, 7,8 dB bei 5 GHz und 8,0 dB bei 6 GHz. Diese Werte gehen von einer Lokaloszillatorleistung von 7 dBm aus.

Zum experimentieren wurden die Mischer in geschirmte Metallgehäuse mit drei SMA-Buchsen eingebaut. Die im Photo (Abbildung C.9 rechts) zu sehende diagonale Streifen

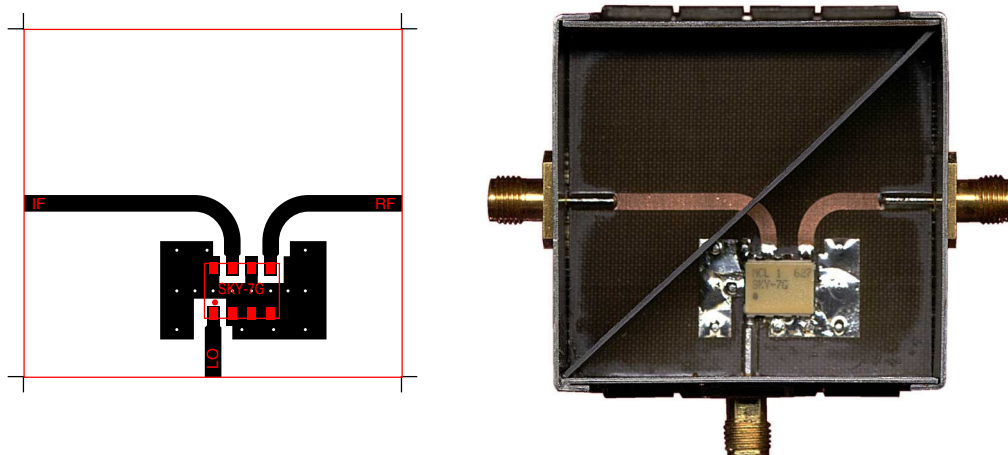


Abbildung C.9: Layout und Photo des Mischers (Originalgröße)

ist ein mit Graphit beschichteter Pappstreifen und dient der Unterdrückung der Gehäuseresonanzen.

9 Literaturverzeichnis

Im Text sind Literaturangaben in der Form [N: S] angegeben. Hierbei ist N die Veröffentlichung gemäß der folgenden Tabelle und S die Seitennummer. Weiterhin sind im Text auch Computerprogramme, die inhaltlich zu der Arbeit beitragen in der Form {N} angegeben.

9.1 Literatur

- [1] K. Hübner: „LEP2 Present and Future Performance and Limitations“; Proceedings of the 6th European Particle Accelerator Conference (EPAC 98), Stockholm (Schweden), 22.06. - 26.06.1998
- [2] P. B. Wilson: „Introduction into Wake Fields and Wake Potentials“; SLAC-Report SLAC PUB 4547, SLAC/AP-66, Januar 1989
- [3] L. Palumbo, V. G. Vaccaro, M. Zobov: „Wake Fields and Impedance“; Cern Accelerator School 95-06, Volume 1, Seite 331, CERN, 1995
- [4] L. C. Maier, J. C. Slater: „Field Strength Measurements in Resonant Cavities“; Journal of Applied Physics, Volume 23 (1), Januar 1952
- [5] C. Peschke: „Messungen und Berechnungen zu longitudinalen und transversalen Shuntimpedanzen einer Elektronen-Positronen-Linearbeschleuniger-Struktur“; Diplomarbeit, Frankfurt am Main, 1995
- [6] W.K.H. Panofsky, W.A. Wenzel: „Some considerations concerning the transverse deflection of charged particles in radio-frequency fields“; Rev. Sci. Instrum., 1956, 27
- [7] P. Hülsmann: „Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur Bestimmung der transversalen Shuntimpedanz und Güte an störmodenbedämpften Beschleunigerresonatoren für lineare Kollider und Hochstrombeschleuniger in mittleren und hohen Energiebereichen“; Dissertation, Frankfurt am Main, 1992
- [8] I. N. Bronstein, K. A. Semendjajew: „Taschenbuch der Mathematik“; 23. Auflage, Verlag Harri Deutsch, Thun, 1987
- [9] P. Hülsmann, W.F.O. Müller, C. Peschke, M. Kurz, H.-W. Glock, H. Klein: „Mode Propagation in an Iris Type Accelerator Section Loaded with Single Heavily HOM-Damped Cells“; European Particle Accelerator Conference, S. 2155, London: 27.6.- 1.7.1994
- [10] P. Hülsmann, W.F.O. Müller, M. Kurz, H.-W. Glock, H. Klein: „The Effect of a Single HOM-Damper Cell within a Channel of Undamped Cells“; Proceedings of the 1994 International Linac Conference, S. 56, Tsukuba (Japan), 21.8. - 26.8.1994
- [11] O. Mildenerger: „Entwurf analoger und digitaler Filter“; Vieweg Verlag, Braunschweig, Wiesbaden, 1992
- [12] C. Peschke, P. Hülsmann, W.F.O. Müller, H. Klein: „Beam Position Monitoring for SBLC Using HOM-Coupler Signals“; Proceedings of the 5th European Particle Accelerator Conference (EPAC 96), Sitges (Spanien), 10.06. - 14.06.1996
- [13] G. Schreiber: „Erzeugung kurzer elektrischer Pulse im Subnanosekundenbereich“; Diplomarbeit; Institut für Angewandte Physik der Johann Wolfgang Goethe-Universität, Frankfurt am Main, Januar 2001

- [14]K. Simonyi: „Theoretische Elektrotechnik“; Übersetzer: H. Theil, 10. Auflage, Leipzig, Berlin, Heidelberg: Barth, 1993
- [15]M. Kummer: „Grundlagen der Mikrowellentechnik“; 2. Auflage, Berlin: VEB Verlag Technik, 1989
- [16]G. Matthaei, L. Young, E.M.T. Jones: „Microwave Filters, Impedance-Matching Networks, and Coupling Structures“; Artech House, USA, 1980

9.2 Programme

- {1} T. Quarles et al.: „Simulation Program with Integrated Circuit Emphasis“; Version 3f4; Department of Electrical Engineering and Computer Science, University of California, Berkeley, California 1993
- {2} T. Weiland et al.: „Solution of Maxwell’s Equations using the Finite Integration Algorithm“; Version 3.20; Darmstadt, 1995
- {3} „Igor Pro“; Version 3.14; WaveMetrics, Inc., Lake Oswego, Oregon, USA 1999

Danksagung

Ich danke meinem Doktorvater Herrn Prof. Dr. H. Klein für die Aufnahme am Institut für Angewandte Physik und die Betreuung dieser Arbeit.

Ebenso danke ich Herrn Dr. P. Hülsmann für die zahlreichen, fruchtbaren wissenschaftlichen Diskussionen und die Unterstützung beim Erstellen dieser Arbeit.

Mein Dank gilt auch der Institutswerkstatt unter der Leitung von Herrn Feinmechanikermeister G. Hausen für die Anfertigung vieler Einzelteile der Teststrukturen und der Antennenmeßstandes.

Zum Schluß, aber nicht weniger möchte ich meinen ehemaligen Kollegen Dr. M. Kurz, Dr. H.-W. Glock, Dipl. Phys. G. Schreiber, Dr. F. Marhauser, I. Herwig, U. Löwe, Dipl. Phys. U. Niermann, Dipl. Phys. M. Schmidtke, Dipl. Inf. V. Orsic und Dr. W. F. O. Müller für ihren Beitrag zum guten Betriebsklima und vielen physikalischen Diskussionen danken. Letzteren auch für viele von Ihm gemachten Photos, von denen Einige in dieser Arbeit abgedruckt sind.

Weiterhin danke ich allen Mitarbeitern der Instituts für Angewandte Physik für das mir entgegengebrachte freundschaftliche Verhältnis.

