

Messungen und Berechnungen  
zu longitudinalen und transversalen  
Shuntimpedanzen  
einer Elektronen-Positronen-  
Linearbeschleuniger-Struktur

Diplomarbeit  
im Fach Physik

am  
Institut für Angewandte Physik  
der  
Johann Wolfgang Goethe-Universität  
Frankfurt am Main

vorgelegt von  
Claudius Peschke

Frankfurt am Main  
Januar 1995

2. überarbeitete Ausgabe

# Inhaltsverzeichnis

Inhaltsverzeichnis .....	3
<b>1 Einleitung .....</b>	<b>5</b>
1.1 Mikrowellen-Linearbeschleuniger .....	6
1.2 Kenngrößen einer Linearbeschleuniger-Struktur .....	9
1.2.1 Moden eines Einzelresonators .....	9
1.2.2 Moden einer Resonator-kette .....	10
1.2.3 Gütefaktor .....	13
1.2.4 Longitudinale Shuntimpedanz .....	15
1.2.5 Das Theorem von Panofsky-Wenzel .....	17
1.2.6 Transversale Shuntimpedanz .....	19
<b>2 Die TESLA-Struktur .....</b>	<b>21</b>
2.1 TESLA 500 .....	21
2.2 Geometrie der TESLA-Struktur .....	22
<b>3 MAFIA-Rechnungen .....</b>	<b>25</b>
3.1 MAFIA .....	25
3.2 Moden einer Einzelzelle .....	26
3.3 TM <sub>01</sub> -Pass-Band des Neunzellers .....	31
3.4 TE/TM-Pass-Band des Neunzellers .....	34
3.5 TM/TE-Pass-Band des Neunzellers .....	36
<b>4 Störkörpermeßmethoden .....</b>	<b>41</b>
4.1 Die resonante Störkörpermethode .....	41
4.2 Die nicht-resonante Störkörpermethode .....	46
4.3 Die zwei-Störkörper-Methode .....	52
4.4 Störkörpermessung der longitudinalen Shuntimpedanz .....	63
4.5 Störkörpermessung der transversalen Shuntimpedanz .....	64

5	Aufbau eines Störkörper-Meßstandes.....	67
5.1	Aufbau des Störkörper-Antriebs .....	69
5.2	Aufbau der Schrittmotorsteuerung .....	70
5.3	Störkörper-Meßprogramm .....	72
5.4	Auswertungsprogramm für die longitudinale Shuntimpedanz ..	74
5.5	Auswertungsprogramm für die transversale Shuntimpedanz ..	76
6	Störkörper-Messungen .....	79
6.1	Herstellung und Kalibration der Störkörper .....	80
6.2	TM <sub>01</sub> -Pass-Band .....	83
6.3	Dipol-Moden .....	92
6.3.1	TE/TM-Dipol-Pass-Band.....	95
6.3.2	TM/TE-Dipol-Pass-Band.....	101
7	Zusammenfassung .....	107
8	Anhang .....	109
A	Kreiszyklindrischer Hohlraumresonator .....	109
B	Ergänzungen zur Schrittmotorsteuerung .....	112
B.1	Schaltung .....	112
B.2	Syntax der Befehle .....	118
C	Ausschnitte aus den Programmen.....	121
C.1	Meß-Routine .....	122
C.2	Berechnung der longitudinalen Shuntimpedanz.....	129
C.3	Berechnung der transversalen Shuntimpedanz.....	136
D	Notation.....	139
9	Literaturverzeichnis .....	141
9.1	Literatur.....	141
9.2	Programme .....	142
	Danksagung.....	143

# 1 Einleitung

Vieles, was man heute über die subatomare Struktur der Materie weiß, ist den Experimenten mit schnellen Teilchen zu verdanken, mit denen elastische oder inelastische Stoßversuche ausgeführt werden. Die dabei zu erreichende Ortsauflösung ist von der de Broglie-Wellenlänge der verwendeten Teilchen abhängig. Je höher also die Teilchenenergie ist, desto feinere Strukturen lassen sich auflösen. Neben der Auflösung subatomarer Strukturen der Materie ist die Erzeugung neuer hochenergetischer Teilchen heute von großem wissenschaftlichem Interesse. Die zur Erzeugung dieser Teilchen erforderliche Energie folgt direkt aus ihrer Masse ( $E=mc^2$ ). Die Energie hierzu stammt aus der Kollision schneller Teilchen. Wegen ihrer einfachen Struktur sind Elektronen und Positronen hierfür besonders geeignet. Bei einem tief inelastischen Stoß eines Elektron-Positron-Paares werden beide Teilchen vollständig vernichtet und es entsteht ein virtuelles  $\gamma$ -Quant, welches sowohl die Ruheenergie ( $2 \cdot m_e c^2$ ) als auch die kinetische Energie beider Teilchen enthält und Quelle der neuen Teilchen ist.

Die ersten Teilchen-Beschleuniger in den zwanziger und dreißiger Jahren dieses Jahrhunderts waren elektrostatische Beschleuniger. Elektrisch geladene Teilchen werden im statischen elektrischen Feld eines auf Hochspannung aufgeladenen Plattenkondensators beschleunigt. Sie durchlaufen das beschleunigende Feld genau einmal. Die Endenergie ist damit das Produkt aus ihrer Ladung und der angelegten Spannung. Aus technischen Gründen ist es nicht möglich, die Beschleunigungsspannung auf Werte oberhalb einiger Megavolt zu erhöhen. Für einfach geladene Teilchen ist die Endenergie dieses Beschleuniger-Typs damit auf wenige MeV begrenzt.

Höhere Energien wurden durch die mehrfache Ausnutzung der Beschleunigungsspannung in einem Linearbeschleuniger nach Wideröe möglich. Hierbei durchlaufen die Teil-

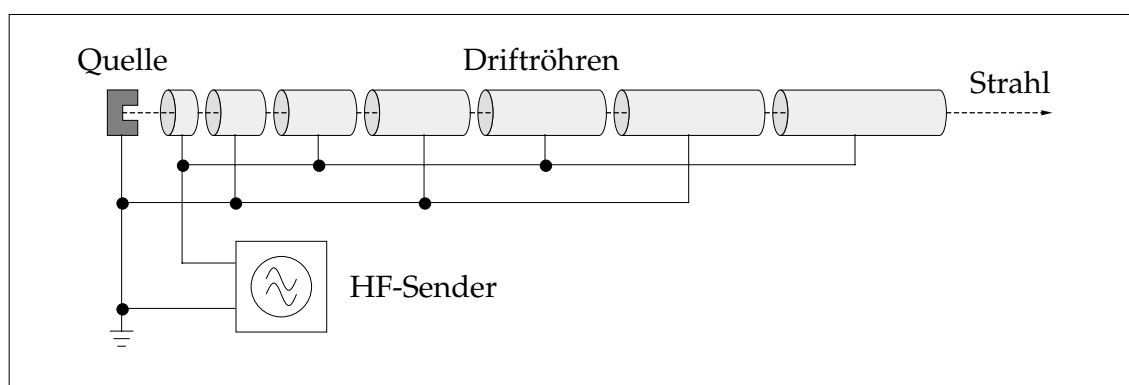


Abbildung 1.1: Beschleuniger nach Wideröe

chen eine Kette von Metallröhren, die abwechselnd mit den beiden Polen eines Hochfrequenz-Senders verbunden sind.

Solange die Teilchen sich im Inneren der Driftröhren befinden, sind sie gegen das elektrische Feld abgeschirmt und driften mit konstanter Geschwindigkeit hindurch. Die Beschleunigung erfolgt jeweils im Spalt zwischen den Driftröhren. Für die geladenen Teilchen aus der Quelle wirkt die Spannung an der ersten Driftröhre während einer

Halbperiode beschleunigend. Während der nächsten Halbperiode driften die Teilchen durch die erste Röhre. Deren Länge ist so bemessen, daß die Teilchen im Spalt zwischen der ersten und der zweiten Röhre wieder beschleunigt werden. Dieser Vorgang wiederholt sich in jedem folgenden Spalt. Gegenüber dem elektrostatischen Beschleuniger multipliziert sich die Beschleunigungsspannung mit der Anzahl der Spalte. Es ist klar, daß mit einer solchen Anordnung keine kontinuierlichen Teilchenstrahlen mehr beschleunigt werden können, sondern nur noch Teilchenpakete. Solange die Teilchengeschwindigkeit klein gegenüber der Lichtgeschwindigkeit ist, werden die Driftröhren mit steigender Teilchenenergie immer länger. Elektronen und Positronen werden bereits bei einer Energie von einigen hundert keV hochrelativistisch, so daß die Länge der Röhren von da an konstant bleibt.

Da Hochfrequenzsender normalerweise keine sehr hohen Spannungen liefern, werden die Driftröhren auf induktiv wirkende Metallstützen in einen kapazitiv wirkenden Tank gestellt. Die Ankopplung an den Sender erfolgt über eine Leiterschleife oder über einen Abgriff an der Metallstütze. Die Anordnung ist so ausgelegt, daß sie eine Resonanz hoher Güte auf der Senderfrequenz hat. Durch die Resonanzüberhöhung steht für die Beschleunigung eine Spannung zur Verfügung, die um den Gütefaktor über der vom Sender gelieferten liegt. Der Gütefaktor liegt dabei in der Größenordnung einige Tausend. Eine solche Struktur wird als Alvarez-Struktur bezeichnet [13:12].

Die obere Grenze für die Beschleunigungsspannung pro Spalt ist durch die Überschlagfestigkeit im Vakuum gegeben. Eine weitere Erhöhung der eingespeisten Leistung würde zu Entladungen im Spalt führen. Sie beginnen an mikroskopischen Spitzen auf der Metalloberfläche und führen zu einer lawinenartigen Vermehrung der Ladungsträger und dadurch zum Zusammenbruch der Beschleunigungsspannung und schließlich zu Materialschäden. Die Überschlagsfeldstärke ist für hohe Frequenzen proportional zu der Frequenz hoch sieben Achtel. Um mit einer vertretbaren Länge des gesamten Linearbeschleunigers auf hohe Teilchenenergien zu kommen, wählt man daher Frequenzen im Mikrowellen-Bereich.

## 1.1 Mikrowellen-Linearbeschleuniger

Die Resonatoren werden mit steigender Frequenz immer kleiner. Sie können zu Hohlraumresonatoren vereinfacht werden. In Abbildung 1.2 ist die Struktur eines einfachen Mikrowellen-Linearbeschleunigers dargestellt.

Die Struktur besteht aus einer Reihe von kreiszylindrischen Hohlraumresonatoren, die über Irisblenden miteinander in Verbindung stehen. Die Irisblenden entsprechen gewissermaßen den Driftröhren in der Alvarez-Struktur. Die Resonatoren werden zu Schwingungen in einer Mode angeregt, die auf der Achse ein ausgeprägtes longitudinales elektrisches Feld hat. Die Einkopplung der HF-Leistung erfolgt nicht, wie beim Widerö-Beschleuniger, für jede einzelne Zelle getrennt, sondern am Anfang einer Kette von mehreren Zellen. Die Zellen sind untereinander über die Löcher in den Irisblende gekoppelt. Den ganzen Kanal kann man sich auch als einen Rundhohlleiter vorstellen, der periodisch mit den Irisblenden belastet ist. Die Irisblenden sind dabei so gewählt, daß die

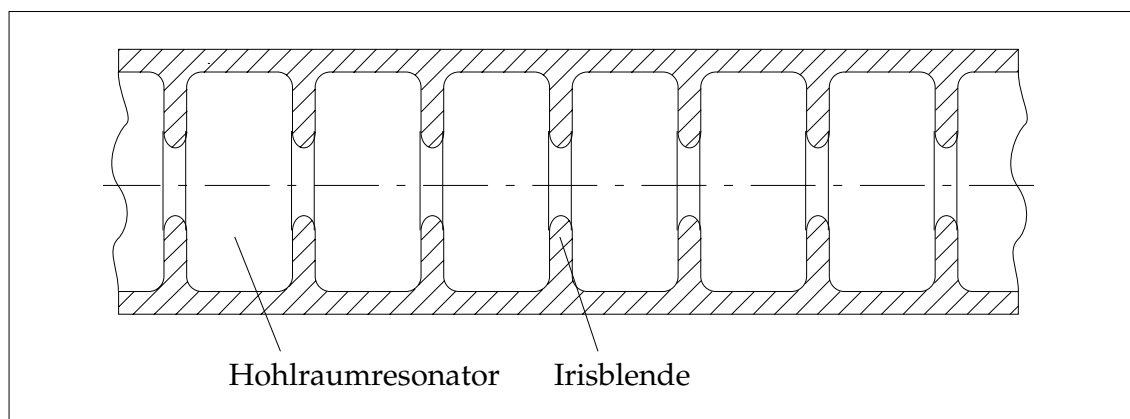


Abbildung 1.2: Querschnitt durch eine einfache Mikrowellen-Linac-Struktur

Phasengeschwindigkeit der beschleunigenden Welle gerade gleich der Teilchengeschwindigkeit ist. Die Teilchen erfahren also in jeder Zelle eine beschleunigende Kraft. Am Ende einer Kette kann die verbleibende HF-Leistung entweder ausgekoppelt und vernichtet oder durch das Fehlen einer Auskopplung reflektiert werden. Im ersten Fall spricht man von einem Laufwellen-Beschleuniger. Im zweiten Fall entsteht durch die Überlagerung aus vorlaufender und rücklaufender Welle eine stehende Welle, man spricht von einem Stehwellen-Beschleuniger.

Ein Nachteil reiner Linearbeschleuniger ist, daß die Teilchen ihre Endenergie nach einmaligem Durchgang der Beschleuniger-Struktur erreicht haben müssen. Für eine hohe Teilchenenergie wird der Beschleuniger sehr lang und damit teuer. In diesem Punkt sind zyklische Beschleunigertypen von Vorteil. Der erste derartige Beschleuniger war das Zyklotron. In ihm werden die geladenen Teilchen durch ein homogenes Magnetfeld auf eine Spiralbahn gezwungen, so daß sie die Beschleunigungsstrecken mehrfach durchlaufen. Beim Racetrack Mikrotron gibt es zwei dieser Magnete. Die Teilchen laufen zwischen beiden Magneten auf geraden Bahnen und werden zwischen den Polschuhen der Magnete auf größer werdenden Radien immer um  $180^\circ$  umgelenkt. Zwischen den beiden Magneten sitzt eine mehrzellige Linearbeschleuniger-Struktur (wie in Abbildung 1.2), die von den Teilchen bei jedem Umlauf einmal durchlaufen wird. Beim Betatron wird das Magnetfeld während der Beschleunigung kontinuierlich erhöht, so daß die Teilchen auf einer Kreisbahn umlaufen. Das entstehende elektrische Wirbelfeld dient gleichzeitig zur Beschleunigung der Teilchen. Beim Synchrotron erfolgt die Ablenkung mit ansteigenden Magnetfeldern in mehreren einzelnen Magneten. Die Beschleunigung erfolgt in einer oder mehreren Linearbeschleuniger-Strukturen.

Die Energie-Grenze für zyklische Elektronen-Positronen-Beschleuniger ist durch die Synchrotronstrahlung gegeben. Die Strahlung entsteht an allen Stellen, an denen der Strahl aus der Geraden abgelenkt wird. Der Energieverlust steigt mit der kinetischen Energie  $W$  der Teilchen steil an. Für einen Kreisbeschleuniger mit dem Radius  $R$  ist der Energieverlust  $\Delta W$  pro Umlauf gegeben durch:

$$\Delta W = \frac{e^2}{3\epsilon_0 m_0 c^3} \cdot \frac{W^4}{R} \quad (1.1)$$

Bei konstantem Energieverlust müßte der Radius  $R$  des Beschleunigers also mit der vierten Potenz der Teilchenenergie ansteigen. Dies ist ab einer Endenergie von etwa 100 GeV technisch und finanziell nicht mehr realisierbar. Für höhere Endenergien werden daher wieder reine Linearbeschleuniger eingesetzt.

Bisher war im Zusammenhang mit Linearbeschleunigern nur von der eigentlichen Beschleunigungsstrecke die Rede. Zu einem modernen Linearbeschleunigerexperiment gehören allerdings noch mehr Bestandteile. Abbildung 1.3 zeigt den prinzipiellen Aufbau

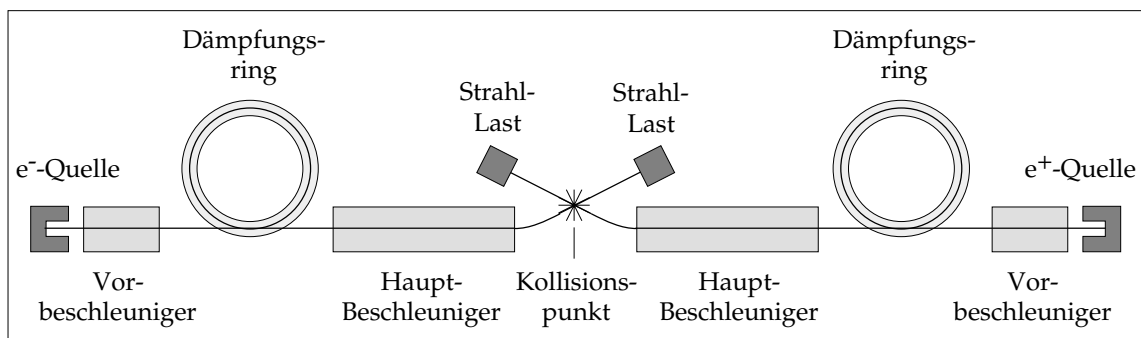


Abbildung 1.3: Prinzipieller Aufbau eines Linearbeschleunigers (nicht maßstabsgerecht)

bau eines Experiments für Kollisionen von Elektronen und Positronen im Schwerpunktsystem. Die Teilchenquellen haben die Aufgabe einen Elektronen- bzw. Positronenstrahl mit möglichst geringer Emittanz zu liefern. Um die Positronen zu erzeugen, ist in der Regel ein kleiner Elektronenbeschleuniger nötig, der hier nicht eingezeichnet wurde. Der Strahl wird bereits im Vorbeschleuniger auf nahezu Lichtgeschwindigkeit gebracht. Die Dämpfungsringe sind verhältnismäßig kleine Speicherringe, in denen die Teilchenpakete einige Millisekunden umlaufen bevor sie in den Hauptbeschleuniger gelangen. Dabei werden die transversalen Betatronschwingungen durch Abstrahlung von Synchrotronstrahlung gedämpft. Dadurch verringert sich der Strahlquerschnitt erheblich und die Luminosität im Kollisionspunkt erhöht sich. Der Hauptbeschleuniger ist bei den heute in Planung befindlichen Linearbeschleunigern etliche Kilometer lang. Bei diesen Projekten werden Endenergien von 500 GeV bis 1 TeV im Schwerpunktsystem angestrebt. Hinter den Hauptbeschleunigern werden die beiden Strahlen noch einmal stark fokussiert und dann im Kollisionspunkt zur Wechselwirkung gebracht. Dabei wird ein Teil der Elektron-Positron-Paare vernichtet und andere Teilchen entstehen. Der größte Teil der Strahlen durchdringt sich jedoch ohne Stöße und muß hinter dem Kollisionspunkt in der Strahllast kontrolliert vernichtet werden um nicht in den gegenüberliegenden Hauptbeschleuniger zu laufen. Daher werden die Strahlen vor dem Kollisionspunkt mit Dipol-Magneten leicht abgelenkt. Der Ablenkwinkel ist in der Abbildung stark übertrieben eingezeichnet. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ausschließlich der Hauptbeschleuniger untersucht.



## 1.2 Kenngrößen einer Linearbeschleuniger-Struktur

In diesem Abschnitt werden einige Größen zur qualitativen und quantitativen Beschreibung von Linearbeschleuniger-Strukturen vorgestellt.

Eine solche Struktur besteht aus einer Reihe von  $N$  rotationssymmetrischen Hohlraumresonatoren. Die einzelnen Resonatoren werden Zellen, die gesamte Struktur Cavity genannt. Jede dieser Zellen kann mit unendlich vielen verschiedenen Moden schwingen. Diese Eigen-Moden sind linear unabhängige Lösungen des Randwertproblems für den Resonator. Sie unterscheiden sich in der elektrischen Feldverteilung  $E(r,\varphi,z)$ , der magnetischen Feldverteilung  $H(r,\varphi,z)$  und in der Eigen-Kreisfrequenz  $\omega_0$ . Die Moden eines Einzelresonators werden in Abschnitt 1.2.1 behandelt.

Die einzelnen Zellen sind über die Blenden miteinander gekoppelt. Durch diese Kopplung wird jede Mode der Einzelzelle in  $N$  Moden für die gesamte Cavity aus  $N$  Zellen aufgespalten. Diese Moden haben jeweils eine charakteristische Feldgeometrie und Eigenfrequenz. Die Moden einer Resonator-kette werden in Abschnitt 1.2.2 behandelt.

Um eine hohe Effektivität der Cavity zu erreichen, macht man sich die Spannungsüberhöhung bei der Anregung mit einer Eigen-Frequenz zu nutze. Das Maß für diese Spannungsüberhöhung ist der Gütefaktor  $Q$  (kurz Güte genannt). Die Güte ist wegen der unterschiedlichen Feldgeometrie für jede Mode unterschiedlich. Die Güte wird in Abschnitt 1.2.3 behandelt.

Für den Wirkungsgrad des Beschleunigers ist entscheidend, wie groß die effektive Beschleunigungsspannung im Verhältnis zur eingespeisten Leistung ist. Die longitudinale Shuntimpedanz  $R_S$  macht hierüber eine Aussage und wird in Abschnitt 1.2.4 behandelt.

Neben den longitudinalen Kräften auf die Teilchen treten in einem Beschleuniger auch transversale Kräfte auf. Diese Kräfte werden durch die Felder höherer Moden in der Cavity verursacht, die vom Teilchenstrahl selbst angeregt werden, wenn er, bedingt durch mechanische Toleranzen oder Betatronschwingungen, eine Ablage gegenüber der elektrischen Achse hat. Die transversalen Kräfte vergrößern die Ablage weiter, so daß es zu einer Verschlechterung der Strahlqualität oder sogar zum Verlust des Strahls kommen kann. Diesen Effekt nennt man "beam-blowup" (BBU) [1:10], [6:173]. Um ihn zu vermeiden müssen die höheren Moden im allgemeinen mit **Higher-Order-Mode-Dämpfern** (kurz HOM-Dämpfern) gedämpft werden. Die transversale Shuntimpedanz  $R_{\perp}$  macht eine Aussage über die effektive transversale Ablenkspannung der jeweiligen Mode in Bezug auf die Leistung und wird in Abschnitt 1.2.6 besprochen.

### 1.2.1 Moden eines Einzelresonators

Um die Moden eines Einzelresonators zu klassifizieren, beschränken wir uns zunächst auf einen kreiszylindrischen Hohlraumresonator. In einem solchen Resonator kann man zunächst zwei verschiedene Typen von Moden unterscheiden. Bei den **transversal-magnetischen** Moden (kurz TM-Moden) hat das Magnetfeld nur transversale Komponenten, bei den **transversal-elektrischen** Moden (kurz TE-Moden) hat das elektrische

Feld nur transversale Komponenten. Um die Ortsabhängigkeit der Felder in Zylinderkoordinaten zu beschreiben wurden drei Indizes eingeführt. Der erste Index  $m$  steht für die Anzahl der Knotenflächen in azimuthaler Richtung. Moden mit  $m=0$  haben monopolarartige Felder, mit  $m=1$  sind sie dipolartig, mit  $m=2$  quadrupolartig, und so weiter. Der zweite Index  $n$  steht für die Anzahl der Knotenflächen in radialer und der Dritte  $p$  für die Anzahl in longitudinaler Richtung.

Für Beschleunigerzwecke werden kreiszylindrische Resonatoren mit einem Durchmesser größer als die 2,03-fache Länge eingesetzt. In diesem Fall ist die Grundmode, das heißt die Mode mit der niedrigsten Eigen-Frequenz, die  $TM_{010}$ -Mode [5:417]. Diese Mode hat ein ausschließlich longitudinales elektrisches Feld mit der größten Amplitude auf der Achse. Ein geladenes Teilchen, das mit der richtigen Eintrittsphase auf der Achse durch den Resonator läuft, erfährt so ein hohes beschleunigendes Feld. Das Magnetfeld ist auf der Achse gleich null. Das Teilchen erfährt daher keine transversale Impulsänderung.

Ein typischer Vertreter der störenden Moden in Beschleunigern ist die dipolartige  $TM_{110}$ -Mode. Das elektrische Feld ist auf der Achse gleich null. Solange alle Teilchen den Resonator auf der Achse passieren, wird sie also nicht angeregt. Außerhalb der Achse steigt jedoch das longitudinale elektrische Feld an. Damit kann die Mode von Teilchen angeregt werden, die schon eine Achsablage haben. Das transversale Magnetfeld ist auf der Achse am stärksten und nimmt nach außen hin zunächst ab. Wenn die Mode durch ein Teilchenpaket mit Achsablage angeregt worden ist, können nachfolgende Teilchenpakete abgelenkt werden.

Genauer zur ablenkenden Wirkung der Moden wird in Abschnitt 1.2.5 und 1.2.6 gesagt werden.

## 1.2.2 Moden einer Resonatorkette

Im Beschleuniger sind jeweils mehrere Resonatoren über Irisblenden miteinander verkoppelt. Koppelt man  $N$  gleiche Oszillatoren miteinander, so spalten sich die Resonanzen jeweils  $N$ -fach auf. Für die Hohlraumresonatoren heißt das, daß jede Mode des Einzelresonators sich in  $N$  Moden der Resonatorkette aufspaltet. Die verschiedenen Moden der Kette unterscheiden sich dabei in ihrer Eigenfrequenz und in der Phasenverschiebung von Zelle zu Zelle. Die Eigenfrequenzen liegen um so weiter auseinander, je stärker die Kopplung zwischen den Zellen ist. Um die Gesetzmäßigkeiten dieser Moden zu verstehen, geht man zunächst von einer verlustfreien Laufwellen-Struktur aus. Die hinlaufende Welle soll dabei am Ende vollständig ausgekoppelt werden. Damit verhält sich die Struktur wie ein Ausschnitt aus einer unendlich langen periodisch belasteten Leitung mit der Periodenlänge  $L$ . Für solche Leitungen sagt das Floquet'sche Theorem, daß die Felder jeweils im Abstand  $L$ , also von Zelle zu Zelle, sich nur durch einen konstanten Phasenfaktor unterscheiden. Wie groß dieser Phasenvorschub  $\phi$  ist, hängt von der Frequenz ab. Ein Diagramm, in dem die Frequenz gegen den Phasenvorschub aufgetragen ist, nennt man Brillouin-Diagramm.

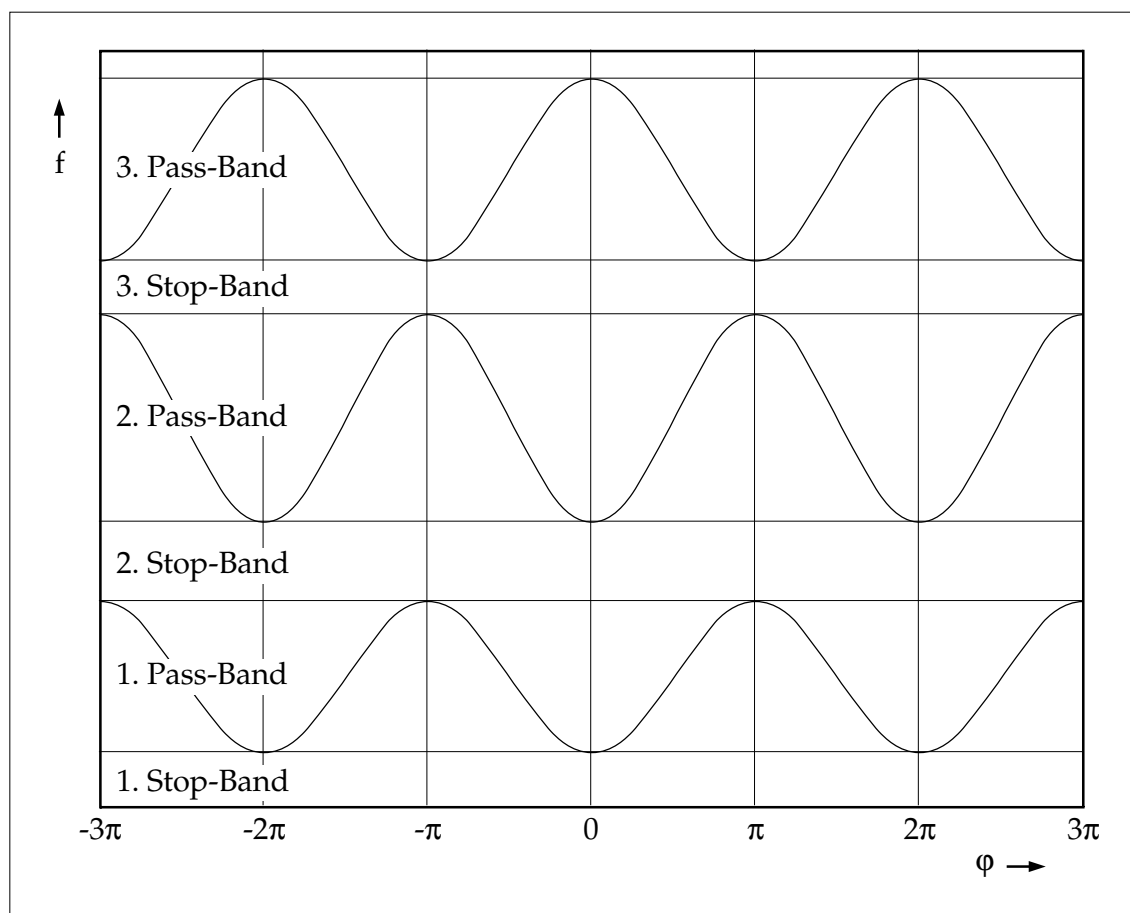


Abbildung 1.4: Brillouin-Diagramm einer periodisch belasteten Leitung

Die Abbildung zeigt ein Brillouin-Diagramm mit drei Moden. Für jede Mode ergibt sich eine kosinusförmige Kurve mit der Periode  $2\pi$ . Auf der Frequenzachse gibt es jeweils einen Durchlaßbereich für jede Mode der Einzelzelle. Dieser Bereich heißt Pass-Band. Zwischen den Moden gibt es Bereiche, in denen kein Energietransport stattfindet, die Stop-Bänder.

Bei Stehwellen-Strukturen fordert die Resonanz-Bedingung, daß das Produkt aus Zellenzahl und Phasenvorschub ein vielfaches von  $\pi$  ist. Daher gibt es hier nur ein diskretes Spektrum innerhalb jedes Pass-Bandes.

$$\varphi_n = n \cdot \frac{\pi}{N} \quad \text{mit} \quad n = 0 \dots N \quad (1.2)$$

Von den  $N+1$  Moden die damit möglich wären gibt es aber tatsächlich nur  $N$ . Je nach dem, ob der Abschluß an den Enden der Kette eine magnetische oder eine elektrische Randbedingung darstellt, fehlt entweder die 0-Mode oder die  $\pi$ -Mode. Die Abbildung 1.5 zeigt das Brillouin-Diagramm für eine neunzellige Kette.

Wegen der Mehrdeutigkeit des Phasenvorschubs zu einer Frequenz wird nur der Bereich von Null bis  $\pi$  eingezeichnet. Dem ersten Pass-Band in dem Diagramm fehlt die 0-Mode, dem Zweiten die  $\pi$ -Mode.

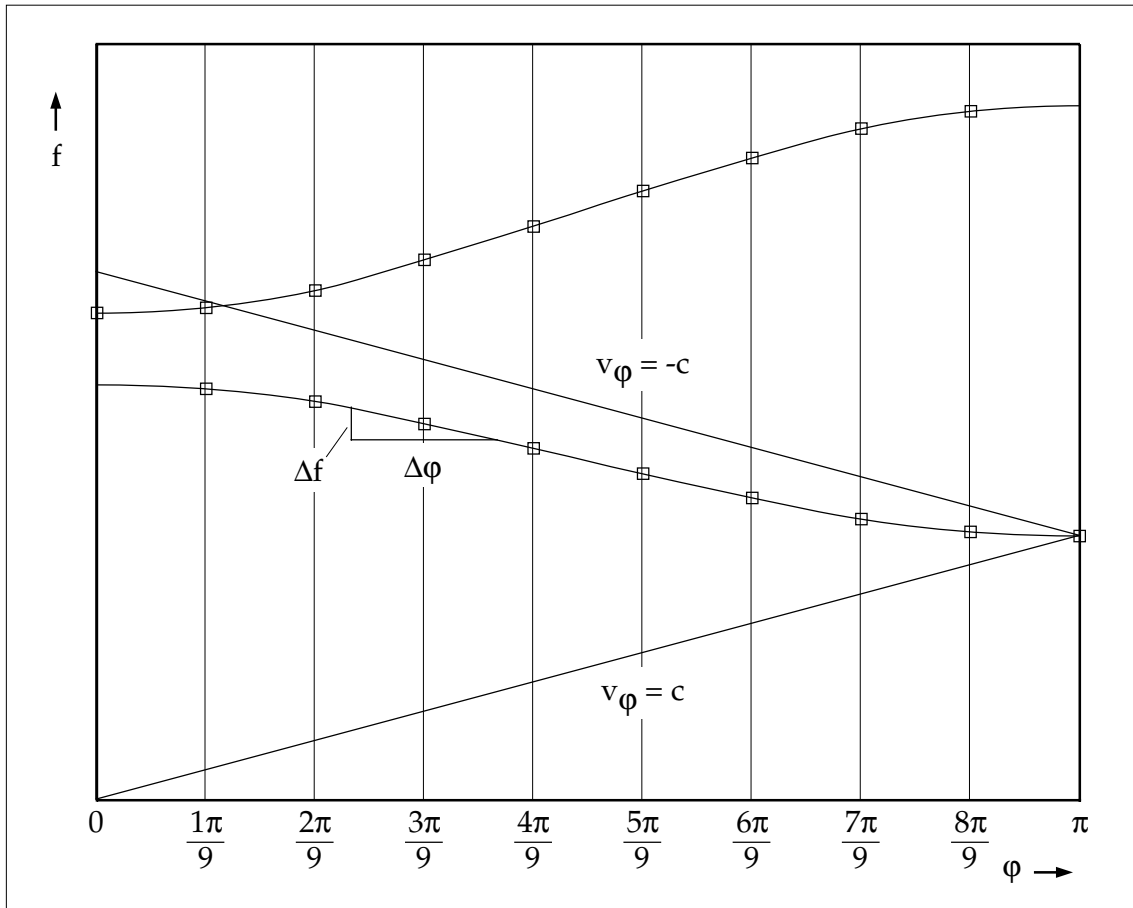


Abbildung 1.5: Brillouin-Diagramm einer neunzelligen Kette mit elektrischen Randbedingungen

Aus dem Brillouin-Diagramm können, neben der Frequenz, als zwei weitere wichtige Informationen die Phasen- und die Gruppengeschwindigkeit der Laufwelle abgelesen werden. Die Phasengeschwindigkeit ist definiert als das Produkt aus Frequenz und Wellenlänge. Das Produkt aus Wellenlänge und Phasenvorschub ist wiederum das  $2\pi$ -fache der Zellenlänge.

$$v_{\varphi} = f \cdot \lambda = 2\pi \cdot L \cdot \frac{f}{\varphi} \quad (1.3)$$

In langen Ketten können nur die Moden Teilchen beschleunigen, die eine Phasengeschwindigkeit gleich der Teilchengeschwindigkeit haben. Bei allen anderen hebt sich die Wirkung über viele Zellen gemittelt gerade auf. In kürzeren Ketten haben auch andere Moden eine Wirkung. Sie ist jedoch auch hier für Teilchengeschwindigkeit gleich Phasengeschwindigkeit am größten. Der quantitative Zusammenhang wird als Transittime-Faktor  $\Lambda$  in Abschnitt 1.2.4 eingeführt. In Elektronen-Positronen-Beschleunigern haben die Teilchen fast Lichtgeschwindigkeit. Daher ist in Abbildung 1.5 eine Gerade mit  $v_{\varphi}=c$  eingezeichnet. Wegen der Periodizität (Abbildung 1.4) kann die Gerade mit  $v_{\varphi}=-c$  in der verkürzten Darstellung um  $2\pi$  verschoben dargestellt werden. In Abbildung 1.5 ist die  $\pi$ -Mode des Monopol-Pass-Bandes die Beschleuniger-Mode. Sie liegt daher auf der  $v_{\varphi}=c$ -Geraden. Bei den Störmoden sind jene besonders gefährlich für den Strahl, die nahe an den Geraden ( $|v_{\varphi}|=c$ ) liegen.

Als zweite Information kann die Gruppengeschwindigkeit aus dem Brillouin-Diagramm abgelesen werden. Die Gruppengeschwindigkeit ist definiert als die Ableitung der Kreisfrequenz nach der Wellenzahl. Die Wellenzahl kann in der Resonator-Kette als der Quotient aus Phasenvorschub und Zellenlänge ausgedrückt werden.

$$v_G = \frac{\partial}{\partial k} \omega(k) = 2\pi \cdot L \cdot \frac{\partial}{\partial \varphi} f(\varphi) \approx 2\pi \cdot L \cdot \frac{\Delta f}{\Delta \varphi} \quad (1.4)$$

Die Ableitung wird gebildet, indem man eine Tangente an die Kurve anlegt und aus der Steigung den Differenzenquotienten ( $\Delta f / \Delta \varphi$ ) bildet.

## 1.2.3 Gütefaktor

Der Gütefaktor ist ein bequemes Maß für die Fähigkeit eines schwingungsfähigen Systems, Energie zu speichern. Die Güte ist definiert als Quotient aus dem  $2\pi$ -fachen der gespeicherten Energie  $W$  im System und dem Energieverlust  $\Delta W$  pro Periode  $T$ . Die Energieverlust pro Periode kann als Quotient aus Verlustleistung  $P_V$  und Frequenz  $f=1/T$  ausgedrückt werden. Die Verlustleistung ist gleich der negativen Ableitung der gespeicherten Energie nach der Zeit.

$$Q = 2\pi \cdot \frac{W}{\Delta W|_T} = 2\pi \cdot f \cdot \frac{W}{P_V} = \omega \cdot \frac{W}{P_V} = \omega \cdot \frac{W}{-\left(\frac{dW}{dt}\right)} \quad (1.5)$$

Diese Definition kann auf alle periodisch schwingenden Systeme angewendet werden, in denen die Verlustleistung proportional zu der gespeicherten Energie ist. Ein Beispiel für ein solches System ist ein Serienschwingkreis, bestehend aus einer Spule  $L$ , einem Kondensator  $C$  und einem Widerstand  $R$ .

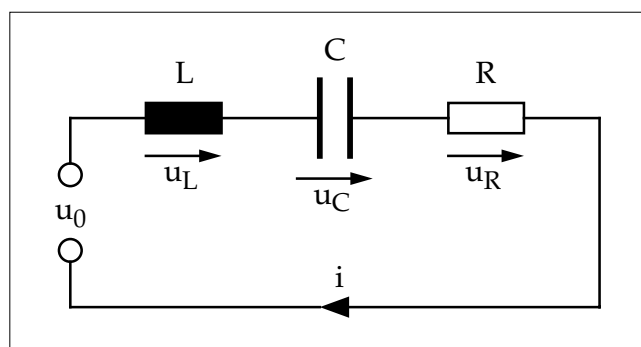


Abbildung 1.6: Serienschwingkreis

Die ideale Spule und der ideale Kondensator sind hier die Energiespeicher, der ideale Widerstand verursacht die Verlustleistung. Die Differentialgleichung für den Strom lautet:

$$L \cdot \frac{d^2}{dt^2} i(t) + R \cdot \frac{d}{dt} i(t) + \frac{1}{C} \cdot i(t) = \frac{d}{dt} u_0(t) \quad (1.6)$$

Wird der Schwingkreis soll von außen mit einer harmonischen Wechselspannung der Amplitude  $U_0$  und Kreisfrequenz  $\omega_0$  angeregt, so lautet die Lösung für den eingeschwungenen Zustand:

$$i(t) = \frac{U_0}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\omega} \cdot L\right)^2}} \cdot \cos\left(\omega t - \arctan\left(\frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\omega} \cdot \frac{L}{R}\right)\right) \quad \text{mit} \quad \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (1.7)$$

In Resonanz pendelt die gespeicherte Energie zwischen der Spule und dem Kondensator hin und her. Die mittlere gespeicherte Energie ist in beiden gleich. Die Güte kann also mit der gespeicherten Energie in der Spule und der Verlustleistung im Widerstand ausgedrückt werden.

$$Q_0 = \omega_0 \cdot \frac{W}{P_V} = \omega_0 \cdot \frac{\frac{I^2}{2} \cdot L}{\frac{I^2}{2} \cdot R} = \omega_0 \cdot \frac{L}{R} = \frac{1}{\omega_0 \cdot RC} \quad (1.8)$$

In dieser Gleichung steht ausschließlich die Verlustleistung innerhalb des Schwingkreises. Wenn der Generator für die externe Anregung keine ideale Spannungsquelle ist, sondern einen Innenwiderstand hat, dann entsteht dort zusätzliche Verlustleistung. Dies trifft zum Beispiel für den angepaßten Port eines Netzwerkanalysators zu. In diesem Fall ist die Güte des gesamten Systems entsprechend niedriger.

$$Q_L = \omega_0 \cdot \frac{L}{R + R_L} = \omega_0 \cdot \frac{W}{P_V + P_{\text{ext}}} \quad (1.9)$$

Diese verringerte Güte bezeichnet man als belastete Güte  $Q_L$ . Sie hängt von der externen Beschaltung und bei Hohlraumresonatoren auch vom Koppelsystem ab. Die Güte in Gleichung (1.8) bezeichnet man als Leerlaufgüte  $Q_0$ . Analog zu Gleichung (1.5) kann über die externe Verlustleistung die externe Güte definiert werden, die den Einfluß der externen Beschaltung beschreibt.

$$Q_{\text{ext}} = \omega_0 \cdot \frac{W}{P_{\text{ext}}}, \quad \frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{\text{ext}}} \quad (1.10)$$

In der Praxis wird die belastete Güte meist mit der -3dB-Methode bestimmt. Der im Rahmen dieser Arbeit verwendete Netzwerkanalysator HP-8753C führt diese Messung automatisch durch. Bei der -3dB-Methode wird die Spannungs-Amplitude bzw. die Feldstärke im Resonator in Abhängigkeit von der Anregungsfrequenz im Bereich der Resonanz aufgenommen. In diesem Diagramm werden die Resonanzfrequenz und die beiden Frequenzen gesucht, bei denen die Amplitude gegenüber der Resonanz-Spitze auf -3dB abgefallen ist. Aus diesen drei Werten wird die Güte berechnet. Aus Gleichung (1.7) erhält man für die beiden -3dB-Punkte die folgenden Ausdrücke.

$$\omega_{-3\text{dB}}^{\text{I}} = \sqrt{\omega_0^2 - \frac{R^2}{L^2} + \frac{R}{L} \sqrt{\omega_0^2 - \frac{R^2}{2 \cdot L^2}}} \quad (1.11.1)$$

$$\omega_{-3\text{dB}}^{\text{II}} = \sqrt{\omega_0^2 - \frac{R^2}{L^2} - \frac{R}{L} \sqrt{\omega_0^2 - \frac{R^2}{2 \cdot L^2}}} \quad (1.11.2)$$

Ersetzt man R und L in den beiden Ausdrücken gemäß Gleichung (1.8) durch die Güte und bildet den Quotienten aus der Resonanzfrequenz  $\omega_0$  und der Differenz der beiden -3dB-Punkte, so erhält man:

$$\frac{\omega_0}{\omega_{-3\text{dB}}^{\text{I}} - \omega_{-3\text{dB}}^{\text{II}}} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{1}{Q^2} + \frac{1}{Q} \sqrt{1 - \frac{1}{2 \cdot Q^2}}} - \sqrt{1 - \frac{1}{Q^2} - \frac{1}{Q} \sqrt{1 - \frac{1}{2 \cdot Q^2}}}} \quad (1.12)$$

Für große Güten ( $Q \rightarrow \infty$ ) geht dieser Ausdruck gegen  $Q$ . Die Auswertung besteht bei der -3dB-Methode aus der Anwendung der linken Seite der Gleichung (1.12) auf die gemessenen Frequenzen.

$$Q_L \approx \frac{\omega_0}{\omega_{-3\text{dB}}^{\text{I}} - \omega_{-3\text{dB}}^{\text{II}}} \quad (1.13)$$

Die -3dB-Methode eignet sich für Güten ab etwa  $Q=50$ . Der Fehler beträgt dabei etwa 1%. Bei  $Q=1000$  beträgt der Fehler nur noch  $5 \cdot 10^{-4}$ . Unterhalb von  $Q=50$  steigt der Fehler stark an. Bei  $Q=5$  beträgt er schon 10%, bei  $Q=2$  sind es 38% und unterhalb von etwa 1,9 gibt es keine -3dB-Punkte mehr. Bei geringen Güten überwiegt jedoch ohnehin das Problem, die drei benötigten Frequenzen überhaupt aufzufinden.

Die Definition in Gleichung (1.5) läßt sich unter anderem auch auf jede Mode eines Hohlraumresonators anwenden. Nur wenn die Resonanzfrequenzen der benachbarten Moden so weit von der betrachteten Mode entfernt sind, daß die Amplituden an den -3dB-Punkten nicht mehr nennenswert beeinflußt werden, kann die -3dB-Methode zur Bestimmung der Güte eingesetzt werden.

## 1.2.4 Longitudinale Shuntimpedanz

Die longitudinale Shuntimpedanz ist ein Maß für die Effektivität, mit der eine bestimmte Mode einer bestimmten Cavity geladene Teilchen beschleunigen kann. Die longitudinale Shuntimpedanz  $R_S$  ist definiert als der Quotient aus dem Quadrat des Energiegewinns  $\Delta W$  eines Teilchens pro Ladung  $q$  und der Verlustleistung  $P_V$  der Cavity, jeweils bezogen auf eine bestimmte Strukturlänge  $L$ . Den Energiegewinn pro Ladung kann man als effektiv durchfallene Potentialdifferenz, also als eine Spannung  $V$  ausdrücken.

$$R_S = \frac{\left( \frac{\Delta W|_L}{q} \right)^2}{P_V|_L} = \frac{(V|_L)^2}{P_V|_L} \quad (1.14)$$

Die Bereichsangabe  $L$  wird künftig der Übersichtlichkeit wegen weggelassen. Die longitudinale Shuntimpedanz hat die Dimension eines Widerstands und die Einheit Ohm. Für eine gegebene Mode kann die durchfallene Spannung als das Integral des longitudinalen elektrischen Feldes über die Bahn ausgedrückt werden. Setzt man voraus, daß die Teilchen annähernd Lichtgeschwindigkeit haben und das E-Feld in der Zeit harmonisch periodisch ist, kann man für Stehwellenstrukturen schreiben:

$$R_S = \frac{V^2}{P_V} = \frac{1}{P_V} \left| \int_0^L E^{\parallel}(s, t(s)) ds \right|^2 = \frac{1}{P_V} \left| \int_0^L E^{\parallel}(s) \cdot e^{\frac{i\omega_0}{c} \cdot s} ds \right|^2 \quad (1.15)$$

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

Die Verlustleistung der Cavity 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.

$$r_s = \frac{R_S}{Q} \quad (1.16)$$

Diese Kenngröße ist nur noch von der Geometrie und nicht mehr vom Wandmaterial abhängig. Sie erlaubt den Vergleich von numerisch berechneten Shuntimpedanzen mit den gemessenen Werten an Cavities mit endlichen Leitwerten der Wände und Kontaktflächen.

In sehr kurzen Strukturen kann die Laufzeit der Teilchen gegenüber der Schwingungsperiode vernachlässigt werden. Die Spannung  $V$  ist dann bei phasenrichtigem Einschluß das Integral der longitudinalen E-Feld-Amplitude über die Bahn, der Laufzeitfaktor entfällt.

$$R'_S = \frac{1}{P_V} \left( \int_0^L E^{\parallel} ds \right)^2 \quad (1.17)$$

Den Quotienten aus  $R_S$  und  $R'_S$  nennt man Laufzeitfaktor  $\Lambda$  (oder transit-time-factor TTF). Er kann aus der Moden-Geometrie berechnet werden.

$$\Lambda = \frac{\left| \int_0^L E^{\parallel}(s) \cdot e^{\frac{i\omega_0}{c} \cdot s} ds \right|}{\left| \int_0^L E^{\parallel}(s) ds \right|} = \sqrt{\frac{R_S}{R'_S}} \quad (1.18)$$

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



## 1.2.5 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 Messung der transversalen Shuntimpedanz auf Messungen der longitudinalen Shuntimpedanz zurückzuführen.

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

$$\Delta\vec{p} = \int_{T_0}^{T_1} \vec{F} dt = \int_0^L \left( \frac{dt}{dz} \vec{F} \right) dz = \int_0^L \frac{q}{v} (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) dz \quad (1.19)$$

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

$$\vec{E} = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{A}, \quad \vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} \quad (1.20)$$

Damit wird aus Gleichung (1.19):

$$\Delta\vec{p} = q \cdot \int_0^L \frac{1}{v} \left( \vec{v} \times (\vec{\nabla} \times \vec{A}) - \frac{\partial}{\partial t} \vec{A} \right) dz \quad (1.21)$$

Für die  $x$ -Komponente gilt:

$$\Delta p_x = q \cdot \int_0^L \frac{1}{v} \left( \vec{v} \times (\vec{\nabla} \times \vec{A}) \right)_x - \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} A_x dz \quad (1.22)$$

Schreibt man das doppelte Kreuzprodukt aus ergibt sich:

$$\Delta p_x = q \cdot \int_0^L \frac{\partial}{\partial x} A_z dz - q \cdot \int_0^L \left( \frac{1}{v} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \right) A_x dz \quad (1.23)$$

Das Vektorpotential-Feld genügt der homogenen Wellengleichung. Deren allgemeine Lösung ist von der Form:

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = f(\vec{r} + \vec{v}_\phi^+ t) + g(\vec{r} + \vec{v}_\phi^- t) \quad (1.24)$$

Das Vektorpotential-Feld ist im Falle der Cavity ein Stehwellen-Feld. Für die resultierende Kraftwirkung auf das Teilchen ist also nur die Teilchengeschwindigkeit verantwortlich. Das totale Zeit-Differential kann man wie folgt ausdrücken.

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + v_x \frac{\partial}{\partial x} + v_y \frac{\partial}{\partial y} + v_z \frac{\partial}{\partial z} \quad (1.25)$$

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

$$\frac{1}{v_z} \frac{d}{dt} = \frac{1}{v_z} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \quad (1.26)$$

Damit vereinfacht sich die Gleichung (1.23) zu:

$$\Delta p_x = q \cdot \int_0^L \frac{\partial}{\partial x} A_z dz - q \cdot \int_0^L \frac{dt}{dz} \frac{d}{dt} A_x dz \quad (1.27)$$

Das zweite Integral wird zu einer einfachen Differenz.

Um auf das elektrische Feld zu kommen, leitet man gemäß Gleichung (1.20.1) die gesamte Gleichung (1.27) nach der Zeit ab.

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta p_x = -q \cdot \int_0^L \frac{\partial}{\partial x} E_z dz + q \cdot (E_x(L) - E_x(0)) \quad (1.28)$$

Die Orte  $z=0$  und  $z=L$  liegen am Rand oder außerhalb der Cavity. 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 durchfallene Spannung  $V$  entlang des Weges  $L$ . Das Produkt mit der Ladung des Teilchens ist der Energiegewinn durch das longitudinale E-Feld entlang dieses Weges.

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta p_x = -\frac{\partial}{\partial x} q V_{z|_0}^L = -\frac{\partial}{\partial x} \Delta W|_0^L \quad (1.29)$$

Analoges kann ab Gleichung (1.22) auch für die Impulsänderung in  $y$ -Richtung abgeleitet werden.

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta p_y = -\frac{\partial}{\partial y} q V_{z|_0}^L = -\frac{\partial}{\partial y} \Delta W|_0^L \quad (1.30)$$

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

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta \vec{p}_\perp = -\vec{\nabla}_\perp \Delta W|_0^L \quad (1.31)$$

Die Gleichung (1.31) ist als das Theorem von Panofsky-Wenzel [9:976], [1:21] bekannt.

Die transversale Impulsänderung des Teilchens kann danach mit der transversalen Änderung des Energiegewinns  $\Delta W$  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 und wirken daher störend. Eine TE-Dipol-Mode in einem kreiszylindrischen Resonator hat kein longitudinales E-Feld und daher auch praktisch keine transversal ablenkende Wirkung. In einer mehrzelligen Cavity haben jedoch wegen der Blenden-Felder auch die TE-artigen Dipol-Moden eine ablageabhängige longitudinale E-Feld-Komponente und kommen daher als Störmoden in Frage.

## 1.2.6 Transversale Shuntimpedanz

Die transversale Shuntimpedanz macht eine Aussage über die radiale Ablenkung eines hochrelativistischen Teilchens bei der Durchquerung einer Cavity, die zu Schwingungen mit einer Dipolmode angeregt wird; die Definition ist:

$$R_{\perp} = \frac{\left( \frac{c \cdot \Delta p_{\perp}}{q} \right)^2}{P_V} \quad (1.32)$$

Die Definition ist der Gleichung (1.14) für die longitudinale Shuntimpedanz sehr ähnlich. An die Stelle des Energiegewinns durch die longitudinale Beschleunigung tritt hier das Produkt aus Teilchengeschwindigkeit und transversaler Impulsänderung, welches ebenfalls die Dimension einer Energie hat. Die transversale Shuntimpedanz hat die Dimension eines Widerstands und die Einheit Ohm.

Für TM<sub>11</sub>-artige Moden in kreiszylindrischen Resonatoren kann man mit Hilfe des Theorems von Panofsky-Wenzel zeigen, daß in der Nähe der Achse das Verhältnis von longitudinalem Impulsgewinn  $\Delta p_{\parallel}$  zu transversalem Impulsgewinn  $\Delta p_{\perp}$  gleich dem Produkt aus Wellenzahl  $k$  und radialer Ablage  $r$  ist [1:26].

$$\frac{\Delta p_{\parallel}}{\Delta p_{\perp}} = k \cdot r \quad (1.33)$$

Bei einer radialen Ablage von  $1/k$  sind die transversale und longitudinale Impulsänderung gerade gleich. Da das Produkt aus longitudinalem Impulsgewinn und der Lichtgeschwindigkeit für hochrelativistische Teilchen gleich dem Energiegewinn ist, geht für die Ablage  $r=1/k$  die Gleichung (1.32) in die Definition der longitudinalen Shuntimpedanz über. Bei dieser Ablage sind also longitudinale und transversale Shuntimpedanz gleich.

$$R_{\perp} \left( \frac{1}{k} \right) = R_{\parallel} \left( \frac{1}{k} \right) = \frac{\left( \frac{\Delta W_{1/k}}{q} \right)^2}{P_V} \quad (1.34)$$

Mit dieser Gleichung kann auch die transversale Shuntimpedanz  $R'_S$  für kurze Strukturen eingeführt werden. Analog zu Gleichung (1.18) gilt:

$$R_{\perp} = \Lambda^2 \cdot R'_{\perp} \quad (1.35)$$

Auch die Gleichung (1.16) kann direkt auf die transversale Shuntimpedanz übertragen werden.

$$r_{\perp} = \frac{R_{\perp}}{Q} \quad (1.36)$$

Damit steht auch hier eine Kenngröße der Geometrie zur Verfügung, die es erlaubt, die gemessenen Werte mit den Numerischen zu vergleichen.

## 2 Die TESLA-Struktur

TESLA ist eine Abkürzung für "Tera Electron Volts Superconducting Linear Accelerator". TESLA ist ein in Planung befindlicher Elektronen Positronen Linearbeschleuniger. Er soll in der ersten Ausbaustufe (TESLA 500) eine Kollisionsenergie von 500 GeV im Schwerpunktsystem zur Verfügung stellen. Ein weiterer Ausbau auf 1 TeV (TESLA 1000) ist vorgesehen. Mit einer Energie von 500 GeV bietet TESLA 500 die Möglichkeit zur Untersuchung des Top-Quarks durch Erzeugung von Quark-Antiquark-Paaren. Weiterhin birgt er das Potential für den Nachweis des Higgs-Teilchens.

### 2.1 TESLA 500

Der Hauptbeschleuniger ist eine supraleitende Stehwellenstruktur mit einer relativ niedrigen Beschleuniger-Frequenz von 1,3 GHz. Die supraleitenden Cavities haben eine sehr hohe Güte und geringe Wandverluste. Die geringen Wandverluste ermöglichen eine Struktur mit großem Blendendurchmesser und damit geringen Wake-Feld-Problemen. Die hohe Güte führt bei gegebenem E-Feld-Gradienten zu einem relativ geringen Bedarf an Mikrowellenleistung. Damit, zusammen mit der niedrigen Frequenz, werden die Klystrone verhältnismäßig einfach und preisgünstig und der Energiebedarf der Anlage für diesen Posten sinkt. Demgegenüber steht die notwendige zweistufige kryostatische Kühlung mit ihren Kosten und Energiebedarf. In der folgenden Tabelle sind einige wichtige Parameter für TESLA 500 zusammengestellt [10].

Parameter	Wert	Einheit
Kollisionsenergie	500	GeV
Endenergie pro Linac	250	GeV
Strukturlänge gesamt	20	km
Zellen/Cavity	9	
Cavities gesamt	20224	
Klystrons gesamt	1264	
Pulsleistung pro Klystron	3,25	MW
Beschleuniger-Mode	TM <sub>010</sub> - $\pi$	
Beschleuniger-Frequenz	1,3	GHz
RS/Q pro Cavity	940	$\Omega$
E-Feld-Gradient	25	MV/m
Länge eines HF-Impulses	1	$\mu$ s
Wiederholfrequenz	10	Hz
Teilchen/Paket	$5,14 \cdot 10^{10}$	
Pakete/HF-Impuls	800	
Luminosität mit Pinch-Effekt	$6,1 \cdot 10^{33}$	1/cm <sup>2</sup> s

Tabelle 2.1: Einige Parameter des TESLA 500 Projekts

Jeder Linac besteht also aus 10112 gleichen Cavities, jede Cavity aus neun Zellen. Die supraleitenden Cavities werden und wird aus Niob gefertigt. Um die Betriebstemperatur von 2 K zu erzeugen, werden die Cavities in zweistufige Kryostaten gebracht. Der äußere Kryostat wird mit Stickstoff der Innere mit Helium betrieben. Die Kühllast pro Cavity im 2 K-Kryostaten beträgt 2,8 W. Am Rand der Strahlrohre, welche die Cavities miteinander verbinden, befindet sich jeweils ein HOM-Dämpfer für die unterschiedlichen Polarisierungen der HOM's. An einem Strahlrohr ist der Einkoppler für die Hochfrequenz angebracht.

## 2.2 Geometrie der TESLA-Struktur

Die im Rahmen dieser Arbeit vermessene Cavity ist ein Modell einer Tesla-Cavity mit gleichen Maßen, jedoch normalleitend aus Kupfer. Die Ergebnisse können anhand der unterschiedlichen Güte auf das Original übertragen werden. Das Modell hat noch keine HOM-Dämpfer und keinen Einkoppler. Für die Messungen wurden zwei Strahlrohre mit einem Innendurchmesser von 78 mm angebracht.

Die vermessene Cavity besteht aus sieben gleichen Zellen in der Mitte und zwei gleichen Zellen an den Enden. Die Zellen weichen von der in Kapitel 1 beschriebenen Struktur aus einfachen kreiszylindrischen Resonatoren ab. Die Zellen sind zwar rotationssymmetrisch, der Umriß besteht aber nacheinander aus einem Ellipsenbogen einem Geradenstück, einem Kreisbogen, einem Geradenstück und wieder einem Ellipsenbogen.

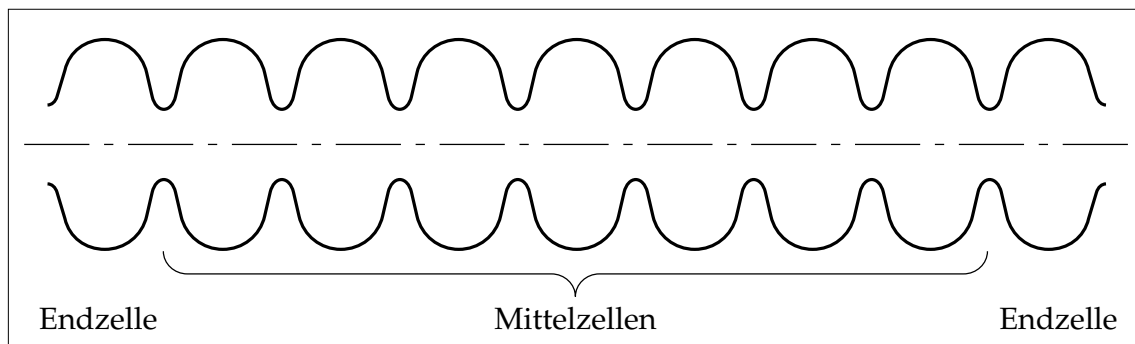


Abbildung 2.1: Querschnitt durch eine TESLA-Cavity

Die Mittelzellen sind symmetrisch zu ihrer Mittelebene, die Endzellen asymmetrisch. Die Endzellen sind gegenüber den anderen Zellen so verändert, daß sich, trotz der unterschiedlichen Randbedingung durch die Strahlrohre an den Endzellen, eine flache Beschleuniger-Mode ausbildet. Die beiden folgenden Zeichnungen zeigen die Geometrie in der TESLA-Cavity.

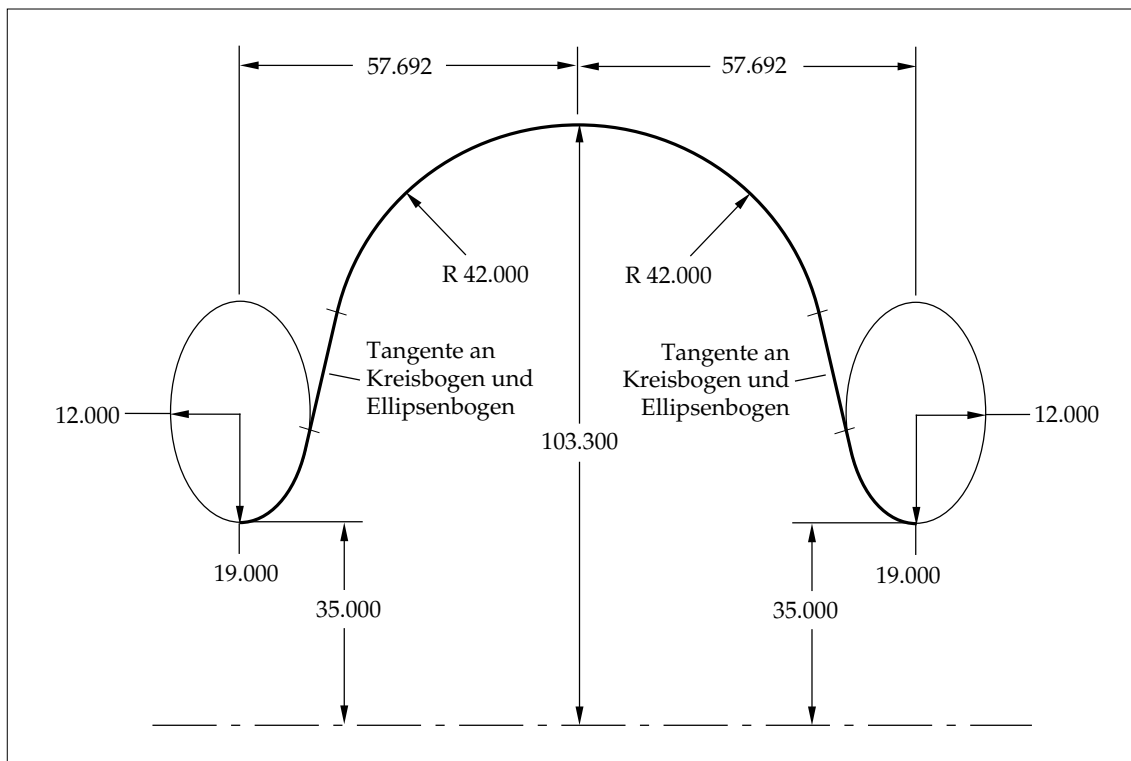


Abbildung 2.2: Geometrie der Mittelzellen

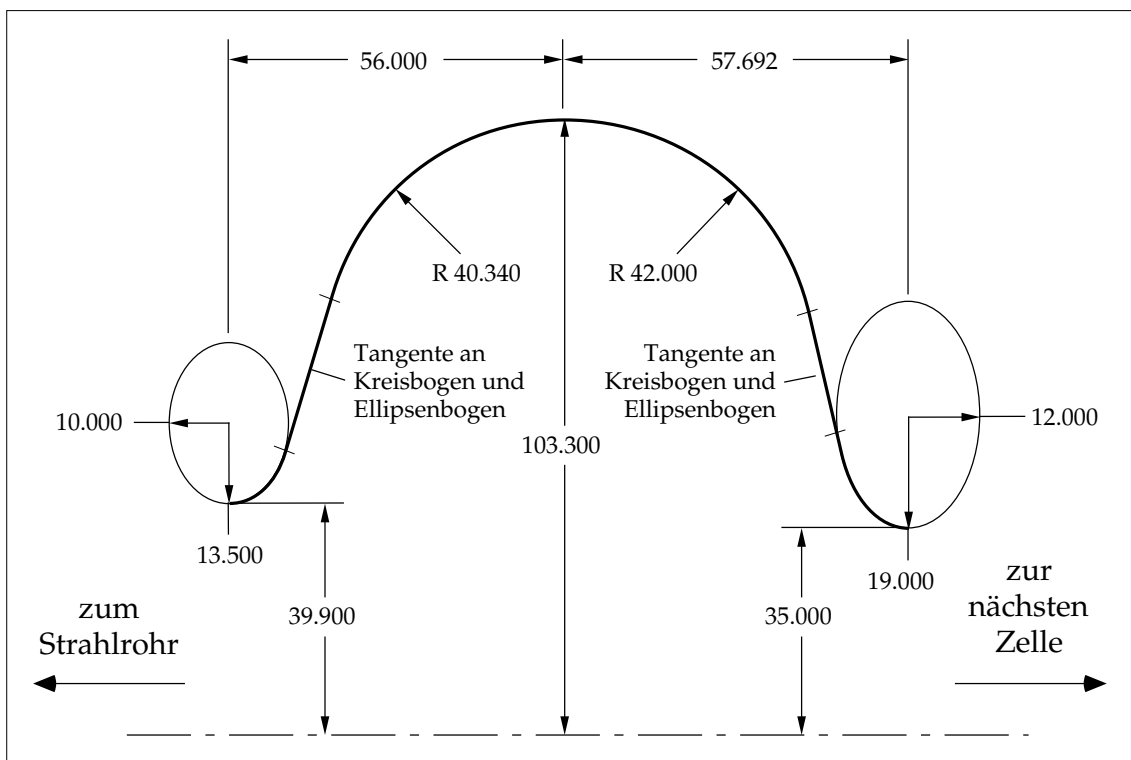


Abbildung 2.3: Geometrie der Endzellen





## 3 MAFIA-Rechnungen

In diesem Kapitel werden einige numerische Feldberechnungen mit dem Programm MAFIA {4} vorgestellt. Um einen Eindruck von der Modengeometrie in der Tesla-Cavity zu bekommen, werden zunächst die ersten Moden einer einzelnen Zelle berechnet und als Feldbilder dargestellt. Danach werden die  $TM_{01}$ -Moden und die Moden der ersten beiden Dipol-Pass-Bänder berechnet. Neben einer Darstellung der Modengeometrie als Feldbilder werden für diese Moden auch die Güten, Shuntimpedanzen und Transittime-Faktoren berechnet. Hierzu werden zum Teil zusätzliche Programme verwendet.

### 3.1 MAFIA

MAFIA ist eine Abkürzung für “Solutions of Maxwell’s Equations using Finite Integration Algorithm”. MAFIA ist ein Paket aus mehreren einzelnen Programm-Modulen zur numerischen Lösung der Maxwell-Gleichungen in Hohlräumen bei Anwesenheit beliebiger Materialverteilungen. In diesem Abschnitt werden die Module kurz beschrieben, die für die Berechnungen im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurden.

Am Anfang jeder Rechnung steht die Diskretisierung des kontinuierlichen Randwertproblems der Maxwell-Gleichungen [12:245]. Dies ist die Aufgabe des Maschengenerators (M). Als erstes wird im Maschengenerator das Koordinatensystem festgelegt. MAFIA kann mit kartesischen Koordinaten oder Zylinderkoordinaten umgehen. Bei Zylinderkoordinaten wird vorausgesetzt, daß es sich um ein rotationssymmetrisches Problem handelt. Auf Grund der Symmetrie können solche Probleme zweidimensional gerechnet werden. Probleme ohne Rotationssymmetrie müssen mit entsprechend größerem Aufwand an Rechenzeit und Speicherplatz in dreidimensionalen kartesischen Koordinaten gerechnet werden. MAFIA benutzt ein rechteckiges Gitter um die Maxwell-Gleichungen zu diskretisieren. Die Maschenweite kann dabei von Spalte zu Spalte und von Reihe zu Reihe variieren. Die Position der Spalten und Reihen wird dem Maschengenerator vorgegeben. Die Definition der Materialverteilung erfolgt in Form von einfachen geometrischen Figuren. MAFIA kennt unter anderem Geradenstücke, Kreis- und Ellipsenbögen und deren Rotationskörper. Um einen Hohlraumresonator zu definieren, füllt man zunächst das gesamte Maschenvolumen mit idealleitendem Material und definiert anschließend die Hohlräume als Vakuum. Die Feldverteilung wird in MAFIA als Matrix gespeichert. Der Maschengenerator erzeugt aus der vorgegebenen Geometrie eine Matrix, welche die Verknüpfung der Feld-Matrizen durch die Maxwell-Gleichungen und die Randbedingungen repräsentiert. Die Materialverteilung wird dabei durch horizontale, vertikale und diagonale Elemente angenähert.

Die Annahme bestimmter diskreter Schwingungs-Moden macht aus dem generellen Randwertproblem ein Eigenwertproblem. Das Modul R erzeugt die entsprechende Matrix hierzu. Da die Moden in einer rotationssymmetrischen Geometrie nicht unbedingt rotationssymmetrisch sein müssen, braucht das Modul R, um zweidimensional rechnen zu können, zusätzliche Information über die azimuthale Abhängigkeit der gesuchten Moden. MAFIA besitzt die Möglichkeit eine azimuthale Abhängigkeit der

Form  $\cos(n \cdot \phi)$  vorzugeben. Hierbei ist  $\phi$  der Azimut-Winkel und  $n$  eine natürliche Zahl. Für Monopol-Moden ist  $n=0$ , für Dipol-Moden ist  $n=1$ , für Quadrupol-Moden ist  $n=2$ , und so weiter.

Das Modul E enthält die eigentliche Eigenwert- und Eigenvektor-Suche. Um einen Eigenvektor zu finden, wird zunächst mit einem Zufallsgenerator eine Feldverteilung erzeugt. Aus diesem Vektor wird dann durch Anwendung der Matrix iterativ der erste Eigenvektor gewonnen. Aus dem ersten Eigenvektor und der Matrix wird eine Matrix erzeugt, deren Eigenwert zum ersten Eigenvektor Null ist. Mit dieser Matrix wird das ganze Verfahren wiederholt, um den nächsten Eigenvektor zu finden. Die Anzahl der gesuchten Moden wird dem Programm vorgegeben.

Das letzte Modul in der Reihe ist der Post-Prozessor (P). Er hat die Aufgabe die Ergebnisse als Feldbilder oder Tabellen auszugeben und weitere Berechnungen mit ihnen durchzuführen. Zu den Berechnungen gehören im wesentlichen Linienintegrale entlang der Symmetrieachse und Integration über die Materialoberfläche und das Hohlraumvolumen. Die Integration über die Materialoberfläche dient der Bestimmung der Verlustleistung durch Wandverluste bei einer gegebenen Feldverteilung. Mit der Integration über das Hohlraumvolumen wird die gespeicherte Energie im Resonator berechnet. Aus diesen beiden Angaben, zusammen mit der Eigenfrequenz, kann die Güte berechnet werden. Mit dem Linienintegral des E-Feldes entlang der Achse kann die effektiv durchfallene Spannung für ein Teilchen bestimmt werden, das sich mit einer vorzugebenden Geschwindigkeit durch den Resonator bewegt. Mit diesen Angaben kann die longitudinale Shuntimpedanz einer Mode berechnet werden. Bei der Integration berücksichtigt MAFIA den Phasenfaktor gemäß Gleichung (1.15). Die Multiplikation mit dem Phasenfaktor kann leider nicht abgeschaltet werden. Eine Berechnung der longitudinalen Shuntimpedanz ohne Phasenfaktor gemäß Gleichung (1.17) ist mit dem Post-Prozessor daher nicht möglich.

## 3.2 Moden einer Einzelzelle

Die Mittelzellen der TESLA-Cavity sind rotationssymmetrisch und symmetrisch bezüglich ihrer Mittelebene. Aufgrund der Symmetrie könnte die Einzelzelle zweidimensional als Viertel-Geometrie gerechnet werden. Dieses Vorgehen spart Speicherplatz und hauptsächlich Rechenzeit. Die Einzelzelle wurde dennoch dreidimensional als Vollgeometrie gerechnet, um eine übersichtliche Darstellung der Felder zu erhalten. An den Enden der Cavity wurde eine elektrische Randbedingung vorgegeben. Die Enden sind also elektrisch leitend. Die Berechnung erfolgte mit einem relativ groben Raster von 3 mm. Dies ist ausreichend für die Darstellung der Modengeometrie, die erhaltenen Frequenzangaben sollten jedoch nicht weiter verwertet werden. Die folgenden Abbildungen zeigen die elektrischen und magnetischen Felder der verschiedenen Moden sortiert nach der Eigenfrequenz in zwei verschiedenen Schnitten. Bei den MAFIA-Feldd Bildern zeigen Pfeile die Feldkomponente parallel zu der Zeichenebene an. Die Kreise stehen für die Feldkomponente senkrecht zur Zeichenebene. Die Richtung eines Pfeiles zeigt die Richtung des Feldes, seine Länge die Amplitude an. Die Werte beziehen sich auf den

Punkt am Anfang des Pfeiles. Die Kreise mit Punkt in der Mitte stehen für die Richtung aus der Zeichenebene heraus, die Kreise mit Kreuzen für in die Zeichenebene hinein. Der Durchmesser der Kreise steht für die Amplitude. Die erste Mode ist die  $TM_{010}$ -Mode.

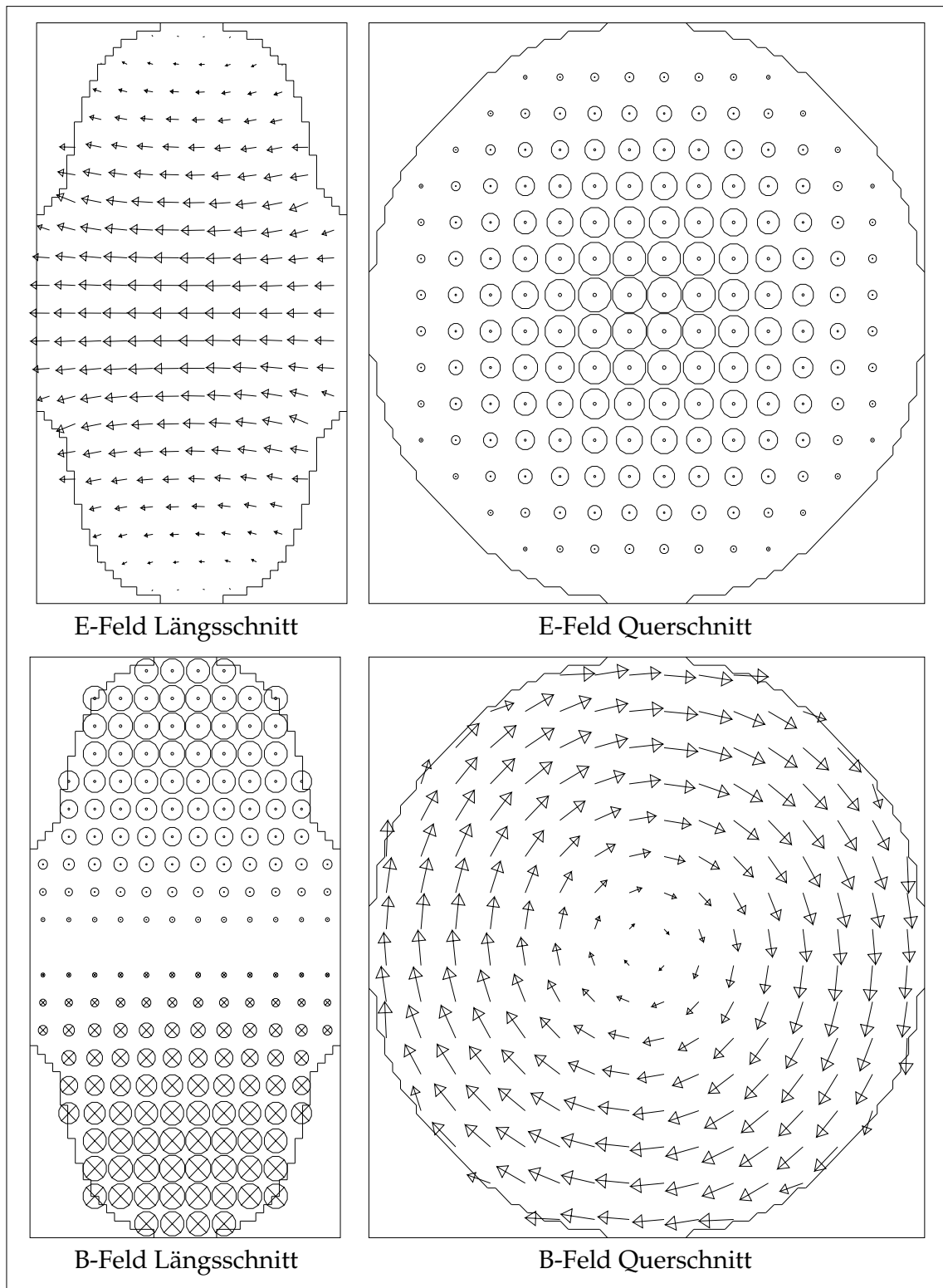


Abbildung 3.1:  $TM_{010}$ -Mode in einer TESLA-Mittelzelle

Die  $TM_{010}$ -Mode ist rotationssymmetrisch. Das elektrische Feld ist rein longitudinal, das magnetische ausschließlich transversal. Auf der Symmetrieachse hat das E-Feld sein Maximum und nimmt in Achsnähe nur langsam ab. Ein Teilchen, das sich entlang dieser Achse durch die Zelle bewegt, erhält damit die maximale Beschleunigung und wird nach dem Theorem von Panofsky und Wenzel nicht abgelenkt.

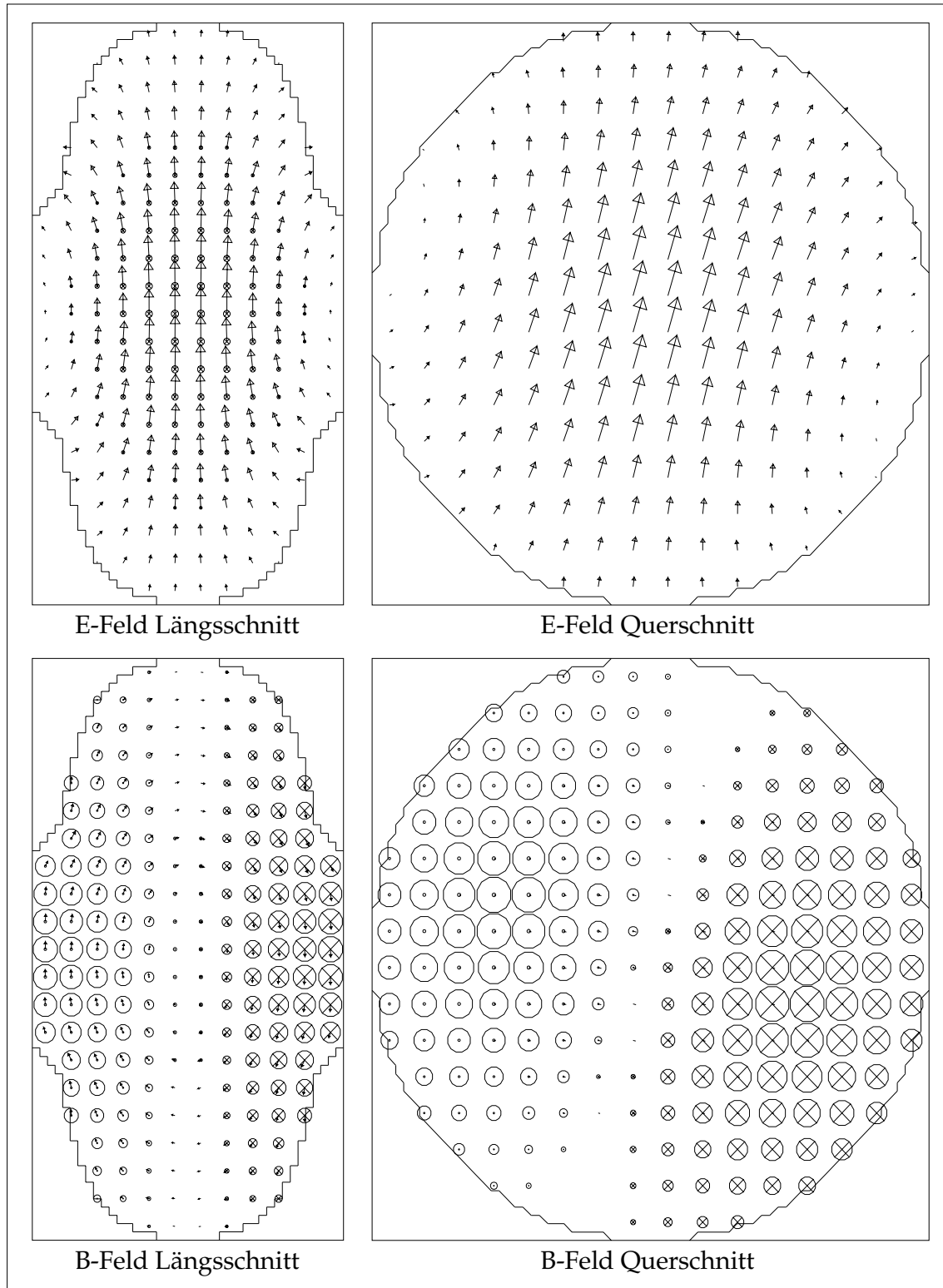


Abbildung 3.2:  $TE_{111}$ -Mode in einer TESLA-Mittelzelle

In einem kreiszylindrischen Resonator ist das E-Feld der  $TE_{111}$ -Mode rein transversal. Das B-Feld hat sowohl eine longitudinale als auch eine transversale Komponente. Da bei der Tesla-Geometrie die Mantelfläche nicht kreiszylindrisch ist hat das E-Feld hier auch eine longitudinale Komponente. Die Dipol-Moden sind nicht rotationssymmetrisch son-

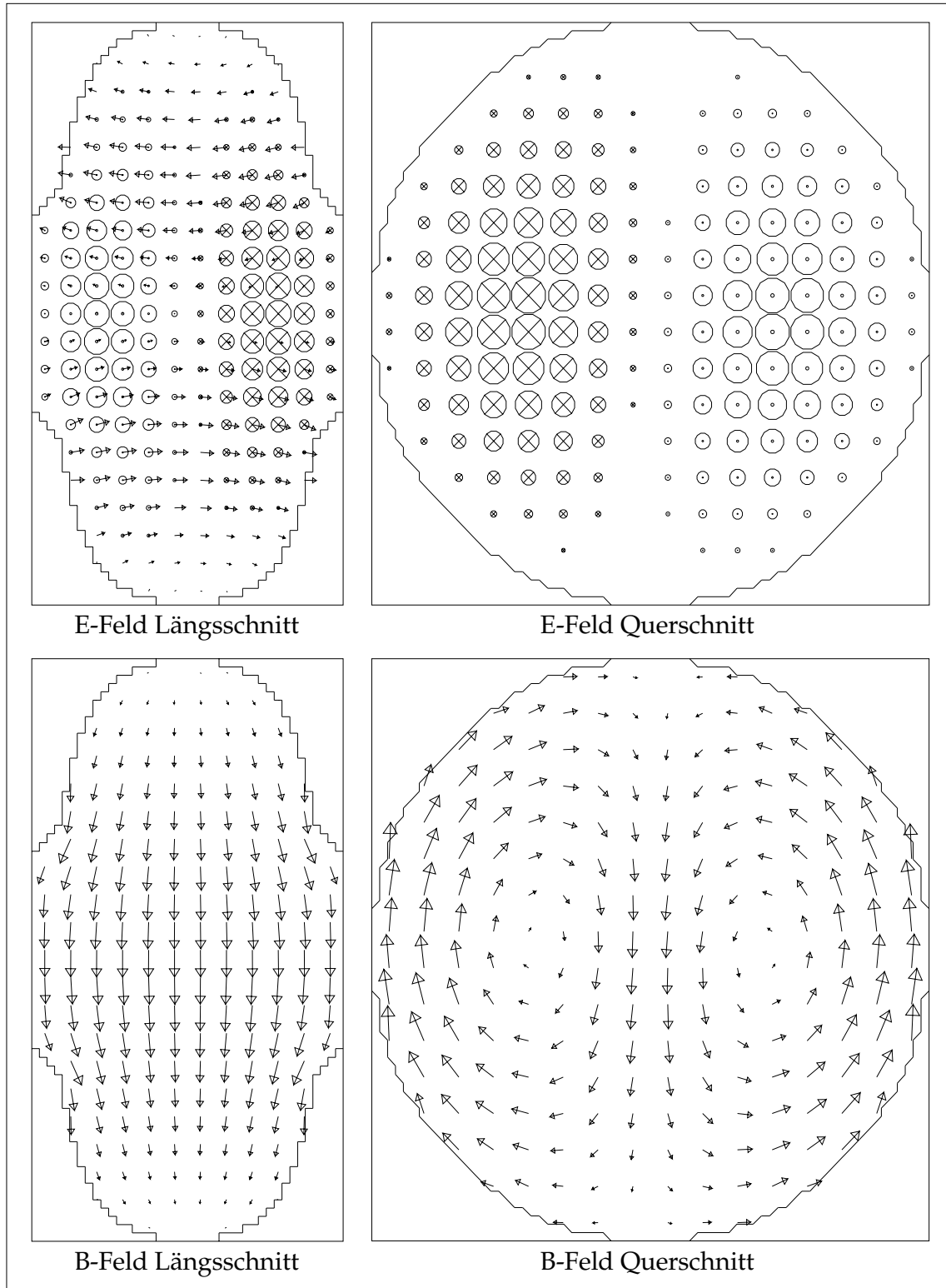


Abbildung 3.3:  $TM_{110}$ -Mode in einer TESLA-Mittelzelle

dem haben in azimuthaler Richtung zwei gegenüberliegende Feldmaxima mit unterschiedlichen Vorzeichen. Die Richtung der Maxima ist aus Symmetriegründen beliebig und wird Polarisationsrichtung genannt. Die magnetische Polarisationsrichtung ist gegenüber der elektrischen Polarisationsrichtung um  $90^\circ$  gedreht. Bei der Darstellung

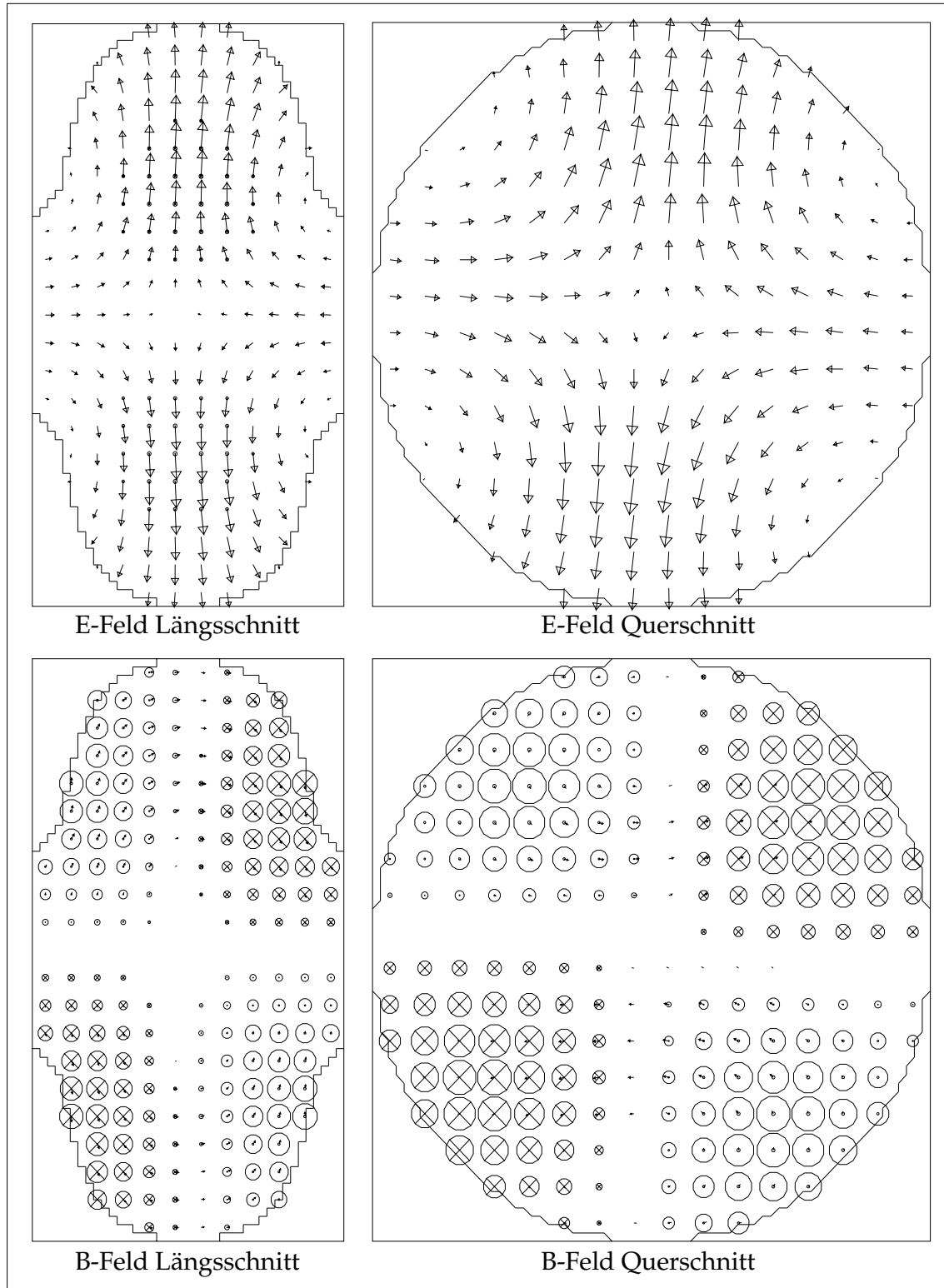


Abbildung 3.4:  $TE_{211}$ -Mode in einer TESLA-Mittelzelle

der Felddbilder in MAFIA kann leider die azimutale Richtung der Schnitte nicht angegeben werden. Die Darstellung des E-Feldes im Längsschnitt erfolgt daher nicht parallel zur elektrischen Polarisationsrichtung. Auf der Achse gibt es kein longitudinales E-Feld. Ein auf der Achse durch die Zelle fallendes Teilchen wird daher nicht beschleunigt. Die Feldstärke der longitudinalen E-Feld-Komponente ist in Achsnähe in der elektrischen Polarisationsrichtung vom radialen Achsabstand abhängig. Nach dem Theorem von Panofsky und Wenzel wirkt die Mode für das Teilchen daher transversal ablenkend.

Die TM<sub>110</sub>-Mode hat auch im kreiszylindrischen Resonator eine ausgeprägte ablageabhängige longitudinale E-Feld-Komponente und wirkt daher für Teilchen auf der Achse transversal ablenkend. Die Mode hat auf der Achse kein longitudinales E-Feld, wirkt also ebenfalls nicht beschleunigend. Das B-Feld ist im kreiszylindrischen Resonator rein transversal. In der TESLA-Zelle ist auch eine longitudinale Komponente vorhanden.

Die Quadrupol-Moden haben in azimutaler Richtung vier Feldmaxima. Die Gegenüberliegenden haben das gleiche, die Anderen das umgekehrte Vorzeichen. In Achsnähe ist die Gesamtwirkung des E-Feldes nahezu Null. Für Teilchen auf der Achse hat die Mode daher weder beschleunigende noch ablenkende Wirkung. Teilchen die bereits eine Achsablage haben, können jedoch abgelenkt werden. Die Quadrupol-Moden kommen also nur bedingt als Störmoden in Frage und werden im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter untersucht.

Durch die Kopplung von neun Einzelzellen zu einer TESLA-Cavity wird, wie in Abschnitt 1.2.2 beschrieben, jede Mode des Einzelresonators zu einem Pass-Band aus neun Moden der Resonator-Kette aufgespalten. Für die Moden der ersten drei Pass-Bänder, welche aus der TM<sub>010</sub>-, der TE<sub>111</sub>- und der TM<sub>110</sub>-Mode entstehen, wurden mit MAFIA Felddbilder und die in Kapitel 1 aufgeführten Resonator-Kenngrößen bestimmt. In den folgenden drei Abschnitten werden diese Rechnungen vorgestellt.

### 3.3 TM<sub>01</sub>-Pass-Band des Neunzelllers

Im Gegensatz zu der Berechnung der Einzelzelle im letzten Abschnitt erfolgt die Berechnung des Neunzelllers zweidimensional. Die Rotationssymmetrie der Monopol-Moden wird MAFIA dabei vorgegeben. Die TESLA-Cavity ist weiterhin symmetrisch bezüglich der Mittelebene senkrecht zur Achse, es ist daher ausreichend, die halbe Cavity zu berechnen. Bei Moden mit einem ungeraden Phasenvorschub pro Zelle in Einheiten von  $\pi/9$  ist das longitudinale E-Feld auf dieser Symmetrieebene maximal, bei geradem Phasenvorschub Null. Der erste Fall entspricht einer elektrischen Randbedingung auf dieser Ebene, der Zweite einer magnetischen. Um alle Moden zu erhalten, muß daher die Rechnung einmal mit elektrischer und einmal mit magnetischer Randbedingung ausgeführt werden. Die Rechnung erfolgte mit einer Rasterweite von etwa 1,5 mm in beiden Richtungen. Das Raster wurde so gewählt, daß die Endpunkte der Geradenstücke, Ellipsen- und Kreisbögen, mit denen der Umriß der Geometrie beschrieben wird, auf Rasterpunkten liegen. Diese Wahl verbessert erheblich die Rechengenauigkeit von MAFIA. Die Berechnung erfolgte mit Strahlrohr am Ende der letzten Zelle. Da die Resonanzfrequenzen der Monopol-Moden deutlich unter der Cut-Off-Frequenz des Strahlrohrs liegen,

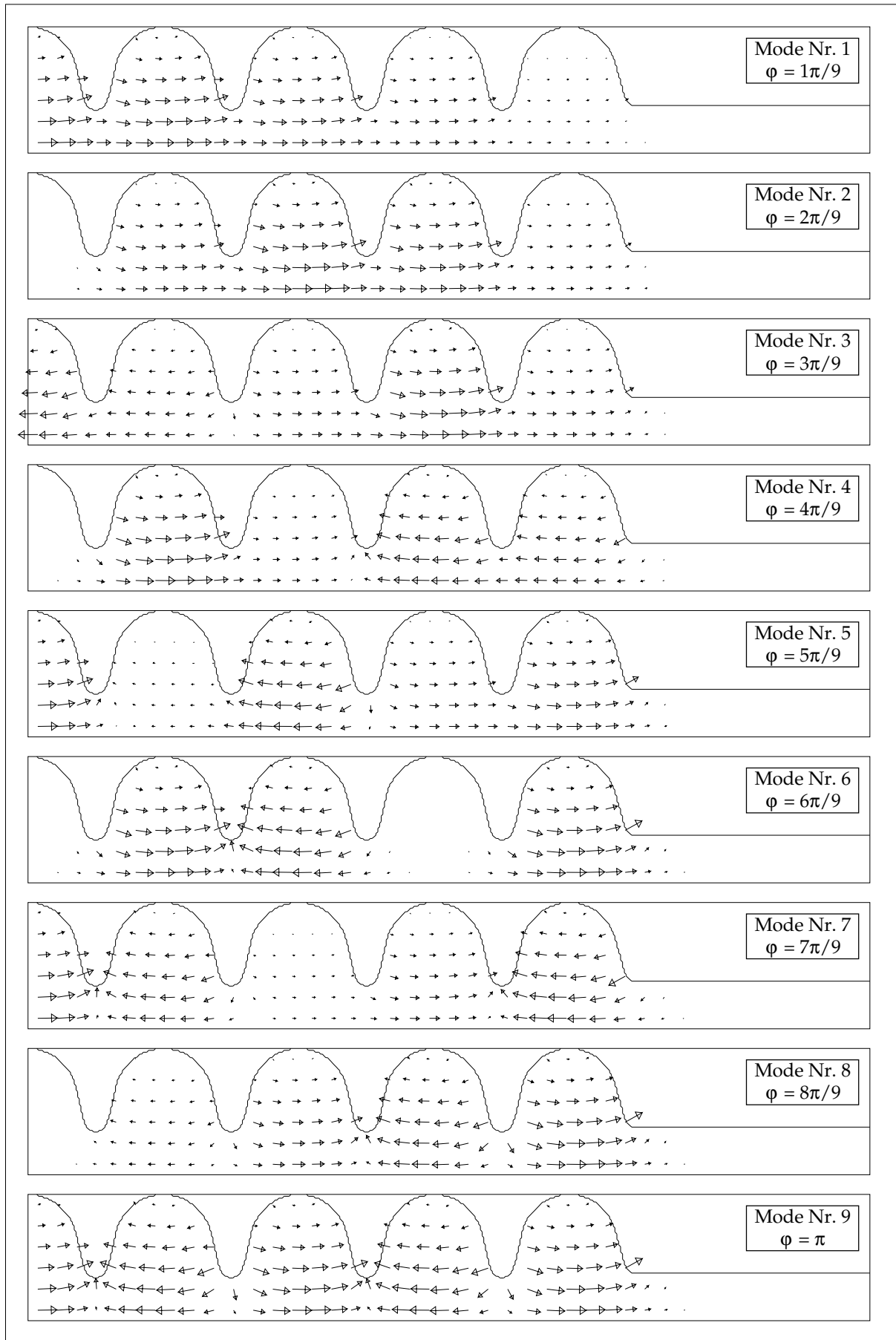
spielt die Randbedingung am Ende des Strahlrohrs keine Rolle. Insgesamt wurden je sieben Moden mit elektrischer und magnetischer Randbedingung auf der Symmetrieebene berechnet. Hiervon wurden jedoch nur die neun TM<sub>01</sub>-Moden ausgewertet. Im Modul P wurde für jede TM<sub>01</sub>-Mode ein Felddbild des E-Felds erzeugt. Das Ergebnis ist in der folgenden Abbildung zu sehen. Zu jeder Mode ist der Phasenvorschub und eine Nummer angegeben. Der Phasenvorschub wurde direkt aus den Felddbildern abgelesen. Die laufende Nummer dient nur als Referenz auf folgende Tabellen und Diagramme.

Der Postprozessor von MAFIA ist mit einer Rechenfunktion ausgestattet, die es gestattet die Wandverluste (Sektion #losses, Variable @metalpower) und die im Resonator gespeicherte Energie (Sektion #energy, Variable @totalenergy) zu berechnen. Da das Eigenwert-Modul E noch von verlustfreien Wänden ausgeht, muß dem Postprozessor der spezifische Leitwert des Wandmaterials angegeben werden um diese Werte berechnen zu können. Als spezifischer Leitwert wurde  $5,8 \cdot 10^7 \text{ } (\Omega\text{m})^{-1}$  für Kupfer angegeben. Aus dem Wandverlust, der gespeicherten Energie und der Resonanzfrequenz wurde die Güte berechnet. Da MAFIA nicht in der Lage ist, die longitudinale Shuntimpedanz ohne Phasenfaktor zu berechnen, dieser Wert jedoch wichtig für den Vergleich mit Störkörpermessungen ist, wurde mit Hilfe des Postprozessors eine Tabelle der Longitudinalkomponente der elektrischen Feldstärke entlang der Achse ausgegeben und mit externen Programmen weiterverarbeitet. Das erste externe Programm wurde in der Programmiersprache C geschrieben und lief auf der gleichen Workstation wie MAFIA. Es entnimmt aus den Ausgaben von MAFIA für jede Mode den Wandverlust und die formatierte Tabelle der E-Feld-Werte und normiert das E-Feld bezüglich der Quadratwurzel der Verlustleistung. Die Ausgabe dieses Programms besteht aus Wertepaaren der Position auf der Achse und zugehöriger Feldstärke. Die weitere Verarbeitung erfolgte auf einem Apple LCIII Tischcomputer mit dem Programm MathCAD. Die longitudinale Shuntimpedanz ohne Phasenfaktor wurde nach Gleichung (1.17) mit einer einfachen Sekantenmethode aufintegriert. Auch die longitudinale Shuntimpedanz mit Phasenfaktor und die Transittime-Faktoren wurden nach Gleichung (1.15) und (1.18) von diesem Programm berechnet. Die Tabelle 3.1 enthält die Ergebnisse für alle Moden des ersten Pass-Bandes.

$\varphi$ [ $\pi/9$ ]	$f_0$ [GHz]	$Q_0$	$R'_S$ [M $\Omega$ ]	$R'_S/Q$ [k $\Omega$ ]	$R_S$ [k $\Omega$ ]	$R_S/Q$ [ $\Omega$ ]	$\Lambda$
1	1,2765	27215	73,71	2,709	0,05362	0,001970	0,0008529
2	1,2786	27191	71,55	2,632	0,01534	0,0005643	0,0004631
3	1,2817	27212	72,82	2,676	0,2605	0,009570	0,001891
4	1,2855	27186	64,30	2,365	1,253	0,04607	0,004413
5	1,2897	27205	59,43	2,185	0,6481	0,02382	0,003302
6	1,2936	27178	49,30	1,814	0,1131	0,004160	0,001515
7	1,2968	27198	49,51	1,820	1,400	0,05147	0,005318
8	1,2989	27172	45,26	1,666	0,05769	0,002120	0,001129
9	1,2996	27190	51,71	1,902	27753	1021	0,7326

Tabelle 3.1: Berechnete Daten der Moden des TM<sub>01</sub>-Pass-Bandes



Abbildung 3.5: E-Feld der neun Moden des TM<sub>01</sub>-Pass-Bandes

Wie man sieht ist der Transittime-Faktor für die Beschleuniger-Mode hoch und für alle anderen Moden sehr klein. Die anderen Moden haben eine Phasengeschwindigkeit ungleich der Teilchengeschwindigkeit. Daher heben sich die beschleunigenden und bremsenden Wirkungen entlang der Bahn fast vollständig auf. Die gütebezogene Shuntimpedanz der  $\pi$ -Mode liegt mit  $1021 \Omega$  knapp über dem angestrebten Wert von  $940 \Omega$  (siehe Tabelle 2.1), die Resonanzfrequenz stimmt sehr gut überein.

### 3.4 TE/TM-Pass-Band des Neunzelllers

Die Dipol-Moden sind im Gegensatz zu den Monopol-Moden nicht rotationssymmetrisch. Um dennoch zweidimensional rechnen zu können, besitzt MAFIA die Möglichkeit, eine azimutale Abhängigkeit der Form  $\cos(n \cdot \phi)$  vorzugeben. Die Dipol-Moden ( $n=1$ ) wurden mit dem gleichen Raster gerechnet wie die Monopol-Moden. Auf der nächsten Seite befindet sich eine Abbildung mit den E-Feld-Bildern der neun Moden des ersten Dipol-Pass-Bandes. Die erste Mode ist die  $\pi/9$ -Mode, eine Nullmode existiert nicht. Die  $\pi/9$ -Mode hat fast ausschließlich transversales E-Feld. Gegen Ende des Bandes wird die longitudinale Komponente des E-Feldes immer größer. Die longitudinale Komponente des (nicht abgebildeten) B-Feldes nimmt dagegen ab. Das Pass-Band beginnt also mit einer TE-artigen Mode und endet mit einer TM-artigen. Es wird daher TE/TM-Pass-Band genannt.

Die Bestimmung des Gütefaktors wurde auch hier mit dem Postprozessor von MAFIA vorgenommen. Um auch die in Kapitel 1 aufgeführten Kenngrößen transversale Shuntimpedanz und Transittime-Faktor bestimmen zu können, wurde die longitudinale E-Feld-Komponente entlang einer Geraden mit einem Abstand  $1/k$  zur Achse als Tabelle ausgegeben. Die Wellenzahl  $k$  wurde jeweils aus der Resonanzfrequenz berechnet. Die longitudinale Shuntimpedanz im Abstand  $1/k$  ist nach Gleichung (1.34) gleich der transversalen Shuntimpedanz. Die Auswertung kann daher nach dem im letzten Abschnitt beschriebenen Verfahren erfolgen. Die Ergebnisse sind in Tabelle 3.2 zusammengefaßt.

Mode	$\phi$ [ $\pi/9$ ]	$f_0$ [GHz]	$Q_0$	$R'_\perp$ [M $\Omega$ ]	$R'_\perp/Q$ [ $\Omega$ ]	$R_\perp$ [k $\Omega$ ]	$R_\perp/Q$ [ $\Omega$ ]	$\Lambda$
10	1	1,6257	26132	4,07	156	0,299	0,0114	0,009
11	2	1,6341	26448	4,47	169	24,6	0,931	0,074
12	3	1,6472	26949	4,96	184	0,306	0,0114	0,008
13	4	1,6654	27591	5,76	209	159	5,76	0,166
14	5	1,6871	28315	8,13	287	49,6	1,75	0,078
15	6	1,7121	29032	9,10	313	2600	89,7	0,535
16	7	1,7384	29621	11,0	372	3360	113	0,552
17	8	1,7653	29847	14,3	479	381	12,8	0,163
18	9	1,7915	30018	17,0	567	368	12,3	0,147

Tabelle 3.2: Berechnete Daten der Moden des TE/TM-Pass-Bandes

Die transversale Shuntimpedanz ohne Phasenfaktor steigt erwartungsgemäß von der TE-artigen  $\pi/9$ -Mode zur TM-artigen  $\pi$ -Mode hin an. Der Transittime-Faktor ist bei den Moden Nummer 15 und 16 am größten und nimmt zu den Bandenden hin ab. Wie weiter

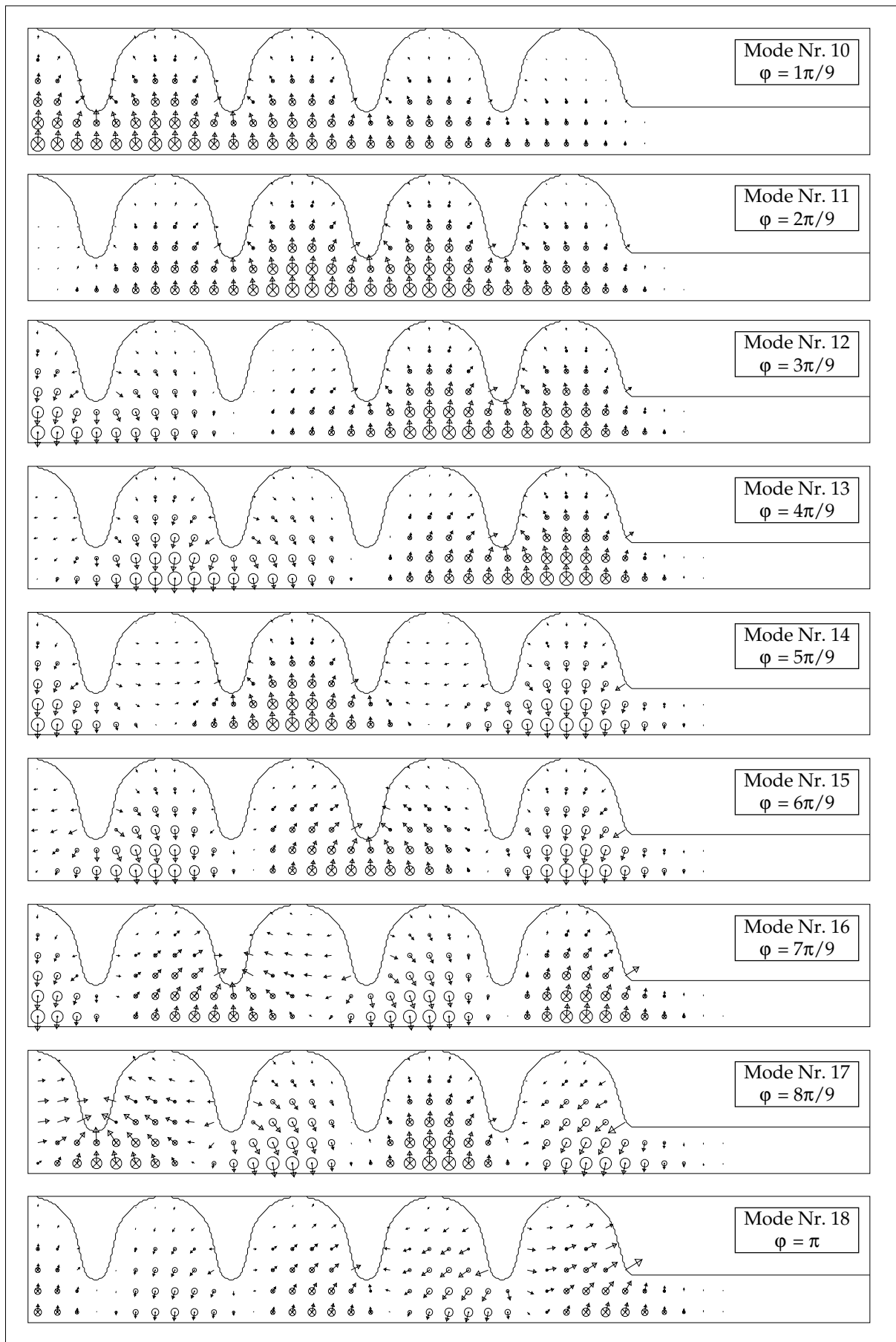


Abbildung 3.6: E-Feld der neun Moden des TE/TM-Pass-Bandes

unten gezeigt wird, haben diese beiden Moden eine Phasengeschwindigkeit nahe der Teilchengeschwindigkeit. Die Bestimmung des Phasenvorschubs pro Zelle ist bei den Dipolmoden nicht so problemlos möglich wie bei den Monopol-Moden. Der Grund dafür sind die Strahlrohre am Ende der Kette. Die Dipol-Moden liegen mit ihrer Resonanzfrequenz nicht mehr sehr weit von der Cut-Off-Frequenz der Strahlrohre entfernt. Die Rohre haben einen Innendurchmesser von 78 mm. Die Dipol-Welle mit der kleinsten Cut-Off-Frequenz ist die  $TE_{11}$ -Welle mit 2,3 GHz. In Abbildung 3.6 ist deutlich zu sehen, daß das transversale E-Feld noch relativ weit in das Strahlrohr reicht. Der Effekt ist bei Mode Nummer 10 noch sehr schwach und nimmt zu Mode Nummer 18 hin zu. Durch dieses Verhalten wirkt das Rohr als reaktive Last und verschiebt die Knoten bzw. Phasensprünge der Stehwelle. Bei Mode Nummer 18 ist deutlich zu sehen, daß die Knoten nicht in den Blenden sondern leicht versetzt sind. Der Phasenvorschub pro Zelle ist damit nicht genau  $\pi$  sondern etwas geringer. Die in obiger Tabelle angegebenen Phasenvorschübe sind daher nicht als Absolutwerte sondern nur als Anhaltspunkt zu verstehen. Bei den Monopol-Moden tritt der Effekt nicht auf, da zum einen die Cut-Off-Frequenz der ersten Monopol-Welle  $TM_{01}$  mit 2,9 GHz noch weit von den Resonanzfrequenzen entfernt ist, und zum anderen die Endzellen so gegenüber den Mittelzellen verändert sind, daß sie den Effekt kompensieren.

### 3.5 TM/TE-Pass-Band des Neunzelllers

Die Berechnung der neun Moden des zweiten Dipol-Pass-Bandes erfolgte zusammen mit der Berechnung des ersten Dipol-Pass-Bandes. Die Mode mit der niedrigsten Resonanzfrequenz ist eine TM-artige  $\pi$ -Mode, zu den höheren Resonanzfrequenzen hin werden die Moden TE-artig. Die Numerierung erfolgte nach aufsteigender Frequenz. Sortiert man die Moden nach ihrer Phasenverschiebung, so geht das zweite Dipol-Pass-Band von TM-artig zu TE-artig, man nennt es daher TM/TE-Pass-Band. Die Auswertung erfolgte nach dem gleichen Verfahren wie im letzten Abschnitt. Die folgende Tabelle enthält die Ergebnisse der Auswertung. Die Felddbilder sind auf der nächsten Seite abgebildet.

Mode	$\varphi$ [ $\pi/9$ ]	$f_0$ [GHz]	$Q_0$	$R'_\perp$ [M $\Omega$ ]	$R'_\perp/Q$ [ $\Omega$ ]	$R_\perp$ [k $\Omega$ ]	$R_\perp/Q$ [ $\Omega$ ]	$\Lambda$
19	9	1,8010	26679	29,9	1120	124	4,64	0,064
20	8	1,8385	38129	15,6	409	118	3,09	0,087
21	7	1,8538	36150	21,8	603	65	1,80	0,055
22	6	1,8655	35414	24,7	697	1530	43,3	0,249
23	5	1,8746	35081	26,4	752	2039	58,1	0,278
24	4	1,8805	34812	32,9	945	434	12,5	0,115
25	3	1,8847	34682	35,6	1030	10,1	0,292	0,017
26	2	1,8869	34545	35,1	1020	39,3	1,14	0,033
27	1	1,8883	34515	37,1	1080	2,32	0,0673	0,008

Tabelle 3.3: Berechnete Daten der Moden des TM/TE-Pass-Bandes

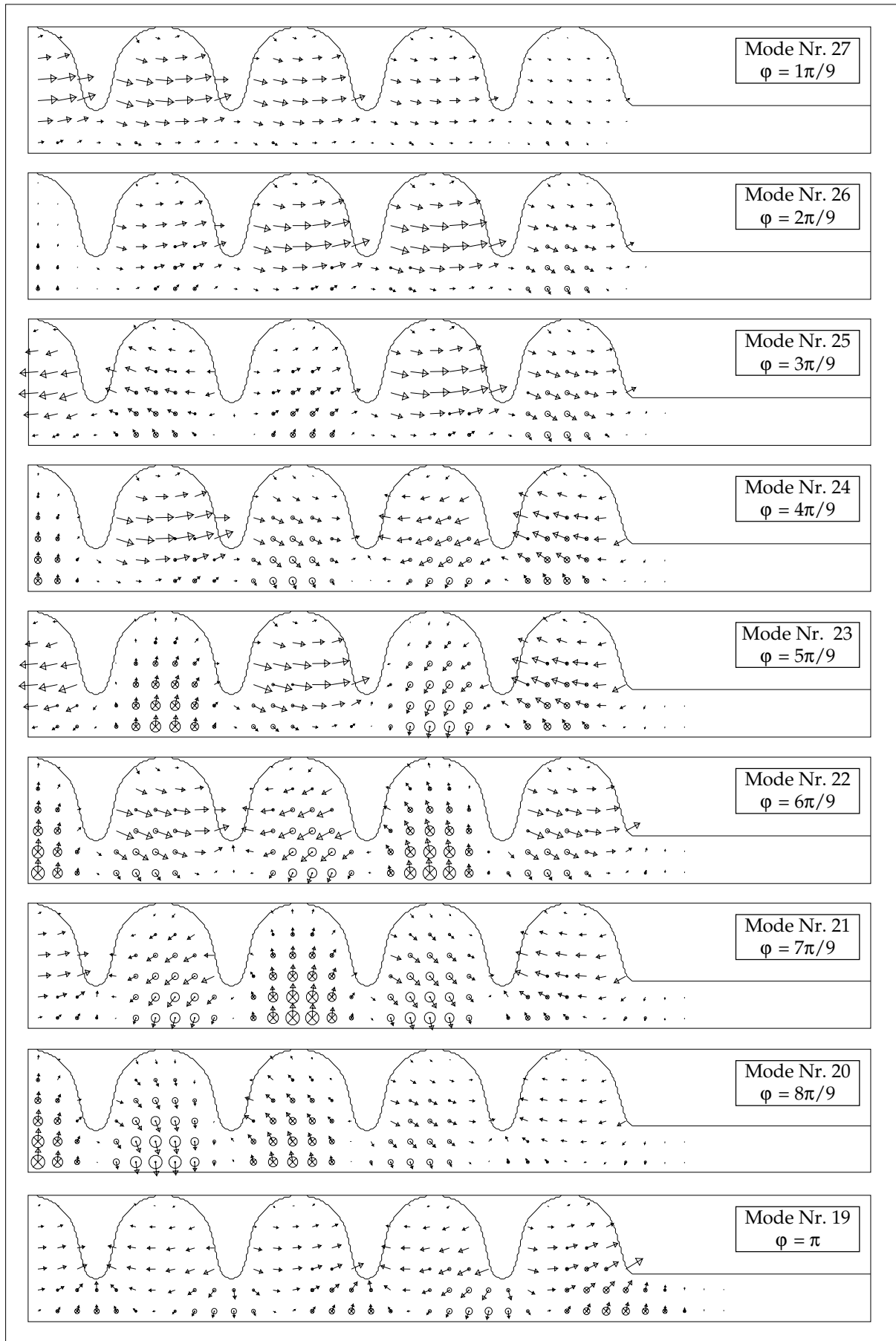


Abbildung 3.7: E-Feld der neun Moden des TM/TE-Pass-Bandes

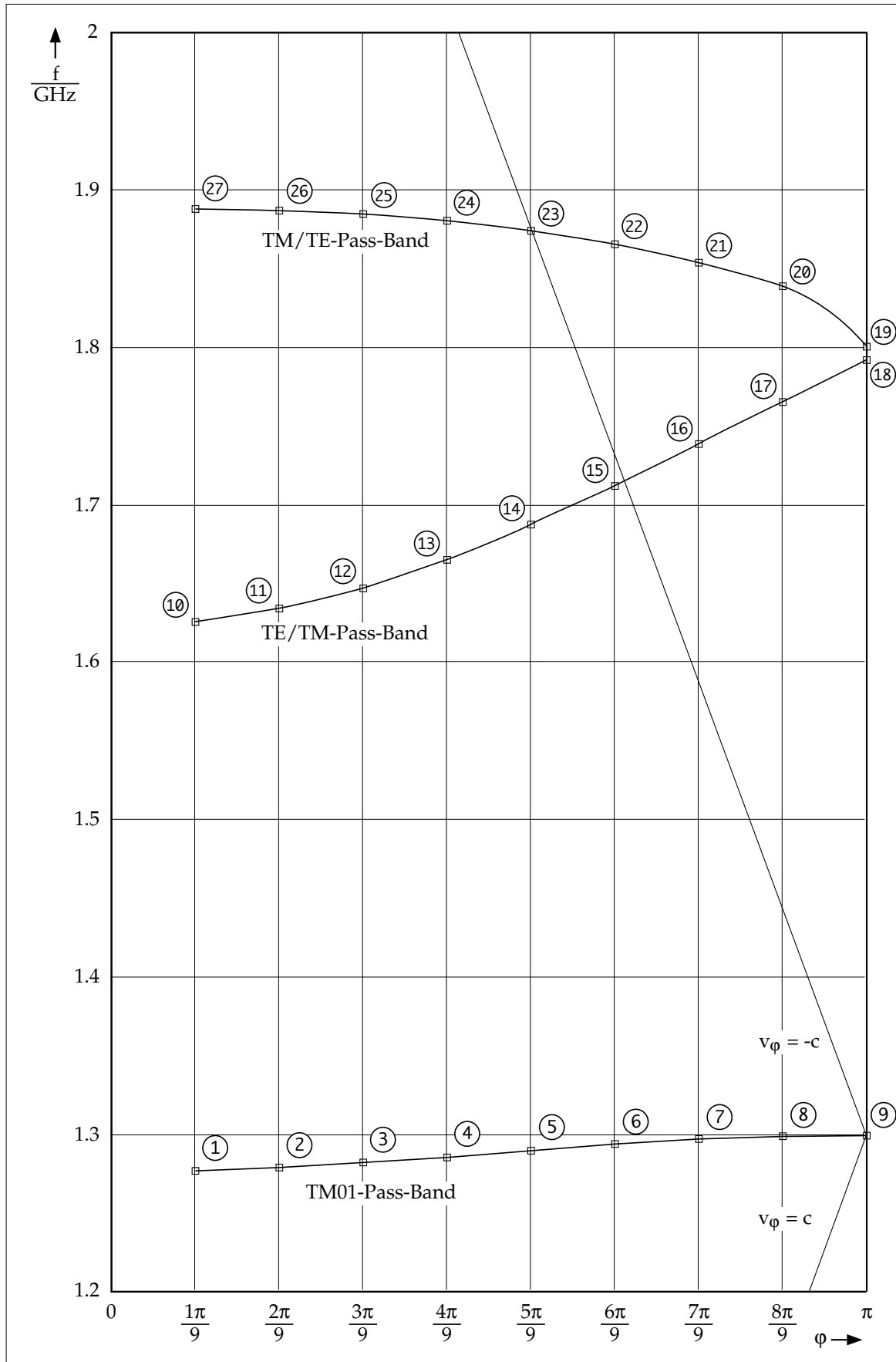


Abbildung 3.8: Brillouin-Diagramm der TESLA-Struktur

Die transversale Shuntimpedanz ohne Phasenfaktor ist für die TM-artige Mode Nummer 27 am größten und nimmt Richtung Mode Nummer 20 ab. Die  $\pi$ -Mode fällt sowohl bezüglich der Kennwerte als auch bezüglich ihres Feldbildes etwas aus dem Schema. Sie hat eine ausgeprägte longitudinale E-Feld-Komponente und daher eine hohe Shuntimpedanz. Der Transittime-Faktor ist bei den Moden Nummer 22 und 23 am höchsten. Diese Moden haben eine Phasengeschwindigkeit nahe der Teilchengeschwindigkeit. Die Unsicherheit bei der Bestimmung der Phasenvorschübe ist bei diesem Pass-Band kleiner als beim TE/TM-Pass-Band.

Das Brillouin-Diagramm in Abbildung 3.8 enthält die Frequenzen und Phasenvorschübe aus den drei Tabellen. Die  $v_\phi = c$  Gerade geht genau durch die Beschleuniger-Mode, die damit die richtige Phasengeschwindigkeit für Teilchen mit nahezu Lichtgeschwindigkeit hat. Die Moden 15, 16 und 22 bis 24 haben ebenfalls eine Phasengeschwindigkeit nahe der Lichtgeschwindigkeit und können daher als Störmoden in Erscheinung treten. Vergleicht man mit den Tabellenangaben zeigt sich erwartungsgemäß, daß sie eine hohe transversale Shuntimpedanz haben. Beim  $TM_{01}$ -Pass-Band fällt auf, daß die Steigung und damit die Gruppengeschwindigkeit in der Nähe der Beschleuniger-Mode sehr gering ist. Die Füllzeit der Cavity ist daher relativ lang. Die Dipol-Moden haben dagegen eine hohe Gruppengeschwindigkeit. Der Energieabfluß zu den HOM-Kopplern an den Enden dürfte daher gut funktionieren. Die Mode Nummer 19, die schon bei den Feldbildern und in der Tabelle auffiel, liegt auch im Brillouin-Diagramm bezüglich der Frequenz etwas abseits.





## 4 Störkörpermeßmethoden

Die vorangegangenen Kapitel beschäftigen sich mit der numerischen Berechnung der Resonatorkenngrößen. Im folgenden werden drei Verfahren gezeigt, die elektrische oder magnetische Feldverteilung in einem Hohlraumresonator zu messen.

### 4.1 Die resonante Störkörpermethode

Man betrachtet einen Hohlraumresonator mit dem Volumen  $V$  und der ideal leitenden Oberfläche  $A$ . Der Resonator wird durch äußere Anregung mit seiner Eigenfrequenz  $\omega_0$  zum Schwingen mit der zugehörigen Eigenmode gebracht. Hierbei stellt sich eine Feldverteilung  $E_0, H_0$  ein. Bringt man nun ein kleines Stück Materie mit dem Volumen  $V_S$ , der Dielektrizitätskonstante  $\epsilon$  und der Permeabilität  $\mu$  ein, so stellt sich eine veränderte Eigenmode mit der Eigenfrequenz  $\omega$  und der Feldverteilung  $E, H$  ein. Aus der Frequenzverschiebung kann man auf die Feldstärke am Ort des Störkörpers schließen. Im folgenden wird der Zusammenhang von Feldgrößen und Frequenzverschiebung abgeleitet.

Man geht hierzu von zwei Maxwell-Gleichungen aus:

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} - \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \vec{j} \quad \vec{\nabla} \times \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{0} \quad (4.1)$$

Der Resonator schwingt auf der Eigenfrequenz  $\omega$ . Die Zeitabhängigkeit ist also harmonisch periodisch:

$$\vec{D}(t) = \epsilon \vec{E} e^{i\omega t} \quad \vec{B}(t) = \mu \vec{H} e^{i(\omega t - \frac{\pi}{2})} \quad (4.2)$$

Weiterhin ist die Stromdichte  $\vec{j}$  im Resonator überall Null. Damit kann man schreiben:

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = i\omega \epsilon \vec{E} \quad \vec{\nabla} \times \vec{E} = -i\omega \mu \vec{H} \quad (4.3)$$

Die Gleichungen werden mit den konjugiert komplexen Feldern des ungestörten Resonators multipliziert:

$$\vec{E}_0^* \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{H}) = i\omega \epsilon \vec{E}_0^* \cdot \vec{E} \quad \vec{H}_0^* \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{E}) = -i\omega \mu \vec{H}_0^* \cdot \vec{H} \quad (4.4)$$

Integriert über das Resonatorvolumen heißt das:

$$\iiint_V \vec{E}_0^* \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{H}) dv = i\omega \epsilon \iiint_V \vec{E}_0^* \cdot \vec{E} dv \quad (4.5.1)$$

$$\iiint_V \vec{H}_0^* \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{E}) dv = -i\omega \mu \iiint_V \vec{H}_0^* \cdot \vec{H} dv \quad (4.5.2)$$

Das gemischte Produkt mit Nabla läßt sich mit der Gleichung

$$\vec{a} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{b}) = \vec{\nabla} \cdot (\vec{b} \times \vec{a}) + \vec{b} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{a}) \quad (4.6)$$

umformen [5:1. Umschlagseite] zu:

$$\iiint_V \vec{\nabla} \cdot (\vec{H} \times \vec{E}_0^*) dv + \iiint_V \vec{H} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{E}_0^*) dv = i\omega\varepsilon \iiint_V \vec{E}_0^* \cdot \vec{E} dv \quad (4.7.1)$$

$$\iiint_V \vec{\nabla} \cdot (\vec{E} \times \vec{H}_0^*) dv + \iiint_V \vec{E} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{H}_0^*) dv = -i\omega\mu \iiint_V \vec{H}_0^* \cdot \vec{H} dv \quad (4.7.2)$$

Nun wird jeweils das Kreuzprodukt im zweiten Term durch Einsetzen von Gleichung (4.3) ersetzt:

$$\iiint_V \vec{\nabla} \cdot (\vec{H} \times \vec{E}_0^*) dv - i\omega_0\mu_0 \iiint_V \vec{H}_0^* \cdot \vec{H} = i\omega\mu \iiint_V \vec{E}_0^* \cdot \vec{E} dv \quad (4.8.1)$$

$$\iiint_V \vec{\nabla} \cdot (\vec{E} \times \vec{H}_0^*) dv + i\omega_0\varepsilon_0 \iiint_V \vec{E}_0^* \cdot \vec{E} = -i\omega\mu \iiint_V \vec{H}_0^* \cdot \vec{H} dv \quad (4.8.2)$$

Mit Hilfe des Gauß'schen Satzes

$$\iiint_V \vec{\nabla} \cdot \vec{r} dv = \oiint_{A(V)} \vec{r} \cdot \vec{n}(\vec{a}) d\vec{a} \quad (4.9)$$

wird das Volumen-Integral der Divergenz im ersten Term von (4.8) in ein Oberflächen-Integral umgeformt:

$$\oiint_A (\vec{H} \times \vec{E}_0^*) \cdot \vec{n} d\vec{a} - i\omega_0\mu_0 \iiint_V \vec{H}_0^* \cdot \vec{H} dv = i\omega\varepsilon \iiint_V \vec{E}_0^* \cdot \vec{E} dv \quad (4.10.1)$$

$$\oiint_A (\vec{E} \times \vec{H}_0^*) \cdot \vec{n} d\vec{a} + i\omega_0\varepsilon_0 \iiint_V \vec{E}_0^* \cdot \vec{E} dv = -i\omega\mu \iiint_V \vec{H}_0^* \cdot \vec{H} dv \quad (4.10.2)$$

Hierbei ist  $\vec{n}$  der Normaleneinheitsvektor auf der Resonator-Oberfläche  $A$ . Da die Oberfläche ideal leitend ist, hat das E-Feld auf  $A$  nur eine normale und das H-Feld nur eine tangentielle Komponente. Das Kreuzprodukt beider Felder ist damit tangential an  $A$ , das Skalarprodukt verschwindet also:

$$-i\omega_0\mu_0 \iiint_V \vec{H}_0^* \cdot \vec{H} dv = i\omega\varepsilon \iiint_V \vec{E}_0^* \cdot \vec{E} dv \quad (4.11.1)$$

$$i\omega_0\varepsilon_0 \iiint_V \vec{E}_0^* \cdot \vec{E} dv = -i\omega\mu \iiint_V \vec{H}_0^* \cdot \vec{H} dv \quad (4.11.2)$$

Das D-Feld im gestörten Resonator lässt sich durch die Überlagerung von ungestörtem D-Feld und Polarisation  $\vec{P}$  ausdrücken, das B-Feld durch das ungestörte B-Feld und die Magnetisierung  $\vec{M}$ :

$$\varepsilon \vec{E} = \varepsilon_0 \vec{E}_0 + \vec{P} \quad \mu \vec{H} = \mu_0 \vec{H}_0 + \vec{M} \quad (4.12)$$

Die Gleichungen (4.11.1) und (4.11.2) werden damit zu:

$$-\omega_0 \mu_0 \iiint_V \vec{H}_0^* \cdot \vec{H} \, dv = \omega \varepsilon_0 \iiint_V \vec{E}_0^* \cdot \vec{E} \, dv + \omega \iiint_V \vec{E}_0^* \cdot \vec{P} \, dv \quad (4.13.1)$$

$$\omega_0 \varepsilon_0 \iiint_V \vec{E}_0^* \cdot \vec{E} \, dv = -\omega \mu_0 \iiint_V \vec{H}_0^* \cdot \vec{H} \, dv - \omega \iiint_V \vec{H}_0^* \cdot \vec{M} \, dv \quad (4.13.2)$$

Multipliziert man die erste Gleichung mit  $\omega$  und die Zweite mit  $\omega_0$ , so ist der erste Term in Gleichung (4.13.1) gleich dem Zweiten in Gleichung (4.13.2). Durch Einsetzen kann dieses Integral ersetzt werden:

$$\omega^2 \varepsilon_0 \iiint_V \vec{E}_0^* \cdot \vec{E} \, dv = \omega^2 \varepsilon_0 \iiint_V \vec{E}_0^* \cdot \vec{E} \, dv + \omega^2 \iiint_V \vec{E}_0^* \cdot \vec{P} \, dv - \omega_0 \omega \iiint_V \vec{H}_0^* \cdot \vec{M} \, dv \quad (4.14)$$

Durch Umformung erhält man den gewünschten Zusammenhang von Frequenzverschiebung und Feldgrößen:

$$\omega_0^2 - \omega^2 = \frac{\omega^2 \iiint_V \vec{E}_0^* \cdot \vec{P} \, dv - \omega_0 \omega \iiint_V \vec{H}_0^* \cdot \vec{M} \, dv}{\varepsilon_0 \iiint_V \vec{E}_0^* \cdot \vec{E} \, dv} \quad (4.15)$$

Diese Gleichung ist als Slater- oder Müller-Formel bekannt [11:68].

Die Polarisation und die Magnetisierung sind nur im Störkörper ungleich Null. Im Zähler braucht also nur über das Störkörpervolumen  $V_S$  integriert zu werden.

Für kleine Störkörper ist  $E_0^* \cdot E \approx E^* \cdot E$ . Damit steht im Nenner das Doppelte der gespeicherten Energie  $W$  im Resonator. Weiterhin ist  $\omega_0 \omega \approx \omega^2$ . Es ergibt sich:

$$\frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega^2} = \frac{\iiint_{V_S} \vec{E}_0^* \cdot \vec{P} - \vec{H}_0^* \cdot \vec{M} \, dv}{2W} \quad (4.16)$$

Im Fall kugelförmiger Störkörper ist die Polarisation im Störkörper parallel und proportional zum E-Feld. Hat die Kugel eine kleine Dielektrizitätskonstante, kann gemäß Gleichung (4.12.1) die Polarisation durch das Produkt aus ungestörtem  $E_0$ -Feld und der Differenz der Dielektrizitätskonstanten ( $\varepsilon - \varepsilon_0$ ) ersetzt werden. Der etwas allgemeinere Fall eines dreiachsigen Ellipsoids mit beliebiger Dielektrizitätskonstante wird in Abschnitt 4.3 besprochen.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden ausschließlich dielektrische Störkörper verwendet. Aus diesem Grund wird die Magnetisierung im folgenden gleich Null gesetzt:

$$\frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega^2} = \frac{(\epsilon - \epsilon_0) \iiint_{V_s} \vec{E}_0^* \cdot \vec{E}_0 \, dv}{2W} \quad (4.17)$$

Wenn man annimmt, daß das E-Feld im Störkörper homogen ist, wird das Integral zum Produkt mit dem Störkörpervolumen  $V_s$ . Dieses wird mit den Dielektrizitätskonstanten und dem Faktor zwei zu einer Konstanten zusammengefaßt:

$$\frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega^2} = \alpha \cdot \frac{|\vec{E}_0|^2}{W} \quad (4.18)$$

Diese Gleichung gibt eine Meßvorschrift für die resonante Störkörpermethode an. Um eine Aussage über die elektrische Feldstärke machen zu können, benötigt man die Störkörperkonstante  $\alpha$  und je eine Messung der Resonanzfrequenz mit und ohne Störkörper. Die Störkörperkonstante  $\alpha$  kann für Kugeln mit kleiner Dielektrizitätskonstante direkt aus dem Volumen und der Dielektrizitätskonstante des Störkörpers berechnet werden:

$$\alpha = \frac{(\epsilon - \epsilon_0)}{2} \cdot V_s \quad (4.19)$$

Für genaue Messungen wird die Störkörperkonstante jedoch nicht berechnet sondern durch Störkörpermessung an einem Resonator mit bekannten Eigenschaften bestimmt. Ein Grund hierfür ist die Befestigung des Störkörpers. Die Form und Dielektrizitätskonstante des hierzu verwendeten Klebstofftropfens sind nicht genau bekannt, gehen aber in die Störkörperkonstante ein. Ein anderer Grund ist die Frequenzabhängigkeit der Dielektrizitätskonstante  $\epsilon$  des Störkörper-Materials.

Um die Resonanzfrequenz bestimmen zu können, wird der Resonator mit einem Koppelsystem versehen. Dazu eignet sich eine kleine Antenne oder Koppelschleife an der Resonatorwand. Eine Antenne koppelt hauptsächlich an das elektrische Feld an, man spricht von kapazitiver Ankopplung und eine Koppelschleife koppelt hauptsächlich an das magnetische Feld, man spricht von induktiver Ankopplung. Das Koppelsystem sollte an einer Stelle angebracht werden an der eine entsprechend große Komponente des jeweiligen Feldes zu erwarten ist. Anhaltspunkt hierfür können numerisch berechnete Felddiagramme sein.

Das Koppelsystem wird mit dem Netzwerkanalysator verbunden und der Eingangsreflexionsfaktor betrachtet. Die Resonanz zeichnet sich durch ein Absorptionsmaximum aus, der Reflexionsfaktor wird also minimal.

Die Resonanzfrequenz kann alternativ auch in Transmission bestimmt werden. Dazu sind zwei Koppelsysteme notwendig. Die Resonanz zeichnet sich dabei durch ein Transmissionsmaximum aus. Der Vorteil der Transmissionsmessung liegt darin, daß kleinere Koppelfaktoren verwendet werden können. Es können also kleinere Antennen verwendet werden, die Beeinflussung des Resonators bleibt klein. Der Nachteil ist, daß das

Transmissionsmaximum nur für hohe Güten mit dem Absorptionsmaximum und damit der Resonanzfrequenz übereinstimmt. Bei typischen Güten von Hohlraumresonatoren stellt das jedoch noch kein Problem dar.

Die beiden folgenden Abbildungen zeigen die Messung der Resonanzfrequenz in Transmission, einmal ohne und einmal mit Störkörper.

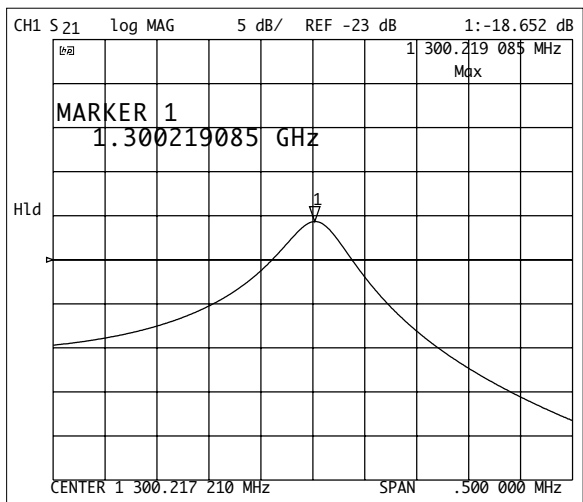


Abbildung 4.1: Transmissionsmessung ohne Störkörper

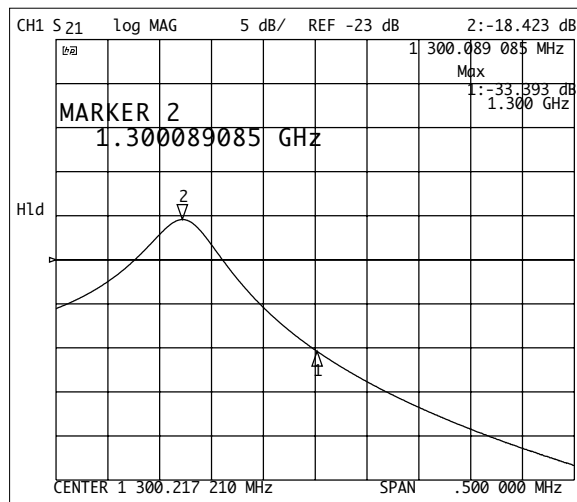


Abbildung 4.2: Transmissionsmessung mit Störkörper

Der Marker 1 steht auf der ungestörten, der Marker 2 auf der gestörten Resonanzfrequenz. Die Suche des Maximums kann der Netzwerkanalysator automatisch vornehmen, sofern die Resonanzkurve steil genug und nicht zu verrauscht ist. Die genauen Frequenzen der Marker-Positionen werden jeweils angezeigt.

Mit den beiden Resonanzfrequenzen und der Störkörperkonstante kann jetzt nach Gleichung (4.18) eine Aussage über die elektrische Feldstärke am Ort des Störkörpers gemacht werden:

$$\frac{|\vec{E}_0|}{\sqrt{W}} = \sqrt{\frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\alpha \cdot \omega^2}} \tag{4.20}$$

Die Feldstärke ist auf die Quadratwurzel der Energie im Resonator normiert. Mißt man zusätzlich noch die Güte des Resonators so kann man die Energie auch auf die Quadratwurzel der Verlustleistung beziehen. Dies ist von Vorteil, wenn man die Shuntimpedanz von Resonatoren bestimmen will.

$$\frac{|\vec{E}_0|}{\sqrt{P_V}} = \sqrt{\frac{(\omega_0^2 - \omega^2) \cdot Q}{\alpha \cdot \omega^3}} \tag{4.21}$$

## 4.2 Die nicht-resonante Störkörpermethode

Bei Messungen an mehrzelligen Strukturen mit entsprechend großem Volumen stößt die resonante Störkörpermethode schnell an ihre Grenzen. Ein großes Volumen bedeutet eine große gespeicherte Energie und damit gemäß Gleichung (4.18) eine geringe Frequenzverschiebung. Die Bestimmung der Resonanzfrequenz anhand des Reflexionsminimums oder Transmissionsmaximums ist aber immer mit einer gewissen Unsicherheit behaftet. Diese kleinen Abweichungen führen bei kleinen Frequenzverschiebungen wegen der Differenzbildung schnell zu sehr großen Fehlern für  $E_0$ . Ein Ausweg ist die Vergrößerung des Störkörpers. Damit erhält man eine schlechtere Ortsauflösung und die Störung der Moden-Geometrie nimmt zu.

Eine andere Lösung des Problems ist die nicht-resonante Störkörpermethode. Hierbei wird die Veränderung des Eingangsreflexionsfaktors eines Abschlußresonators oder des Transmissionsfaktors eines Transmissionsresonators beobachtet. Im Rahmen dieser Arbeit wurden alle nicht-resonanten Störkörpermessungen in Transmission ausgeführt. Im folgenden wird daher diese Variante gezeigt.

Um den Zusammenhang zwischen der Verstimmung des Resonators durch den Störkörper und der Änderung des Transmissionsfaktors aufzuzeigen, kann man von einem Ersatzkreis ausgehen.

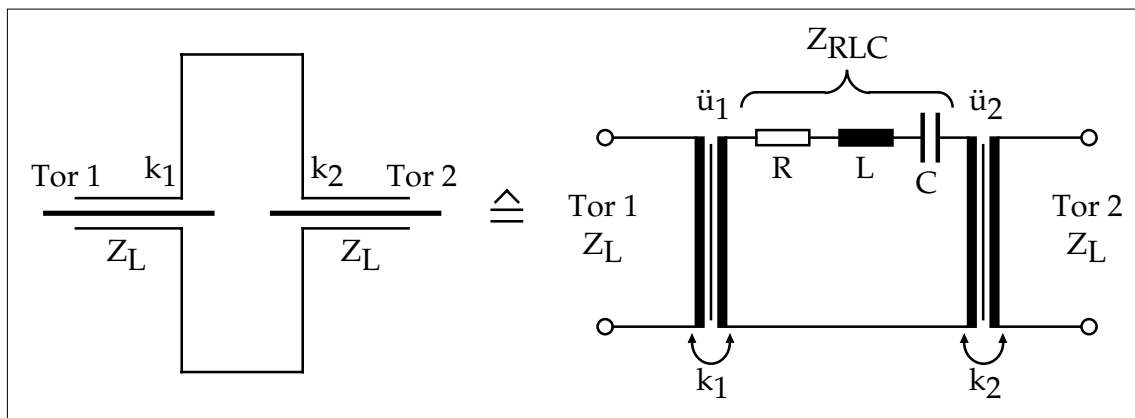


Abbildung 4.3: Hohlraumresonator mit Koppel-Antennen und Ersatzkreis für eine Mode

Abbildung 4.3 zeigt einen Hohlraumresonator mit einer Ein- und einer Auskoppel-Antenne und einen äquivalenten Ersatzkreis für eine nicht entartete Mode des Resonators. Hierbei nimmt man an, daß die benachbarten Moden eine hinreichend hohe Güte und einen hinreichend großen Frequenzabstand haben, so daß sie die untersuchte Mode nicht mehr beeinflussen.

Der eigentliche Resonator wird durch einen gedämpften Serien-Schwingkreis dargestellt. Die beiden idealen Transformatoren repräsentieren die Koppel-Antennen. Die Impedanz des Serien-Schwingkreises in Abhängigkeit der Kreisfrequenz ist:

$$Z_{\text{RLC}} = R + i\omega L + \frac{1}{i\omega C} \quad (4.22)$$

Mit der Thomson-Gleichung für die Resonanz-Frequenz

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad (4.23)$$

kann man schreiben:

$$Z_{RLC} = R + i\omega_0 L \cdot \left( \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) \quad (4.24)$$

Im Resonanzfall sind die mittleren gespeicherten Energien im Kondensator und in der Spule gleich. Damit gilt für die Güte des unbelasteten Schwingkreises:

$$Q_0 = \omega_0 \frac{W}{P_V} = \omega_0 \frac{L \cdot I^2}{R \cdot I^2} = \omega_0 \frac{L}{R} \quad (4.25)$$

Das Produkt aus Güte und relativer Doppelverstimmung wird normierte Kreisfrequenz ( $\Omega$ ) genannt.

$$\Omega = Q_0 \cdot \left( \frac{\omega}{\omega_0} - \frac{\omega_0}{\omega} \right) \quad (4.26)$$

Setzt man in Gleichung (4.24) für die relative Doppelverstimmung Gleichung (4.26) und für die Güte Gleichung (4.25) ein so vereinfacht sich der Ausdruck für die Impedanz zu:

$$Z_{RLC} = R \cdot (1 + i\Omega) \quad (4.27)$$

Um den Transmissionsfaktor  $S_{21}$  des Ersatzkreises zu bestimmen, schließt man an Tor 1 einen Generator mit  $R=Z_L$  und an Tor 2 einen Abschluß mit  $R=Z_L$  an.

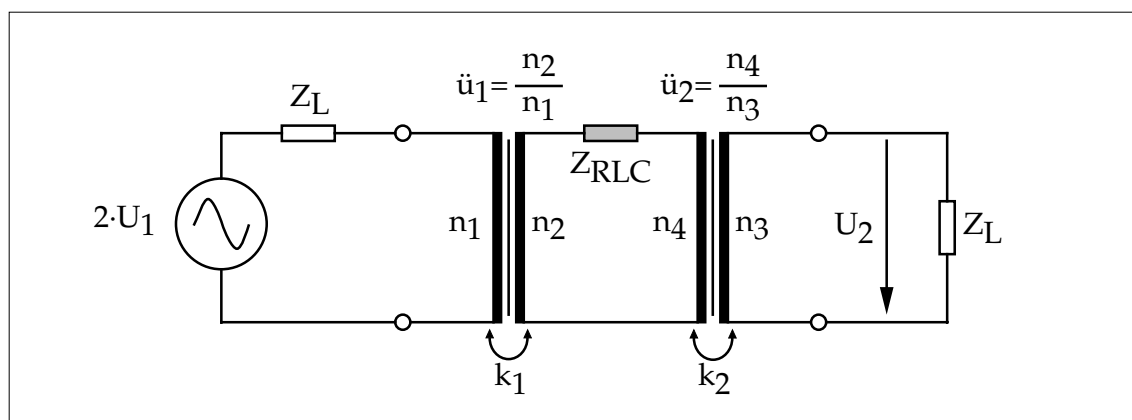


Abbildung 4.4: Ersatzkreis mit Wellenquelle und Wellensenke

Damit besteht der Zulauf zu Tor 1 nur aus dem direkten Signal des Generators und der Zulauf zu Tor 2 ist gleich Null. Der Transmissions-Faktor ist also:

$$S_{21} = \frac{U_2}{U_1} = \frac{2\ddot{u}_1 \ddot{u}_2 Z_L}{R \cdot (1 + i\Omega) + \ddot{u}_1^2 Z_L + \ddot{u}_2^2 Z_L} \quad (4.28)$$

Als nächstes führt man den Koppelfaktor  $k$  zur Beschreibung der Ankopplung ein. Der Koppelfaktor ist das Verhältnis zwischen der, an die äußere Schaltung abgegebenen Leistung und der Verlustleistung im Resonator. Im Fall des Ersatzkreises wird die äußere Verlustleistung über die Widerstände  $Z_L$  und die innere Verlustleistung über den Widerstand  $R$  abgegeben. Damit ist:

$$k = \frac{P_{Z_L}}{P_R} = \frac{\ddot{u}^2 Z_L}{R} \quad (4.29)$$

Hierbei ist  $\ddot{u}$  das Übersetzungsverhältnis des Transformators. Die Gleichung (4.28) vereinfacht sich durch Einführung des Koppelfaktors zu:

$$S_{21} = \frac{2\sqrt{k_1 k_2}}{1 + k_1 + k_2 + i\Omega} \quad (4.30)$$

Bei der nicht-resonanten Störkörpermethode beobachtet man die Änderung des Transmissionsfaktors. Man bildet also die Differenz zwischen gestörter und ungestörter Transmission:

$$\Delta S_{21} = \frac{2\sqrt{k_1 k_2}}{1 + k_1 + k_2 + i\Omega} - \frac{2\sqrt{k_1 k_2}}{1 + k_1 + k_2} \quad (4.31)$$

Die Taylor-Entwicklung nach der normierten Kreisfrequenz um die Resonanz ( $\Omega = 0$ ) ergibt:

$$\Delta S_{21} = -\frac{2i\sqrt{k_1 k_2}}{(1 + k_1 + k_2)^2} \Omega - \frac{2\sqrt{k_1 k_2}}{(1 + k_1 + k_2)^3} \Omega^2 + \frac{2i\sqrt{k_1 k_2}}{(1 + k_1 + k_2)^4} \Omega^3 + O(\Omega^4) \quad (4.32)$$

Für kleine Störkörper wird die Frequenzverschiebung und damit die normierte Kreisfrequenz klein. Die Reihe kann daher nach dem linearen Term abgebrochen werden:

$$\Delta S_{21} = -\frac{2i\sqrt{k_1 k_2}}{(1 + k_1 + k_2)^2} \Omega \quad (4.33)$$

Bei kleiner Frequenzverschiebung ist  $\omega_0 \omega \approx \omega^2$ . Damit kann man Gleichung (4.26) auch folgendermaßen schreiben.

$$\Omega = -Q_0 \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega^2} \quad (4.34)$$

Setzt man jetzt noch die Güte-Definition ein, so erhält man:

$$\Omega = -\frac{\omega_0 W}{P_V} \cdot \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega^2} \quad (4.35)$$



Mit Hilfe der Gleichung (4.18) aus der resonanten Störkörpermethode kann man einen Zusammenhang zwischen elektrischem Feld am Ort des Störkörpers und der normierten Kreisfrequenz herstellen. Hierbei ist zu beachten, daß bei der nicht-resonanten Störkörpermethode die Meßfrequenz konstant bleibt und die Eigenfrequenz des Resonators sich verändert. In Gleichung (4.18) sind daher  $\omega$  und  $\omega_0$  zu vertauschen.

$$\Omega = \alpha \omega_0 \cdot \frac{|\vec{E}_0|^2}{P_V} \quad (4.36)$$

Durch Wahl der Gleichung (4.18) ist man wieder auf dielektrische Störkörper festgelegt. Um den allgemeinen Fall zu betrachten, kann Gleichung (4.16) herangezogen werden. Um den gesuchten Zusammenhang von Transmission und elektrischem Feld zu erhalten, setzt man Gleichung (4.36) in Gleichung (4.33) ein:

$$\Delta S_{21} = -\frac{2 \cdot i \cdot \alpha \cdot \omega_0 \cdot \sqrt{k_1 k_2}}{P_V \cdot (1 + k_1 + k_2)^2} \cdot |\vec{E}_0|^2 \quad (4.37)$$

Aus dieser Gleichung läßt sich eine Meßvorschrift für die nicht-resonante Störkörpermethode ablesen. Um eine Aussage über die elektrische Feldstärke machen zu können, benötigt man die Störkörperkonstante  $\alpha$ , die beiden Koppelfaktoren  $k_1$  und  $k_2$  sowie je eine Messung der Transmission  $S_{21}$  mit und ohne Störkörper.

Die Störkörperkonstante wird mit der Gleichung (4.18) aus der resonanten Störkörpermethode übernommen. Sie muß für jeden Störkörper nur einmal bestimmt werden. Die Bestimmung erfolgt am zweckmäßigsten mit der resonanten Störkörpermethode. Hierzu verwendet man wiederum einen Hohlraumresonator mit bekannten Eigenschaften. Er sollte für eine genaue Bestimmung ein wesentlich kleineres Volumen als das Meßobjekt haben. Hierdurch ist gewährleistet, daß der Störkörper, der im Meßobjekt nur eine kaum meßbare Frequenzverschiebung verursacht, im Eichresonator eine hinreichend genau zu messende Wirkung hat.

Als nächstes werden die Koppelfaktoren  $k_1$  und  $k_2$  benötigt. Sie sind abhängig vom Koppelsystem, dem Resonator und der jeweiligen Modengeometrie. Die Koppelfaktoren müssen also für jede Resonanzstelle neu bestimmt werden. Hierzu schließt man den Netzwerkanalysator an das jeweilige Koppelsystem an und nimmt den Reflexionsfaktor  $\Gamma = S_{11}$  im Bereich der Resonanz auf. Um von dem Reflexionsfaktor auf den Koppelfaktor zu kommen, betrachtet man folgenden Ersatzkreis für den Resonator:

Der eigentliche Resonator wird, wie in Abbildung 4.3 durch einen Serien-Schwingkreis  $Z_{RLC}$  dargestellt. Der ideale Transformator mit dem Übertragungsverhältnis  $\bar{u}$  repräsentiert das Koppelsystem. Von außen betrachtet verhält sich dieses Ein-Tor wie der rechts gezeigte Ersatzkreis mit entsprechend transformierter Impedanz.

Für einen beliebigen Abschluß an einer Leitung ist der Reflexionsfaktor  $\Gamma$  gegeben durch:

$$\Gamma = \frac{z - 1}{z + 1} \quad (4.38)$$

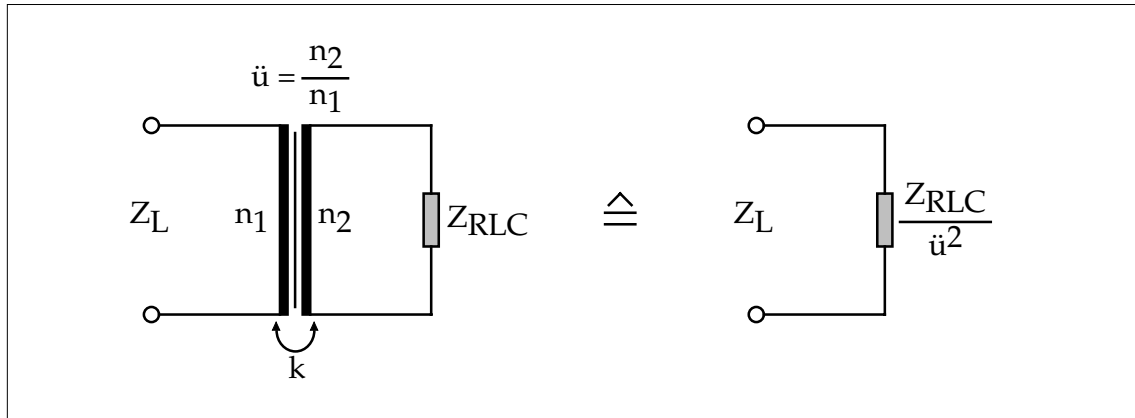


Abbildung 4.5: Zwei gleichwertige Ersatzkreise für einen Resonator mit einem Koppelsystem

Hierbei ist  $z$  die normierte Impedanz des Abschlusses  $Z$  bezogen auf die Leitungsimpedanz  $Z_L$ .

$$z = \frac{Z}{Z_L} = \frac{Z_{\text{RLC}}}{Z_L \dot{u}^2} \quad (4.39)$$

Das Übertragungsverhältnis ersetzt man gemäß Gleichung (4.29) durch den Koppelfaktor und für die Schwingkreis-Impedanz setzt man Gleichung (4.27) ein.

$$z = \frac{1 + i\Omega}{k} \quad (4.40)$$

Eingesetzt in Gleichung (4.38) ergibt sich:

$$\Gamma = \frac{\frac{1 + i\Omega}{k} - 1}{\frac{1 + i\Omega}{k} + 1} = \frac{1 - k + i\Omega}{1 + k + i\Omega} \quad (4.41)$$

Diese Gleichung beschreibt die Abhängigkeit des Reflexionsfaktors von der normierten Kreisfrequenz und dem Koppelfaktor. Das folgende Diagramm zeigt diesen Zusammenhang als Koppel-Kreis in einem Polar-Diagramm.

Am äußeren Kreis ist der Betrag des Reflexionsfaktors Eins, im Mittelpunkt Null. Der Marker steht auf dem Minimum des Reflexionsfaktor-Betrages und zeigt damit auf die Resonanzstelle. Der Reflexionsfaktor an dieser Stelle ergibt gemäß Gleichung (4.41) den Koppelfaktor:

$$k = \frac{1 - \Gamma}{1 + \Gamma} \quad (4.42)$$

In der Praxis wird die Resonanzstelle nicht genau auf der reellen Achse liegen. Der Grund dafür ist, daß die Bezugsebene beim Kalibrieren des Netzwerkanalysators am Steckverbinder zum Koppelsystem liegt. Zwischen dieser Bezugsebene und dem eigentlichen Koppelsystem liegen noch einige Millimeter bis wenige Zentimeter Leitung. Die hierbei entstehende Phasenverschiebung zeigt sich dann als Drehung des Koppel-Krei-

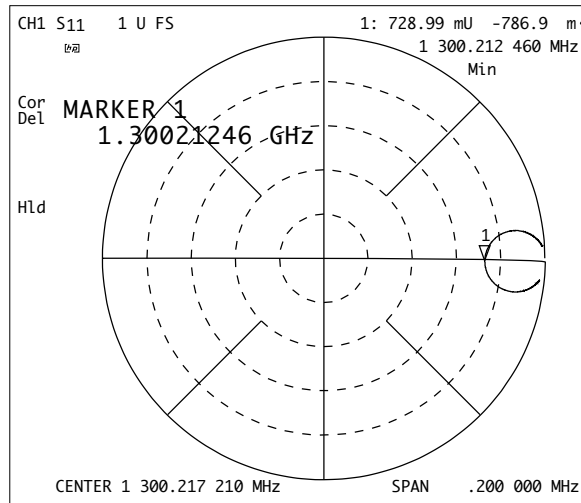


Abbildung 4.6: Reflexionsfaktor an einem Koppelsystem

ses um den Nullpunkt. In obigem Diagramm wurde die Phasenverschiebung, der Übersichtlichkeit wegen, mit dem Netzwerkanalysator herausgerechnet. Um trotz der Phasenverschiebung den Koppelfaktor zu bestimmen, wird nur der Betrag des Reflexionsfaktors abgelesen. Im unterkoppelten Fall ( $k < 1$ ) ist damit der Koppelfaktor:

$$k = \frac{1 - |S_{11}|}{1 + |S_{11}|} \quad (4.43)$$

Im überkoppelten Fall ist der Reflexionsfaktor negativ und in Gleichung (4.43) sind die Vorzeichen zu vertauschen. Die Überkopplung ist daran zu erkennen, daß der Koppelkreis den Nullpunkt umschließt.

Als letztes ist noch je eine Messung der Transmission  $S_{21}$  mit und ohne Störkörper durchzuführen. Die Messung mit Störkörper erfolgt normalerweise nicht nur an einer Stelle, sondern zum Beispiel entlang der gesamten Strahlachse. Die folgenden Diagramme zeigen die Messungen an einem Punkt mit und ohne Störkörper.

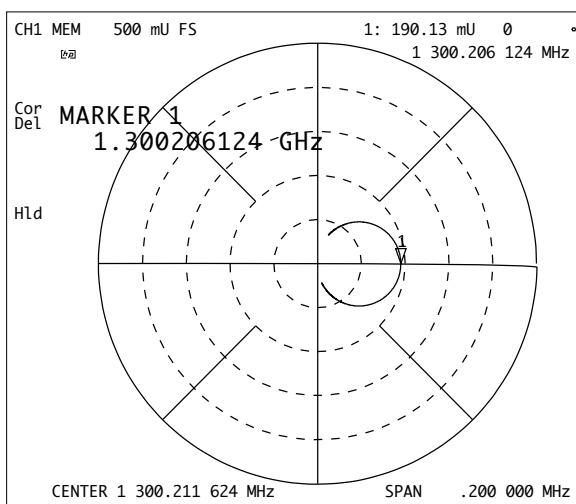


Abbildung 4.7: Transmission ohne Störkörper

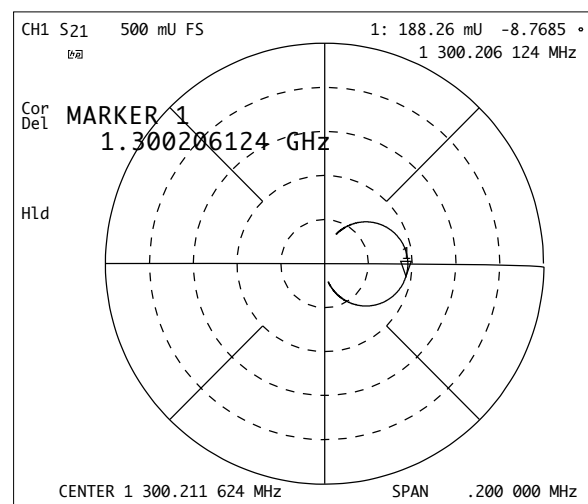


Abbildung 4.8: Transmission mit Störkörper

Die unvermeidlichen Phasenverschiebungen durch die Anschlüsse der Koppelsysteme wurden wiederum mit dem Netzwerkanalysator herausgerechnet. Der Marker zeigt auf die Resonanz des ungestörten Resonators. Der Transmissionsfaktor  $S_{21}$  an der Resonanzstelle verschiebt sich, wie dies nach Gleichung (4.37) zu erwarten ist, ein kleines Stück in Richtung der negativen imaginären Achse. Um die Verschiebung besser ablesen zu können, wurde für das nächste Diagramm bereits im Netzwerkanalysator die Differenz zwischen den beiden Messungen gebildet und das Ergebnis zehnfach vergrößert dargestellt.

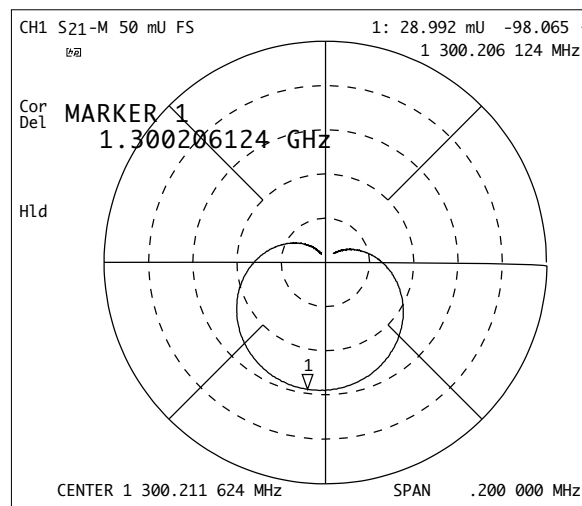


Abbildung 4.9: Differenz beider Messungen

Die Verschiebung kann jetzt direkt an dem Marker abgelesen werden. Bei größeren Störkörpern kommt neben der Verschiebung auf der imaginären Achse noch eine Verschiebung auf der reellen Achse hinzu. In diesem Fall sind die höheren Terme der Gleichung (4.32) nicht mehr zu vernachlässigen, die Messung wird ungenau. In Abbildung 4.9 ist die Verschiebung auf der reellen Achse noch hinreichend klein.

Wegen der oben genannten Phasenverschiebungen wird in der Praxis nur der Betrag der Verschiebung abgelesen. Hieraus läßt sich gemäß Gleichung (4.37) die normierte Feldstärke bezüglich der Quadratwurzel der Verlustleistung berechnen:

$$\frac{|\vec{E}_0|}{\sqrt{P_V}} = \frac{1 + k_1 + k_2}{\sqrt{2 \cdot \alpha \cdot \omega_0 \cdot \sqrt{k_1 k_2}}} \cdot \sqrt{|\Delta S_{21}|} \quad (4.44)$$

### 4.3 Die zwei-Störkörper-Methode

Die beiden bislang vorgestellten Störkörpermethoden haben noch einen Nachteil, der ihren Einsatz zur Messung von Shuntimpedanzen beschränkt. Sie machen nur eine Aussage über den Betrag der Feldstärke am Ort des Störkörpers, nicht jedoch über ihre Richtung.

Bisher wurde von einer Kugel als Störkörper ausgegangen. In diesem Abschnitt wird die Störkörpermethode auf dreiaxige Ellipsoide erweitert und gezeigt, daß, durch die Verwendung mehrerer verschiedenartiger Ellipsoide eine Unterscheidung zwischen den Raumrichtungen möglich ist.

Im Abschnitt 4.1 wurde davon ausgegangen, daß das ungestörte E-Feld im Bereich des Störkörpers homogen ist. Um eine Aussage über das Verhalten von dielektrischen Ellipsoiden zu bekommen, geht man daher von einem homogenen E-Feld aus, das, ohne Beschränkung der Allgemeinheit, in einem kartesischen Koordinatensystem parallel zur x-Achse steht. Das elektrostatische Potential dieses Feldes ist:

$$U_0(x) = -E_0 \cdot x \quad (4.45)$$

In dieses ursprünglich homogene E-Feld bringt man ein dielektrisches Ellipsoid ein. Die Hauptachsen seien dabei, wieder ohne Einschränkung der Allgemeinheit, parallel zu den Achsen des Koordinatensystems. Der Mittelpunkt liege im Ursprung. Die Oberfläche des Ellipsoids wird durch folgende Gleichung bestimmt.

$$\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1 \quad (4.46)$$

Hierbei sind  $a$ ,  $b$  und  $c$  die Halbachsen des Ellipsoids. Das gestörte Potential kann man als Überlagerung aus ungestörtem Potential und Störpotential des Ellipsoids schreiben.

$$U = U_0 + U_1 \quad (4.47)$$

Für das elektrostatische Problem ist gefordert, daß das Potential  $U$  und die Normalkomponente des D-Feldes stetig durch die Oberfläche des Störkörpers gehen.

Zur Lösung des Problems wählt man zunächst ein angemessenes Koordinatensystem. Hierzu eignet sich das konfokale Koordinatensystem. Dieses krummlinige, dreidimensionale Koordinatensystem läßt sich am besten über seine drei Koordinatenflächen einführen. Sie haben die Form:

$$\frac{x^2}{a^2 + \xi} + \frac{y^2}{b^2 + \xi} + \frac{z^2}{c^2 + \xi} = 1 \quad (4.48)$$

Die Konstanten  $a$ ,  $b$  und  $c$  sind die Halbachsen unseres Ellipsoids. Für die drei Koordinaten  $\lambda$ ,  $\mu$  und  $\nu$  gilt:

$$(\xi_1 = \lambda) > -c^2 > (\xi_2 = \mu) > -b^2 > (\xi_3 = \nu) > -a^2 \quad (4.49)$$

Damit ist die Koordinatenfläche mit konstantem  $\lambda$  ein Ellipsoid, mit konstantem  $\mu$  ein einflächiges Hyperboloid und mit konstantem  $\nu$  ein zweiflächiges Hyperboloid. Insbesondere ist die Koordinatenfläche mit  $\lambda = 0$  die Oberfläche des Störkörpers.

Der Zusammenhang von konfokalen und kartesischen Koordinaten ist durch folgende Gleichungen gegeben.

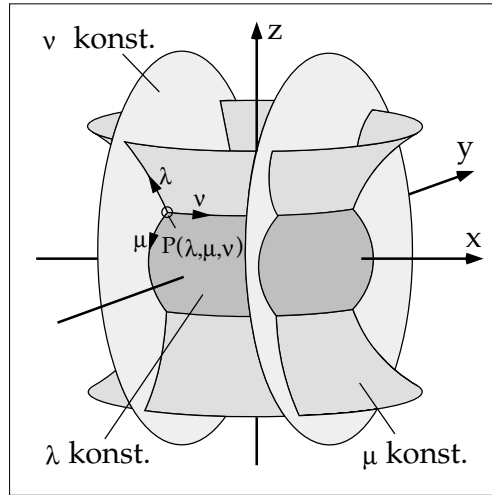


Abbildung 4.10: Koordinatenflächen eines konfokalen Koordinatensystems

$$x^2 = \frac{(a^2 + \lambda)(a^2 + \mu)(a^2 + \nu)}{(b^2 - a^2)(c^2 - a^2)} \quad (4.50.1)$$

$$y^2 = \frac{(b^2 + \lambda)(b^2 + \mu)(b^2 + \nu)}{(a^2 - b^2)(c^2 - b^2)} \quad (4.50.2)$$

$$z^2 = \frac{(c^2 + \lambda)(c^2 + \mu)(c^2 + \nu)}{(a^2 - c^2)(b^2 - c^2)} \quad (4.50.3)$$

Damit ist das ungestörte Potential in konfokalen Koordinaten gegeben durch:

$$U_0(\lambda, \mu, \nu) = -E_0 \cdot \sqrt{\frac{(a^2 + \lambda)(a^2 + \mu)(a^2 + \nu)}{(b^2 - a^2)(c^2 - a^2)}} \quad (4.51)$$

Dies kann man in Faktoren zerlegen, die nur noch von einer Variablen abhängen:

$$U_0(\lambda, \mu, \nu) = c_1 \cdot f_1(\lambda) \cdot f_2(\mu) \cdot f_3(\nu) \quad (4.52)$$

mit

$$c_1 = -\frac{E_0}{\sqrt{(b^2 - a^2)(c^2 - a^2)}}, \quad f_1(\lambda) = \sqrt{\lambda + a^2}, \quad f_2(\mu) = \sqrt{\mu + a^2}, \quad f_3(\nu) = \sqrt{\nu + a^2} \quad (4.53)$$

Für das Störpotential außerhalb des Ellipsoids wählt man ebenfalls einen Produktansatz [8:333].

$$U_1(\lambda, \mu, \nu) = c_2 \cdot g_1(\lambda) \cdot f_2(\mu) \cdot f_3(\nu) \quad (4.54)$$

Das Potential zeigt dabei in den Koordinaten  $\mu$  und  $\nu$  das gleiche Verhalten wie das ungestörte Potential. Es wird im folgenden gezeigt, daß sich damit die Randbedingungen erfüllen lassen.

Um  $g_1$  zu bestimmen, setzt man das Störpotential in die Laplace-Gleichung ein. Die Laplace-Gleichung in konfokalen Koordinaten lautet [8:178]:

$$(\mu - \nu)z(\lambda)\frac{\partial}{\partial\lambda}\left(z(\lambda)\frac{\partial U}{\partial\lambda}\right) + (\nu - \lambda)z(\mu)\frac{\partial}{\partial\mu}\left(z(\mu)\frac{\partial U}{\partial\mu}\right) + (\lambda - \mu)z(\nu)\frac{\partial}{\partial\nu}\left(z(\nu)\frac{\partial U}{\partial\nu}\right) = 0 \quad (4.55)$$

mit

$$z(\alpha) = \sqrt{(a^2 + \alpha)(b^2 + \alpha)(c^2 + \alpha)} \quad (4.56)$$

Es entsteht eine homogene Differentialgleichung zweiter Ordnung für  $g_1$ .

$$z(\lambda)\frac{d}{d\lambda}\left(z(\lambda)\frac{d}{d\lambda}g_1(\lambda)\right) - \left(\frac{\lambda}{2} + \frac{b^2 + c^2}{4}\right)g_1(\lambda) = 0 \quad (4.57)$$

Die allgemeine Lösung einer Differentialgleichung zweiter Ordnung besteht aus einer Linearkombination zweier linear unabhängiger partikulärer Lösungen. Nach Gleichung (4.52) ist  $f_1$  bereits eine partikuläre Lösung.

$$g_1^a(\lambda) = f_1(\lambda) = \sqrt{a^2 + \lambda} \quad (4.58)$$

Die zweite ergibt sich durch die Methode der Variation der Konstanten. Man kann also ansetzen:

$$g_1^b(\lambda) = k(\lambda) \cdot g_1^a(\lambda) \quad (4.59)$$

Um  $k$  zu bestimmen, wird die Gleichung (4.57) in die Normalform gebracht.

$$\frac{d^2}{d\lambda^2}g_1^b(\lambda) + p(\lambda)\frac{d}{d\lambda}g_1^b(\lambda) + q(\lambda)g_1^b(\lambda) = 0 \quad (4.60)$$

mit

$$p(\lambda) = \frac{d}{d\lambda}\frac{z(\lambda)}{z(\lambda)} \quad \text{und} \quad q(\lambda) = -\frac{1}{z^2(\lambda)}\left(\frac{\lambda}{2} + \frac{b^2 + c^2}{4}\right) \quad (4.61)$$

Die Differentialgleichung (4.60) ergibt für  $k(\lambda)$ :

$$k(\lambda) = \int_{\lambda}^{\lambda} \frac{e^{-\int p(\lambda)d\lambda}}{(g_1^a(\lambda))^2} d\lambda \quad (4.62)$$

Setzt man Gleichungen (4.59) sowie (4.52) ein und führt die Integration aus, so ergibt sich:

$$g_1(\lambda) = g_1^a(\lambda) \int \frac{1}{(g_1^a(\lambda))^2 z(\lambda)} d\lambda \quad (4.63)$$

Um nun das Störpotential zu erhalten, werden die Integrationsgrenzen so gewählt, daß das Störpotential im Unendlichen verschwindet und die Gleichung (4.58) wird eingesetzt.

$$U_1(\lambda, \mu, \nu) = c_2 \cdot f_1(\lambda) \int_{\lambda}^{\infty} \frac{1}{(a^2 + \lambda) z(\lambda)} d\lambda \cdot f_2(\mu) \cdot f_3(\nu) \quad (4.64)$$

Für das Störpotential innerhalb des Ellipsoids wählt man einen Ansatz analog zu Gleichung (4.54).

$$U_2(\lambda, \mu, \nu) = c_3 \cdot h_1(\lambda) \cdot f_2(\mu) \cdot f_3(\nu) \quad (4.65)$$

Da die Funktionen  $f_1$  und  $g_1$  zwei unabhängige Lösungen der Differentialgleichung (4.57) sind, muß die Funktion  $h_1$  eine Linearkombination hiervon sein.

$$h_1(\lambda) = k_1 f_1(\lambda) + k_2 g_1(\lambda) \quad (4.66)$$

Der Innenraum des Ellipsoids ist gegeben durch  $-c^2 \leq \lambda \leq 0$ . Da nach Gleichung (4.64) die Funktion  $g_1(\lambda)$  für  $\lambda \rightarrow 0$  gegen unendlich geht, muß  $k_1$  gleich Null sein. Das gestörte Potential im Innenraum ist also:

$$U_i(\lambda, \mu, \nu) = c_4 \cdot f_1(\lambda) \cdot f_2(\mu) \cdot f_3(\nu) \quad (4.67)$$

Die Konstanten  $c_1$ ,  $c_2$  und  $c_4$  bestimmt man mit Hilfe der Randbedingungen. Das Potential soll stetig durch die gesamte Oberfläche des Ellipsoids gehen:

$$c_4 \cdot f_1(0) \cdot f_2(\mu) \cdot f_3(\nu) = c_1 \cdot f_1(0) \cdot f_2(\mu) \cdot f_3(\nu) + c_2 \cdot g_1(0) \cdot f_2(\mu) \cdot f_3(\nu) \quad (4.68)$$

Daraus folgt:

$$c_4 = c_1 + \frac{g_1(0)}{f_1(0)} \cdot c_2 \quad (4.69)$$

Weiterhin soll die Normalkomponente des D-Feldes stetig durch die Oberfläche gehen.

$$\frac{\epsilon_0}{m_\lambda(\lambda, \mu, \nu)} \cdot \left. \frac{\partial [U_0(\lambda, \mu, \nu) + U_1(\lambda, \mu, \nu)]}{\partial \lambda} \right|_{\lambda=0} = \frac{\epsilon}{m_\lambda(\lambda, \mu, \nu)} \cdot \left. \frac{\partial [U_i(\lambda, \mu, \nu)]}{\partial \lambda} \right|_{\lambda=0} \quad (4.70)$$



Hierbei ist  $\varepsilon$  die Dielektrizitätskonstante des Ellipsoids und  $m_\lambda$  der metrische Koeffizient der Koordinate  $\lambda$  des konfokalen Koordinatensystems.

$$m_\lambda(\lambda, \mu, \nu) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{(\lambda - \mu)(\lambda - \nu)}{(a^2 + \lambda)(b^2 + \lambda)(c^2 + \lambda)}} \quad (4.71)$$

Setzt man die Potentiale von Gleichung (4.52), (4.64) und (4.65) ein, ergibt sich der folgende Zusammenhang.

$$c_2 = \frac{(\varepsilon_0 - \varepsilon) \cdot abc}{2\varepsilon_0} c_4 \quad (4.72)$$

Zusammen mit Gleichung (4.69) ergibt sich:

$$\frac{c_1}{c_4} = 1 + \frac{(\varepsilon - \varepsilon_0) \cdot abc}{2\varepsilon_0} \frac{g_1(0)}{f_1(0)} \quad (4.73)$$

Das gestörte Potential im Ellipsoid läßt sich nach Gleichung (4.52) und Gleichung (4.67) auch durch das ungestörte Potential ausdrücken.

$$U_i = \frac{c_4}{c_1} U_0 = \frac{1}{1 + \frac{(\varepsilon - \varepsilon_0) \cdot abc}{2\varepsilon_0} \frac{g_1(0)}{f_1(0)}} U_0 \quad (4.74)$$

Damit läßt sich jetzt direkt das E-Feld im Ellipsoid ausdrücken.

$$E_i = A_{11} \cdot E_0 \quad (4.75)$$

mit dem Faktor

$$A_{11} = \frac{1}{1 + \frac{(\varepsilon - \varepsilon_0)}{\varepsilon_0} \cdot L_a} \quad (4.76)$$

und

$$L_a = \frac{abc}{2} \int_0^\infty \frac{1}{(a^2 + \lambda) \sqrt{(a^2 + \lambda)(b^2 + \lambda)(c^2 + \lambda)}} d\lambda \quad (4.77)$$

Mit Gleichung (4.45) hatte man sich zunächst auf Felder in  $x$ -Richtung beschränkt. Diese Beschränkung kann durch einfache Permutation der kartesischen Koordinaten aufgehoben werden. Für Felder in  $y$ - und  $z$ -Richtung sind die entsprechenden Faktoren  $A_{22}$  und  $A_{33}$  gegeben durch:

$$A_{22} = \frac{1}{1 + \frac{(\varepsilon - \varepsilon_0)}{\varepsilon_0} \cdot L_b} \quad \text{mit} \quad L_b = \frac{abc}{2} \int_0^\infty \frac{1}{(b^2 + \lambda)\sqrt{(a^2 + \lambda)(b^2 + \lambda)(c^2 + \lambda)}} d\lambda \quad (4.78)$$

$$A_{33} = \frac{1}{1 + \frac{(\varepsilon - \varepsilon_0)}{\varepsilon_0} \cdot L_c} \quad \text{und} \quad L_c = \frac{abc}{2} \int_0^\infty \frac{1}{(c^2 + \lambda)\sqrt{(a^2 + \lambda)(b^2 + \lambda)(c^2 + \lambda)}} d\lambda \quad (4.79)$$

Die drei elliptischen Integrale  $L_a$ ,  $L_b$  und  $L_c$  haben im allgemeinen Fall keine geschlossene Lösung.

Die drei Gleichungen für die einzelnen Komponenten kann man zu einer einzigen zusammenfassen, indem man die Faktoren zu einem Tensor zweiter Stufe vereinigt:

$$\vec{E}_i = \vec{A} \cdot \vec{E}_0 \quad (4.80)$$

mit

$$\vec{A} = \begin{bmatrix} A_{11} & 0 & 0 \\ 0 & A_{22} & 0 \\ 0 & 0 & A_{33} \end{bmatrix} \quad (4.81)$$

Die zweite Beschränkung war die achsparallele Orientierung des Ellipsoids im Koordinatensystem. Hieraus resultiert die Diagonalstruktur des Tensors. Die Beschränkung kann durch die Multiplikation mit einer Rotationsmatrix beseitigt werden.

$$\vec{E}_i = \vec{A}^\diamond \cdot \vec{E}_0 = (\mathbf{R}^{-1} \cdot \vec{A} \cdot \mathbf{R}) \cdot \vec{E}_0 \quad (4.82)$$

Die normale Rotationsmatrix  $\mathbf{R}$  vermittelt die Drehung vom globalen Koordinatensystem in das lokale Koordinatensystem, das durch die Halbachsen des Ellipsoids aufgespannt wird. Der resultierende Tensor  $\vec{A}^\diamond$  ist im allgemeinen nicht mehr nur diagonal besetzt.

Nun, da der Einfluß auf das E-Feld bekannt ist, kann das Ellipsoid als Störkörper in der resonanten Störkörpermethode eingesetzt werden. Mit Gleichung (4.80) und Gleichung (4.12.1) wird die Polarisierung im Störkörper angegeben.

$$\vec{P} = (\varepsilon - \varepsilon_0) \cdot \vec{E} = (\varepsilon - \varepsilon_0) \cdot \vec{A} \cdot \vec{E}_0 \quad (4.83)$$

Die Polarisation wird in die Störkörpergleichung (4.16) eingesetzt. Die Magnetisierung wird für dielektrische Störkörper wieder gleich Null gesetzt.

$$\frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega^2} = \frac{(\varepsilon - \varepsilon_0) \iiint_{V_s} \vec{E}_0^* \cdot \vec{A} \cdot \vec{E}_0 \, dv}{2W} \quad (4.84)$$

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ausschließlich mit Störkörpern gemessen, die durch achsparallele Ellipsoide beschrieben werden können. Der Tensor A wird daher im weiteren als diagonal angesehen. Daher kann, analog zu Gleichung (4.18), das Integral komponentenweise in ein Produkt überführt werden und die Konstanten können jeweils zusammengefaßt werden. Die drei Konstanten können formal zu einem Störkörper-Vektor zusammengefaßt werden, der aus Geometrie und Dielektrizitätskonstante berechnet werden kann.

$$\frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega^2} = \frac{V_s \cdot (\varepsilon - \varepsilon_0) \sum_{i=1}^3 A_{ii} E_{0i}^2}{2W} = \bar{\alpha} \frac{1}{W} \begin{pmatrix} E_{0x}^2 \\ E_{0y}^2 \\ E_{0z}^2 \end{pmatrix} \quad (4.85)$$

mit

$$\bar{\alpha} = \frac{V_s}{2} \cdot (\varepsilon - \varepsilon_0) \cdot \begin{pmatrix} A_{11} \\ A_{22} \\ A_{33} \end{pmatrix} = \frac{2\pi}{3} \cdot abc \cdot (\varepsilon - \varepsilon_0) \cdot \begin{pmatrix} \frac{1}{1 + \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon_0} \cdot L_a} \\ \frac{1}{1 + \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon_0} \cdot L_b} \\ \frac{1}{1 + \frac{\varepsilon - \varepsilon_0}{\varepsilon_0} \cdot L_c} \end{pmatrix} \quad (4.86)$$

Um die drei Komponenten des E-Feldes unterscheiden zu können, ist eine Messung mit einem Störkörper nicht ausreichend, da die Gleichung (4.85) für E unterbestimmt ist. Werden hingegen drei Messungen mit Störkörpern durchgeführt, deren Halbachsenverhältnisse paarweise unterschiedlich sind, so entsteht ein Gleichungssystem das nach E aufgelöst werden kann.

Alle Störkörper, die im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurden, sind rotationssymmetrisch, die zweite und dritte Komponente des Störkörpervektors sind also gleich. Daher konnte zwischen  $E_y$  und  $E_z$  nicht unterschieden werden, die Gleichung (4.85) wird also zweidimensional und zwei Messungen sind ausreichend.

$$\bar{\omega}^\diamond = X \cdot \frac{1}{W} \cdot \vec{E}^\diamond \quad (4.87)$$

mit

$$\vec{\omega}^\diamond = \begin{pmatrix} \left( \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega^2} \right)_1 \\ \left( \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega^2} \right)_2 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{X} = \begin{pmatrix} \alpha_1^{\parallel} & \alpha_1^\perp \\ \alpha_2^{\parallel} & \alpha_2^\perp \end{pmatrix} \quad \text{und} \quad \vec{E}^\diamond = \begin{pmatrix} E^{\parallel} \\ E^\perp \end{pmatrix} \quad (4.88)$$

Im betrachteten Spezialfall mit  $b=c$  können die elliptischen Integrale  $L_a$  und  $L_b=L_c$  mit einfachen Funktionen ausgedrückt werden [2].

$$L_a = \frac{\beta^2}{2\sqrt{1-\beta^2}^3} \left( \ln \left( \frac{1+\sqrt{1-\beta^2}}{1-\sqrt{1-\beta^2}} \right) - 2\sqrt{1-\beta^2} \right) \quad (4.89.1)$$

$$L_b = \frac{\beta^2}{2\sqrt{1-\beta^2}^3} \left( \frac{1}{\beta^2} \sqrt{1-\beta^2} - \frac{1}{2} \ln \left( \frac{1+\sqrt{1-\beta^2}}{1-\sqrt{1-\beta^2}} \right) \right) \quad (4.89.2)$$

mit

$$\beta = \frac{b}{a} \quad (4.90)$$

Damit können, analog zu Gleichung (4.21), die Komponenten des normierten E-Feldes bezüglich der Quadratwurzel der Verlustleistung angegeben werden.

$$\frac{|E_0^{\parallel}|}{\sqrt{P_V}} = \sqrt{\left( \mathbf{X}^{-1} \cdot \frac{1}{Q} \cdot \vec{\omega}^\diamond \right)^{\parallel}} \quad \text{und} \quad \frac{|E_0^\perp|}{\sqrt{P_V}} = \sqrt{\left( \mathbf{X}^{-1} \cdot \frac{1}{Q} \cdot \vec{\omega}^\diamond \right)^\perp} \quad (4.91)$$

Damit wurde die resonante Störkörpermethode zu einer zwei-Störkörper-Methode erweitert.

Auch die nicht-resonante Störkörpermethode läßt sich auf diese Weise zu einer zwei-Störkörper-Methode erweitern. Hierzu wird in die Gleichung (4.35) statt der Gleichung (4.18) aus der resonanten Störkörpermethode die Gleichung (4.87) eingesetzt. Die Gleichung (4.44) wird damit zu:

$$\frac{|E_0^{\parallel}|}{\sqrt{P_V}} = \frac{1+k_1+k_2}{\sqrt{2 \cdot \omega_0 \cdot \sqrt{k_1 k_2}}} \cdot \sqrt{\left( \mathbf{X}^{-1} \cdot |\Delta \vec{S}_{21}^\diamond \right)^{\parallel}} \quad (4.92.1)$$

$$\frac{|E_0^\perp|}{\sqrt{P_V}} = \frac{1+k_1+k_2}{\sqrt{2 \cdot \omega_0 \cdot \sqrt{k_1 k_2}}} \cdot \sqrt{\left( \mathbf{X}^{-1} \cdot |\Delta \vec{S}_{21}^\diamond \right)^\perp} \quad (4.92.2)$$

mit

$$\Delta \vec{S}_{21}^\diamond = \begin{pmatrix} (\Delta S_{21})_1 \\ (\Delta S_{21})_2 \end{pmatrix} \quad (4.93)$$

In der Praxis sind die verwendeten Störkörper meist keine Ellipsoide, sondern zylindrische Stäbe, Rohre oder Scheiben. Ein langer dünner Stab kann jedoch mit guter Näherung als langgezogenes Rotationsellipsoid, eine flache Scheibe als flaches Ellipsoid betrachtet werden.

Bei der Wahl der Störkörper sind mehrere Aspekte zu berücksichtigen.

Erstens muß der Störkörper sehr klein im Verhältnis zum Resonator sein. Ein zu großer Störkörper würde die Annahme verletzen, daß das ungestörte Feld im Störkörpervolumen homogen ist. Weiterhin bedeutet ein großer Störkörper eine große Frequenzverschiebung. Dies widerspricht den in Abschnitt 4.1 und 4.2 gemachten Näherungen. Die untere Grenze der Störkörpergröße ist durch die Meßtechnik gegeben. Bei zu kleinen Störkörpern ist die Frequenzverschiebung beziehungsweise die Änderung des Transmissionsfaktors nicht mehr genau genug zu bestimmen.

Zweitens ist es sinnvoll, einen langen, dünnen und einen kurzen, breiten Störkörper zu verwenden. Ein langer, dünner Störkörper hat eine große Empfindlichkeit für longitudinale und eine kleine für transversale Felder. Für einen kurzen, breiten Störkörper gilt das Umgekehrte. Der Grund für diese Wahl kann aus der Matrix  $X^{-1}$  abgelesen werden. Bei einer Messung mit zwei ähnlichen Störkörpern führt die Anwendung der Matrix zu einer starken Hervorhebung der Differenz zwischen beiden, nahe beieinander liegenden, Meßwerten. Dies vergrößert den Fehler für die einzelnen Komponenten beträchtlich.

Drittens sollte das Störkörpermaterial eine hohe Dielektrizitätskonstante haben. Die Richtungs-Selektivität, also das Verhältnis  $\alpha^{\parallel} / \alpha^{\perp}$ , steigt mit der Dielektrizitätskonstante, was eine Trennung der E-Feld-Komponenten erleichtert.

Die Abbildungen 4.11 und 4.12 zeigen den Verlauf der Richtungs-Selektivität für Ellipsoide mit unterschiedlicher Dielektrizitätskonstante. Der Grenzwert der Selektivität bei Stäben für ein Längen zu Dicken-Verhältnis gegen unendlich ( $\beta \rightarrow 0$ ) ist gemäß Gleichungen (4.86), (4.89.1) und (4.89.2):

$$\lim_{\beta \rightarrow 0} \frac{\alpha^{\parallel}}{\alpha^{\perp}} = \frac{\epsilon + \epsilon_0}{2 \cdot \epsilon_0} \quad (4.94)$$

Für Scheiben-Störkörper ( $\beta \rightarrow \infty$ ) gilt:

$$\lim_{\beta \rightarrow \infty} \frac{\alpha^{\parallel}}{\alpha^{\perp}} = \frac{\epsilon}{\epsilon_0} \quad (4.95)$$

Eine hohe Dielektrizitätskonstante führt, bei gleicher Empfindlichkeit, auch zu kleineren Störkörpern. Zu beachten ist allerdings, daß Materialien mit hoher Dielektrizitätskonstante oft auch hohe dielektrische Verluste haben. Dies gilt insbesondere bei den hohen Frequenzen im Mikrowellenbereich.

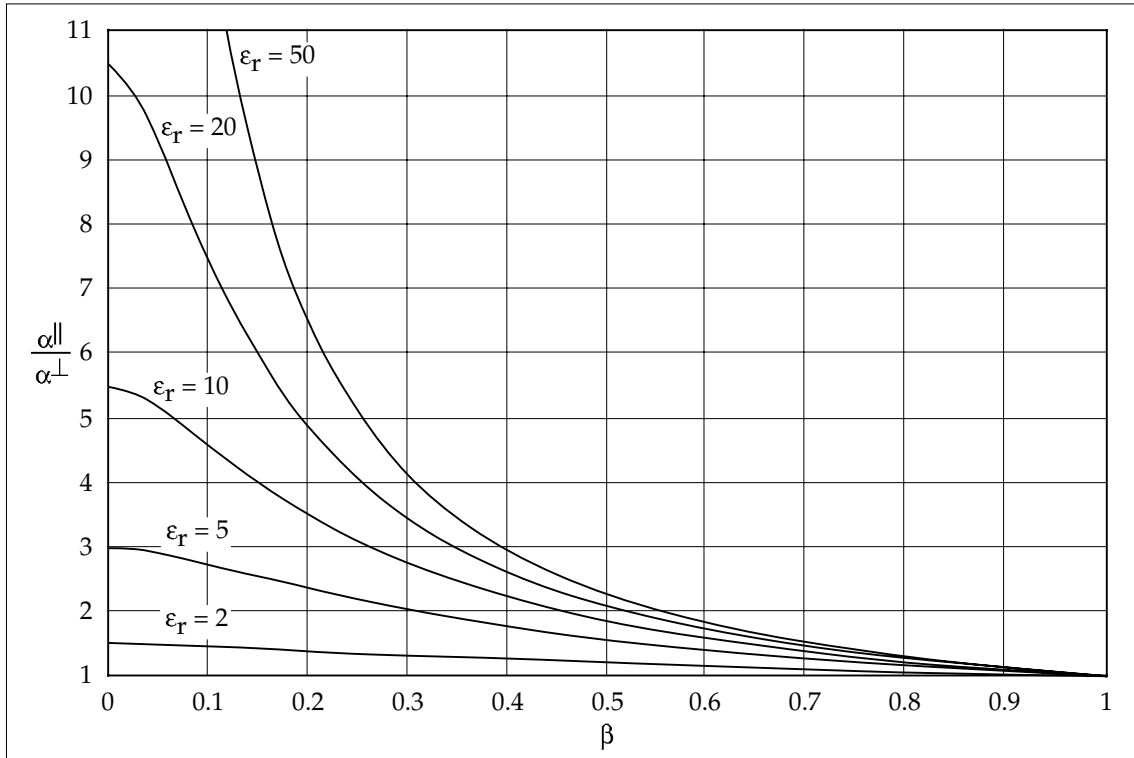


Abbildung 4.11: Richtungs-Selektivität langer dielektrischer Ellipsoide

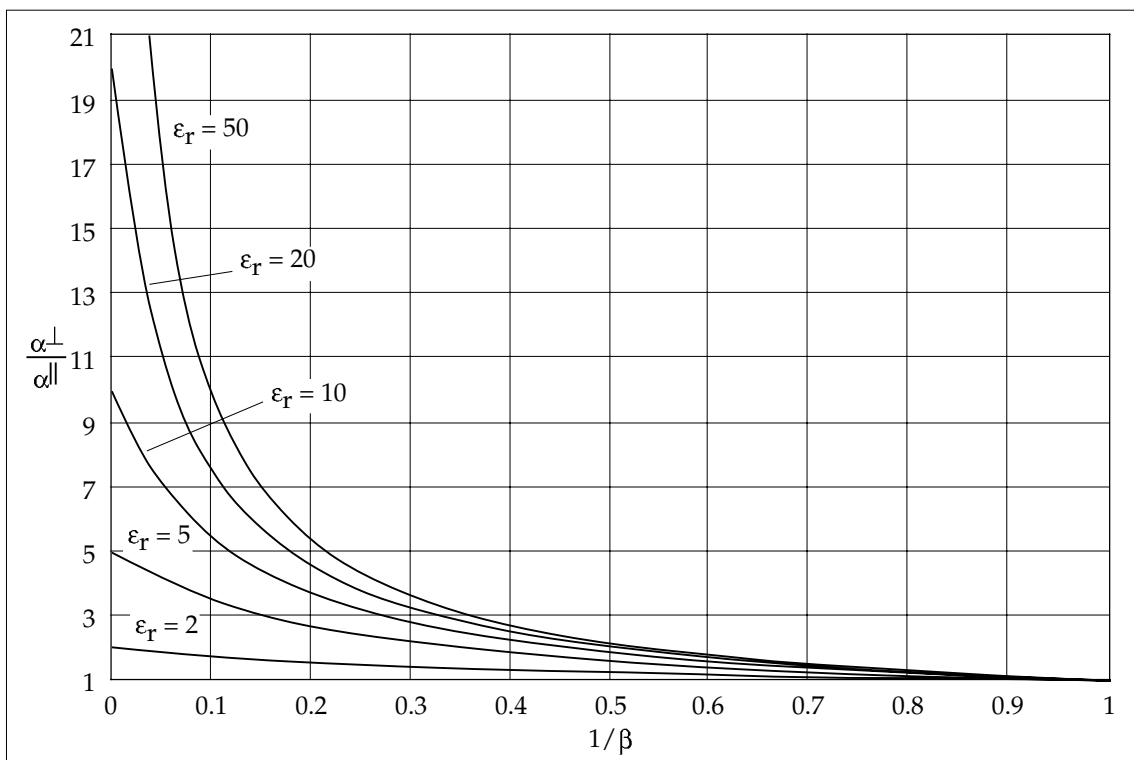


Abbildung 4.12: Richtungs-Selektivität flacher dielektrischer Ellipsoide

## 4.4 Störkörpermessung der longitudinalen Shuntimpedanz

In diesem Abschnitt wird gezeigt, wie man die vorgestellten Meßverfahren zur Bestimmung der longitudinalen Shuntimpedanz einsetzen kann. Für eine Längeneinheit und eine Beschleunigermode ist die longitudinale Shuntimpedanz  $R_S$  definiert als der Quotient aus Energiegewinn  $\Delta W$  eines Teilchens pro Ladung  $q$  im Quadrat und der Verlustleistung  $P_V$ . Die Längeneinheit ist meist eine Beschleunigerzelle oder eine Beschleunigersektion. In dieser Arbeit ist die Längeneinheit, soweit nicht anders definiert, eine Tesla-Sektion mit neun Zellen. Der Energiegewinn pro Ladung kann auch als durchfallene Potentialdifferenz  $V$  aufgefaßt werden, ist also eine Spannung.

$$R_S = \frac{\left(\frac{\Delta W}{q}\right)^2}{P_V} = \frac{V^2}{P_V} \quad (4.96)$$

Die longitudinale Shuntimpedanz hat die Dimension eines Widerstandes, die Einheit ist Ohm. In kurzen Strukturen kann die Laufzeit der Teilchen gegenüber der Schwingungsperiode vernachlässigt werden. Die Spannung  $V$  kann in diesem Fall als Integral der longitudinalen elektrischen Feldstärke über die Strukturlänge dargestellt werden.

$$R'_S = \frac{1}{P_V} \left( \int_0^L |\vec{E}_0^{\parallel}| ds \right)^2 \quad (4.97)$$

Bei langen Strukturen muß die zeitliche Veränderung des Feldes während des Durchflugs berücksichtigt werden. Mit harmonischer Zeitabhängigkeit des Feldes und Lichtgeschwindigkeit des Teilchens gilt:

$$R_S = \frac{1}{P_V} \left| \int_0^L \vec{E}_0^{\parallel} \cdot e^{\frac{i\omega_0 \cdot s}{c}} ds \right|^2 \quad (4.98)$$

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

Um die Shuntimpedanz zu bestimmen, mißt man mit einer der beschriebenen Störkörpermethoden in kleinen Abständen das normierte E-Feld entlang der gesamten Strahlachse. Bei kurzen Strukturen kann daraus direkt nach Gleichung (4.97) die longitudinale Shuntimpedanz berechnet werden. Bei langen Strukturen ergibt sich das Problem, daß die Störkörpermessung zwar die Amplitude, nicht jedoch die Phase bzw. das Vorzeichen liefert. Die Phasensprünge müssen daher nachträglich rekonstruiert werden. Die Information über die Position der Phasensprünge kann man entweder, falls vorhanden, aus einer numerischen Feldberechnung oder aus dem Verlauf des gemessenen Feldstärkebetrags gewinnen. Die Positionen zeichnen sich im Meßdiagramm dadurch aus, daß der

Graph steil in ein Minimum oder im Idealfall eine Nullstelle läuft. In die Minima, die durch die Blenden zwischen den Zellen verursacht werden, läuft der Graph dagegen relativ flach.

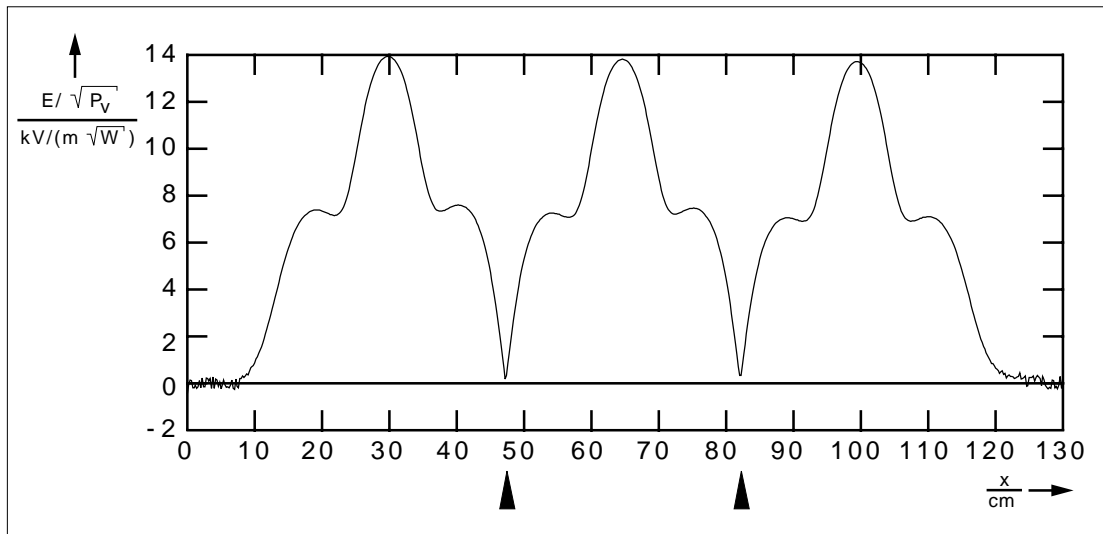


Abbildung 4.13: normierter E-Feld-Betrag der TM- $\pi/3$ -Monopol-Mode in einer Tesla-Sektion

Das Diagramm in Abbildung 4.13 zeigt die TM- $\pi/3$ -Monopol-Mode in einer neunzelligen Tesla-Struktur und entstand nach der nicht-resonanten Störkörpermethode. Die beiden Pfeile zeigen die Positionen der Phasensprünge.

Die Störkörpermessung der longitudinalen Shuntimpedanz erfordert viele gleichartige Einzelmessungen, in Abbildung 4.13 sind es 651 Punkte. Es bietet sich daher an, den gesamten Meßvorgang mit Auswertung mit einem Computer-Programm zu automatisieren. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein solches Programm entwickelt. Es wird in Kapitel 5 vorgestellt.

## 4.5 Störkörpermessung der transversalen Shuntimpedanz

Das vorgestellte Verfahren zur Messung der longitudinalen Shuntimpedanz kann man auch zur Messung der transversalen Shuntimpedanz einsetzen. Die transversale Shuntimpedanz ist für TM-Dipol-Moden, wie in Abschnitt 1.2.6 gezeigt, gleich der longitudinalen Shuntimpedanz in einem Abstand  $1/k$  von der Strahlachse. Hierbei ist  $k$  die Wellenzahl der jeweiligen Mode. Prinzipiell würde es also ausreichen, eine Messung der longitudinalen Shuntimpedanz im entsprechenden Abstand auszuführen. In der Praxis gibt es jedoch mehrere Gründe, die gegen dieses Verfahren sprechen.

Erstens ist die genaue Position der elektrischen Achse nicht von vorne herein bekannt. Bedingt durch kleine Fehler in der Geometrie der Beschleunigerstruktur kann die elektrische Achse ein kleines Stück neben der geometrischen Achse verlaufen. Im Strahlbetrieb werden die Strukturen, soweit möglich, so justiert, daß die Strahlachse auf der elektrischen Achse liegt.



Zweitens liegt die Linie  $1/k$ , je nach Geometrie und jeweiliger Wellenzahl der Mode oft außerhalb der Blendenöffnungen und ist somit für eine Störkörpermessung nicht ohne weiteres zugänglich.

Aus diesen Gründen wird die longitudinale Shuntimpedanz nicht nur mit einem Abstand gemessen, sondern mit mehreren verschiedenen Abständen beidseitig der geometrischen Achse. Aus diesen Meßwerten kann zum einen die Lage der elektrischen Achse abgelesen werden, zum anderen kann die longitudinale Shuntimpedanz an der Stelle  $1/k$  durch Extrapolation bestimmt werden.

In einem kreiszylindrischen Resonator läßt sich die Abhängigkeit der longitudinalen Shuntimpedanz von der Achsablage für TM-Dipol-Moden durch folgende Funktion beschreiben.

$$R_s(r) = \frac{Q_0 \cdot L^2}{W \cdot \omega_0} \cdot J_1^2\left(\frac{x_{11} \cdot r}{R}\right) \quad (4.99)$$

Hiebei ist  $L$  die Länge des Resonators,  $R$  der Radius und  $x_{11}$  die erste Nullstelle der Besselfunktion  $J_1$ . Die longitudinale Shuntimpedanz ist also proportional zum Quadrat der ersten Besselfunktion. In der Nähe der Achse gilt das mit guter Näherung auch für die Tesla-Struktur. Als Radius kann in diesem Fall der Radius eines kreiszylindrischen Resonators mit gleicher Resonanzfrequenz für die  $TM_{110}$ -Mode angenommen werden.

$$R = \frac{c \cdot x_{11}}{\omega_{TM_{110}}} \quad (4.100)$$

Im Bereich um die Null beginnt die erste Besselfunktion nahezu linear. Die longitudinale Shuntimpedanz ist hier also annähernd proportional zum Quadrat des Abstands. Um die Position der elektrischen Achse zu bestimmen, ist es daher ausreichend, an die Meßpunkte eine Parabel anzupassen. Die elektrische Achse liegt dann an der Position des Minimums. Theoretisch sollte dies eine Nullstelle sein. In der Praxis wird die Parabel normalerweise etwas nach oben verschoben sein, da es auch mit der zwei-Störkörper-Methode nicht möglich ist, den Einfluß des transversalen Feldes ganz zu eliminieren. Das Anpassen der Parabel erfolgt durch Minimierung der Fehlerquadrate [7:137]. Hierzu werden in eine Matrix  $M$  spaltenweise Potenzen der Meßpositionen eingetragen. Für eine in beiden Richtungen verschobene Parabel benötigt man die Potenzen  $r^0$  bis  $r^2$ . In einen Vektor  $Y$  werden die Shuntimpedanzen eingetragen. Daraus berechnet man den Vektor  $C$ .

$$\vec{C} = (M^T \cdot M)^{-1} \cdot (M^T \cdot \vec{Y}) \quad (4.101)$$

Der Vektor  $C$  enthält jetzt die Koeffizienten der Parabel mit den kleinsten Fehlerquadraten, die Meßpositionen werden damit entsprechend korrigiert.

Nach dem gleichen Verfahren wird jetzt noch das Quadrat der ersten Besselfunktion an die Meßpunkte angepaßt. Der Faktor im Argument der Besselfunktion ist nach Gleichung (4.100) bereits bekannt. Lediglich der Faktor vor der Besselfunktion ist noch zu bestimmen.

$$R_s(r) \approx a \cdot J_1^2\left(\frac{\omega_0}{c} \cdot r\right) \quad (4.102)$$

Mit dieser Funktion wird jetzt die longitudinale Shuntimpedanz an der Stelle  $1/k$  und damit die transversale Shuntimpedanz berechnet.

## 5 Aufbau eines Störkörper-Meßstandes

Störkörpermessungen an Beschleuniger-Strukturen erfordern in der Regel viele gleichartige Einzelmessungen an verschiedenen Orten innerhalb der Struktur. Zur Bestimmung der longitudinalen Shuntimpedanz ist eine Reihe von Messungen entlang der Strahlachse notwendig. Im Fall der Tesla-Cavity wurden für jede der neun Monopol-Moden 651 Messungen im Abstand von 2 mm ausgeführt. Zur Bestimmung der transversalen Shuntimpedanz wird eine Reihe solcher Messungen mit verschiedenen Achsablagen ausgeführt, bei der Tesla-Cavity waren es 29 Messungen mit je zwei Störkörpern. Es entstehen also für jede der 18 Dipol-Moden 37758 Meßwerte. Es bietet sich daher an, den gesamten Meßvorgang und die Auswertung mit einem Computer-Programm zu automatisieren. Im Rahmen dieser Arbeit wurden ein Störkörper-Antrieb, die dazu notwendige Schrittmotorsteuerung und die entsprechenden Programme entwickelt.

Zentrales Element eines Störkörper-Meßstandes ist die Positionier-Einrichtung. Zur Positionierung gibt es prinzipiell zwei Möglichkeiten. Entweder bewegt man den Störkörper an einem Faden durch die ortsfeste Cavity oder man bringt den Faden mit dem Störkörper ortsfest an und bewegt die Cavity. Der Vorteil des zweiten Verfahrens besteht darin, daß das Durchhängen des Fadens keinen Einfluß auf die Messung hat. Der Nachteil besteht darin, daß der Meßstand mindestens doppelt so lang wie die Cavity ist und sowohl die Cavity als auch die Meßkabel mechanischen Belastungen ausgesetzt sind. Da die Tesla-Struktur relativ lang ist, nutzt der hier entwickelte Meßstand das erste Verfahren. Der Störkörper-Antrieb wird in Abschnitt 5.1 vorgestellt.

Das Verfahren des Störkörpers wurde durch einen Schrittmotor bewerkstelligt. Abschnitt 5.2 beschäftigt sich mit der hierzu notwendigen Schrittmotorsteuerung.

Als Mikrowellen-Meßgerät kommt ein Netzwerkanalysator HP-8753C zum Einsatz. Der Netzwerkanalysator kann kalibrierte Messungen der komplexen Streumatrix beliebiger Vierpole in Abhängigkeit von der Frequenz oder der Zeit ausführen. Über eine eingebaute IEEE-488-Schnittstelle kann das Gerät ferngesteuert werden und seine Meßwerte an einen Computer weitergeben.

Der Computer zur Steuerung der Messung ist ein Atari Mega ST2. Der Computer wurde für diesen Zweck mit einer IEEE-488-Schnittstelle [14] und einer Festplatte (40 MByte) zur Speicherung der Meßwerte ausgestattet. Das Meßprogramm wird in Abschnitt 5.3 besprochen.

Für die Auswertung der Meßdaten wurde ein Computer Apple Macintosh LCIII benutzt. Die Software wurde zum Teil in der Programmiersprache C mit dem Compiler Symantec C++ {3} und zum Teil mit dem Rechenprogramm MathCAD {1} erstellt. Die Auswertungs-Programme für die Ermittlung der longitudinalen und transversalen Shuntimpedanzen werden in Abschnitt 5.4 und 5.5 besprochen.

Die Photographie in Abbildung 5.1 zeigt den kompletten Störkörper-Meßstand. Die Grundplatte ist eine schwere Steinplatte, die ein erschütterungsfreies Arbeiten gewährleistet. In der Mitte befindet sich die neunzellige Tesla-Cavity mit einem Strahlrohr an jedem Ende. Sie liegt auf einer Holzschiene und kann mit vier Justierschrauben in die richtige Lage gebracht werden. Während der Messungen ist die Cavity von einem thermisch isolierenden Kasten aus Polystyrol-Hartschaum umgeben, da sonst die Tempera-

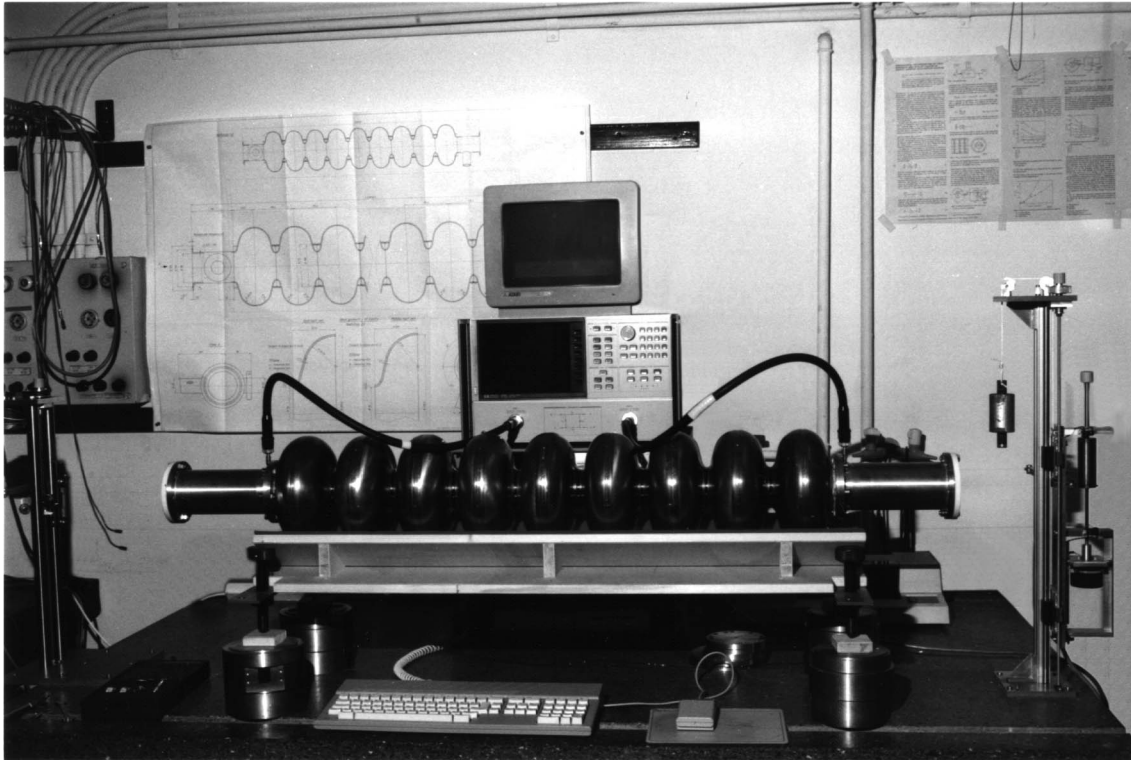


Abbildung 5.1: Photo des Störkörper-Meßstandes

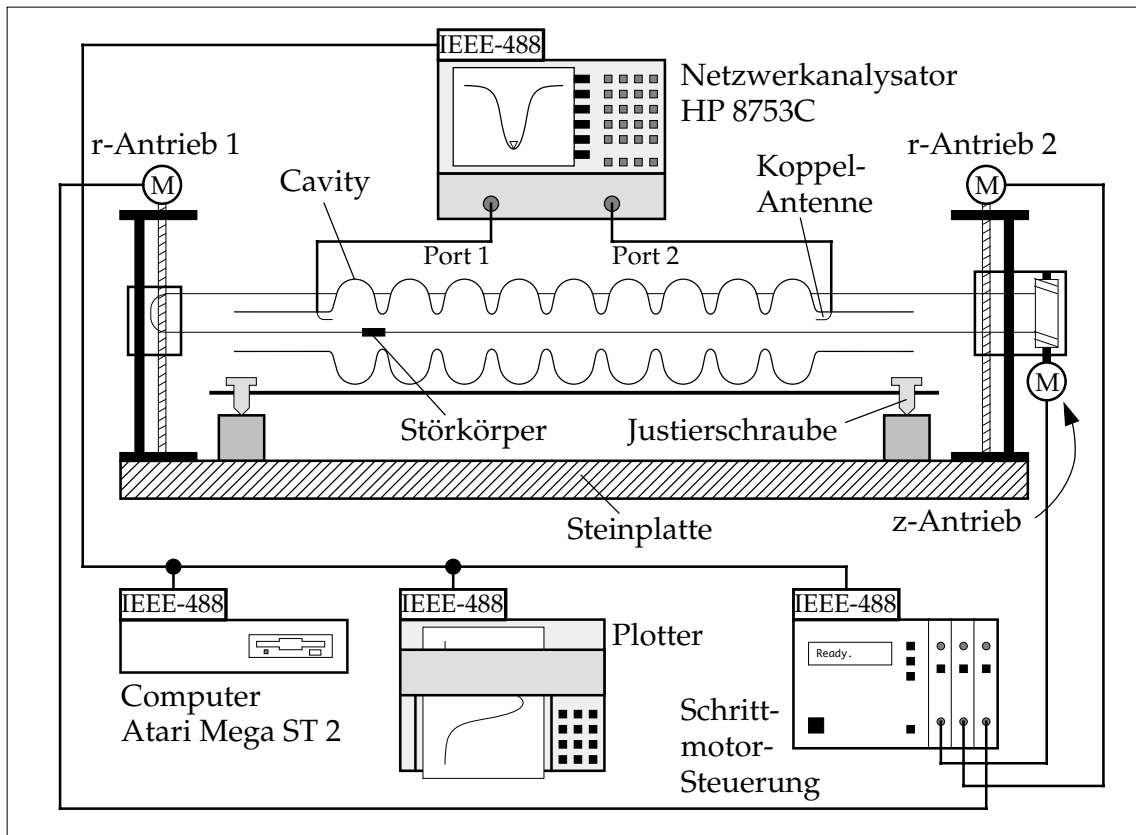


Abbildung 5.2: Skizze des Störkörper-Meßstandes

turdrift genaues Messen unmöglich macht. Oberhalb der Cavity ist der Netzwerkanalysator zu sehen. Die beiden flexiblen Koaxialleitungen gehen zu den Koppel-Antennen im Innern der Strahlrohre. Der Monitor auf dem Netzwerkanalysator gehört zu dem Steuercomputer. Der Computer selbst, wie auch die Schrittmotorsteuerung, wird von der Cavity verdeckt. Am linken Bildrand befindet sich einer der beiden Antriebe für den Vorschub des Störkörpers in radialer Richtung. Auf dem senkrecht verfahrbaren Schlitten befinden sich zwei Umlenkrollen für den Faden. Der Faden läuft hinter der Cavity zurück zum zweiten Antrieb, am rechten Bildrand zu sehen. Auf dem Schlitten des zweiten Antriebs ist der Wickelmechanismus für den Antrieb in longitudinaler Richtung angebracht. Das relativ hohe Gewicht dieses Antriebs wird durch ein Gegengewicht (links davon) kompensiert.

Die Abbildung 5.2 zeigt den Aufbau noch einmal schematisch. Der Computer, der Netzwerkanalysator, der Plotter und die Schrittmotorsteuerung sind untereinander über einen Steuerbus nach IEEE-488 verbunden. In der Skizze sind drei Schrittmotoren eingezeichnet. Während der Messungen im Rahmen dieser Arbeit waren die beiden Motoren für den radialen Antrieb noch nicht vorhanden. Der radiale Antrieb erfolgte noch manuell. Die Schrittmotorsteuerung kann auf den Betrieb von maximal fünf Schrittmotoren erweitert werden.

## 5.1 Aufbau des Störkörper-Antriebs

Der Störkörper-Antrieb besteht aus zwei Teilen links und rechts der Cavity. Der rechte Teil besteht wiederum aus einem Antrieb für die radiale Positionierung und aus einem Wickelmechanismus für den longitudinalen Antrieb.

Das zentrale Teil des z-Antriebs ist eine Trommel mit aufgeschnittenem Gewinde. In dem Gewindegang wird ein dünner Nylon-Faden aufgewickelt. Der Faden ist am oberen Ende der Trommel befestigt und von dort aus nach unten hin aufgewickelt. Nach einer entsprechenden Anzahl von Windungen verläßt er die Trommel und geht über eine kugelgelagerte Umlenkrolle durch die Cavity. Von da aus läuft er weiter über die Umlenkrollen des linken Antriebs, hinter der Cavity vorbei, und über eine Spannfeder auf die hintere Umlenkrolle des rechten Antriebs. Dort wird er in dem verbleibenden Teil des Gewindegangs weiter aufgewickelt und schließlich am unteren Ende befestigt. Durch das Drehen der Trommel mit einem Schrittmotor wird der Faden von oben nach unten umgewickelt und damit der Störkörper verfahren. Die untere Achse der Trommel ist eine Gewindestange mit der gleichen Steigung wie die Trommel selbst. Dadurch wird die Trommel beim Rotieren vertikal verfahren und dafür gesorgt, daß die Stelle an der der Faden die Trommel verläßt immer gegenüber der Umlenkrollen steht. Der z-Antrieb ist für einen Fahrweg von sechs Metern ausgelegt um auch lange Strukturen vermessen zu können.

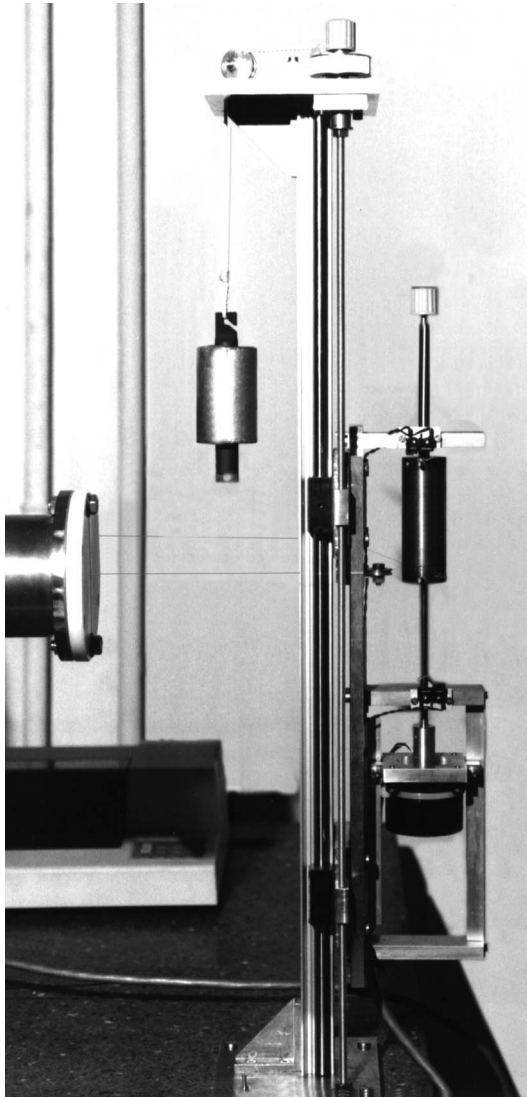


Abbildung 5.3: Photo des rechten Antriebs

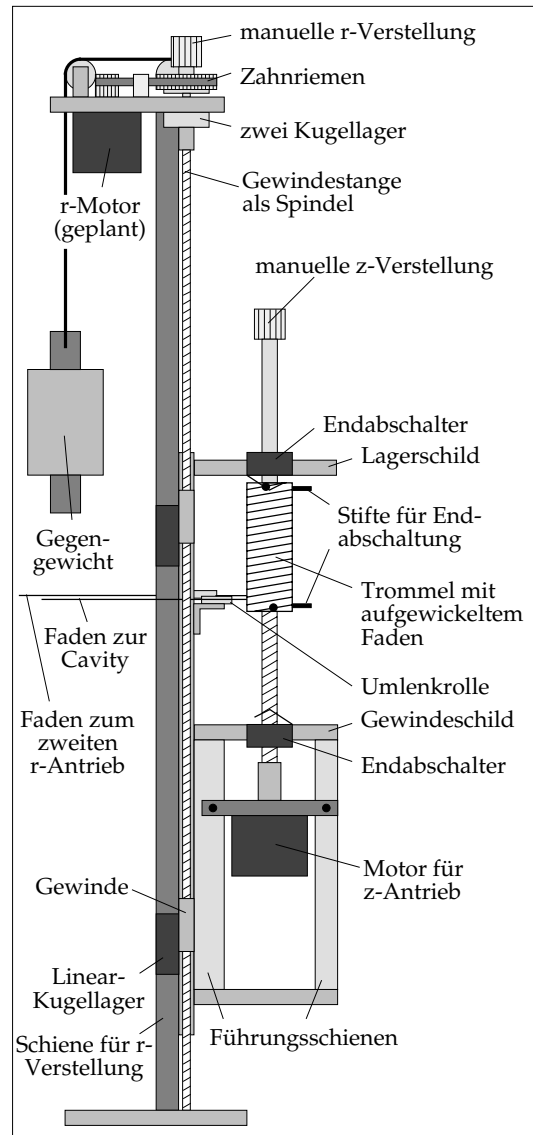


Abbildung 5.4: Skizze des rechten Antriebs

Das Verfahren in radialer Richtung wird dadurch erreicht, daß der gesamte z-Antrieb auf einer Schiene mit Linear-Kugellagern vertikal verfahren wird. Als Spindel dient eine Gewindestange. Der Antrieb erfolgte während der Messungen für diese Arbeit noch manuell über einen Knopf am oberen Ende. Ein Antrieb mit Schrittmotor ist jedoch vorbereitet.

Der linke Antrieb erfolgt analog zum r-Antrieb der rechten Seite. Auch hier ist ein Antrieb mit Schrittmotor vorbereitet.

## 5.2 Aufbau der Schrittmotorsteuerung

Bei den verwendeten Schrittmotoren handelt es sich um zwei-Phasen-Hybridmotoren mit 200 Vollschritten pro Umdrehung. Die Motoren sollen von der Schrittmotorsteuerung im Halbschritt-Betrieb mit Konstantstrom betrieben werden. Während der Messung soll der Störkörper langsam mit konstanter Geschwindigkeit durch die Cavity

gefahren werden. Beim Positionieren zwischen den Messungen soll die Steuerung dagegen die Motoren mit möglichst hoher Schrittfrequenz und entsprechenden Start- und Stoprampen betreiben. Es ist also erforderlich, die Lauffrequenz und die Rampenzeit programmierbar zu machen. Die Fernsteuerung soll über ein Bussystem nach IEEE-488 erfolgen. Weiterhin sollte auch eine Möglichkeit bestehen, die Steuerung manuell zu bedienen.

Die hierzu konstruierte Schrittmotorsteuerung besteht im wesentlichen aus einem Mikrocomputer mit den entsprechenden Schnittstellen, einem Leistungsteil für jeden Motor und einer Stromversorgung.

Die Abbildung 5.5 zeigt ein Blockschaltbild der Schrittmotor-Steuerung mit einer Steuer-

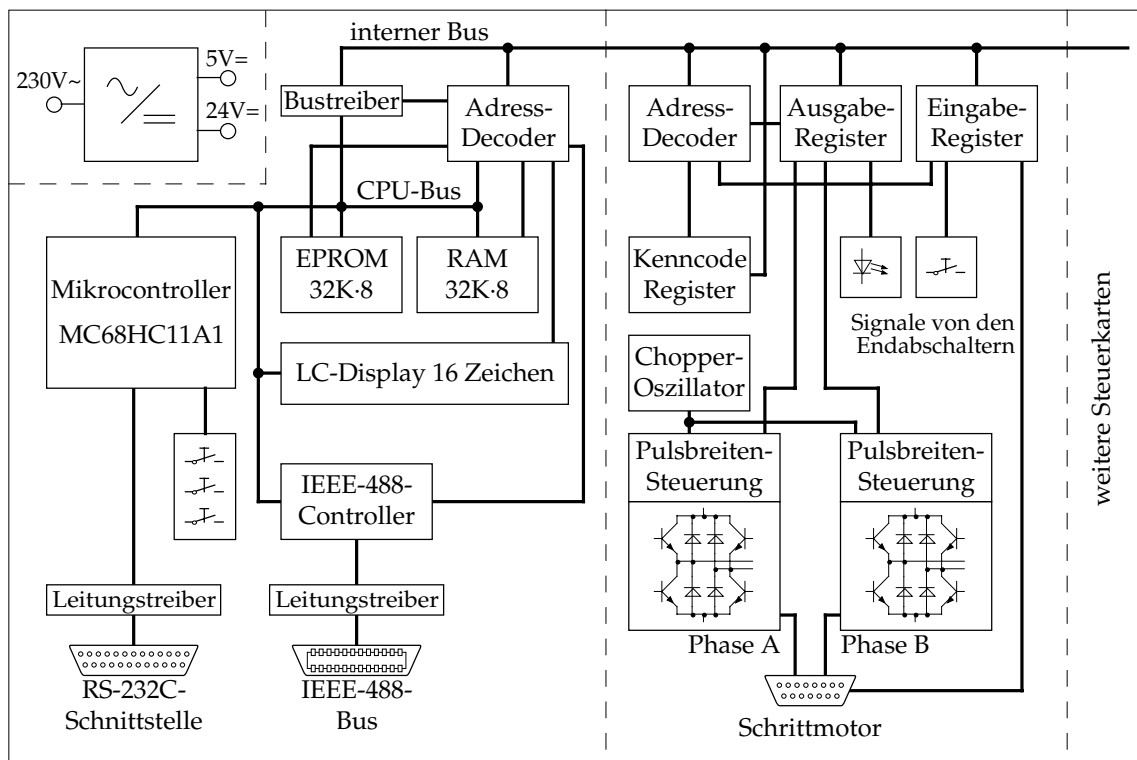


Abbildung 5.5: Blockschaltbild der Schrittmotor-Steuerung

karte. Der Mikrocomputer besteht aus einem 8-Bit Microcontroller, 32 KByte RAM und 32 KByte EPROM mit dem Steuerprogramm. Zur manuellen Bedienung sind drei Taster und eine 16-stellige Flüssigkristall-Anzeige vorhanden. Der IEEE-488-Controller ist eine integrierte Schaltung, die sowohl den Speicher-Automaten für die Ablaufsteuerung [14] als auch ein Bus-Interface enthält. Die Verbindung zu den Leistungsstufen erfolgt über ein internes Bussystem, welches den Anschluß von drei Eingangs- und fünf Ausgangskarten erlaubt. Der Leistungsteil enthält neben den notwendigen Registern und der Adressdecodierung je einen Leistungs-Treiber für jede Wicklung des Schrittmotors. Die Leistungstreiber bestehen aus einer Transistor-Vollbrücke mit einem Pulsweitenmodulator. Das Tastverhältnis wird so geregelt, daß der mittlere Strom durch die Spulen konstant ist. Der Pulsweitenmodulator hat einen Steuereingang zum Ein- oder Ausschalten des Stroms und einen Eingang der die Polarität des Spulenstroms steuert. Der Takt für

die Modulation stammt aus einem gemeinsamen 30 kHz-Oszillator. Dadurch wird verhindert, daß der Motor beim Anhalten auf einem Halbschritt vibriert. Die vollständige Schaltung ist im Anhang B abgedruckt.

Das im EPROM befindliche Steuerprogramm besteht im wesentlichen aus einem Befehlsinterpreter für die Fernsteuerung, einer Menü-Steuerung für die manuelle Bedienung, Treiberprogrammen für die RS-232C-Schnittstelle, den IEEE-488-Bus und die Schrittmotoren.

Der Befehlsinterpreter ist als tabellengesteuerter Parser mit integriertem Scanner realisiert und besteht aus zwei Teilen. Der eine Teil bearbeitet die Befehle, die für alle Karten gemeinsam gelten und ist Teil des Hauptprogramms. Der andere Teil ist Bestandteil der Karten-Treiber und bearbeitet die Befehle, die nur für eine Karte gelten. Die verschiedenen Kartentypen werden über ein Kenncode-Register unterschieden.

Die Menü-Steuerung besteht aus einer Datenstruktur, die den Menü-Graph beschreibt und einem Programm, das diese Struktur in Ausgaben und Aktionen umsetzt. Jeder Knoten der Datenstruktur steht für einen Eintrag im Menü. Das Programm hat einen Zeiger auf einen Knoten und verzweigt gemäß der Datenstruktur auf Tastendruck zu einem anderen Knoten. Der Knoten kann weiterhin noch einen Zeiger auf eine Variable enthalten, die mit zwei Tasten verändert werden kann, damit sind Zahleneingaben möglich. Auch die Menü-Steuerung besteht wieder aus einem Teil, der für alle Karten gemeinsam ist und einem Teil, der kartenlokal ist.

Das Treiber-Programm für die Schrittmotoren besteht aus zwei Teilen. Der eine Teil nimmt die semantische Analyse der kartenlokalen Befehle vor, führt die notwendigen Berechnungen für die linearen Beschleunigungs- und Bremsrampen aus und setzt die entsprechenden Parameter und Semaphoren für den zweiten Teil. Der zweite Teil ist eine Interrupt-Routine, die die Phasensequenz für den Schrittmotor generiert und die Endabschalter abfragt. Hierdurch ist im Rahmen der Rechenleistung ein paralleler Betrieb aller Motoren möglich.

Im Anhang B befindet sich eine Übersicht der Steuerbefehle. Auf den Abdruck des Programms wurde wegen seiner Länge verzichtet.

## 5.3 Störkörper-Meßprogramm

Alle Messungen von Shuntimpedanzen im Rahmen dieser Arbeit wurden mit der nicht-resonanten Störkörpermethode in Transmission ausgeführt. Das Störkörper-Meßprogramm übernimmt die Ablaufsteuerung und einen Teil der Berechnungen gemäß Abschnitt 5.2. Das Programm liefert als Ergebnis einer Messung zwei Ausgabedateien. Die erste Ausgabedatei enthält die Differenzen aus den Transmissionsfaktoren entlang der eingestellten Achse und einer Referenzmessung. Die zweite Datei enthält die Werte der Resonanzfrequenz, der Leerlauf- und Lastgüte, der Durchgangskalibration für  $S_{21}$  und der beiden Koppelfaktoren. Die weitere Verarbeitung übernehmen die Auswertungs-Programme, die in Abschnitt 5.4 und 5.5 besprochen werden.



Das Störkörper-Meßprogramm enthält neben der eigentlichen Meß-Routine noch Programmteile zur graphischen Darstellung der Meßwerte und eine Funktion, mit der die Bildschirmgraphiken des Netzwerkanalysators abgespeichert werden können. Die in dieser Arbeit abgedruckten Bildschirmgraphiken des Netzwerkanalysators sind auf diese Weise entstanden. In Anhang C ist die eigentliche Meß-Routine abgedruckt. Auf den Abdruck des gesamten Programms wurde wegen seines Umfangs verzichtet.

Während der eigentlichen Messung wird der Störkörper vom Schrittmotor mit konstanter Geschwindigkeit durch die Cavity bewegt und der Netzwerkanalysator zeichnet den komplexen Transmissionsfaktor bei der Resonanzfrequenz über die Zeit auf. Im folgenden ist der Ablauf der eigentlichen Meß-Routine beschrieben.

Zunächst wird festgelegt, wieviel Meßpunkte der Netzwerkanalysator während der eigentlichen Messung aufnehmen soll. Da der Netzwerkanalysator nur einige bestimmte Werte für die Anzahl der Punkte pro Sweep zuläßt, wird auf den nächst größeren Wert aufgerundet. Aus diesem Wert und der eingestellten Schrittweite und Lauffrequenz des Schrittmotors ergibt sich die Zeit für einen Sweep.

Als nächstes wird der Meßbereich für die Messung der Koppelfaktoren und der Güte eingestellt. Die Festlegung des Meßbereichs kann das Programm automatisch vornehmen. Hierzu geht das Programm zunächst von einer vorgegebenen Frequenz für die Bereichsmitte aus und stellt einen sehr engen Frequenzbereich ein. Danach wird eine, noch unkalibrierte Messung der Transmission durchgeführt und das Maximum sowie zwei -3dB-Punkte gesucht. In der Regel wird beim ersten Versuch das Maximum am Rand des Meßbereichs liegen und die -3dB-Punkte werden nicht gefunden. Ist dies der Fall, wird das Maximum als neue Bereichsmitte festgelegt, der Meßbereich vergrößert und die Messung wiederholt. Diese Schleife wird so lange ausgeführt, bis die -3dB-Punkte hinreichend weit im Meßbereich liegen. Ein gewisser Sicherheitsabstand ist wegen der Temperaturdrift während der Messung erforderlich.

Nachdem der Meßbereich festgelegt ist, wird die Kalibration für die Transmissionsmessung durchgeführt. Zunächst wird der Benutzer aufgefordert, die Ports miteinander zu verbinden. Nach Bestätigung wird eine Transmissionsmessung über den festgelegten Frequenzbereich durchgeführt und das Ergebnis abgespeichert. Aus den abgespeicherten Werten wird später der Wert für die Resonanzfrequenz herausgesucht, sobald diese bekannt ist. Die Bestimmung der Resonanzfrequenz erfolgt wegen der Temperaturdrift erst ganz kurz vor der eigentlichen Messung.

Die anschließenden Kalibrationen für die Reflexionsmessungen werden unter Kontrolle des Netzwerkanalysators durchgeführt. Das Programm fordert lediglich den Benutzer dazu auf, die Kalibrationen durchzuführen, schaltet den Fernsteuermodus des Netzwerkanalysators ab und wartet bis der Benutzer die Kalibration bestätigt.

Als nächstes werden die Koppelfaktoren bestimmt. Hierzu wird jeweils eine Reflexionsmessung ausgeführt und das Minimum gesucht. Aus dem Reflexionsfaktor an diesem Punkt wird nach Gleichung (4.42) der jeweilige Koppelfaktor berechnet.

Mit einer Transmissionsmessung wird danach die Resonanzfrequenz und die belastete Güte bestimmt. Die Gütemessung mit der -3dB-Methode führt der Netzwerkanalysator auf Befehl automatisch durch. Aus der belasteten Güte und den Koppelfaktoren wird die Leerlaufgüte berechnet. Aus den Gleichungen (1.5), (1.10) und (4.29) folgt für die Leerlaufgüte:

$$Q_0 = Q_L \cdot (1 + k_1 + k_2) \quad (5.1)$$

Die durchgeführte Transmissionsmessung liefert neben diesen Werten auch den Referenzwert für den Transmissionsfaktor an der Resonanzstelle ohne Störkörper.

Nachdem die Resonanzfrequenz bekannt ist, wird aus den abgespeicherten Werten der  $S_{21}$ -Kalibration der entsprechende herausgesucht. Da bei der resonanten Störkörpermethode nur Beträge von Differenzen eine Rolle spielen wird nur der Betrag beachtet.

Die Vermessung der Koppelsysteme und der Resonanzstelle ist damit abgeschlossen. Die eigentliche Messung der Transmission wird im Gegensatz zu den anderen Messungen nur bei der Resonanzfrequenz, daß heißt ohne Frequenz-Sweep ausgeführt. Vor der Messung wird der Störkörper kurz vor der ersten Zelle positioniert. Danach beginnt die Messung. Die Schrittmotorsteuerung wird auf die vorgesehene Lauffrequenz programmiert und der Netzwerkanalysator angehalten. Anschließend werden der Netzwerkanalysator und die Schrittmotorsteuerung nahezu gleichzeitig gestartet. Nach der Messung werden die Meßdaten aus dem Netzwerkanalysator ausgelesen und abgespeichert.

Das Programm berechnet zum Schluß noch die longitudinale Shuntimpedanz ohne Berücksichtigung des Transittime-Faktors und zeigt die Meßwerte graphisch an. Diese Angaben dienen aber nur der frühzeitigen Erkennung von Fehlmessungen und werden nicht weiter verarbeitet.

## 5.4 Auswertungsprogramm für die longitudinale Shuntimpedanz

Die Daten aus dem Störkörper-Meßprogramm werden nach der Messung mit einem Auswertungs-Programm weiter verarbeitet. Dieser Abschnitt skizziert die Arbeitsweise des Auswertungs-Programms für die Berechnung der longitudinalen Shuntimpedanz. Das Programm ist in der Programmiersprache C geschrieben (ANSI-C) und lief auf einem Apple Macintosh LCIII Computer. Das Auswertungs-Programm erhält als Eingabe die beiden Dateien aus jeder Messung sowie eine Steuerdatei mit mehreren Angaben zur Auswertung.

Um die longitudinale Shuntimpedanz einer Struktur für eine Mode zu bestimmen, wurden jeweils  $n$  gleichartige Messungen ausgeführt. Durch die mehrfache Messung sollen statistische Fehler verkleinert werden. Der erste Arbeitsschritt des Programms besteht darin, für jede Position den Mittelwert aus den  $n$  Meßwerten zu bilden.

Die Temperaturänderung während der Messung bewirkt eine Veränderung der Geometrie, damit der Resonanzfrequenz und demzufolge auch des Transmissionsfaktors. Da die Cavity sich in einem thermisch isolierenden Kasten befindet, sind die Temperaturänderungen sehr langsam. Man kann also annehmen, daß die Temperaturänderung und damit auch die Veränderung des Transmissionsfaktors während der kurzen Zeit einer

Messung linear verläuft. Die Temperaturdrift äußert sich darin, daß den Meßwerten eine lineare Funktion überlagert ist. Da sich der Störkörper am Anfang und am Ende der Messung im Strahlrohr und damit im feldfreien Raum befindet, müßten beide Enden ohne die Temperaturdrift auf der Null liegen. Das Programm nutzt diese Tatsache aus und überlagert der Meßkurve eine lineare Funktion die genau dieses erzwingt. Der Einfluß der Temperaturänderung wird damit kompensiert. In der Steuerdatei wird angegeben, wieviele Punkte an den Rändern der Messung als Null angenommen werden sollen. Von diesen Punkten wird auf jeder Seite der Mittelwert gebildet.

Der nächste Schritt ist die Berechnung des normierten E-Feldes bezüglich der Quadratwurzel der Verlustleistung. Die Berechnung erfolgt punktweise nach Gleichung (4.44), die Störkörperkonstante wird in der Steuerdatei angegeben. Das Störkörper-Meßprogramm speichert nur den Betrag der Transmissionsänderung ab. Durch die lineare Korrektur der Temperaturdrift entstehen allerdings auch negative Werte. Da die Transmissionsänderung in einer Quadratwurzel steht, müssen diese Werte beseitigt werden. Statt die Werte einfach abzuschneiden, wird deren Vorzeichen aus der Wurzel herausgezogen. Dieses Verfahren hat den Vorteil, daß sich ein Teil des Rauschens an den Enden der Meßkurven bei der Integration zur Berechnung der longitudinalen Shuntimpedanz wegmittelt. Das normierte E-Feld wird zu Kontrollzwecken abgespeichert.

Die Integration der normierten E-Feld-Werte über den Weg ergibt gemäß Gleichung (4.97) die longitudinale Shuntimpedanz ohne Berücksichtigung des Transit-time-Faktors. Die Integration erfolgt nach dem Simpson-Verfahren.

$$R'_s = \frac{L}{3 \cdot N} \cdot \left( E_1^\diamond + 4 \cdot \sum_{i=1}^{\frac{N}{2}-1} E_{2i}^\diamond + 2 \cdot \sum_{i=1}^{\frac{N}{2}-1} E_{2i+1}^\diamond + E_N^\diamond \right) \quad (5.2)$$

Hierbei ist N die Anzahl der Punkte, L die Länge des Meßbereichs und  $E^\diamond$  das normierte E-Feld.

Als nächstes werden die Phasensprünge rekonstruiert. Wie in Abbildung 6.6 zu sehen ist, zeichnen sich die Positionen der Nullstellen dadurch aus, daß der Graph steil in ein Minimum läuft, daß heißt die Krümmung nimmt einen großen positiven Wert an. Das Programm entscheidet anhand der Krümmung, ob an einem Punkt ein Phasensprung vorliegt. Hierzu wird zunächst mit einem einfachen Dreipunkt-Verfahren die zweite Ableitung gebildet. Danach wird das absolute Maximum der zweiten Ableitung gesucht. In der Steuerdatei stehen drei Werte, die die Suche nach den Maxima steuern. Der erste Wert ist die Anzahl der Punkte an den Rändern der Messung, die nicht auf Phasensprünge untersucht werden sollen, da sie zu stark verrauscht sind. Der zweite Wert gibt an, ab welchem Betrag der zweiten Ableitung relativ zum absoluten Maximum von einem Phasensprung ausgegangen werden soll. Der dritte gibt eine Intervallbreite für die Suche an. Liegen zwei oder mehr Punkte der zweiten Ableitung innerhalb dieses Intervalls über dem Schwellwert, wird davon ausgegangen, daß sie von einem Phasensprung stammen. Es wird angenommen, daß der Phasensprung in diesem Fall in der Mitte liegt. Dieser Fall tritt verhältnismäßig häufig ein, da in den Bereichen um die Phasensprünge das Feld klein ist und damit das Rauschen hervortritt. Unter Beachtung dieser drei

Nebenbedingungen sucht das Programm die Phasensprünge und setzt die Vorzeichen entsprechend. Das Ergebnis seiner Bemühungen wird in einer Datei abgespeichert und muß in jedem Fall anhand einer graphischen Darstellung überprüft werden. Mit Hilfe der Steuerdatei können eventuelle Fehler korrigiert werden.

Das Ergebnis der Rekonstruktion ist das normierte E-Feld mit der Phaseninformation in Form der Vorzeichen. Die Integration des Produkts aus normiertem E-Feld und einem Phasenfaktor ergibt gemäß Gleichung (4.98) die longitudinale Shuntimpedanz. Die komplexe Integration erfolgt wieder nach dem Simpson-Verfahren.

Zum Schluß wird noch nach Gleichung (5.1) die Leerlaufgüte und aus der longitudinalen Shuntimpedanz mit und ohne Phasenfaktor nach Gleichung (1.18) der Transittime-Faktor berechnet.

Die Ergebnisse werden in einer Ausgabe-Datei abgespeichert. Diese enthält nach dem Programmlauf die longitudinale Shuntimpedanz ohne und mit Transittime-Faktor, den Quotienten aus longitudinaler Shuntimpedanz und Leerlaufgüte und den Transittime-Faktor.

Das vollständige Programm ist in Anhang C abgedruckt.

## 5.5 Auswertungsprogramm für die transversale Shuntimpedanz

Die Berechnung der transversalen Shuntimpedanz geschieht in zwei Schritten. Ein Teil wird mit einem C-Programm bewerkstelligt, der andere mit einem MathCAD-Arbeitsblatt. Für die Verwendung von C-Programmen spricht die Fähigkeit von C mit großen Datenmengen schnell umzugehen. Der Teil der Auswertung, der noch alle Meßpunkte benötigt, ist daher in C geschrieben. Für MathCAD spricht die recht gute Möglichkeit Daten zu visualisieren und interaktiv mit ihnen umzugehen. Der Teil der Auswertung, der bereits mit einem reduzierten Datensatz auskommt, allerdings eine genaue Kontrolle des Ablaufs erfordert, ist daher als MathCAD-Arbeitsblatt ausgeführt. Beide Programmteile liefen auf einem Apple Macintosh LCIII Computer.

Die Bestimmung der transversalen Shuntimpedanz erfolgte im Rahmen dieser Arbeit mit der nicht-resonanten zwei-Störkörper-Methode. Für eine Mode ist damit eine Reihe von Messungen der Feldverteilung parallel zu der Achse mit verschiedenen radialen Ablagen und je zwei Störkörpern erforderlich. Hierbei liefert das in Abschnitt 5.3 besprochene Programm pro Messung zwei Dateien. Das C-Programm bekommt als Eingabe den kompletten Satz dieser Dateien und eine Steuerdatei. Die Steuerdatei enthält eine Tabelle aller Dateien mit Meßdaten und der zugehörigen Ablage, eine Angabe über die longitudinale Verschiebung der beiden Störkörper zueinander, die Randbreite für die lineare Korrektur, die beiden Störkörper-Vektoren und die Dateinamen der Ausgabe-Dateien.

Die beiden verschiedenen Störkörper haben in der Regel ihren elektrischen Schwerpunkt nicht genau an der gleichen Stelle auf ihrem Faden. Daher führt das Programm als erstes paarweise eine Verschiebung der Messungen gegeneinander durch. Die Angabe über den Verschiebeweg stammt aus der Steuerdatei. Da die Verschiebung meistens kein Vielfaches der Rasterbreite ist wird zwischen den Punkten linear interpoliert.

Anschließend erfolgt für jede Messung eine lineare Korrektur wie in Abschnitt 5.4 beschrieben.

Zuletzt wird mit der zwei-Störkörper-Methode nach Gleichung (4.88) das normierte E-Feld bezüglich der Quadratwurzel der Verlustleistung für jeden Punkt getrennt nach longitudinaler und transversaler Komponente berechnet. Die beiden Störkörper-Vektoren werden aus der Steuerdatei gelesen.

Als Ergebnis liefert das C-Programm drei Dateien. Zwei Dateien enthalten die Position der erfaßten Rasterpunkte in longitudinaler und radialer Richtung. Die dritte Datei enthält die Matrix der normierten longitudinalen E-Felder für jeden Punkt in beiden Richtungen. Das vollständige C-Programm ist in Anhang C abgedruckt.

Die drei Dateien werden nun mit MathCAD weiter ausgewertet. Als erstes wird für jede radiale Ablage die longitudinale Shuntimpedanz ohne Transittime-Faktor nach Gleichung (4.97) berechnet.

Um den Transittime-Faktor zu erfassen, müssen die Phasensprünge rekonstruiert werden. Dies erfolgt hier unter Zuhilfenahme der numerisch berechneten Feldbilder und eines Diagramms der normierten E-Feld-Beträge der Messung mit der größten Ablage. Hierbei ist die interaktive Arbeitsweise von MathCAD nützlich. Das in Abschnitt 5.4 beschriebene Rekonstruktionsverfahren wird nicht angewendet, da es bei Moden mit schwach ausgeprägtem longitudinalem Feld versagt. Mit den gefundenen Positionen werden die Vorzeichen aller Messungen einer Mode rekonstruiert.

Der nächste Schritt ist die Suche der elektrischen Achse. Hierzu wird, nach dem in Abschnitt 5.5 beschriebenen Verfahren, eine Parabel an die longitudinalen Shuntimpedanzen ohne Transittime-Faktor angepaßt. Mit der Position des Minimums werden die radialen Ablagen korrigiert.

Nach dieser Verschiebung werden die longitudinalen Shuntimpedanzen mit Transittime-Faktor nach Gleichung (4.98) berechnet.

Aus den longitudinalen Shuntimpedanzen mit und ohne Phasenfaktor wird als nächstes ein mittlerer Transittime-Faktor bestimmt. Hierzu werden jedoch nicht alle Ablagen herangezogen, sondern nur eine gewisse Zahl von Ablagen von außen her. Die Werte in der Nähe der elektrischen Achse streuen stark und würden daher das Ergebnis verfälschen. Als nächstes wird wie in Abschnitt 5.5 beschrieben, an die longitudinalen Shuntimpedanzen ohne Transittime-Faktor eine Besselfunktion angepaßt. Der Funktionswert an der Stelle  $1/k$  ist die transversale Shuntimpedanz ohne Transittime-Faktor. Die transversale Shuntimpedanz mit Transittime-Faktor wird aus diesem Wert und dem mittleren Transittime-Faktor berechnet.

In Kapitel 6 sind einige Beispiele für die Ergebnisse der einzelnen Schritte abgedruckt.



## 6 Störkörper-Messungen

Für die Messungen wurde die neunzellige Tesla-Cavity mit zwei Strahlrohren und zwei Koppel-Stellen ausgestattet. Abbildung 6.1 zeigt einen Schnitt mit einer Detail-Skizze der Koppel-Stelle.

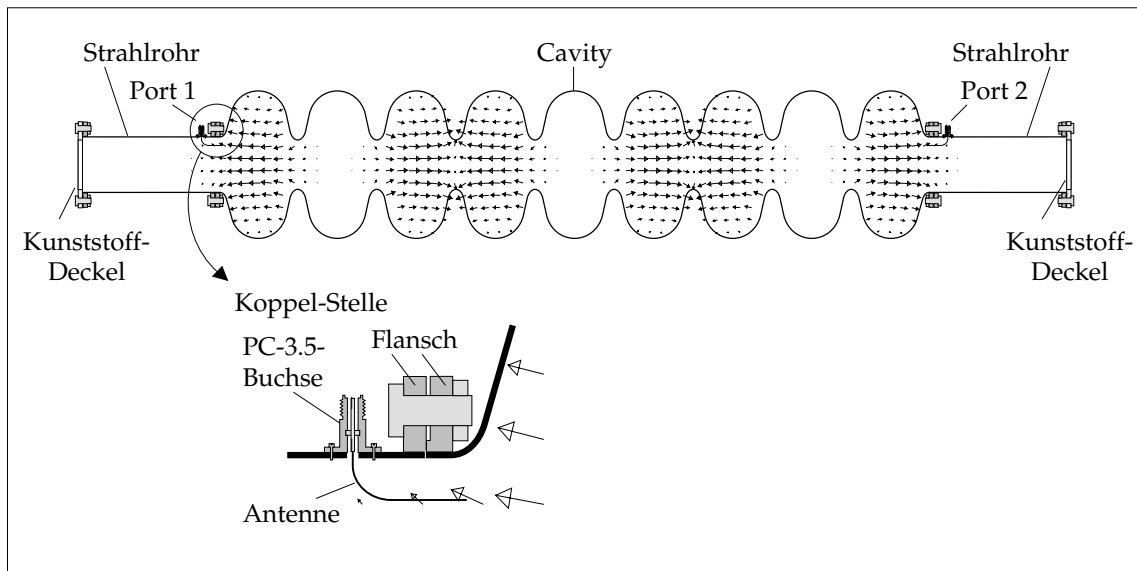


Abbildung 6.1: Tesla-Cavity mit Strahlrohren und Koppel-Stellen

Die Strahlrohre sind aus Messing MS58 und haben einen Innendurchmesser von 78 mm. Die Cut-Off-Frequenz für  $TM_{01}$ -Wellen beträgt damit 2,9 GHz, für  $TM_{11}$ -Wellen 4,7 GHz und für  $TE_{11}$ -Wellen 2,3 GHz. Die Flansche, die die Strahlrohre mit der Cavity verbinden, haben innen einen schmalen Kontakttring. Damit ist gewährleistet, daß an der Kontaktstelle keine zusätzliche induktive Last auftritt. Auf das andere Ende der Strahlrohre wurden Kunststoffdeckel geschraubt, um die Luftströmung durch die Cavity, die zu einer erhöhten Temperaturdrift führen würde, zu unterbinden. Wie die MAFIA-Rechnungen zeigen, sind die Strahlrohre mit 20 cm lang genug gewählt. An den Enden ist praktisch kein Feld mehr festzustellen, und die Art des Abschlusses hat damit keinen Einfluß mehr. Die Deckel haben einen schmalen vertikalen Schlitz in der Mitte, durch den der Nylon-Faden des Störkörper-Meßstandes gerade berührungsfrei hindurchpaßt.

An der der Cavity zugewandten Seite haben die Strahlrohre ein kleines Loch an der Oberseite, durch daß die Koppel-Antenne in das Rohr ragt. Die Antenne ist ein 0,6 mm dicker, versilberter Draht, der zur Cavity hin umgebogen wurde. Gehalten wird die Antenne von einer PC-3.5-Koaxial-Buchse auf der Außenseite des Strahlrohrs. Sie ist gleichzeitig der Anschlußpunkt für die Meßkabel. Die Antenne ist so geformt, daß sie gut an das E-Feld, sowohl der Monopol- als auch der Dipol-Moden ankopplert. In Abbildung 6.1 wurde das E-Feld der  $6\pi/9$ -Monopol-Mode aus einer MAFIA-Rechnung (ohne Nahfeld der Antenne) eingezeichnet. In der Detail-Skizze der Koppelstelle ist die Verkopplung gut zu erkennen. Die Länge der Antennen wurde so gewählt, daß beide Koppelfaktoren in etwa gleich und im Bereich 0,05 bis 0,5 sind. Bei den TM-artigen Dipol-Moden war eine etwas kürzere Antenne erforderlich als bei allen anderen.

Die derart ausgestattete Cavity wurde in den Meßstand aus Kapitel 5 gebracht und über zwei flexible koaxiale Meßleitungen mit dem Netzwerkanalysator HP-8753C verbunden. Um die Temperaturdrift klein zu halten, wurde die gesamte Cavity im Meßstand mit einem Kasten aus 19 mm dicken Polystyrol-Hartschaum-Platten umbaut.

## 6.1 Herstellung und Kalibration der Störkörper

Für die Messungen in den folgenden Abschnitten wurden zwei Störkörper hergestellt und kalibriert.

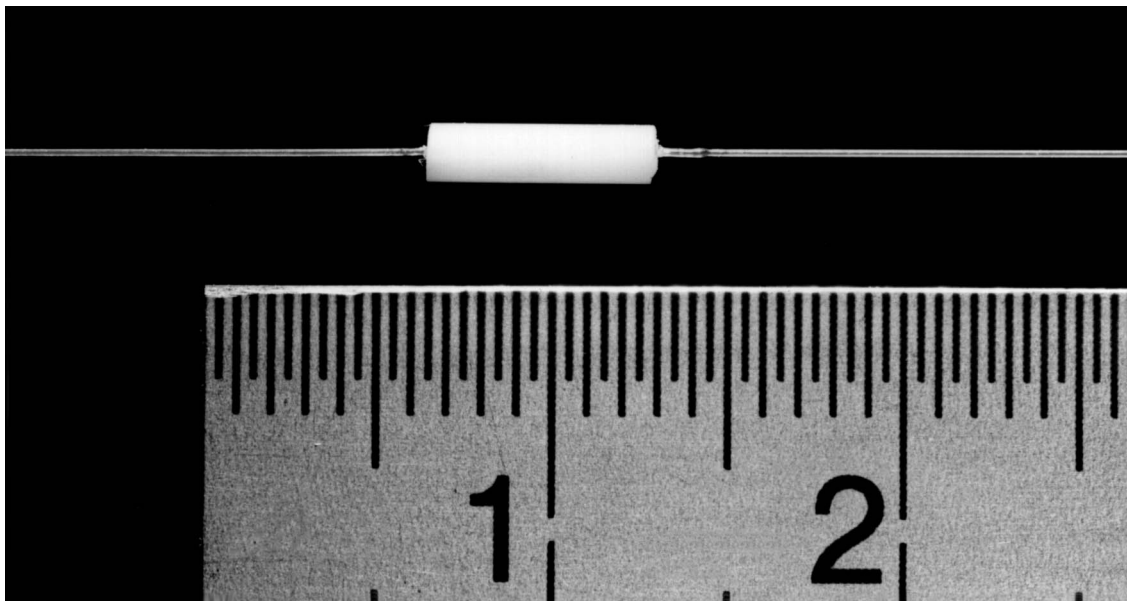


Abbildung 6.2: Störkörper mit hoher longitudinaler Empfindlichkeit

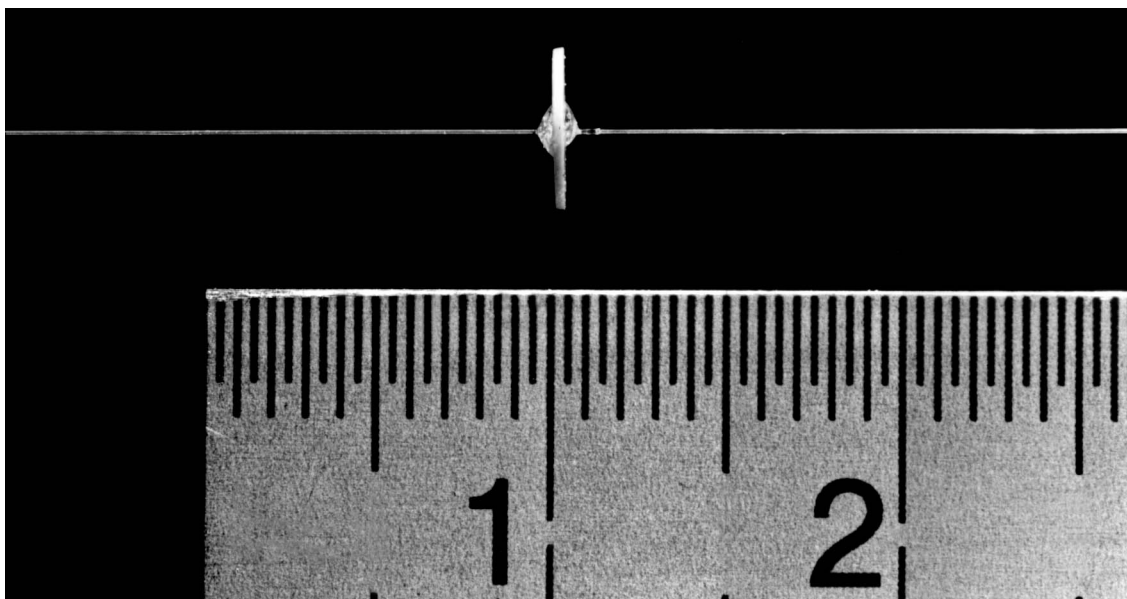


Abbildung 6.3: Störkörper mit hoher transversaler Empfindlichkeit



Der erste Störkörper ist ein langes dünnes Röhrcchen aus Aluminiumoxid-Keramik ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ). Die Keramik hat laut Hersteller eine relative Dielektrizitätskonstante von 9,3, die maximal erreichbare Selektivität ist damit 5,15. Der Störkörper hat eine Länge von 5,40 mm, einen Außendurchmesser von 1,68 mm und einen Innendurchmesser von 0,3 mm. Um eine Vorstellung von der Größe der Störkörperkonstanten zu erhalten geht man davon aus, der Störkörper sei ein Rotationsellipsoid gleichen Volumens. Nach den Gleichungen (4.86), (4.89.1) und (4.89.2) erhält man damit für den ersten Störkörper:

$$\begin{aligned}\alpha^{\parallel} &= 2,41 \cdot 10^{-19} \text{ Asm}^2\text{V}^{-1} \\ \alpha^{\perp} &= 9,29 \cdot 10^{-20} \text{ Asm}^2\text{V}^{-1} \\ \alpha^{\parallel} / \alpha^{\perp} &= 2,60\end{aligned}$$

Der zweite Störkörper ist eine dünne Kreisscheibe aus einer Titandioxid-Mischkeramik ( $\text{TiO}_2$ ,  $\text{BaO}$ ,  $\text{Nd}_2\text{O}_5$ ). Die Keramik-Scheibe stammt aus einem Scheiben-Kondensator für HF-Anwendungen. Der Hersteller macht keine Aussage über die Dielektrizitätskonstante oder die genaue Zusammensetzung der Keramik. Aus der Nennkapazität und den Abmessungen kann jedoch auf eine Dielektrizitätskonstante und damit eine maximal erreichbare Selektivität von 80 geschlossen werden. Die Scheibe hat eine Dicke von 0,32 mm und einen Durchmesser von 4,60 mm. Nach den Gleichungen (4.86), (4.89.1) und (4.89.2) erhält man:

$$\begin{aligned}\alpha^{\parallel} &= 2,58 \cdot 10^{-20} \text{ Asm}^2\text{V}^{-1} \\ \alpha^{\perp} &= 3,74 \cdot 10^{-19} \text{ Asm}^2\text{V}^{-1} \\ \alpha^{\parallel} / \alpha^{\perp} &= 14,5\end{aligned}$$

Für die Messungen wurden die Störkörper mit einem kleinen Tropfen Epoxyd-Klebstoff auf dünne Nylon-Fäden geklebt. Hierzu wurde in den zweiten Störkörper ein 0,4 mm Loch gebohrt. Der Faden des ersten Störkörpers hat einen Durchmesser von 0,2 mm, der des Zweiten 0,1 mm.

Die Kalibration erfolgte in einem kreiszylindrischen Resonator mit folgenden Daten. Die Güte und die longitudinale Shuntimpedanz sind gemäß Anhang A berechnet.

Parameter	Wert
Material	Messing MS58
spezifische Leitfähigkeit (Herstellerangabe)	$\sigma = 1,46 \cdot 10^7 \Omega^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$
Radius (innen):	$R = 56 \text{ mm} \quad (\pm 0,1 \text{ mm})$
Länge (innen)	$L = 40,79 \text{ mm} \quad (\pm 0,05 \text{ mm})$
Resonanz ( $\text{TM}_{010}$ -Mode, theoretisch)	$f_0 = 2,049 \text{ GHz} \quad (\pm 0,0036 \text{ GHz})$
Güte ( $\text{TM}_{010}$ , theoretisch)	$Q_0 = 8110 \quad (\pm 6,9)$
longitudinale Shuntimpedanz : ( $\text{TM}_{010}$ , theoretisch)	$R'_S = 2,186 \text{ M}\Omega \quad (\pm 0,0085 \text{ M}\Omega)$

Tabelle 6.1: Daten des Kalibrationsresonators

Die Kalibration wurde mit der resonanten Störkörper-Methode ausgeführt. Hierzu hat der Resonator kleine Löcher auf der Symmetrieachse und in der Mitte der Außenfläche. In der  $\text{TM}_{010}$ -Mode ist das E-Feld über die gesamte Länge konstant und auf der Achse

nahezu homogen. Der Störkörper wird mit Faden einmal längs und einmal quer in den Resonator eingebracht und jeweils die Resonanzfrequenz der  $TM_{010}$ -Mode gemessen. Die Messung erfolgt in der Mitte des Resonators, da die Löcher am Rand für ein inhomogenes Feld sorgen. Die Referenzmessungen erfolgen ohne Störkörper, jedoch mit Faden. Da das E-Feld über die gesamte Länge konstant ist, gilt:

$$\frac{R'_S}{L^2} = \frac{E_0^2}{P_V} \quad (6.1)$$

Diese Gleichung und die Gütedefinition setzt man in die Störkörperformel (4.18) ein.

$$\frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega^2} = \alpha \cdot \frac{2\pi \cdot R'_S \cdot f_0}{Q_0 \cdot L^2} \quad (6.2)$$

Da der Bruch auf der rechten Seite nur noch aus Resonator-Daten besteht, kann man für den verwendeten Resonator schreiben:

$$\alpha = K \cdot \frac{f_0^2 - f^2}{f^2} \quad \text{mit} \quad K = 4,795 \cdot 10^{-16} \frac{\text{As} \cdot \text{m}^2}{\text{V}} \left( \pm 0,023 \cdot 10^{-18} \frac{\text{As} \cdot \text{m}^2}{\text{V}} \right) \quad (6.3)$$

Für den ersten Störkörper wurden folgende Werte ermittelt:

longitudinal:

$$\begin{aligned} f &= 2,04960062 \text{ GHz} & (\pm 500 \text{ Hz}) \\ f_0 &= 2,05016820 \text{ GHz} & (\pm 500 \text{ Hz}) \\ \alpha^{\parallel} &= 2,659 \cdot 10^{-19} \text{ Asm}^2\text{V}^{-1} & (\pm 0,017 \cdot 10^{-19} \text{ Asm}^2\text{V}^{-1}) \end{aligned}$$

transversal:

$$\begin{aligned} f &= 2,04996276 \text{ GHz} & (\pm 500 \text{ Hz}) \\ f_0 &= 2,05017166 \text{ GHz} & (\pm 500 \text{ Hz}) \\ \alpha^{\perp} &= 9,773 \cdot 10^{-20} \text{ Asm}^2\text{V}^{-1} & (\pm 0,094 \cdot 10^{-20} \text{ Asm}^2\text{V}^{-1}) \\ \text{Richtverhältnis: } \alpha^{\parallel} / \alpha^{\perp} &= 2,72 & (\pm 0,02) \end{aligned}$$

Für den zweiten Störkörper wurden folgende Werte ermittelt:

longitudinal:

$$\begin{aligned} f &= 2,05018170 \text{ GHz} & (\pm 500 \text{ Hz}) \\ f_0 &= 2,05024165 \text{ GHz} & (\pm 500 \text{ Hz}) \\ \alpha^{\parallel} &= 2,804 \cdot 10^{-20} \text{ Asm}^2\text{V}^{-1} & (\pm 0,060 \cdot 10^{-20} \text{ Asm}^2\text{V}^{-1}) \end{aligned}$$

transversal:

$$\begin{aligned} f &= 2,04964030 \text{ GHz} & (\pm 500 \text{ Hz}) \\ f_0 &= 2,05024656 \text{ GHz} & (\pm 500 \text{ Hz}) \\ \alpha^{\perp} &= 2,837 \cdot 10^{-19} \text{ Asm}^2\text{V}^{-1} & (\pm 0,018 \cdot 10^{-19} \text{ Asm}^2\text{V}^{-1}) \\ \text{Richtverhältnis: } \alpha^{\perp} / \alpha^{\parallel} &= 10,1 & (\pm 0,2) \end{aligned}$$

Die unterschiedlichen Werte für die ungestörte Resonanzfrequenz sind auf die Temperaturdrift zurückzuführen. Bei den Messungen wurde zusätzlich die Güte mit und ohne Störkörper verglichen, um festzustellen, ob die dielektrischen Verluste schon eine Rolle spielen. Der Vergleich ergab jedoch in keinem der Fälle eine meßbare Abweichung. Die berechneten und gemessenen Werte für die Störkörper-Konstanten stimmen relativ gut überein. Für die longitudinale Störkörperkonstante des zweiten Störkörpers sind die Abweichungen größer. Hierbei ist jedoch zu berücksichtigen, daß die Dielektrizitätskonstante der Keramik nicht genau bekannt ist und daß der Klebstoff-Tropfen im Gegensatz zum eigentlichen Störkörper kugelförmig ist.

## 6.2 TM<sub>01</sub>-Pass-Band

Die Tesla-Struktur hat ein recht großes Volumen. Um dennoch einen kleinen Störkörper verwenden zu können und damit eine hohe Ortsauflösung zu erhalten, wurden alle Messungen an der Tesla-Struktur mit der nicht-resonanten Störkörper-Methode in Transmission durchgeführt. Die TM<sub>010</sub>-Mode im Einzelresonator hat kein transversales E-Feld. Auch die Transversalkomponente der Blenden-Felder ist aus Symmetriegründen auf der Achse gleich Null. Da bei den Monopol-Moden nur die longitudinale Shuntimpedanz auf der Achse von Interesse ist kann damit auf die zwei-Störkörper-Methode verzichtet werden.

Vor den Störkörper-Messungen wurde mit dem Netzwerkanalysator eine Transmissionsmessung über das gesamte TM<sub>01</sub>-Pass-Band durchgeführt. Das Transmissions-Diagramm gibt einen Überblick über die Lage der Moden und eventuelle Überlappungen. Auf der Abszisse ist die Frequenz linear aufgetragen. Die Angaben unter dem Diagramm geben die Frequenz am Anfang und Ende der Frequenzachse an. Auf der Ordinate ist der Transmissionsfaktor  $S_{21}$  logarithmisch aufgetragen. Die Einheit ist 10 dB/Div. und die Referenzlinie liegt bei -50 dB. Die Referenzlinie ist links mit einem kleinen Pfeil markiert. Die Nummern über den Transmissionsmaxima wurden nachträglich angebracht und sind als Referenz auf die Tabelle am Ende dieses Abschnitts vorgesehen. Im TM<sub>01</sub>-Pass-Band geben sie gleichzeitig den Phasenvorschub in Einheiten von  $\pi/9$  an. Die Mode Nummer neun ist die Beschleuniger-Mode, der Marker gibt ihre Frequenz an. Die Moden sind im TM<sub>01</sub>-Pass-Band gut genug separiert, um die Gütefaktoren mit der -3 dB-Methode bestimmen zu können.

Die Störkörpermessungen erfolgten mit dem stabförmigen Störkörper in Abbildung 6.2. Um die statistischen Fehler klein zu halten, wurden alle Messungen vier mal ausgeführt und punktweise gemittelt. Der Ablauf der Auswertung mittels C-Programm wurde bereits in Abschnitt 5.4 beschrieben. In diesem Abschnitt sind exemplarisch für die  $3\pi/9$ -Mode die Zwischenergebnisse während dieser Auswertung abgedruckt. Für alle anderen Moden sind nur noch die Endergebnisse angegeben. Die  $3\pi/9$ -Mode hat für den Beschleuniger-Betrieb keine besondere Bedeutung und wurde lediglich gewählt, weil sich an ihr die Rekonstruktion der Phasensprünge gut zeigen läßt.

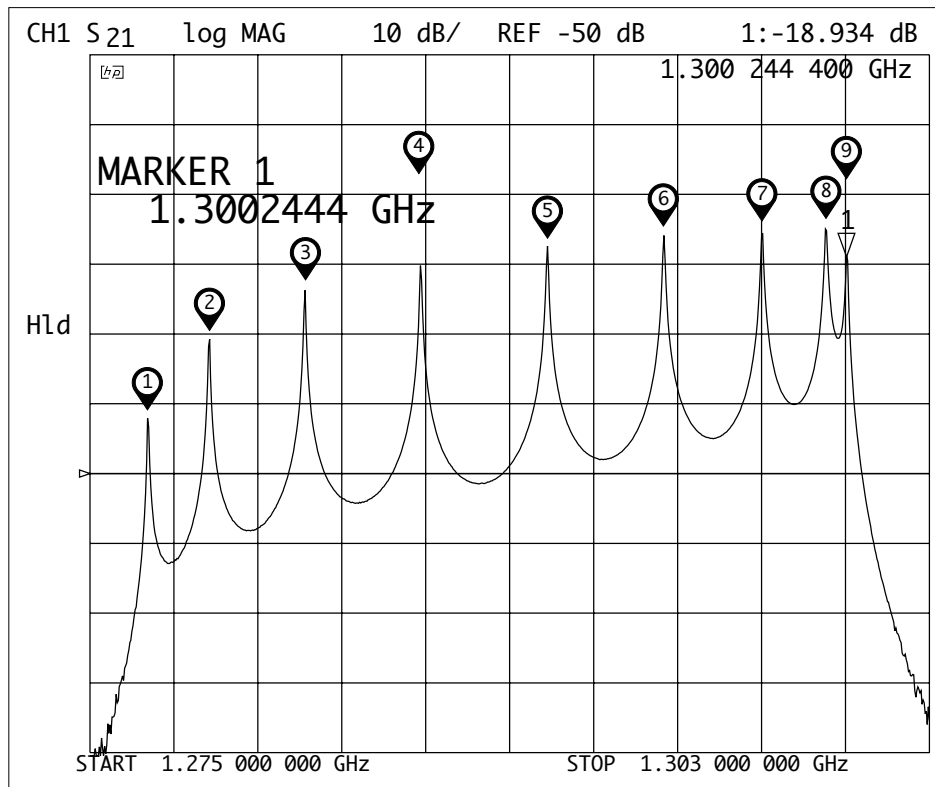


Abbildung 6.4: Transmissionsmessung des TM<sub>01</sub>-Pass-Bandes

Für die Störkörper-Messung wird als erstes die aus Abbildung 6.4 abgelesene ungefähre Resonanzfrequenz als Bereichsmittle in den Netzwerkanalysator eingegeben und der noch unkalibrierte Netzwerkanalysator wird mit den beiden Koppel-Antennen verbunden. Anschließend wird das Meßprogramm gestartet. Das Programm sucht einen geeigneten Meßbereich und fordert einen dann dazu auf, beide Ports zwecks  $S_{21}$ -Kalibration miteinander zu verbinden. Als Durchgangs-Normal dient ein PC-3.5 Adapter von Buchse auf Buchse. Nachdem das Programm den Frequenzgang aufgenommen hat, wird die Kalibration für  $S_{11}$  und  $S_{22}$  durchgeführt. Hierzu stehen drei Normale zur Verfügung, ein Kurzschluß, ein offenes Ende und ein Abschluß. Der Netzwerkanalysator "kennt" die genauen Eigenschaften dieser Normale und kann so die Fehler der Meßkabel und seiner Richtkoppler kompensieren. Alle weiteren Messungen beziehen sich daher nur noch auf die Beschaltung zwischen den beiden Steckern, an denen die Normale angeschlossen waren. Nach Bestätigung der Kalibration führt das Programm alle weiteren Schritte automatisch aus. Während der eigentlichen Störkörpermessung zeigt der Netzwerkanalysator zur Kontrolle die Phasenverschiebung in Abhängigkeit von der Störkörper-Position an. Es ist darauf zu achten, daß sie nicht zu groß wird, da sonst die Ergebnisse ungenau werden. Bei zu großer Phasenverschiebung müsste ein kleinerer Störkörper verwendet werden.

Als Ergebnis liefert das Meßprogramm zwei Dateien für das Auswertungs-Programm. Die erste Datei enthält die Einstellungen, mit der die Messung erfolgte und verschiedene Meßergebnisse. Für die  $3\pi/9$ -Mode enthält sie folgende Daten:

## Einstellungen:

Meßbereichsmittle	1282166296 Hz
Meßbereichsbreite	78001 Hz
Meßpunkte/Sweep resonant	801
IF-Bandbreite resonant	100 Hz
Average-Faktor resonant	1
IF-Bandbreite nicht res.	100 Hz
Anfangsposition	0.32 m
Länge	1.3 m
Anz. der Meßpunkte	651
Störkörperkonstante	2.656e-0019 As*m <sup>2</sup> /V
lin. Korrektur	nein

## Messung der Phasenverschiebung in Transmission:

Nullfrequenz	1282165224 Hz
Nullgüte	27464.2960009163432
Lastgüte	25277.29
Kalibration S21	1.38167729592646806
Koppelfaktor 1	0.044448599028871693
Koppelfaktor 2	0.042071989250819016
Ru-Wert	76626262.8997878862 Ohm

Für die weitere Auswertung sind die Resonanzfrequenz ("Nullfrequenz"), die Lastgüte und die Koppelfaktoren bestimmt. Die restlichen Angaben sind nur zu Kontrollzwecken vorhanden.

Die zweite Datei enthält als Wertepaare die Position und die Transmissionsänderung jedes Meßpunktes. Für die  $3\pi/9$ -Mode ist dieses Ergebnis in Abbildung 6.5 zu sehen.

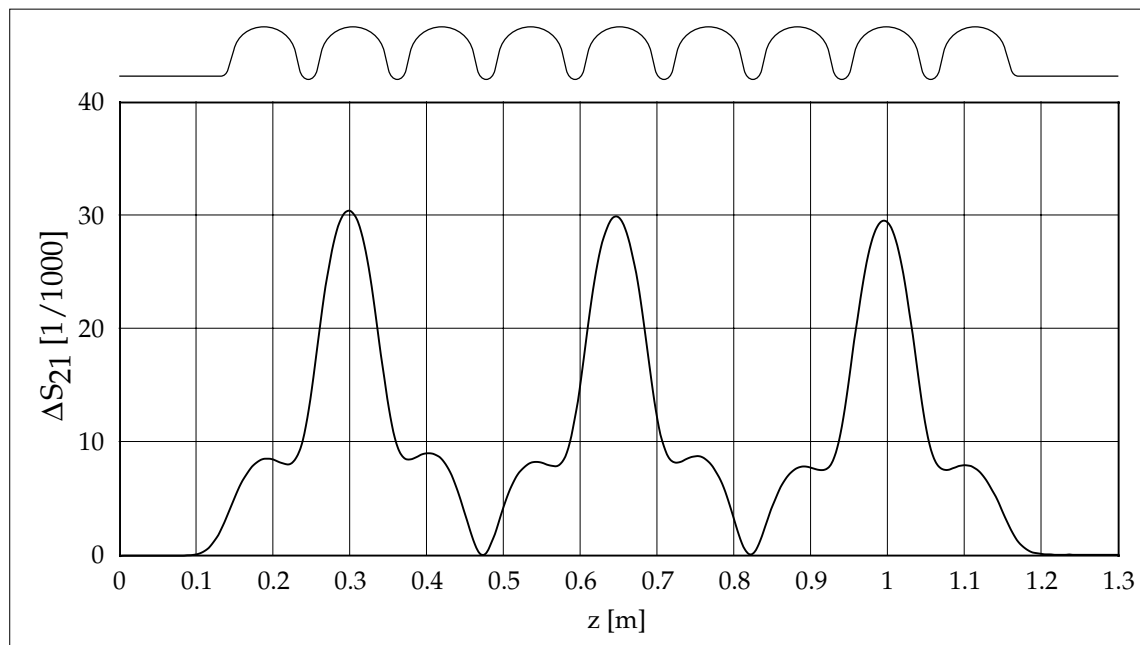


Abbildung 6.5: Transmissionsänderung in Abhängigkeit der Störkörper-Position

Auf der Ordinate ist die Transmissionsänderung linear aufgetragen. Als Orientierungshilfe ist über dem Diagramm ein halber Umriß der Tesla-Cavity abgebildet.

Die beiden Dateien werden vom Auswertungs-Programm weiterverarbeitet. Der genaue Ablauf ist in Abschnitt 5.4 beschrieben. Nachdem der Mittelwert aus den vier Messungen gebildet ist, wird für jeden Punkt die normierte E-Feldstärke berechnet. Das noch vorzeichenlose Ergebnis ist in Abbildung 6.6 oben dargestellt.

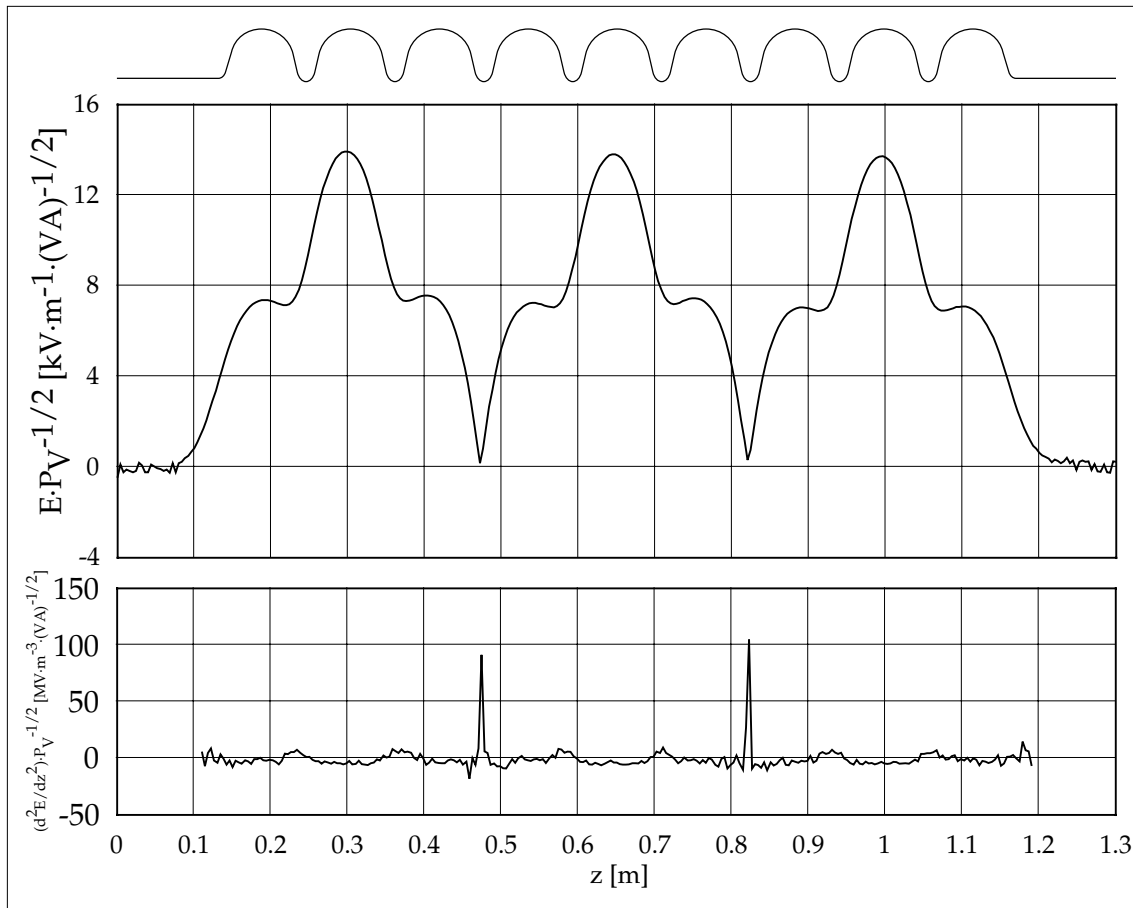
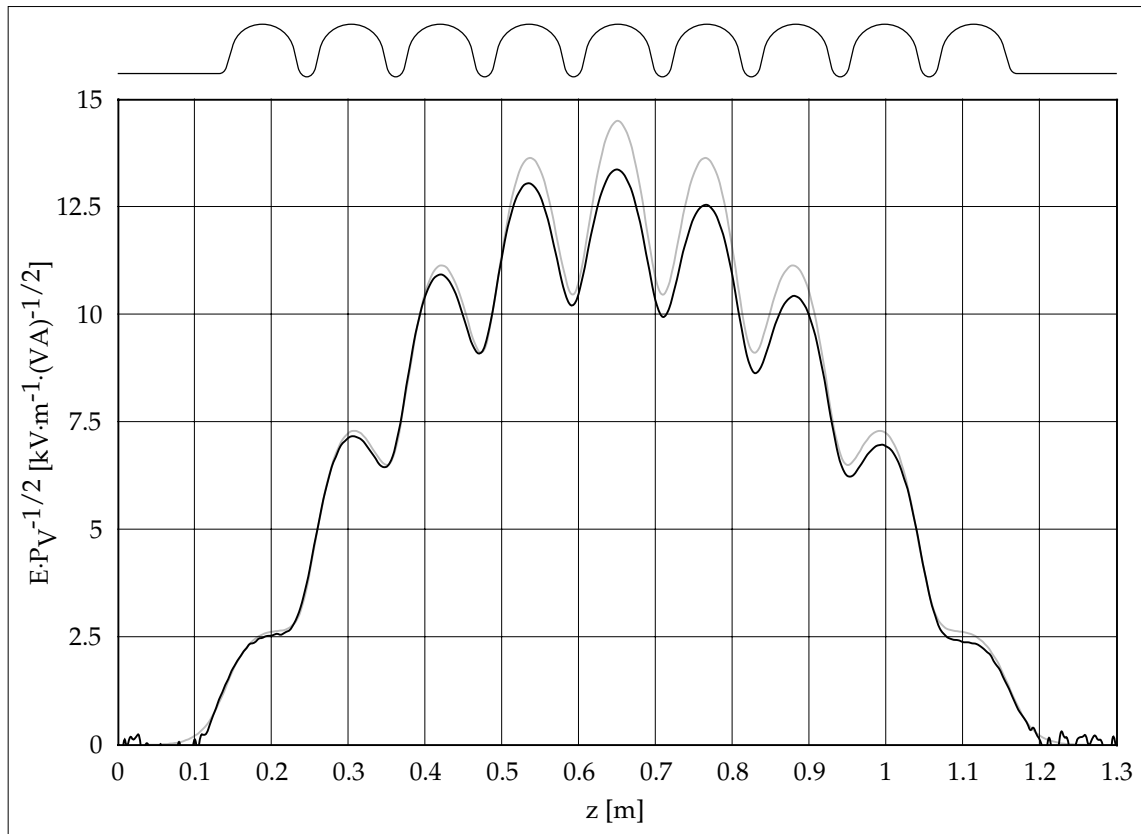
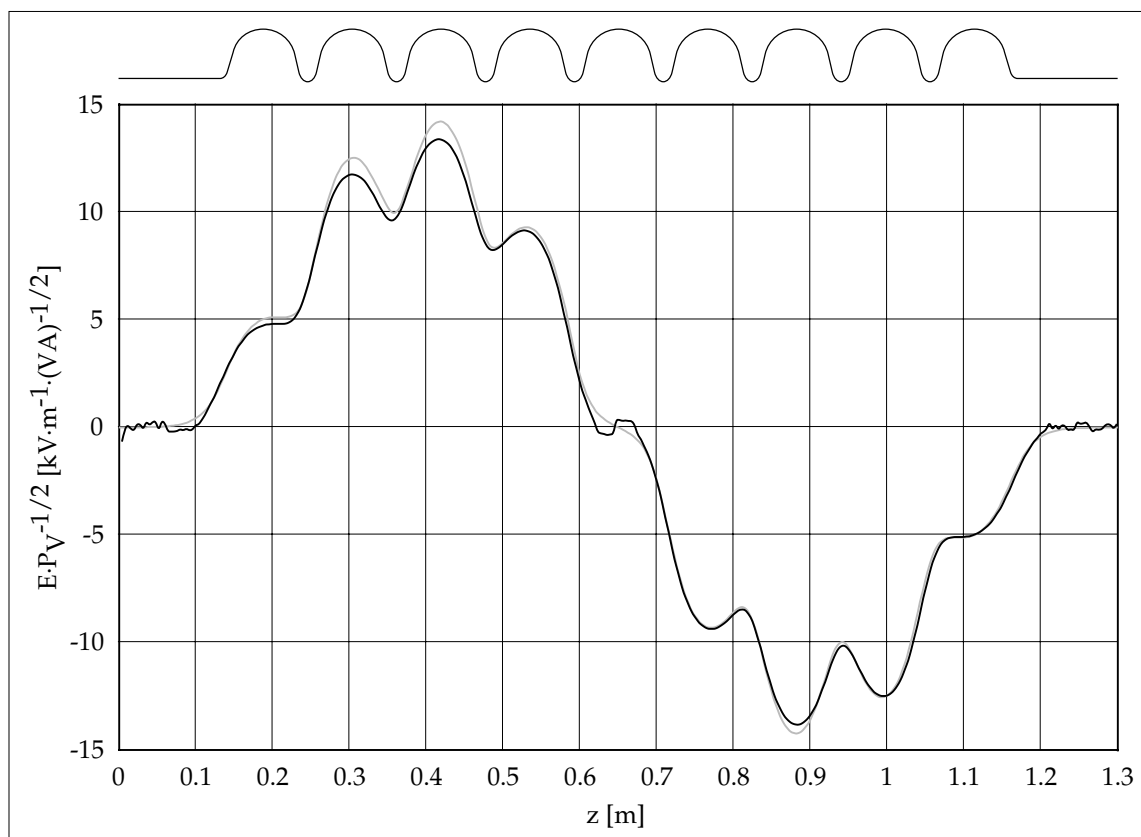


Abbildung 6.6: Normierte E-Feldstärke und deren zweite Ableitung nach  $z$  in Abhängigkeit der Störkörper-Position  $z$

Unten ist die zweite Ableitung nach dem Ort zu sehen, die beiden Spitzen sind die Positionen der Phasensprünge. Mit Hilfe der zweiten Ableitung rekonstruiert das Programm die Phasensprünge.

In den folgenden neun Abbildungen sind die E-Felder entlang der Achse für alle TM<sub>01</sub>-Moden zu sehen. Zum Vergleich mit den MAFIA-Rechnungen wurde in hellgrau der numerisch berechnete Feldverlauf eingezeichnet.

Die gemessenen Werte zeigen eine relativ gute Übereinstimmung mit den numerisch Berechneten. Allerdings ist zu beobachten, daß die Beschleuniger-Mode nicht ganz flach ist, das heißt die Amplitude ist nicht, wie man es von einer  $\pi$ -Mode erwarten würde, in jeder Zelle gleich hoch. Ursache ist wahrscheinlich eine Asymmetrie der Struktur durch Fertigungstoleranzen oder Transportschäden. Die Ergebnisse sind gut reproduzierbar, ein zufälliger Meßfehler kann daher ausgeschlossen werden.

Abbildung 6.7: Normiertes E-Feld der  $1\pi/9$ -Mode (grau: MAFIA, schwarz: gemessen)Abbildung 6.8: Normiertes E-Feld der  $2\pi/9$ -Mode (grau: MAFIA, schwarz: gemessen)

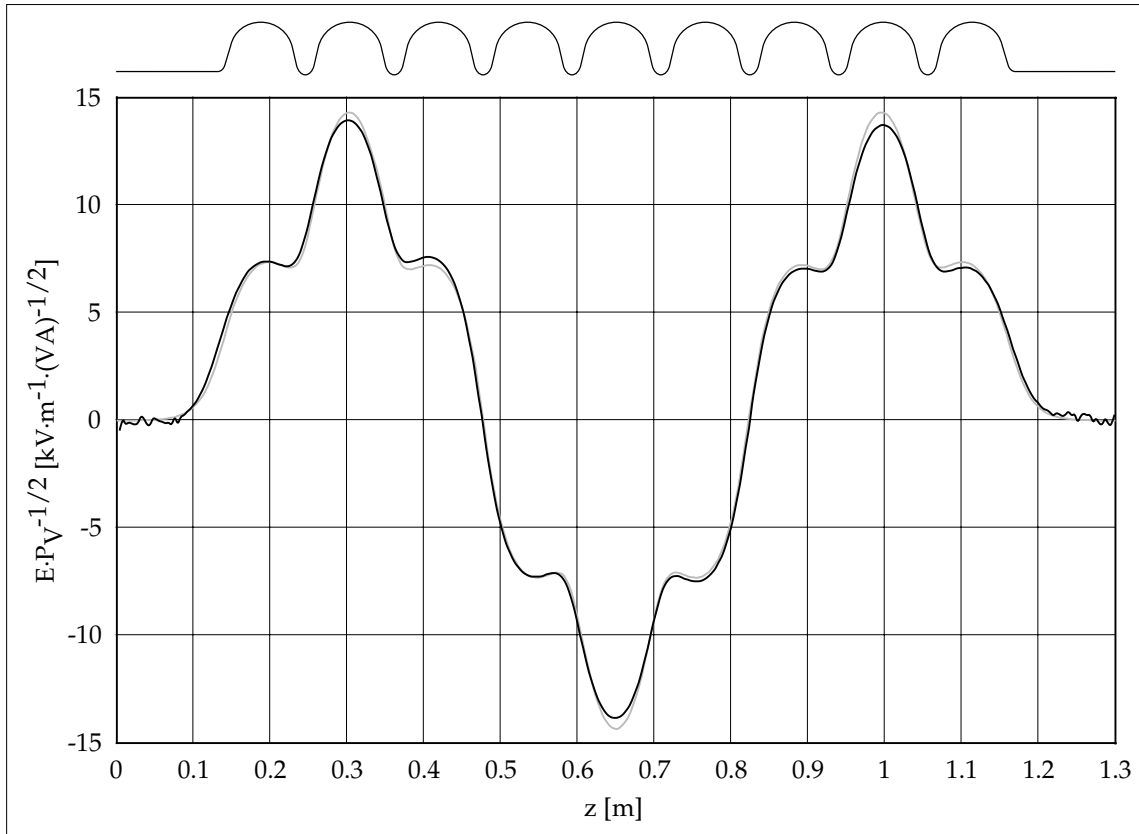


Abbildung 6.9: Normiertes E-Feld der  $3\pi/9$ -Mode (grau: MAFIA, schwarz: gemessen)

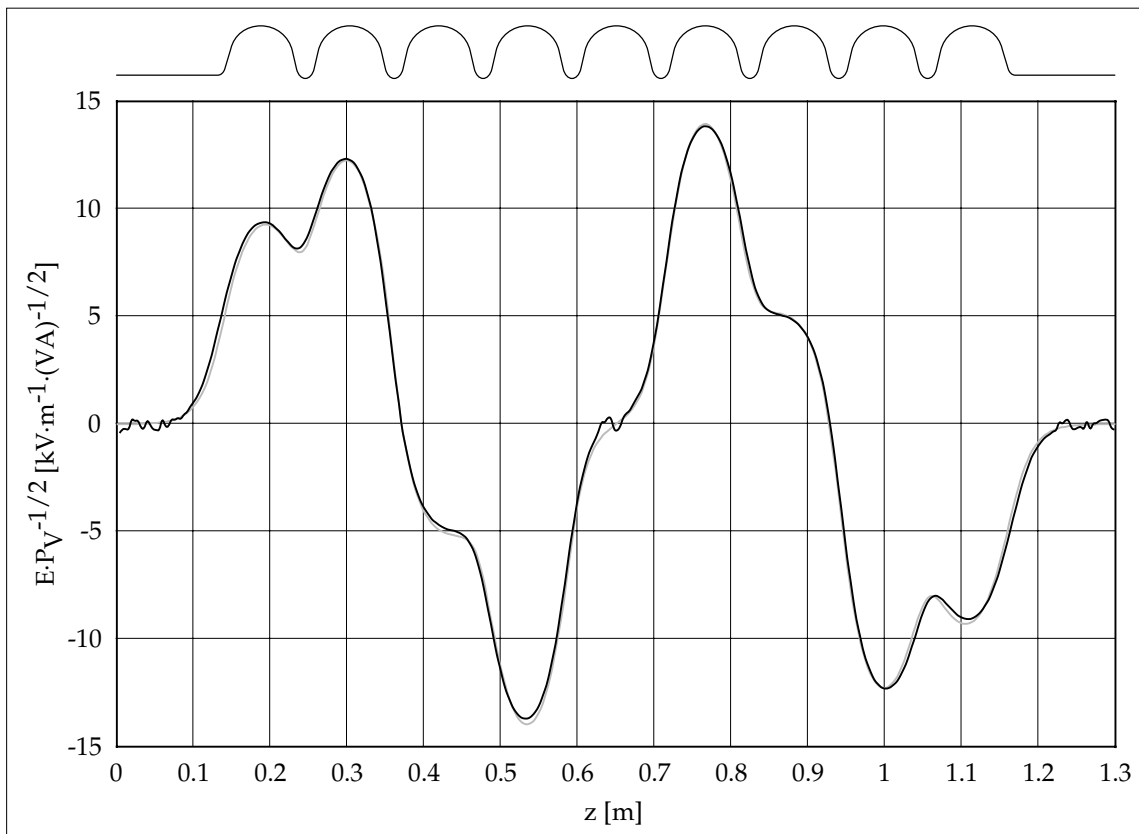
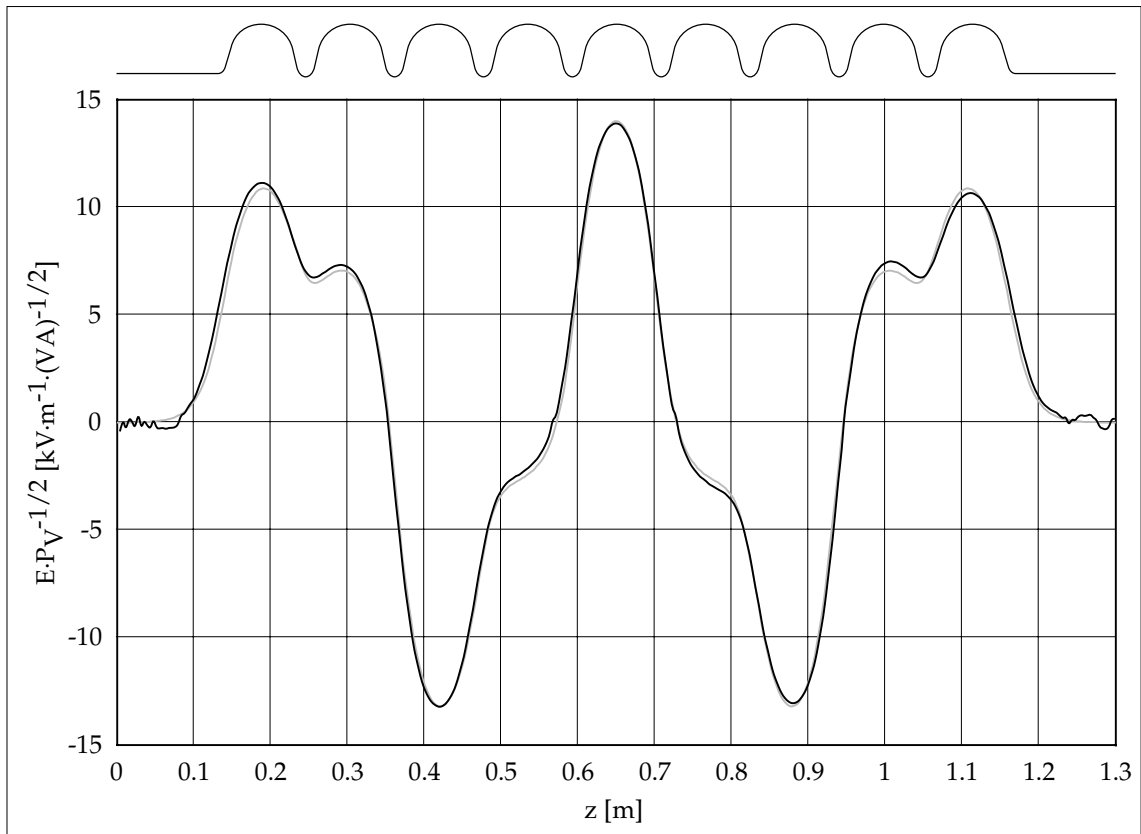
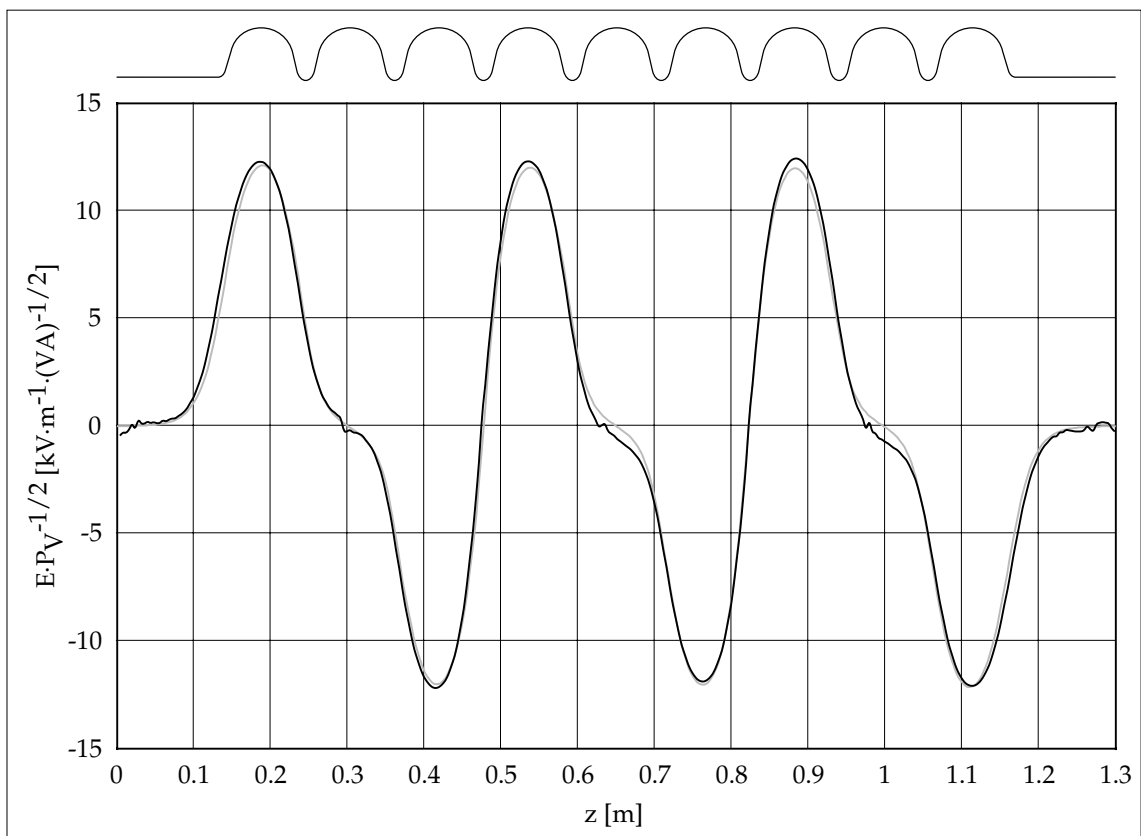


Abbildung 6.10: Normiertes E-Feld der  $4\pi/9$ -Mode (grau: MAFIA, schwarz: gemessen)



Abbildung 6.11: Normiertes E-Feld der  $5\pi/9$ -Mode (grau: MAFIA, schwarz: gemessen)Abbildung 6.12: Normiertes E-Feld der  $6\pi/9$ -Mode (grau: MAFIA, schwarz: gemessen)

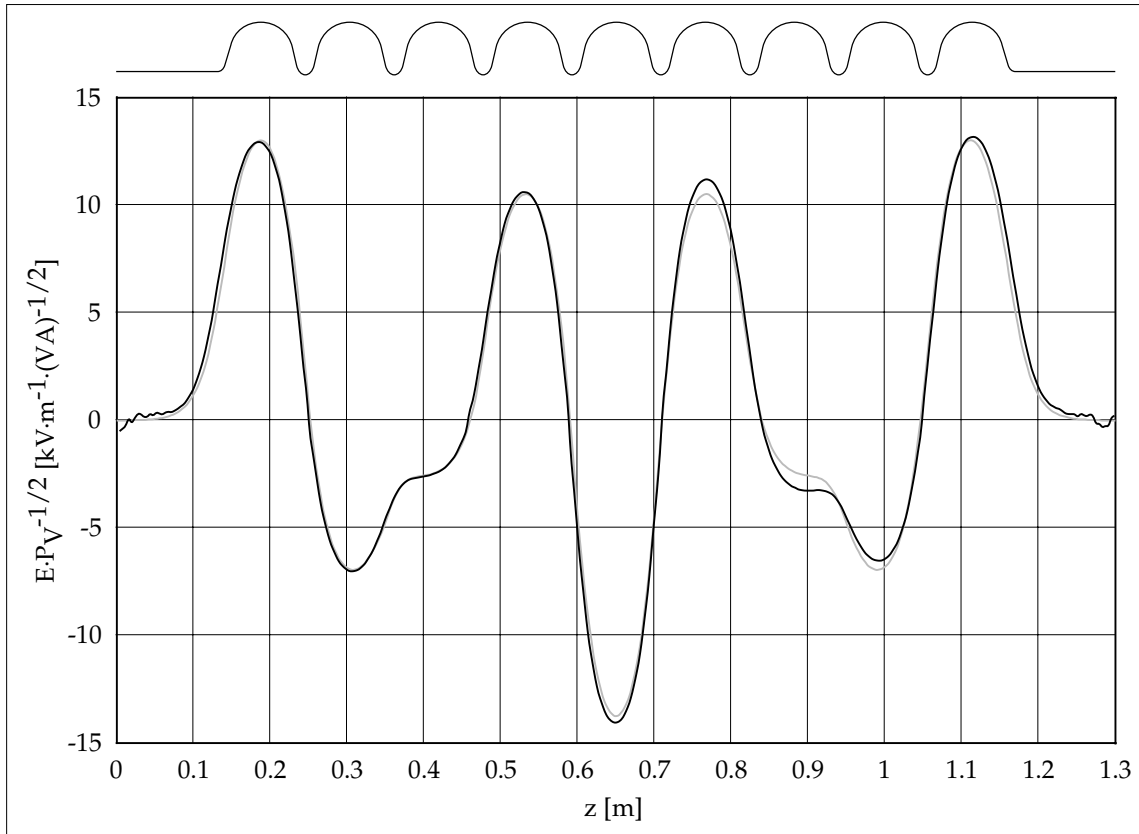


Abbildung 6.13: Normiertes E-Feld der  $7\pi/9$ -Mode (grau: MAFIA, schwarz: gemessen)

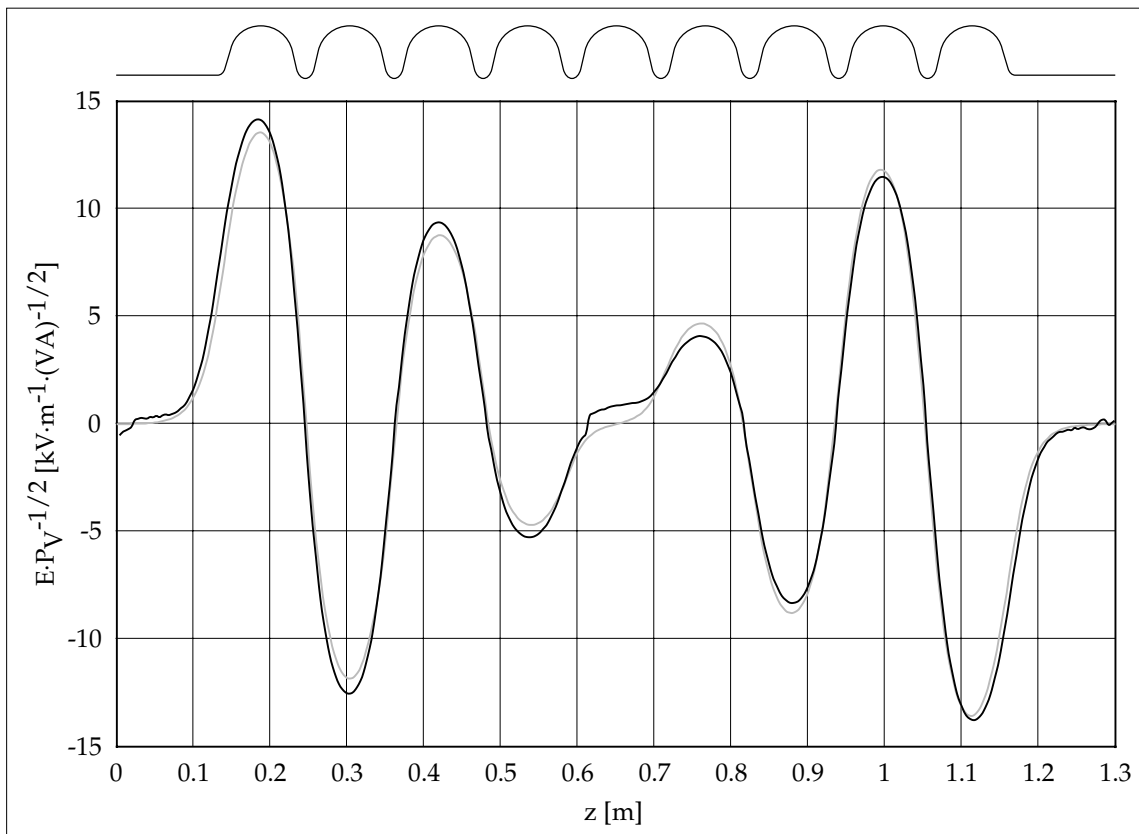


Abbildung 6.14: Normiertes E-Feld der  $8\pi/9$ -Mode (grau: MAFIA, schwarz: gemessen)

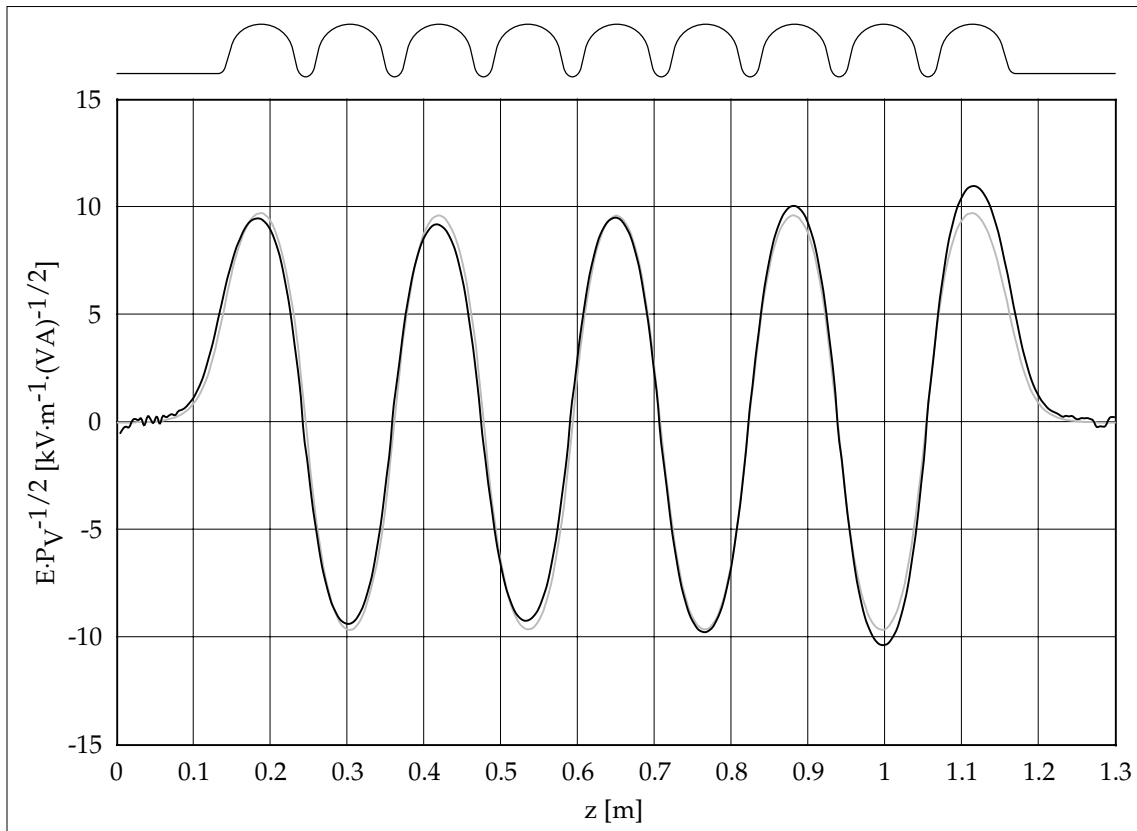


Abbildung 6.15: Normiertes E-Feld der  $9\pi/9$ -Mode (grau: MAFIA, schwarz: gemessen)

Aus dem normierten E-Feld berechnet das Programm die Shuntimpedanzen ohne und mit Phasenfaktor und den Transittime-Faktor. Die Ergebnisse sind in der Tabelle 6.2 zusammengefasst.

$\varphi$ [ $\pi/9$ ]	$f_0$ [GHz]	$Q_0$	$R'_S$ [M $\Omega$ ]	$R'_S/Q$ [ $\Omega$ ]	$R_S$ [k $\Omega$ ]	$R_S/Q$ [ $\Omega$ ]	$\Lambda$
1	1,27693	27438	67,6	2,46 ( $\pm 1,2$ )	0,017	0,00063	0,00050
2	1,27897	27507	68,0	2,47 ( $\pm 0,51$ )	2,7	0,099	0,0063
3	1,28217	27464	73,0	2,66 ( $\pm 0,33$ )	5,2	0,19	0,0085
4	1,28604	27408	64,9	2,37 ( $\pm 0,27$ )	1,6	0,058	0,00495
5	1,29027	27220	61,9	2,28 ( $\pm 0,23$ )	1,6	0,060	0,0052
6	1,29416	27077	52,6	1,94 ( $\pm 0,20$ )	0,52	0,019	0,0031
7	1,29744	26822	53,5	2,00 ( $\pm 0,18$ )	32	1,2	0,024
8	1,29958	26536	49,0	1,85 ( $\pm 0,17$ )	18	6,6	0,060
9	1,30027	26926	54,8	2,04 ( $\pm 0,20$ )	28205	1047	0,72

Tabelle 6.2: Gemessene Daten der Moden des  $TM_{01}$ -Pass-Bandes (vergleiche Tabelle 3.1)

Bei der Fehlerangabe der gütebezogenen Shuntimpedanz ohne Phasenfaktor wurden als Fehlerquellen die Störkörperkonstante nach Abschnitt 6.1, die  $S_{11}$ -Messungen zur Bestimmung der Koppelfaktoren und die  $S_{21}$ -Messung berücksichtigt. Bei der  $S_{11}$ -Messung wurde ein absoluter Fehler von  $\pm 1,5 \cdot 10^{-3}$  und bei der

$\Delta S_{21}$ -Messung ein relativer Fehler von  $\pm 5 \cdot 10^{-2}$  des Meßwertes und ein absoluter Fehler von  $\pm 10^{-4}$  angesetzt. Die anderen Fehlerquellen sind gegen die drei genannten zu vernachlässigen. Auf eine Fehlerangabe für die Shuntimpedanz mit Phasenfaktor und für den Transittime-Faktor wurde verzichtet, da der Fehler sehr stark von der angenommenen Verteilung der Fehler von  $\Delta S_{21}$  entlang der Achse abhängt.

Die gemessenen Resonanzfrequenzen und Güten stimmen mit den numerisch berechneten gut überein. Auch die Shuntimpedanzen ohne Phasenfaktor zeigen eine gute Übereinstimmung. Bei den Shuntimpedanzen mit Phasenfaktor und damit auch bei den Transittime-Faktoren stimmen nur die Werte für die Beschleuniger-Mode gut überein. Bei den anderen Moden zeigen sich zum Teil erhebliche Abweichungen. Die relativen Abweichungen werden um so größer je kleiner der Transittime-Faktor ist. Ein kleiner Transittime-Faktor bedeutet, daß sich die Wirkungen des E-Felds über die gesamte Teilchenbahn nahezu vollständig gegenseitig aufheben. Eine kleine Abweichung der E-Feldstärke an irgend einer Stelle der Teilchenbahn führt damit zu einer großen relativen Abweichung des Transittime-Faktors. Die Abweichung kann sowohl in der Messung als auch in der Feldgeometrie begründet liegen. Betrachtet man die Abbildungen 6.7 bis 6.15, so fallen viele derartiger Abweichungen auf. Wegen der guten Übereinstimmung der vier Messungen untereinander ist wahrscheinlich, daß die Abweichungen der Transittime-Faktoren gegenüber der MAFIA-Rechnungen zum großen Teil auf Geometrie-Fehlern beruhen.

## 6.3 Dipol-Moden

Um einen Überblick über die Dipol-Moden zu erhalten wurde auch hier zuerst eine Transmissionsmessung durchgeführt.

Die beiden Pass-Bänder liegen dicht nebeneinander, überlappen einander jedoch nicht. Das TE/TM-Pass-Band geht von Mode Nummer 10 bis 18, das TM/TE-Pass-Band von 19 bis 26. Die Moden sind auch am Ende des TM/TE-Pass-Bandes noch gut genug separiert um ihre Güte mit der -3 dB-Methode bestimmen zu können.

Bei genauerer Betrachtung einer einzelnen Mode fällt eine Aufspaltung in zwei nahe beieinander liegende Moden mit leicht unterschiedlicher Transmission auf. Bei den Moden Nummer 10, 13 und 16 ist die Aufspaltung auch auf der Übersicht in Abbildung 6.16 zu sehen. Um die Ursache für die Aufspaltung festzustellen, wurden Störversuche mit einem dielektrischen Stab aus Aluminiumoxid-Keramik gemacht. Der Netzwerkanalysator wurde auf einen kleinen Bereich um das Modenpaar Nummer 10 eingestellt und der Störstab in verschiedenen Positionen und Richtungen in die verschiedenen Zellen eingebracht. Dabei wurde jeweils die Frequenzveränderung der beiden Transmissionsmaxima beobachtet. Hierbei zeigte sich, daß der Störstab, solange er senkrecht, also parallel zu den Antennen stand, immer beide Maxima in gleichem Maße beeinflusst. Die Frequenzänderung ist auch bei symmetrisch zur Mittelzelle gelegenen Zellen nicht unterschiedlich. Eine Aufspaltung in zwei Moden, die an den entgegengesetzten Enden dominant sind, ist also auszuschließen. Bei azimuthaler Drehung des Stabes fanden sich jedoch zwei Richtungen, in denen das eine oder das andere der beiden Maxima praktisch nicht beein-

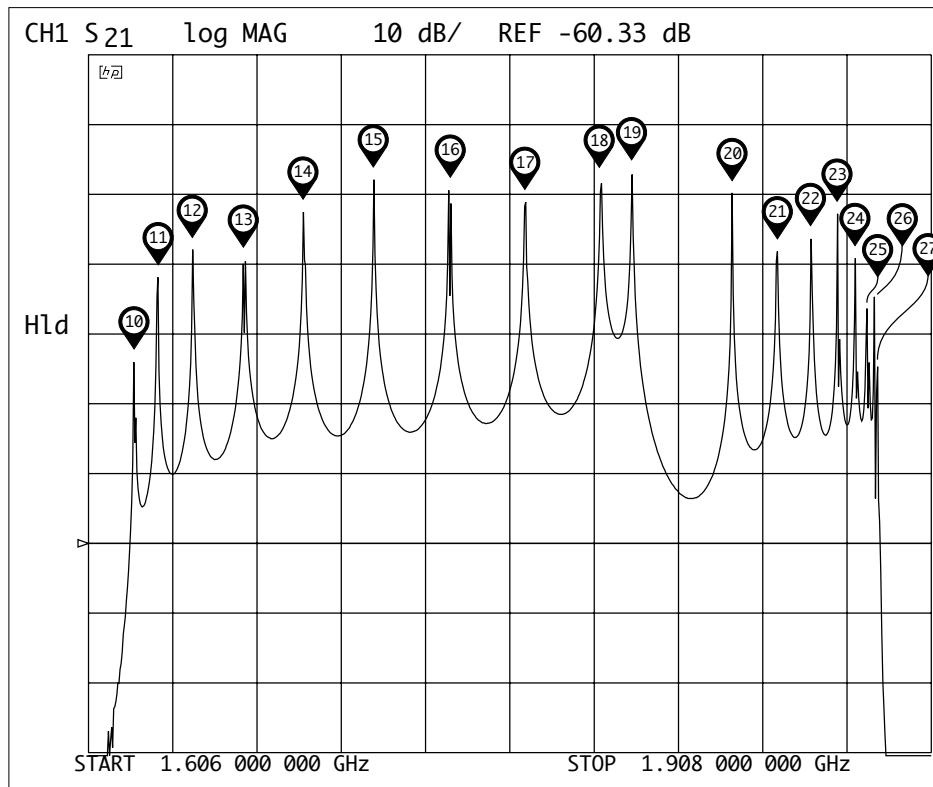


Abbildung 6.16: Transmissionsmessung der Dipol-Pass-Bänder

flußt werden. Die beiden Richtungen standen etwa  $-30^\circ$  und  $+60^\circ$  zu der Richtung der Antenne. Es ist daher anzunehmen, daß die Cavity nicht exakt rund, sondern leicht elliptisch ist und sich jede Mode in zwei Polarisationsrichtungen ausbildet. Die beiden gefundenen Richtungen sind die Achsen dieser Ellipse. Der Vergleich der Richtungen in den einzelnen Zellen zeigte weiterhin, daß die Richtung der Achsen sich vom einen Ende der Cavity bis zum anderen Ende um etwa  $10^\circ$  dreht.

Wegen der geringen Abweichungen der Cavity-Geometrie ist anzunehmen, daß sich beide Polarisationsrichtungen hinsichtlich der Modengeometrie nicht wesentlich unterscheiden. Daher wurden die folgenden Messungen nur für eine der beiden Richtungen ausgeführt. Um für die Messungen eine Richtung hervorzuheben, wurden die Antennen auf die mittlere Richtung der einen Polarisation gedreht. Die andere Polarisation konnte damit auf  $-18$  dB in Transmission gegenüber der Ersten abgesenkt werden. Eine Kontrollmessung der anderen Moden zeigte, daß sich bei allen Moden eine Absenkung der anderen Polarisation um mindestens  $13$  dB einstellt.

Im Gegensatz zu den Monopol-Moden ist bei den Dipol-Moden auch mit transversalen E-Feldern zu rechnen. Für die Bestimmung der transversalen Shuntimpedanz ist jedoch nur das longitudinale E-Feld von Interesse. Um beide Komponenten gut voneinander trennen zu können, wurden alle Messungen mit der zwei-Störkörper-Methode durchgeführt. Die Messungen erfolgten mit den beiden Störkörpern in Abbildung 6.2 und 6.3 nicht-resonant in Transmission mit radialen Ablagen von  $-28$  mm bis  $+28$  mm in Schritten von  $2$  mm.

Die einzelnen Messungen mit einer Ablage erfolgten nach dem gleichen Meßprogramm, wie es bereits bei den Monopol-Moden beschrieben wurde, allerdings jeweils mit den zwei verschiedenen Störkörpern. Die 116 Ausgabe-Dateien pro Mode werden von einem C-Programm weiter ausgewertet. Das Programm führt eine lineare Korrektur der Temperaturdrift durch, verschiebt die Messungen longitudinal so, daß die Störkörperpositionen übereinstimmen und berechnet nach Gleichung (4.92.1) und (4.92.2) die longitudinale und transversale Komponente der E-Feldstärke für jeden Punkt. Die transversale Komponente wird nicht weiter verarbeitet, die longitudinale Komponente wird zur weiteren Verarbeitung in einer Datei abgespeichert. Diese Datei enthält damit für eine Schnittebene durch die geometrische Achse in Richtung der Antennen die longitudinalen E-Feldstärken-Beträge mit einem quadratischen 2 mm-Raster.

Die weitere Verarbeitung wird in MathCAD durchgeführt. Als erstes werden unter Zuhilfenahme der MAFIA-Feldbilder die Vorzeichen rekonstruiert. Abbildung 6.17 zeigt das Ergebnis dreier Messungen für die  $3\pi/9$ -Mode des TM/TE-Pass-Bandes (Mode Nummer 25).

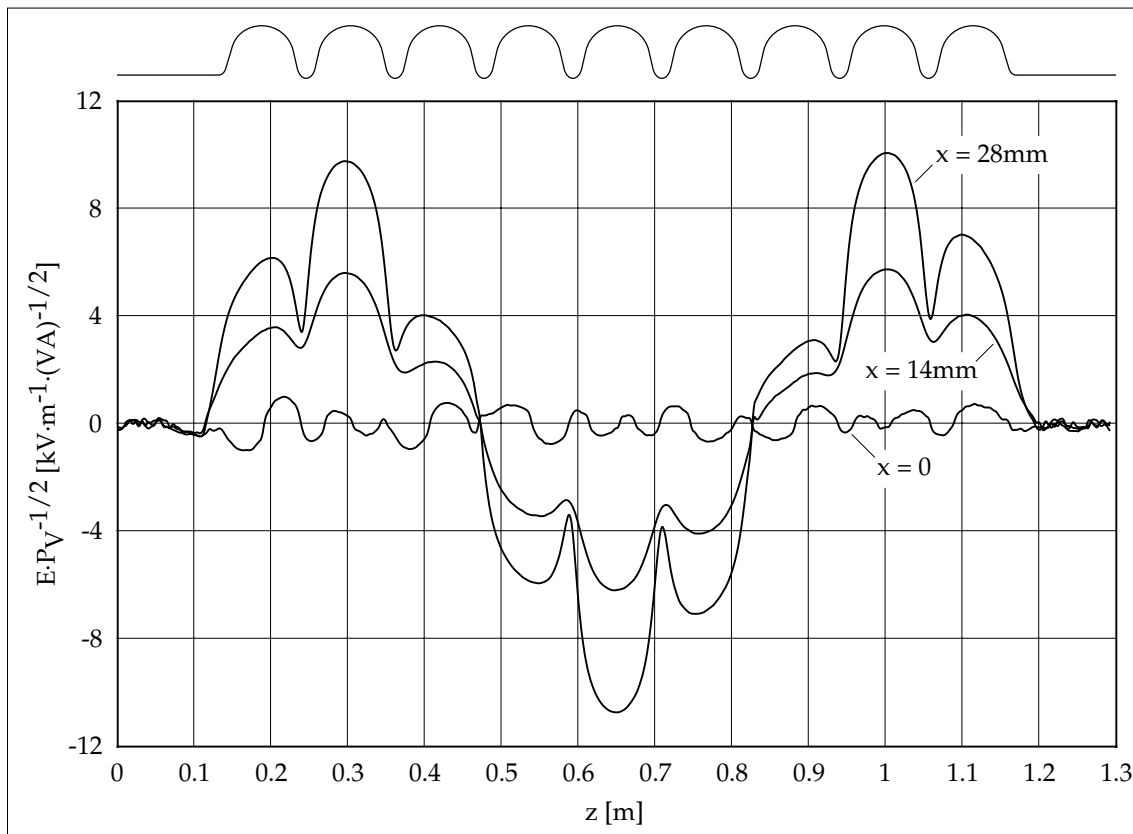


Abbildung 6.17: Normiertes E-Feld der TM/TE- $3\pi/9$ -Mode bei drei verschiedenen Ablagen

Für jede Ablage wird die longitudinale Shuntimpedanz ohne und mit Phasenfaktor sowie der mittlere Transittime-Faktor berechnet. Als nächstes wird die elektrische Achse gesucht. Hierzu wird eine Parabel an die Werte der longitudinalen Shuntimpedanz ohne Phasenfaktor angepaßt. Wie im letzten Abschnitt beschrieben sind sie wesentlich unempfindlicher gegen Störungen und daher für die Suche nach der elektrischen Achse besser geeignet. In Abbildung 6.18 sind die Parabel und die Shuntimpedanzen ohne und

mit Phasenfaktor für die Mode Nummer 25 zu sehen. Die longitudinale Shuntimpedanz mit Phasenfaktor wurde durch den mittleren Transitzeit-Faktor geteilt, um sie im gleichen Maßstab darstellen zu können.

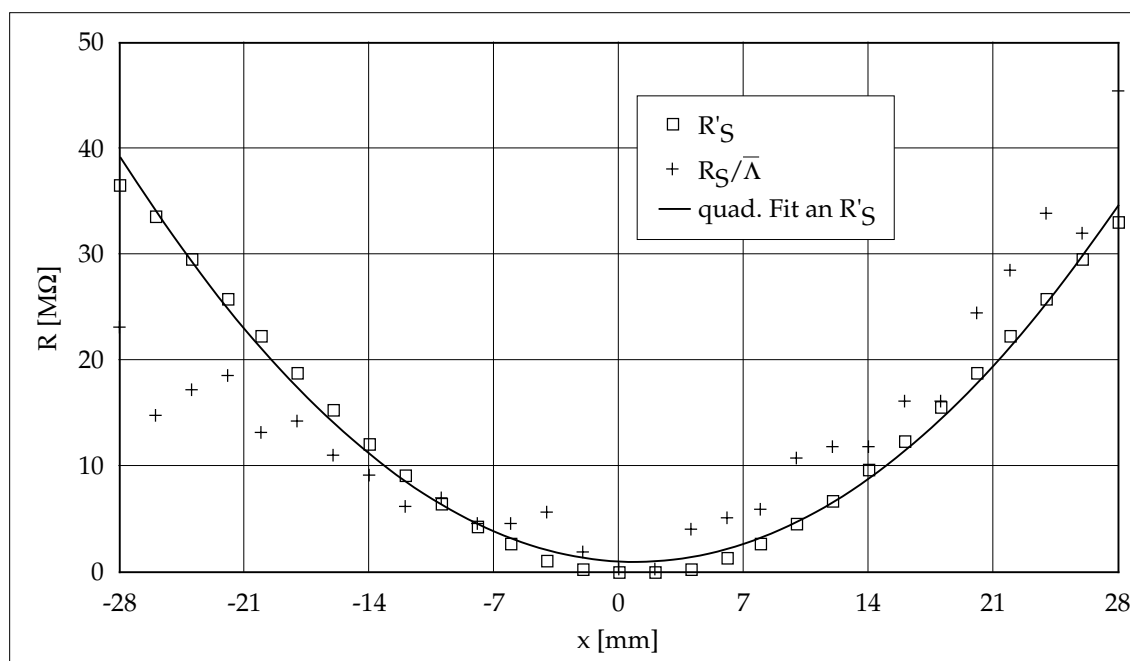


Abbildung 6.18: Longitudinale Shuntimpedanz in Abhängigkeit von der Ablage für die TM/TE-3 $\pi$ /9Mode

Nachdem die Ablage bezüglich der elektrischen Achse korrigiert ist wird eine Bessel-Funktion angepaßt. Für die beschriebene Mode beträgt der Radius eines kreiszylindrischen Resonators mit gleicher Resonanzfrequenz 97 mm. Abbildung 6.19 zeigt die Bessel-Funktion und die longitudinalen Shuntimpedanzen für den gesamten Durchmesser. Die beiden Positionen  $1/k$  sind grau eingezeichnet. Hier ist die longitudinale und transversale Shuntimpedanz gleich und kann direkt abgelesen werden. Für die Berechnung der transversalen Shuntimpedanz ist nur der mittlere Bereich von Interesse. Im folgenden wird nur noch ein Bereich von -35 mm bis +35 mm dargestellt.

### 6.3.1 TE/TM-Dipol-Pass-Band

Das TE/TM-Dipol-Pass-Band umfaßt die Moden Nummer 10 bis 18. Die erste Mode ist die  $\pi/9$ -Mode. Sie ist laut dem MAFIA-Feldbild eine fast reine TE<sub>11</sub>-Mode und hat daher eine geringe transversale Shuntimpedanz. Gegen Ende des Bandes nehmen die longitudinalen E-Feld-Komponenten zu. Auch die  $\pi$ -Mode hat aber noch eine deutliche transversale Komponente. Diese Komponente kann auch mit der zwei-Störkörper-Methode nicht vollständig beseitigt werden, so daß die Meßwerte nicht ganz auf der Bessel-Funktion liegen. Die Bessel-Funktion paßt um so besser, je größer das Verhältnis von longitudinaler zu transversaler Komponente ist. Die folgenden neun Diagramme zeigen die Meßwerte und die eingepaßte Bessel-Funktion für alle Moden des Pass-Bandes.

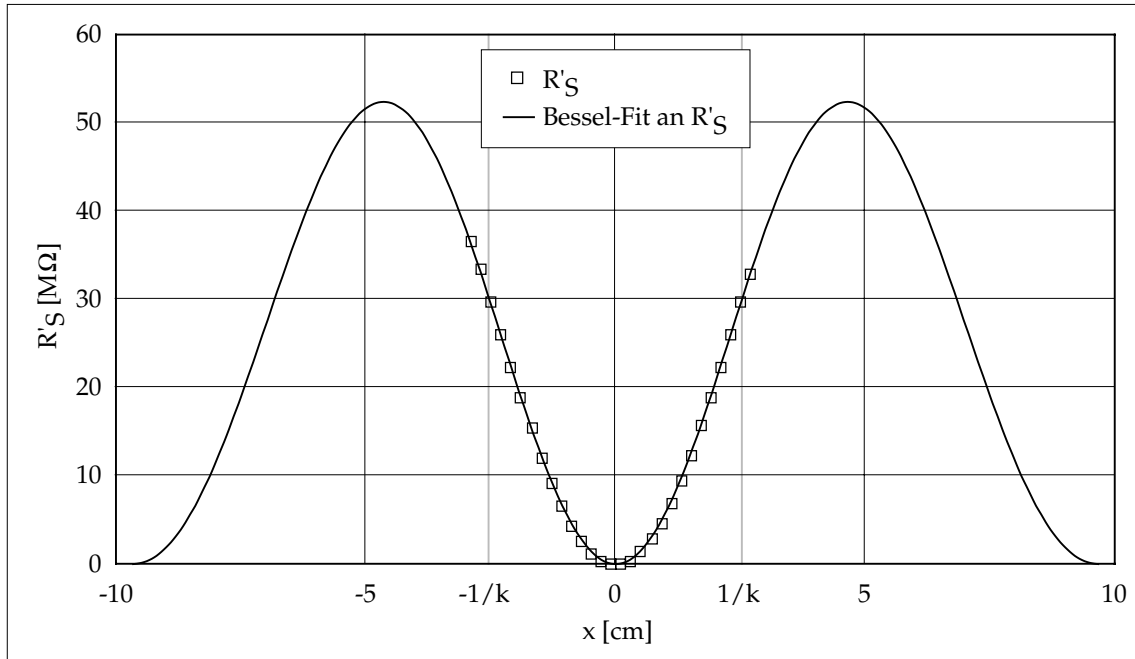


Abbildung 6.19: Longitudinale Shuntimpedanz in Abhängigkeit von der Ablage und eingepaßte Bessel-Funktion für die TM/TE- $3\pi/9$ -Mode

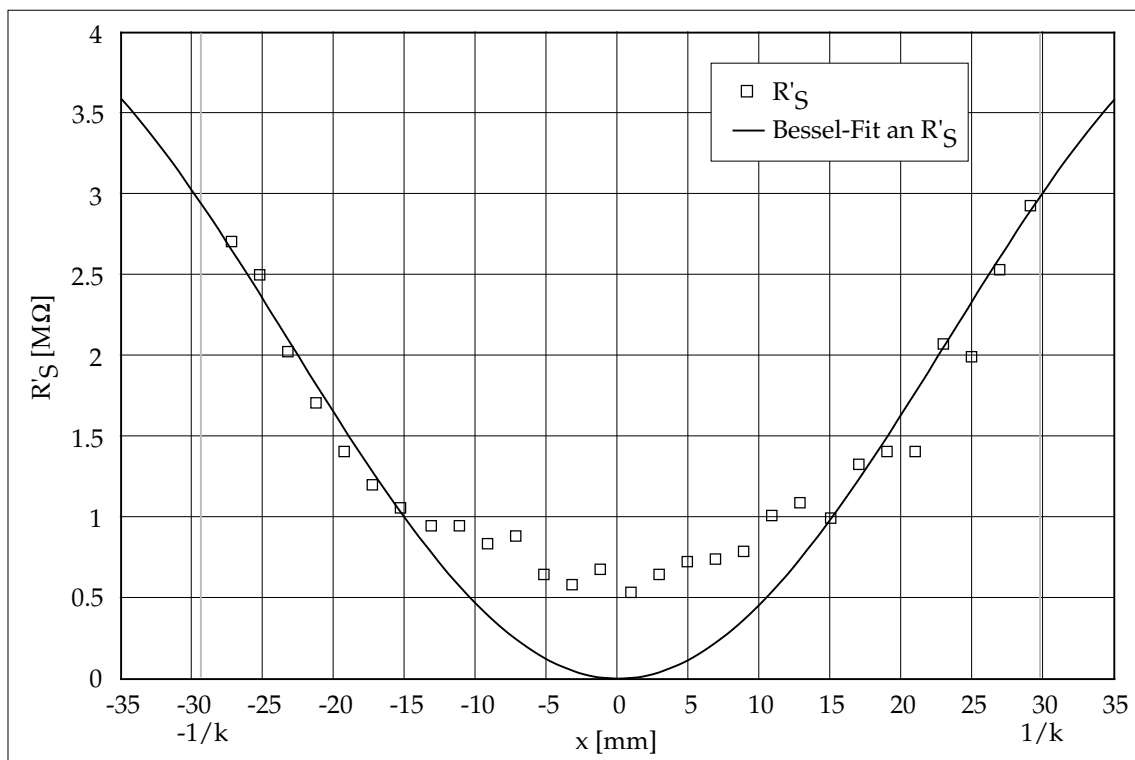
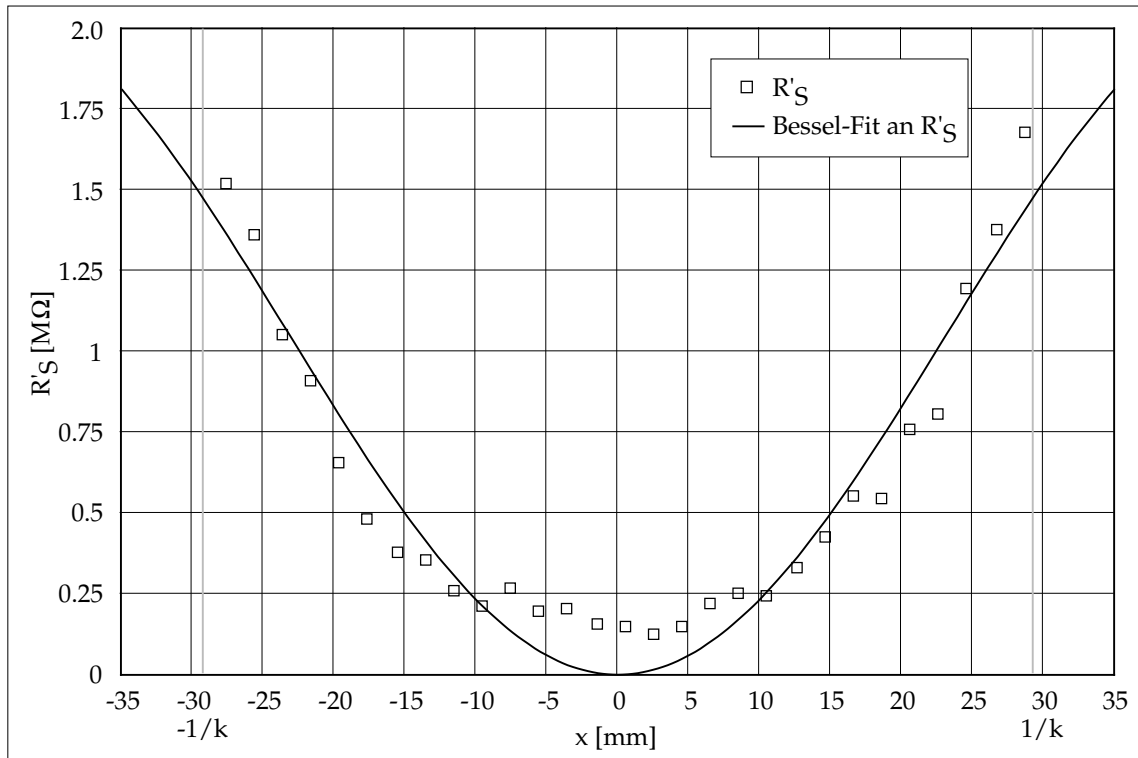
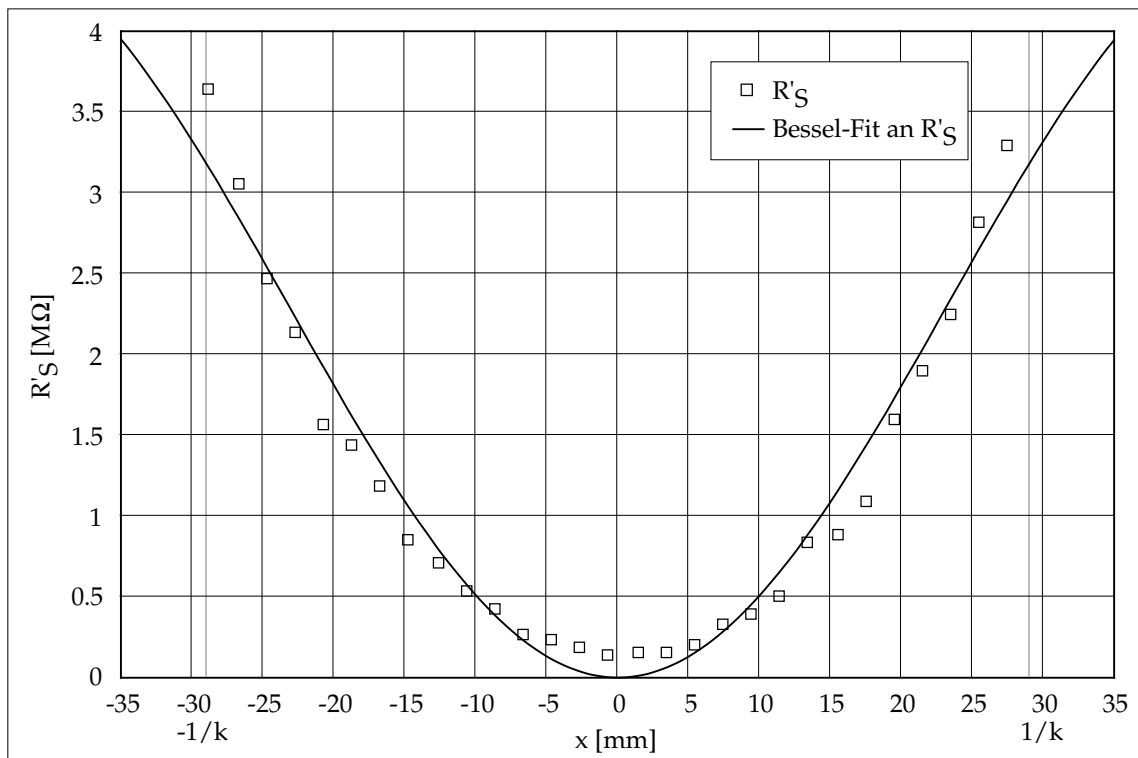
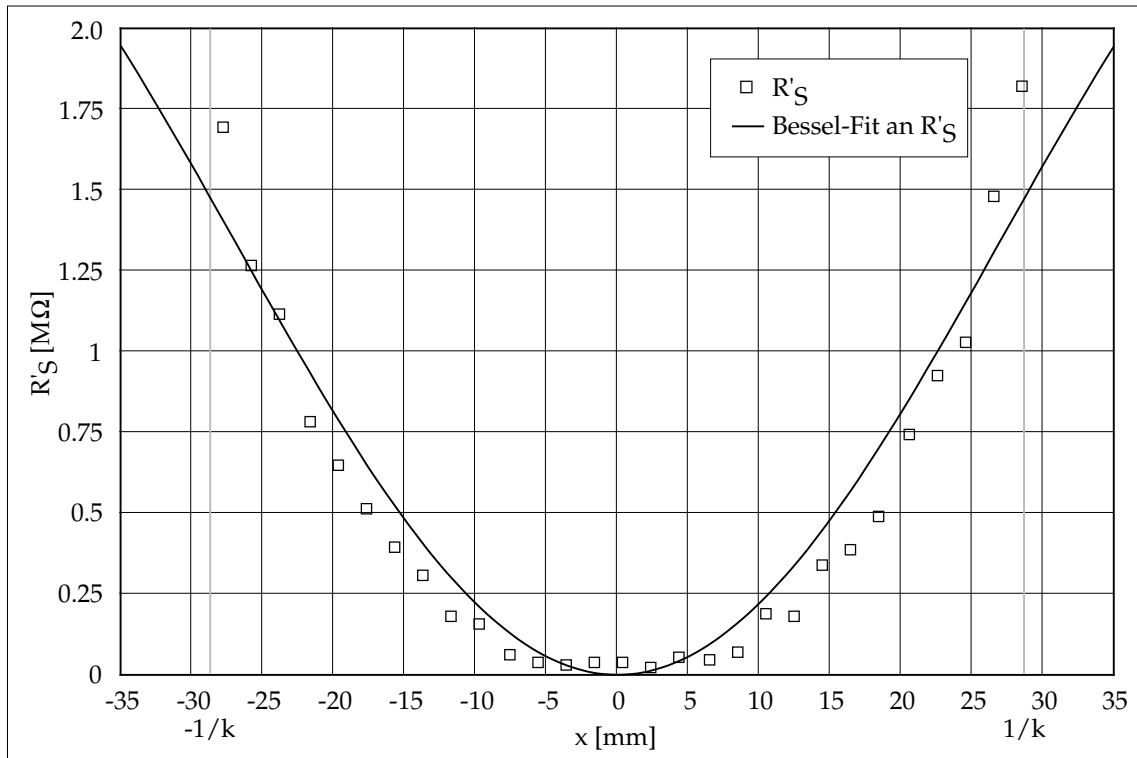
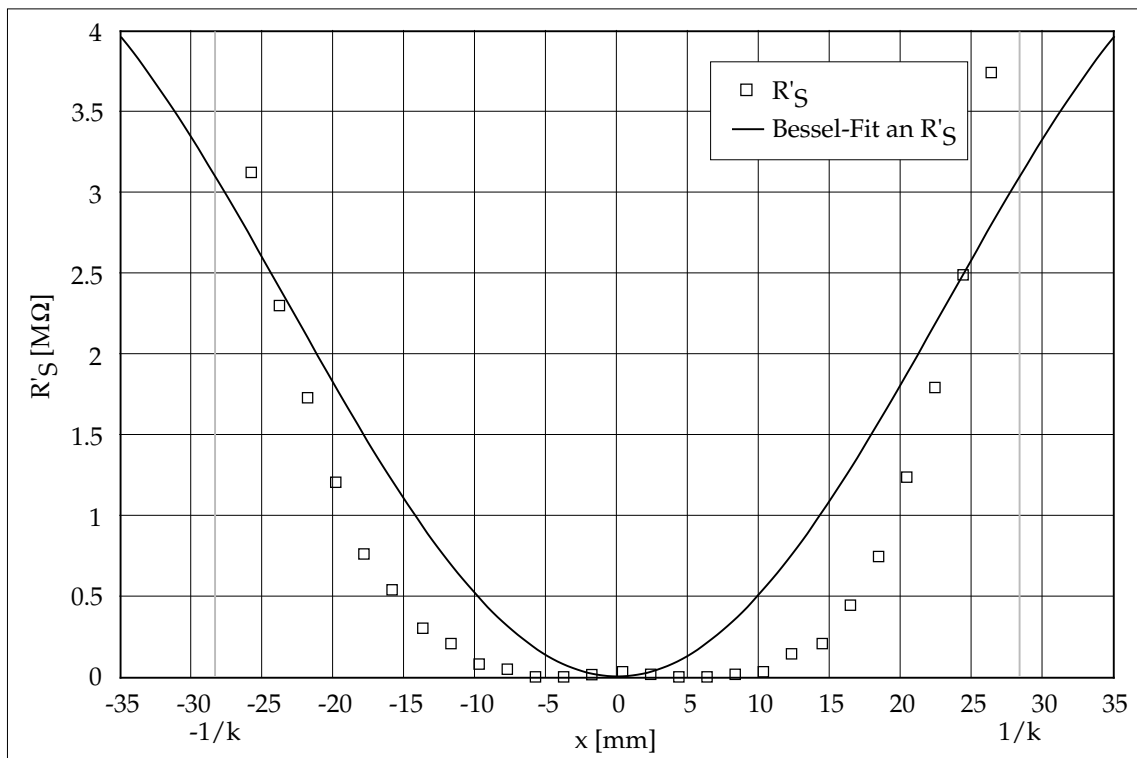
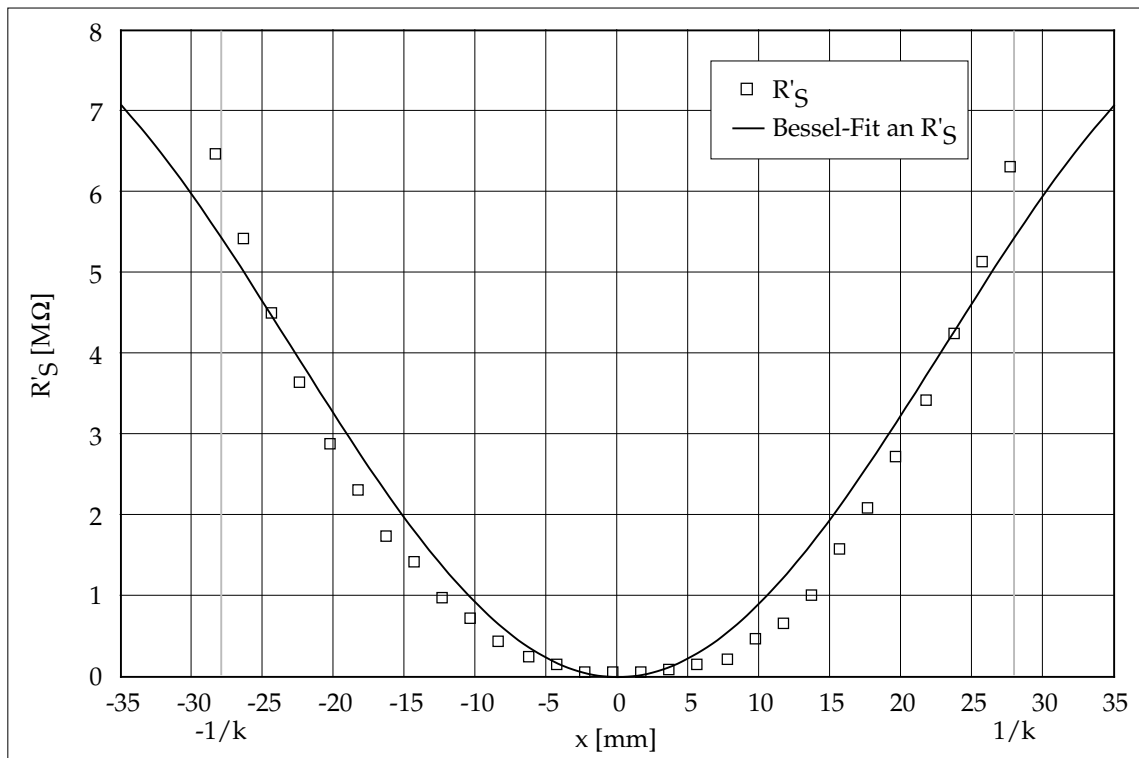
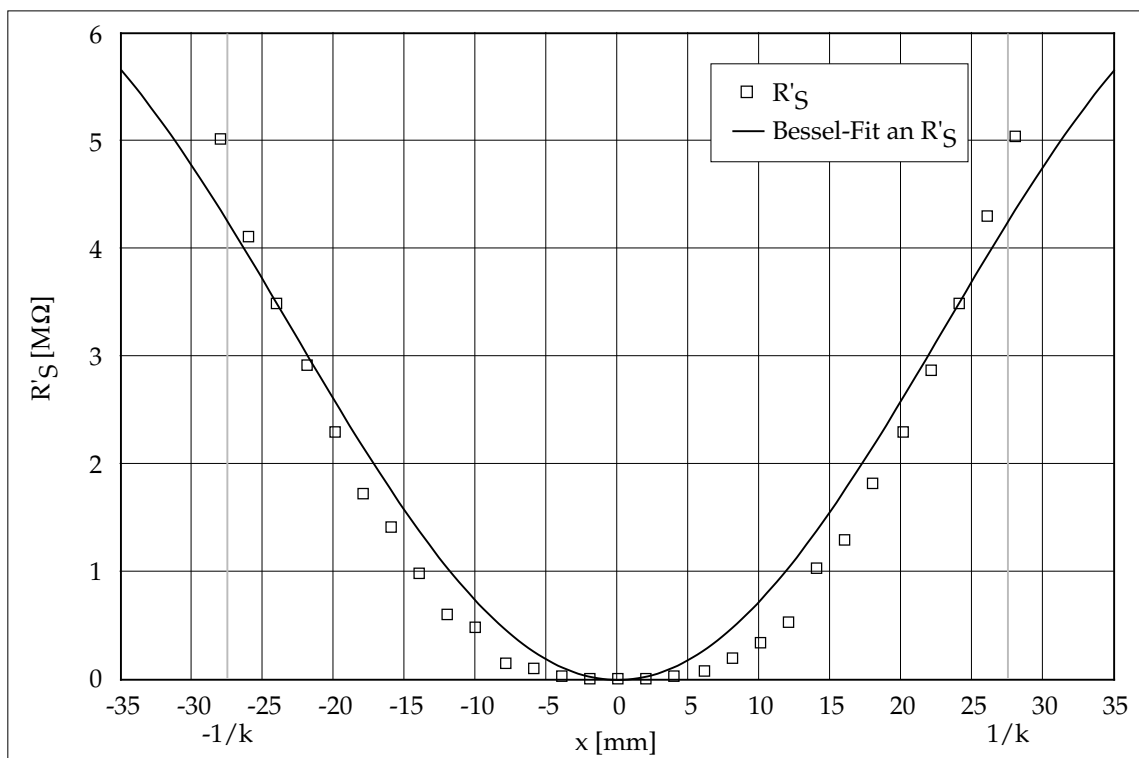


Abbildung 6.20: Meßwerte und eingepaßte Bessel-Funktion der TE/TM- $\pi/9$ -Mode (Nummer 10)



Abbildung 6.21: Meßwerte und eingepaßte Bessel-Funktion der TE/TM- $2\pi/9$ -Mode (Nummer 11)Abbildung 6.22: Meßwerte und eingepaßte Bessel-Funktion der TE/TM- $3\pi/9$ -Mode (Nummer 12)

Abbildung 6.23: Meßwerte und eingepaßte Bessel-Funktion der TE/TM- $4\pi/9$ -Mode (Nummer 13)Abbildung 6.24: Meßwerte und eingepaßte Bessel-Funktion der TE/TM- $5\pi/9$ -Mode (Nummer 14)

Abbildung 6.25: Meßwerte und eingepaßte Bessel-Funktion der TE/TM- $6\pi/9$ -Mode (Nummer 15)Abbildung 6.26: Meßwerte und eingepaßte Bessel-Funktion der TE/TM- $7\pi/9$ -Mode (Nummer 16)

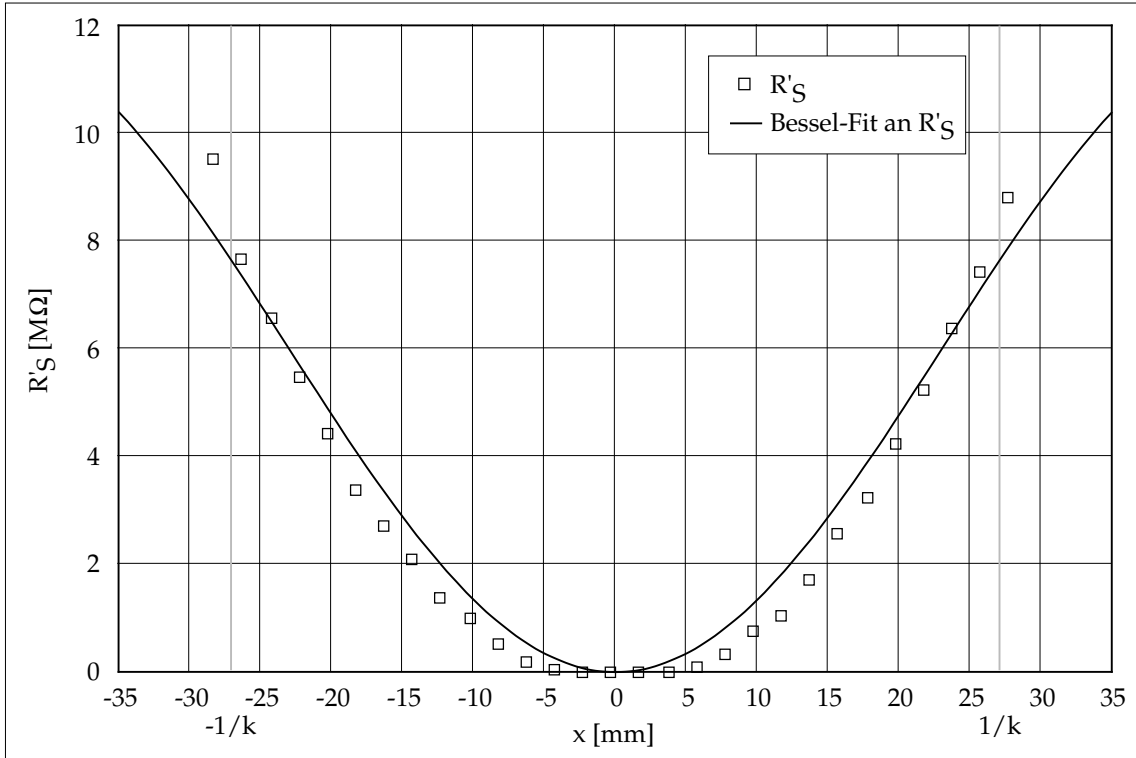


Abbildung 6.27: Meßwerte und eingepaßte Bessel-Funktion der TE/TM- $8\pi/9$ -Mode (Nummer 17)

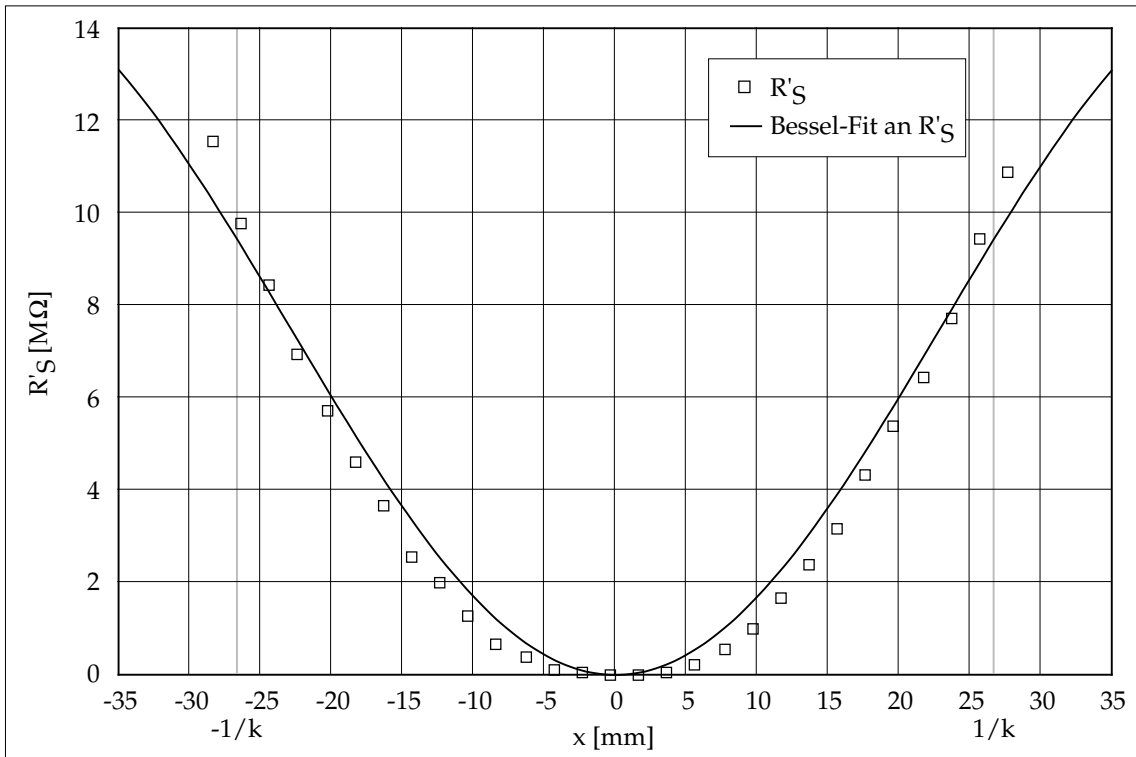


Abbildung 6.28: Meßwerte und eingepaßte Bessel-Funktion der TE/TM- $9\pi/9$ -Mode (Nummer 18)

An der hellgrau eingezeichneten Stelle  $1/k$  kann die transversale Shuntimpedanz ohne Phasenfaktor direkt abgelesen werden. Die Shuntimpedanz mit Phasenfaktor wird aus dem mittleren Transittime-Faktor und der Shuntimpedanz ohne Phasenfaktor berechnet. Die folgende Tabelle faßt alle Werte für das TE/TM-Pass-Band zusammen.

Mode	$\varphi$ [ $\pi/9$ ]	$f_0$ [GHz]	$Q_0$	$R'_\perp$ [M $\Omega$ ]	$R'_\perp/Q$ [ $\Omega$ ]	$R_\perp/Q$ [ $\Omega$ ]	$R_\perp/Q$ [ $\Omega$ ]	$\Lambda$
10	9	1,62229	18919	3,0	160 ( $\pm 250$ )	5,3	0,28	0,042
11	8	1,63048	19050	1,5	78 ( $\pm 130$ )	8,5	0,45	0,076
12	7	1,64351	18214	3,2	180 ( $\pm 100$ )	69	3,8	0,15
13	6	1,66169	19346	1,5	75 ( $\pm 52$ )	160	8,4	0,34
14	5	1,68312	18056	3,1	170 ( $\pm 35$ )	380	21	0,35
15	4	1,70828	15328	5,4	360 ( $\pm 78$ )	1890	120	0,59
16	3	1,73516	16676	4,3	260 ( $\pm 72$ )	1700	100	0,63
17	2	1,76253	15744	7,7	490 ( $\pm 89$ )	130	8,2	0,13
18	1	1,78975	14648	9,4	640 ( $\pm 100$ )	430	30	0,21

Tabelle 6.3: Gemessene Daten der Moden des TE/TM-Pass-Bandes (vergleiche Tabelle 3.2)

Bei der Fehlerrechnung wurden bei den Dipol-Moden die gleichen Fehlerquellen wie bei den Monopol-Moden berücksichtigt. Bei der  $\Delta S_{21}$ -Messung wurde davon ausgegangen, daß zwei Messungen zueinander nur um  $10^{-5}$  (absolut) abweichen.

Die gemessenen Resonanzfrequenzen stimmen mit den numerisch berechneten Werten gut überein. Der Gütefaktor ist dagegen bei den Messungen erheblich geringer als von MAFIA vorausgesagt. Ein Fehler bei der Messung der Güte ist unwahrscheinlich, da auch die transversalen Shuntimpedanzen ohne Phasenfaktor um etwa den gleichen Faktor geringer ausfallen. Ob MAFIA bei der Berechnung einen Fehler macht, war leider nicht feststellbar, da der Quelltext nicht vorliegt. Die gütebezogenen transversalen Shuntimpedanzen ohne Phasenfaktor stimmen bei den Moden mit ausgeprägtem longitudinalen E-Feld gut, bei den anderen schlecht überein. Dies ist auf die endliche Selektivität der Meßmethode zurückzuführen, ein Teil des stark dominanten transversalen E-Feldes wird bei der Berechnung der Shuntimpedanzen mit aufintegriert und verfälscht das Endergebnis. Das gleiche gilt auch für die gütebezogenen Shuntimpedanzen mit Phasenfaktor und die Transittime-Faktoren. Die Moden mit ausgeprägtem longitudinalem E-Feld liefern eine gute Übereinstimmung, die anderen eine schlechte. Bei diesen Werten spielt allerdings, wie schon bei den Monopol-Moden, auch die Empfindlichkeit gegenüber kleinen Abweichungen in der Geometrie eine Rolle.

## 6.3.2 TM/TE-Dipol-Pass-Band

Das TM/TE-Dipol-Pass-Band umfaßt die Moden Nummer 19 bis 27. Die erste Mode ist hier die  $\pi$ -Mode, laut dem MAFIA-Feldbild eine  $TM_{11}$ -artige Mode mit kleinen TE-Anteilen. Gegen Ende des Bandes nehmen die longitudinalen E-Feld-Komponenten zu. Die  $\pi$ -Mode hat praktisch keine transversalen Komponenten mehr. Die folgenden neun Diagramme zeigen wieder die Meßwerte und die eingepaßte Bessel-Funktion für die Moden des Pass-Bandes.

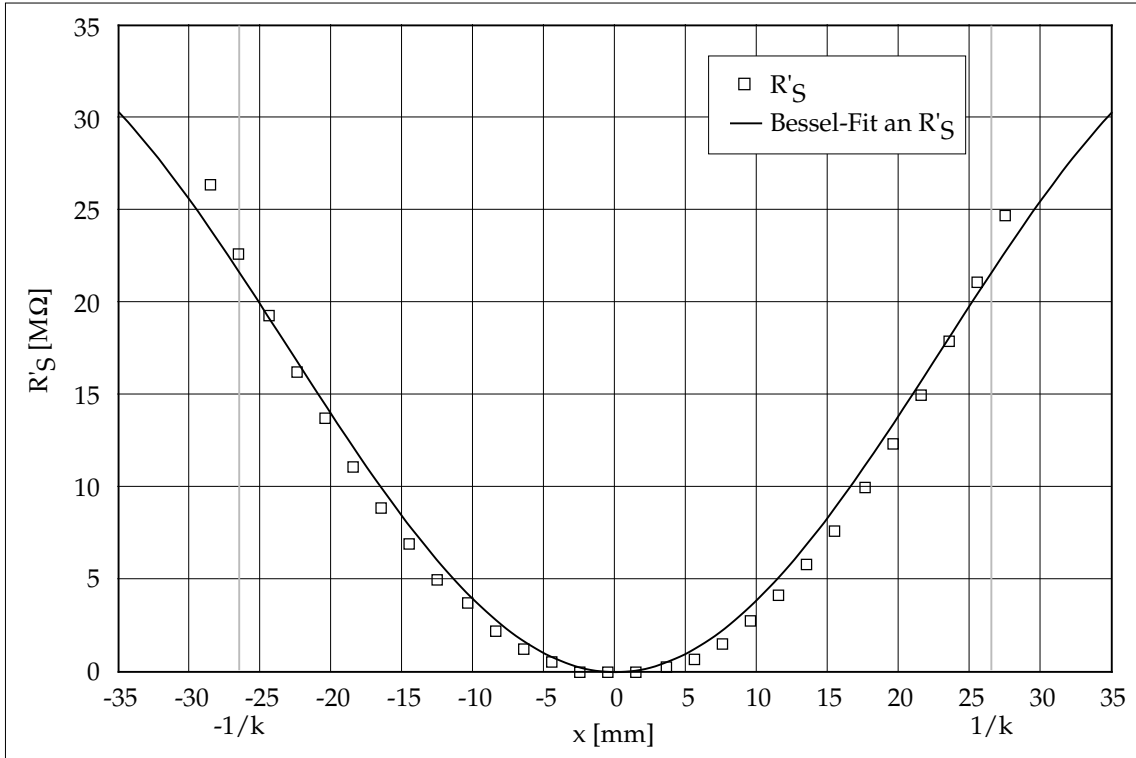


Abbildung 6.29: Meßwerte und eingepaßte Bessel-Funktion der TM/TE- $9\pi/9$ -Mode (Nummer 19)

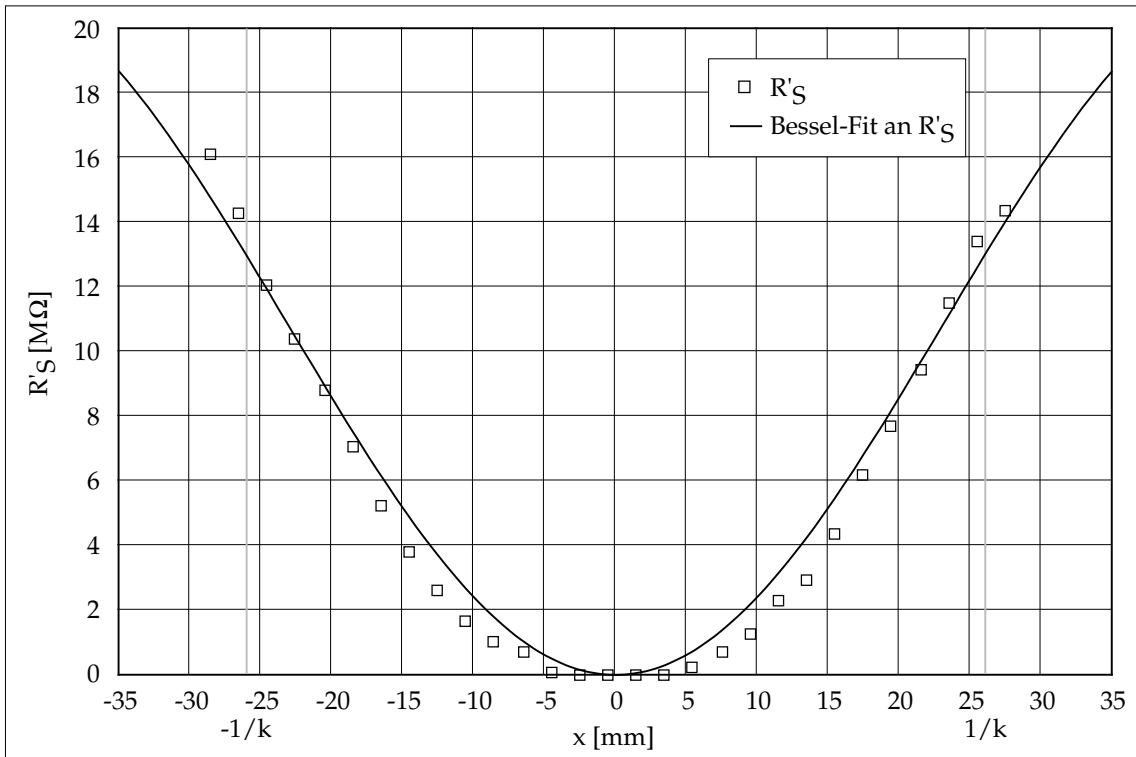
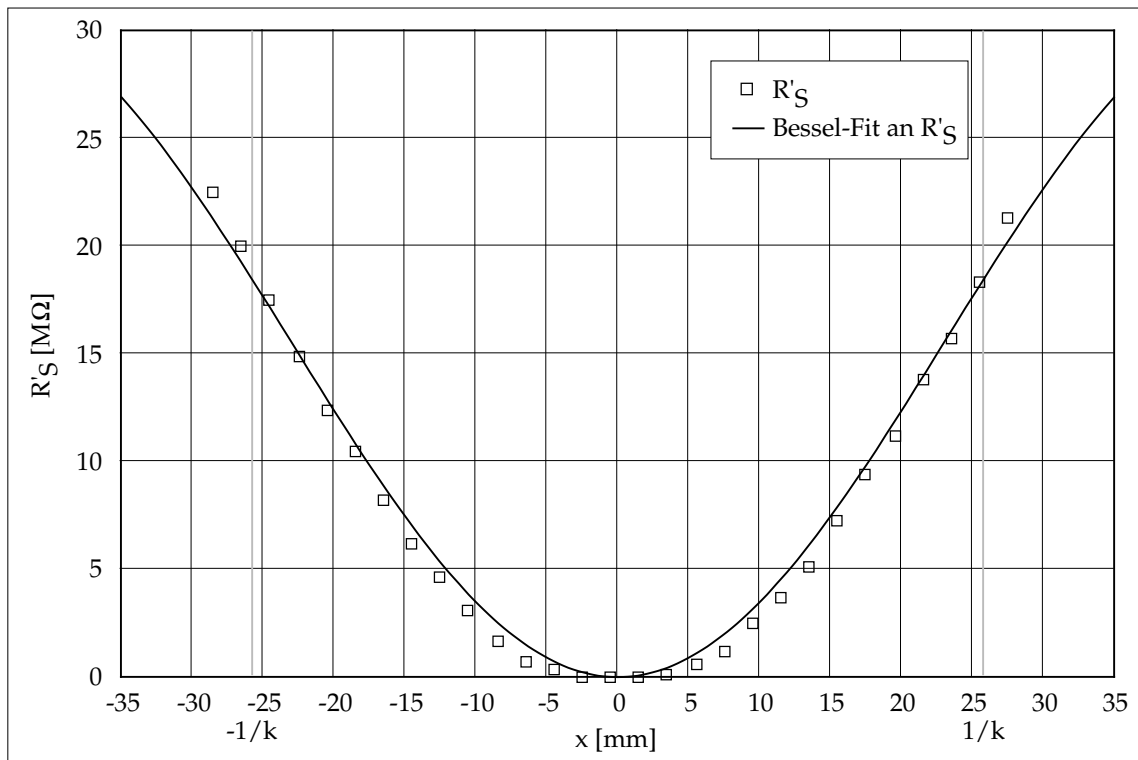
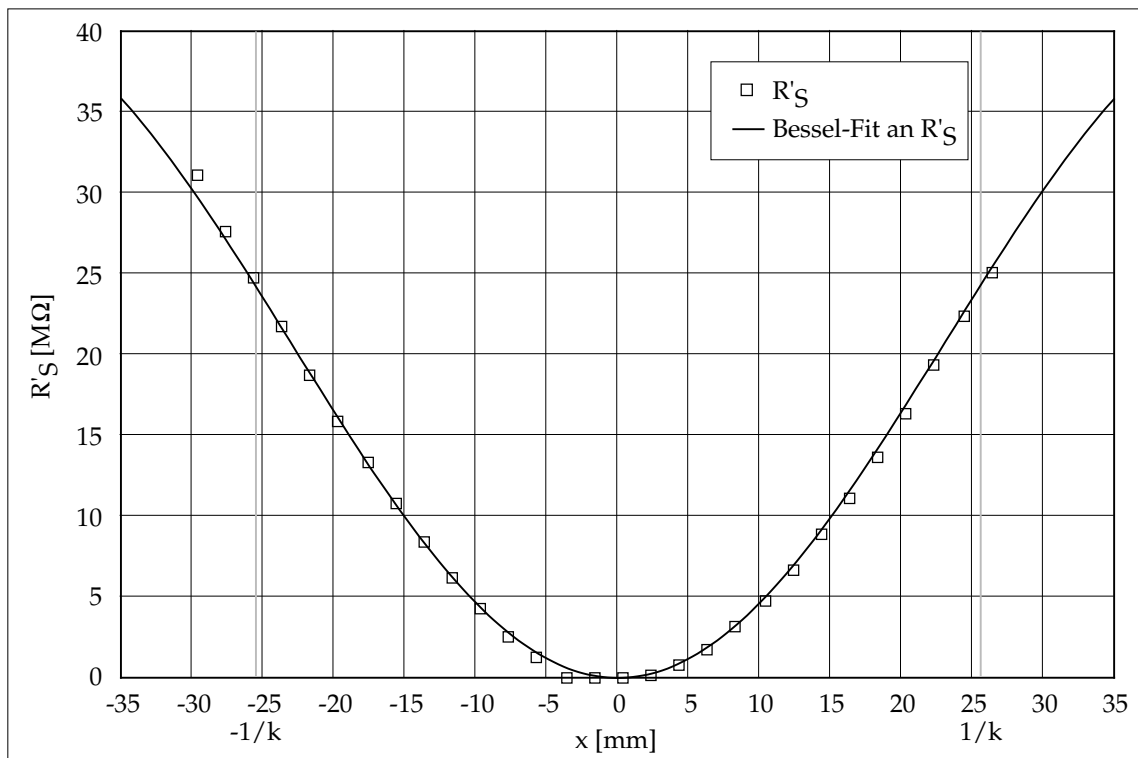


Abbildung 6.30: Meßwerte und eingepaßte Bessel-Funktion der TM/TE- $8\pi/9$ -Mode (Nummer 20)

Abbildung 6.31: Meßwerte und eingepaßte Bessel-Funktion der TM/TE- $7\pi/9$ -Mode (Nummer 21)Abbildung 6.32: Meßwerte und eingepaßte Bessel-Funktion der TM/TE- $6\pi/9$ -Mode (Nummer 22)

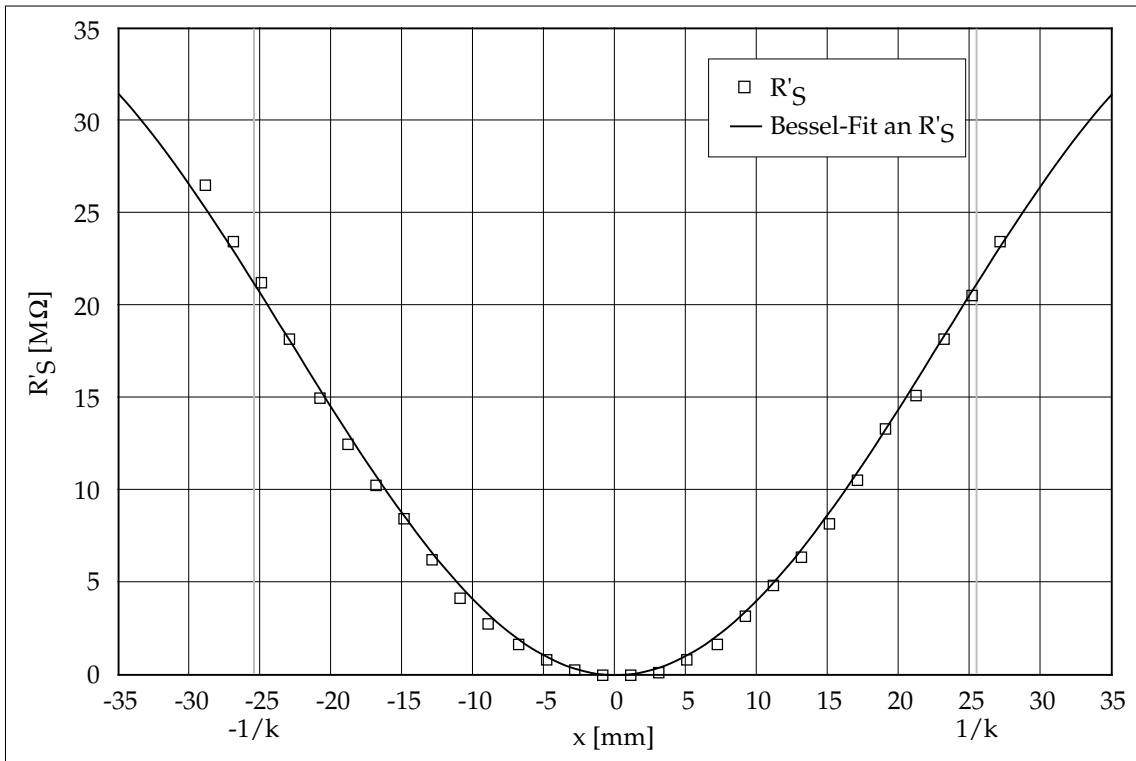


Abbildung 6.33: Meßwerte und eingepaßte Bessel-Funktion der  $TM/TE-5\pi/9$ -Mode (Nummer 23)

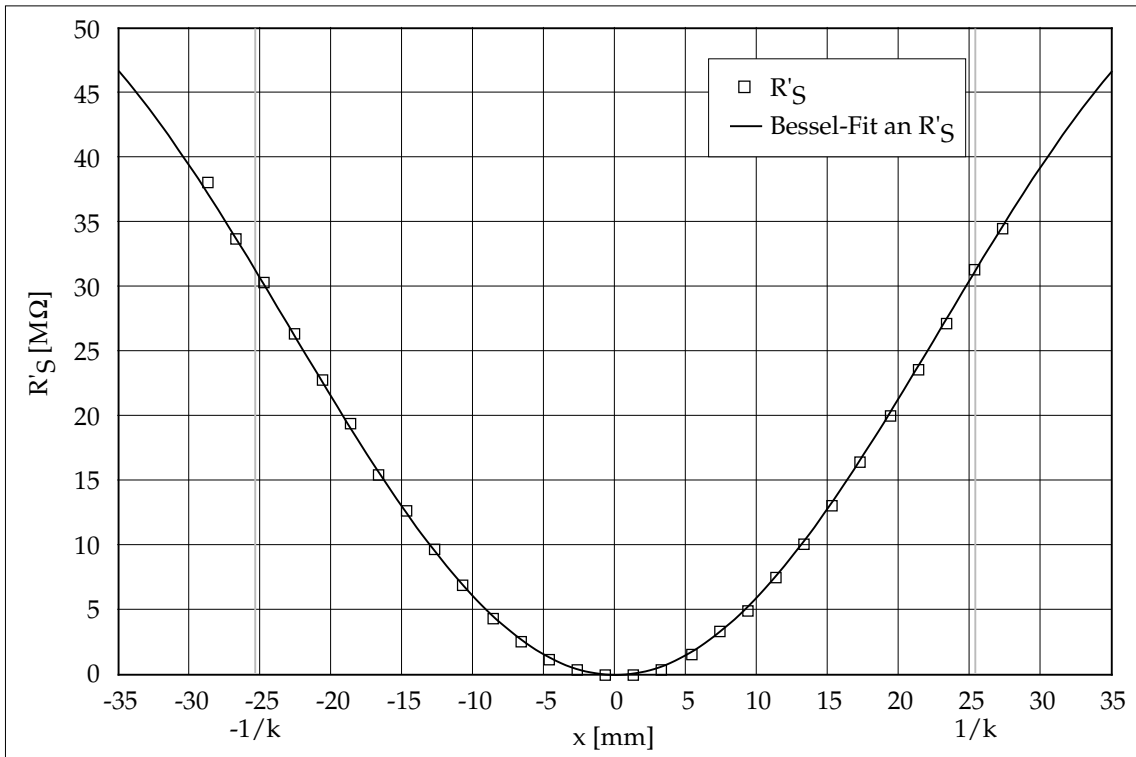
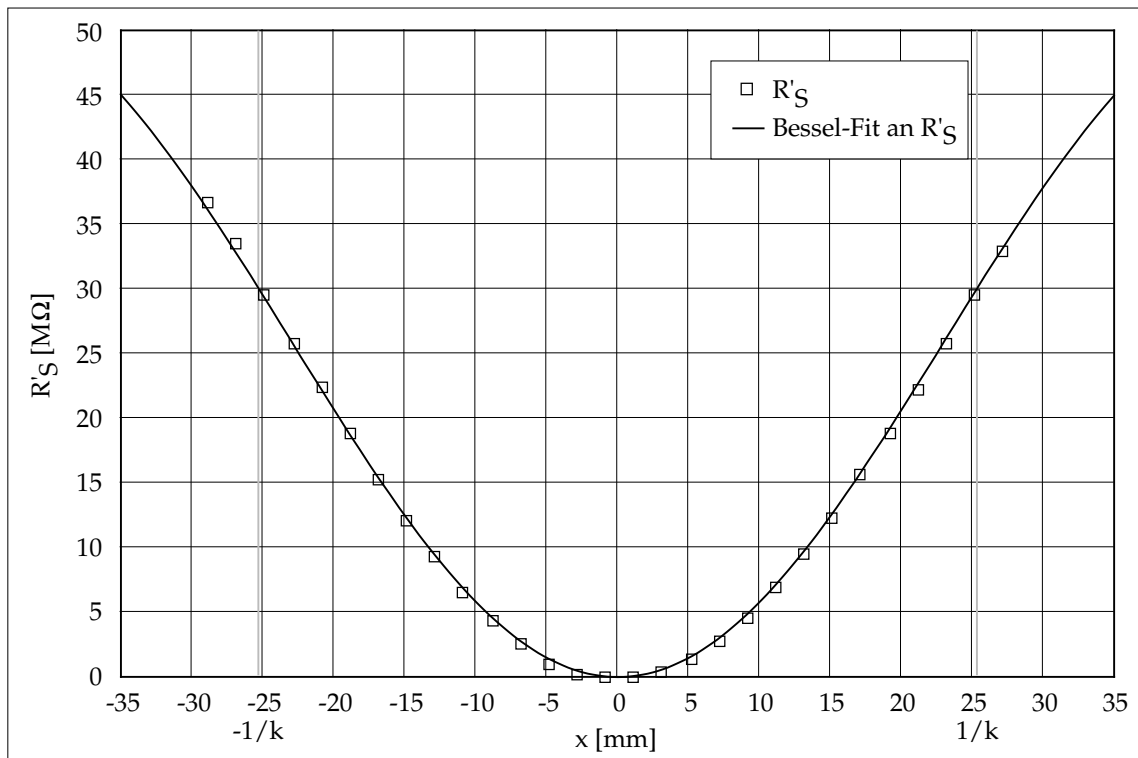
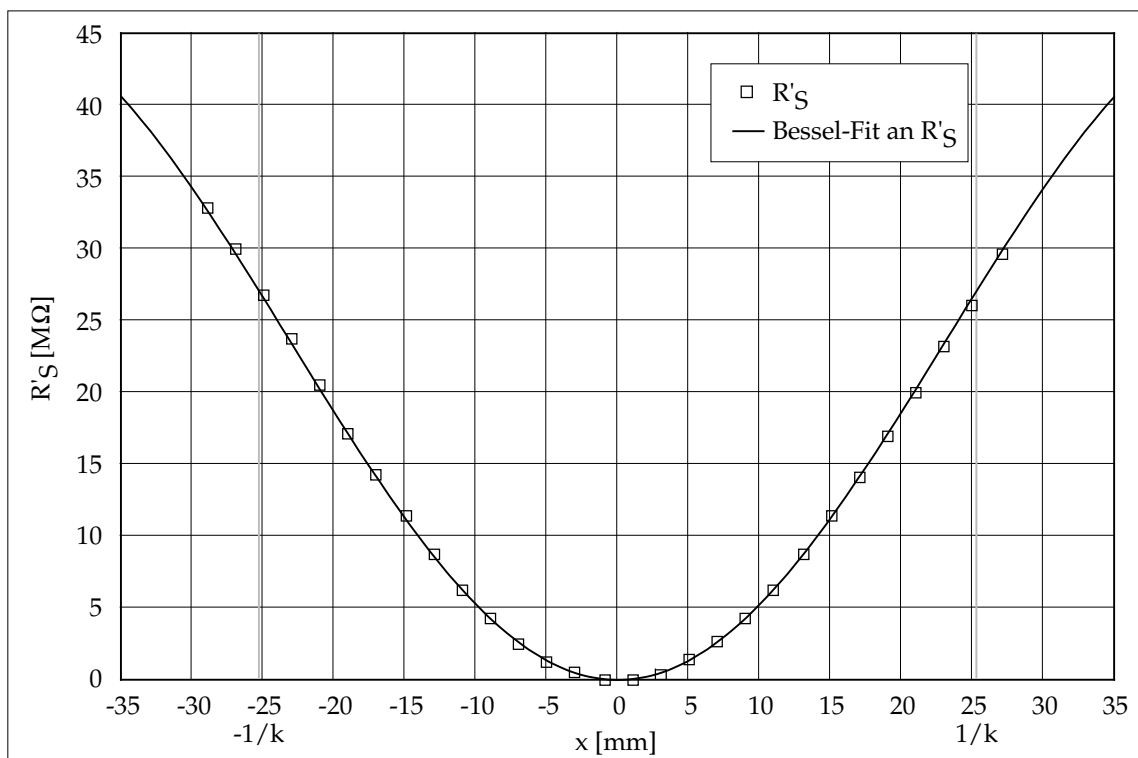


Abbildung 6.34: Meßwerte und eingepaßte Bessel-Funktion der  $TM/TE-4\pi/9$ -Mode (Nummer 24)



Abbildung 6.35: Meßwerte und eingepaßte Bessel-Funktion der TM/TE- $3\pi/9$ -Mode (Nummer 25)Abbildung 6.36: Meßwerte und eingepaßte Bessel-Funktion der TM/TE- $2\pi/9$ -Mode (Nummer 26)

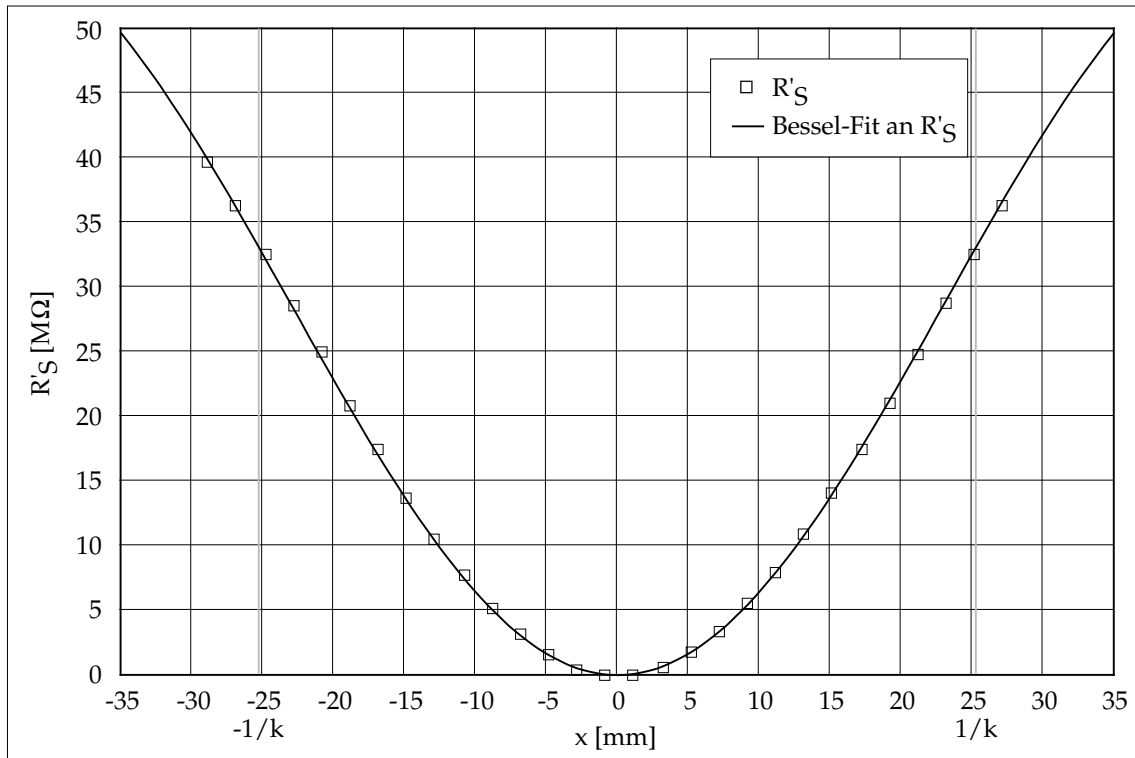


Abbildung 6.37: Meßwerte und eingepaßte Bessel-Funktion der TM/TE- $1\pi/9$ -Mode (Nummer 27)

Die Moden dieses Pass-Bandes fügen sich wegen der ausgeprägteren longitudinalen E-Felder besser in die Bessel-Funktion ein als die Moden des TE/TM-Pass-Bandes. Die gemessenen Werte stimmen daher insgesamt auch besser mit den MAFIA-Werten überein. Die folgende Tabelle zeigt die Meßwerte:

Mode	$\varphi$ [ $\pi/9$ ]	$f_0$ [GHz]	$Q_0$	$R'_{\perp}$ [M $\Omega$ ]	$R'_{\perp}/Q$ [ $\Omega$ ]	$R_{\perp}/Q$ [k $\Omega$ ]	$R_{\perp}/Q$ [ $\Omega$ ]	$\Lambda$
19	9	1,80080	15861	21,6	1360 ( $\pm 97$ )	60	3,8	0,053
20	8	1,83667	25656	13,0	507 ( $\pm 62$ )	480	19	0,193
21	7	1,85273	24616	18,5	752 ( $\pm 81$ )	87	3,5	0,068
22	6	1,86504	26410	24,3	920 ( $\pm 98$ )	1400	55	0,242
23	5	1,87440	29500	21,2	719 ( $\pm 88$ )	2300	77	0,326
24	4	1,88075	30928	31,3	1010 ( $\pm 120$ )	500	16	0,126
25	3	1,88476	32063	30,1	939 ( $\pm 130$ )	11	0,33	0,019
26	2	1,88749	33037	27,1	820 ( $\pm 130$ )	32	0,96	0,034
27	1	1,88876	32782	33,1	1010 ( $\pm 200$ )	0,73	0,022	0,0047

Tabelle 6.4: Gemessene Daten der Moden des TM/TE-Pass-Bandes (vergleiche Tabelle 3.3)

## 7 Zusammenfassung

Mikrowellen-Linearbeschleuniger arbeiten im allgemeinen mit einer geringen Stoßfrequenz. Um dennoch eine gute Luminosität zu erreichen, ist es erforderlich, eine große Teilchenzahl pro Bunch und einen sehr kleinen Strahlquerschnitt am Kollisionspunkt zu erreichen. Vor dem Hauptbeschleuniger sorgen entsprechende Quellen und die Dämpfungsringe für eine geringe Emittanz. Im Idealfall werden die Teilchenpakete vom Hauptbeschleuniger ausschließlich longitudinal beschleunigt. Bedingt durch höhere Moden kann es hier jedoch zum BBU (siehe Abschnitt 1.2) mit einer Verschlechterung der Strahlqualität oder gar Strahlverlust kommen. Dieser Effekt wird umso stärker, je größer die Teilchenzahl pro Bunch ist. Um den Einsatzpunkt für den BBU quantitativ zu bestimmen, ist es erforderlich, die Shuntimpedanzen der Störmoden zu kennen [1, 2].

Ziel dieser Arbeit war es, die Shuntimpedanzen aller Moden der ersten drei Pass-Bänder zu bestimmen. Hierzu wurde ein weitgehend automatisierter Störkörper-Meßstand mit zugehöriger Schrittmotorsteuerung und Steuerprogramm aufgebaut, der es ermöglicht, eine große Zahl von Meßpunkten aufzunehmen und so die statistischen Fehler klein zu halten. Die Messungen der Monopol-Moden wurde nicht-resonant in Transmission durchgeführt. Die Messungen der Dipol-Moden erfolgten mit der nicht-resonanten zwei-Störkörper-Methode in Transmission. Diese Methode macht Störkörpermessungen auch an Moden möglich, die ein überwiegend transversales elektrisches Feld haben. Aus den Meßdaten wurden die Gütefaktoren und Shuntimpedanzen ohne Phasenfaktor sowie nach Rekonstruktion der Phasensprünge die Shuntimpedanzen mit Phasenfaktor und die Transittime-Faktoren berechnet. Hierzu wurde ein Satz von Auswertungs-Programmen geschrieben. Parallel zu den Messungen wurden alle gesuchten Größen auch numerisch mit dem Programm MAFIA berechnet.

Bei den Monopol-Moden zeigte sich eine gute Übereinstimmung zwischen Messung und numerischer Rechnung bei den Gütefaktoren und den longitudinalen Shuntimpedanzen ohne Phasenfaktor. Die Bestimmung der longitudinalen Shuntimpedanzen mit Phasenfaktor durch Rekonstruktion der Phasensprünge funktioniert bei großen Transittime-Faktoren gut. Bei sehr kleinen Transittime-Faktoren ist mit diesem Verfahren nur noch die Aussage möglich, daß die longitudinalen Shuntimpedanzen mit Phasenfaktor bzw. der Transittime-Faktor klein sind. Die genauen Werte hängen stark von kleinen Fehlern sowohl bei der Messung als auch in der Geometrie der Cavity ab. Moden mit sehr kleinem Transittime-Faktor beeinflussen den Strahl jedoch nicht wesentlich, so daß diese qualitative Angabe ausreichend ist. Von den Moden des  $TM_{01}$ -Pass-Bandes hat nur die Beschleuniger-Mode einen großen Transittime-Faktor. Alle anderen Moden haben einen erheblich kleineren Transittime-Faktor.

Bei den Dipol-Moden des zweiten und dritten Pass-Bandes zeigte sich eine Aufspaltung in zwei azimutale Polarisationsrichtungen, was auf einen kleinen Geometriefehler der Cavity schließen läßt. Die Polarisationsrichtung dreht sich vom einen zum anderen Ende der Cavity um etwa  $10^\circ$ . Da es sich um eine kleine Abweichung handelt, wurden die weiteren Messungen nur für eine der beiden Polarisationsrichtungen durchgeführt.

Im TE/TM-Dipol-Pass-Band gibt es mehrere Moden, die wegen ihrer recht hohen transversalen Shuntimpedanz mit Phasenfaktor als Störmoden in Frage kommen. Die numerisch berechneten Werte stimmen bei diesen Moden relativ gut mit den gemessenen Werten überein. Wie schon bei den Monopol-Moden weichen die Werte für die Moden mit geringem Transittime-Faktor voneinander ab. Am TE-artigen Ende des Pass-Bandes werden die gemessenen Werte aufgrund der begrenzten Selektivität ungenau. Es ist allerdings zu bedenken, daß die gleichen kleinen Geometriefehler, die eine Polarisierung bewirken, auch für die Abweichungen bei den kleinen Transittime-Faktoren verantwortlich sein können.

Im TM/TE-Dipol-Pass-Band ist die transversale Shuntimpedanz ohne Phasenfaktor bei allen Moden größer als im TE/TM-Pass-Band. Auch hier haben mehrere der Moden eine hohe transversale Shuntimpedanz mit Phasenfaktor. Die numerischen Berechnungen stimmen für dieses Pass-Band besser mit den Messungen überein als im TE/TM-Pass-Band.

Mit den gemessenen Werten ist es möglich, den Einsatzpunkt für den BBU unter Berücksichtigung aller Moden der ersten drei Pass-Bänder zu bestimmen. Für den späteren Einsatz im Beschleuniger ist geplant, die Cavities mit zwei HOM-Dämpfern an den Enden auszustatten. Mit den gemessenen Werten kann berechnet werden, wie groß die Wirkung der Dämpfer sein muß, um bei dem vorgesehenen Strahl einen BBU-freien Betrieb zu ermöglichen.

Bei der Vermessung der weiteren Pass-Bänder gibt es noch mehrere Probleme zu lösen. Zum einen überlappen bei den höheren Moden die Bänder einander. Dies erschwert die Identifikation der Moden bei der Messung. Zum anderen gelangt man schnell zu Frequenzen, die oberhalb der jeweiligen Cut-Off-Frequenz für den entsprechenden Wellentyp im Strahlrohr liegen. Moden oberhalb Cut-Off können über mehrere Cavities miteinander koppeln und dabei neue Moden über viele Cavities ausbilden. Um die Gefährlichkeit dieser Moden für die Strahlqualität zu untersuchen, ist es erforderlich, die Übertragungscharakteristik (S-Parameter) der gesamten Cavity mit Strahlrohren zu bestimmen. An solchen Messungen wird bereits gearbeitet.

Ein anderer Punkt, der näher zu untersuchen wäre, ist der Einfluß kleiner mechanischer Veränderungen auf die transversalen Shuntimpedanzen der Störmoden. Die TESLA-Cavity ist mechanisch relativ instabil. Solche Veränderungen können daher schon durch die elektromagnetischen Kräfte der gepulsten Beschleuniger-Mode auftreten.

## 8 Anhang

### A Kreiszyklindrischer Hohlraumresonator

Zur Kalibration der Störkörper wurde im Rahmen dieser Arbeit ein kreiszyklindrischer Hohlraumresonator benutzt (Abschnitt 6.1). Um die Störkörperkonstanten zu berechnen, ist es erforderlich, die longitudinale Shuntimpedanz und die Güte dieses Resonators zu kennen. Bei der Auswertung der Messungen der transversalen Shuntimpedanz (Abschnitt 5.5) wird ebenfalls auf die Feldgeometrie in einem kreiszyklindrischen Resonator Bezug genommen. Im Gegensatz zur TESLA-Geometrie läßt sich ein solcher Resonator analytisch berechnen. In diesem Anhang sind einige wichtige Zusammenhänge für diesen Resonatortyp zusammengetragen [5:417], [8:787].

Beim Randwertproblem der homogenen Wellengleichung für einen idealleitenden zylindrischen Hohlraumresonator handelt es sich um ein Eigenwertproblem. Die Eigenlösungen werden Moden genannt und 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.

In Zylinderkoordinaten  $(r, \varphi, z)$  sind die Felder einer  $TM_{mnp}$ -Mode durch die folgenden Gleichungen gegeben:

$$E_r(r, \varphi, z, t) = -E_0 \frac{\pi p R}{x_{mn} L} \cdot J'_m\left(\frac{x_{mn}}{R} r\right) \cdot \cos(m\varphi) \cdot \sin\left(\frac{\pi p}{L} z\right) \cdot e^{i\omega t} \quad (\text{A.1})$$

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

$$E_z(r, \varphi, z, t) = E_0 \cdot J_m\left(\frac{x_{mn}}{R} r\right) \cdot \cos(m\varphi) \cdot \cos\left(\frac{\pi p}{L} z\right) \cdot e^{i\omega t} \quad (\text{A.3})$$

$$H_r(r, \varphi, z, t) = -i E_0 \frac{m R \sqrt{1 + \left(\frac{\pi p R}{x_{mn} L}\right)^2}}{x_{mn} r Z_0} \cdot J_m\left(\frac{x_{mn}}{R} r\right) \cdot \sin(m\varphi) \cdot \cos\left(\frac{\pi p}{L} z\right) \cdot e^{i\omega t} \quad (\text{A.4})$$

$$H_\varphi(r, \varphi, z, t) = -i E_0 \frac{R \sqrt{\left(\frac{\pi p}{L}\right)^2 + \left(\frac{x_{mn}}{R}\right)^2}}{x_{mn} Z_0} \cdot J'_m\left(\frac{x_{mn}}{R} r\right) \cdot \cos(m\varphi) \cdot \cos\left(\frac{\pi p}{L} z\right) \cdot e^{i\omega t} \quad (\text{A.5})$$

$$H_z(r, \varphi, z, t) = 0 \quad (\text{A.6})$$

Hierbei ist  $R$  der Radius,  $L$  die Länge des Resonators,  $J_m$  ist die  $m$ -te Bessel-Funktion,  $J'_m$  ihre Ableitung,  $x_{mn}$  ist die  $n$ -te Nullstelle der  $m$ -ten Bessel-Funktion und  $Z_0$  ist der Vakuum-Wellenwiderstand:

$$Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}} \quad (\text{A.7})$$

Die Eigenkreisfrequenz der  $\text{TM}_{mnp}$ -Mode ist:

$$\omega_{mnp} = \sqrt{\frac{\left(\frac{\pi p}{L}\right)^2 + \left(\frac{x_{mn}}{R}\right)^2}{\epsilon_0 \cdot \mu_0}} \quad (\text{A.8})$$

Für  $m$  und  $p$  sind ganze Zahlen von null bis unendlich, für  $n$  von eins bis unendlich zugelassen.

Für die Felder einer  $\text{TE}_{mnp}$ -Mode gelten die folgenden Gleichungen:

$$E_r(r, \varphi, z, t) = iH_0 \frac{mRZ_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\pi p R}{x'_{mn} L}\right)^2}}{x'_{mn} r} \cdot J_m\left(\frac{x'_{mn}}{R} r\right) \cdot \sin(m\varphi) \cdot \sin\left(\frac{\pi p}{L} z\right) \cdot e^{i\omega t} \quad (\text{A.9})$$

$$E_\varphi(r, \varphi, z, t) = iH_0 \frac{RZ_0 \sqrt{\left(\frac{\pi p}{L}\right)^2 + \left(\frac{x'_{mn}}{R}\right)^2}}{x'_{mn}} \cdot J'_m\left(\frac{x'_{mn}}{R} r\right) \cdot \cos(m\varphi) \cdot \sin\left(\frac{\pi p}{L} z\right) \cdot e^{i\omega t} \quad (\text{A.10})$$

$$E_z(r, \varphi, z, t) = 0 \quad (\text{A.11})$$

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

$$H_\varphi(r, \varphi, z, t) = -H_0 \frac{\pi m p R^2}{x'^2_{mn} r L} \cdot J_m\left(\frac{x'_{mn}}{R} r\right) \cdot \sin(m\varphi) \cdot \cos\left(\frac{\pi p}{L} z\right) \cdot e^{i\omega t} \quad (\text{A.13})$$

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

Hierbei ist  $x'_{mn}$  ist die  $n$ -te Nullstelle der Ableitung der  $m$ -ten Bessel-Funktion. Die Eigenkreisfrequenz der  $\text{TE}_{mnp}$ -Mode ist:

$$\omega_{mnp} = \sqrt{\frac{\left(\frac{\pi p}{L}\right)^2 + \left(\frac{x'_{mn}}{R}\right)^2}{\epsilon_0 \cdot \mu_0}} \quad (\text{A.15})$$

Für  $m$  sind ganze Zahlen von null bis unendlich, für  $n$  und  $p$  von eins bis unendlich zugelassen.

Für die Störkörper-Kalibration ist die  $TM_{010}$ -Mode von besonderem Interesse. Ihr Feld ist gegeben durch:

$$E_r(r, \varphi, z, t) = E_\varphi(r, \varphi, z, t) = 0 \quad (\text{A.16})$$

$$E_z(r, \varphi, z, t) = E_0 \cdot J_0\left(\frac{x_{01}}{R} r\right) \cdot e^{i\omega t} \quad (\text{A.17})$$

$$H_r(r, \varphi, z, t) = H_z(r, \varphi, z, t) = 0 \quad (\text{A.18})$$

$$H_\varphi(r, \varphi, z, t) = -i E_0 \frac{1}{Z_0} \cdot J_0'\left(\frac{x_{01}}{R} r\right) \cdot e^{i\omega t} \quad (\text{A.19})$$

mit der Eigenfrequenz:

$$f_{010} = \frac{1}{2\pi \cdot \sqrt{\epsilon_0 \cdot \mu_0}} \cdot \frac{x_{01}}{R} = \frac{c \cdot x_{01}}{2\pi \cdot R} \quad (\text{A.20})$$

Die gespeicherte Energie im Feld der  $TM_{010}$ -Mode ist:

$$W_{010} = \frac{\pi \epsilon_0 R^2 L J_1^2(x_{01})}{2} \cdot E_0^2 \quad (\text{A.21})$$

Für einen Resonator mit nicht idealeitendem Wandmaterial mit einer spezifischen Leitfähigkeit  $\sigma$  und relativer Permeabilität eins ist der Gütefaktor für diese Mode:

$$Q_0 = \frac{\sqrt{\frac{1}{2} Z_0 R x_{01} \sigma}}{1 + \frac{R}{L}} \quad (\text{A.22})$$

Mit Gleichung (A.17), (A.21) und (A.22) kann die longitudinale Shuntimpedanz der  $TM_{010}$ -Mode auf der Achse ( $r = 0$ ) berechnet werden.

$$R'_S = \frac{V^2}{P_v} = \frac{E_0^2 L^2 Q_0}{2\pi f_{010} W_{010}} \quad (\text{A.23})$$

Damit sind alle nötigen Daten für die Störkörper-Kalibration vorhanden.

## B Ergänzungen zur Schrittmotorsteuerung

In Abschnitt 5.2 befindet sich ein Blockschaltbild und eine kurze Beschreibung der Schrittmotorsteuerung. In diesem Anhang folgen die vollständigen Schaltbilder sowie eine Übersicht der Fernsteuer-Befehle.

### B.1 Schaltung

In Abbildung B.1 ist das sekundär geregelte Schaltnetzteil der Schrittmotorsteuerung zu sehen. Der Schaltungsteil um IC U302 ist der Spannungsregler für die Versorgung der Motoren (+24 V/ 3 A). Er ist als "Current-Mode"-Drossel-Abwärts-Regler mit einer festen Frequenz von 100 kHz aufgebaut. Die Spannungs-Rückkopplung erfolgt über T302 auf einen als PI-Regler geschalteten Operationsverstärker in U302. Die Zeitkonstante und Verstärkung wird von C314, R311 und R314 vorgegeben. Der IC U301 dient der Stromversorgung der Logik-Schaltungen (+5 V/ 1 A). Es handelt sich um einen "Voltage-Mode"-Drossel-Abwärts-Regler mit integriertem Leistungstransistor.

Die Abbildungen B.2 und B.3 zeigen den Mikrocomputer der Schrittmotorsteuerung. Der Schaltungsteil in Abbildung B.2 ist eine als Bausatz erhältliche Prozessor-Karte [15]. Der IC U1 ist ein 8 Bit Microcontroller, U11 ist das EPROM mit dem Betriebsprogramm und U12 ein statisches CMOS-RAM mit 32 KByte. Die IC's U4 bis U7 sind die Adressdecodierung der Prozessorkarte. Der IC U9 ist ein Leitungstreiber und Leitungsempfänger nach RS-232C mit integrierten Spannungswandlern von +5 V nach  $\pm 9$  V.

Abbildung B.3 zeigt die zusätzlichen Peripherieschaltungen des Mikrocomputers. Der IC U103 ist der IEEE-488-Controller [14] mit Businterface, U104 und U105 sind die zugehörigen Leitungstreiber. Die Treiber für den Bus zwischen den Steuer-Karten bestehen aus IC U107 und U108.

Abbildung B.4 zeigt schließlich die Leistungsstufe für einen Schrittmotor. Der IC U401 ist ein programmierter Logikbaustein (GAL) und enthält die Adressdecodierung der Steuer-Karte, mit J402 bis J404 wird die Adresse der Karte auf dem internen Bus eingestellt. Das Programm dieser IC ist weiter unten abgedruckt. Die IC's U404 und U405 sind das zweistufige Ausgaberegister. In Bit 0 bis 3 wird die Phaseninformation für den Schrittmotor geschrieben. Bit 4 steuert die Leuchtdiode D401 an. Bei einem Schreibzugriff vom Prozessor werden diese Informationen nur in die erste Stufe des Registers übernommen. Die Übernahme in die zweite Stufe und damit die Ausführung erfolgt synchron durch ein Signal vom Timer des Microcontrollers. Der IC U409 ist das Eingaberegister für den Zustand der End- und Positionsschalter. Als Schalter können auch Lichtschranken verwendet werden. Die invertierenden Schmitt-Trigger U408A bis U408D sorgen in diesem Fall für eindeutige Signale. Kenncode-Register U402 liefert beim Auslesen für diese Karte den Code eins. Das Betriebsprogramm erkennt daran die Anwesenheit einer Karte dieser Bauart auf einer Slot-Adresse. Die eigentliche Leistungsstufe wird aus IC U404 für Phase A und IC U405 für Phase B gebildet. Diese IC's enthalten einen "Current-Mode"-Impulsbreitenmodulator und eine Transistor-Vollbrücke mit Freilauf-Dioden. Die Rechteck-Impulse aus der Treiber-Stufe werden durch die Indukti-



vität der Motor-Wicklungen zu Dreieckströmen aufintegriert. Der Gleichstromanteil wird durch einen externen Widerstand an J401 vorgegeben. Der Wechselstromanteil ist vom verwendeten Motor abhängig und vergleichsweise gering. Die Frequenz wird für beide Phasen gemeinsam von IC U403 vorgegeben und beträgt 30 kHz.

Das folgende Programm stellt den Inhalt des Adressdecoders U401 in der für PAL-Assembler üblichen disjunktiven Normalform dar:

```
gal20v8
pins
ba0, ba1, ba2, ba3, ba4, /bre, /bwe, /reset, pa7, pa6, pa5, gnd,
pa4, pa3, /rcfg, ssel, /sel3, /sel2, /re1, clk1, /we1, nc, /sel1, vcc

equations
ssel = /ba4 * ba3 * ba2 * /sel3 * sel2 * sel1
      + ba4 * /ba3 * /ba2 * sel3 * /sel2 * /sel1
      + ba4 * /ba3 * ba2 * sel3 * /sel2 * sel1
      + ba4 * ba3 * /ba2 * sel3 * sel2 * /sel1
      + ba4 * ba3 * ba2 * sel3 * sel2 * sel1

clk1 = /sel3 * sel2 * sel1 * pa3
      + sel3 * /sel2 * /sel1 * pa4
      + sel3 * /sel2 * sel1 * pa5
      + sel3 * sel2 * /sel1 * pa6
      + sel3 * sel2 * sel1 * pa7

we1 = /reset * ssel * bwe * /ba1 * ba0

re1 = /reset * ssel * bre * ba1 * /ba0

rcfg = /reset * ssel * bre * /ba1 * /ba0
```



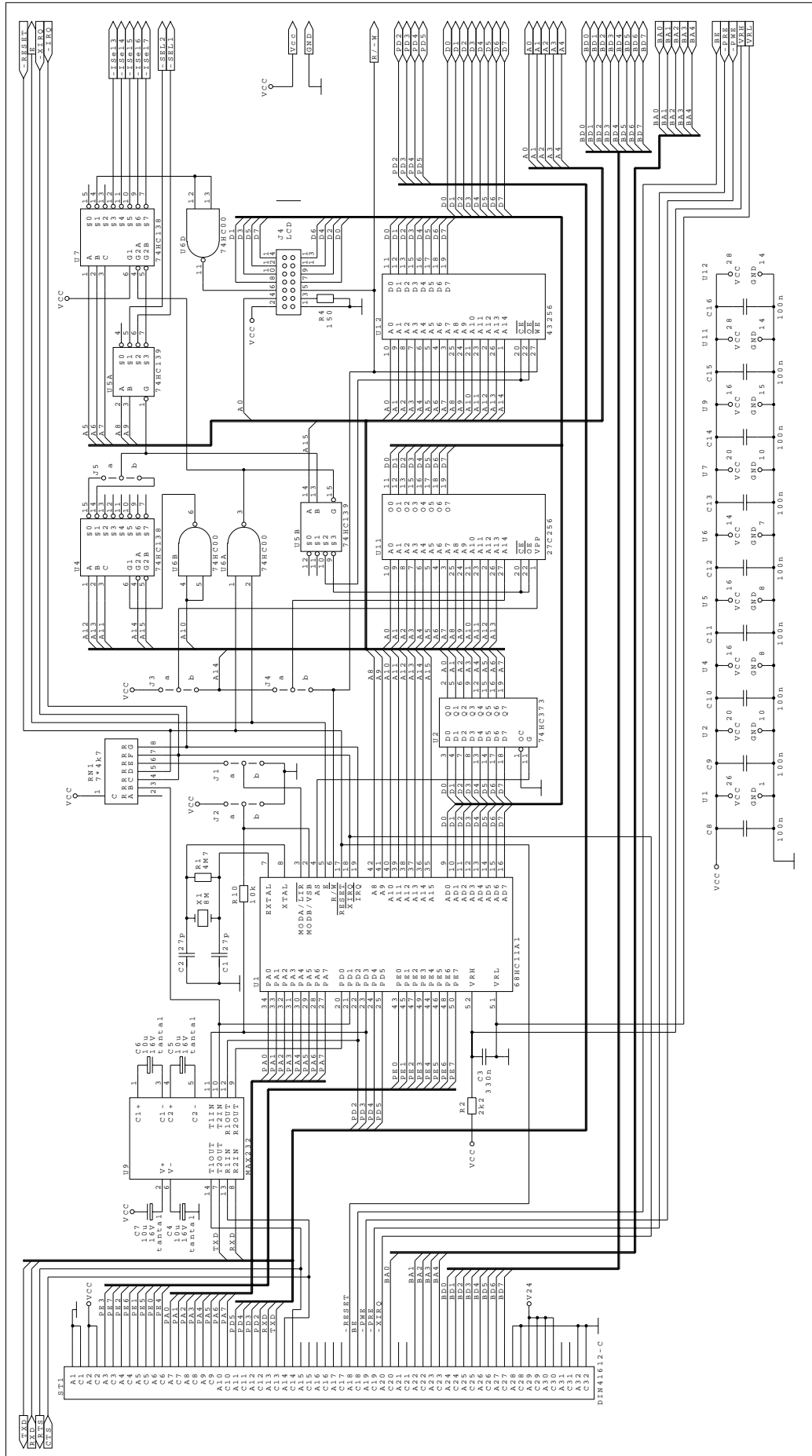
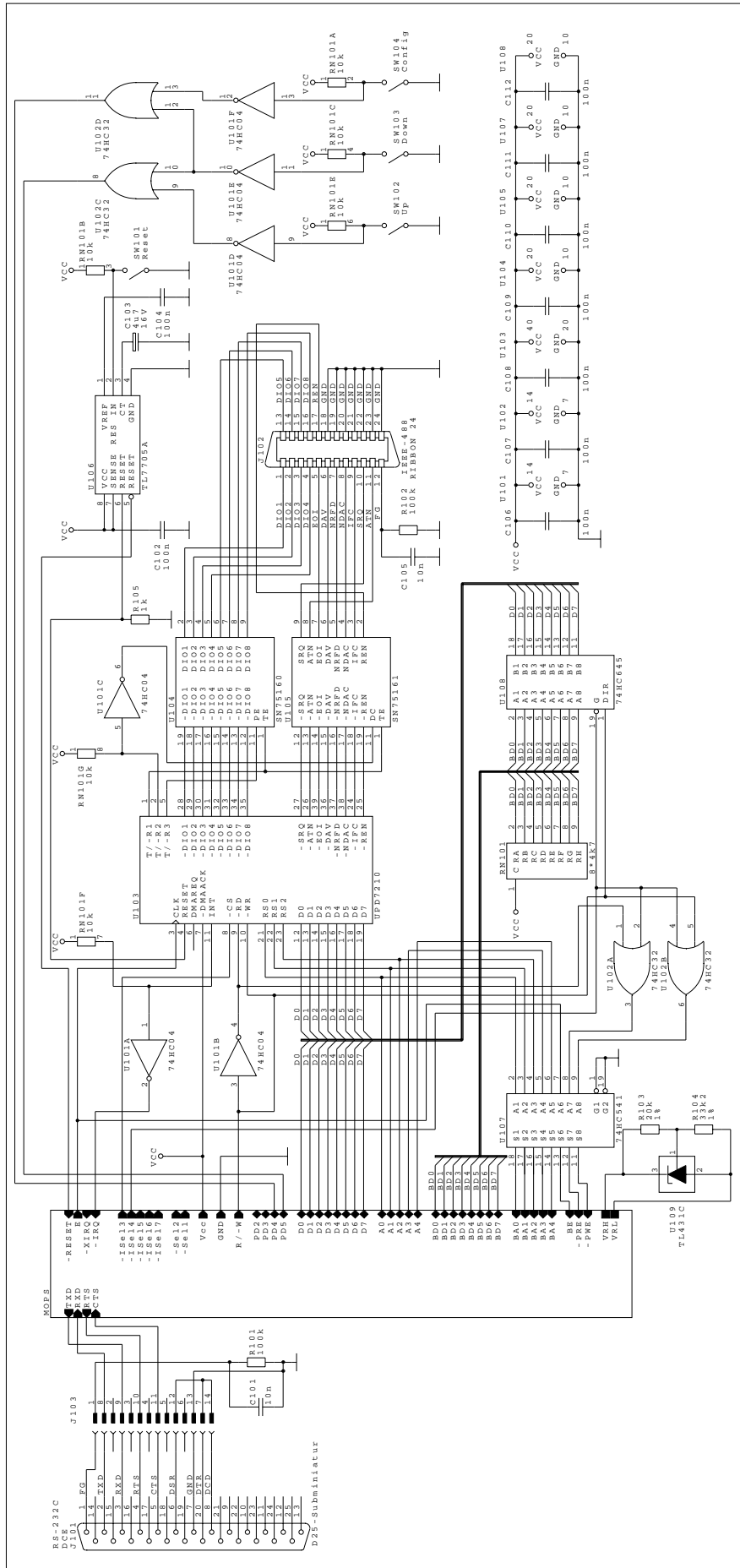


Abbildung B.2: CPU der Prozessorkarte



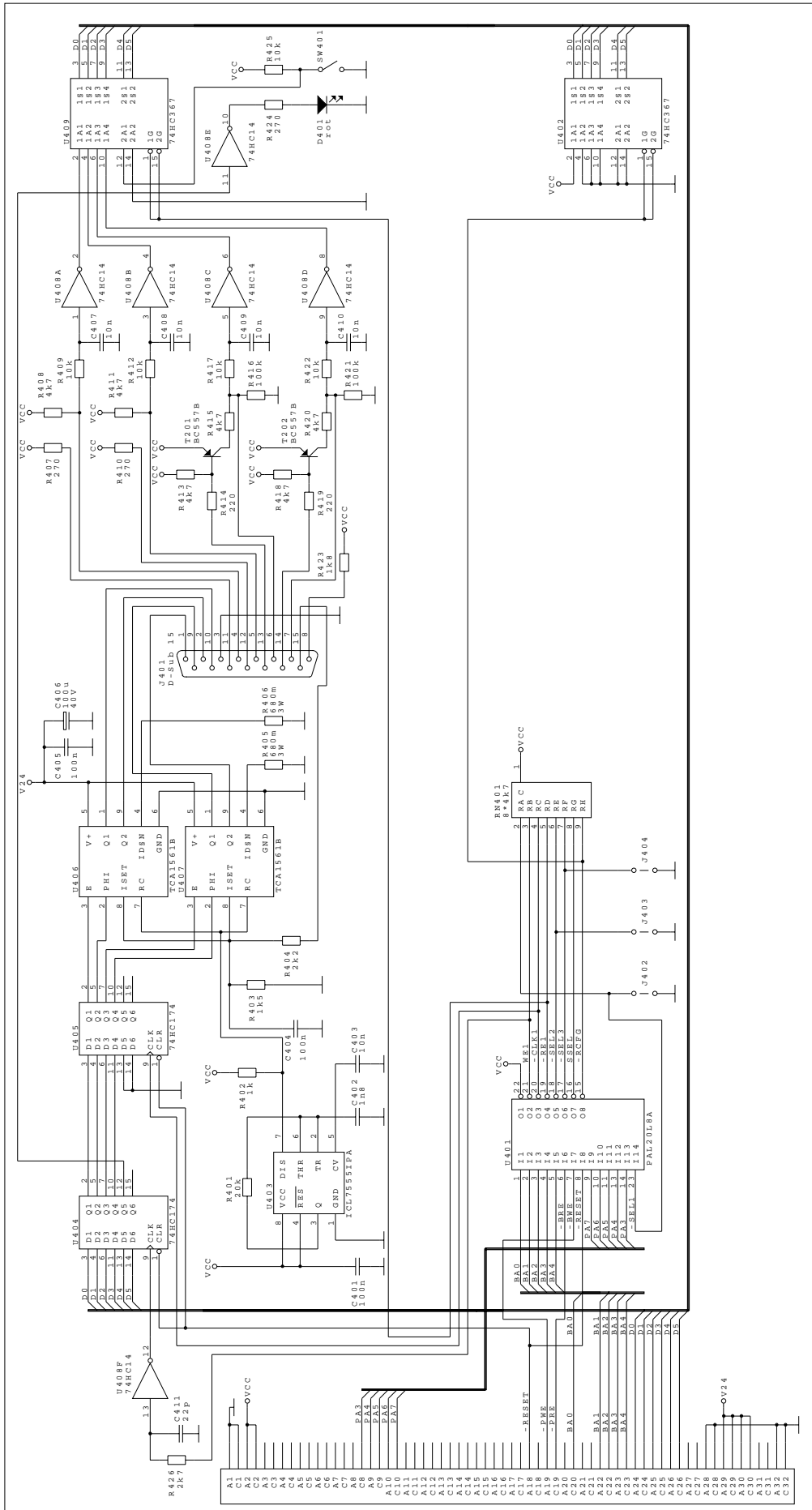


Abbildung B.4: Steuerkarte für einen 2-Phasen-Schrittmotor

Die Abbildung B.5 zeigt den Anschluß eines Schrittmotors an die Schrittmotorsteuerung.

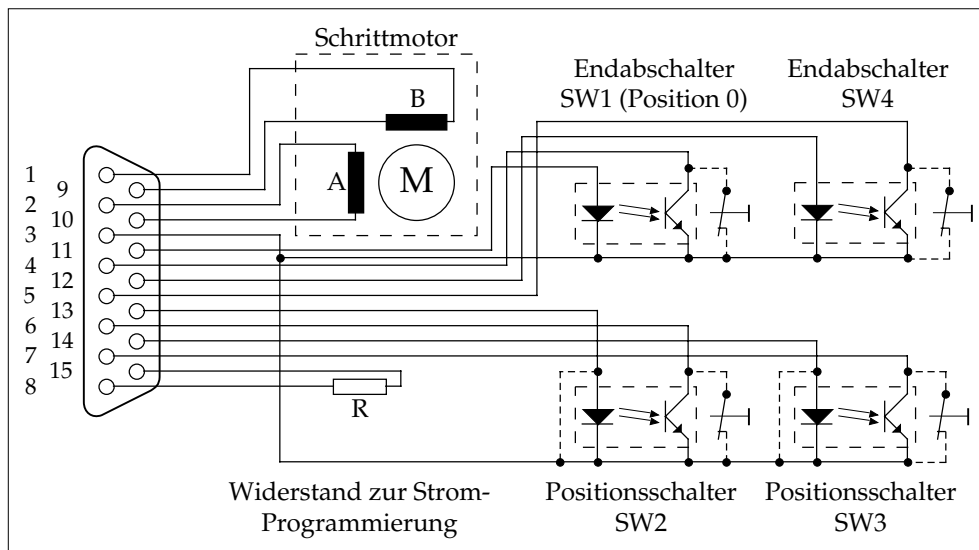


Abbildung B.5: Belegung der Anschlußbuchse für einen Schrittmotor

Als Endabschalter und Positionsschalter können alternativ Lichtschranken oder mechanische Schalter angeschlossen werden. Die Positionsschalter sind optional. Wenn als Positionsschalter mechanische Schalter verwendet werden, muß die Leuchtdiode durch eine Brücke ersetzt werden. Anhand des Diodenstroms erkennt die Schrittmotorsteuerung, daß ein Positionsschalter angeschlossen ist.

Mit dem Widerstand R wird der Spulenstrom durch den Schrittmotor festgelegt. Für einen gegebenen Strom I ist er wie folgt zu dimensionieren.

$$R = \frac{10,6 \text{ kV}}{I} - 5,3 \text{ k}\Omega \quad (\text{B.1})$$

## B.2 Syntax der Befehle

Die folgende Liste ist die formale Sprachdefinition der Fernsteuerbefehle. Die Definition erfolgt in einer EBNF (erweiterte Backus-Naur-Form). Zeichenfolgen in Hochkommata sind terminale Symbole. Zwei terminale Symbole durch drei Punkte getrennt geben einen Bereich (ASCII) an. Alle anderen Zeichenfolgen sind nicht terminale Symbole. Der senkrechte Strich trennt Alternativen, Folgen in eckigen Klammern sind optional und Folgen in geschweiften Klammern sind optionale beliebige Wiederholungen. Als Leerzeichen sind alle Zeichen von ASCII 1 bis ASCII 31 und ASCII 255 ohne LF, FF und CR zugelassen. Groß-/Kleinschreibung wird nicht unterschieden. Das Startsymbol ist "Befehl".

```

Integer      := ['+' | '-' ] '0'...'9' { '0'...'9' }.
Gerät       := '0'...'7' ':'.
Systembefehl := 'd'['isplay'] ''' { '...' | '#...'~' } '''
            | 'm'['onitor']
            | 'r'['eset']
            | 's'['tate']           '?'
            | 'v'['ersion']        '?'.
Gerätebefehl := 'fmax'             ('?' | Integer)
            | ('autozero' | 'az')   ('?' | 'on' | 'off')
            | 'pos'['ition']        ('?' | Integer)
            | 'ramp'                 ('?' | Integer)
            | 'res'['et']
            | 'st'['ate'] '?'
            | 'sw'['itch']           Integer ['?']
            | ('origin' | 'org')
            | ('hold' | 'release' | 'rel') ['?']
            | 'hyst'['eresis']      ('?' | Integer).
Befehl      := 's'['ystem'] ':' Systembefehl
            | Gerät Gerätebefehl.

```

Die Fernsteuerbefehle teilen sich in zwei Gruppen auf. Die Systembefehle beziehen sich auf die gesamte Schrittmotorsteuerung, die Gerätebefehle nur auf die angegebene Steuer-Karte. Es folgt eine Kurzbeschreibung der Befehle:

**'s'['ystem'] ':' 'd'['isplay'] ''' { '...' | '#...'~' } ''':**

Zeigt den in Anführungszeichen angegebenen Text auf dem LC-Display an.

**'s'['ystem'] ':' 'm'['onitor']:**

Verzweigt in einen eingebauten System-Monitor. Dieser Befehl ist nur zur Fehlersuche eingebaut. Der Monitor ist nach der Aktivierung über die RS-232-Schnittstelle ansprechbar und hat einen 'help'-Befehl.

**'s'['ystem'] ':' 'r'['eset']:**

Bringt das System in den Grundzustand.

**'s'['ystem'] ':' 's'['tate'] '?':**

Fragt den Zustand des Befehlsinterpreters ab. Im Normalfall sollte immer "ok" gemeldet werden. Alle anderen Meldungen sind Fehlermeldungen auf Grund falscher Befehle oder Ablauf-Fehlern. Der Befehl liefert immer nur die erste aufgetretene Fehlermeldung seit der letzten Ausführung dieses Befehls. Wenn ein Fehlerzustand eingetreten ist werden alle weiteren Befehle bis zur Abfrage ignoriert.

**'s'['ystem'] ':' 'v'['ersion'] '?':**

Liefert eine Meldung über die Version des Betriebsprogramms.

**Gerät 'fmax' ('?' | Integer):**

Stellt die Lauffrequenz für den angegebenen Motor in Hertz ein. Mit "fmax ?" kann die eingestellte Lauffrequenz abgefragt werden.

**Gerät ('autozero' | 'az') ('?' | 'on' | 'off'):**

Legt das Verhalten der angegebenen Karte nach dem Einschalten fest. Mit der Einstellung "autozero on" wird nach dem Einschalten der Motorstrom eingeschaltet, der Endschalter SW1 angefahren und seine Position als Null festgelegt. Anderenfalls bleibt der Motorstrom abgeschaltet und die Position undefiniert. Mit "autozero ?" kann die aktuelle Einstellung abgefragt werden.

**Gerät 'pos'['ition'] ('?' | Integer):**

Verfährt den angegebenen Motor auf die angegebene absolute Position. Der Befehl ist nur zulässig wenn der Motorstrom eingeschaltet und die Position definiert ist.

**Gerät 'ramp' ('?' | Integer):**

Legt für die angegebene Karte die Dauer der Startrampe in Millisekunden fest. Mit "ramp ?" kann die Einstellung abgefragt werden.

**Gerät 'res'['et']:**

Bringt die angegebene Karte in den Grundzustand.

**Gerät 'st'['ate'] '?':**

Fragt den Zustand der angegebenen Karte ab. Mögliche Ergebnisse sind "idle" oder "busy".

**Gerät 'sw'['itch'] Integer ['?']:**

Verfährt den angegebenen Motor auf die Position des angegebenen Schalters. Der Befehl ist nur zulässig wenn der Motorstrom eingeschaltet ist. Die Positionsschalter zwei und drei können nur angefahren werden wenn die Position definiert ist. Mit "switch Integer ?" kann die absolute Position eines Schalters abgefragt werden, sofern er seit der Definition der Position schon mindestens einmal an- oder überfahren wurde.

**Gerät ('origin' | 'org'):**

Definiert die aktuelle Position als absolute Position null. Der Befehl ist nur zulässig wenn der Motorstrom eingeschaltet ist.

**Gerät 'hold' ['?']:**

Schaltet für den angegebenen Motor den Spulenstrom ein. Mit "hold ?" kann abgefragt werden ob der Motorstrom eingeschaltet ist.

**Gerät 'rel' ['ease'] ['?']:**

Schaltet für den angegebenen Motor den Spulenstrom aus. Mit "release ?" kann abgefragt werden ob der Motorstrom ausgeschaltet ist.

**Gerät 'hyst'['eresis'] ('?' | Integer):**

Legt für die angegebene Karte fest, wieviel Schritte Abstand nach dem ersten Anfahren eines Endabschalters von der gefundenen Position gehalten wird. Mit "hysteresis ?" kann die Einstellung abgefragt werden.



## C Ausschnitte aus den Programmen

In diesem Anhang sind die wichtigsten Ausschnitte aus den Meß- und Auswertungs-Programmen abgedruckt. Aus Platzgründen werden die gesamte Ein-/Ausgabe und die Hilfsfunktionen weggelassen. Die Programme sind in ANSI-C geschrieben. Um die Portabilität zwischen den verschiedenen verwendeten Computern und Compilern zu gewährleisten wurden eigene Variablentypen mit fester Wortlänge eingeführt:

BYTE       - Integer 8 Bit mit Vorzeichen  
 UBYTE       - Integer 8 Bit ohne Vorzeichen  
 WORD        - Integer 16 Bit mit Vorzeichen  
 UWORD       - Integer 16 Bit ohne Vorzeichen  
 LONG        - Integer 32 Bit mit Vorzeichen  
 ULONG       - Integer 32 Bit ohne Vorzeichen  
 IEEE80      - Fließkomma 80 Bit nach IEEE-Standard 754  
 BOOL        - Bool'sche Variable, Definitionsbereich {TRUE, FALSE}  
 CHAR        - ein Zeichen  
 VOID        - typenlos ('VOID \*' ist ein Zeiger auf einen beliebigen Typ)

Die Meßdaten werden in allen Programmteilen in zwei Datenstrukturen gehalten. Ihre Deklaration ist:

```

typedef struct
{
    IEEE80 nafcenter;      /* Voreinstellungen:                */
    IEEE80 nafspan;       /* Messbereichsmittle in Hz          */
    WORD  naps;           /* Messpunkte/Sweep fuer resonante  */
    WORD  nabr;           /* IF-Bandbreite fuer resonante     */
    UWORD naavg;         /* Average-Faktor fuer resonante    */
    WORD  nabn;           /* IF-Bandbreite fuer n. res. Messung */
    IEEE80 mspstart;     /* Anfangsposition in m             */
    IEEE80 msplength;    /* Laenge in m                      */
    UWORD mssteps;      /* Anzahl der Messpunkte            */
    IEEE80 f0;           /* Meßwerte:                        */
    IEEE80 q0;           /* Nullfrequenz                     */
    IEEE80 q1;           /* Nullguete                         */
    IEEE80 ql;           /* Lastguete                         */
    IEEE80 cs21;         /* Kalibrationsfaktor fuer S21      */
    IEEE80 k1;           /* Koppelfaktor 1                   */
    IEEE80 k2;           /* Koppelfaktor 2                   */
} MINF;

typedef struct s_meas
{
    struct s_meas *next;    /* Verkettung                        */
    CHAR *fname;           /* Dateipfad/Name ohne Extention     */
    MINF mi;               /* Einstellungen                      */
    BOOL named;            /* Messung wurde benannt             */
    BOOL archive;         /* messung wurde verändert            */
    BOOL mdata;           /* Meßdaten vorhanden               */
    IEEE80 *pxy;          /* Zeiger auf die Datenpunkte        */
} MEAS;
  
```

## C.1 Meß-Routine

Der folgende Programmteil ist die eigentliche Meß-Routine aus dem Steuerprogramm für den Störkörper-Meßstand. Die Meß-Routine enthält einige Funktionsaufrufe in nicht abgedruckte Programmteile:

- txtprintf() - Gibt analog zu printf() einen Text in ein Fenster aus.
- hdl\_alert() - Gibt eine (Fehler-)Meldung aus und wartet auf Bestätigung.
- measnew() - Erzeugt alle Datenstrukturen für eine Messung.
- get\_meas() - Liefert einen Zeiger auf die aktuelle MEAS-Struktur.
- waitms() - Wartet eine angegebene Anzahl von Millisekunden.
- gpibtout() - Setzt den Timeout für den IEEE-488-Bus (in Millisekunden).
- gpibifc() - Gibt die Nachricht 'interface clear' auf dem IEEE-488-Bus aus.
- gpibprintf() - Gibt analog zu printf() einen Text auf dem IEEE-488-Bus aus.
- gpibgets() - Liest eine Zeichenkette von IEEE-488-Bus.
- alertgpib() - Prüft ob ein Fehler auf dem IEEE-488-Bus aufgetreten ist und gibt gegebenenfalls eine Fehlermeldung aus.
- na\_init() - Initialisiert den Netzwerkanalysator.
- na\_exit() - Gibt den Netzwerkanalysator frei.
- na\_printf() - Gibt analog zu printf() einen Text an den Netzwerkanalys. aus.
- na\_getflt() - Liest eine angegebene Anzahl von Fließkomma-Zahlen vom Netzwerkanalysator aus.
- na\_alert() - Prüft ob ein Fehler im Netzwerkanalysator aufgetreten ist und gibt gegebenenfalls eine Fehlermeldung aus.
- init\_mot() - Initialisiert die Schrittmotorsteuerung.
- exit\_mot() - Gibt die Schrittmotorsteuerung frei.
- setf\_mot() - Setzt die Rampenzeit und Lauffrequenz für den z-Antrieb.
- pos\_mot() - Positioniert den z-Antrieb auf die angegebene Schrittnummer. Ein Bool'scher Parameter gibt an ob auf den Abschluß des Befehls gewartet werden soll.
- qpos\_mot() - Erfragt die Position und den Zustand des z-Antriebs.

Die Meß-Funktion ist folgendermaßen definiert:

```
GLOBAL VOID
do_meas(VOID)
{
    BOOL      motflag = FALSE;
    BOOL      naflag = FALSE;
    MEAS      *pmeas = NIL;
    IEEE80    *pcs21 = NIL;
    IEEE80    cpos;
    UWORD     fpos;
    LONG      pos, spos, epos;
    BOOL      run;
    UWORD     step;
    IEEE80    s21re,s21im;
    UWORD     cwpts;
    UWORD     *ppts;
    IEEE80    tmeas;
```

```

        UWORD      natype;
        IEEE80     center, span;
        UWORD      stat;
        BOOL       meask;
        IEEE80     r1, r2, r3;
FSTATIC  GPIBDEV  stepadr = { NIL, 0, -1 };
FSTATIC  GPIBDEV  naadr = { NIL, 0, -1 };
FSTATIC  UWORD    pts[] = { 3, 11, 26, 51, 101, 201, 401, 801, 1601, 0 };

/* Messung erzeugen bzw. selektieren */
stepadr.prim = gi.stadr;
naadr.prim = gi.naadr;
gi.mi.f0 = 0;
gi.mi.q0 = 0;
gi.mi.q1 = 0;
gi.mi.cs21 = 1;
gi.mi.k1 = 1;
gi.mi.k2 = 1;
gi.mi.eta = 0;

if(measnew(NIL))
    goto FAILURE;
if((pmeas = get_meas()) == NIL)
    goto FAILURE;
if((pcs21 = malloc(pmeas->mi.napts * sizeof(IEEE80))) == NIL)
    goto MEMFAIL;

/* Verfahrenweg überprüfen */
if(pmeas->mi.mspstart > gi.stpmax)
{
    hndl_alert(AILLPMIN, 1);
    goto FAILURE;
}
if(pmeas->mi.mspstart + pmeas->mi.msplength > gi.stpmax)
{
    hndl_alert(AILLPLEN, 1);
    goto FAILURE;
}

/* Anzahl der Meßpunkte für den Netzwerkanalysator festlegen */
for(ppts = pts; *ppts < pmeas->mi.mssteps && *ppts != 0; ppts++);
cwpts = *ppts;

/* Sweep-Time berechnen */
tmeas = pmeas->mi.msplength
        / ((IEEE80)pmeas->mi.mssteps * gi.ststep * (IEEE80)gi.stfmeas);
if(tmeas < 1.2 / pmeas->mi.nabn)
{
    hndl_alert(AILLTMS, 1);
    goto FAILURE;
}
tmeas *= cwpts;

/* Messung initialisieren */
pmeas->mdata = FALSE;
pmeas->archive = TRUE;
txtprintf(pmeas->txtwin, "\f Messung beginnt, Abbruch mit Shift-Shift");

/* Bus initialisieren */
gpibifc();

/* Netzwerkanalysator initialisieren */
txtprintf(pmeas->txtwin, "\n Netzwerkanalysator wird initialisiert");
gpibtout(1000UL * gi.natout);

```

```

if((naflag = !na_init(&naadr, &natype)) == FALSE)
    goto FAILURE;

/* Meßbereich einstellen */
gpibtout(1000UL * gi.natout);
na_printf(&naadr, "s21;convoff;");
waitms(1000);
na_printf(&naadr, "logm;");
if(natype == 1)
    na_printf(&naadr, "powe 20db;powtoff;linfreq;swet 0;smoooff;hold;");
else if(natype == 2)
    na_printf(&naadr, "powe -10db;powtoff;linfreq;swea;smoooff;hold;");
if(gi.nastc)
    na_printf(&naadr, "cent %lg HZ;", pmeas->mi.nafcenter);
else
    {
        na_printf(&naadr, "cent?;");
        if(na_getflt(&naadr, 1, &pmeas->mi.nafcenter))
            goto FAILURE;
    }
if(gi.nasts == 1)
    na_printf(&naadr, "span %lg HZ;", pmeas->mi.nafspan);
if(gi.nasts == 2)
    {
        na_printf(&naadr, "poin 101;dispdata;averfact 1;averoff;");
        na_printf(&naadr, "ifbw 100;");
        center = pmeas->mi.nafcenter;
        span = 1e-6 * center;
        while(TRUE)
            {
                /* Abbruch ? */
                if((Kbshift(-1) & 3) == 3)
                    goto ABORT;

                if(span > 0.1 * center)
                    {
                        hndl_alert(ANORES, 1);
                        goto FAILURE;
                    }
                na_printf(&naadr, "cent %lg HZ;", center);
                na_printf(&naadr, "span %lg HZ;", span);
                na_printf(&naadr, "sing;auto;markoff;mark1;numg 1;");
                na_printf(&naadr, "seamax;");
                na_printf(&naadr, "mark1?;");
                if(na_getflt(&naadr, 1, &center))
                    goto FAILURE;
                na_printf(&naadr, "markcent;markzero");
                na_printf(&naadr, "markbuck 0;");
                na_printf(&naadr, "outpmark;");
                if(na_getflt(&naadr, 3, &r1, &r2, &r3))
                    goto FAILURE;
                if(r1 <= -3.5)
                    {
                        na_printf(&naadr, "markbuck 100;");
                        na_printf(&naadr, "outpmark;");
                        if(na_getflt(&naadr, 3, &r1, &r2, &r3))
                            goto FAILURE;
                        if(r1 <= -3.5)
                            break;
                    }
                span *= 3;
            }
        na_printf(&naadr, "sing;auto;markoff;mark1;numg 1;");
        na_printf(&naadr, "seamax;");
    }

```

```

na_printf(&naadr, "markzero;widton;outpmwid;");
if(na_getflt(&naadr, 3, &r1, &r2, &r3))
    goto FAILURE;
na_printf(&naadr, "widtoff;markoff;");
if(r1 == 0)
{
    hndl_alert(ANORES, 1);
    goto FAILURE;
}
r3 = 2 * (center - r2) + r1;
span = r3;
r3 = 2 * (r2 - center) + r1;
if(r3 > span)
    span = r3;
span *= 1.5;
na_printf(&naadr, "cent %lg HZ;", center);
na_printf(&naadr, "span %lg HZ;", span);
pmeas->mi.nafcenter = center;
pmeas->mi.nafspan = span;
na_printf(&naadr, "sing;auto;hold;");
}
else
{
    na_printf(&naadr, "span?;");
    if(na_getflt(&naadr, 1, &pmeas->mi.nafspan))
        goto FAILURE;
}
na_printf(&naadr, "poin %d;", pmeas->mi.napts);
na_printf(&naadr, "dispdata;");
if(pmeas->mi.naavg == 1)
    na_printf(&naadr, "averfact 1;averoff;");
else
    na_printf(&naadr, "averfact %d;averon;", pmeas->mi.naavg);
na_printf(&naadr, "ifbw %d;", pmeas->mi.nabr);
if(na_alert(&naadr))
    goto FAILURE;

/* Kalibration S21 */
txtprintf(pmeas->txtwin, "\n Kalibration durchführen");
stat = hndl_alert(ACAL2, 1);
if(stat == 1)
{
    gpibtout(1000UL * gi.natout);
    na_printf(&naadr, "s21;logm;sing;");
    waitms(500);
    na_printf(&naadr, "auto;markoff;numg %u;",
        pmeas->mi.naavg);
    na_printf(&naadr, "form4;outpdata;");
    for(step = 0; step < pmeas->mi.napts; step++)
    {
        if(na_getflt(&naadr, 2, &r1, &r2))
            goto FAILURE;
        pcs21[step] = sqrt(r1 * r1 + r2 * r2);
    }
    if(na_alert(&naadr))
        goto FAILURE;
}
else if(stat == 2)
{
    free(pcs21);
    pcs21 = NIL;
}
else
    goto FAILURE;

```

```

/* Kalibration S11 und S22 */
gpiout(1000UL * gi.natout);
na_printf(&naadr, "calk35mm;menuon;menucal");
waitms(500);
gpiout(FALSE);
stat = hndl_alert(ACAL1, 1);
gpiout(TRUE);
waitms(500);
na_printf(&naadr, "menuoff");
if(stat == 1)
    meask = TRUE;
else if(stat == 2)
    meask = FALSE;
else
    goto FAILURE;
if(na_alert(&naadr))
    goto FAILURE;

/* Abbruch ? */
if((Kbshift(-1) & 3) == 3)
    goto ABORT;

if(meask)
{
    /* Koppelsystem 1 vermessen */
    txtprintf(pmeas->txtwin, "\n Koppelfaktor 1: ");
    gpiout(1000UL * gi.natout);
    na_printf(&naadr, "s11;hold;pola;");
    waitms(500);
    na_printf(&naadr, "scal 1;markoff;mark1;numg %u;",
        pmeas->mi.naavg);
    na_printf(&naadr, "seamin;");
    na_printf(&naadr, "polmlin;outpmark;");
    if(na_getflt(&naadr, 3, &r1, &r2, &r3))
        goto FAILURE;
    pmeas->mi.k1 = (1.0 - r1) / (1.0 + r1);
    if(na_alert(&naadr))
        goto FAILURE;
    txtprintf(pmeas->txtwin, "%.3lf", pmeas->mi.k1);

    /* Abbruch ? */
    if((Kbshift(-1) & 3) == 3)
        goto ABORT;

    /* Koppelsystem 2 vermessen */
    txtprintf(pmeas->txtwin, "\n Koppelfaktor 2: ");
    gpiout(1000UL * gi.natout);
    na_printf(&naadr, "s22;hold;pola;");
    waitms(500);
    na_printf(&naadr, "scal 1;markoff;mark1;numg %u;",
        pmeas->mi.naavg);
    na_printf(&naadr, "seamin;");
    na_printf(&naadr, "polmlin;outpmark;");
    if(na_getflt(&naadr, 3, &r1, &r2, &r3))
        goto FAILURE;
    pmeas->mi.k2 = (1.0 - r1) / (1.0 + r1);
    if(na_alert(&naadr))
        goto FAILURE;
    txtprintf(pmeas->txtwin, "%.3lf", pmeas->mi.k2);
}
else
{
    txtprintf(pmeas->txtwin, "\n Koppelfaktor 1: %.3lf", pmeas->mi.k1);
}

```

```

    txtprintf(pmeas->txtwin, "\n Koppelfaktor 2: %.3lf", pmeas->mi.k2);
}

/* Abbruch ? */
if((Kbshift(-1) & 3) == 3)
    goto ABORT;

/* Resonanz vermessen */
txtprintf(pmeas->txtwin, "\n Nullfrequenz:  ");
gpibtout(1000UL * gi.natout);
na_printf(&naadr, "s21;sing;");
waitms(500);
na_printf(&naadr, "auto;markoff;mark1;numg %u;",
    pmeas->mi.naavg);
na_printf(&naadr, "seamax;");
na_printf(&naadr, "mark1?;");
if(na_getflt(&naadr, 1, &pmeas->mi.f0))
    goto FAILURE;
na_printf(&naadr, "markzero;widton;outpmwid;");
if(na_getflt(&naadr, 3, &r1, &r2, &pmeas->mi.q1))
    goto FAILURE;
na_printf(&naadr, "widtoff;markoff;");
if(na_alert(&naadr))
    goto FAILURE;
txtprintf(pmeas->txtwin, "%.6le Hz", pmeas->mi.f0);
txtprintf(pmeas->txtwin, "\n Lastgüte:      %.1lf", pmeas->mi.q1);

/* Leerlaufgüte berechnen */
pmeas->mi.q0 = pmeas->mi.q1 * (1.0 + pmeas->mi.k1 + pmeas->mi.k2);
txtprintf(pmeas->txtwin, "\n Nullgüte:      %.1lf", pmeas->mi.q0);

/* Kalibrationsfaktor für S21 berechnen */
if(pcs21 != NIL)
{
    cpos = ((pmeas->mi.f0 - pmeas->mi.nafcenter) / pmeas->mi.nafspan
        + 0.5) * (IEEE80)(pmeas->mi.napts - 1);
    fpos = (UWORD)floor(cpos);
    cpos -= (IEEE80)fpos;
    pmeas->mi.cs21 = 1 / (pcs21[fpos] * (1 - cpos)
        + pcs21[fpos + 1] * cpos);

    free(pcs21);
    pcs21 = NIL;
}
txtprintf(pmeas->txtwin, "\n Kalibration:    %.3lf", pmeas->mi.cs21);

/* Abbruch ? */
if((Kbshift(-1) & 3) == 3)
    goto ABORT;

/* Schrittmotor initialisieren */
txtprintf(pmeas->txtwin, "\n Schrittmotor wird initialisiert");
gpibtout(1000UL * gi.sttout);
if((motflag = !init_mot(&stepadr, gi.stmot, gi.stfmax, gi.stramp))
    == FALSE)
    goto FAILURE;

/* Schrittmotor auf Anfangsposition */
gpibtout(1000UL * gi.sttout);
spos = floor(pmeas->mi.mspstart / gi.ststep + 0.5);
pos_mot(&stepadr, gi.stmot, spos, TRUE);

/* Messung durchführen */
gpibtout(1000UL * gi.sttout);
if(setf_mot(&stepadr, gi.stmot, gi.stfmeas, 25))

```

```

    goto FAILURE;
gpibtout(1000UL * gi.natout);
na_printf(&naadr, "s21;phas;hold;");
na_printf(&naadr, "cwfreq %lg HZ;", pmeas->mi.f0);
na_printf(&naadr, "averfact 1;averoff;");
na_printf(&naadr, "ifbw %d;", pmeas->mi.nabn);
na_printf(&naadr, "poin %d;", cwpts);
na_printf(&naadr, "swet %lg S;", tmeas);
na_printf(&naadr, "scal 45;refp 5;refv 0;");
waitms(5000);
gpibtout(1000UL * gi.sttout);
epos = floor((pmeas->mi.mspstart + pmeas->mi.msplength)
             / gi.ststep + 0.5);
pos_mot(&stepadr, gi.stmot, epos, FALSE);
gpibtout(1000UL * gi.natout);
na_printf(&naadr, "numg 1;");

/* auf Schrittmotor warten */
txtprintf(pmeas->txtwin, "\n");
gpibtout(1000UL * gi.sttout);
do
{
    waitms(500);
    if(qpos_mot(&stepadr, gi.stmot, &pos, &run))
        goto FAILURE;
    txtprintf(pmeas->txtwin, "\r Schritt %lu von %lu",
             pos - spos + 1, epos - spos + 1);
}
while(run);

/* auf Sweep warten */
txtprintf(pmeas->txtwin, "\n Warte auf vollständigen Sweep");
gpibtout((ULONG)(1e3 * ((IEEE80)gi.natout +
                       tmeas * (1 - (IEEE80)pmeas->mi.mssteps / (IEEE80)cwpts))));
do
{
    waitms(500);
    na_printf(&naadr, "esb?;");
    gpibgets(&naadr, gpib_buf);
    if(alert_gpib())
        goto FAILURE;
    sscanf(gpib_buf, "%u", &stat);
}
while((stat & 1) == 0);
gpibtout(1000UL * gi.natout);
na_printf(&naadr, "auto;");

/* Ergebnis auslesen */
txtprintf(pmeas->txtwin, "\n Daten werden ausgelesen");
na_printf(&naadr, "form4;outpdata;");
for(step = 0; step < pmeas->mi.mssteps; step++)
{
    pmeas->pxy[2 * step] = (IEEE80)step
        * pmeas->mi.msplength / (IEEE80)(pmeas->mi.mssteps - 1);
    if(na_getflt(&naadr, 2, &r1, &r2))
        goto FAILURE;
    if(step == 0)
    {
        s21re = r1;
        s21im = r2;
    }
    r1 -= s21re;
    r2 -= s21im;
    pmeas->pxy[2 * step + 1] =

```



```

        pmeas->mi.cs21 * sqrt(r1 * r1 + r2 * r2);
    }

    /* Schrittmotor auf Position 0 fahren */
    gpibtout(1000UL * gi.sttout);
    if(setf_mot(&stepadr, gi.stmot, gi.stfmax, gi.stramp))
        goto FAILURE;
    pos_mot(&stepadr, gi.stmot, 0, TRUE);

CLEANUP:
    if(pcs21 != NIL)
    {
        free(pcs21);
        pcs21 = NIL;
    }
    if(motflag)
    {
        gpibtout(1000UL * gi.sttout);
        setf_mot(&stepadr, gi.stmot, gi.stfmax, gi.stramp);
        pos_mot(&stepadr, gi.stmot, 0, TRUE);
        exit_mot(&stepadr, gi.stmot);
    }
    if(naflag)
    {
        gpibtout(1000UL * gi.natout);
        na_exit(&naadr);
    }
    return;
MEMFAIL:
    hndl_alert(AMEMORY, 1);
    goto FAILURE;
ABORT:
    txtprintf(pmeas->txtwin, "\n Abbruch mit Shift-Shift\n");
FAILURE:
    goto CLEANUP;
}

```

## C.2 Berechnung der longitudinalen Shuntimpedanz

Die Berechnung der longitudinalen Shuntimpedanz enthält drei externe Referenzen:

load\_ms() - Lädt die Kontrolldatei und die Messungen von der Festplatte.

save\_data() - Speichert das normierte E-Feld auf Festplatte ab.

save\_info() - Speichert die Ergebnisse der Auswertung auf Festplatte ab.

Es folgt der Programmteil für die Auswertung einer Messung:

```

#define M_C 2.99792458e8 /* Vakuumlichtgeschwindigkeit */
#define M_PI 3.141592653589793 /* Kreiszahl  $\pi$  */

MLOCAL CHAR fname[FNLEN]; /* Daten aus der Kontrolldatei: */
MLOCAL UWORD nms; /* Buffer für Dateinamen */
MLOCAL UWORD bd; /* Anzahl der Messungen (Ablagen) */
MLOCAL UWORD bk; /* Randbreite für lineare Korrektur */
MLOCAL IEEE80 sk; /* Randbr. für Suche nach Phasensprüngen */
MLOCAL UWORD wk; /* Schwellwert für Suche nach Phasensp. */
MLOCAL CHAR mc1file[FNLEN]; /* Bereichsbreite für Suche nach Phasensp. */
MLOCAL CHAR mc2file[FNLEN]; /* Ausgabe-Dateiname: IEI-Feld */
/* Ausgabe-Dateiname: E-Feld */

```

```

MLOCAL CHAR    mc3file[FNLEN]; /* Ausgabe-Dateiname: Ergebnisse          */
                                     /* Ergebnisse der Auswertung:          */
MLOCAL IEEE80  ru;              /* long. Shuntimpedanz ohne Phasenfaktor */
MLOCAL IEEE80  rs;              /* long. Shuntimpedanz mit Phasenfaktor  */
MLOCAL IEEE80  rsq;             /* Rs/Q0                                  */
MLOCAL IEEE80  ttf;             /* Transittime-Faktor: SQRT(Rs/Ru)      */

/* ----- */
/* mean_calc(MEAS **ppms, MEAS *pmean)          */
/* Berechnet den Mittelwert aller Messungen.    */
/* Eingang:   ppms:   Zeiger auf ein Array von Zeigern auf die Meßdaten */
/* Ausgang:   *pmean: Mittelwert der Messungen */
/* Rückgabe:  Fehler aufgetreten (TRUE/FALSE)  */
/* ----- */
MLOCAL BOOL
mean_calc(MEAS **ppms, MEAS *pmean)
{
    UWORD  i, j;
    MEAS   *pms;
    IEEE80 flt;
    BOOL   err;

    printf("Mittelwert wird berechnet...\n");
    if(nms == 1)
    {
        *pmean = **ppms;
        goto CLEANUP;
    }
    for(i = 1; i < nms; i++)
    {
        pms = ppms[i];
        if(pms->mi.mspstart != (*ppms)->mi.mspstart)
        {
            fprintf(stderr, "\nFehler: unterschiedliche Anfangsposition\n");
            goto WAITFAIL;
        }
        if(pms->mi.msplength != (*ppms)->mi.msplength)
        {
            fprintf(stderr, "\nFehler: unterschiedliche Laenge\n");
            goto WAITFAIL;
        }
        if(pms->mi.mssteps != (*ppms)->mi.mssteps)
        {
            fprintf(stderr, "\nFehler: unterschiedliche Anzahl der "
                "Messpunkte\n");
            goto WAITFAIL;
        }
        if(pms->mi.msgd != (*ppms)->mi.msgd)
        {
            fprintf(stderr, "\nFehler: unterschiedliche "
                "Stoerkoerperkonstante\n");
            goto WAITFAIL;
        }
    }
    flt = 0;
    for(i = 0; i < nms; i++)
        flt += ppms[i]->mi.nafcenter;
    pmean->mi.nafcenter = flt / (IEEE80)nms;
    flt = 0;
    for(i = 0; i < nms; i++)
        flt += ppms[i]->mi.nafspan;
    pmean->mi.nafspan = flt / (IEEE80)nms;
}

```

```

pmean->mi.napts = 0;
pmean->mi.nabr = 0;
pmean->mi.naavg = 0;
pmean->mi.napts = 0;
pmean->mi.mspstart = (*ppms)->mi.mspstart;
pmean->mi.msplength = (*ppms)->mi.msplength;
pmean->mi.mssteps = (*ppms)->mi.mssteps;
pmean->mi.msgd = (*ppms)->mi.msgd;
pmean->mi.mslcorr = TRUE;
for(i = 0; i < nms; i++)
    pmean->mi.mslcorr &= ppms[i]->mi.mslcorr;
flt = 0;
for(i = 0; i < nms; i++)
    flt += ppms[i]->mi.f0;
pmean->mi.f0 = flt / (IEEE80)nms;
flt = 0;
for(i = 0; i < nms; i++)
    flt += ppms[i]->mi.q0;
pmean->mi.q0 = flt / (IEEE80)nms;
flt = 0;
for(i = 0; i < nms; i++)
    flt += ppms[i]->mi.q1;
pmean->mi.q1 = flt / (IEEE80)nms;
flt = 0;
for(i = 0; i < nms; i++)
    flt += ppms[i]->mi.cs21;
pmean->mi.cs21 = flt / (IEEE80)nms;
flt = 0;
for(i = 0; i < nms; i++)
    flt += ppms[i]->mi.k1;
pmean->mi.k1 = flt / (IEEE80)nms;
flt = 0;
for(i = 0; i < nms; i++)
    flt += ppms[i]->mi.k2;
pmean->mi.k2 = flt / (IEEE80)nms;
pmean->mi.eta = 0;
if(pmean->pxy != NULL)
    free(pmean->pxy);
if((pmean->pxy = (IEEE80 *)malloc(2 * pmean->mi.mssteps *
                                sizeof(IEEE80))) == NIL)
    goto MEMFAIL;
pmean->mdata = TRUE;
for(i = 0; i < nms; i++)
    pmean->mdata &= ppms[i]->mdata;
if(pmean->mdata)
{
    for(j = 0; j < 2 * pmean->mi.mssteps; j++)
        pmean->pxy[j] = 0;
    for(i = 0; i < nms; i++)
        for(j = 0; j < 2 * pmean->mi.mssteps; j++)
            pmean->pxy[j] += ppms[i]->pxy[j];
    for(j = 0; j < 2 * pmean->mi.mssteps; j++)
        pmean->pxy[j] /= (IEEE80)nms;
}
printf("fertig.\n");
err = FALSE;

CLEANUP:
    return(err);
MEMFAIL:
    fprintf(stderr, "\nFehler: nicht genug Speicher frei\n");
WAITFAIL:
    waitkey();

```

```

FAILURE:
    err = TRUE;
    goto CLEANUP;
}

/* ----- */
/* lin_corr(MEAS *pms)                               */
/* Führt die lineare Korrektur der Meßdaten aus.     */
/* Eingang:  pms:  Zeiger auf die Meßdaten          */
/* Rückgabe: Fehler aufgetreten (TRUE/FALSE)       */
/* ----- */
MLOCAL BOOL
lin_corr(MEAS *pms)
{
    UWORD  i;
    IEEE80 dl, dr, b;

    printf("Lineare Korrektur wird ausgefuehrt...\n");
    dl = 0;
    for(i = 0; i < bd; i++)
        dl += pms->pxy[2*i+1];
    dl /= bd;
    dr = 0;
    for(i = pms->mi.mssteps - bd; i < pms->mi.mssteps; i++)
        dr += pms->pxy[2*i+1];
    dr /= bd;
    b = (dr - dl) / (pms->mi.mssteps - 1);
    for(i = 0; i < pms->mi.mssteps; i++)
        pms->pxy[2*i+1] = pms->pxy[2*i+1] - dl - b * i;
    printf("fertig.\n");
    return(FALSE);
}

/* ----- */
/* simpquad(IEEE80 *pxy, ULONG pts)                  */
/* Berechnet das Integral über pts Meßpunkte (pxy[n],pxy[n+1]) durch */
/* Simpson-Integration.                               */
/* Eingang:  pxy:  Zeiger auf die Meßpunkte          */
/* Rückgabe: Integral über die Meßpunkte            */
/* ----- */
MLOCAL IEEE80
simpquad(IEEE80 *pxy, ULONG pts)
{
    ULONG  i;
    IEEE80 g, h;

    g = h = 0;
    for(i = 1; i <= pts - 2; i += 2)
    {
        g += pxy[2*i+1];
        h += pxy[2*i+3];
    }
    return((pxy[2*pts-2] - pxy[0]) / (IEEE80)(pts - 1) / 3.0
           * (pxy[1] + pxy[2*pts-1] + 4 * g + 2 * h));
}

/* ----- */
/* ru_calc(MEAS *pmeas)                              */
/* Berechnet die longitudinale Shuntimpedanz ohne Phasenfaktor.     */
/* Eingang:  pmeas:  Zeiger auf die Meßdaten          */
/* Rückgabe: Fehler aufgetreten (TRUE/FALSE)       */
/* ----- */
MLOCAL BOOL

```

```

ru_calc(MEAS *pmeas)
{
    IEEE80 inn;

    printf("Ru-Wert wird berechnet...\n");
    if(pmeas == NIL)
        return(TRUE);
    if(!pmeas->mdata)
    {
        pmeas->mi.eta = 0;
        return(FALSE);
    }
    inn = simpquad(pmeas->pxy, pmeas->mi.mssteps);
    ru = inn * inn;
    printf("fertig.\n");
    return(FALSE);
}

/* ----- */
/* ds21_e(MEAS *pms)                                     */
/* Berechnet die das normierte |E|-Feld.                 */
/* Eingang:  pms:  Zeiger auf die Meßdaten               */
/* Rückgabe: Fehler aufgetreten (TRUE/FALSE)            */
/* ----- */
MLOCAL BOOL
ds21_e(MEAS *pms)
{
    UWORD i;
    IEEE80 k, a;

    printf("Normiertes E-Feld wird berechnet...\n");
    k = 1 + pms->mi.k1 + pms->mi.k2;
    a = k * k / (4 * M_PI * pms->mi.f0 * pms->mi.msgd
                * sqrt(pms->mi.k1 * pms->mi.k2));
    for(i = 0; i < pms->mi.mssteps; i++)
        pms->pxy[2*i+1] = ((pms->pxy[2*i+1] > 0 ? 1.0 : -1.0))
                        * sqrt(a * fabs(pms->pxy[2*i+1]));
    printf("fertig.\n");
    return(FALSE);
}

/* ----- */
/* make_sign(MEAS *pms)                                   */
/* Rekonstruiert die Phasensprünge.                     */
/* Eingang:  pms:  Zeiger auf die Meßdaten               */
/* Rückgabe: Fehler aufgetreten (TRUE/FALSE)            */
/* ----- */
MLOCAL BOOL
make_sign(MEAS *pms)
{
    UWORD i, j, k, l;
    IEEE80 *d2e = NULL;
    IEEE80 trg;
    BOOL neg;
    UWORD nsign;
    BOOL err;

    printf("Vorzeichen rekonstruieren...\n");
    /* zweite Ableitung bilden */
    if((d2e = (IEEE80 *)malloc(pms->mi.mssteps * sizeof(IEEE80))) == NIL)
        goto MEMFAIL;
    for(i = bk; i < pms->mi.mssteps - bk; i++)
        d2e[i] = 2 * pms->pxy[2*i+1] - pms->pxy[2*i-1] - pms->pxy[2*i+3];
}

```

```

/* Triggerschwelle bestimmen */
trg = 0;
for(i = bk; i < pms->mi.mssteps - bk; i++)
    if(d2e[i] < trg)
        trg = d2e[i];
trg *= sk;

/* Minima suchen */
nsign = 0;
neg = FALSE;
j = 0;
for(i = bk; i < pms->mi.mssteps - bk - wk; i++)
    if(d2e[i] < trg)
        {
        /* Phasensprung rekonstruieren */
        k = i;
        for(l = k + wk; l > k && d2e[l] >= trg; l--)
            ;
        k = (k + l + 1) / 2;
        if(neg)
            for(i = j; i < k; i++)
                pms->pxy[2*i+1] = -pms->pxy[2*i+1];
        neg ^= TRUE;
        nsign++;
        j = k;
        i = l;
        }
if(neg)
    for(i = j; i <= pms->mi.mssteps - 1; i++)
        pms->pxy[2*i+1] = -pms->pxy[2*i+1];
printf("fertig (%u Vorzeichenwechsel).\n", nsign);
err = FALSE;

CLEANUP:
    if(d2e != NULL) free(d2e);
    return(err);
MEMFAIL:
    fprintf(stderr, "\nFehler: nicht genug Speicher frei\n");
WAITFAIL:
    waitkey();
FAILURE:
    err = TRUE;
    goto CLEANUP;
}

```

```

/* ----- */
/* rs_calc(MEAS *pms) */
/* Berechnet die longitudinale Shuntimpedanz mit Phasenfaktor. */
/* Eingang: pms: Zeiger auf die Meßdaten */
/* Rückgabe: Fehler aufgetreten (TRUE/FALSE) */
/* ----- */

```

```

MLOCAL BOOL
rs_calc(MEAS *pms)
{
    ULONG i;
    IEEE80 *pxy;
    IEEE80 phi;
    IEEE80 dx;
    IEEE80 y0r, y0i;
    IEEE80 gr, gi;
    IEEE80 hr, hi;
    IEEE80 ynr, yni;
    IEEE80 quad;
}

```

```

printf("Shuntimpedanz wird berechnet...\n");
pxy = pms->pxy;
y0r = pxy[1] * cos(2 * M_PI * pms->mi.f0 * pxy[0] / M_C);
y0i = pxy[1] * sin(2 * M_PI * pms->mi.f0 * pxy[0] / M_C);
gr = gi = hr = hi = 0;
for(i = 1; i <= pms->mi.mssteps - 2; i += 2)
{
    phi = 2 * M_PI * pms->mi.f0 * pxy[2*i] / M_C;
    gr += pxy[2*i+1] * cos(phi);
    gi += pxy[2*i+1] * sin(phi);
    hr += pxy[2*i+3] * cos(phi);
    hi += pxy[2*i+3] * sin(phi);
}
ynr = pxy[2*pms->mi.mssteps-1]
    * cos(2 * M_PI * pms->mi.f0 * pxy[2*pms->mi.mssteps-2] / M_C);
yni = pxy[2*pms->mi.mssteps-1]
    * sin(2 * M_PI * pms->mi.f0 * pxy[2*pms->mi.mssteps-2] / M_C);
dx = (pxy[2*pms->mi.mssteps-2] - pxy[0])
    / (IEEE80)(pms->mi.mssteps);
quad = dx / 3.0 * (
    sqrt(y0r * y0r + y0i * y0i)
    + sqrt(ynr * ynr + yni * yni)
    + 4 * sqrt( gr * gr + gi * gi)
    + 2 * sqrt( hr * hr + hi * hi));
rs = quad * quad;
printf("fertig.\n");
return(FALSE);
}

/* ----- */
/* main(int argc, char *argv[]) */
/* Hauptprogramm. Parameter nach ANSI. */
/* Rückgabe:Fehler-Code */
/* ----- */
GLOBAL WORD
main(int argc, char *argv[])
{
    MEAS    **ppms = NULL;
    WORD    err;
    MEAS    ms;

    ms.mdata = FALSE;
    ms.pxy = NULL;
    if(argc != 2)
        goto USAGE;
    if(load_ms((char *)argv[1], &ppms))
        goto FAILURE;
    if(mean_calc(ppms, &ms))
        goto FAILURE;
    if(lin_corr(&ms))
        goto FAILURE;
    if(ds21_e(&ms))
        goto FAILURE;
    if(save_data(&ms, mc1file))
        goto FAILURE;
    if(ru_calc(&ms))
        goto FAILURE;
    if(make_sign(&ms))
        goto FAILURE;
    if(save_data(&ms, mc2file))
        goto FAILURE;
    if(rs_calc(&ms))
        goto FAILURE;
}

```

```

rsq = rs / (ms.mi.q1 * (1 + ms.mi.k1 + ms.mi.k2));
ttf = sqrt(rs / ru);
if(save_info(&ms, mc3file))
    goto FAILURE;

err = 0;

CLEANUP:
    free_ms(&ppms);
    if(ms.pxy != NULL) free(ms.pxy);
    return(err);
USAGE:
    fprintf(stderr, "usage: MONO ctl_file\n");
    waitkey();
    err = 0;
    goto CLEANUP;
FAILURE:
    err = -1;
    goto CLEANUP;
}

```

## C.3 Berechnung der transversalen Shuntimpedanz

Die Berechnung der transversalen Shuntimpedanz enthält fünf externe Referenzen:

load\_ms() - Lädt die Kontrolldatei und die Messungen von der Festplatte.

save\_x() - Speichert die transversalen Positionen auf Festplatte ab.

save\_z() - Speichert die longitudinalen Positionen auf Festplatte ab.

save\_mx() - Speichert das normierte E-Feld in der Ebene auf Festplatte ab.

lin\_corr()- Siehe Abschnitt C.2.

Es folgt der Programmteil für die Auswertung einer Messung:

```

#define M_C 2.99792458e8          /* Vakuumlichtgeschwindigkeit */
#define M_PI 3.141592653589793  /* Kreiszahl Pi */

typedef struct
{
    /* Daten einer Messung: */
    IEEE80 x;          /* Ablage */
    UWORD steps;      /* Anzahl der Messpunkte */
    IEEE80 f0;        /* Nullfrequenz */
    IEEE80 q1;        /* Lastguete */
    IEEE80 k1;        /* Koppelfaktor 1 */
    IEEE80 k2;        /* Koppelfaktor 2 */
    IEEE80 *ps21;     /* Messdaten */
} MS;

/* Daten aus der Kontroll-Datei: */
MLOCAL CHAR fname[FNLEN]; /* Buffer fuer Dateinamen */
MLOCAL UWORD nms = 0;      /* Anzahl der Messungen (Ablagen) */
MLOCAL IEEE80 shft;        /* Verschiebung der 2. Messung in m */
MLOCAL IEEE80 *pz = NULL;  /* Array der z-Koordinaten */
MLOCAL MS *plms = NULL;   /* Array der Messungen mit Staebchen */
MLOCAL MS *ptms = NULL;   /* Array der Messungen mit Scheibe */
MLOCAL UWORD bd;          /* Randbreite fuer lin. Korrektur */
MLOCAL IEEE80 gd1l;       /* Stoerkoerperkonstante 1 longitudinal */
MLOCAL IEEE80 gd1t;       /* Stoerkoerperkonstante 1 transversal */
MLOCAL IEEE80 gd2l;       /* Stoerkoerperkonstante 2 longitudinal */

```



```

MLOCAL IEEE80  gd2t;          /* Stoerkoerperkonstante 2 transversal */
MLOCAL CHAR    mc1file[FNLEN]; /* Ausgabe-Datei: Ablagen */
MLOCAL CHAR    mc2file[FNLEN]; /* Ausgabe-Datei: Positionen */
MLOCAL CHAR    mc3file[FNLEN]; /* Ausgabe-Datei: EL-Feld */
MLOCAL CHAR    mc4file[FNLEN]; /* Ausgabe-Datei: Et-Feld */

/* ----- */
/* shift_ms(MS *plms, MS *ptms, UWORD msn) */
/* Verschiebt die Messungen mit den beiden Stoerkoepern uebereinander. */
/* Eingang:  plms: Zeiger auf die Meßdaten mit Stab-Stoerkoeper */
/*           ptms: Zeiger auf die Meßdaten mit Scheiben-Stoerkoeper */
/*           msn:  Nummer der Messung */
/* Rueckgabe: Fehler aufgetreten (TRUE/FALSE) */
/* ----- */
MLOCAL BOOL
shift_ms(MS *plms, MS *ptms, UWORD msn)
{
    UWORD  i;
    IEEE80 ofs;
    UWORD  iofs;
    IEEE80 fofs;
    IEEE80 *pnl = NULL;
    IEEE80 *pnt = NULL;
    UWORD  pts;
    BOOL   err;

    printf("Verschiebung fuer %u. und %u. Messung ...\n", msn + 1, msn + 2);
    ofs = shft / ((shft > 0) ? (pz[1] - pz[0]) : (pz[0] - pz[1]));
    iofs = (UWORD)(ofs / 2);
    fofs = ofs / 2 - (IEEE80)iofs;
    pts = plms->steps - 2 * iofs - 2;
    if((pnl = (IEEE80 *)malloc(pts * sizeof(IEEE80))) == NULL)
        goto MEMFAIL;
    if((pnt = (IEEE80 *)malloc(pts * sizeof(IEEE80))) == NULL)
        goto MEMFAIL;
    if(shft > 0)
        for(i = 0; i < pts; i++)
        {
            pnl[i] = (1 - fofs) * plms->ps21[i + 2 * iofs]
                    + fofs * plms->ps21[i + 2 * iofs + 1];
            pnt[i] = (1 - fofs) * ptms->ps21[i + 1]
                    + fofs * ptms->ps21[i];
        }
    else
        for(i = 0; i < pts; i++)
        {
            pnl[i] = (1 - fofs) * plms->ps21[i + 1]
                    + fofs * plms->ps21[i];
            pnt[i] = (1 - fofs) * ptms->ps21[i + 2 * iofs]
                    + fofs * ptms->ps21[i + 2 * iofs + 1];
        }
    free(plms->ps21);
    plms->ps21 = pnl;
    pnl = NULL;
    plms->steps = pts;
    free(ptms->ps21);
    ptms->ps21 = pnt;
    pnt = NULL;
    ptms->steps = pts;

    printf("fertig.\n");
    err = FALSE;
CLEANUP:
    if(pnl != NULL) free(pnl);

```

```

        if(pnt != NULL) free(pnt);
        return(err);
MEMFAIL:
    fprintf(stderr, "\nFehler: nicht genug Speicher frei\n");
    waitkey();
FAILURE:
    err = TRUE;
    goto CLEANUP;
}

/* ----- */
/* xi2_calc(MS *plms, MS *ptms, UWORD msn) */
/* Berechnet das longitudinale und transversale normierte E-Feld nach */
/* der zwei-Störkörper-Methode. */
/* Eingang:   plms:  Zeiger auf die Meßdaten mit Stab-Störkörper */
/*           ptms:  Zeiger auf die Meßdaten mit Scheiben-Störkörper */
/*           msn:   Nummer der Messung */
/* Rückgabe:  Fehler aufgetreten (TRUE/FALSE) */
/* ----- */
MLOCAL BOOL
xi2_calc(MS *plms, MS *ptms, UWORD msn)
{
    UWORD i;
    IEEE80 a11,a12,a21,a22;
    IEEE80 k, ol, ot;
    IEEE80 l, t;

    printf("Auftrennung der Komponenten fuer %u. und %u. Messung ... \n",
           msn + 1, msn + 2);
    a11 = gd2t / (gd1l * gd2t - gd1t * gd2l);
    a12 = gd1t / (gd1t * gd2l - gd1l * gd2t);
    a21 = gd2l / (gd1t * gd2l - gd1l * gd2t);
    a22 = gd1l / (gd1l * gd2t - gd1t * gd2l);
    k = 1 + plms->k1 + plms->k2;
    ol = k * k / (4 * M_PI * plms->f0 * sqrt(plms->k1 * plms->k2));
    k = 1 + ptms->k1 + ptms->k2;
    ot = k * k / (4 * M_PI * ptms->f0 * sqrt(ptms->k1 * ptms->k2));
    for(i = 0; i < plms->steps; i++)
    {
        l = a11 * ol * plms->ps21[i] + a12 * ot * ptms->ps21[i];
        t = a21 * ol * plms->ps21[i] + a22 * ot * ptms->ps21[i];
        plms->ps21[i] = (l > 0 ? 1.0 : -1.0) * sqrt(fabs(l));
        ptms->ps21[i] = (t > 0 ? 1.0 : -1.0) * sqrt(fabs(t));
    }
    printf("fertig.\n");
    return(FALSE);
}

/* ----- */
/* main(int argc, char *argv[]) */
/* Hauptprogramm. Parameter nach ANSI. */
/* Rückgabe:Fehler-Code */
/* ----- */
GLOBAL WORD
main(int argc, char *argv[])
{
    UWORDi;
    WORDerr;

    if(argc != 2)
        goto USAGE;
    if(load_ms((char *)argv[1]))
        goto FAILURE;
    for(i = 0; i < nms; i++)

```

```

    {
    if(shift_ms(plms + i, ptms + i, 2 * i))
        goto FAILURE;
    if(lin_corr(plms + i, 2 * i))
        goto FAILURE;
    if(lin_corr(ptms + i, 2 * i + 1))
        goto FAILURE;
    if(xi2_calc(plms + i, ptms + i, 2 * i))
        goto FAILURE;
    }
    if(save_x(plms, mc1file))
        goto FAILURE;
    if(save_z(plms, mc2file))
        goto FAILURE;
    if(save_mx(plms, mc3file))
        goto FAILURE;
/*    if(save_mx(ptms, mc4file))
        goto FAILURE;*/

err = 0;

CLEANUP:
    free_ms(&plms);
    free_ms(&ptms);
    return(err);
USAGE:
    fprintf(stderr, "usage: DIPOL ctl_file\n");
    waitkey();
    err = 0;
    goto CLEANUP;
FAILURE:
    err = -1;
    goto CLEANUP;
}

```

## D Notation

Die gesamte Arbeit teilt sich in mehrere fortlaufend nummerierte Kapitel, die Kapitel in Abschnitte auf. Abschnitt 4.2 ist zum Beispiel der zweite Abschnitt im vierten Kapitel. Abbildungen und Gleichungen sind kapitelweise nummeriert. Zum Beispiel ist Abbildung 4.10 die zehnte Abbildung im vierten Kapitel. Eine eventuelle dritte Nummer kennzeichnet eng zusammen gehörende Gleichungen.

Im Text sind komplexe Größen, Vektoren, Matrizen und Tensoren nicht besonders gekennzeichnet. Um direkte Computerausgaben kenntlich zu machen sind diese in einem anderen Zeichensatz gesetzt. Weiterhin werden folgende Hinweise benutzt:

- [13:297] - Literaturangabe: Nummer 13 im Literaturverzeichnis, Seite 297
- {2} - Angabe eines verwendeten Programms (Literaturverzeichnis)
- 4.3 - Querverweis auf einen anderen Abschnitt
- (4.44) - Querverweis auf eine Gleichung

Komplexe Größen werden auch in Gleichungen nicht besonders gekennzeichnet. In Gleichungen finden folgende Symbole Verwendung:

$W$	- skalare Größe
$\vec{E}$	- Vektor
$\vec{\omega}^\diamond$	- formaler Vektor
$X, X^T, X^{-1}$	- Matrix, transponierte Matrix, inverse Matrix
$\vec{A}$	- Tensor
$E^*$	- konjugiert komplexer Wert von E
$\vec{\nabla}, \vec{\nabla}_\perp$	- Nabla-Operator und seine Transversalkomponenten
$E^\parallel, E^\perp$	- longitudinale und transversale Komponenten von E
$i$	- imaginäre Einheit ( $i^2 := -1$ )
$J_m, x_{mn}$	- m-te Bessel-Funktion und deren n-te Nullstelle
$J'_m, x'_{mn}$	- Ableitung der m-ten Bessel-Funktion und deren n-te Nullstelle
$\Delta W, \Delta W _0^L$	- Änderung von W, Änderung von W auf dem Weg von 0 bis L

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

$E, D, H, B$	- die elektromagnetischen Felder
$\epsilon, \mu$	- Dielektrizitäts- und Permeabilitätskonstante
$f, \omega, \Omega$	- Frequenz, Kreisfrequenz, normierte Kreisfrequenz
$Q, Q_0, Q_L, Q_{\text{ext}}$	- Güte, Leerlaufgüte, belastete Güte, externe Güte
$W$	- (gespeicherte) Energie
$P_V$	- Verlustleistung
$U, V, I, R, Z$	- elektr. Potential, Spannung, Strom, Widerstand, Impedanz
$S_{11}, S_{12}, S_{21}, S_{22}$	- Elemente der Streumatrix eines Vierpols
$q$	- Ladung
$\alpha$	- Störkörperkonstante
$R_S, R'_S$	- longitudinale Shuntimpedanz mit und ohne Phasenfaktor
$r_S, r'_S$	- gütebezogene longitudinale Shuntimpedanzen
$R_\perp, R'_\perp$	- transversale Shuntimpedanz mit und ohne Phasenfaktor
$r_\perp, r'_\perp$	- gütebezogene transversale Shuntimpedanzen
$\Lambda$	- Transittime-Faktor

Weiterhin werden folgende physikalische Konstanten verwendet:

$\epsilon_0$	$\approx 8,854187 \cdot 10^{-12}$ As/Vm- Vakuum-Dielektrizitätskonstante
$\mu_0$	$= 4\pi \cdot 10^{-7}$ Vs/Am- Vakuum-Permeabilitätskonstante
$c$	$= 1 / \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ Vakuum-Lichtgeschwindigkeit
$Z_0$	$= \sqrt{\mu_0 / \epsilon_0}$ Vakuum-Wellenwiderstand

## 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] 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
- [2] M. Kurz: "Untersuchungen zu mikrowellenfokussierenden Beschleunigerstrukturen für zukünftige lineare Collider"; Dissertation; Frankfurt am Main, 1993
- [3] W.F.O. Müller: "Messungen und Rechnungen zu einer HOM-gedämpften S-Band-Elektronen-Linac-Struktur"; Diplomarbeit; Frankfurt am Main, 1994
- [4] M. Kummer: "Grundlagen der Mikrowellentechnik"; 2. Auflage; Berlin: VEB Verlag Technik, 1989
- [5] J.D. Jackson: "Klassische Elektrodynamik"; Übersetzer: K. Müller; 2. Auflage; Berlin, New York: de Gruyter, 1982
- [6] R.H. Helm, G.A. Loew: "Beam Breakup"; in P.M. Lapostolle, A.L. Septier: "Linear accelerators"; Amsterdam: North-Holland Publ. Co., 1970
- [7] F. Stummel, K. Hainer: "Praktische Mathematik"; 2. Auflage; Stuttgart: Teubner, 1982
- [8] K. Simonyi; "Theoretische Elektrotechnik"; Übersetzer: H. Theil; 10. Auflage; Leipzig, Berlin, Heidelberg: Barth, 1993
- [9] 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
- [10] H.T. Edwards: "TESLA Parameters Update - A Progress Report on the TESLA Collider Design"; Hamburg: DESY Print, TESLA 94-22, 1994
- [11] L.C. Maier, J.C. Slater: "Field Strength Measurements in Resonant Cavities"; Journal of Applied Physics; Volume 23 (1), Januar 1952
- [12] T. Weiland: "On the Numerical Solution of Maxwell's Equations and Applications in the Field of Accelerator Physics"; Particle Accelerators; Volume 15, 1984
- [13] K. Wille: "Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen"; 1. Auflage; Stuttgart: Teubner, 1992
- [14] "ANSI/IEEE Std. 488: IEEE Standard Digital Interface for Programmable Instrumentation"; New York: Institut of Electrical and Electronics Engineers, 1978
- [15] H.J. Himmeröder: "MOPS, Prozessorkarte mit 68HC11"; Elrad 3/91; Hannover: Heise, 1991

## 9.2 Programme

- {1} "MathCAD"; Version 3.1; Cambridge, Massachusetts: MathSoft Inc., 1993
- {2} "Mathematica"; Version 2.2; Champaign, Illinois: Wolfram Research, Inc., 1993
- {3} "Symantec C++ for Macintosh"; Version 7.0; Cupertino: Symantec Corp., 1994
- {4} T. Weiland et al.: "Solution of **Maxwell's** Equations using the **Finite Integration Algorithm**"; Version 3.10; Darmstadt, 1993

## Danksagung

Ich danke Herrn Prof. Dr. H. Klein für die Aufnahme in das Institut für Angewandte Physik und die Anregung zu dieser Arbeit.

Ebenso gilt mein Dank Herrn Dr. P. Hülsmann und Herrn Dr. M. Kurz für die große Unterstützung beim Erstellen dieser Arbeit.

Herrn Diplomphysiker W.F.O. Müller und Herrn Diplomphysiker H.-W. Glock danke ich für zahlreiche fachliche Diskussionen und Hinweise.

Zum Schluß, aber nicht wenig, danke ich meinen Kommilitonen U. Niermann und U. Löwe für ihren Beitrag am angenehmen Betriebsklima in den "Mikrowellen-Hohlräumen".