

---

# Ein System zur Puls- und Energiekompression am Elektronenbeschleuniger ELSA

---

Diplomarbeit in Physik  
von  
Sebastian Aderhold

angefertigt am  
Physikalischen Institut der Universität Bonn

vorgelegt der  
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der  
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

Januar 2008

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Referent: PD Dr. W. Hillert  
Korreferent: Prof. Dr. R. Maier

## Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einführung</b>	<b>1</b>
1.1	Elektronenbeschleuniger in Bonn . . . . .	1
1.2	Der Linearbeschleuniger LINAC 1 . . . . .	1
<b>2</b>	<b>Pulskompression</b>	<b>5</b>
2.1	Wellenausbreitung in Hohlleitern . . . . .	5
2.2	Hochfrequenzresonatoren . . . . .	6
2.3	Shuntimpedanz, Güte, Koppelfaktor und Reflexionsfaktor . . . . .	6
2.4	Bunching-Theorie . . . . .	9
2.5	Der Störkörper-Messstand . . . . .	11
2.5.1	Der Messaufbau . . . . .	11
2.5.2	Das LabVIEW™-Programm . . . . .	11
2.6	Der Edelstahlresonator . . . . .	12
2.6.1	Simulation mit CST Microwave Studio™ . . . . .	12
2.6.2	Bestimmung der Resonanzfrequenz, des Koppelfaktors und der Güte . . . . .	14
2.6.3	Bestimmung der Shuntimpedanz der $TM_{010}$ -Mode . . . . .	14
2.7	Der Kupferresonator . . . . .	17
2.7.1	Die Koppelschleife . . . . .	17
2.7.2	Der Abstimmstempel . . . . .	18
2.7.3	Simulation mit CST Microwave Studio™ . . . . .	19
2.7.4	Bestimmung der Resonanzfrequenz, des Koppelfaktors und der Güte . . . . .	22
2.7.5	Bestimmung der Shuntimpedanz der $TM_{010}$ -Mode . . . . .	23
2.8	Das System zur Erzeugung der Hochfrequenzleistung . . . . .	24
2.8.1	Der Pulsverstärker . . . . .	24
2.8.2	Die Ansteuerungselektronik . . . . .	24
<b>3</b>	<b>Energiekompression</b>	<b>27</b>
3.1	Theorie der Linearbeschleuniger . . . . .	27
3.2	Funktionsprinzip eines Energiekompressionssystems . . . . .	29
3.3	Die Beschleunigungsstruktur . . . . .	29
3.4	Bestimmung des Brillouindiagramms . . . . .	30
3.5	Bestimmung von Koppelfaktoren und Shuntimpedanzen . . . . .	32
<b>4</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>36</b>
<b>A</b>	<b>Messwerte der Störkörpermessung</b>	<b>37</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>43</b>



---

# 1 Einführung

## 1.1 Elektronenbeschleuniger in Bonn

Das Physikalische Institut der Universität Bonn kann im Bereich der Beschleunigerphysik inzwischen auf eine Geschichte von über 50 Jahren zurückblicken. Unter Wolfgang Paul wurde 1953 mit dem Bau eines 500 MeV-Elektronen-Synchrotrons begonnen, welches 1958 in Betrieb genommen wurde. Als erstes stark fokussierendes Synchrotron in Europa diente es vor allem zu Experimenten der hadronischen Mittelenergiephysik wie z.B. der Photoproduktion von  $\pi$ -Mesonen [A<sup>+</sup>68]. Bereits fünf Jahre später begannen die Planungen für ein größeres Synchrotron mit einer maximalen Energie von 2,5 GeV, da der Wunsch bestand mit den aktuellen Entwicklungen der Hochenergie- und Beschleunigerphysik Schritt zu halten. Dieses wurde 1967 fertiggestellt. Das Spektrum der Experimente umfasste Elektronenstreuung am Nukleon zur Bestimmung der Formfaktoren, Elektro- und Photoerzeugung von K- und  $\pi$ -Mesonen sowie die Messung der Rückstoßpolarisation von Nukleonen an polarisierten Festkörpertargets, die ab 1970 zur Verfügung standen [Hil06a].

Das Synchrotron lieferte einen mit 50 Hz gepulsten Strahl von Elektronenpaketen von jeweils maximal 1 ms Länge. Das bedeutet, dass der Anteil der Zeit, zu der Elektronen für Experimente zur Verfügung stehen, bezogen auf die Gesamtzeit, das sogenannte *Tastverhältnis*, lediglich 5 % betrug. Aus den daraus folgenden Einschränkungen für die Experimente und dem Bedarf nach höheren Maximalenergien entstanden die Pläne für die Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA. Nach fünfjähriger Bauzeit nahm ELSA 1987 den Betrieb auf. Das 2,5 GeV-Synchrotron blieb weiterhin erhalten und dient als Vorbeschleuniger für den ELSA-Stretcherring.

Mit einer Maximalenergie von 3,5 GeV kann ELSA in drei unterschiedlichen Modi betrieben werden. Der *Stretchermodus* trägt dem Wunsch nach einem möglichst großen Tastverhältnis Rechnung. Die Elektronenpakete des Synchrotrons werden bei der gewünschten Energie mit 50 Hz in den Stretcher-Ring injiziert und dann mit konstanter Rate über den gesamten Zeitraum zwischen zwei Injektionen extrahiert, um den Experimenten einen gleichmäßigen Nutzstrahl zu bieten. Das Tastverhältnis beträgt dabei annähernd 100 %, da bis auf die kurze, für die Füllung von ELSA benötigte Zeit durchgängig extrahiert wird.

Im *Nachbeschleunigungs-* oder *Boostermodus* kann die Energie der durch das Synchrotron vorbeschleunigten Elektronen bis auf 3,5 GeV erhöht werden. Hierfür wird die zum Erreichen des gewünschten Strahlstromes benötigte Anzahl an Injektionen aus dem Synchrotron akkumuliert und dann auf die Sollenergie hochbeschleunigt. Durch die Dauer der Beschleunigung und die Zeit für das Herunterfahren der Felder aller Magnete auf den Wert für eine neue Injektion nach Ende der Extraktion liegt das Tastverhältnis bei etwa 60-70 % [HS88].

Obwohl ELSA nicht als dedizierte Synchrotronstrahlungsquelle konstruiert wurde, gibt es einen *Speicher-* oder *Synchrotronstrahlungsmodus*. Wie im Nachbeschleunigungsmodus werden so lange Elektronen injiziert, bis der angestrebte Strahlstrom erreicht ist, und auf die Sollenergie beschleunigt. Anschließend wird der Strahl aber nicht extrahiert, sondern verbleibt im Ring. Die Strahllebensdauer beträgt in diesem Modus bis zu 6 Stunden; es können Ströme von bis zu 250 mA gespeichert und Energien von maximal 3,2 GeV erreicht werden, um mit der abgegebenen Synchrotronstrahlung an den sechs Strahlrohren zu experimentieren.

## 1.2 Der Linearbeschleuniger LINAC 1

Nach Inbetriebnahme der 50 keV-Quelle für spinpolarisierte Elektronen im Jahr 2000 [Hil00] und einer thermischen Elektronenquelle im Jahr 2002 stehen am LINAC<sup>1</sup> 2 sowohl polarisierte als

---

<sup>1</sup>LINear ACcelerator

# Elektronen-Stretcher-Anlage (ELSA)

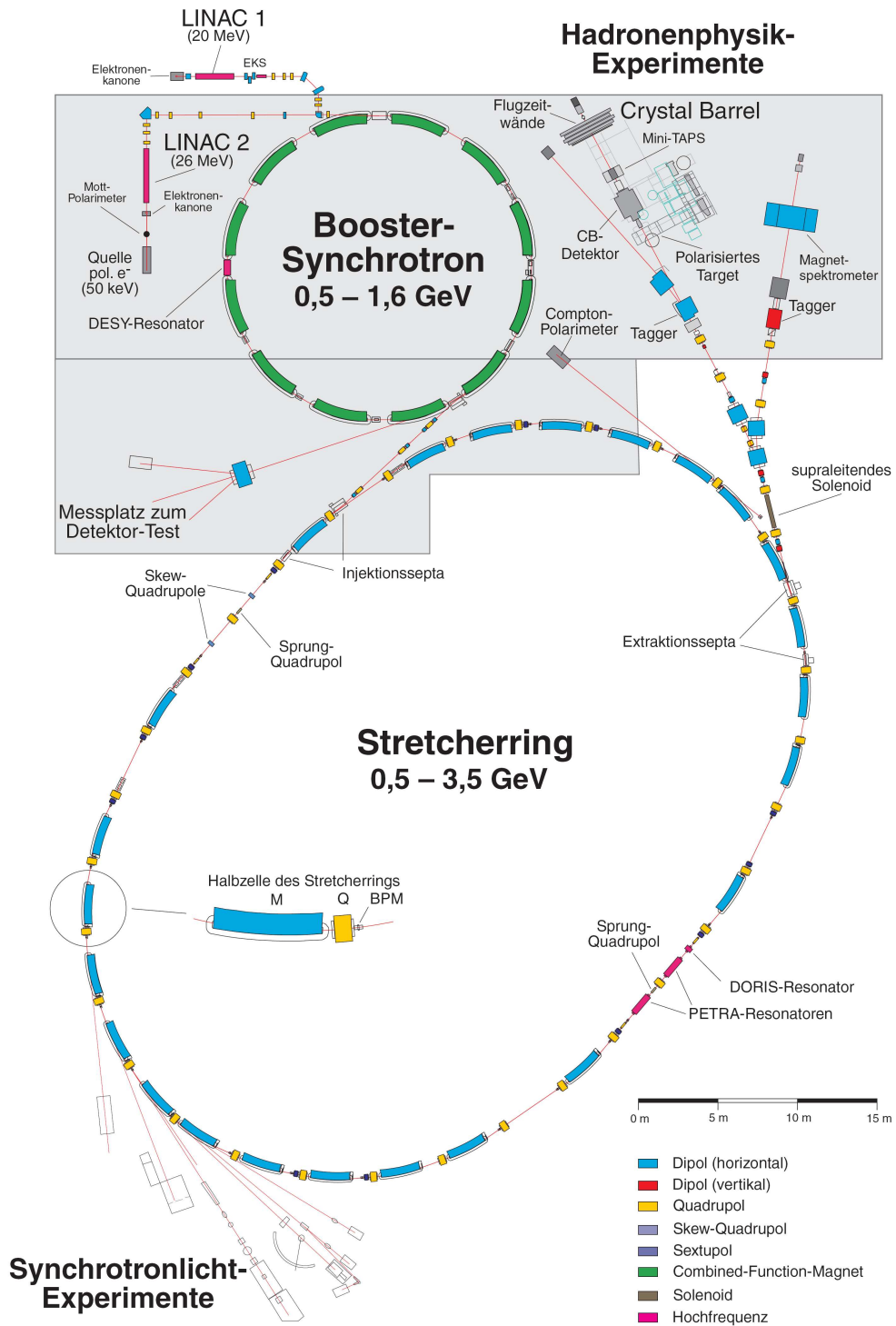
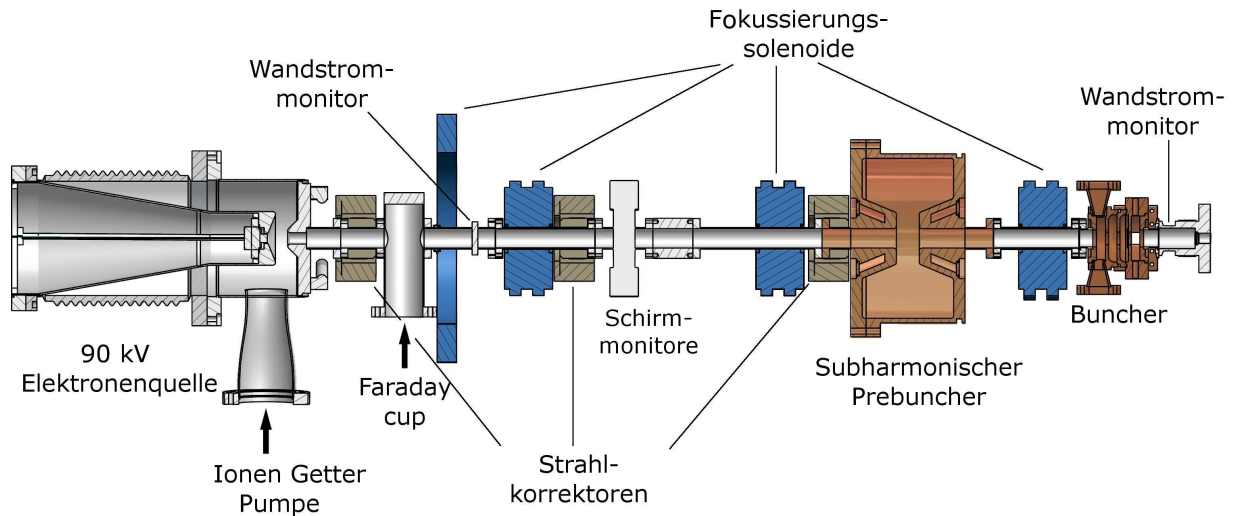


Abbildung 1.1: Übersicht über die Beschleunigeranlage ELSA



**Abbildung 1.2:** Übersicht über den neuen Injektor für den LINAC 1.

auch unpolarisierte Elektronen zur Verfügung und es ergab sich die Möglichkeit, den LINAC 1, der seit seiner Anschaffung von der Firma Varian 1967 nur geringfügig modifiziert wurde und dessen Effizienz nicht mehr den aktuellen Anforderungen entsprach, zu erneuern. Es gibt Studien, einen komplett neuen LINAC 3 auf Basis der am DESY<sup>2</sup> entwickelten S-Band Test Facility (SBTF) aufzubauen [Rae01]. Im Rahmen des SBTF-Projektes wurde untersucht, ob ein möglicher zukünftiger Linearbeschleuniger mit einer Kollisionsenergie von 500 GeV mit supraleitenden oder normalleitenden Beschleunigungsstrecken verwirklicht werden sollte. Da die Wahl auf die supraleitenden Resonatoren viel, wurde eine der normalleitenden Strukturen und der Injektor<sup>3</sup> der Universität Bonn zu Verfügung gestellt. Es wurde entschieden, den LINAC 1 bestehen zu lassen und ihm mit Komponenten des SBTF-Injektors einen neuen Injektor voranzustellen, der die gewünschten Strahleigenschaften gewährleistet [Kla06].

Für die Elektronenquelle des neuen Injektors sind zwei Betriebsmodi vorgesehen. Im Einzelpuls- oder Single-Bunch-Modus wird von der Quelle ein Elektronenpuls von weniger als 2 ns Dauer erzeugt. Dieser wird dann von LINAC und Synchrotron beschleunigt und in ELSA injiziert. Dieser Modus bietet verschiedene interessante Anwendungsmöglichkeiten: Wird der Puls zum Experiment extrahiert, können präzise Untergrundmessungen durchgeführt werden, da die Überlagerung von Signal und Untergrund aufgrund der kurzen zeitlichen Differenz aufeinander folgender Pulse entfällt. Auch für die Beschleunigerphysik selbst werden Studien zu Strahlinstabilitäten möglich, die unabhängig von der Wechselwirkung der Bunche untereinander nur Effekte des Beschleunigers betreffen. Für die Nutzer der Synchrotronstrahlung sind kurze Pulse z.B. für Experimente der zeitaufgelösten Spektroskopie im Bereich der Festkörperphysik oder organischen Chemie interessant [Qua99], [Fri04].

Der zweite Modus, der Langpulsbetrieb, erzeugt 1-2  $\mu$ s lange Pulse von Elektronen. Er soll der Standard-Modus für den Betrieb der Beschleunigeranlage mit unpolarisierten Elektronen werden, so dass der LINAC 2 ausschließlich der Bereitstellung von polarisierten Elektronen dient. Alternativ zur Injektion der Elektronen in das Synchrotron besteht vom LINAC 1 aus die Mög-

<sup>2</sup>Deutsches Elektronen-SYNchrotron

<sup>3</sup>Als Injektor werden hier alle Komponenten von der Erzeugung der Elektronen an bis zu ihrem Eintritt in den LINAC bezeichnet.

lichkeit, Ströme von bis zu 700 mA ohne Umlenkung geradeaus zu beschleunigen. Dort können sie beispielsweise zur Bestrahlung von Material für polarisierte Targets oder für den Test von Detektorcomponenten auf ihre Widerstandsfähigkeit gegen Strahlenschäden genutzt werden [Hil07]. Sowohl für den Einzelpuls- als auch für den Langpulsbetrieb spielt die Pulskompression, auch Bunching<sup>4</sup> genannt, eine wichtige Rolle. Im Langpuls-Modus muss der kontinuierliche Elektronenpuls in Pakete unterteilt werden, um von den Hochfrequenzresonatoren ohne Intensitätsverluste beschleunigt werden zu können. Im Einzelpuls-Modus wird der kurze Puls komprimiert, um sicher zu stellen, dass der komplette von der Quelle emittierte Puls auf einer Flanke der Hochfrequenzwelle beschleunigt wird und nicht in mehrere Pulse unterteilt wird. In beiden Fällen kommen als erste Stufe ein sogenannter *Prebuncher*, bestehend aus einem Hochfrequenzresonator mit einer nachfolgenden Driftstrecke zum Einsatz. Für den Einsatz am LINAC 1 stehen zwei unterschiedliche Resonatoren zur Auswahl. Im ersten Teil dieser Arbeit werden sie genauer untersucht und einer von ihnen für den Einsatz am LINAC 1 ausgewählt.

Die Elektronen werden vom LINAC 1 nicht alle auf dieselbe Energie beschleunigt, sondern es ergibt sich ein Energiespektrum, dessen Intensitätsmaximum bei der Sollenergie liegt. Da das Synchrotron aber nur eine Energieakzeptanz von 0,5 % der Sollenergie besitzt, versucht man, ein Maximum an Intensität innerhalb dieser Energiebereite zu erhalten. Für diesen Zweck wurde ein Energiekompressionssystem (EKS) eingebaut [Rei81]. Die Beschleunigungsstruktur des EKS weist inzwischen starke Korrosionsschäden auf und sollte ausgetauscht werden. Der zweite Teil dieser Arbeit befasst sich daher mit der Untersuchung einer Beschleunigungsstruktur, die als Ersatz in Frage kommt.

---

<sup>4</sup>von engl. bunch=Paket



## 2 Pulskompression

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der Pulskompression und den dafür benötigten Elementen. Für den möglichen Einsatz zur Pulskompression am LINAC 1 stehen zwei unterschiedliche Hochfrequenzresonatoren zur Verfügung. Der eine ist aus Edelstahl gefertigt und der andere aus Kupfer. Ein Ziel der vorliegenden Arbeit ist es, durch Simulation und Messung von entscheidenden Parametern wie Güte und Shuntimpedanz der Resonanzen einen der beiden auszuwählen und in den neuen Injektor zu integrieren. Die zugrundeliegenden Messungen und Überlegungen sind im Folgenden dargelegt.

### 2.1 Wellenausbreitung in Hohlleitern

Das Verhalten von elektromagnetischen Wellen wird durch die Maxwell-Gleichungen beschrieben. Betrachtet man einen Hohlleiter, der in  $z$ -Richtung ausgerichtet ist, und Wellen, die sich in  $z$ -Richtung ausbreiten, kann man die Maxwell-Gleichungen zur folgenden Differentialgleichung kombinieren:

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + k_c^2 E_z = 0 \quad . \quad (2.1)$$

Die allgemeine Lösung dieser Differentialgleichung ist

$$E_z = E_0 \cdot e^{ik_z z} \quad , \quad (2.2)$$

wobei der Zusammenhang zwischen  $k_z$  und  $k_c$  durch die Dispersionsrelation

$$k_c^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - k_z^2 \quad (2.3)$$

gegeben ist.  $k_c$  bezeichnet man als die *kritische* oder *Grenzwellenzahl*. Sie ist von der Geometrie des Hohlleiters abhängig und über  $\lambda_c = \frac{2\pi}{k_c}$  mit der *Grenzwellenlänge* verknüpft. Wellen, deren Länge kleiner ist als die Grenzwellenlänge, können sich ungehindert durch den Hohlleiter ausbreiten; bei Wellenlängen oberhalb der Grenzwellenlänge kommt es zu exponentieller Dämpfung. Aus Gleichung (2.3) erhält man die Wellenlänge  $\lambda_z$  im Hohlleiter entlang der  $z$ -Richtung:

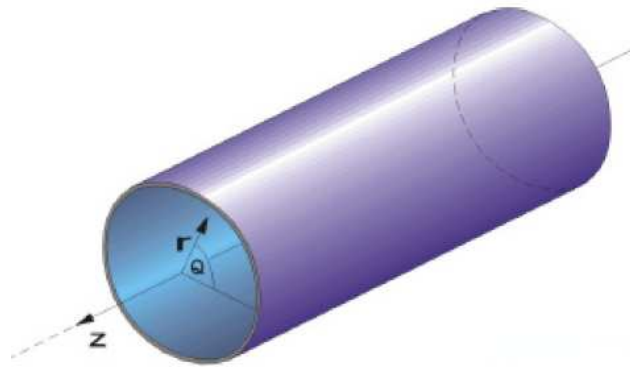
$$\lambda_z = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \left(\frac{\lambda}{\lambda_c}\right)^2}} \quad . \quad (2.4)$$

In einem Rechteckhohlleiter der Breite  $a$  und der Höhe  $b$  lassen die Randbedingungen durch die Wände nur diskrete Schwingungsformen, sogenannte Moden, zu. Diese werden durch die ganzen Zahlen  $m$  und  $n$  klassifiziert. Ihre Grenzwellenlängen berechnen sich nach [Wil96]:

$$\lambda_c = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} \quad . \quad (2.5)$$

Bei der Betrachtung von zylindersymmetrischen Hohlleitern ist es sinnvoll, das Problem in Zylinderkoordinaten  $(\theta, r, z)$  zu formulieren (s. Abbildung 2.1). Dann sind die Lösungen der Wellengleichung für den Winkelanteil durch trigonometrische Funktionen und für den Radialanteil durch die Besselfunktionen  $J_{mn}(k_c r)$  gegeben. Bezeichnet man die  $n$ -te Nullstelle der  $m$ -ten Besselfunktion mit  $j_{mn}$ , ergeben sich die Grenzfrequenzen der einzelnen Moden zu

$$\lambda_{c,mn} = \frac{\pi D}{j_{mn}} \quad , \quad (2.6)$$



**Abbildung 2.1:** Definition der Zylinderkoordinaten [Wil07].

wobei  $D$  der Durchmesser des Hohlleiters ist. Die Moden, bei denen das elektrische Feld nur Komponenten senkrecht zur Ausbreitungsrichtung besitzt, bezeichnet man als  $\text{TE}_{mn}$ -Moden (**T**ransversal **E**lektrisch) und diejenigen Moden mit ausschließlich transversalen magnetischen Komponenten als  $\text{TM}_{mn}$ -Moden (**T**ransversal **M**agnetisch).

## 2.2 Hochfrequenzresonatoren

Fügt man in einen Hohlleiter eine leitende Platte senkrecht zur Ausbreitungsrichtung ein, wird die Welle vollständig reflektiert und die Überlagerung von hin- und rücklaufender Welle bildet einen ortsfesten Amplitudenverlauf. An den Knoten dieser Amplitudenverteilung kann man nun weitere Platten einfügen, ohne die stehende Welle zu beeinflussen. Das entstandene Volumen zwischen jeweils zwei dieser Platten nennt man Hohlraumresonator oder *Cavity*. Im Resonator bilden sich nur stehende Wellen aus, für die die Resonatorlänge  $l$  ein ganzzahliges Vielfaches der halben Wellenlänge ist; es gibt also ausgezeichnete *Resonanz-* oder *Eigenfrequenzen* des Resonators. Im Falle eines zylinderförmigen Resonators mit Radius  $R$  und Länge  $l$  ergibt sich:

$$\omega_{mnp} = c \cdot \sqrt{\left(\frac{j_{mn}}{R}\right)^2 + \left(\frac{\pi \cdot p}{l}\right)^2} . \quad (2.7)$$

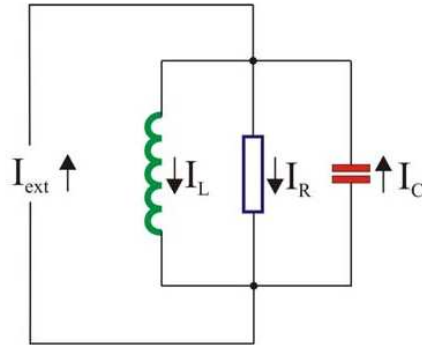
Die Moden werden analog zu den Hohlleitermoden mit  $\text{TE}_{mnp}$  und  $\text{TM}_{mnp}$  bezeichnet. Besonders wichtig ist die  $\text{TM}_{010}$ -Mode in der Beschleunigerphysik, sie zeichnet sich durch ein homogenes elektrisches Feld auf der Längsachse des Resonators aus, welches zur Beschleunigung von geladenen Teilchen verwendet wird.

## 2.3 Shuntimpedanz, Güte, Koppelfaktor und Reflexionsfaktor

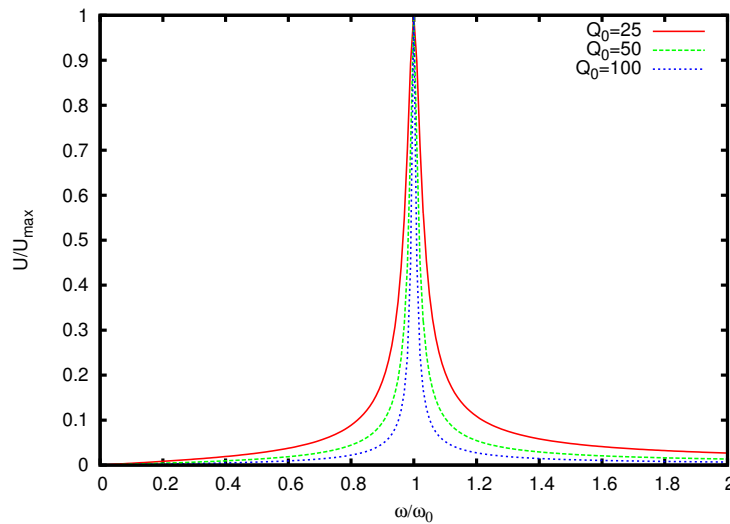
Einen Hochfrequenzresonator kann man mit Hilfe eines Ersatzschaltbildes beschreiben, welches aus einem Parallelschwingkreis mit Kapazität  $C$ , Induktivität  $L$  und ohmschem Widerstand  $R$ , wie in Abbildung 2.2 dargestellt, besteht. Betrachtet man die Ströme und Spannungen der einzelnen Elemente und wendet die Kirchhoffschen Regeln an, erhält man folgende Differentialgleichung für die Spannung im Schwingkreis:

$$\ddot{U}(t) + \frac{1}{RC}\dot{U}(t) + \frac{1}{LC}U(t) = 0 . \quad (2.8)$$

Man definiert die Resonanzfrequenz des Schwingkreises als



**Abbildung 2.2:** Parallelschwingkreis mit äußerer Anregung  $I_{ext}$  als Ersatzschaltbild für einen Resonator [Hil06b].



**Abbildung 2.3:** Resonanzkurven für verschiedene Güten  $Q_0$ .

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L \cdot C}} \quad (2.9)$$

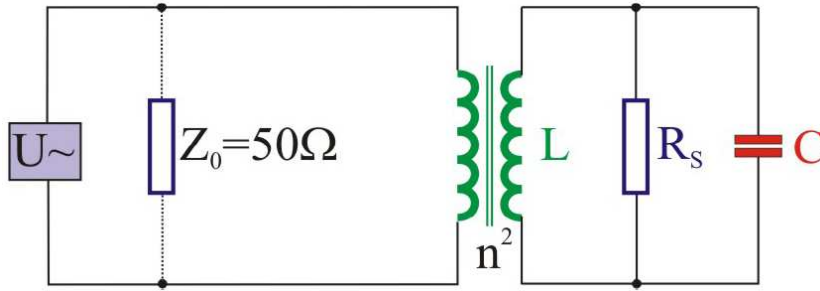
und die Güte als

$$Q_0 = \omega_0 RC = \frac{R}{\omega_0 L} . \quad (2.10)$$

Mit der im Schwingkreis gespeicherten Energie  $W = \frac{1}{2}C \cdot |U|^2$  und dem Energieverlust  $P(t) = \dot{W}(t)$  lässt sich die Güte auch wie folgt ausdrücken:

$$Q_0 = \frac{\omega_0 \cdot W}{P} . \quad (2.11)$$

Wird der Schwingkreis mit einem externen Strom  $I_{ext}(t)$  angeregt, kommt es zu einer erzwungenen Schwingung und je nach Wahl der anregenden Frequenz  $\omega$  zur Resonanz. Aus der Resonanzkurve (Abbildung 2.3) kann man mit Hilfe der Halbwertsbreite  $\Delta\omega_H$  die Güte der angeregten Schwingung bestimmen. Es gilt dann:



**Abbildung 2.4:** Wirkungsweise der Einkopplung als Transformator in einem Schwingkreis [Hil06b].

$$Q_0 = \frac{\omega_0}{\Delta\omega_H} . \quad (2.12)$$

Die elektromagnetischen Wellen werden mittels einer Schleife oder eines Stiftes in den Resonator eingekoppelt. Eine Schleife koppelt dabei durch Induktion an die magnetische Feldkomponente und ein Stift koppelt an das elektrische Feld. Betrachtet man die Schleifenkopplung, so wirkt gemäß des Ersatzschaltbildes die Koppelschleife wie ein Transformator mit einem Windungsverhältnis  $1 : n$  zwischen dem externen Generator und dem Resonatorkreis (s. Abbildung 2.4). Durch die Koppelschleife können also die Impedanz des Generators und der Leitung (typischerweise  $50 \Omega$ ) und des Resonators aneinander angepasst werden. Die allgemein komplexe und nur im Resonanzfall reelle *Shuntimpedanz*  $R_S$  des Resonators liegt für gewöhnlich im Bereich mehrerer Hundert  $k\Omega$  bis  $M\Omega$ . Die Shuntimpedanz kann also durch die Einkopplung an den Abschlusswiderstand  $Z_a$  angepasst werden:

$$Z_a = \frac{R_S}{n^2} . \quad (2.13)$$

Vom Resonator aus betrachtet wird der zusätzliche Widerstand  $n^2 \cdot Z_0$  parallel geschaltet, so dass für den Gesamtwiderstand gilt:

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_S} + \frac{1}{n^2 \cdot Z_0} . \quad (2.14)$$

Dadurch ergibt sich eine zusätzliche externe Güte  $Q_{ext}$ , und die unbelastete Güte  $Q_0$  verringert sich auf die belastete Güte  $Q_L$  gemäß

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{ext}} . \quad (2.15)$$

Das Verhältnis aus Impedanz  $Z_0$  und Abschlusswiderstand  $Z_a$  wird als Koppelfaktor definiert:

$$\kappa = \frac{Z_a}{Z_0} . \quad (2.16)$$

Man unterscheidet drei Fälle:

- $\kappa < 1$ : unterkritische Kopplung
- $\kappa = 1$ : kritische Kopplung
- $\kappa > 1$ : überkritische Kopplung

Nur im Fall der kritischen Kopplung wird die gesamte Leistung in den Resonator eingekoppelt, in den beiden anderen Fällen kommt es zu Reflexionen an der Einkopplung. Wenn der Koppelfaktor bekannt ist, lassen sich belastete und unbelastete Güte leicht zueinander in Beziehung setzen:

$$Q_0 = (1 + \kappa) \cdot Q_L . \quad (2.17)$$

Für Messungen an einem Hohlraumresonator bietet sich der Reflexionsfaktor  $\rho_0$ , das Verhältnis der Amplituden der ein- und auslaufenden Welle an der Einkopplung, an. Der Reflexionsfaktor ist eine komplexe Größe und hängt wie folgt vom Koppelfaktor  $\kappa$ , von der Güte  $Q_0$ , von der Frequenz  $\omega$  und vom Abstand  $\Delta\omega$  zur Resonanzfrequenz ab [Hil06b]:

$$\rho(\Delta\omega) = \frac{\kappa - (1 + 2iQ_0 \frac{\Delta\omega}{\omega})}{\kappa + (1 + 2iQ_0 \frac{\Delta\omega}{\omega})} . \quad (2.18)$$

Bei Bildung des Betrages von  $\rho_0$  erhält man

$$|\rho(\Delta\omega)| = \sqrt{\frac{(\kappa - 1)^2 + 4Q_0^2 \left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)^2}{(\kappa + 1)^2 + 4Q_0^2 \left(\frac{\Delta\omega}{\omega}\right)^2}} . \quad (2.19)$$

Wird also der Reflexionsfaktor in der Resonanz ( $\Delta\omega=0$ ) gemessen, so vereinfacht sich (2.19) zu

$$|\rho(\Delta\omega = 0)| = \left| \frac{\kappa - 1}{\kappa + 1} \right| . \quad (2.20)$$

Damit lässt sich der Koppelfaktor auf einfache Weise durch Messung des Reflexionsfaktors bestimmen:

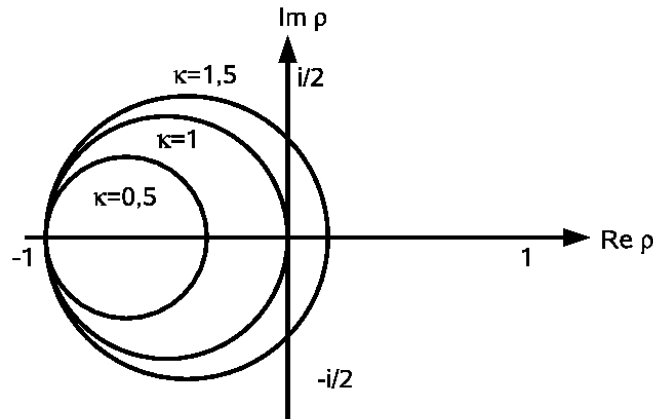
$$\kappa = \begin{cases} \left( \frac{1+|\rho|}{1-|\rho|} \right), & \text{für } \rho > 0 \\ \left( \frac{1-|\rho|}{1+|\rho|} \right), & \text{für } \rho < 0 \end{cases} . \quad (2.21)$$

Um zu prüfen, ob die Kopplung unterkritisch oder überkritisch ist, genügt es aber nicht, nur den Betrag des Reflexionsfaktors zu messen. Man misst daher mit einem vektoriiellen Netzwerkanalysator zusätzlich die Phase des reflektierten Signals. Trägt man den Reflexionsfaktor in der Nähe der Resonanz in der komplexen Ebene auf, so erhält man einen Kreis, dessen Radius vom Koppelfaktor abhängt, der aber unter Vernachlässigung des Laufzeitfaktors des Kabels immer durch den Punkt (-1,0) verläuft (vgl. z.B. [Hil06b]). In Abbildung 2.5 erkennt man, dass die Kreislinie für kritische Kopplung den Ursprung enthält, im Fall von überkritischer Kopplung den Ursprung umschließt und im Fall von unterkritischer Kopplung den Ursprung nicht einschließt. So lässt sich durch lediglich eine Messung sehr schnell erkennen, welche Art von Kopplung vorliegt.

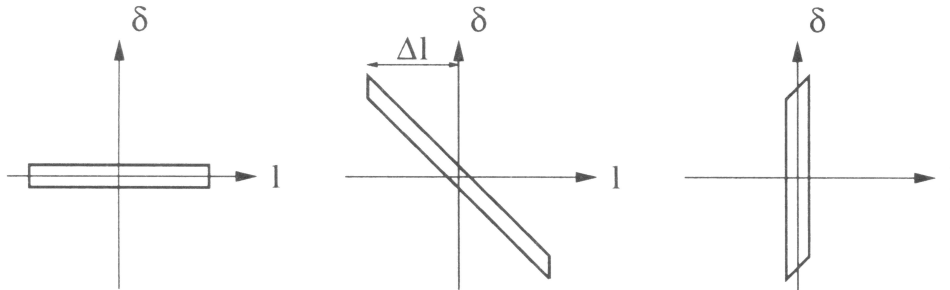
## 2.4 Bunching-Theorie

Unter Pulskompression versteht man das Verdichten eines kontinuierlichen Teilchenstrahls zu einem oder mehreren Teilchenpaketen. Dies ist notwendig, da für die spätere Beschleunigung Hochfrequenzresonatoren verwendet werden. Das Teilchenpaket muss den Resonator durchquert haben, bevor die Spannung ihr Vorzeichen gewechselt hat, damit der hintere Teil des Paketes nicht abgebremst wird. Der Langpuls aus der Elektronenkanone von 1-2  $\mu\text{s}$  muss also in mehrere kurze Pakete unterteilt werden. Auch der Puls für den Single-Bunch-Betrieb von 2 ns wird weiter verkürzt, um höhere Ladungsdichten zu erreichen.

Der erste Schritt, das sogenannte *Prebunching*, erfolgt durch einen Hochfrequenzresonator mit anschließender Driftstrecke. Je nach Phasenlage zum Hochfrequenzfeld werden die Teilchen mehr



**Abbildung 2.5:** Darstellung des komplexen Reflexionsfaktors für unterkritische ( $\kappa < 1$ ), kritische ( $\kappa = 1$ ) und überkritische Kopplung ( $\kappa > 1$ ).



**Abbildung 2.6:** Schematische Darstellung des Bunchings: Ein Puls mit großer Länge  $l$  und geringer Impulsunschärfe  $\delta = \frac{\Delta p}{p}$  wird auf Kosten der Impulschärfe in einen Puls mit kleinerer Länge transformiert [Hin97].

oder weniger beschleunigt bzw. abgebremst, so dass dem Teilchenstrahl eine Energie- und damit Geschwindigkeitsmodulation aufgeprägt wird. Auf der nachfolgenden Driftstrecke holen dann die schnelleren Teilchen die langsameren ein, so dass sich Teilchenpakete bilden. Dieser Vorgang ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Vor dem Prebuncher hat das Teilchenpaket eine Länge  $l$  und eine Impulsunschärfe  $\delta = \frac{\Delta p}{p}$ . Durch die aufgeprägte Geschwindigkeitsmodulation verkürzt sich das Paket entlang der Driftstrecke, bis es nach einer Driftlänge  $L$  eine optimale, das heißt minimale Ausdehnung besitzt. Die Länge der Driftstrecke  $L$  heißt *Bunchinglänge* und lässt sich aus dem Lorentz-Faktor  $\gamma$ , dem Impuls  $p$ , der Geschwindigkeit  $v$  und der Ladung  $q$  des Teilchens sowie der Frequenz  $\omega_{HF}$  und der Beschleunigungsspannung  $U_B$  des Resonators berechnen [Hin97]:

$$L = \frac{\gamma^2 p v^2}{q U_B \omega_{HF}} . \quad (2.22)$$

In dieser Betrachtung werden Raumladungseffekte und damit zusammenhängend die Abstoßung der Elektronen untereinander nicht berücksichtigt. In der Realität kann also die Bunchinglänge nicht beliebig lang gewählt werden, um mit einer niedrigeren Beschleunigungsspannung im Resonator auszukommen, da sonst durch die Abstoßung der Elektronen untereinander der Bunch wieder auseinander laufen würde.

## 2.5 Der Störkörper-Messstand

Für die Bestimmung der Shuntimpedanz eines Resonators sind viele gleichartige Messungen notwendig, zwischen denen ein Störkörper nur um ein kleines Stück weiter bewegt wird, um mit guter Ortsauflösung die Feldverteilung zu bestimmen. Es liegt also nahe, diese Messung so weit wie möglich zu automatisieren. Eine Möglichkeit hierfür bietet das Programm *LabVIEW*<sup>5</sup>, welches für die Messungen zum Einsatz kommt.

### 2.5.1 Der Messaufbau

Die Basis des Messstandes bildet ein Gestell aus Aluminiumprofilen, die mit Winkeln untereinander verschraubt werden. So kann der Messstand trotz der unterschiedlichen Abmessungen sowohl für die beiden Resonatoren als auch für die EKS-Struktur verwendet werden. Der Störkörper wird mit einem Faden aus Polyethylen auf der Strahlachse durch den Resonator bewegt. Auf der einen Seite ist der Faden auf einer Aluminiumscheibe aufgewickelt, die auf der Achse eines Schrittmotors sitzt. Auf die Scheibe ist außen ein Gewinde aufgeschnitten, in dessen Rillen der Faden liegt. So ist gewährleistet, dass pro Schritt des Motors immer die gleiche Fadenlänge auf- bzw. abgerollt wird. Auf der anderen Seite des Resonators läuft der Faden über eine kugellagerte Umlenkrolle und wird von einem frei hängenden Gewicht gespannt. Das Gewicht wird so gewählt, dass der Schrittmotor es noch problemlos auf- und abwärts bewegen kann, aber der Faden unter dem Gewicht des Störkörpers möglichst wenig durchhängt. In der Praxis erweist sich ein Gewicht von 60 g als guter Kompromiss. Zwischen der Aluminiumscheibe und dem Eintritt in den Resonator befindet sich noch ein schmaler Spalt mit zwei Kunststoffbacken, der verhindert, dass die seitliche Ablage des Fadens, die durch das Auf- und Abrollen auf dem Gewinde entsteht, eine Ablage des Störkörpers von der Strahlachse verursacht.

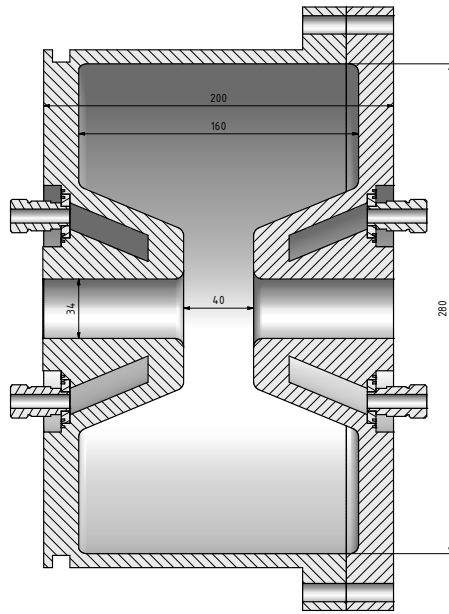
### 2.5.2 Das LabVIEW<sup>TM</sup>-Programm

LabVIEW<sup>TM</sup> ist eine von der Firma *National Instruments* entwickelte, graphische Programmierungsumgebung. Einzelne Funktionen und Funktionsblöcke werden als VI (**V**irtuelles **I**nstrument) bezeichnet und mit Datenleitungen verbunden. Ein VI tritt erst in Aktion, sobald an allen eingehenden Datenleitungen Werte aus Konstanten oder von vorangegangenen VIs anliegen. Aufgrund dieses Datenflusskonzeptes ist LabVIEW<sup>TM</sup> besonders in der Mess- und Automatisierungstechnik verbreitet. Für LabVIEW<sup>TM</sup> stehen sowohl vorgefertigte Routinen zur Steuerung des verwendeten Schrittmotors als auch zur Kommunikation per GPIB<sup>6</sup> zur Verfügung. GPIB ist ein paralleler Datenbus, der zur Steuerung und zum Auslesen von Messgeräten genutzt wird. Auch der für diese Messung verwendete Netzwerkanalysator HP 8752A verfügt über eine GPIB-Schnittstelle. Durch die Möglichkeit, sowohl den Schrittmotor als auch den Netzwerkanalysator aus einem Programm heraus zu steuern, kann die Störkörpermessung bis auf wenige Benutzereingaben vollkommen automatisch ablaufen.

Zuerst kann man die gewünschten Einstellungen für den Netzwerkanalysator wie Frequenzbereich, Anzahl der Messpunkte, Leistung, usw. über eine Eingabemaske auswählen. Außerdem können die Schrittweite des Motors und damit der Abstand der Messpunkte sowie die gewünschte Endposition bestimmt werden. Nach dem Start des Programms werden die Einstellungen an den Netzwerkanalysator übertragen. Anschließend wird der Benutzer durch eine Kalibrierungsroutine geführt, bei der durch die Messung von definierten Zuständen wie offenes Kabelende, Kurzschluss des Kabels und Abschluss mit einem Widerstand von 50  $\Omega$  der Einfluss von Kabeln und Schraubverbindungen erfasst und durch passende Kalibrationskoeffizienten kompen-

<sup>5</sup>Akronym für **L**aboratory **V**irtual **I**nstrument **E**ngineering **W**orkbench

<sup>6</sup>**G**eneral **P**urpose **I**nterface **B**us



**Abbildung 2.7:** Schnittzeichnung des Edelstahlresonators mit Bemerkung in mm.

siert wird. Das Programm lässt den Schrittmotor um die eingestellte Schrittweite fahren und liest dann die zugehörigen Messwerte des Netzwerkanalysators aus. Die Position des Störkörpers, der Reflexionsfaktor und die aktuelle Resonanzfrequenz werden gemeinsam in eine Datei geschrieben. Dieser Vorgang wird in einer Schleife so lange wiederholt, bis die eingegebene Endposition erreicht ist.

## 2.6 Der Edelstahlresonator

Der bisher als neuer Prebuncher für den LINAC 1 vorgesehene Resonator stammt ursprünglich, wie mehrere andere Komponenten für den Injektor, aus dem Injektor der "S-Band Test Facility" (SBTF) [SY94], [Kla06]. Er ist aus Edelstahl (Werkstoffnummer 1.4429) gefertigt und soll im Folgenden näher untersucht werden.

In Abbildung 2.7 ist die Zeichnung eines Schnittes durch den Resonator dargestellt. Man erkennt, dass keine einfache Zylindergeometrie gewählt wurde, sondern dass zwei Kegelstümpfe in das Innere hineinragen. Diese Form des Resonators wird *Nose-Cone-Design* genannt. Durch die Nasen liegen die beiden Flächen, zwischen denen sich das elektrische Feld der  $TM_{010}$ -Mode bildet, näher zusammen, wodurch sich eine höhere Feldstärke ergibt. Außerdem sind dadurch die Strecke und damit auch die Zeit kürzer, während der die Elektronen dem elektrischen Feld ausgesetzt sind, so dass sich die Amplitude des Wechselfeldes während dieser Zeit nur geringfügig verändert.

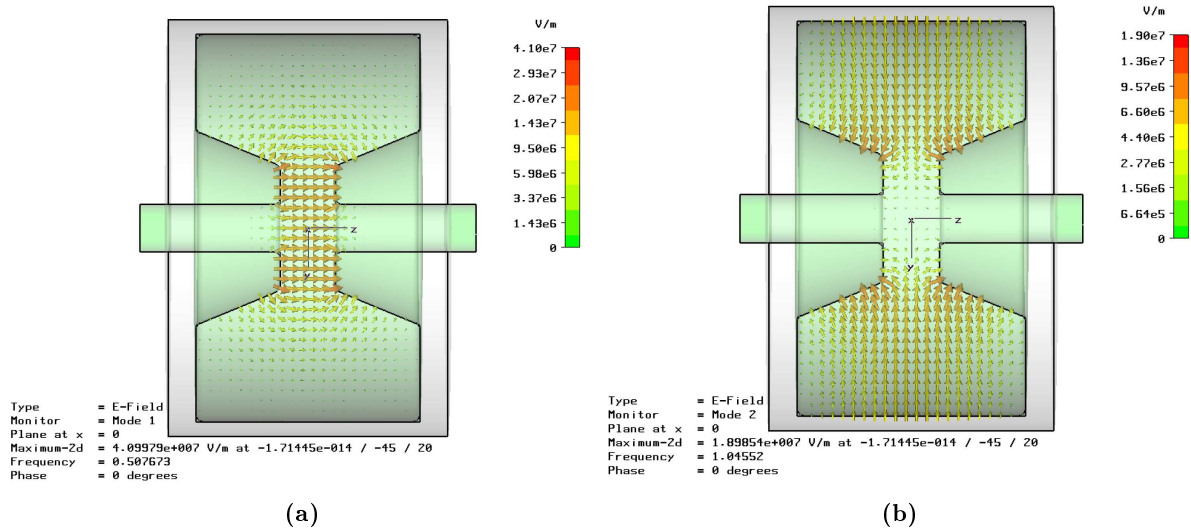
### 2.6.1 Simulation mit CST Microwave Studio™

Dadurch, dass die Geometrie des Resonators nicht der einfachen Form eines Zylinders entspricht, lassen sich die Resonanzfrequenzen nicht mit Gleichung (2.7) berechnen. Eine Methode, die es dennoch ermöglicht, von der Geometrie auf die Moden und die Feldverteilung im Resonator zu schließen, ist die numerische Simulation. Das Programm *Microwave Studio™* von der Firma CST führt solche Simulationen durch, indem der zu untersuchende Körper und das umschlossene Volumen in ein dreidimensionales Gitter unterteilt werden und die Maxwell-Gleichungen in



**Tabelle 2.1:** Ergebnisse der Simulation für den Edelstahlresonator: Aufgeführt sind die Art der Mode, Resonanzfrequenz  $\nu_0$ , Güte  $Q_0$  und Shuntimpedanz  $R_S$ , sowohl ohne als auch mit Berücksichtigung des Laufzeitfaktors.

Mode	Frequenz $\nu_0$ / MHz	Güte $Q_0$	$R_S$ / k $\Omega$ ( $\beta = 1$ )	$R_S$ / k $\Omega$ ( $\beta = 0,526$ )
TM <sub>010</sub>	507	2703	543,6	498,9
TM <sub>011</sub>	1045	2672	0,06	0,17



**Abbildung 2.8:** Simulierte Verteilung des elektrischen Feldes im Edelstahlresonator: 2.8a: Feldverteilung der TM<sub>010</sub>-Mode 2.8b: Feldverteilung der TM<sub>011</sub>-Mode.

diskretisierter Form auf diesem Gitter gelöst werden.

Außer der Bestimmung der Resonanzfrequenzen lassen sich mit CST Microwave Studio™ noch weitere wichtige Kenngrößen des Resonators berechnen. Für die Eigenmodenberechnung geht das Programm von perfekt leitenden Wänden ohne Verluste aus. In einem Nachbearbeitungsschritt lassen sich für physikalische Eigenschaften des Materials wie Permeabilität und elektrische Leitfähigkeit Werte einsetzen. Die elektrische Leitfähigkeit des Edelstahlresonators beträgt  $\sigma = 1,33 \cdot 10^6 \frac{\text{S}}{\text{m}}$ . Aus der Verlustleistung in der Resonatorwand durch die endliche Leitfähigkeit und der gespeicherten Energie wird dann die Güte  $Q_0$  bestimmt. Durch Integration des elektrischen Feldes entlang der Strahlachse erhält man die Shuntimpedanz  $R_S$ . Dabei ist zu beachten, dass Microwave Studio™ die Shuntimpedanz nicht wie in Gleichung (2.31), sondern ohne den Faktor  $\frac{1}{2}$  (siehe dort) definiert. Zum Vergleich mit den später tatsächlich gemessenen Werten müssen die simulierten Werte also halbiert werden.

Die Ergebnisse der Simulation für die Grundmode und die nächsthöhere Resonanz sind in Tabelle 2.1 zusammengefasst. Die Shuntimpedanz ist ohne und einmal mit Berücksichtigung des Laufzeitfaktors angegeben (die Erläuterung des Laufzeitfaktors folgt in Abschnitt 2.6.3). Abbildung 2.8 zeigt die errechnete Feldverteilung der beiden Moden. Man erkennt in Abbildung 2.8a, dass sich bei der TM<sub>010</sub>-Mode ein nahezu homogenes elektrisches Feld zwischen den Stirnflächen der beiden Nasen ausbildet. Abbildung 2.8b macht deutlich, dass die TM<sub>011</sub>-Mode nur ein schwaches elektrisches Feld entlang der Strahlachse aufweist, dementsprechend ist auch die Shuntimpedanz gegenüber der TM<sub>010</sub>-Mode vernachlässigbar gering.

### 2.6.2 Bestimmung der Resonanzfrequenz, des Koppelfaktors und der Güte

Zur Bestimmung der Resonanzfrequenz, des Koppelfaktors und der Güte kommt der Netzwerkanalysator 8752A der Firma Hewlett Packard zum Einsatz. Ein Netzwerkanalysator dient der Untersuchung der Reflexions- oder Transmissionseigenschaften eines Bauteils oder eines Netzwerks von Bauteilen. Er besteht aus einem Hochfrequenzsender und einem Detektor zur Messung der reflektierten bzw. transmittierten Signale und, im Falle eines vektoriellen Netzwerkanalysators, zusätzlich zur Messung der Phase des Signals. Aus dem Vergleich des erzeugten und des detektierten Signals werden die Dämpfung und die Phasenverschiebung des zu untersuchenden Objektes bestimmt. Diese Messung wird für gewöhnlich nicht bei einer festen Frequenz durchgeführt, sondern der Sender tastet ein definierbares Frequenzfenster ab. Auf dem eingebauten Display werden dann der gewünschte Messwert, also z.B. Reflexionsfaktor, Transmission oder Phase, gegen die Frequenz aufgetragen.

Die Messung der Resonanzfrequenz entspricht, wie an Gleichung (2.19) zu erkennen ist, der Suche nach einem Minimum des Reflexionsfaktors. Man stellt also die Mitte des Frequenzbereiches auf die erwartete Resonanzfrequenz ein und bestimmt dann die genaue Frequenz im Minimum der Reflexion.

Die Messung ergibt für die Grundmode eine Resonanzfrequenz von

$$\nu_0 = (498,933 \pm 0,002)\text{MHz}$$

mit einem Reflexionsfaktor von

$$|\rho| = 0,011 \pm 0,007 \quad .$$

Der Fehler für die Messung des Reflexionsfaktors ist in [Hew91] angegeben. Die Unsicherheit der Resonanzfrequenz kommt dadurch zustande, dass die Messung des Reflexionsfaktors und damit auch die Bestimmung des Minimums mit einem Fehler behaftet ist. Also wird der Fehler der Resonanzfrequenz mit dem Frequenzintervall abgeschätzt, innerhalb dessen der Reflexionsfaktor rechts und links vom Minimum nicht mehr als den Fehler zugenommen hat. Die Polardarstellung der Resonanzkurve zeigt, wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, dass unterkritische Kopplung vorliegt. Somit beträgt der Koppelfaktor nach Gleichung (2.21):

$$\kappa = 0,978 \pm 0,019$$

Die Halbwertsbreite beträgt

$$\Delta\nu_H = (355 \pm 2) \text{ kHz} \quad ,$$

daraus ergibt sich nach Gleichung (2.12) eine belastete Güte von

$$Q_L = 1405 \pm 11$$

und nach Gleichung (2.17) eine unbelastete Güte von

$$Q_0 = 2779 \pm 53 \quad .$$

### 2.6.3 Bestimmung der Shuntimpedanz der $\text{TM}_{010}$ -Mode

Zur Messung der Verteilung der elektromagnetischen Felder innerhalb eines Resonators positioniert man eine entsprechend geformte Antenne (in Stiffform für die Ankopplung an die elektrische und in Schleifenform für die Ankopplung an die magnetische Feldkomponente) an der Position im Resonator, an der man die Feldstärke bestimmen möchte und misst die vom Feld induzierte Spannung. Im Randbereich des Resonators ist diese Art der Messung praktikabel, weiter im Inneren beeinflussen jedoch die Zuleitung und die Halterung der Antenne das Feld zu stark. Für

die Bestimmung der Shuntimpedanz ist insbesondere nur die Amplitude des elektrischen Feldes auf der Strahlachse von Interesse. Daher bewegt man einen kleinen leitenden oder dielektrischen Körper auf dieser Achse durch den Resonator und verursacht damit eine kleine, lokale Störung der Felder. Dadurch ergibt sich eine Verschiebung der Resonanzfrequenz  $\Delta\omega$ . Da man immer genau mit der Resonanzfrequenz des Resonators anregt, spricht man von der *resonanten Störkörpermethode*.

Die aus der Messung am Edelstahlresonator erhaltenen Frequenzverschiebungen sind im Anhang in Tabelle A.1 aufgeführt. Die Positionen sind relativ zur Resonatormitte angegeben. Den Zusammenhang zwischen der Frequenzverschiebung und den Feldern im Resonator stellt die *Slater-Formel* (vgl. z.B. [Hil06b]) her:

$$\frac{\omega_0^2 - \omega^2}{\omega^2} = \frac{\int_{V_S} \left( \vec{E}_0^* \cdot \vec{P} - \vec{H}_0^* \cdot \vec{M} \right) dV}{\varepsilon_0 \int_{V_S} E_0^2 dV} \approx \frac{\Delta\omega}{\omega_0} . \quad (2.23)$$

Hierbei sind  $\omega_0$  die ungestörte und  $\omega$  die gestörte Resonanzfrequenz,  $\vec{E}_0^*$  und  $\vec{H}_0^*$  sind die komplex Konjugierten der elektrischen und magnetischen Felder im Resonator und  $\vec{P}$  und  $\vec{M}$  sind die zusätzliche Polarisation und Magnetisierung durch den Störkörper. Die dielektrische Polarisation  $\vec{P}$  hängt mit dem elektrischen Feld über

$$\vec{P} = (\varepsilon - \varepsilon_0) \cdot \vec{E}_0 \quad (2.24)$$

zusammen, wobei  $\varepsilon_0$  die Permittivität des Vakuums und  $\varepsilon$  die Permittivität des Materials sind, aus dem der Störkörper gefertigt ist. Bei Verwendung eines rein dielektrischen Störkörpers ist  $\vec{M} = 0$  und der Magnetisierungsterm in Gleichung (2.23) entfällt. Daher wird als Störkörper ein kleiner Zylinder aus Teflon verwendet.

Die Permittivität von Teflon wird zumeist bei festen Frequenzen angegeben, z.B. in [Mat07] mit  $\varepsilon \approx 2,1 \cdot \varepsilon_0$  bei 1 MHz. Allerdings ist die Permittivität im Allgemeinen frequenzabhängig. In [LI05] ist sie als verträglich mit  $\varepsilon = 2,1 \cdot \varepsilon_0$  bei 12 GHz angegeben. Also ist davon auszugehen, dass sie auch bei den für die Störkörpermessungen relevanten Frequenzen von 500 MHz und um 3 GHz bei diesem Wert liegt und wird daher für die Berechnungen mit  $\varepsilon = (2,1 \pm 0,02) \cdot \varepsilon_0$  angenommen.

Der Zylinder hat einen Durchmesser von 4,15 mm und eine Länge von 4,15 mm. Um ihn auf der Schnur zu befestigen, ist er entlang der Zylinderachse durchbohrt; die Bohrung hat einen Durchmesser von 1,5 mm. Daraus ergibt sich ein Störkörpervolumen von

$$V_S = 48,8 \text{ mm}^3 . \quad (2.25)$$

Die Störkörperkonstante

$$\alpha_S = \frac{1}{2} \cdot (\varepsilon - \varepsilon_0) \cdot V_S \quad (2.26)$$

hat damit den Wert

$$\alpha_S = (2,2 \pm 0,3) \cdot 10^{-19} \frac{\text{Asm}^2}{\text{V}} . \quad (2.27)$$

Im Nenner von Gleichung (2.23) steht das Doppelte der im Resonator gespeicherten Energie  $W$ . Diese erhält man nach

$$W = \frac{Q_0 \cdot P_V}{\omega_0} \quad (2.28)$$

aus der Verlustleistung im Resonator. Sie hängt über das Stehwellenverhältnis  $S$  mit der einstrahlten Generatorleistung  $P_{\text{Generator}}$  zusammen:

$$P_V = \frac{4S}{(1+S)^2} \cdot P_{\text{Generator}} \quad . \quad (2.29)$$

Die Generatorleistung für diese Messung beträgt  $P_{\text{Generator}} = 7$  dBm und das Stehwellenverhältnis  $S = 1,022$ . Zusammen mit der unbelasteten Güte von  $Q_0 = 2779$  ergibt sich also eine gespeicherte Energie  $W = (4,42 \pm 0,09) \cdot 10^{-9}$  J. Das elektrische Feld  $E_0(z)$  am Ort  $z$  des Störkörpers lässt sich dann folgendermaßen berechnen:

$$E_0(z) = \sqrt{2 \cdot \frac{W}{\alpha_S} \cdot \frac{\Delta\omega(z)}{\omega_0}} \quad . \quad (2.30)$$

Die am Edelstahlresonator gemessenen Frequenzverschiebungen und die berechneten elektrischen Felder sind mit ihren Fehlern in den Spalten drei und vier von Tabelle A.1 angegeben. Um daraus die Shuntimpedanz zu berechnen, drückt man diese, wieder analog zum Parallelschwingkreis, durch die Beschleunigungsspannung  $U_B$  und die Verlustleistung  $P_V$  aus:

$$R_S = \frac{U_B^2}{2P_V} \quad . \quad (2.31)$$

Der Faktor  $\frac{1}{2}$  berücksichtigt dabei den Zusammenhang zwischen Spitzen- und Effektivspannung, da der gemessene Effektivwert einer sinusförmigen Wechselspannung nur das  $\frac{1}{\sqrt{2}}$ -fache der Spitzenspannung  $U_{B,\text{max}}$  beträgt. Die Beschleunigungsspannung erhält man, indem das elektrische Feld entlang der Resonatorachse integriert wird:

$$U_B = \int_0^L E_0(z) \cdot dz \quad . \quad (2.32)$$

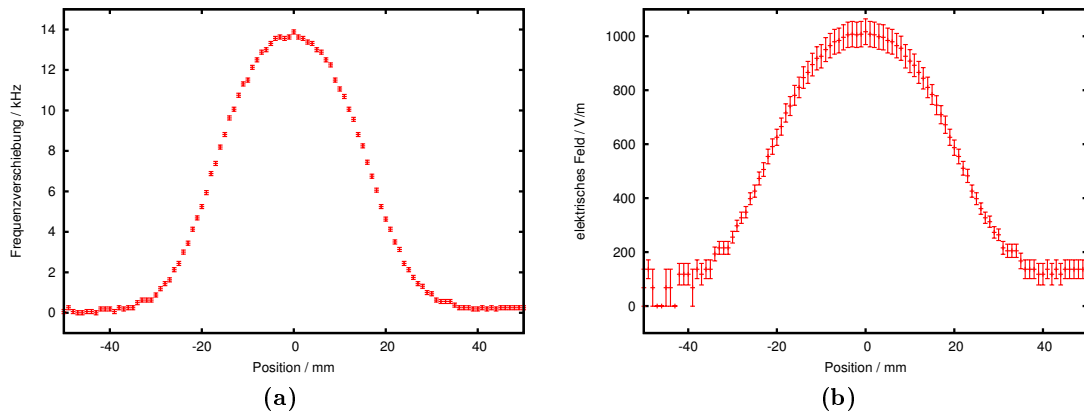
Abschließend muss man noch berücksichtigen, dass sich die Amplitude des elektrischen Feldes ändert, während die Elektronen den Resonator durchqueren. Die Zeitabhängigkeit des elektrischen Feldes  $\cos(\omega t)$  lässt sich mit der Elektronengeschwindigkeit auch als Ortsabhängigkeit schreiben:  $\cos(\frac{\omega z}{v})$ ; dieser Term wird im sogenannten *Laufzeitfaktor*  $\Lambda$  berücksichtigt.

$$\Lambda = \left| \frac{\int_{-L/2}^{L/2} E_0(z) \cdot \cos\left(\frac{\omega z}{v}\right) \cdot dz}{\int_{-L/2}^{L/2} E_0(z) \cdot dz} \right|^2 \quad (2.33)$$

Falls man die Phase so wählt, dass das elektrische Feld gerade seinen maximalen Wert annimmt, wenn die Elektronen sich in der Resonatormitte befinden, berechnet sich die Shuntimpedanz folgendermaßen:

$$R_S = \frac{1}{2 \cdot P_V} \cdot \left| \int_{-L/2}^{L/2} E_0(z) \cdot \cos\left(\frac{\omega z}{v}\right) \cdot dz \right|^2 \quad (2.34)$$

Praktisch bedeutet die Integration, dass für jeden Messpunkt die elektrische Feldstärke mit der Schrittweite des Störkörpers multipliziert und alle Werte summiert werden. Die Beschleunigungsspannung  $U_B$  und ihr Fehler bilden die beiden letzten Spalten der Tabelle A.1 und sind bereits um den entsprechenden Laufzeitfaktor korrigiert. Der Laufzeitfaktor ist für eine Geschwindigkeit von



**Abbildung 2.9:** Störkörpermessung am Edelstahlresonator: 2.9a: Verschiebung der Resonanzfrequenz in Abhängigkeit von der Störkörperposition 2.9b: Feldverteilung auf der Strahlachse.



**Abbildung 2.10:** Foto des Kupferresonators: Vorne ist der Flansch für das Strahlrohr, rechts der Motor des Abstimmstempels und oben in der Mitte die Zuleitung zur Koppelschleife zu erkennen.

$\beta = 0,526$  berechnet; das entspricht der Beschleunigungsspannung von 90 kV in der Elektronenkanone. Die über die gesamte Resonatorlänge aufsummierte Beschleunigungsspannung beträgt  $U_B = (42,2 \pm 2,0)$  V und nach Gleichung (2.31) ergibt sich für den Edelstahlresonator eine Shuntimpedanz von

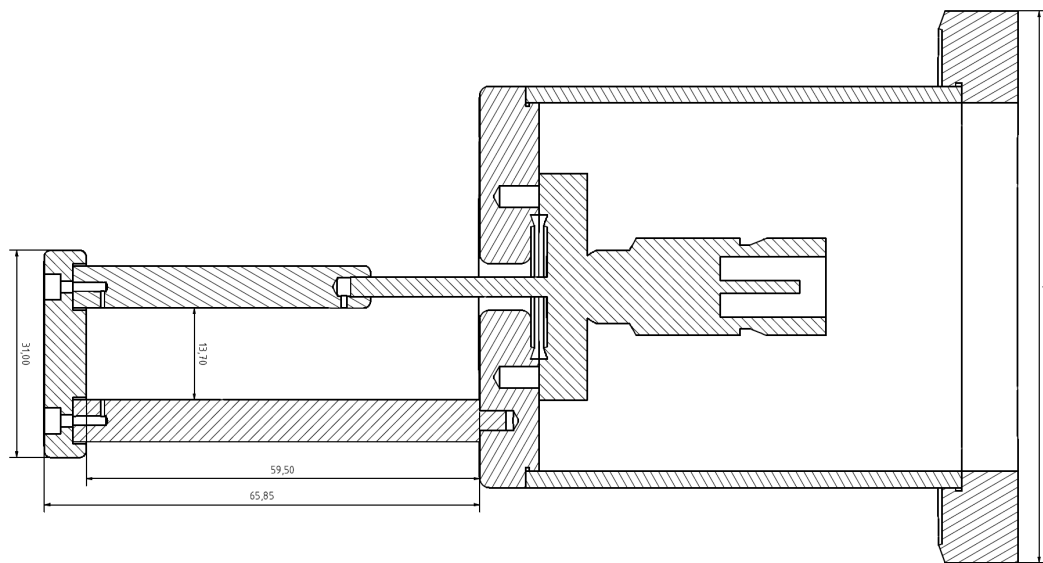
$$R_S = (223 \pm 20) \text{ k}\Omega .$$

Im Vergleich mit der simulierten Shuntimpedanz liegt der gemessene Wert etwas niedriger. Berücksichtigt man die vereinfachenden Annahmen für die Simulation in Bezug auf die Geometrie, liegt die Abweichung in einem akzeptablen Bereich.

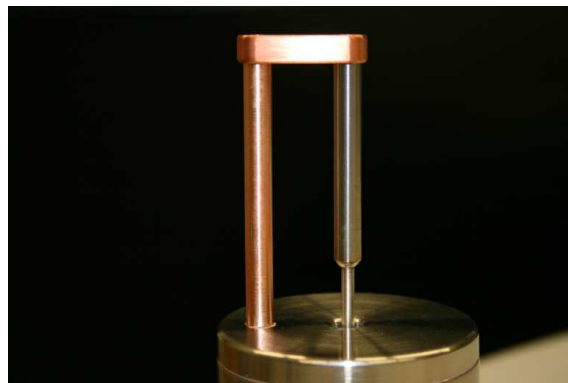
## 2.7 Der Kupferresonator

### 2.7.1 Die Koppelschleife

Während der Edelstahlresonator schon mit einer Einkopplung für die Hochfrequenzleistung ausgestattet ist, war am Kupferresonator bisher kein entsprechender Anschluss vorhanden. Daher



**Abbildung 2.11:** Schnittzeichnung der Koppelschleife für den Kupferresonator, Maße in mm.

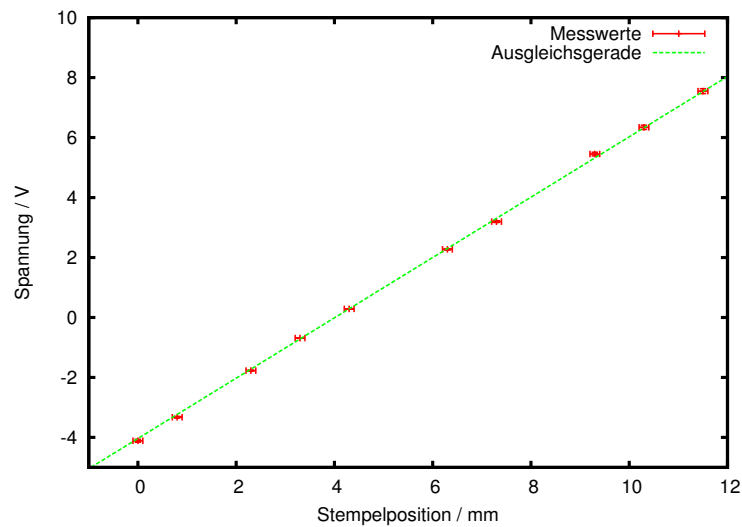


**Abbildung 2.12:** Foto der Koppelschleife für den Kupferresonator.

wurde im Rahmen dieser Arbeit eine entsprechende Einkopplung konzipiert und nach ihrer Fertigung eingebaut. Für die gewünschte Anregung der  $TM_{010}$ -Mode bietet es sich an, mit einer Antenne in Schleifenform induktiv an die magnetische Feldkomponente zu koppeln. Abbildung 2.11 zeigt die Zeichnung und Abbildung 2.12 ein Foto der fertigen Koppelschleife. Die Abmessungen der Schleife, die nötig sind, um kritisch an die  $TM_{010}$ -Mode zu koppeln, wurden mit Hilfe eines Prototyps abgeschätzt, dessen Maße so lange verändert wurden, bis bei Messungen am Resonator eine kritische Kopplung erreicht wurde. Die Koppelschleife wird mit einem drehbaren Flansch am Resonator befestigt, so dass durch Verdrehen der Schleife die effektive Fläche senkrecht zum Feld und damit die Stärke der Kopplung in einem gewissen Bereich variiert werden kann.

### 2.7.2 Der Abstimmstempel

Am Resonator ist ein Abstimmstempel angebracht, über den die Resonanzfrequenz verändert werden kann. Dieser dient zum einen dazu, den Resonator auf die gewünschte Resonanzfrequenz einzustellen, und zum anderen dazu, Frequenzverschiebungen auszugleichen, die z.B. durch Tem-



**Abbildung 2.13:** Zusammenhang zwischen der Position des Abstimmstempels und der ausgelesenen Spannung mit Regressionsgerade.

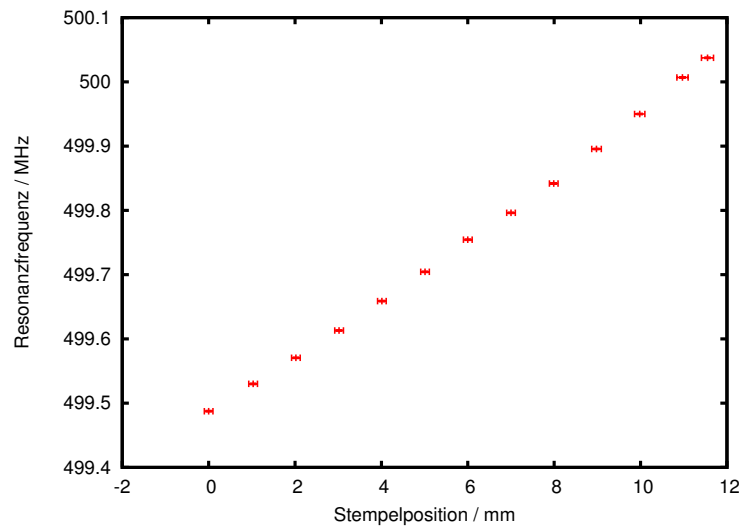
peraturschwankungen verursacht werden können.

Der Abstimmstempel besteht aus einem massiven Kupferzylinder, der in den Resonator hinein- und herausgefahren werden kann. Sowohl der Stempel als auch die zugehörige Steuerungselektronik, bestehend aus den Komponenten “Cavity-Kontrolle”, “Regel-Kassette” und “HF-Kassette”, stammen ursprünglich vom DESY und werden dort u.a. zur Abstimmung der PETRA-Resonatoren eingesetzt. Die Elektronik bietet sowohl die Möglichkeit, den Stempel manuell hinein- und herauszufahren, als auch über eine Regelung die Resonanzfrequenz automatisch auf dem gewünschten Wert zu halten. An der Vorderseite der Kontrollkassette kann die Position des Stempels in Form einer proportionalen Spannung ausgelesen werden.

Um die Resonanzfrequenz des Resonators in Abhängigkeit von der Stempelposition zu bestimmen, wurde vor dem Einbau des Stempels der Zusammenhang zwischen Spannung und Position und nach dem Einbau der Zusammenhang zwischen Spannung und Resonanzfrequenz bestimmt. Dabei dient die Position mit ganz herausgefahrenem Stempel als Referenz, alle Positionen sind relativ zu ihr angegeben. In Abbildung 2.13 ist der Zusammenhang zwischen der Stempelposition und der ausgelesenen Spannung aufgetragen. An die Daten wird eine Gerade angepasst, mit deren Steigung und  $y$ -Achsenabschnitt in der zweiten Messung die Spannung in die entsprechende Position umgerechnet werden kann. In Abbildung 2.14 erkennt man, dass zwischen der Stempelposition und der Resonanzfrequenz ein linearer Zusammenhang besteht und dass die Resonanzfrequenz über einen Bereich von 550 kHz variiert werden kann.

### 2.7.3 Simulation mit CST Microwave Studio™

Die Innenmaße des Kupferresonators unterscheiden sich leicht von denen des Edelstahlresonators; der Innendurchmesser des Hohlraumes ist mit 286 mm um 6 mm, und der Durchmesser der Öffnung für den Strahl mit 38 mm um 4 mm größer als beim Edelstahlresonator. Daher ist mit geringen Abweichungen der Resonanzfrequenzen zu rechnen. Ebenso können auch Güte und Shuntimpedanz nicht einfach durch eine Anpassung des Wertes für die elektrische Leitfähigkeit auf den Wert von Kupfer ( $\sigma = 5,8 \cdot 10^7 \frac{\text{S}}{\text{m}}$ ) neu berechnet werden. Die Simulation wird für zwei verschiedene Fälle durchgeführt: Zum einen, wie im Fall des Edelstahlresonators, unter Vernachlässigung der Anschlüsse für Vakuumpumpe, Einkopplung usw., zum anderen sind die Resona-



**Abbildung 2.14:** Resonanzfrequenz des Resonators in Abhängigkeit von der Stempelposition.

**Tabelle 2.2:** Ergebnisse der Simulation für den Kupferresonator ohne Anschlüsse: Aufgeführt sind die Art der Mode, Resonanzfrequenz  $\nu_0$ , Güte  $Q$  und Shuntimpedanz  $R_S$ , sowohl ohne als auch mit Berücksichtigung des Laufzeitfaktors.

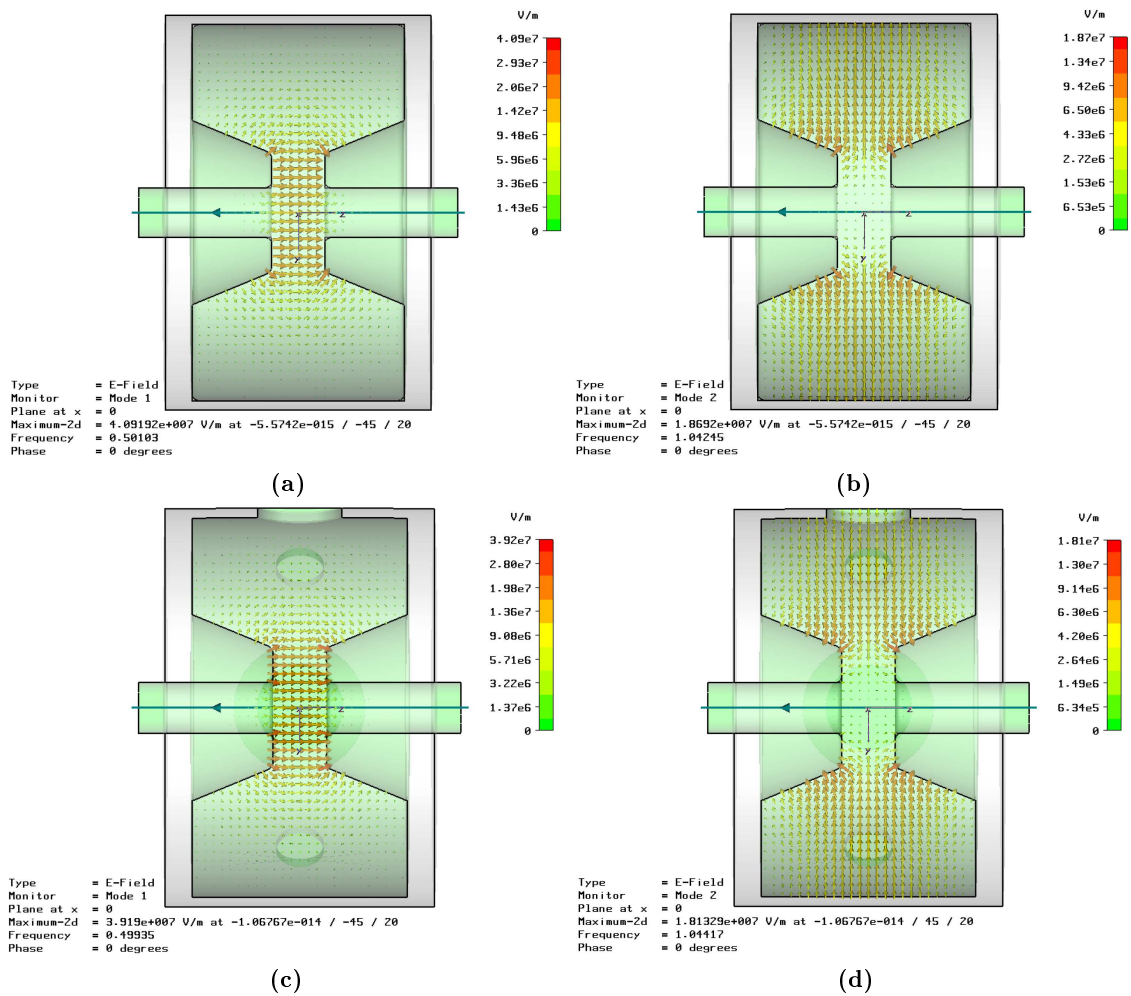
Mode	Frequenz $\nu_0$ / MHz	Güte $Q$	$R_S$ / $k\Omega$ ( $\beta = 1$ )	$R_S$ / $k\Omega$ ( $\beta = 0,526$ )
TM <sub>010</sub>	501	20840	4199,4	3821,3
TM <sub>011</sub>	1042	21326	0,60	1,53

torwände durch Bohrungen für eben diese Anschlüsse unterbrochen. Die Ergebnisse, wieder für die ersten beiden Moden, sind in den Tabellen 2.2 und 2.3 zusammengefasst. Durch das Berücksichtigen der Anschlüsse ergibt sich im Falle der für das Prebunching relevanten TM<sub>010</sub>-Mode eine etwas niedrigere Resonanzfrequenz. Auch Güte und Shuntimpedanz liegen etwas unterhalb der Werte für den idealisierten Resonator. Abbildung 2.15 zeigt die errechnete Feldverteilung der beiden Moden. Die beiden oberen Bilder zeigen die Ergebnisse der Simulation ohne Löcher für die Anschlüsse, die beiden unteren mit Löchern. Der Vergleich macht deutlich, dass sich die Feldverteilung nicht sichtbar ändert.

**Tabelle 2.3:** Ergebnisse der Simulation für den Kupferresonator mit Anschlüssen: Aufgeführt sind die Art der Mode, Resonanzfrequenz  $\nu_0$ , Güte  $Q$  und Shuntimpedanz  $R_S$ , sowohl ohne als auch mit Berücksichtigung des Laufzeitfaktors.

Mode	Frequenz $\nu_0$ / MHz	Güte $Q$	$R_S$ / $k\Omega$ ( $\beta = 1$ )	$R_S$ / $k\Omega$ ( $\beta = 0,526$ )
TM <sub>010</sub>	499,4	20105	4063,2	3701,4
TM <sub>011</sub>	1044	20688	0,58	1,49





**Abbildung 2.15:** Simulierte Verteilung des elektrischen Feldes im Kupferresonator: 2.15a: Feldverteilung der  $TM_{010}$ -Mode (Resonator ohne Anschlüsse) 2.15b: Feldverteilung der  $TM_{011}$ -Mode (Resonator ohne Anschlüsse) 2.15c: Feldverteilung der  $TM_{010}$ -Mode (Resonator mit Anschlüssen) 2.15d: Feldverteilung der  $TM_{011}$ -Mode (Resonator mit Anschlüssen).

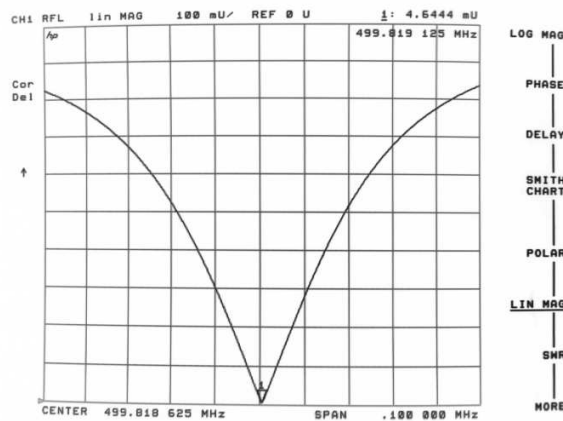


Abbildung 2.16: Darstellung der Resonanzkurve des Kupferresonators bei 499,8 MHz.

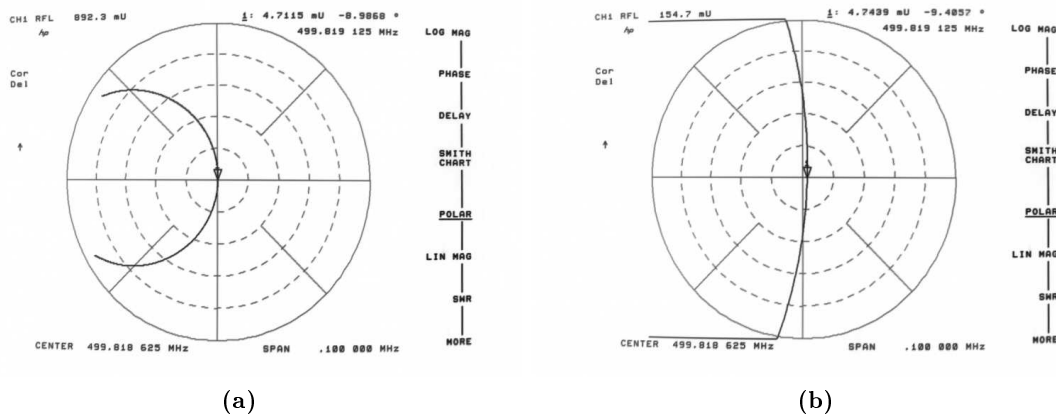


Abbildung 2.17: 2.17a: Polardarstellung des Reflexionsfaktors in der Nähe der ersten Resonanz des Kupferresonators, 2.17b: Vergrößerte Darstellung.

#### 2.7.4 Bestimmung der Resonanzfrequenz, des Koppelfaktors und der Güte

Analog zum Vorgehen in Abschnitt 2.6.2 werden auch für den Kupferresonator die Resonanzfrequenz, der Koppelfaktor und die Güte bestimmt. Abbildung 2.16 zeigt die Resonanzkurve der ersten Mode bei

$$\nu_0 = (499,819 \pm 0,001)\text{MHz} ,$$

mit einem minimalen Reflexionsfaktor von

$$|\rho| = (0,005 \pm 0,007) .$$

Die Kopplung ist überkritisch: In Abbildung 2.17 erkennt man, dass der Reflexionskreis den Ursprung umschließt. Der überkritische Fall von Gleichung (2.21) ergibt für den Koppelfaktor

$$\kappa = 1,01 \pm 0,01 .$$

Die Halbwertsbreite beträgt  $\Delta\nu_H = (66 \pm 1)$  kHz, woraus sich nach (2.12) eine belastete Güte von

$$Q_L = 7572 \pm 162$$

**Tabelle 2.4:** Gemessene Resonanzfrequenzen  $\nu_0$ , Koppelfaktoren  $\kappa$  und Güten  $Q_0$  der ersten beiden Moden des Kupferresonators.

Mode	Frequenz $\nu_0$ / MHz	Koppelfaktor $\kappa$	Güte $Q_0$
TM <sub>010</sub>	499,819 ± 0,001	1,01 ± 0,01	15220 ± 196
TM <sub>011</sub>	1028,72 ± 0,02	1,73 ± 0,06	622 ± 13

ergibt. Die unbelastete Güte beträgt

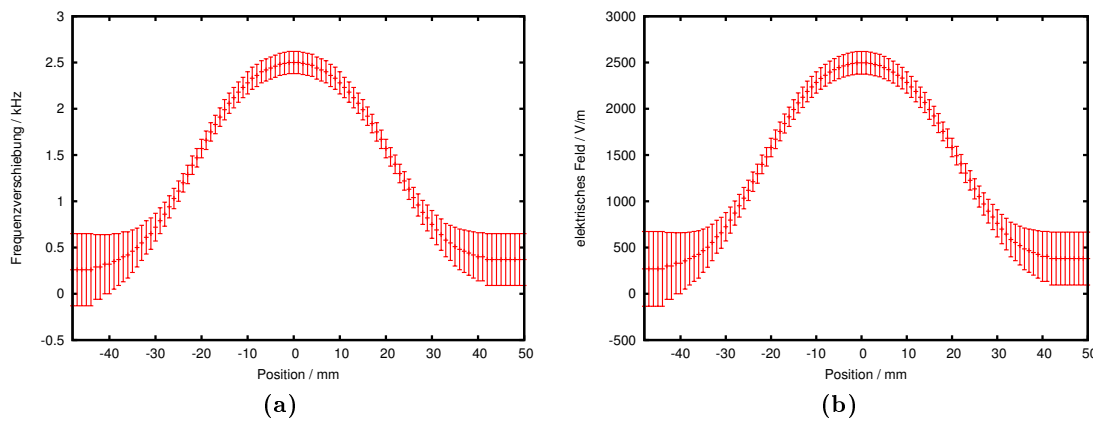
$$Q_0 = (1 + \kappa) \cdot Q_L = 2,01 \cdot Q_L = 15220 \pm 196 .$$

Für die zweite Resonanz werden Resonanzfrequenz, Koppelfaktor und Güte ebenfalls bestimmt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 2.4 gemeinsam mit denen der ersten Resonanz zusammengefasst. Der Vergleich der Messergebnisse mit den simulierten Werten aus Abschnitt 2.7.3 zeigt, dass die Resonanzfrequenz der TM<sub>010</sub>-Mode sehr gut übereinstimmt, die Resonanzfrequenz der TM<sub>011</sub>-Mode weicht um 16 MHz ab. Auffallend ist, dass die gemessenen Güten deutlich niedriger ausfallen als die simulierten Güten. Im Falle der TM<sub>011</sub>-Mode ist das weniger relevant, da sie für das Prebunching nicht von Bedeutung ist. Schwerwiegender ist der Güteverlust bei der TM<sub>010</sub>-Mode, da eine geringere Güte auch eine geringere Shuntimpedanz und damit mehr benötigte Leistung bedeutet.

Eine mögliche Erklärung für die geringeren Güten liefert die Koppelschleife, welche in der Simulation nicht berücksichtigt wurde. Durch das zusätzliche Metall im Resonatorinneren kommt es zu höheren Verlusten und damit zu einer Verringerung der Güte. Beim Einbau der fertigen Koppelschleife in den Resonator stellte sich heraus, dass die nötige Schleifengröße etwas zu groß abgeschätzt wurde. Dies äußert sich darin, dass man die Schleife mehr als 45 Grad verdrehen und damit die effektive Fläche senkrecht zum magnetischen Feld verringern muss, um von stark überkritischer Kopplung zu kritischer Kopplung zu gelangen. Alternativ zum Einstellen der kritischen Kopplung durch dieses Verdrehen könnte die Eindringtiefe der Schleife in den Resonator durch das Einfügen eines Abstandsrings zwischen dem Rohrstutzen am Resonator und dem Flansch am Becher der Koppelschleife verringert werden. Dadurch, dass sich dann weniger Material im Inneren befindet, sollte sich eine Steigerung der Güte erreichen lassen. Während der Messungen mit dem Schleifenprototypen wurden Güten im Bereich von  $Q_0 \approx 17000$  gemessen, so dass dieser Wert auch mit dem endgültigen Design erreichbar sein sollte. Die weitere Optimierung konnte allerdings nicht mehr im Rahmen dieser Diplomarbeit durchgeführt werden.

### 2.7.5 Bestimmung der Shuntimpedanz der TM<sub>010</sub>-Mode

Die Störkörpermessung und anschließende Bestimmung der Shuntimpedanz des Kupferresonators verlaufen analog zu der in Abschnitt 2.6.3 des Edelstahlresonators. Der einzige Unterschied ist, dass ein anderer Teflon-Zylinder von 6 mm Radius und 5 mm Länge mit einer Bohrung von 1 mm Durchmesser verwendet wurde. Die gemessenen Frequenzverschiebungen und daraus resultierenden Feldstärken sowie die Beschleunigungsspannung und die jeweiligen Fehler sind in Tabelle A.2 im Anhang aufgeführt. In Abbildung 2.18 sind die Frequenzverschiebung in Abhängigkeit von der Störkörperposition und der Feldverlauf entlang der Resonatorachse dargestellt. Die Shuntimpedanz beträgt  $R_S = (1,63 \pm 0,05) \text{ M}\Omega$ . Dieser Wert liegt unterhalb des von CST Microwave Studio™ berechneten Wertes. Dieser Unterschied lässt sich jedoch mit der im Vergleich zur Simulation geringeren Güte erklären.



**Abbildung 2.18:** Störkörpermessung am Kupferresonator: 2.18a: Verschiebung der Resonanzfrequenz in Abhängigkeit von der Störkörperposition 2.18b: Feldverteilung auf der Strahlachse.

## 2.8 Das System zur Erzeugung der Hochfrequenzleistung

Die Hochfrequenzleistung für den Betrieb des Prebunchers wird von einem Pulsverstärker mit 10 kW Spitzenleistung bereitgestellt. Das zu verstärkende Signal wird aus der Zuleitung zum Klystron für den Travelling Wave Buncher und den LINAC 1 ausgekoppelt, um die Synchronität zu diesen zu gewährleisten.

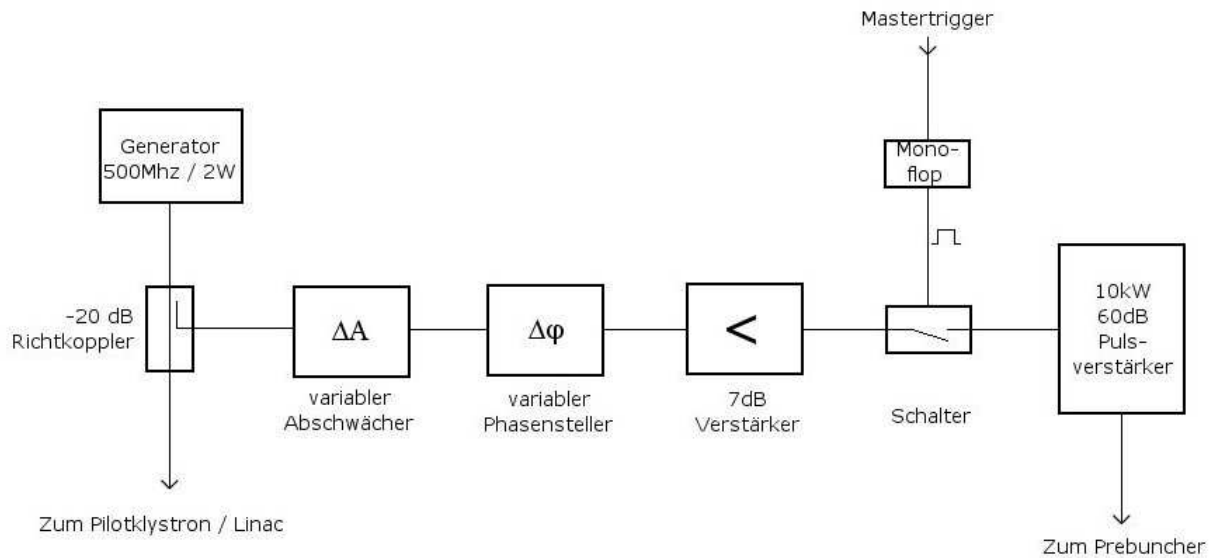
### 2.8.1 Der Pulsverstärker

Der Pulsverstärker gliedert sich in eine Treiberstufe mit einer Leistung von 1 kW und eine Endstufe mit einer maximalen Leistung von 10 kW. Das Eingangssignal wird von der Treiberstufe 50 dB verstärkt und dann der Endstufe zugeführt, wo es weitere 10 dB verstärkt wird. Für eine Ausgangsleistung von 10 kW wäre also ein Eingangspegel von 10 dBm notwendig.

Im Aufbau des neuen Injektors ist eine Driftstrecke hinter dem Resonator von 32 cm vorgesehen [Kla06]. Nach Gleichung (2.22) entspricht das mit den auf 90 keV vorbeschleunigten Elektronen und einer Frequenz von 500 MHz einer erreichten Beschleunigungsspannung von  $U_B = 36,6$  kV. Mit der Shuntimpedanz des Edelstahlresonators von  $R_S = 223$  k $\Omega$  benötigt man dafür nach Gleichung (2.31) eine Generatorleistung von  $P = 3$  kW. Durch die höhere Shuntimpedanz des Kupferresonators von  $R_S = 1,63$  M $\Omega$  ist für die gleiche Beschleunigungsspannung nur eine Leistung von  $P = 400$  W notwendig. Zu ihrer Erzeugung, reicht es aus, die Treiberstufe mit einem Eingangspegel von 6 dBm zu betreiben und das Ausgangssignal statt in die Endstufe direkt in den Resonator einzukoppeln. Aufgrund dieser deutlich geringeren notwendigen Leistung wird der Kupferresonator für den neuen Injektor verwendet.

### 2.8.2 Die Ansteuerungselektronik

Für ein optimales Ergebnis des Prebunchings ist es wichtig, dass die Leistung der Hochfrequenz und darüber die Bunchinglänge sowie die Phase relativ zu den anderen Injektorkomponenten unabhängig voneinander eingestellt und verändert werden können. Außerdem kann der Verstärker nicht im Dauerbetrieb laufen, sondern muss mit einem gepulsten Eingangssignal betrieben werden. Diese Anforderungen werden durch eine dem Verstärker vorgelagerte Schaltung erfüllt. Abbildung 2.19 zeigt eine Übersicht über diese Schaltung. Von dem 2 W-Signal des 500 MHz-Generators, der das Klystron für den Travelling Wave Buncher und den Linac versorgt, werden



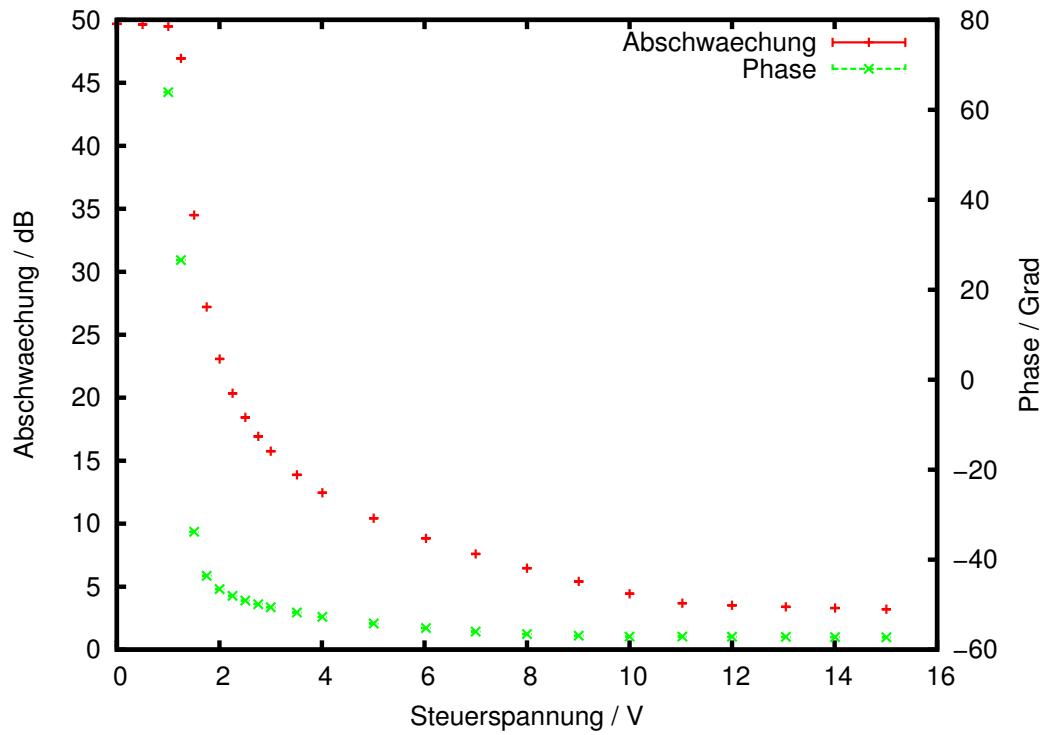
**Abbildung 2.19:** Übersicht über die Ansteuerungselektronik für den Pulsverstärker

mit einem -20 dB-Richtkoppler 13 dBm ausgekoppelt. Das Signal durchläuft einen variablen Abschwächer, einen variablen Phasenschieber, einen Verstärker und einen Schalter und wird dann dem Pulsverstärker zugeführt. In den Abbildungen 2.20 und 2.21 sind für den Abschwächer und den Phasenschieber die jeweilige Einfügungsdämpfung und die Phasenverschiebung in Abhängigkeit von der Steuerspannung aufgetragen. Für beide Bauteile gibt es einen Bereich, in dem die Dämpfung bzw. die Phase sich gut variieren lässt, während die ungewollte Änderung des jeweils anderen Parameters in einem akzeptablen Bereich bleibt. Für den Betrieb wird der Abschwächer dann so eingestellt, dass sich durch die Summe der Einfügungsdämpfungen aller Komponenten und die Verstärkung von 7 dB des Verstärkers der benötigte Eingangspegel für den Pulsverstärker ergibt, um die gewünschte Leistung für den Prebuncher zu erzeugen.

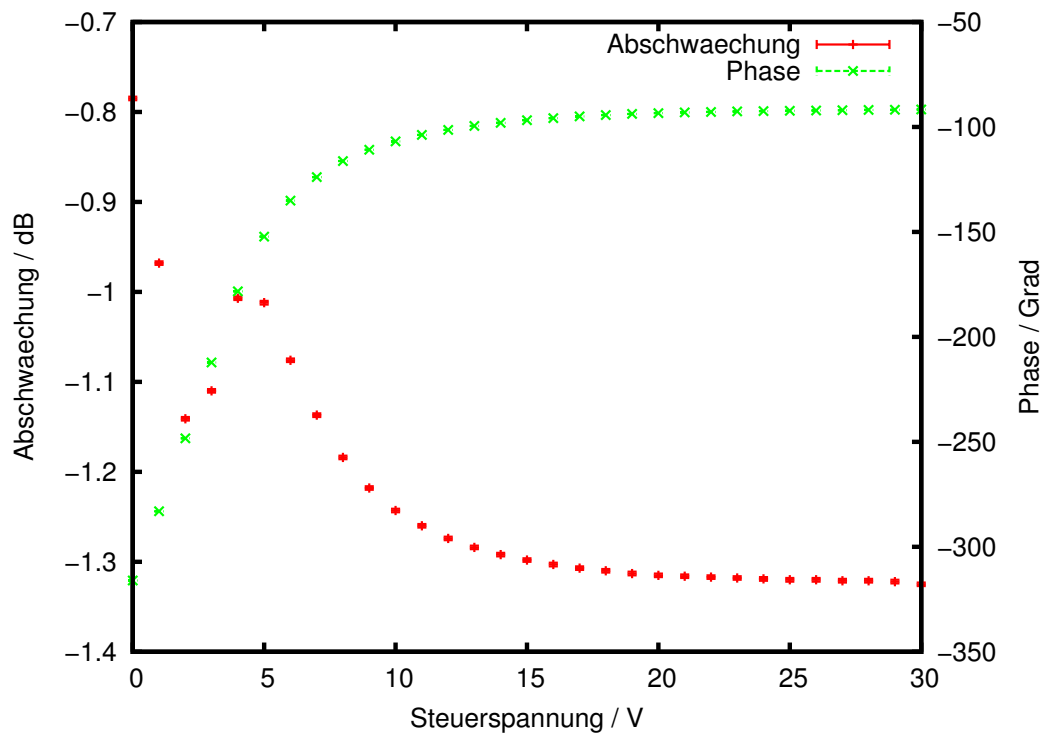
Der Schalter dient dazu, dem Hochfrequenzsignal eine Pulsstruktur von 50 Hz aufzuprägen. Die Pulslänge muss ausreichend lang gewählt werden, damit das Feld im Resonator einen stationären Zustand erreicht. Der Anteil des elektrischen Feldes  $E(t)$  am Sollfeld  $E_{\text{soll}}$  beträgt nach [Sla50]:

$$\frac{E(t)}{E_{\text{soll}}} = 1 - e^{-\frac{\omega t}{2Q_L}} \quad (2.35)$$

Für dem Kupferresonator bedeutet das, dass nach  $30 \mu\text{s}$  99,6 % der Sollfeldstärke erreicht sind. Diese Pulslänge wird durch einen entsprechend dimensionierten Monoflop erzeugt, dessen Triggerpuls vom Gesamttimeingenerator des Injektors stammt.



**Abbildung 2.20:** Abschwächung und Phasenverschiebung des variablen Abschwächers, aufgetragen gegen die Steuerspannung.



**Abbildung 2.21:** Abschwächung und Phasenverschiebung des variablen Phasenschiebers, aufgetragen gegen die Steuerspannung

### 3 Energiekompression

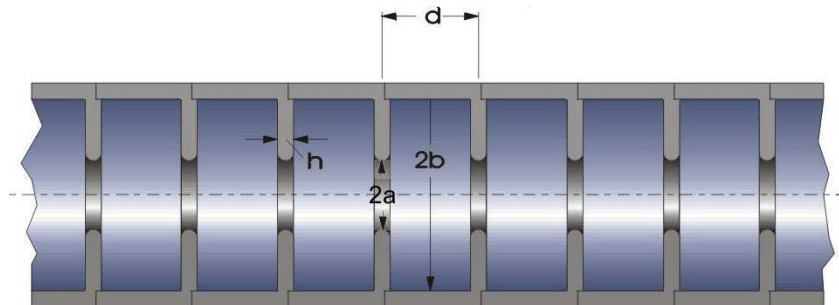
Dieses Kapitel beschäftigt sich mit der Untersuchung einer Beschleunigungsstruktur für den möglichen Einsatz im Energie-Kompressor-System des LINAC 1 als Ersatz für die bestehende Struktur. Dazu wird kurz in die Theorie der Linearbeschleuniger und die der Energiekompression eingeführt. Die darauf folgenden Abschnitte behandeln Kenngrößen der Struktur wie das Brillouindiagramm und die Shuntimpedanz.

#### 3.1 Theorie der Linearbeschleuniger

Als Grundlage eines möglichen Linearbeschleunigers dient ein zylindrischer Hohlleiter, durch den sich eine  $TM_{010}$ -Welle bewegt und deren elektrisches Feld die Elektronen beschleunigt. Aus Gleichung (2.4) folgt allerdings, dass die Phasengeschwindigkeit

$$v_\phi = \frac{\omega}{k_z} \quad (3.1)$$

in solch einem Hohlleiter immer größer als die Lichtgeschwindigkeit ist. Die Elektronen werden also von der Welle überholt und von der negativen Halbwellen abgebremsst, so dass netto keine Beschleunigung resultiert. Um die Phasengeschwindigkeit unter die Lichtgeschwindigkeit zu reduzieren, werden in regelmäßigen Abständen Irisblenden eingebaut (siehe Abbildung 3.1). Die Dispersionskurve einer derart modifizierten Struktur, auch *Brillouindiagramm* genannt, ist in Abbildung 3.2 dargestellt. Je nachdem, ob die Beschleunigungsstruktur reflexionsfrei abgeschlossen



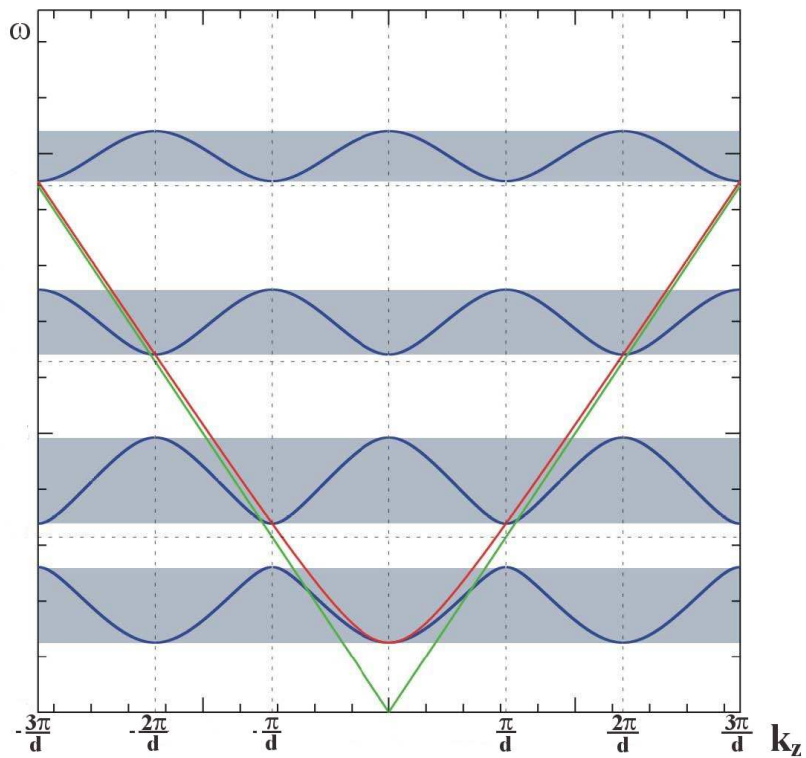
**Abbildung 3.1:** Schnitt durch eine Irisblendenstruktur mit Zellenlänge  $d$ , Zelldurchmesser  $2b$ , Irisöffnung  $2a$  und Irisdicke  $h$  [Wil07].

ist oder nicht, spricht man von einer *Wander-* oder einer *Stehwellenstruktur*. Im ersten Fall gibt es nur eine hinlaufende Welle, die am Ende des Beschleunigers vollständig absorbiert oder ausgekoppelt wird und im zweiten Fall kommt es durch die Überlagerung von hin- und rücklaufender Welle zu einer stehenden Feldverteilung. Der Hohlraum zwischen jeweils zwei Irisblenden bildet einen Resonator. In Folge der Kopplung dieser Resonatoren untereinander bildet sich anstatt einer einzelnen Mode ein ganzes *Passband* aus. Die Moden werden mit ihrem Phasenvorschub

$$\phi = \frac{2\pi}{p} = k_z d \quad \text{mit} \quad p = 1, 2, 3, \dots \quad (3.2)$$

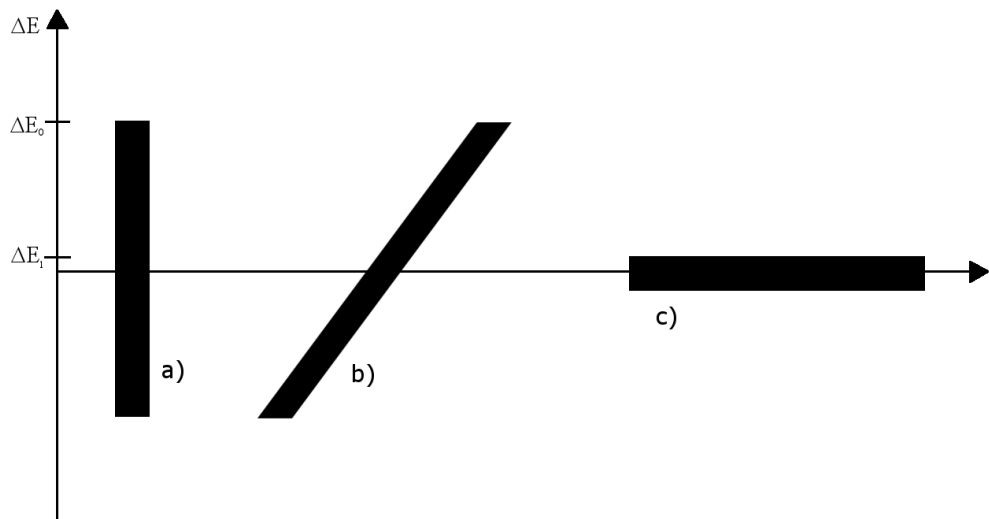
bezeichnet. In der Beschleunigerphysik werden besonders häufig die folgenden verwendet:

$$\phi = \begin{cases} \pi & \text{d.h. } \lambda_z = 2d \\ \frac{2\pi}{3} & \text{d.h. } \lambda_z = 3d \\ \frac{\pi}{2} & \text{d.h. } \lambda_z = 4d \end{cases} \quad (3.3)$$



**Abbildung 3.2:** Brillouindiagramm einer mit Irisblenden versehenen Struktur: Aufgetragen ist die Frequenz  $\omega$  gegen die Wellenzahl  $k_z$ , in blau sind die entstehenden Passbänder eingezeichnet. Die rote Parabel zeigt das Verhalten eines Hohlleiters ohne Irisblenden und die grüne Gerade die Phasengeschwindigkeit  $v_\phi = c$ .





**Abbildung 3.3:** Prinzip der Energiekompression: a) Kurzer Puls mit Energieunschärfe  $\Delta E_0$ , b) longitudinale Sortierung der Elektronen nach ihrer Energie, c) energiekomprimierter Puls mit Energieunschärfe  $\Delta E_1$ .

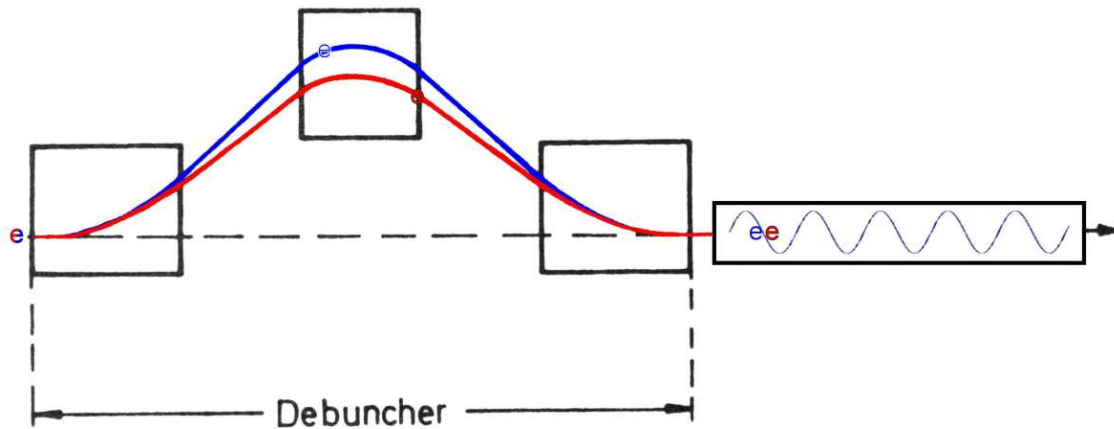
### 3.2 Funktionsprinzip eines Energiekompressionssystems

Abbildung 3.3 zeigt das grundsätzliche Prinzip eines Energiekompressionssystems. Die Elektronen im Ausgangspuls des LINACs sind räumlich scharf begrenzt, weisen aber eine Energieunschärfe  $\Delta E_0$  auf (a). Daher wird der Puls aufgeweitet (man spricht von *Debunching*) und die Elektronen ihrer Energie nach sortiert, so dass Elektronen mit höherer Energie vorne und Elektronen mit geringerer Energie als die Sollenergie hinten im Bunch zu finden sind (a  $\rightarrow$  b). Anschließend appliziert man eine Energiekorrektur, so dass die Energie der vorderen Elektronen verringert und die Energie der hinteren Elektronen erhöht wird. Das Ergebnis (c) ist ein Elektronenpuls mit geringerer Energieunschärfe  $\Delta E_1$ . Die notwendige Verlängerung des Pulses ist tolerierbar, da der Strahl hinter dem LINAC 1 eine entsprechend der Hochfrequenz von 3 GHz kurze Pulslänge aufweist und alle nachfolgenden Beschleunigungsresonatoren bei 500 MHz arbeiten und damit die sechsfache Pulslänge erlauben.

In Abbildung 3.4 ist ein möglicher Aufbau für die geschilderten Aufgaben dargestellt. Das Sortieren der Elektronen entlang der longitudinalen Richtung nach ihrer Energie geschieht durch eine dispersive Strecke in Form von drei Ablenkmagneten. Die Elektronen mit höherer Energie werden weniger stark abgelenkt und legen daher eine kürzere Strecke zurück als die Elektronen mit weniger Energie. Auf diese Weise gelangen sie an den Anfang des Paketes. Die Phase der nachfolgenden Beschleunigungsstrecke wird so eingestellt, dass die vorderen Elektronen etwas abgebremst und die hinteren Elektronen etwas beschleunigt werden. Dadurch wird die Energie der Elektronen aneinander angepasst und die Energieunschärfe verringert.

### 3.3 Die Beschleunigungsstruktur

Die untersuchte Beschleunigungsstruktur stammt von der Universität Mainz, ist dort aber nie in Betrieb gewesen [Hil07]. Sie besteht aus 33 Zellen von 25 mm Länge, ihre gesamte Länge beträgt also 82,5 cm. Abbildung 3.5 zeigt ein Foto der Struktur. Vorne links im Bild ist der Eintritt für den Elektronenstrahl in die Beschleunigungsstruktur zu sehen. Oberhalb davon befindet sich die



**Abbildung 3.4:** Energiekompressionssystem, bestehend aus Ablenkmagneten als dispersives Element und einer Beschleunigungsstruktur.



**Abbildung 3.5:** Foto der Beschleunigungsstruktur für das EKS.

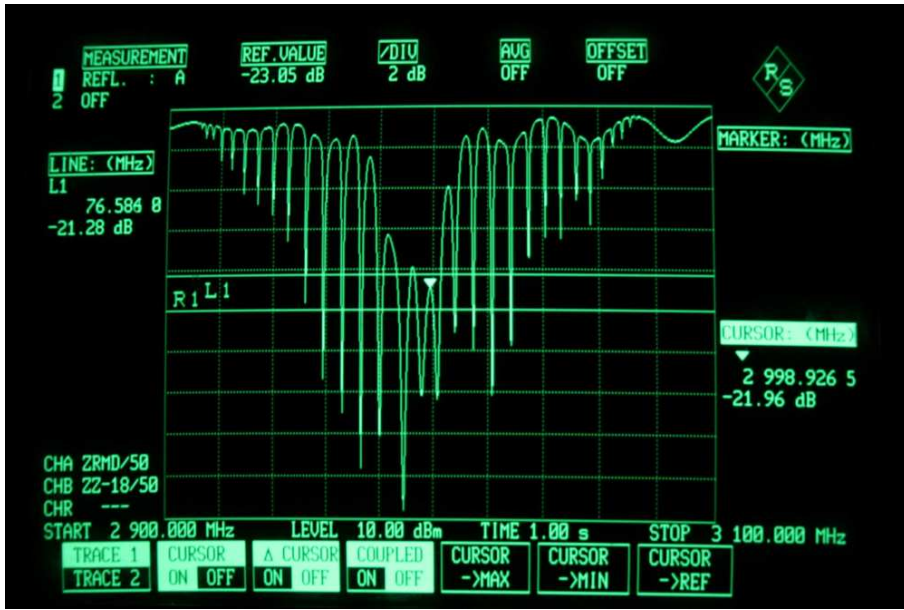
Einkopplung für die Hochfrequenzleistung. Am hinteren Ende erkennt man die Hochfrequenzaukoppelung, es handelt sich um eine Wanderwellenstruktur. Nach Konstruktion ist sie für einen Betrieb bei 2,998 GHz in der  $\frac{\pi}{2}$ -Mode ausgelegt. Der nächste Abschnitt beschäftigt sich damit, diese Parameter zu überprüfen.

### 3.4 Bestimmung des Brillouindiagramms

Abbildung 3.6 zeigt das Passband der Beschleunigungsstruktur bei 2,998 GHz. Die Bestimmung der Resonanzfrequenzen erfolgt wie in Abschnitt 2.6.2 beschrieben. Die Resonanzfrequenzen  $\nu_0$  der einzelnen Moden und ihr Phasenvorschub  $\phi$  sind in Tabelle 3.1 angegeben. Trägt man die Resonanzfrequenzen gegen den Phasenvorschub pro Zelle auf, so erhält man das Brillouindiagramm in Abbildung 3.7. Man erkennt deutlich, dass die Gerade, die mit der Steigung  $v_\phi = c$  durch den Ursprung verläuft, das Passband bei 2,998 GHz zwischen der Mode Nr. 16 und Mode Nr. 17 schneidet. Das entspricht genau dem Phasenvorschub von  $\phi = \frac{16,5\pi}{33} = \frac{\pi}{2}$ . Die Struktur erfüllt also die gewünschten Spezifikationen und kann als Ersatz für die bestehende Beschleunigungsstruktur

**Tabelle 3.1:** Die Moden der EKS-Struktur und ihre Resonanzfrequenzen. Der Fehler der Resonanzfrequenz  $\Delta\nu_0$  beträgt 10 kHz.

Mode	Resonanzfrequenz $\nu_0$ / GHz
$\frac{1\pi}{33}$	2,91147
$\frac{2\pi}{33}$	2,91260
$\frac{3\pi}{33}$	2,91432
$\frac{4\pi}{33}$	2,91688
$\frac{5\pi}{33}$	2,92021
$\frac{6\pi}{33}$	2,92424
$\frac{7\pi}{33}$	2,92897
$\frac{8\pi}{33}$	2,93422
$\frac{9\pi}{33}$	2,93999
$\frac{10\pi}{33}$	2,94583
$\frac{\pi}{3}$	2,95260
$\frac{12\pi}{33}$	2,95935
$\frac{13\pi}{33}$	2,96648
$\frac{14\pi}{33}$	2,97355
$\frac{15\pi}{33}$	2,98053
$\frac{16\pi}{33}$	2,98948
$\frac{17\pi}{33}$	2,99602
$\frac{18\pi}{33}$	3,00174
$\frac{19\pi}{33}$	3,00825
$\frac{20\pi}{33}$	3,01496
$\frac{21\pi}{33}$	3,02177
$\frac{2\pi}{3}$	3,02849
$\frac{23\pi}{33}$	3,03494
$\frac{24\pi}{33}$	3,04102
$\frac{25\pi}{33}$	3,04653
$\frac{26\pi}{33}$	3,05220
$\frac{27\pi}{33}$	3,05706
$\frac{28\pi}{33}$	3,06135
$\frac{29\pi}{33}$	3,06514
$\frac{30\pi}{33}$	3,06850
$\frac{31\pi}{33}$	3,07145
$\frac{32\pi}{33}$	3,07369
$\pi$	3,07541



**Abbildung 3.6:** Passband der Beschleunigungsstruktur bei 2,998 GHz. Dargestellt ist der Reflexionsfaktor in Abhängigkeit von der Frequenz.

am LINAC 1 eingesetzt werden.

### 3.5 Bestimmung von Koppelfaktoren und Shuntimpedanzen

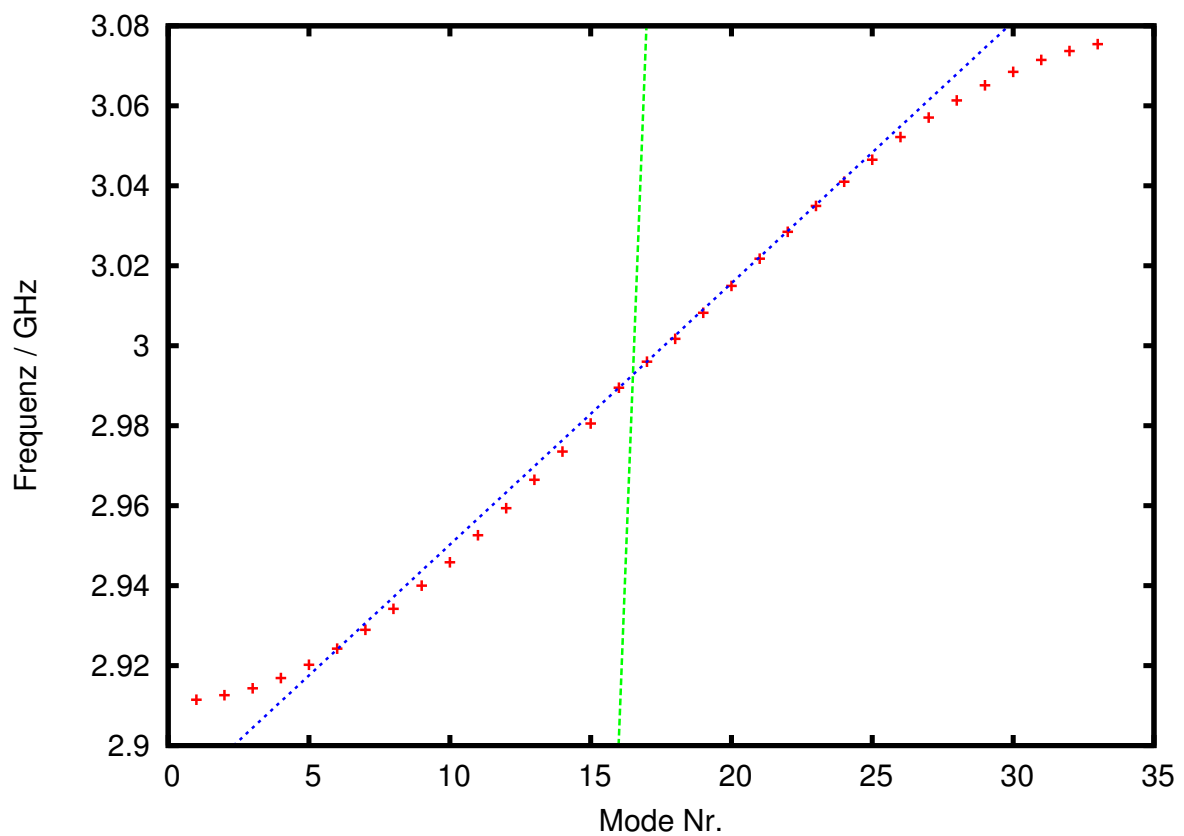
Bei Störkörpermessungen an mehrzelligen Resonatoren besteht das Problem, dass die Störung durch den eingebrachten Körper im Vergleich zum gesamten Volumen und der darin gespeicherten Energie sehr klein wird. Dadurch misst man nur eine sehr kleine Frequenzverschiebung und durch die Differenzbildung ergeben sich große Fehler bzgl. des elektrischen Feldes  $E_0(z)$ . Ein möglicher Ausweg wäre ein entsprechend größerer Störkörper, der allerdings den Nachteil hat, dass er zum einen das Feld lokal stärker verzerrt und dass zum anderen räumliche Auflösung verloren geht. Die Lösung ist die sogenannte *nicht resonante Störkörpermethode*. Dabei wird der Resonator auch bei durchgehendem Störkörper immer mit seiner ungestörten Resonanzfrequenz  $\omega_0$  angeregt. Bei dieser Frequenz, also in einer Entfernung  $\Delta\omega$  von der gestörten Resonanzfrequenz, wird auch der Reflexionsfaktor  $\rho(\omega)$  gemessen. Diese Messung war nur bis zu einer Grenze von 3 GHz möglich, da der vektorielle Netzwerkanalysator, welcher zur Verfügung stand, nur bis maximal 3 GHz einsetzbar ist und so keine Unterscheidung von über- und unterkritischer Kopplung möglich war. Aus Gleichung (2.18) und Gleichung (2.20) lässt sich die Verschiebung des Reflexionsfaktors wie folgt schreiben:

$$\Delta\rho = \rho - \rho_0 \approx \frac{4i\kappa Q_0}{(1 + \kappa)^2} \cdot \frac{\Delta\omega}{\omega_0} . \quad (3.4)$$

Setzt man diesen Ausdruck in Gleichung (2.30) ein, erhält man das elektrische Feld  $E_0(z)$  am Ort  $z$  in Abhängigkeit von der Verschiebung des Reflexionsfaktors  $\Delta\rho(z)$  an diesem Ort :

$$E_0(z) = \sqrt{\frac{(1 + \kappa)^2}{2\kappa Q_0} \cdot \frac{W}{\alpha_S} \cdot |\Delta\rho(z)|} . \quad (3.5)$$

Die Beschleunigungsspannung bestimmt sich wie auch im Falle der resonanten Methode nach Gleichung (2.32) und die Shuntimpedanz dann nach Gleichung (2.31). In Tabelle 3.2 sind für die



**Abbildung 3.7:** Gemessenes Brillouin-Diagramm der EKS-Struktur. Die Moden-Nr.  $n$  gibt den Phasenvorschub in  $\frac{n\pi}{33}$  an. Die Gerade durch den Ursprung mit der Steigung  $v_\phi = c$  schneidet bei  $n=16,5$ . Die Steigung der Tangente in diesem Punkt entspricht der Gruppengeschwindigkeit.

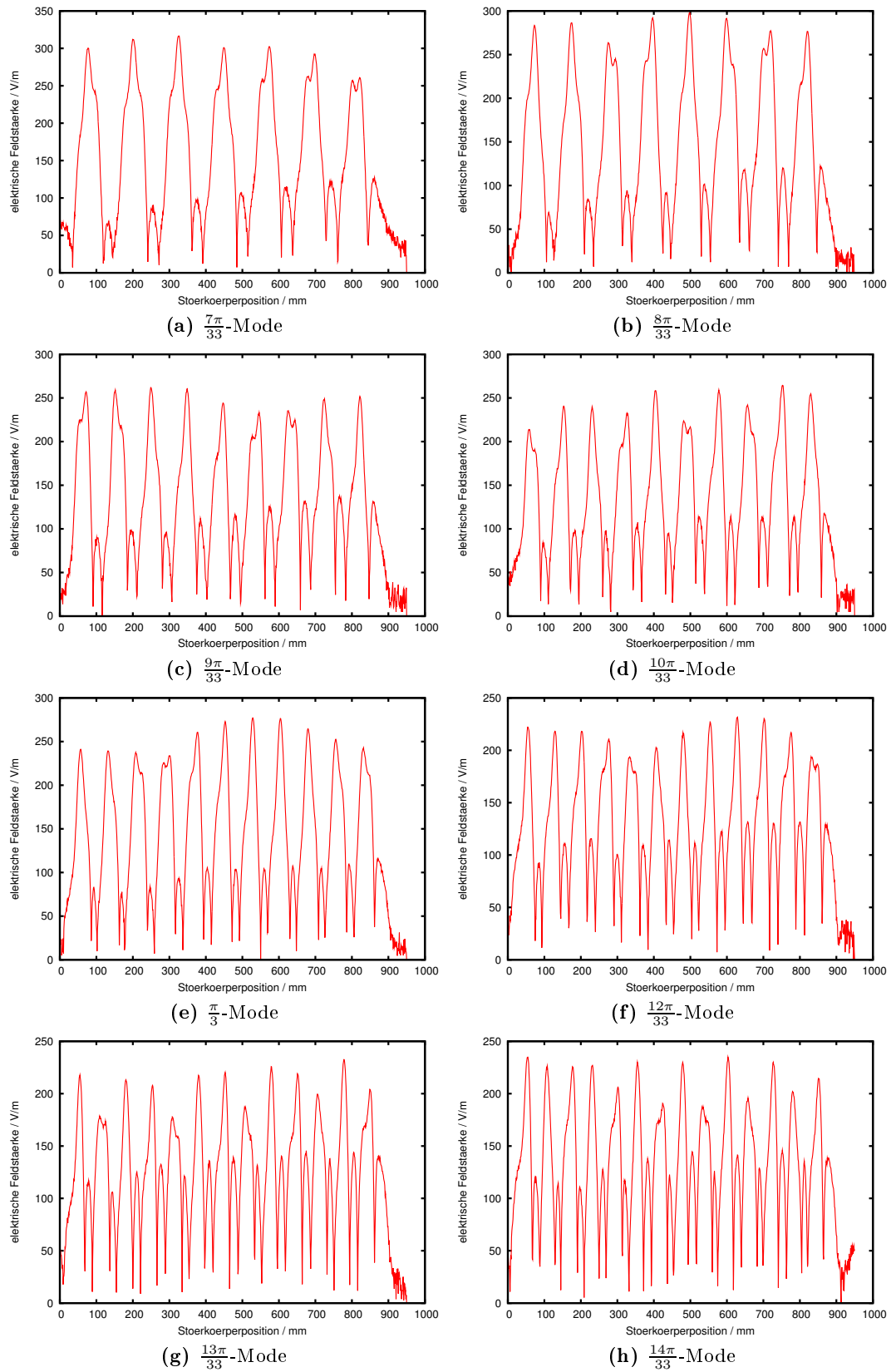
**Tabelle 3.2:** Resonanzfrequenzen, Shuntimpedanzen, Koppelfaktoren und Güten einiger Moden der EKS-Struktur, der Fehler der der Resonanzfrequenz  $\Delta\nu_0$  beträgt 10 kHz.

Resonanzfrequenz $\nu_0$ / GHz	$\kappa$	$\Delta\kappa$	$Q_0$	$\Delta Q_0$	$R_S$ / M $\Omega$	$\Delta R_S$ / M $\Omega$
2,929	0,18	0,15	4732	687	3,86	0,54
2,934	0,26	0,08	2557	208	2,67	0,15
2,940	0,34	0,05	2849	152	1,98	0,09
2,946	0,46	0,04	2924	105	1,74	0,06
2,953	0,58	0,03	2991	79	1,81	0,05
2,959	0,68	0,02	2694	58	1,44	0,02
2,967	0,84	0,02	2520	43	1,37	0,03
2,974	0,91	0,02	1903	30	1,52	0,01

Moden der EKS-Struktur die Koppelfaktoren, Güten und Shuntimpedanzen angeben. Bei der Bestimmung der Güten ist zu beachten, dass nur im Fall von kritischer Kopplung die Halbwertsbreite bei  $|\rho(\Delta\omega_H/2)| = \frac{1}{\sqrt{2}}$  gemessen wird. Allgemein misst man bei

$$|\rho(\Delta\omega_H/2)| = \frac{\sqrt{\kappa^2 + 1}}{\kappa + 1} . \quad (3.6)$$

Es sind nicht für alle Moden unterhalb von 3 GHz die Güten und Shuntimpedanzen angegeben. Die ersten sechs Moden sind so schwach angekoppelt, dass der nach Gleichung (3.6) berechnete Reflexionsfaktor auch nach der Kalibration des Netzwerkanalysators nicht erreicht wird und eine Bestimmung der Halbwertsbreite nicht möglich ist. Auch für die Moden 14, 15 und 16 war die Bestimmung der Güte und damit der Shuntimpedanz nicht möglich, da sie sich zu stark überlappen. In Abbildung 3.8 sind die aus der Störkörpermessung bestimmten Verteilungen des elektrischen Feldes dargestellt.



**Abbildung 3.8:** Verteilung des elektrischen Feldes entlang der Strahlachse der EKS-Struktur für ausgewählte Moden

## 4 Zusammenfassung und Ausblick

Für den LINAC 1 des Elektronenbeschleunigers ELSA wird zur Zeit ein neuer Injektor aufgebaut. Für den geplanten Betrieb der Elektronenquelle im Langpuls- und im Einzelpulsmodus werden besondere Anforderungen an die zeitliche Kürze der Pulse gestellt. Im Einzelpulsmodus muss gewährleistet sein, dass der gesamte Puls zusammenhängend auf einer Flanke der beschleunigenden Welle im Linearbeschleuniger bleibt und sich nicht in mehrere Pulse aufspaltet. Im Rahmen dieser Arbeit wurden daher zwei unterschiedliche Hochfrequenzresonatoren auf ihre für den Einsatz als Prebuncher relevanten Eigenschaften hin untersucht.

Die Messungen ergaben, dass die Shuntimpedanz des Kupferresonators aufgrund der besseren Leitfähigkeit und damit verbundenen geringeren Verluste um etwa einen Faktor 7 größer ist als die des Edelmessingresonators. Daraus ergibt sich im Falle des Kupferresonators eine für das Prebunching notwendige Hochfrequenzleistung von 400 W im Vergleich zu 3 kW beim Edelmessingresonator. Dies war ausschlaggebend für die Entscheidung, den Kupferresonator in den neuen Injektor des LINAC 1 zu integrieren. Für den Kupferresonator wurde eine passende Koppelschleife konzipiert. Nach ihrer Fertigstellung wurde sie eingebaut und es wurden erste Messungen durchgeführt.

Der zweite Teil der Arbeit beschäftigte sich mit einem Energiekompressionssystem. Die Ergebnisse der Messungen an der Hochfrequenzbeschleunigungsstruktur zeigen, dass sie für den möglichen Austausch der bestehenden Struktur am LINAC 1 in Frage kommt, da die Phasengeschwindigkeit bei 2,988 GHz der Lichtgeschwindigkeit entspricht und daher zur Energiekorrektur der Elektronen hinter dem LINAC 1 geeignet ist.

Als nächsten Schritt sollte der Kupferresonator in den Injektor eingebaut und unter Vakuum ersten Tests mit höheren Hochfrequenzleistungen als den 10 mW bei den Messungen unterzogen werden. Es ist zu erwarten, dass es zu einem Effekt kommt, der mit *Multipacting* bezeichnet wird. Dabei kommt es zur resonanten Vervielfachung von Elektronen, die aus der Resonatorwand ausgelöst und beschleunigt werden. Treffen sie wieder auf die Wand, werden weitere Elektronen ausgelöst; dies kann zu Hochspannungsüberschlägen im Resonator führen. Durch ein wiederholtes, langsames Erhöhen der Hochfrequenzleistung kann dieser Effekt minimiert bzw. beseitigt werden. Ebenso wird dies beim Einbau der Beschleunigungsstruktur für das EKS erwartet. Darüber hinaus müssen in Messungen während des Beschleunigerbetriebs die hier gefundenen Parameter für die Bunchinglänge des Kupferresonators, sowie die Effizienz der Energiekompression des EKS unter entsprechenden Betriebsparametern bestätigt werden.



## A Messwerte der Störkörpermessung

**Tabelle A.1:** Messwerte und Ergebnisse der Störkörpermessung am Edelstahlresonator

Position $z$ / mm	$\Delta\omega$ / kHz	$E_0(z)$ / V/m	$\Delta E_0(z)$ / V/m	$U_B$ / V	$\Delta U_B$ / V
-50	0,06	67,97	68,59	0,07	0,07
-49	0,25	136,49	34,71	0,13	0,03
-48	0,06	67,97	68,59	0,07	0,07
-47	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
-46	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
-45	0,06	67,97	68,59	0,07	0,07
-44	0,06	67,97	68,59	0,07	0,07
-43	0,00	0,00	0,00	0,00	0,00
-42	0,19	118,05	39,84	0,12	0,04
-41	0,19	118,05	39,84	0,12	0,04
-40	0,19	118,05	39,84	0,12	0,04
-39	0,06	67,97	68,59	0,07	0,07
-38	0,25	136,49	34,71	0,13	0,03
-37	0,19	118,05	39,84	0,12	0,04
-36	0,25	136,49	34,71	0,13	0,03
-35	0,25	136,49	34,71	0,13	0,03
-34	0,50	193,03	25,75	0,19	0,03
-33	0,63	215,81	23,80	0,21	0,02
-32	0,63	215,81	23,80	0,21	0,02
-31	0,63	215,81	23,80	0,21	0,02
-30	0,88	255,35	21,77	0,25	0,02
-29	1,19	297,42	20,90	0,29	0,02
-28	1,44	327,24	20,85	0,32	0,02
-27	1,63	347,99	21,01	0,34	0,02
-26	2,13	397,94	21,91	0,39	0,02
-25	2,44	426,15	22,65	0,42	0,02
-24	3,00	472,82	24,11	0,47	0,02
-23	3,44	506,09	25,29	0,50	0,03
-22	4,13	554,44	27,14	0,55	0,03
-21	4,69	591,00	28,61	0,59	0,03
-20	5,25	625,49	30,05	0,62	0,03
-19	5,94	665,16	31,74	0,66	0,03
-18	6,88	715,77	33,94	0,71	0,03
-17	7,38	741,35	35,07	0,74	0,03
-16	8,19	781,09	36,84	0,78	0,04
-15	8,81	810,36	38,15	0,81	0,04
-14	9,63	846,91	39,80	0,84	0,04
-13	10,06	865,93	40,66	0,86	0,04
-12	10,75	895,04	41,98	0,89	0,04

Position $z$ / mm	$\Delta\omega$ / kHz	$E_0(z)$ / V/m	$\Delta E_0(z)$ / V/m	$U_B$ / V	$\Delta U_B$ / V
-11	11,31	918,14	43,03	0,92	0,04
-10	11,50	925,74	43,38	0,92	0,04
-9	12,13	950,56	44,51	0,95	0,04
-8	12,50	965,15	45,18	0,96	0,05
-7	12,88	979,52	45,84	0,98	0,05
-6	13,00	984,26	46,05	0,98	0,05
-5	13,31	996,00	46,59	1,00	0,05
-4	13,56	1005,31	47,02	1,01	0,05
-3	13,63	1007,65	47,13	1,01	0,05
-2	13,56	1005,31	47,02	1,01	0,05
-1	13,63	1007,65	47,13	1,01	0,05
0	13,88	1016,85	47,55	1,02	0,05
1	13,63	1007,65	47,13	1,01	0,05
2	13,56	1005,31	47,02	1,01	0,05
3	13,38	998,36	46,70	1,00	0,05
4	13,31	996,00	46,59	1,00	0,05
5	13,00	984,26	46,05	0,98	0,05
6	12,88	979,52	45,84	0,98	0,05
7	12,50	965,15	45,18	0,96	0,05
8	12,25	955,45	44,74	0,95	0,04
9	11,50	925,74	43,38	0,92	0,04
10	11,06	907,94	42,57	0,91	0,04
11	10,69	892,42	41,86	0,89	0,04
12	10,06	865,93	40,66	0,86	0,04
13	9,56	844,14	39,67	0,84	0,04
14	8,81	810,36	38,15	0,81	0,04
15	8,25	784,09	36,97	0,78	0,04
16	7,44	744,45	35,21	0,74	0,04
17	6,75	709,24	33,66	0,71	0,03
18	6,06	672,12	32,04	0,67	0,03
19	5,25	625,49	30,05	0,62	0,03
20	4,63	587,08	28,45	0,58	0,03
21	4,13	554,44	27,14	0,55	0,03
22	3,50	510,71	25,46	0,51	0,03
23	3,13	482,57	24,45	0,48	0,02
24	2,44	426,15	22,65	0,42	0,02
25	2,13	397,94	21,91	0,39	0,02
26	1,75	361,13	21,19	0,36	0,02
27	1,44	327,24	20,85	0,32	0,02
28	1,31	312,68	20,82	0,31	0,02
29	1,00	272,99	21,27	0,27	0,02
30	0,94	264,25	21,49	0,26	0,02
31	0,63	215,81	23,80	0,21	0,02
32	0,56	204,65	24,67	0,20	0,02

Position $z$ / mm	$\Delta\omega$ / kHz	$E_0(z)$ / V/m	$\Delta E_0(z)$ / V/m	$U_B$ / V	$\Delta U_B$ / V
33	0,56	204,65	24,67	0,20	0,02
34	0,56	204,65	24,67	0,20	0,02
35	0,38	167,17	28,93	0,16	0,03
36	0,25	136,49	34,71	0,13	0,03
37	0,25	136,49	34,71	0,13	0,03
38	0,25	136,49	34,71	0,13	0,03
39	0,19	118,05	39,84	0,12	0,04
40	0,19	118,05	39,84	0,12	0,04
41	0,25	136,49	34,71	0,13	0,03
42	0,19	118,05	39,84	0,12	0,04
43	0,25	136,49	34,71	0,13	0,03
44	0,19	118,05	39,84	0,12	0,04
45	0,25	136,49	34,71	0,13	0,03
46	0,25	136,49	34,71	0,13	0,03
47	0,25	136,49	34,71	0,13	0,03
48	0,25	136,49	34,71	0,13	0,03
49	0,25	136,49	34,71	0,13	0,03
50	0,25	136,49	34,71	0,13	0,03

**Tabelle A.2:** Messwerte und Ergebnisse der Störkörpermessung am Kupferresonator

Position $z$ / mm	$\Delta\omega$ / kHz	$E_0(z)$ / V/m	$\Delta E_0(z)$ / V/m	$U_B$ / V	$\Delta U_B$ / V
-50	0,50	269,20	403,99	0,26	0,39
-49	0,50	269,20	403,99	0,26	0,39
-48	0,50	269,20	403,99	0,26	0,39
-47	0,50	269,20	403,99	0,26	0,39
-46	0,50	269,20	403,99	0,26	0,39
-45	0,50	269,20	403,99	0,26	0,39
-44	0,50	269,20	403,99	0,26	0,39
-43	0,63	300,98	361,44	0,29	0,35
-42	0,63	300,98	361,44	0,29	0,35
-41	0,75	329,71	330,05	0,32	0,32
-40	0,75	329,71	330,05	0,32	0,32
-39	0,88	356,12	305,69	0,35	0,30
-38	1,00	380,71	286,07	0,37	0,28
-37	1,13	403,81	269,84	0,40	0,27
-36	1,25	425,65	256,14	0,42	0,25
-35	1,50	466,27	234,12	0,46	0,23
-34	1,75	503,63	217,08	0,50	0,21
-33	2,13	554,98	197,52	0,55	0,19
-32	2,63	616,82	178,50	0,61	0,18
-31	3,00	659,41	167,61	0,65	0,17
-30	3,63	724,85	153,62	0,72	0,15
-29	4,38	796,32	141,32	0,79	0,14
-28	5,25	872,32	130,89	0,86	0,13

Position $z$ / mm	$\Delta\omega$ / kHz	$E_0(z)$ / V/m	$\Delta E_0(z)$ / V/m	$U_B$ / V	$\Delta U_B$ / V
-27	6,25	951,78	122,29	0,94	0,12
-26	7,38	1033,90	115,36	1,03	0,11
-25	8,63	1118,09	109,94	1,11	0,11
-24	10,13	1211,42	105,57	1,20	0,10
-23	11,63	1298,05	102,78	1,29	0,10
-22	13,50	1398,82	100,81	1,39	0,10
-21	15,13	1480,62	100,05	1,47	0,10
-20	17,25	1581,21	99,98	1,57	0,10
-19	19,25	1670,36	100,58	1,66	0,10
-18	21,25	1754,99	101,63	1,75	0,10
-17	23,38	1840,65	103,09	1,83	0,10
-16	25,25	1913,05	104,60	1,91	0,10
-15	27,38	1991,93	106,49	1,99	0,11
-14	29,38	2063,41	108,39	2,06	0,11
-13	31,13	2123,98	110,12	2,12	0,11
-12	33,00	2187,02	112,03	2,18	0,11
-11	34,50	2236,17	113,59	2,23	0,11
-10	36,00	2284,27	115,16	2,28	0,12
-9	37,38	2327,48	116,61	2,33	0,12
-8	38,50	2362,25	117,81	2,36	0,12
-7	39,63	2396,52	119,00	2,40	0,12
-6	40,50	2422,83	119,94	2,42	0,12
-5	41,25	2445,16	120,74	2,44	0,12
-4	41,88	2463,62	121,40	2,46	0,12
-3	42,38	2478,28	121,94	2,48	0,12
-2	42,75	2489,22	122,34	2,49	0,12
-1	43,00	2496,49	122,60	2,50	0,12
0	43,00	2496,49	122,60	2,50	0,12
1	43,00	2496,49	122,60	2,50	0,12
2	42,75	2489,22	122,34	2,49	0,12
3	42,38	2478,28	121,94	2,48	0,12
4	42,00	2467,29	121,54	2,47	0,12
5	41,25	2445,16	120,74	2,44	0,12
6	40,50	2422,83	119,94	2,42	0,12
7	39,63	2396,52	119,00	2,40	0,12
8	38,50	2362,25	117,81	2,36	0,12
9	37,50	2331,37	116,75	2,33	0,12
10	36,00	2284,27	115,16	2,28	0,12
11	34,50	2236,17	113,59	2,23	0,11
12	33,00	2187,02	112,03	2,18	0,11
13	31,13	2123,98	110,12	2,12	0,11
14	29,50	2067,79	108,51	2,06	0,11
15	27,38	1991,93	106,49	1,99	0,11
16	25,50	1922,50	104,82	1,92	0,10

Position $z$ / mm	$\Delta\omega$ / kHz	$E_0(z)$ / V/m	$\Delta E_0(z)$ / V/m	$U_B$ / V	$\Delta U_B$ / V
17	23,50	1845,57	103,19	1,84	0,10
18	21,25	1754,99	101,63	1,75	0,10
19	19,50	1681,18	100,69	1,67	0,10
20	17,25	1581,21	99,98	1,57	0,10
21	15,38	1492,81	100,00	1,48	0,10
22	13,63	1405,28	100,73	1,40	0,10
23	11,75	1305,01	102,61	1,30	0,10
24	10,38	1226,28	105,01	1,22	0,10
25	8,88	1134,18	109,08	1,13	0,11
26	7,63	1051,27	114,11	1,04	0,11
27	6,50	970,63	120,53	0,96	0,12
28	5,50	892,85	128,47	0,88	0,13
29	4,75	829,74	136,44	0,82	0,14
30	4,00	761,42	146,98	0,75	0,15
31	3,38	699,41	158,71	0,69	0,16
32	2,88	645,53	170,99	0,64	0,17
33	2,38	586,72	187,23	0,58	0,18
34	2,13	554,98	197,52	0,55	0,19
35	1,88	521,31	209,89	0,51	0,21
36	1,63	485,31	225,10	0,48	0,22
37	1,50	466,27	234,12	0,46	0,23
38	1,38	446,42	244,36	0,44	0,24
39	1,25	425,65	256,14	0,42	0,25
40	1,13	403,81	269,84	0,40	0,26
41	1,13	403,81	269,84	0,40	0,26
42	1,00	380,71	286,07	0,37	0,28
43	1,00	380,71	286,07	0,37	0,28
44	1,00	380,71	286,07	0,37	0,28
45	1,00	380,71	286,07	0,37	0,28
46	1,00	380,71	286,07	0,37	0,28
47	1,00	380,71	286,07	0,37	0,28
48	1,00	380,71	286,07	0,37	0,28
49	1,00	380,71	286,07	0,37	0,28
50	1,00	380,71	286,07	0,37	0,28

## Literatur

- [A<sup>+</sup>68] ALTHOFF, K. H. u. a.: The 2.5 GeV electron synchrotron of the University of Bonn. In: *Nuclear Instruments and Methods* 61 (1968), S. 1–30
- [Fri04] FRIEDENBERGER, N.: Nanosekundenaufgelöste Röntgen-Photoemissionsselekttronen-Mikroskopie (X-Ray-PEEM) / Universität Duisburg-Essen. 2004. – Forschungsbericht
- [Hew91] HEWLETT PACKARD (Hrsg.): *HP8725A/B Network Analyzer operating and programming manual*. Hewlett Packard, August 1991
- [Hil00] HILLERT, W.: *Erzeugung eines Nutzstrahls spinpolarisierter Elektronen an der Beschleunigeranlage ELSA*, Universität Bonn, Habilitationsschrift, 2000
- [Hil06a] HILLERT, W.: The Bonn Electron Stretcher Accelerator ELSA - Past and future. In: *The European Physics Journal A* 28 (2006), S. 139–148
- [Hil06b] HILLERT, W.: *E106 Hohlraumresonatoren/Cavities - Ergänzende Informationen zur Versuchsdurchführung*, Universität Bonn, Praktikumsanleitung, August 2006
- [Hil07] HILLERT, W.: *Persönliche Mitteilung*. 2007
- [Hin97] HINTERBERGER, F.: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Ionenoptik*. Berlin Heidelberg : Springer-Verlag, 1997
- [HS88] HUSMANN, D. ; SCHWILLE, W. J.: ELSA - die neue Bonner Elektronen-Stretcher-Anlage. In: *Physikalische Blätter* 44 (1988), S. 40–44
- [Kla06] KLARNER, F.: *Ein neues Injektorsystem zur Erzeugung von Einzelpulsen für den Elektronenbeschleuniger ELSA*, Universität Bonn, Diplomarbeit, April 2006
- [LI05] LEVCHEVA, V. P. ; IVANOV, S. A.: Application of TE<sub>011</sub> Mode Cylindrical Resonator for Complex Permittivity Estimation of Dielectric Materials. In: *Bulgarian Journal of Physics* 32 (2005), April, S. 147–158
- [Mat07] *Material Property Data. : Material Property Data*, 2007. [www.matweb.com](http://www.matweb.com)
- [Qua99] QUAST, T.: *Photoemissionsexperimente im Rahmen des Aufbaus einer „Nutzer-Facility“ für kombinierte Laser- und Synchrotronanregung*, Freie Universität Berlin, Diss., 1999
- [Rae01] RAECKE, K.: *Studien zum Aufbau eines neuen 80 MeV-Injektors und eines neuen Injektionsschemas für das Synchrotron der Bonner Beschleunigeranlage ELSA*, Universität Bonn, Diss., 2001
- [Rei81] REICHMANN, K.: *Entwurf und Aufbau eines Energiekompressors für den Vorbeschleuniger am Bonner 2,5 GeV-Synchrotron*, Universität Bonn, Diss., 1981
- [Sla50] SLATER, J. C.: *Microwave Electronics*. D. Van Nostrand Company, Inc., 1950
- [SY94] SCHMITZ, M. ; YEREMIAN, D.: The injector for the S-Band test linac at DESY / Deutsches Elektronen Synchrotron (DESY), Stanford Linear Accelerator Center (SLAC). 1994. – Forschungsbericht
- [Wil96] WILLE, K.: *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*. Stuttgart : B.G. Teubner, 1996

- 
- [Wil07] WILLE, K.: *Einführung in die Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen*, Universität Dortmund, Vorlesungsskript, 2007

## Danksagung

Ich möchte mich an dieser Stelle bei einigen Personen für die Unterstützung während der Zeit meiner Diplomarbeit bedanken, ohne die Vieles schwieriger, wenn nicht unmöglich gewesen wäre:

- Herrn PD Dr. W. Hillert für das spannende Thema und die ausgezeichnete Betreuung meiner Diplomarbeit. Fragen und physikalische Diskussionen waren nicht nur jederzeit möglich, sondern erwünscht.
- Herrn Prof. Dr. R. Maier für die Übernahme des Korreferats.
- Allen Diplomanden und Doktoranden der Arbeitsgruppe ELSA, für ein Jahr voller physikalischer und nicht-physikalischer Unterhaltungen und Diskussionen und die Unterstützung während der letzten Wochen und Tage.
- Der gesamten ELSA-Mannschaft, von der ich im letzten Jahr viele Dinge, auch abseits der Physik, lernen durfte. Ein besonderer Dank gilt Herrn Neff, der mir in allen Konstruktionsfragen zur Seite stand und für jedes mechanische Problem eine Lösung fand.
- Meiner Familie und meiner Freundin Cornelia Schmitz, für die Unterstützung und den Zuspruch während meines gesamten Studiums.

Auch allen denjenigen, die ich hier nicht erwähnt oder vergessen habe:

# Vielen Dank!