Messungen am Modell des Protonen-Linearbeschleunigers für FAIR

Christopher Fix

1. August 2011

Bachelorarbeit am Institut für Angewandte Physik

Betreuer

Prof. Dr. U. Ratzinger, PD. Dr. H. Podlech

Johann-Wolfgang-Goethe Universität
Frankfurt am Main

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung **1**

2 FAIR-Projekt **2**

3 Protonen-Linearbeschleuniger **4**
3.1 CH-Struktur 4
3.2 CH-Modell 5
3.3 Moden 7
3.4 Tuner 8
3.5 Kopplung 9
3.5.1 galvanische Kopplung 9
3.5.2 Kapazitive Kopplung 10
3.5.3 Induktive Kopplung 10

4 Hochfrequenz-Parameter **11**
4.1 gespeicherte Energie 11
4.2 Verlustleistung 11
4.3 Beschleunigungsspannung, Beschleunigungsgradient und Laufzeitfaktor . 12
4.4 Güte 13

5 Störkörpermessmethode **14**

6 Messvorbereitungen **18**

7 Auswertung **20**
7.1 Systematische Messungen an den Tunern 20
7.2 Ausgangsmessung 25
7.3 Anpassung nur durch Änderung der Tunereinstellungen 29
7.4 Anpassung durch zusätzliches Verändern der Spaltlängen 33
7.5 Sensibilitätsuntersuchung durch Erwärmung 37
7.6 Modenanalyse 39

8 Zusammenfassung **42**

9 Abbildungsverzeichnis **44**

10 Literatur **46**

1 Einleitung

Im Rahmen der vorliegenden Bachelorarbeit geht es um die Optimierung des CH-Modells des Protonen-Injektors, der für das FAIR-Projekt an der GSI eingesetzt werden soll. FAIR (Facility for Antiproton and Ion Research) beschäftigt sich mit der Untersuchung von schweren Ionen und Antiprotonen. Man erhofft sich durch FAIR neue Einblicke in noch unerforschte Zustände der Materie und Informationen über die Entstehung des Universums zu erhalten.
In der Bachelorarbeit wurden Messungen hinsichtlich der Feldverteilung an dem CH-Modell des Protonen-Linearbeschleunigers durchgeführt, mit dem Ziel den Resonator so einzustellen, dass er mit den simulierten Vorgaben möglichst gut übereinstimmt. Weiterhin wurden die Tuner auf ihre Wirkung auf das Feld im Inneren des Resonators und auf die Frequenz hin untersucht. Am Ende der Bachelorarbeit wird noch eine Modenuntersuchung beschrieben, um das Schwingungsverhalten und die Kopplung der beiden Tanks über die Linse zu zeigen.

2 FAIR-Projekt

Das FAIR-Projekt (**F**acility for **A**ntiproton and **I**on **R**esearch) ist ein an die GSI angegliedertes Großprojekt, das demnächst mit zahlreichen Experimenten in Betrieb gehen soll. Finanziert wird das Projekt zu etwa 75% durch die Bundesrepublik Deutschland und das Land Hessen. Aber auch zahlreiche Partnerländer sind mit in das Projekt involviert. Durch FAIR hofft man weitreichende Erkenntnisse über bislang unerforschte Zustände der Materie sowie weitere Informationen zur Entstehung des Universums zu erhalten.
FAIR baut auf der bereits bestehenden Anlage und Technik der GSI auf. Neben dem UNILAC, dem Linearbeschleuniger der GSI, wird es auch einen neuen Protonen - Linearbeschleuniger geben, der als Vorbeschleuniger und Injektor der Anlage dient. Das Herzstück des FAIR-Komplexes ist ein Ringbeschleuniger, das Schwerionen-Synchrotron SIS100, mit einem Umfang von 1100 Metern. Dadurch kann eine höhere Strahlintensität und Strahlenergie, sowie eine brilliantere Strahlqualität erreicht werden. Weiterhin kann man Forschung mit Antiprotonenstrahlen und Sekundärstrahlen instabiler Kerne betreiben. Man erhofft sich so eine Vielzahl neuer Kerne, die bisher im Labor nicht hergestellt werden konnten. An das SIS100 schließt sich ein komplexes System aus Speicherringen und Experimentierstationen an. Hervorzuheben ist noch der Parallelbetrieb verschiedener Experimente. Durch die gut aufeineander abgestimmte Nutzung der Speicherringe und Beschleuniger und somit einer effizienten Strahlnutzung, ist es möglich bis zu 4 Experimente gleichzeitig mit verschiedenen Ionensorten durchzuführen.

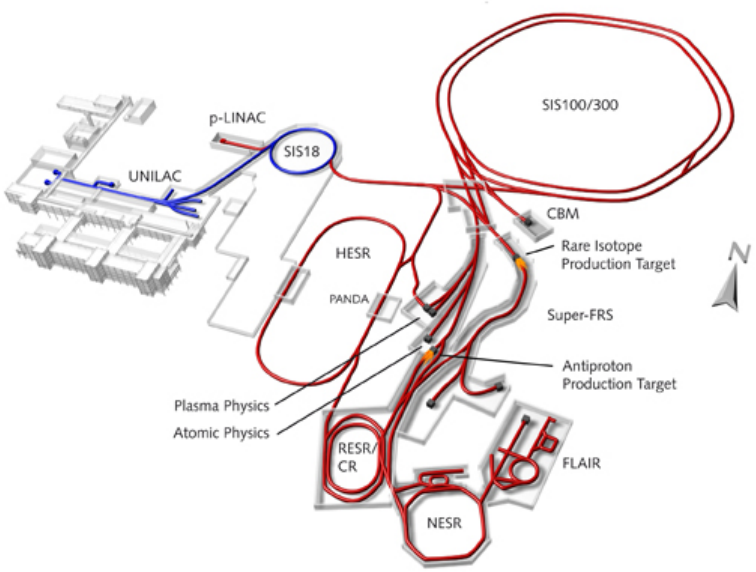

Abbildung 1: Überblick über die FAIR-Anlage.

Im FAIR-Projekt gibt es 4 Große Forschungsprogramme:

APPA Physics (**A**tom-, **P**lasma- und **A**ngewandte **P**hysik) Hier werden Plasmen bei niedrigen Temperaturen und hohen Drücken, wie sie im Inneren von großen Planeten vorkommen, erforscht. Weiterhin können die schweren Ionen genutzt werden, um die Auswirkungen der kosmischen Strahlung auf Astronauten und Raumfahrzeuge zu untersuchen. Ein anderer Forschungsbereich sind die durch hochgeladene, schwere Ionen verursachten elektromagnetischen Felder. Hierzu gibt es interessante atomphysaklische Fragestellungen.

NUSTAR (**Nu**clear **St**ructure, **A**strophysics and **R**eactions) Schwere Elemente (schwerer als Eisen) entstehen z.B in Supernovae. Die Prozesse zur Erzeugung dieser Elemente hängen von der Kernstruktur von Isotopen weitab des Stabilitätstals ab. Diese seltenen Isotope können durch FAIR erzeugt werden, und man erhofft sich dadurch den Aufbau dieser Isotope und die Reaktionen zur Erzeugung der schweren Elemente besser verstehen zu können. Weiterhin kann man auch neue Erkenntnisse über das Innere von Neutronensternen erwarten.

Nuclear Matter Physics Dieses Projekt beschäftigt sich mit komprimierter baryonischer Materie, die durch die Beschleunigeranlage erzeugt werden kann. Man versucht die innere Struktur von Hadronen besser zu verstehen.

PANDA (**P**roton **An**tiproton **Da**rmstadt) Hier wird versucht, Antiprotonen mit Protonen kollidiereren zu lassen, um kurzlebige Quarkverbindungen und speziell “Strange matter“ zu erzeugen. Daraus verspricht man sich neue Erkenntnisse über die starke Kernkraft und den Ursprung des Confinements zu gewinnen. Außerdem sollen Antiprotonenstrahlen helfen, den Massendefekt in z.B. einem Proton besser zu verstehen, da die Masse der Quarks nur ein Bruchteil der Masse des Protons ausmachen[1].

3 Protonen-Linearbeschleuniger

In dieser Bachelorarbeit geht es um den Protonen-Linearbeschleuniger von FAIR. Er dient als Vorbeschleuniger und Injektor für die FAIR Anlage und besteht aus mehreren CH-Strukturen, die über Linsen-Systeme miteinander gekoppelt sind. Der Protonen-Linearbeschleuniger wird einen 70 mA Protonenstrahl in die SIS18 - SIS100 Synchrotronkette einschießen. Nach schneller Extraktion von etwa 20GeV aus SIS 100 und Beschuss eines Targets werden dann Antiprotonen erzeugt. In Betrieb soll der Protonen-Linearbeschleuniger bei einer Frequenz von 325,2 MHz arbeiten und Protonen auf eine Energie von bis zu 70 MeV beschleunigen [2] [3] [4].

3.1 CH-Struktur

Speist man eine Hochfrequenz-Leistung in einen Resonator ein, so entsteht ein elektromagnetisches Wechselfeld. Dieses Feld kann geladene Teilchen je nach Polung beschleunigen oder abbremsen. Um sich die beschleunigende Wirkung des Feldes zu Nutze zu machen, muss man die geladenen Teilchen vor der abbremsenden Wirkung des Feldes abschirmen. Dies geschieht durch Driftröhren, in denen sich die Teilchen feldfrei weiterbewegen können. Der Bereich zwischen den Driftröhren ist der Beschleunigungsspalt, nur dort werden die geladenen Teilchen beschleunigt.
Wenn die Teilchen immer schneller werden, müssen die Driftröhren auch länger werden, damit die Teilchen ausreichend lang von der abbremsenden Wirkung des Feldes abgeschirmt sind.[5]
Es gibt verschiedene Möglichkeiten wie die Stützen der Driftröhren im Resonator angebracht sein können. Im vorliegenden Fall ist der Resonator eine CH-Struktur. Das CH steht für **C**rossbar **H**-Mode. Crossbar bedeutet dass die Stützen der Driftröhren immer um 90° versetzt stehen und somit gekreuzt sind (siehe Abb. 2). Die H-Mode (TE-Mode) beschreibt die Mode, mit der der Resonator schwingt. Diese sind in einem folgenden Kapitel genauer erklärt.

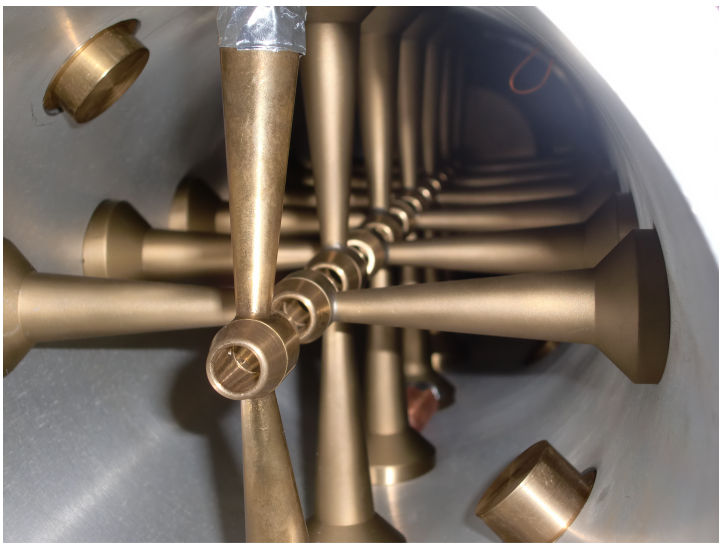

Abbildung 2: Fotographie der CH-Struktur mit Blick auf das Innere des Modells. Man erkennt Driftröhren, Tuner und Einkoppelschleife.

In Abb. 2 sieht man die gekreuzten Sützen der CH-Struktur. Außerdem erkennt man an der Innerwand die um 45° zu den Stützen gedrehten Tuner, die später näher erklärt werden. Oben rechts im Bild ist die Koppelschleife, mit der die Hochfrequenzleistung in die Struktur eingekopplet wird.

3.2 CH-Modell

Die Bachelorarbeit beschäftigt sich mit einem 1:2 Modell der 2. gekoppelten CH-Struktur des Protonen-Linearbeschleunigers (siehe Abb. 3). Das Modell ist 140 cm lang und besteht aus 2 Tanks, die durch eine Linse getrennt sind. Im ersten Tank, dem Niederenergieteil, gibt es 13 Spalte, also 12 Driftröhren, im zweiten Tank, dem Hochenergieteil, gibt es 14 Spalte und somit 13 Driftröhren.
Da das Modell im Maßstab 1:2 aufgebaut ist, verändert sich die Resonanzfrequenz. Sie liegt im Modell nicht bei 325,2 MHz, sondern ist doppelt so hoch und liegt bei ungefähr 651 MHz [6].

Abbildung 3: Darstellung des Protonen-Linearbeschleunigers. Der für die Bachelorarbeit wichtige Teil, der 2. Resonator, ist in rot umkreist [3].

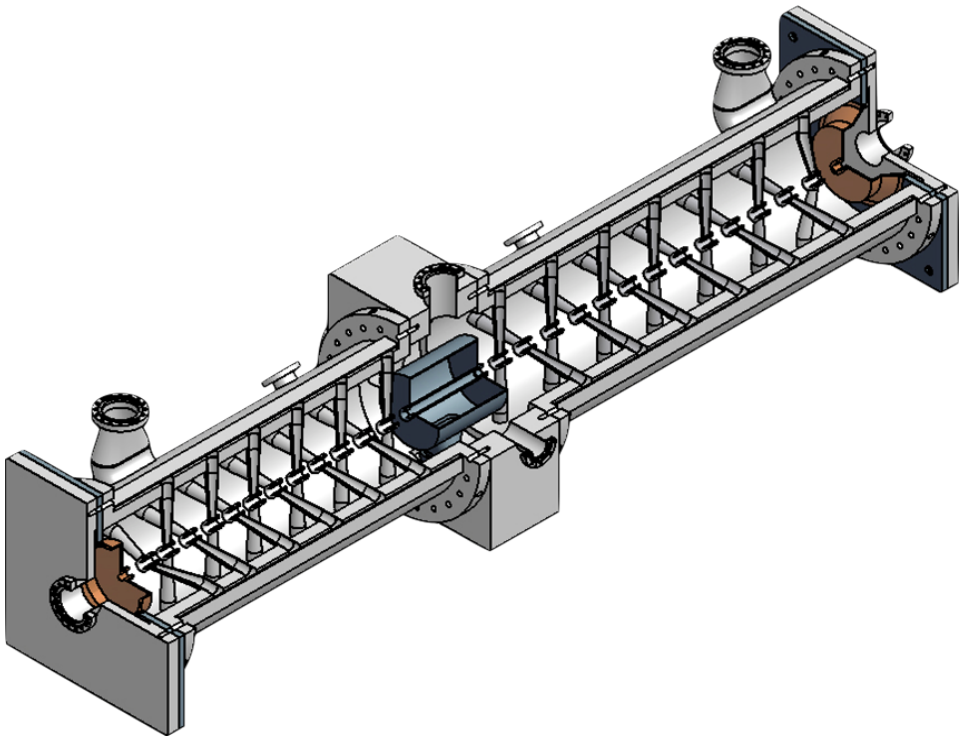

Abbildung 4: Detaillierte Darstellung des 2. Resonators des Protonen-Linearbeschleuinigers.

3.3 Moden

Resonatoren schwingen in verschiedenen Moden. Man unterscheidet zwischem magnetischen (TE, transversal elektrisch) und elektrischen (TM, transversal magnetisch) Moden. Jede Mode wird durch Indizies eindeutig charakterisiert (z.B. TE_{mnp}). Generell gibt jeder Index die Anzahl der Vorzeichenwechsel bzw. Knoten des Feldes in der jeweiligen Koordinatenrichtiung an. m gibt die Zahl der Knoten im Azimuthwinkel Φ an, n die Anzahl der Knoten in radialer Richtung und p die Anzahl der Halbwellen in axialer Richtung. Der Gültigkeitsbereich ist auf das Resonatorvolumen beschränkt.

$$m:\ 0 \leq \varphi < \pi \quad ; \quad n:\ 0 \leq r \leq R \quad ; \quad p:\ 0 \leq z \leq L$$

Im folgenden werden nun die verschiedenen Feldkomponenten B_z, B_r, B_φ, E_z, E_r und E_φ für magnetischen und elektrischen Moden angegeben.

Transversal elektrische Moden

$$E_z = E_0 J_m(x_{mn}\rho)\ cos(m\varphi)\ cos\left(\frac{p\pi z}{L}\right) e^{i\omega t} \tag{1}$$

$$E_r = -\frac{p\pi R}{L x_{mn}} E_0 J'_m(x_{mn}\rho)\ sin(m\varphi)\ sin\left(\frac{p\pi z}{L}\right) e^{i\omega t} \tag{2}$$

$$E_\varphi = -\frac{p\pi m R^2}{L x_{mn}^2 r} E_0 J_m(x_{mn}\rho)\ sin(m\varphi)\ sin\left(\frac{p\pi z}{L}\right) e^{i\omega t} \tag{3}$$

$$B_z = 0 \tag{4}$$

$$B_r = -i\omega \frac{mR^2}{x_{mn}^2 \rho c^2} E_0 J_m(x_{mn}\rho)\ sin(m\varphi)\ cos\left(\frac{p\pi z}{L}\right) e^{i\omega t} \tag{5}$$

$$B_\varphi = -i\omega \frac{R}{x_{mn} c^2} E_0 J'_m(x_{mn}\rho)\ cos(m\varphi)\ cos\left(\frac{p\pi z}{L}\right) e^{i\omega t} \tag{6}$$

Transversal magnetische Moden

$$B_z = B_0^* J_m(x'_{mn}\rho)\ cos(m\varphi)\ sin\left(\frac{p\pi z}{L}\right) e^{i\omega t} \tag{7}$$

$$B_r = -\frac{p\pi R}{L x'_{mn}} B_0^* J'_m(x'_{mn}\rho)\ cos(m\varphi)\ cos\left(\frac{p\pi z}{L}\right) e^{i\omega t} \tag{8}$$

$$B_\varphi = -\frac{p\pi m R^2}{L x'^2_{mn} r} B_0^* J_m(x'_{mn}\rho)\ sin(m\varphi)\ cos\left(\frac{p\pi z}{L}\right) e^{i\omega t} \tag{9}$$

$$E_z = 0 \tag{10}$$

$$E_r = i\omega \frac{mR^2}{x'^2_{mn} r} B_0^* J_m(x'_{mn}\rho)\ sin(m\varphi)\ cos\left(\frac{p\pi z}{L}\right) e^{i\omega t} \tag{11}$$

$$E_\varphi = i\omega \frac{R}{x'_{mn}} B_0^* J'_m(x'_{mn}\rho)\ cos(m\varphi)\ sin\left(\frac{p\pi z}{L}\right) e^{i\omega t} \tag{12}$$

Dabei ist J_m die Besselfunktion m-ter Ordnung, J'_m die Ableitung der Besselfunktion m-ter Ordnung, x_{mn} die n-te Nullstelle von J_m, x'_{mn} die n-te Nullstelle von J'_m, φ ist r/R, r die Radialkomponente, E_0 und $B*_0$ die Amplituden des elektrischen bzw. magnetischen Feldes, R der Radius des Resonators und L die Länge des Resonators [7].

Im Modell des Protonen-Linearbeschleunigers schwingen transversal elektische Moden. Die Grundmode, in der auch die meisten Messungen durchgeführt werden, ist die TE_{211} Mode.

3.4 Tuner

Um die Frequenz des Hohlraumresonators nach dem Bau noch variieren zu können werden Tuner eingebaut. Im Modell des Protonen-Beschleunigers gibt es 11 Tuner, deren Anordnung in Abb. 5 zu erkenn ist.

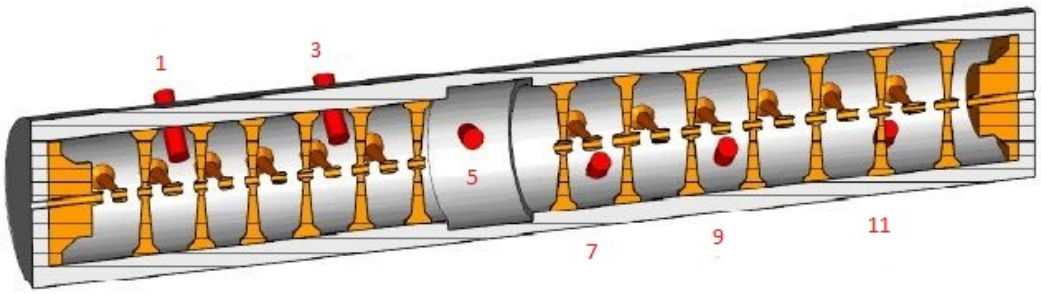

Abbildung 5: Querschnitt durch eine Simulation der CH-Struktur. Die Tuner sind in rot hervorgehoben [3].

Die Tuner sind paarweise angeordnet, d.h. sie liegen auf der gleichen Höhe genau gegenüber am Tank. 4 Tuner sind in der 1. Sektion der gekoppelten CH-Struktur, einer ist im Bereich der Linse in der Mitte und 6 sind in der 2. Sektion eingebaut. Tuner 5, der genau an der Linse liegt, hat keinen "Partner".

Abbildung 6: Fotographie eines Tuners mit der Einschubskala in mm.

Abb. 6 zeigt einen Tuner am CH-Modell. Wenn der Tuner in den Hohlraumresonator eingeschoben wird, wird das Feld im Innern gestört, so dass sich die Eigenfrequenz des Resonators verschiebt. Weiterhin beeinflussen die Tuner die Stärke des Feldes. Die genaue Wirkunsweise der Tuner war ein Teil dieser Bachelorarbeit und wird später erläutert.

3.5 Kopplung

Der Koppler überträgt die Hochfrequenzleistung vom Generator in den Resonator. Dabei sollen meistens unerwünschte Reflexionen und die dadurch entstehenden Verluste vermieden werden. Diese Verluste entstehen an den Kopplern. Sie sind dann minimal, wenn man kritisch einkoppelt. Das bedeutet, dass keine Leistung reflektiert wird und so keine Leistung am Einkoppler verloren geht. Weiterhin wird versucht, den Auskoppler (auch Pick-Up genannt) möglichst klein zu halten, damit es auch dort kaum Verluste gibt. Es gibt verschiedene Arten der Einkopplung. Im folgenden wird auf die galvanische-, die kapazitive- und die induktive Kopplung eingegangen.

3.5.1 galvanische Kopplung

Bei der galvanischen Kopplung wird der Innenleiter der Zuleitung direkt leitend mit einem vom HF-Feld erregten Punkt im Inneren des Resonators verbunden. So wird die Hochfrequenzleistung direkt an der Resonatoroberfläche angekoppelt. Entscheidend ist

die Stelle an der angekoppelt wird, da man an verschiedenen Positionen verschiedene Potentiale anregt. Eine rein galvanische Kopplung ist aber nur bei niedrigen Frequenzen näherungsweise erreichbar, da die Zuführung im Resonator immer auch induktive und kapazitive Teilkopplung verursacht.

3.5.2 Kapazitive Kopplung

Bei der kapazitiven Kopplung verwendet man z.B. einen koaxialen Koppler, der mit seinem zylindrischen Innenleiter in den Hohlraum hineinragt. So wird die Hochfrequenzleistung über den Innenleiter in den Resonator gebracht und an das elektrische Feld angekoppelt. Dadurch wird das elektrische Feld lokal geringfügig gestört.

3.5.3 Induktive Kopplung

Bei der induktiven Kopplung wird an das magnetische Feld im Resonator angekoppelt. Dabei wird eine Koppelschleife verwendet, die vom magnetischen Wechselfeld durchdrungen wird. Durch den magnetischen Fluss wird eine Spannung induziert, die im Resonator das Feld aufbaut. Die Koppelschleife besteht aus dem Innenleiter eines Koaxialkabels, das zu einer Schleife geformt und dann mit dem Aussenleiter verbunden wird. Die Koppelstärke β lässt sich über die Schleifenfläche variieren, da diese mit $\beta \propto A^2$ voneinander abhängen [7].

Bei dem Modell des Proton-Linac wird induktiv eingekoppelt. Es gibt 5 verschiedene Stellen um einzukoppeln, wobei in dieser Arbeit nur mit 3 verschiedenen gearbeitet wird. Eine jeweils in den beiden Tanks und eine in der Mitte, zentral über der Linse. In der Mitte gibt es zusätzlich noch eine Auskoppelstelle. Die roten Striche in Abb. 7 markieren die für die Bachelorarbeit wichtigen Koppelstellen.

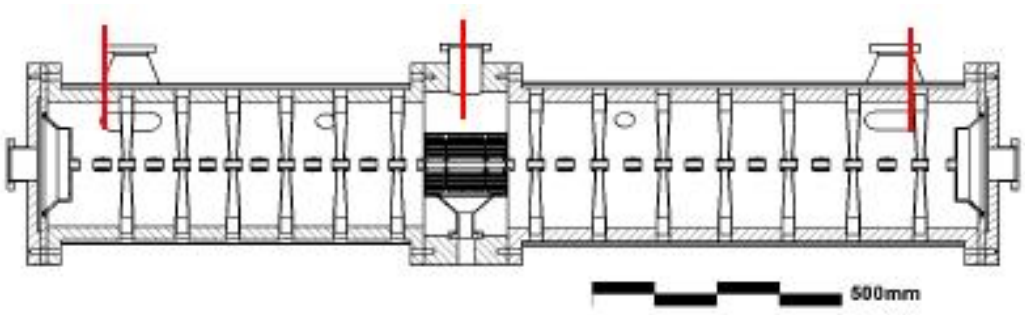

Abbildung 7: Querschnitt des CH-Modells mit gekennzeichneten Koppelstellen[4].

Bei fast allen Messungen wird in der Mitte ein- und ausgekoppelt [7].

4 Hochfrequenz-Parameter

4.1 gespeicherte Energie

Die gespeicherte Energie im Resonator ist gegeben durch

$$W = \frac{1}{2}\mu_0 \int_V |H|^2 \, dV = \frac{1}{2}\epsilon_0 \int_V |E|^2 \, dV. \tag{13}$$

Dabei ist μ_0 die magnetische Feldkonstante, ϵ_0 die elektrische Feldkonstante, H das Magnetfeld und E das elektrische Feld

Um die Energie im Resonator zu bestimmen, kann sowohl das elektrische als auch das magnetische Feld benutzt werden, da im zeitlichen Mittel bei beiden die Energie gleich verteilt sind [7].

4.2 Verlustleistung

Die Leistungsdichte ist gegeben durch:

$$\frac{dP_{cavity}}{ds} = \frac{1}{2}R_s |H|^2 \tag{14}$$

Dabei ist R_s der Oberflächenwiderstand.

Damit ergibt sich für die gesamte dissipierte Leistung des Resonators

$$P_{cavity} = \frac{1}{2}R_s \int_S |H|^2 \, ds. \tag{15}$$

Hier muss über die gesamte Oberfläche des Resonators integriert werden. Für die Verluste sind hauptsächlich die magnetischen Felder verantwortlich, da diese hohe lokale Ströme induzieren [7].

4.3 Beschleunigungsspannung, Beschleunigungsgradient und Laufzeitfaktor

Die Beschleunigungsspannung während der Spaltdurchquerung ist nicht immer maximal. Da das Teilchen eine endliche Geschwindigkeit besitzt, baut sich das Feld beim Einlaufen in den Spalt erst auf und beim Auslauf schon wieder ab. Das Feld ist nur maximal, wenn das Teilchen in der Mitte des Spalts ist. Somit erfährt das Teilchen auf der Beschleunigungsstrecke eine geringere Spannung als die Maximalspannung. Die effektive Spannung lässt sich über die Zeitabhängigkeit des Feldes beschreiben.

$$U_{eff} = \int_{-d}^{d} E_z \cdot \cos(\omega t(z)) dz = \int_{-d}^{d} E_z \cdot \cos(\frac{\omega z}{\beta c}) dz \tag{16}$$

Dabei ist ω die Kreisfrequenz der Schwingung, E_z das elektrische Feld in z-Richtung und βc die Geschwindigkeit

Das Verhältnis von effektiver und maximaler Spannung heißt Laufzeitfaktor T.

$$T := \frac{\int_{-d}^{d} E_z \cdot \cos(\frac{\omega z}{\beta c}) dz}{\int_{-d}^{d} E_z dz} \tag{17}$$

Dabei beschreibt $\int_{-d}^{d} E_z dz$ das maximale Feld bei instantanem Durchflug.

$$\Rightarrow T < 1$$

Mit

$$E_0 = \frac{1}{2d} \int_{-d}^{d} E_z dz \tag{18}$$

wird das effektive Beschleunigungsfeld, der Beschleunigungsgradient, folgendermaßen definiert [7].

$$E_a = E_0 T \tag{19}$$

4.4 Güte

Resonatoren sind schwingungsfähige Systeme. Wird von außen eine Hochfrequenz eingekoppelt, so werden durch Resonanz auf der Resonatoroberfläche elektrische Ströme angeregt, die wiederum elektrische und magnetische Wechselfelder erzeugen. Dadurch geht in allen realen Resonatoren oder Schwingkreisen Energie verloren. Das Verhältnis zwischen der im Resonator gespeicherten Energie und der dissipierten Energie pro Schwingungsperiode bestimmt die Güte Q_{Cavity}. Sie ist definiert als:

$$Q_{Cavity} = \frac{\omega_0 \cdot W}{P_C} \tag{20}$$

Dabei ist $\omega_0 = 2\pi f$ die Kreisfrequenz der Schwingung, W die im Resonator gespeicherte Energie und P_C die Verlustleistung.

Koppelt man Hochfrequenz in den Resonator ein und variiert die Frequenz im Bereich der Eigenfrequenz, so ergibt sich die bekannte Resonanzkurve. Man trägt sie ganz allgemein als Funktion der Frequenz auf.

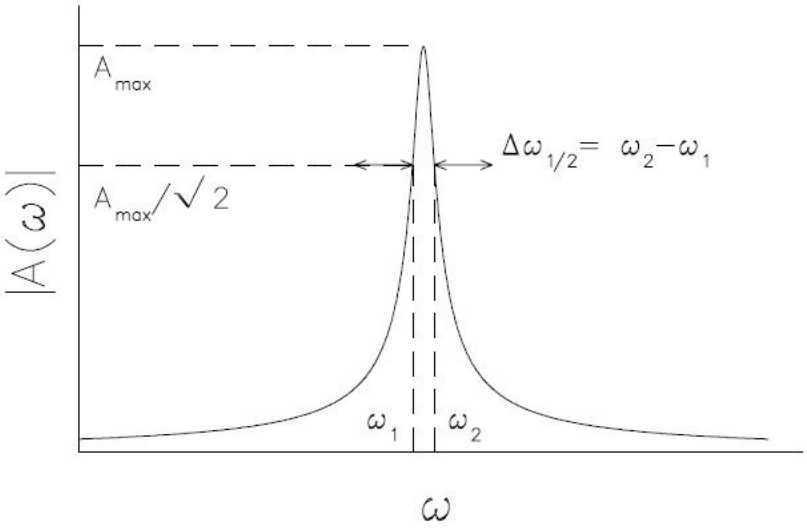

Abbildung 8: Beispiel einer Resonanzkurve zur Gütebestimmung.

Die Kurve kann folgendermaßen beschrieben werden:

$$|A(\omega)| = \frac{|A_0|}{\sqrt{1 + Q_0^2(\Delta\omega/\omega_0)^2}} \tag{21}$$

Dabei ist ω die Resonanzfrequenz, $A(\omega)$ das Feld bei Frequenz ω, A_0 das Feld bei Resonanzfrequenz und $\Delta\omega = 2(\omega - \omega_0) = \omega_2 - \omega_1$

Je schmaler die Resonanzkurve ist, desto höher ist die Güte. Diese ergibt sich aus der Breite der Resonanzkurve, an der Stelle, an dem der Maximalwert des Feldes um den Faktor $\sqrt{2}$ abgenommen hat.
Diese Formeln und Erklärungen beziehen sich alle auf die unbelastete Güte, bei der nur die Verluste durch die Resonatoroberfläche eine Rolle spielen. Weiterhin gibt es die belastete Güte, welche auch Verluste an Kopplern oder am Strahl mit einbezieht [7].

5 Störkörpermessmethode

Schwingt ein Hohlraumresonator mit der Eigenfrequenz, so sind elektrische und magnetische Feldenergie im zeitlichen Mittel gleich groß. Wird nun ein kleiner Körper ins Feld eingebracht, bewirkt er durch Polarisation und Magnetisierung eine lokale Änderung des Feldes. Durch diese Änderung des elektromagnetischen Feldes wird auch der Gesamtenergieinhalt des Resonators verändert. Elektrische und magnetische Energiedichte sind somit im Bereich des Körpers ungleich und das Gleichgewicht zwischen elektrischer und magnetischer Feldenergie wird zerstört. Die Änderung der Feldenergie kann man als Resonanzfrequenzverschiebung messen. Der Zusammenhang zwischen gemessener Frequenzverschiebung und dem ungestörten Resonatorfeld am Ort des Störkörpers beschreibt die allgemeine Resonatorstörformel [8] [9] [10].

$$\frac{\Delta\omega}{\omega_0} = -\frac{\int_{\Delta V}\left[(\epsilon - 1)\cdot\epsilon_0\cdot\vec{E}\cdot\vec{E_0} + (\mu - 1)\cdot\mu_0\cdot\vec{H}\cdot\vec{H_0}\right]dV}{4\cdot W_0} \tag{22}$$

Dabei ist E das elektrische und H das magnetische Feld am Ort des Störkörpers, E_0 das elektrische und H_0 das magnetische ungestörte Feld, ϵ_0 die Dielektrizitätskonstante, μ_0 die Vakuumpermebilität, ϵ_0 die Dielektrizitätszahl des Störkörpers, μ_0 die Permeabilität des Störkörpers, W_0 die im Resonator gespeicherte Energie, V das Resonatorvolumen und ω_0 die Kreisfrequenz.

Die Vorraussetzung für die Gültigkeit dieser Formel ist, dass die Dimensionen des Störkörpers klein sind, sodass der Feldverlauf nur wenig gestört wird und die Änderung der gespeicherten Energie im Resonator klein ist. Somit kann man das Integral durch Volumenmultipolintegration annähern und wenn man ω durch die Frequenz $2\pi f$ ersetzt erhält man:

$$\frac{\Delta f}{f_0} = -\frac{\Delta V \left[(\epsilon - 1) \cdot \epsilon_0 \cdot \vec{E} \cdot \vec{E_0} + (\mu - 1) \cdot \mu_0 \cdot \vec{H} \cdot \vec{H_0}\right]}{4 \cdot W_0} \tag{23}$$

Das innere elektrische und magnetische Feld $\vec{E}$ und $\vec{H}$ im Störkörper ist gegeben durch:

$$\vec{E} = \frac{3}{\epsilon + 2} \cdot \vec{E_0} \tag{24}$$

$$\vec{H} = \frac{3}{\mu + 2} \cdot \vec{H_0} \tag{25}$$

Setzt man jetzt noch das Volumen eines kugelförmigen Störkörpers $V = \frac{4}{3}\pi r^3$ ein, so erhält man folgenden Ausdruck für die Resonatorstörformel.

$$\frac{\Delta f}{f_0} = -\frac{\pi \cdot r^3}{W_0} \left[\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \epsilon_0 \cdot \vec{E_0}^{\,2} + \frac{\mu - 1}{\mu + 2} \cdot \mu_0 \cdot \vec{H_0}^{\,2}\right] \tag{26}$$

Handelt es sich um einen dielektrischen Störkörper bleibt das magnetische Feld unbeeinflusst. Der 2. Term der Gleichung für die Frequenzverschiebung fällt weg, da $\mu = 1$, und Sie vereinfacht sich zu:

$$\frac{\Delta f_D}{f_0} = -\frac{\pi \cdot r^3}{W_0} \frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2} \cdot \epsilon_0 \cdot \vec{E_0}^{\,2} \tag{27}$$

Handelt es sich um einen metallischen Störkörper, ergibt sich eine Störung des elektrischen und des magnetischen Feldes. Die Formel für einen metallischen Störkörper erhält man durch Grenzwertbildung für einen idealen Leiters $\epsilon \to \infty$, wegen der unendlichen Leitfähigkeit, und $\mu \to 0$, wegen des verschwindens der Normalkomponente des Magnetfeldes auf der Störkörperoberfläche und des Skineffektes, so dass kein Magnetfeld

in den Störkörper eindringt. Dadurch ergibt sich folgende Formel für einen metallischen Störkörper.

$$\frac{\Delta f}{f_0} = -\frac{\pi \cdot r^3}{W_0}\left[\epsilon_0 \cdot \vec{E_0}^{\,2} - \frac{1}{2} \cdot \mu_0 \cdot \vec{H_0}^{\,2}\right] \tag{28}$$

Wird der Resonator mit seiner Eigenfrequenz des ungestörten Feldes betrieben, so kann man die Frequenzäanderung, mit Hilfe der Phasenverschiebung zwischen Sender und Resonator direkt messen. Die Phasenverschiebung entsteht bei Einführen des Störkörpers und kann vom Netzwerkanalysator direkt gemessen werden. Dabei besteht die folgende Beziehung zwischen Phasenverschiebung $\Delta\varphi$ und Frequenzänderung [8] [9] [10]:

$$\Delta\varphi = 2 \cdot Q \cdot \frac{\Delta f}{f_0} \tag{29}$$

Störkörpermessaufbau

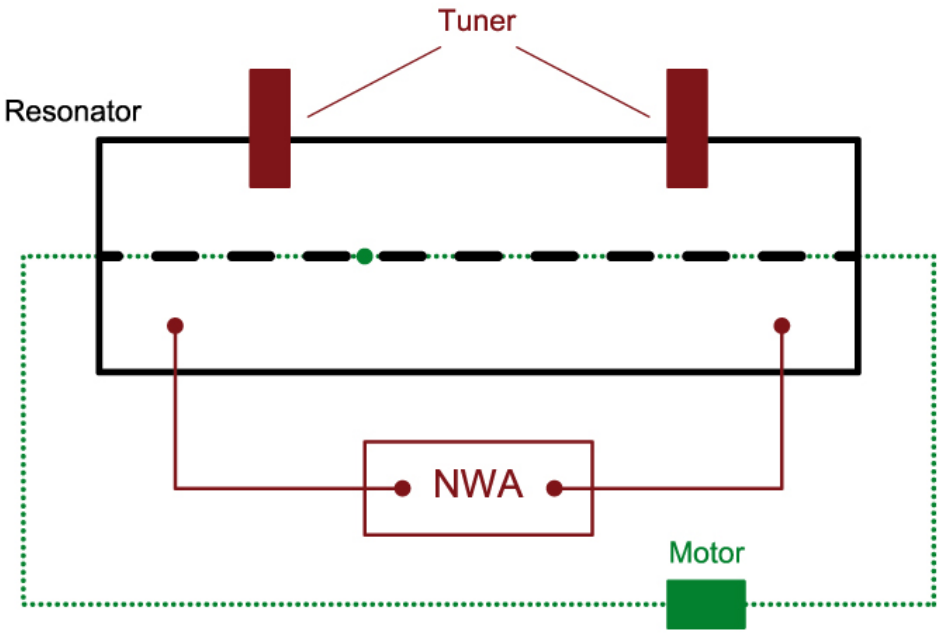

Abbildung 9: Schemazeichnung des Aufbaus der Störkörpermessung.

Abb. 9 zeigt den Aufbau der Störkörpermessung. Man sieht den Resonator, der mit dem Netzwerkanalysator verbunden ist, und den Motor, der eine Schnur auf der Strahlachse durch den Resonator zieht. Auf der Schnur ist eine Teflonkugel befestigt, mit der man das Feld im Inneren des Resonators stört und durch die man eine Phasenverschiebung messen kann. Da man sich nur für das elektrische Feld interessiert, nicht für das Magnetische, wird eine Teflonkugel benutzt, weil man so nur das elektrische Feld messen kann und das magnetische Feld nicht gestört wird. Wie man in Gleichung 27 sieht führt die durch die Teflonkugel hervorgerufene Störung immer zu einer Frequenzerniedrigung.

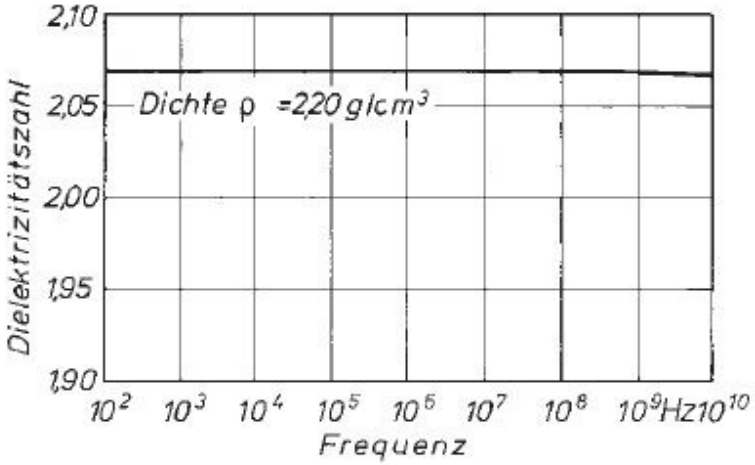

Abbildung 10: Kurve der Dielektrizitätszahl von Teflon in Abhängigkeit von der Frequenz [11].

In Abb. 10 sind die Werte der Dielektrizitätszahl in Abhängigkeit von der Frequenz dargestellt, da Diese für die Bestimmung der Phasenverschiebung wichtig sind. Wie man sieht sind die Werte der Dielektrizitätszahl für Teflon weitgehend konstant. Erst ab einer Frequenz von 1 GHz ist eine leichte Abweichung zu erkennen. Der für die Messungen dieser Bachelorarbeit relevante Wert ist 2,07.

6 Messvorbereitungen

Bevor die Messungen begonnen werden konnten, sollten noch die beiden äußeren Driftröhren ausgetauscht werden. Im ursprünglichen Modell war jede Stütze gerade. Im fertigen Protonen-Beschleuniger sollen dann aber die äußeren Stützen schräg sein. Um eine besser Anpassung an das Original zu bekommen, sollten daher die geraden Stützen im Modell durch schräge ersetzt werden. Durch die etwas andere Geometrie der schrägen Stützen musste beim Einbauen improvisiert werden, da der normale Einbaumechanismus nicht mehr genutzt werden konnte. Dies hatte zur Folge, dass die beiden schrägen Stützen keinen richtigen Kontakt mit dem Resonator hatten und folglich auch nicht mitschwangen.

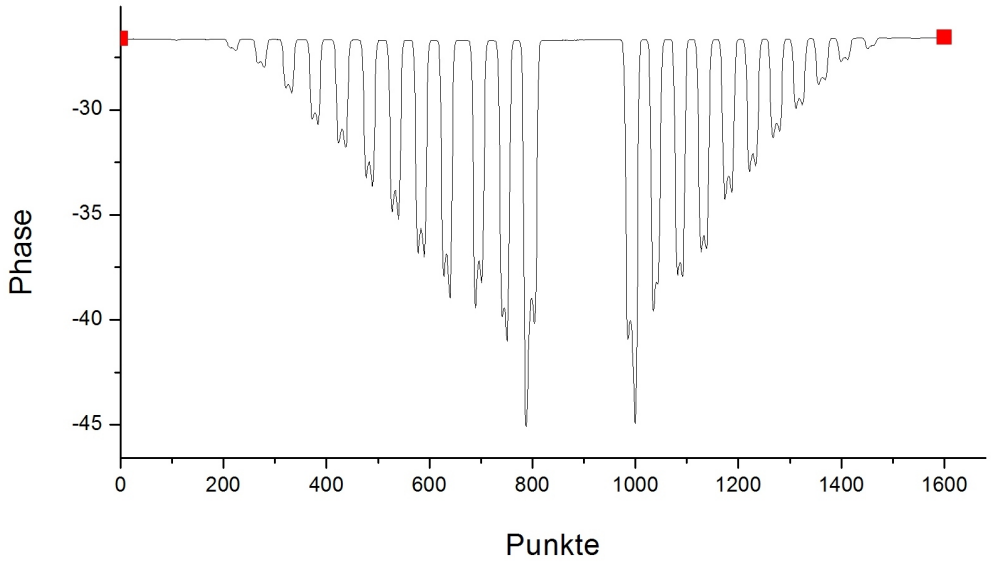

Abbildung 11: Messung der Phase ohne Klebeband an den äußeren Stützen. Diese schwingen nicht mit.

Das Ergebnis der Messung ohne Klebeband sieht man in Abb 11. Der extreme Abfall zu beiden Seiten deutet auf eine schlechte Kontaktierung hin. Würden die beiden äußeren Stützen normal mitschwingen, wäre bei der Messung eine flache Feldverteilung zu erwarten gewesen.
Um das Problem zu beheben, wurden die schrägen Stützen und der Resonator mit leitfähigem Klebeband verbunden. Durch das Klebeband wurde die Güte des Modells beeinträchtigt, was aber bei diesen Messungen keine große Rolle spielt.

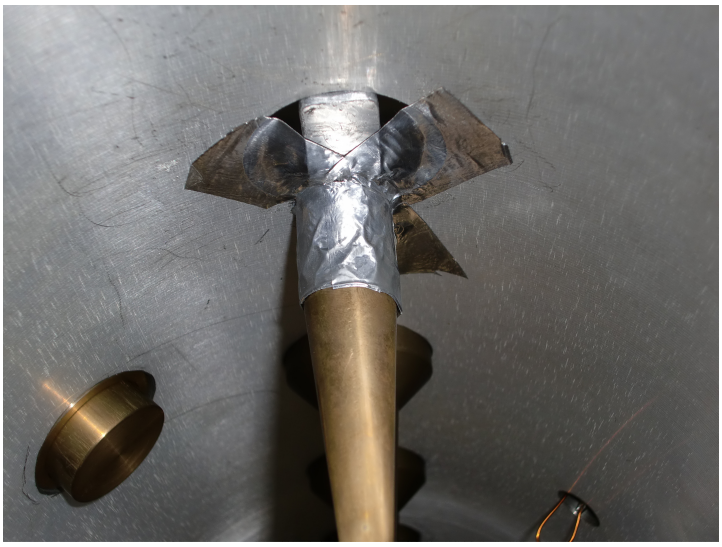

Abbildung 12: Drifttröhrenstütze durch Klebeband mit Resonatorwand verbunden, um eine bessere Kontaktierung zu ermöglichen.

7 Auswertung

7.1 Systematische Messungen an den Tunern

Ziel der ersten Messreihe ist es, die Wirkung der Tuner auf das Feld im Inneren und auf die Frequenz des Resonators zu überprüfen. Ausgehend von einer Grundstellung wurde dann jeder Tuner von 0 mm bis 50 mm Einschubtiefe variiert. Die Schrittweite betrug 10 mm. Die Feldverteilung wurde mittels der Störkörpermessmethode bestimmt. Die Messung wurde auf der Strahlachse durchgeführt, indem eine kleine Teflonkugel durch die Drifträhren gezogen und so die Phasenverschiebung bestimmt wurde. Die Frequenz der Grundmode konnte direkt am Netzwerkanalysator abgelesen werden.

Hier ist die Messreihe am Beispiel von Tuner 1 dargestellt:

Der grüne Kasten in den Abbildungen soll den Ort des Tuners und die Einschubtiefe verdeutlichen.

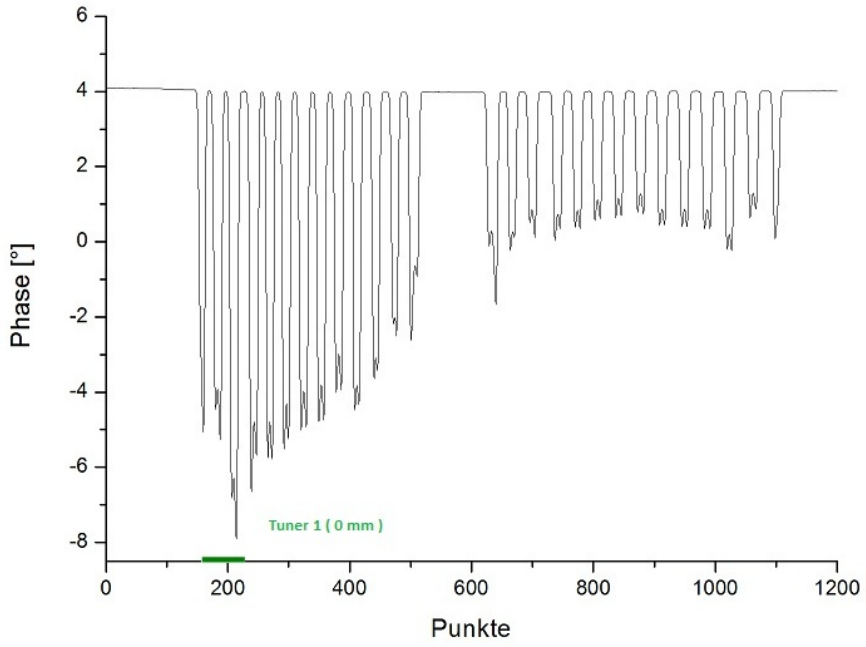

Abbildung 13: Messkurve der Phase bei 0 mm Einschubtiefe von Tuner 1.

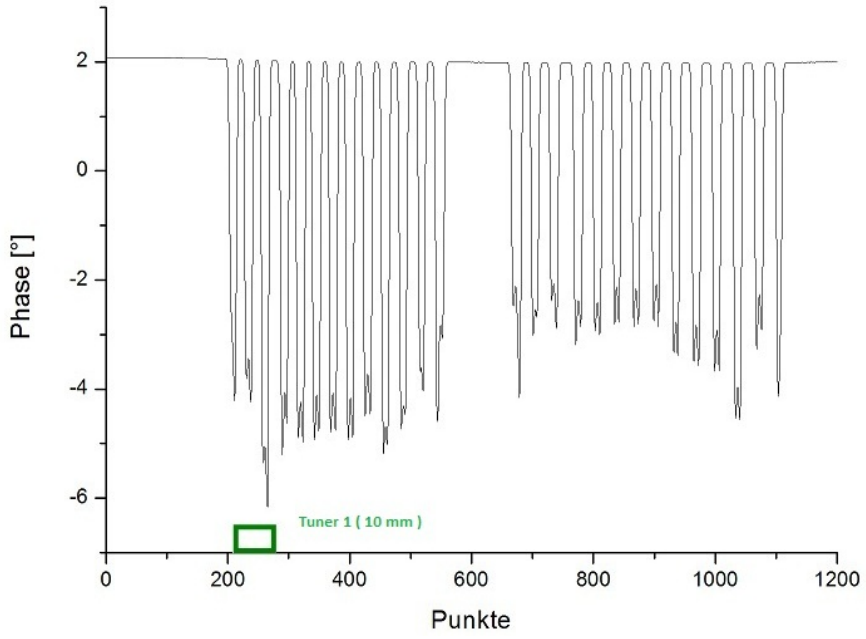

Abbildung 14: Messkurve der Phase bei 10 mm Einschubtiefe von Tuner 1.

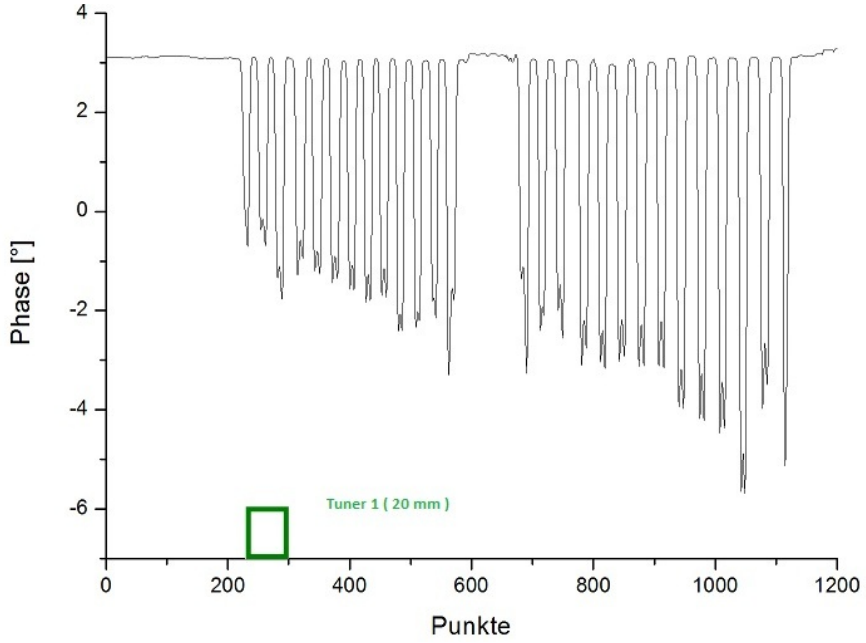

Abbildung 15: Messkurve der Phase bei 20 mm Einschubtiefe von Tuner 1.

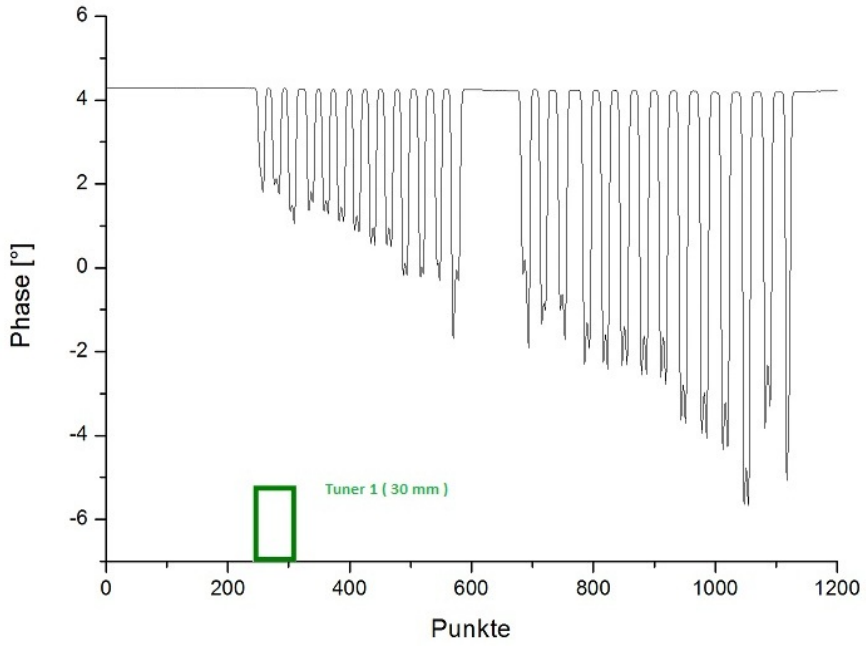

Abbildung 16: Messkurve der Phase bei 30 mm Einschubtiefe von Tuner 1.

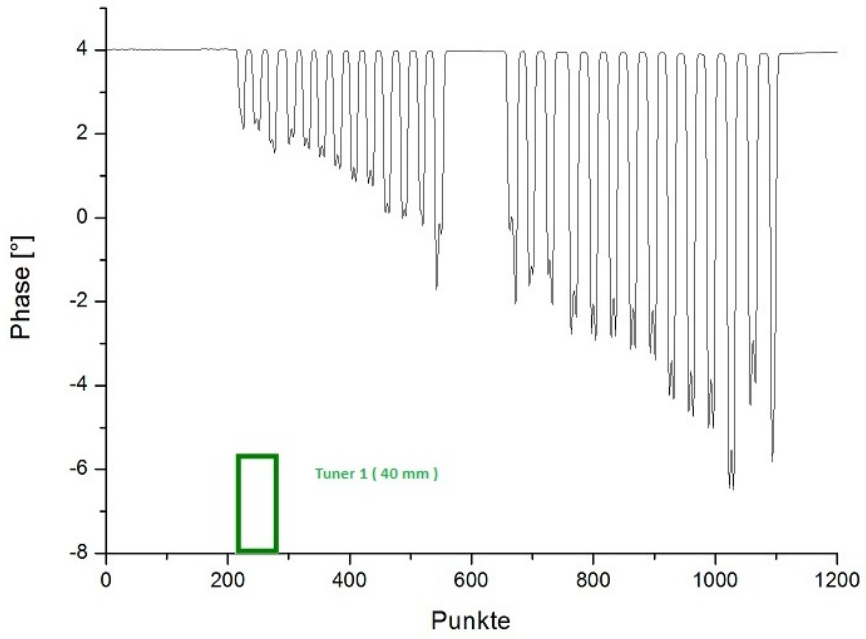

Abbildung 17: Messkurve der Phase bei 40 mm Einschubtiefe von Tuner 1.

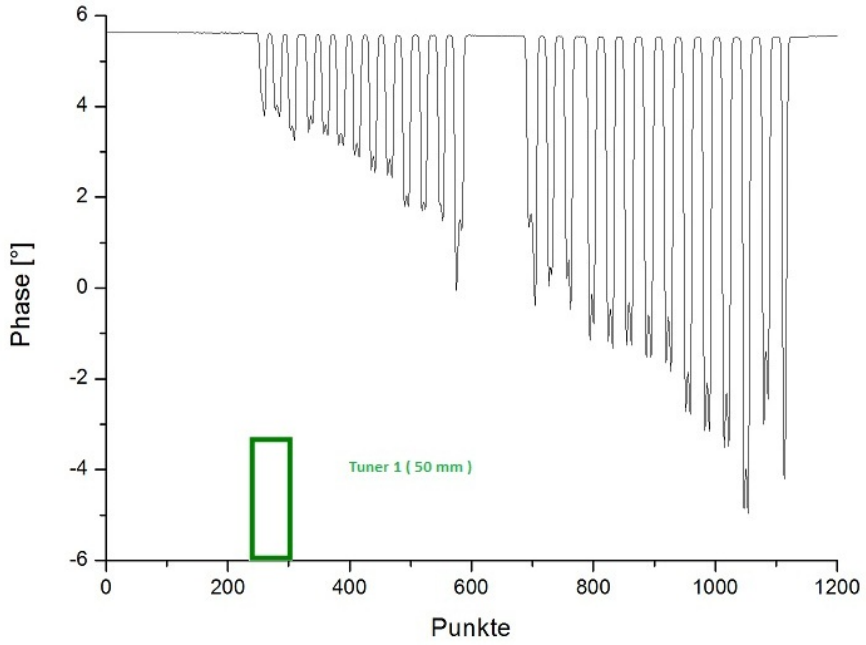

Abbildung 18: Messkurve der Phase bei 50 mm Einschubtiefe von Tuner 1.

Wie man in den Abbildungen gut erkennen kann, wird das Feld durch den Tuner stark beeinflusst. Der Tuner ist nichts Anderes als ein Störkörper, der das elektromagnetische Feld verdrängt und somit die Parameter des Resonators verändert. Die Stärke der Frequenzänderung wird in Formel 28 für einen kugelförmigen Störkörper beschrieben. Das gilt für die Tuner in gleichem Maße, wobei diese zylinderförmig sind. Damit ergibt sich aus Formel 28 und dem Zylindervolumen $V = \pi r^2 d$ die Formel für einen zylinderförmigen Störkörper.

$$\frac{\Delta f}{f_0} = -\frac{3\pi r^2 d}{4W_0}\left[\epsilon_0 \cdot \vec{E_0}^{\,2} - \frac{1}{2}\cdot\mu_0\cdot\vec{H_0}^{\,2}\right] \tag{30}$$

Wie man an der Formel sieht, können Tuner eine verschiedene Wirkung haben, je nachdem ob sie das elektrische oder das magnetische Feld verdrängen. Ist die magnetische Energiedichte am Ort des Tuners mehr als doppelt so groß wie die elektrische Energiedichte, bewirkt der Tuner eine Erhöhung der Frequenz. Ist sie geringer als das Doppelte der elektrischen Energiedichte wird die Frequenz verringert. Weiterhin hat natürlich das Volumen des Tuners im elektromagentischen Feld einen Effekt auf die Frequenz. Je mehr Feld vom Tuner verdrängt wird, desto größer ist die Frequenzverschiebung.
Für die Messungen dieser Bachelorarbeit bedeutet das also, je größer die Einschubtiefe der Tuner ist, desto größer ist die Frequenzverschiebung. Außerdem sind die Tuner so plaziert, dass sie vor allem das magnetische Feld verdrängen und so für eine Erhöhung

der Frequenz sorgen. Diese beiden Punkte wurden durch die systematischen Messungen bestätigt und lassen ich gut in Abb. 19 erkennen. In der Abbildung sind 6 Kurven bei verschiedenen Einschubtiefen eines Tuners dargestellt. Man erkennt, dass sich die Frequenz immer weiter erhöht, je weiter der Tuner eingeschoben ist.[8]

Dies verhält sich für alle Tuner gleich. Die Tuner haben einen Frequenzhub in der Grundmode zwischen 0,15 MHz und 0,41 MHz, wobei paarweise angeordnete Tuner immer in etwa denselben Frequenzhub haben. Das macht auch Sinn, da sie ja genau gegenüber angeordnet sind und somit auch in etwa gleich viel Feld verdrängen sollten. Nur Tuner 5 bildet dabei eine leichte Ausnahme. Er hat einen Frequenzhub von 0,52 MHz, da die Differenz zwischen elektrischer und magnetischer Energiedichte an Linse stärker ausgeprägt ist, als bei den anderen Tunern im Resonator.

Die Tuner haben auch einen Einfluss auf die Feldverteilung im Resonator. Dies sieht man in den Abb. 13 bis 18. Man sieht, dass je mehr man einen Tuner in den Resonator einschiebt, sich das Feld bzw. die Spaltspannung in diesem Bereich umso mehr verringert. Ausgehend von einer flachen Feldverteilung hat ein Tuner hauptsächlich Einfluss auf die Spannungen der Spalten in seiner Umgebung, die pro Tuner etwa 5-7 Spalten ausmacht. Dies ist allerdings nur so lange der Fall, so lange die Abweichungen zur flachen Spannungsverteilung nicht zu groß werden. Das entspricht im Beispiel von Tuner 1 einem Bereich von 10 - 20 mm Einschubtiefe, in dem man die Spannungsverteilung relativ geziehlt senken oder erhöhen kann.
Schaut man sich hingegen Abb. 18 bei einer Einschubtiefe von 50 mm an, sieht man, dass dort die gesamte Spannungsverteilung des Resonators stark beinflusst wird. Die Spannungsverteilung ist gekippt. Dies kommt dadurch, dass Tuner 1 am Rand des Resomators sitzt und bei starken Einschubtiefen auch andere Moden mit anregt, sodass die Grundmode, also die flache Spannungsverteilung, überlagert wird. Dieser Effekt ist bei allen Tunern erkennbar, wobei die Überlagerung durch andere Moden bei den äußeren Tunern stärker ausgeprägt ist [8].

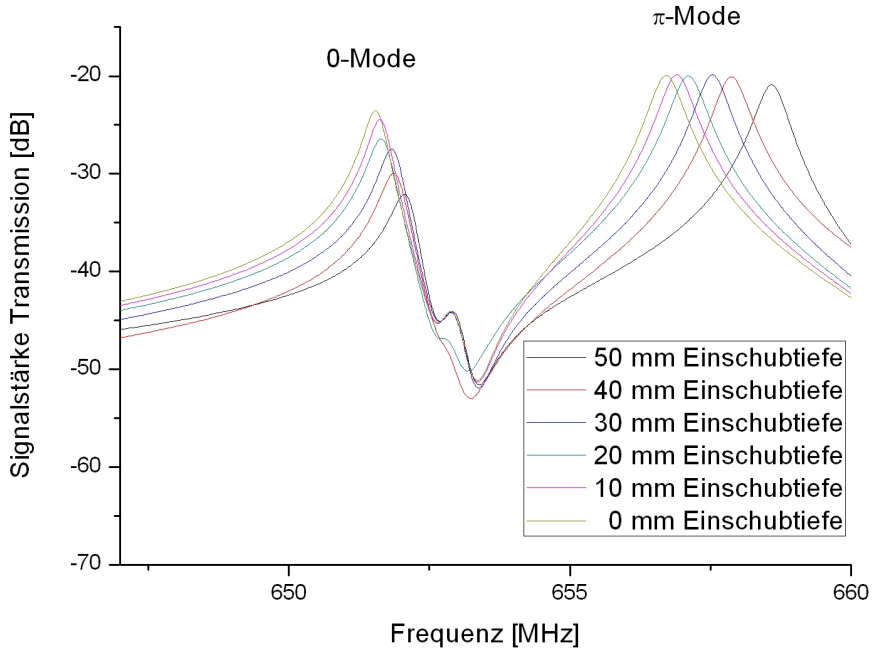

Abbildung 19: Frequenzverschiebung durch Tunerverschiebung in 10 mm Schritten am Beispiel von Tuner 5.

7.2 Ausgangsmessung

Der Hauptteil der Bachelorarbeit bestand darin, das CH - Modell so einzustellen, dass die reale Spannungsverteilung und die Frequenz möglichst gut mit der simulierten Vorgabe aus dem Programm LORASR übereinstimmen. Die Anpassung konnte durch Verändern der Tuner oder durch Ändern der Driftröhrenlängen erreicht werden. Um die Messdaten mit den Daten aus LORASR vergleichen zu können, waren einige Arbeitsschritte nötig. Im folgenden werden diese Schritte an der Ausgangsmessung (Grundmessung) näher erklärt. Die Anpassung erfolgte zuerst nur durch Verändern der Tuner. Erst anschließend wurden auch zusätzlich die Driftröhrenlängen verändert. Beim Verändern der Driftröhrenlänge wurde darauf geachtet, dass die Abstände der Spaltmitten konstant geblieben sind.

Der erste Schritt einer Messung besteht in der Bestimmung der Resonanzfrequenz.
In Abb. 20 sieht man die Signalstärke der Transmission, aufgetragen gegen die Frequenz. Die Peaks, die man sieht, gehören alle zu bestimmten Moden, die in der CH-Struktur schwingen. Aus ihnen kann man die jeweilige Resonanzfrequenz ablesen. Der erste Peak ist für die Messung wichtig. Er gibt die Resonanzfrequenz der Grundmode (0-Mode)

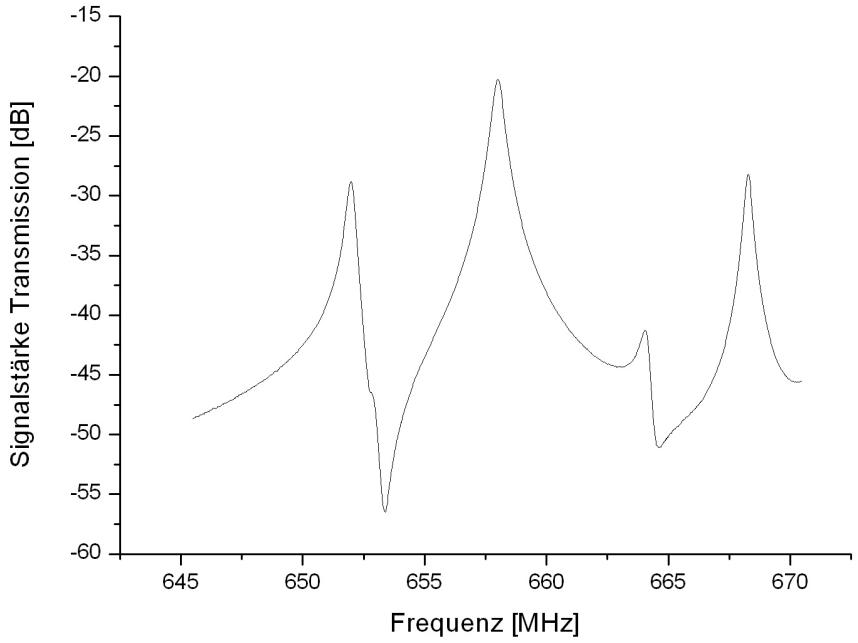

Abbildung 20: Transmissonspektrum bei der Grundmessung.

wieder. In diesem Fall beträgt die Resonanzfrequenz 651,98 MHz.
Hat man die Resonanzfrequenz bestimmt, kann man nun mit der Störperkörpermessmethode das Feld im Inneren der CH-Struktur ausmessen.

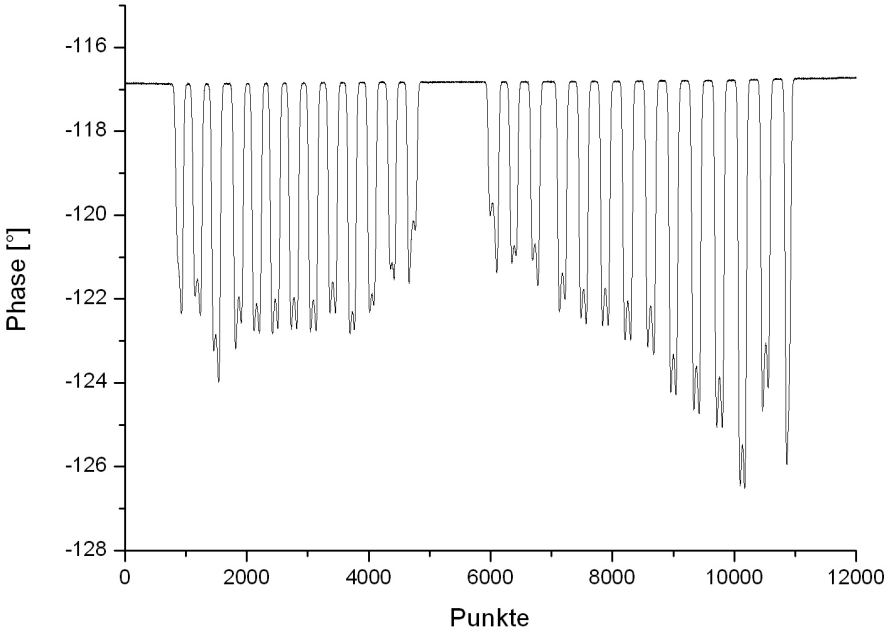

Abbildung 21: gemessene Phasenverschiebung bei der Ausgangsmessung.

In Abb. 21 sieht man die Phasenverschiebung, die durch die Störkörpermessung aufgenommen wurde. Man sieht 27 Peaks. Jeder Peak stellt einen Spalt in der CH-Struktur dar. Deswegen sieht man zuerst 13 Peaks, dann eine etwas längere Strecke und dann nochmal 14 Peaks. Die Mittelstrecke stellt die Linse dar, die nur als Metallgehäusausgeführt ist und deshalb das Innere der Linse feldfrei hält.

Vom Netzwerkanalysator wird die Phasenverschiebung gemessen, die vom Störkörper verursacht wird. Diese kann man entsprechend Gleichungen 28 und 29 durch Ziehen der Quadratwurzel nach Untergrundsubstraktion in die relative Feldverteilung umrechnen.

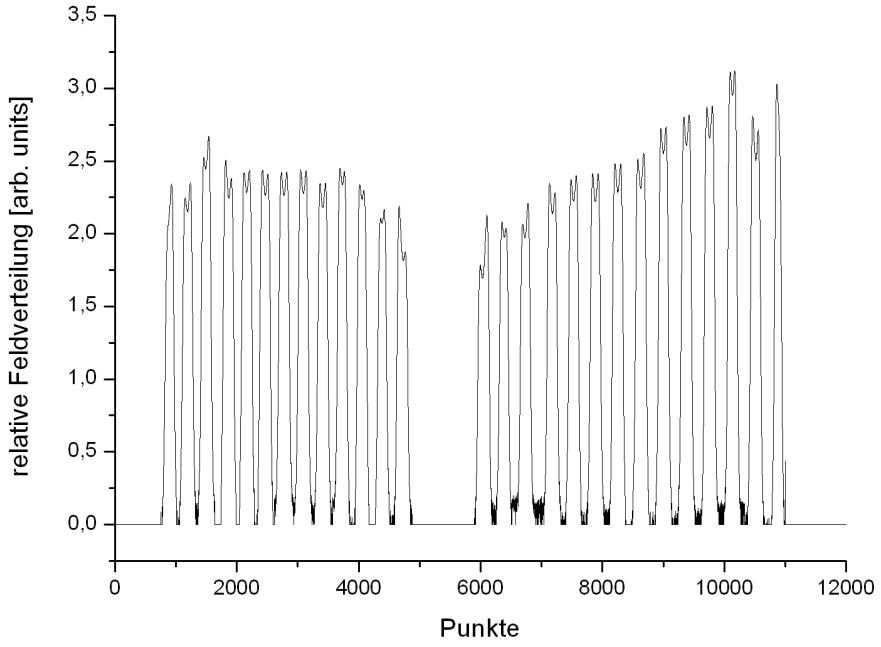

Abbildung 22: relative Feldverteilung, genommen aus den gemessenen Rohdaten zu Abb. 21.

Nun muss das Integral über jeden einzelnen Spalt gebildet werden. Ist das erledigt, erhält man für jeden Spalt einen relativen Spannungswert und kann diese mit der Vorgabe aus LORASR vergleichen.
Abb. 23 zeigt den Vergleich zwischen der Vorgabe aus LORASR und den bearbeiteten Messdaten. Die schwarze Kurve beschreibt die Werte aus LORASR, die rote Kurve die Messdaten. Da das nur die Grundmessung ist und so nur die Ausgangssituation beschrieben werden soll, wird hier noch nicht auf eventuelle Auffälligkeiten in der Messkurve eingegangen. Allerdings erkennt man bei der LORASR-Kurve einen starken Sprung zwischen Spalt 13 und 14. Diese beiden Spalten sind die beiden Spalten an der Linse. Hier erkennt man, dass die Linse die beiden Tanks trennt, in einen Hoch- und einen Niederenergie Teil.

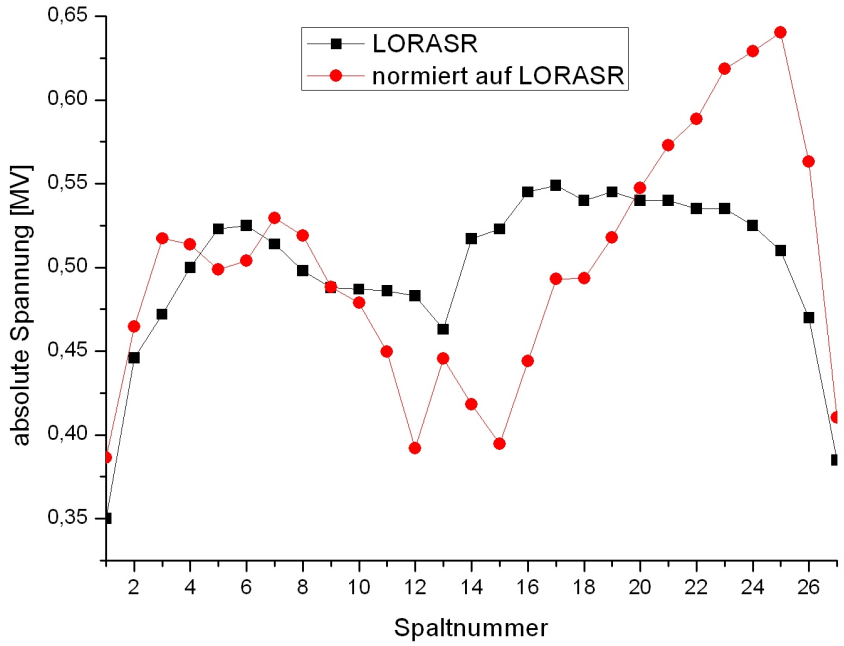

Abbildung 23: Vergleich zwischen den Messdaten und den Vorgaben aus LORASR.

Wie man sieht, gibt es noch eine große Differenz zwischen den beiden Kurven, die in der folgenden Abbildung noch ersichtlicher wird.

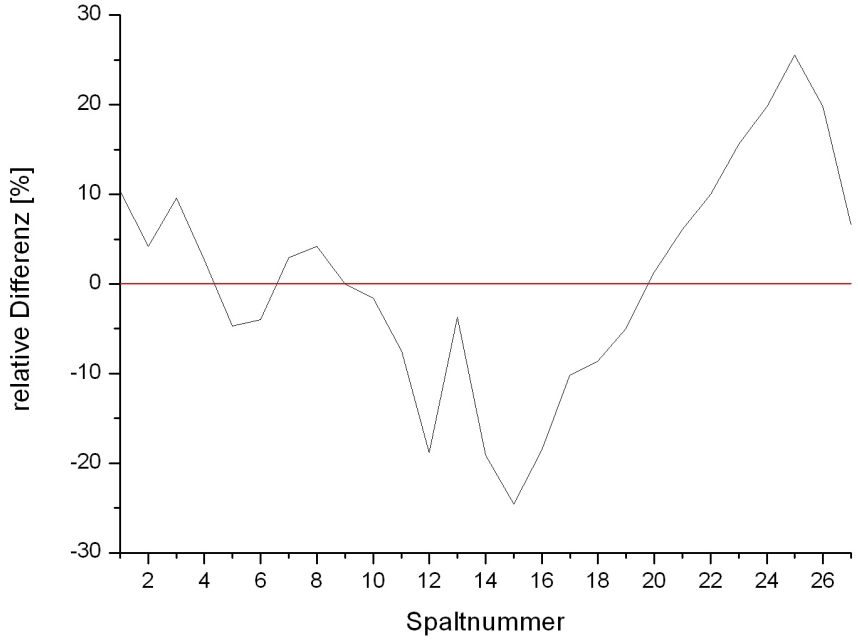

Abbildung 24: Relativer Fehler der Spaltspannungen im Vergleich zu den LORASR Werten.

In Abb. 24 wird der relative Fehler im Vergleich zur LORASR-Kurve dargestellt. Bei manchen Spalten hat er fast einen Wert von 30 Prozent. Ziel der Arbeit ist es einen maximalen Fehler pro Spalt von 6 Prozent zu erreichen. Dies wird versucht in den nächsten Arbeitsschritten zu erreichen.

Die Einstellung der Tuner bei der Ausgangsmessung sind in folgender Tabelle aufgelistet.

Tuner	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Einschubtiefe [mm]	15	15	0	8	40	5	5	0	0	0	0

Tabelle 1: Tabelle Tunereinstellung bei der Ausgangsmessung

7.3 Anpassung nur durch Änderung der Tunereinstellungen

Ausgehend von der Ausgangsmessung wurde nun versucht, die Vorgaben aus LORASR auch im Modell zu realisieren. Dies erfolgt zuerst durch Verändern der Tunereinstellungen. Aufgrund der systematischen Messungen und der so gewonnenen Erkenntnisse, konnte man die Tuner relativ gezielt einstellen, um zu dem gewünschten Ergebnis zu kommen. Um keine unnötigen Messungen zu machen, musste jede Messung, so wie bei der Ausgangsmessung beschrieben, ausgewertet werden. So konnte direkt auf Unstimmigkeiten eingegangen werden. Im Folgenden wird das beste Ergebnis beschrieben, das durch Verändern der Tuner möglich war. Für die entsprechende Tunereinstellungen ergab sich:

Tuner	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Einschubtiefe [mm]	19	19	4	9	40	0	0	0	0	15	7

Tabelle 2: Tunereinstellung bei Anpassung durch die Tuner.

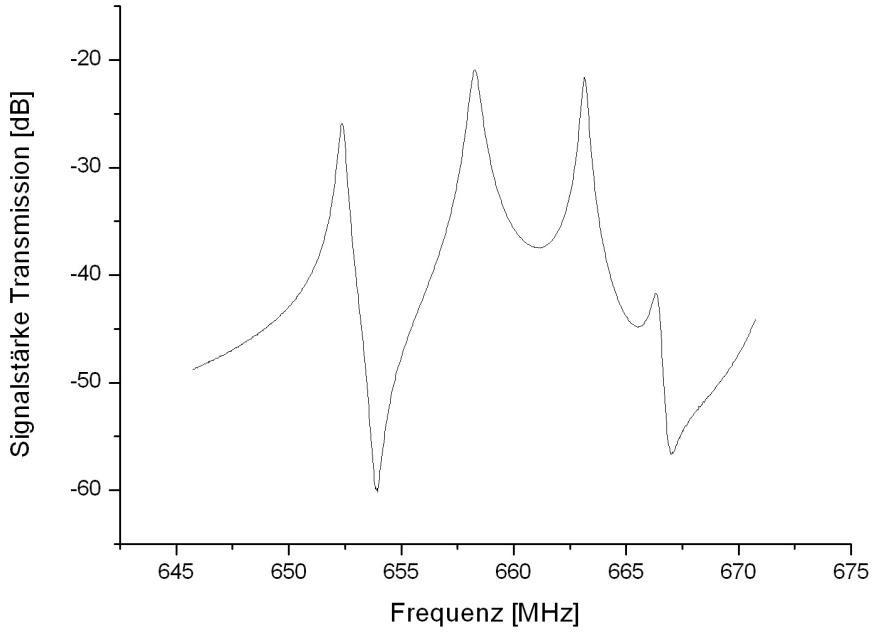

Abbildung 25: Transmissionsspektrum nach Veränderung der Tunereinstellungen entsprechend Tabelle 2.

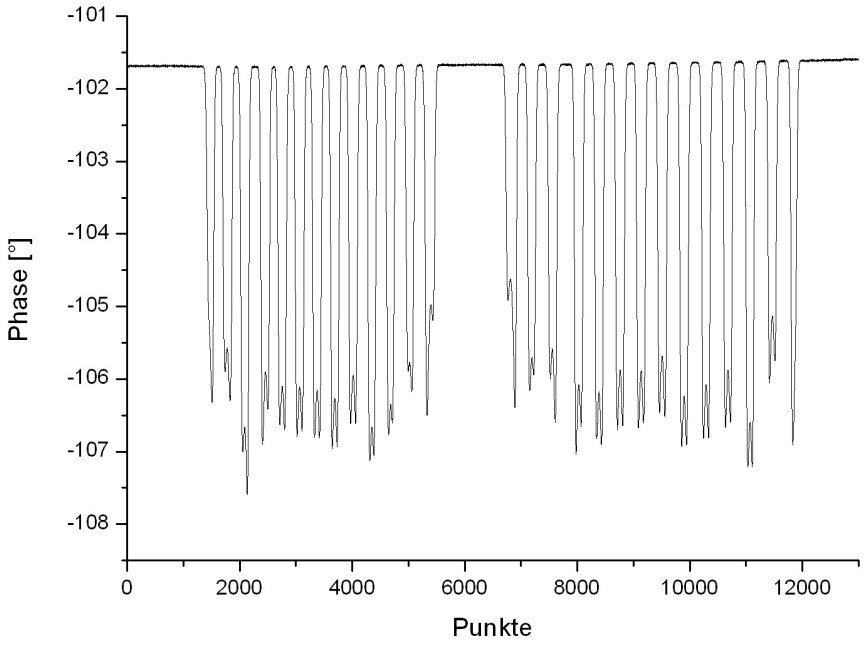

Abbildung 26: Gemessene Phasenverschiebung bei Anpassung durch die Tuner nach Tabell 2.

Nach Bearbeitung der Daten erhält man in Abb. 27 die Spannungsverteilung. Man hat nun im Vergleich zu Abb. 22 eine deutlich verbesserte Feldverteilung.

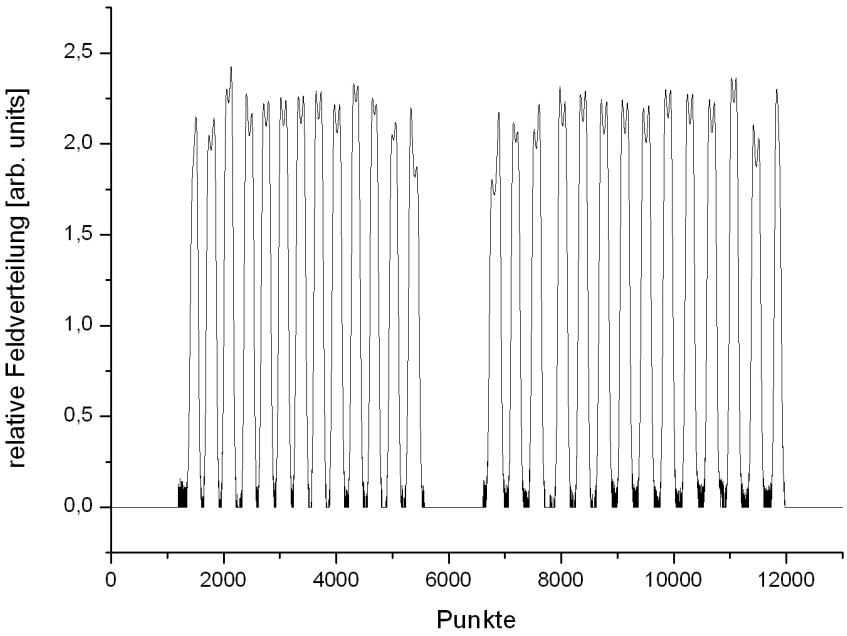

Abbildung 27: Relative Feldverteilung zu Daten nach Abb. 26.

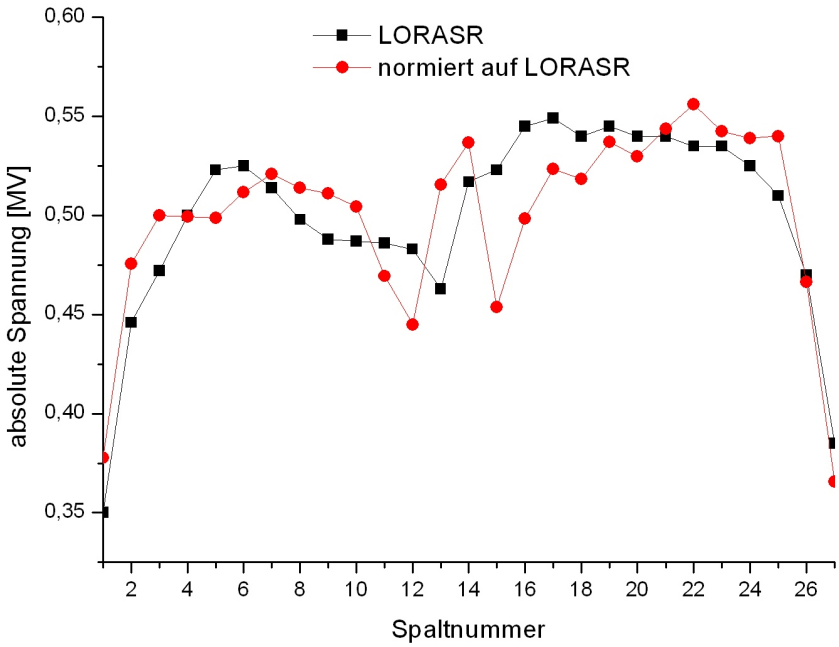

Abbildung 28: Vergleich der Messdaten mit LORASR.

In Abb. 28 hat man nun den direkten Vergleich zwischen den Lorasr-Daten und den Messdaten nach der Bearbeitung. Wie man sieht ergibt sich eine deutlich bessere Übereinstimmung der beiden Kurven als bei der Ausgangsmessung. Allerdings gibt es besonders im Bereich der Linse immer noch große Abweichungen. Es fällt auf, dass die beiden Spalte an der Linse im Vergleich zu ihren Nachbarspalten eine sehr viel höhere Spaltspannung haben. Um diesen von den Simulationsrechnungen her schon bekannten Effekt möglichst im Rahmen zu halten, wurde das Feld der Linsenumgebung herabgesetzt. So konnte zwar das Feld bei den Spalten direkt an der Linse vermindert werden, insgesamt ist die Anpassung in der Linsenumgebung aber noch unzureichend.

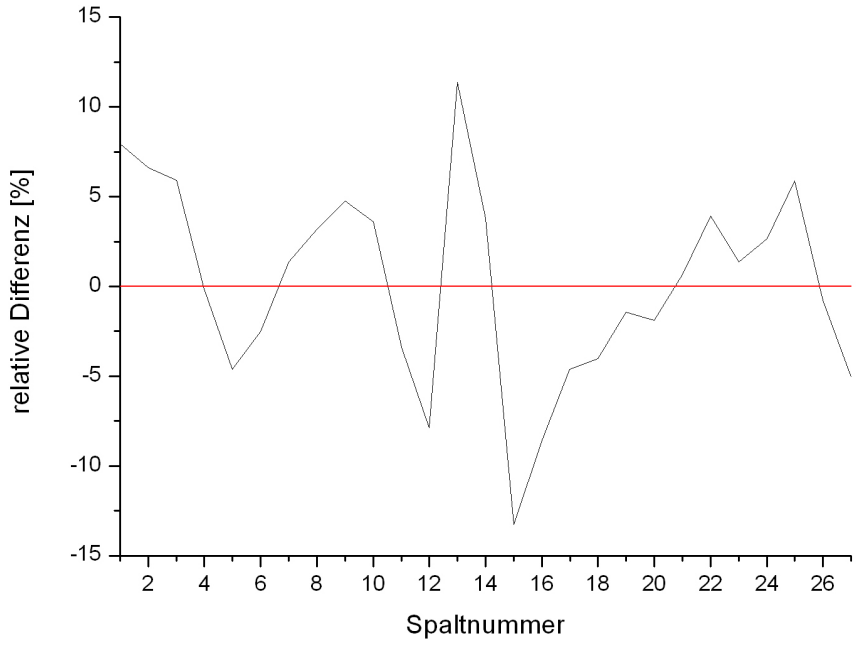

Abbildung 29: relativer Fehler zu den LORASR-Daten.

Hier gibt es Fehler bis zu 13 Prozent (Vgl. Abb. 28), was den Anforderungen nicht genügt.

7.4 Anpassung durch zusätzliches Verändern der Spaltlängen

Um die Spannung noch besser anpassen zu können, gibt es die Möglichkeit die Spaltlängen zu verändern. Dabei muss beachtet werden, dass die Spaltmitte an der gleichen Stelle bleiben muss. Deswegen mussten immer zwei Driftröhren verändert werden, um die Spannung in einem Spalt zu ändern. Die Spaltlänge konnte durch verschiedene Aufsätze variiert werden.

Abbildung 30: Fotographie einer Stütze mit passenden Aufsätzen.

Um die gewünschte Anpassung zu erzielen, wurden die jeweils zwei ersten Spalte vor und nach der Linse verändert. Die Veränderungen sieht man in der nachfolgenden Tabelle:

Spalt	12	13	14	15
Spaltlänge vorher [mm]	17,6	17,4	18,5	18,7
Spaltlänge nachher [mm]	14,7	18,4	19,5	14,3

Tabelle 3: Tabelle der Spaltlängen nach der Optimierung.

Die Tunereinstellungen waren:

Tuner	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
Einschubtiefe [mm]	15	14	15	10	40	15	15	0	0	7	7

Tabelle 4: Tabelle der Tunereinstellungen nach Verändern der Spaltlängen.

Die folgenden Auswertungsschritte sind dieselben wie auch schon bei der Grundmessung oder der Anpassung durch die Tuner. Sie zeigen die beste Anpassung, die durch Variieren der Tuner und der Gaplänge möglich war.

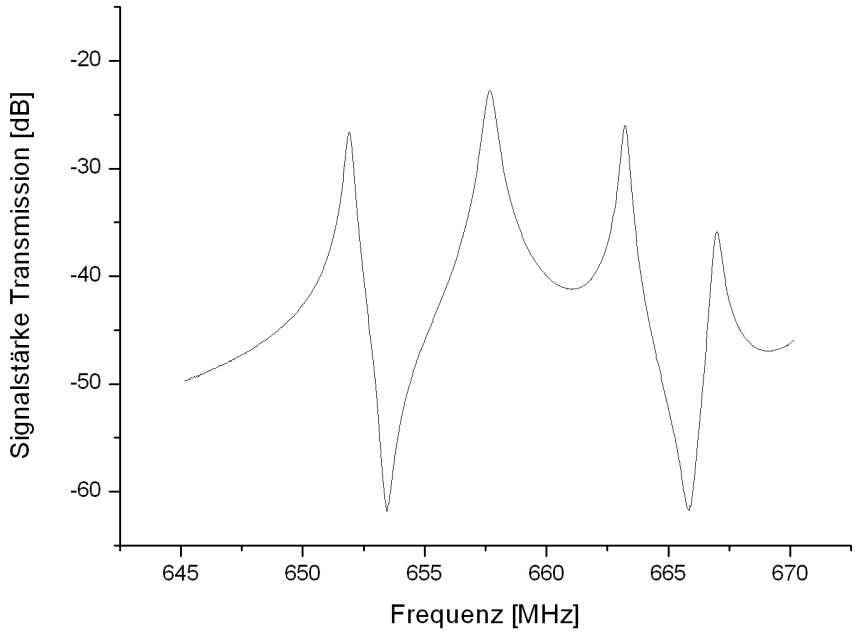

Abbildung 31: Transmissionsspektrum nach Verändern der Spaltlängen.

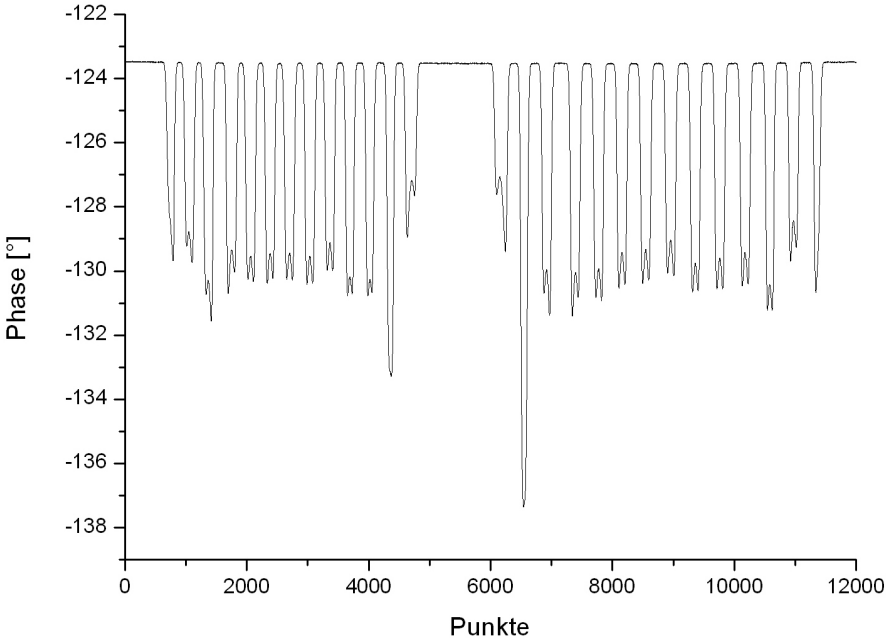

Abbildung 32: gemessene Phaseverschiebung nach Verändern der Spaltlängen.

Wie man in Abb. 32 sieht, sind die Peaks direkt an der Linse ziemlich niedrig und die direkt nachfolgenden sehr hoch. Dies kommt durch die Veränderung der Spaltlängen. Wird eine Spaltlänge kürzer, so steigt die Spaltspannung, da man die Kapazität am Spalt erhöht. Wird Sie länger, sinkt die Spaltspannung. Durch die Veränderungen hat man keine flache Feldverteilung mehr erhalten, was aber der einzige Weg war die realen Spannungswerte an die LORASR-Werte anzupassen.

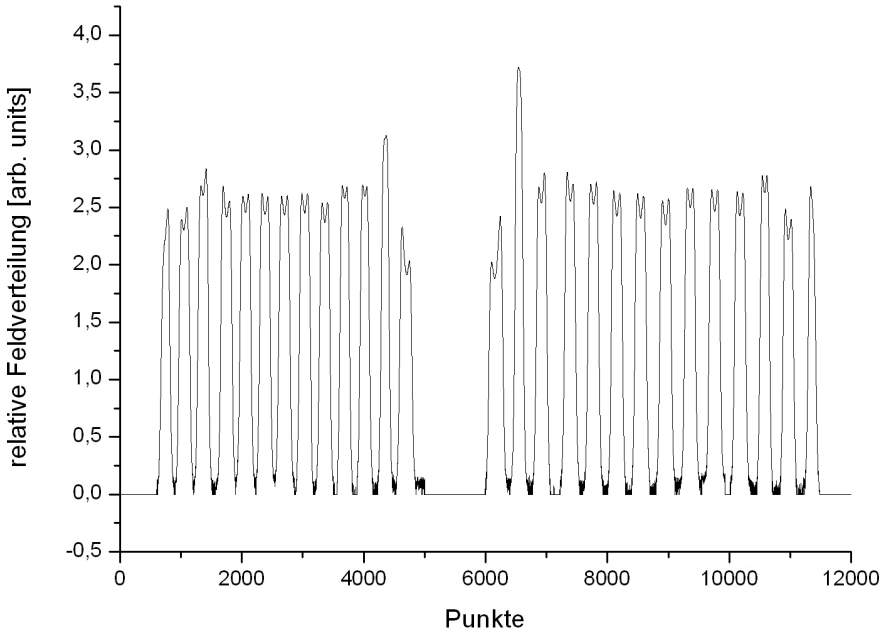

Abbildung 33: relative Feldverteilung nach Verändern der Spaltlängen.

Wie man in Abb. 34 sieht, ist die Anpassung durch Verändern der Spaltlänge und Einstellen der Tuner gut gelungen. Die ausgewerteten Daten entsprechen mit kleinen Abweichungen der LORASR-Kurve. Die genauen Fehler sind in Abb. 35 nochmals dargestellt.

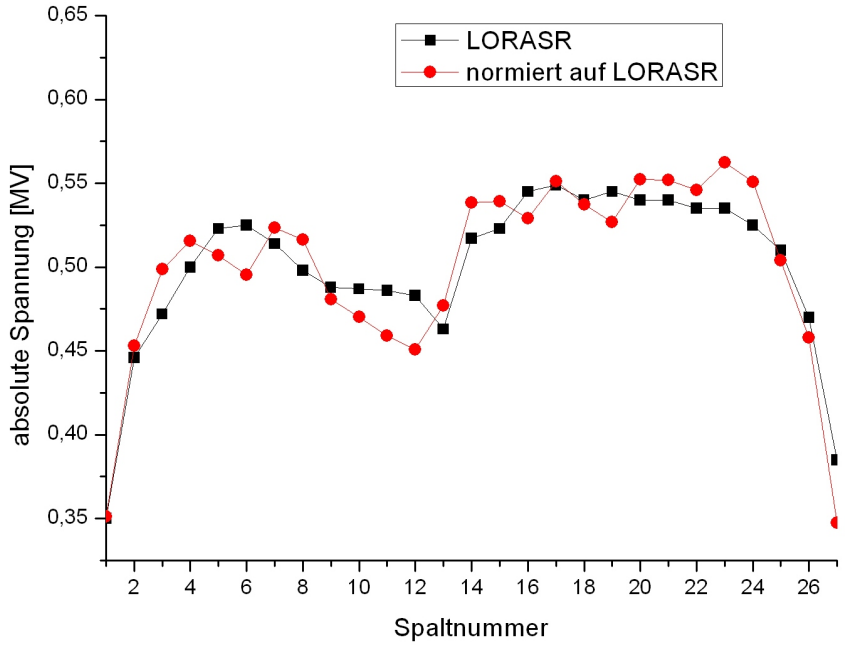

Abbildung 34: Vergleich der Messdaten mit LORASR.

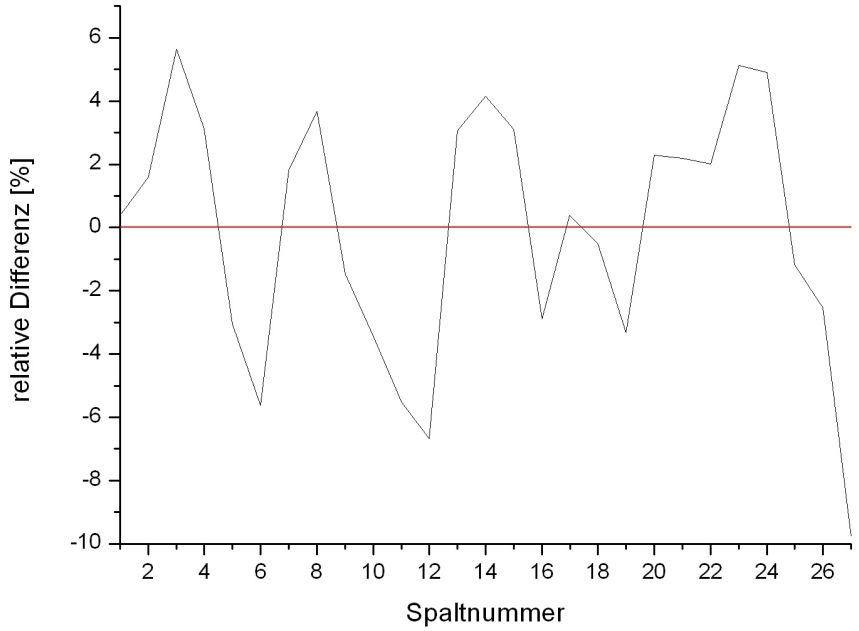

Abbildung 35: relativer Fehler zu den LORASR-Daten.

Abgesehen vom letzten Wert bei Spalt 27, der einen Fehler von ca. 9 Prozent hat, liegen die Fehler alle im vorgegebenen Bereich.

7.5 Sensibilitätsuntersuchung durch Erwärmung

Da es starke Schwankungen bei den Messreihen gab wurde die Sensibilität des Tanks auf Wärme untersucht, um mögliche Fehlerquellen zu entdecken oder auszuschließen. Dazu wurde der Niederenergietank um ca. 30°C aufgewärmt. Der Hochenergieteil des Tanks blieb auf Zimmertemperatur. Der Tank wurde mit Heizbändern aufgewärmt, die man um das Modell herum wickeln konnte. Diese konnten über einen verstellbaren Widerstand reguliert und so die Temperatur eingestellt werden.

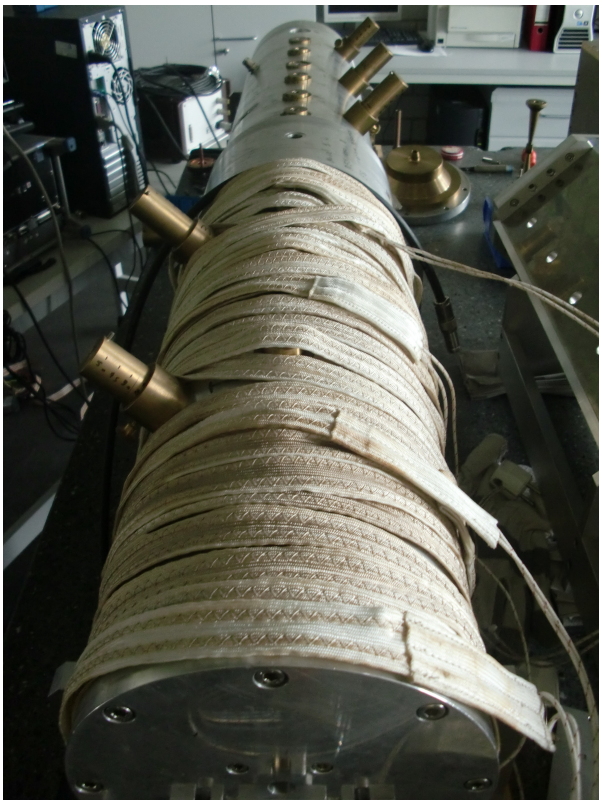

Abbildung 36: Fotographie der Wärmeschläuche, die um das CH-Modell gewickelt sind, um den Niederenergie Tank aufzuwärmen.

Da durch die Tuner und Drifröhreneinsätze, wie man in Abb. 36 sieht, der Tank nicht perfekt bündig umwickelt werden konnte und auch der Deckel des Tanks nicht erwärmt wurde, kann man keine präzise Messung bei einer festgelegten Temperatur machen, sondern sie nur größenordnungsmäßig einstellen, So diente die Messung mehr dazu, abschätzen zu können, wie stark das Modell auf Temperaturunterschiede reagiert.

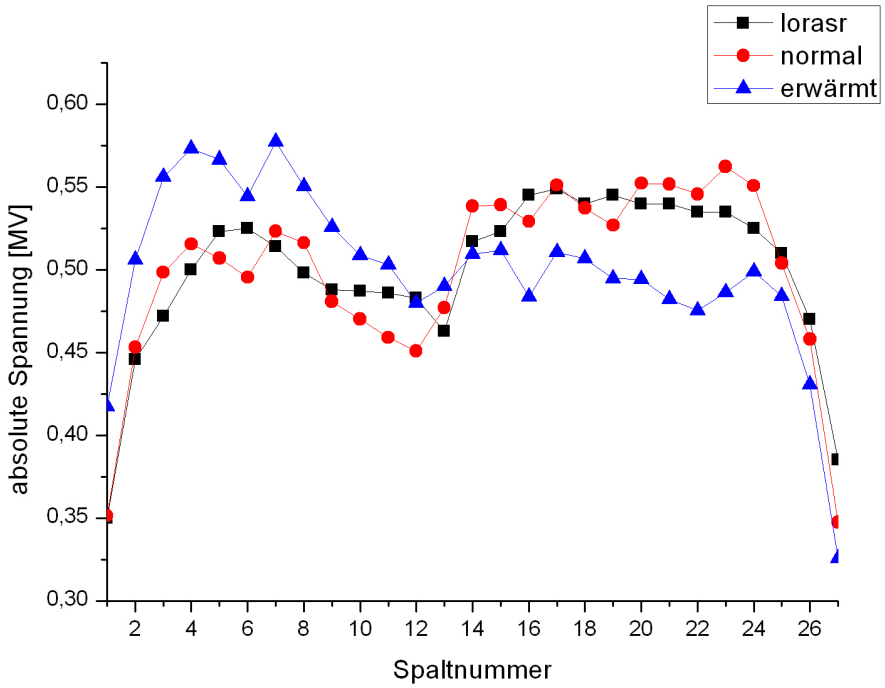

Abbildung 37: Vergleich zwischen den Lorasr-Daten ,den Messdaten aus Abb. 34 und den Messdaten nach der Erwärmung.

Die schwarze Kurve stellt die Vorgabe aus dem Programm LORASR dar. Die Rote ist, wie schon vorher gezeigt, die Messkurve mit der besten Anpassung. Die blaue Kurve beschreibt das Feld im Inneren des Resonators, wenn nur der Niederenergieteil erwärmt ist. Wie man sieht, hat sich die Spannung durch die Erwärmung im Niederenergieteil erhöht. Im Hochenergieteil ist die Spannung abgesunken, obwohl dort keine Veränderung der Temperatur stattgefunden hat. Dies liegt daran, dass sich die Spannungsverteilung wegen der Normierung auf die LORASR-Daten ausgleicht. Die Erhöhung der Spannung liegt an der Ausdehnung des Metalls durch die Erwärmung. Der Tank dehnt sich aus, was zu einer Erhöhung der Induktivität führt. Weiterhin hat die Ausdehnung des Tanks auch eine Frequenzerniedrigung zur Folge. Diese ist aber sehr gering und hat keinen großen Einfluss.
Die Temperaturerhöhung hatte zwar einen messbaren Einfluss auf das Feld im Resonator, allerdings ist im normalen Betrieb mit solchen Temperaturschwankungen nicht zu rechnen.

7.6 Modenanalyse

Schließlich wurde noch eine Modenanalyse an der CH-Struktur durchgeführt. Es sollte untersucht werden ob die zu erwartenden Moden in dem Modell anschwingen und wie sich die HF-Leistung über den Bereich der Linse hinweg ausbreitet. Neben der Grundmode und der π-Mode, die schon bei den vorherigen Messungen erkennbar waren, wird auch noch die $\pi/2$- und die $3\pi/2$-Mode erwartet.

Bisher wurde immer in der Mitte, an der Linse, ein- und ausgekoppelt. Dies ist aber bei der Modenanalyse nicht möglich, da man so bei der $\pi/2$- und der $3\pi/2$-Mode kein Signal empfangen würde, bzw. diese Mode gar nicht anregen könnte, da dort das Feld Null ist. Daher wird für die Modenanalyse außen in den beiden Tanks ein- und ausgekoppelt. (siehe Abb. 7) Mit dieser Einkopplung kann man nun erwarten alle Moden zu sehen, die man untersuchen will.

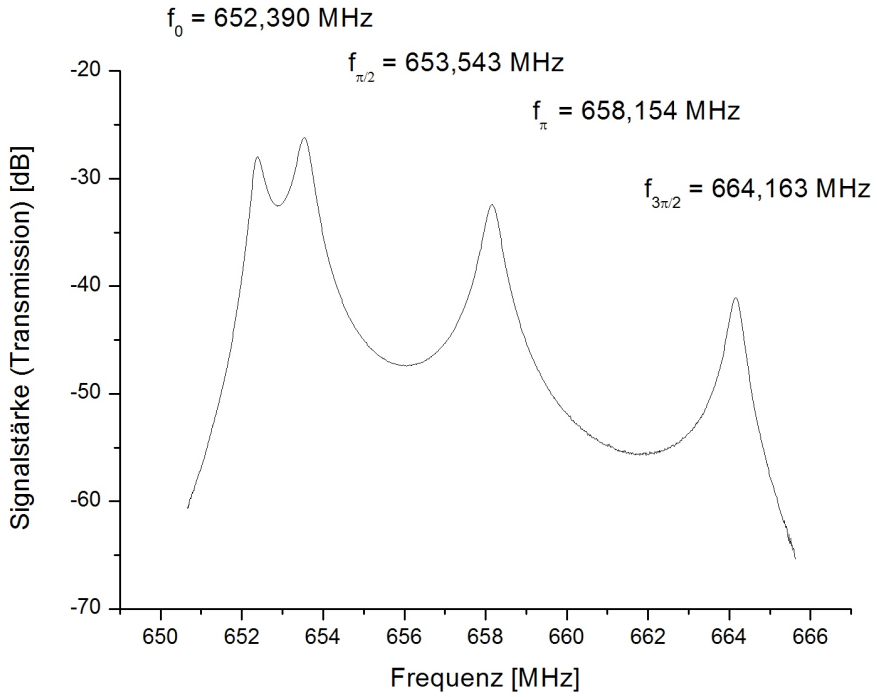

Abbildung 38: Transmissionsspektrum mit Beschrieftung der 4 verschiedenen Moden.

Abb. 38 zeigt die ersten 4 Moden des Resonators, die bei einem Sweep über die Frequenzen gemessen wurden. Sie zeigt die Grundmode (0-Mode) f_0, die $\pi/2$-Mode $f_{\pi/2}$, die π-Mode f_π und die $3\pi/2$-Mode $f_{3\pi/2}$. Diese 4 Moden werden nun im folgenden weiter untersucht. Dazu wird bei der jeweiligen Resonanazfrequenz das Feld im Resonator ausgemessen.

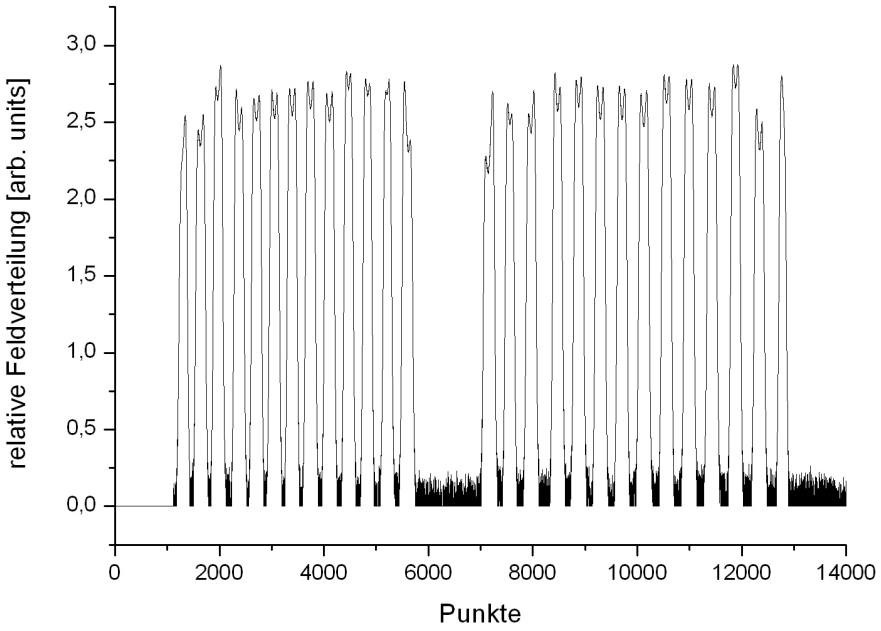

Abbildung 39: relativer Feldverlauf der 0-Mode

Die 0-Mode stellt eine flache Feldverteilung dar, welche sich über den gesamten Resonatorraum hinweg fortsetzt. Wie man in Abb. 39 sieht wird die Leistung über die Linse hinweg störungsfrei übertragen. Das Feld entwickelt sich in dem gekoppelten System homogen und es gibt durch die Linse keine Veränderungen.

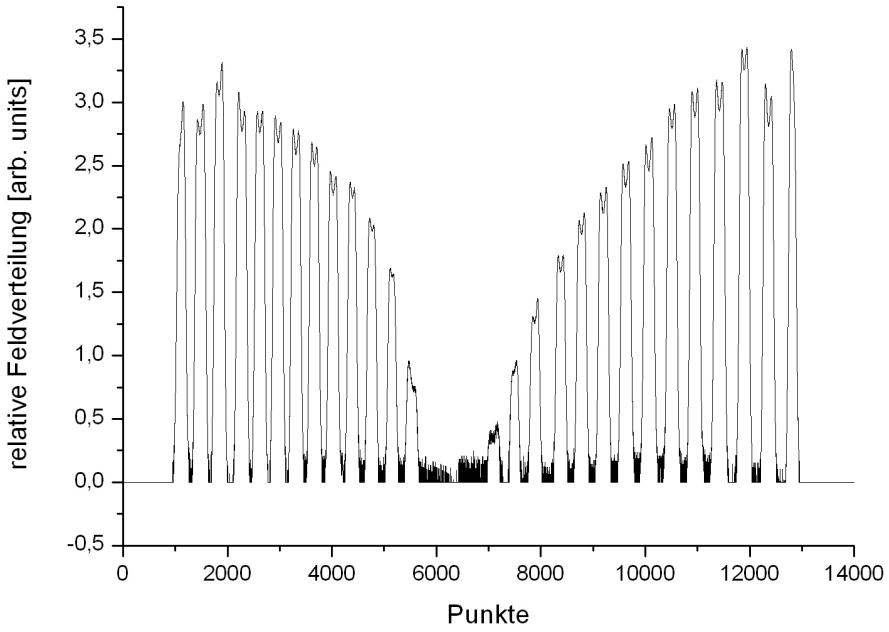

Abbildung 40: relativer Feldverlauf der $\pi/2$-Mode

Die $\pi/2$-Mode hat ihren charakteristischen Feldabfall im Bereich der Linse.

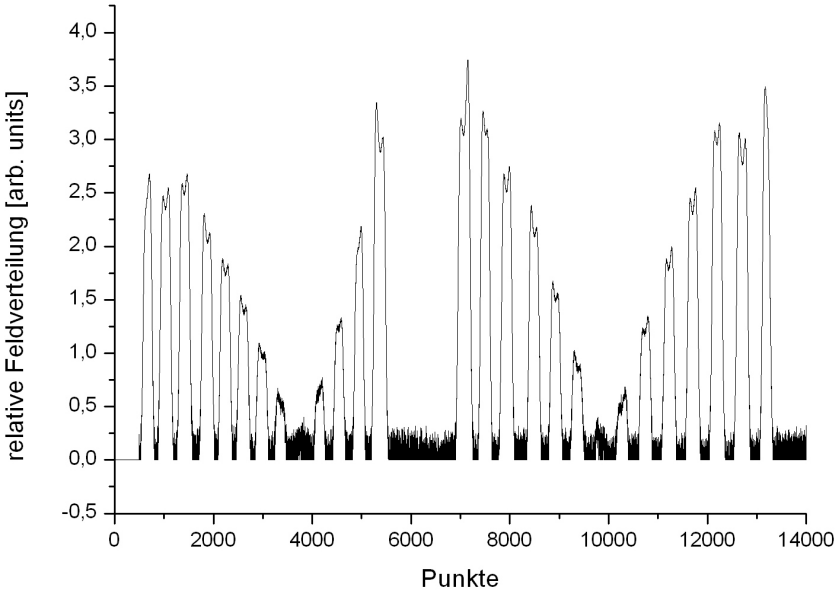

Abbildung 41: relativer Feldverlauf der π-Mode

Das Feld sinkt bei der π-Mode jeweils einmal in den beiden Tanks. Im Bereich der Linse gibt es ein Maximum.

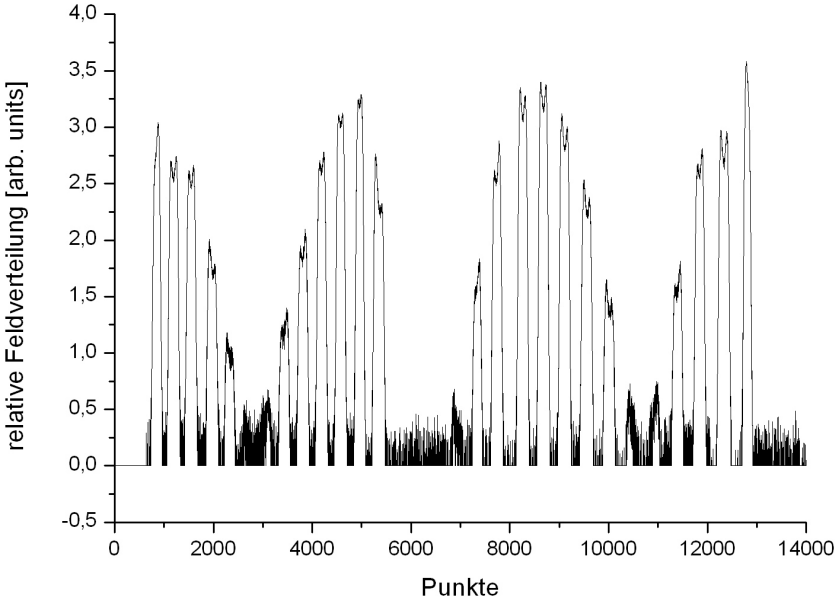

Abbildung 42: relativer Feldverlauf der $3/2\pi$-Mode

Die $3\pi/2$-Mode hat 3 Spannungsabfälle. Einen im Bereich der Linse und jeweils einen in den beiden Tanks. Allerdings ist hier das Rauschen stärker, da diese Mode, wie man in Abb 38 sieht, nicht so stark angekoppelt ist.

Durch die Modenuntersuchung wurden die theoretischen Annahmen belegt. Alle 4 Moden sind im Modell angeschwungen und konnten gemessen werden. Die Amplituden sind jeweils gleichmäßig über die Länge verteilt, was durch das Glätten der Feldverteilung zur 0-Mode bewirkt wurde.

8 Zusammenfassung

Im Rahmen der Bachelorarbeit wurden verschiedene Messungen am CH-Modell des Protonen - Linearbeschleunigers für FAIR durchgeführt.
Zu Beginn wurde die Wirkung der Tuner auf das elektrische Feld im Resonator und die Frequenz untersucht. Aus den systematischen Messungen konnte man feststellen, wie die Tuner das elektrische Feld beeinflussen. Außerdem konnte man sehen, dass die Tuner zu einer Erhöhung der Frequenz führen, was auch durch den theoretischen Hintergrund erwartet wurde. Aus den so gewonnenen Erkenntnissen konnte nun versucht werden, die Spaltspannungen an eine Vorgabe aus LORASR anzupassen. Dies nahm den Hauptteil der Bachelorarbeit ein. Die Anpassung konnte durch Variation der Tuner und der Spaltlängen erreicht werden. Die Abweichungen zur LORASR - Vorgabe lagen alle, bis auf einen Wert, im vorgegebenen Bereich. Allerdings waren die Messungen nicht perfekt reproduzierbar, da es bei der Störkörpermessung zu Fehlern kam. Der Motor, der den Störkörper durch die CH-Struktur ziehen sollte, war in diesem Zeitraum defekt, wodurch sich die gemessenen Spaltspannungen etwas veränderten.
Weiterhin wurde noch eine Sensibilitätsuntersuchung bei Erwärmung des Niederenergieteils des Resonators und eine Modenuntersuchung durchgeführt.
Durch die Erwärmung des Niederenergieteils konnte man sehen, dass das Feld im Inneren des Resonators auf Temperaturunterschiede reagiert. Dies hat aber keinen Einfluss auf die Betriebsfähigkeit des Resonators, da die zu erwartenden Einflüsse auf den Resonator im Betrieb sehr gering sind. Die Modenuntersuchung hat die vorherigen Annahmen bestätigt. Die Hochfrequenzleistung wird über die Linse hinweg störungsfrei weitergegeben und die ersten 4 Moden schwingen alle in dem Modell an und sind messbar, wenn man außen in den Tanks einkoppelt.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei Prof. Dr. Ulrich Ratzinger für die freundliche Aufnahme und die Möglichkeit am IAP meinen Bachelor machen zu können, sowie die Unterstützung bei dieser Arbeit, bedanken.

Ein großer Dank geht an PD Dr. Holger Podlech für die Betreuung meiner Bachelorarbeit und die immer hilfreiche Unterstützung bei Problemen oder Fragen. Das freundschaftliche Verhältnis war sehr angenehm und sorgte für ein gutes Arbeitsklima.

Ebenso möchte ich mich bei Dipl. Phys. Robert Brodhage bedanken, der mir immer beratend zur Seite stand und mir den Einstieg in diese Arbeit erleichterte.

Weiterhin möchte ich mich bei allen Mitglieder der LINAC AG für die freundliche Aufnahme in die Arbeitsgruppe bedanken. Jeder hatte immer ein offenes Ohr für Fragen und meistens auch die passenden Antworten. Das Arbeitsklima war super und es hat Spaß gemacht in dieser Gruppe zu arbeiten.

Zum Schluss möchte ich mich noch bei meinen Eltern bedanken, die dieses Studium erst ermöglicht und mich immer unterstützt haben.

Abbildungsverzeichnis

1 Überblick über die FAIR-Anlage. 2
2 Fotographie der CH-Struktur mit Blick auf das Innere des Modells. Man erkennt Driftröhren, Tuner und Einkoppelschleife. 5
3 Darstellung des Protonen-Linearbeschleunigers. Der für die Bachelorarbeit wichtige Teil, der 2. Resonator, ist in rot umkreist [3]. 6
4 Detaillierte Darstellung des 2. Resonators des Protonen-Linearbeschleuinigers. 6
5 Querschnitt durch eine Simulation der CH-Struktur. Die Tuner sind in rot hervorgehoben [3]. 8
6 Fotographie eines Tuners mit der Einschubskala in mm. 9
7 Querschnitt des CH-Modells mit gekennzeichneten Koppelstellen[4]. . . . 10
8 Beispiel einer Resonanzkurve zur Gütebestimmung. 13
9 Schemazeichnung des Aufbaus der Störkörpermessung. 16
10 Kurve der Dielektrizitätszahl von Teflon in Abhängigkeit von der Frequenz [11]. 17
11 Messung der Phase ohne Klebeband an den äußeren Stützen. Diese schwingen nicht mit. 18
12 Driftröhrenstütze durch Klebeband mit Resonatorwand verbunden, um eine bessere Kontaktierung zu ermöglichen. 19
13 Messkurve der Phase bei 0 mm Einschubtiefe von Tuner 1. 20
14 Messkurve der Phase bei 10 mm Einschubtiefe von Tuner 1. 21
15 Messkurve der Phase bei 20 mm Einschubtiefe von Tuner 1. 21
16 Messkurve der Phase bei 30 mm Einschubtiefe von Tuner 1. 22
17 Messkurve der Phase bei 40 mm Einschubtiefe von Tuner 1. 22
18 Messkurve der Phase bei 50 mm Einschubtiefe von Tuner 1. 23
19 Frequenzverschiebung durch Tunerverschiebung in 10 mm Schritten am Beispiel von Tuner 5. 25
20 Transmissonspektrum bei der Grundmessung. 26
21 gemessene Phasenverschiebung bei der Ausgangsmessung. 26
22 relative Feldverteilung, genommen aus den gemessenen Rohdaten zu Abb. 21. 27
23 Vergleich zwischen den Messdaten und den Vorgaben aus LORASR. . . . 28
24 Relativer Fehler der Spaltspannungen im Vergleich zu den LORASR Werten. 28
25 Transmissionsspektrum nach Veränderung der Tunereinstellungen entsprechend Tabelle 2. 30
26 Gemessene Phasenverschiebung bei Anpassung durch die Tuner nach Tabell 2. 30
27 Relative Feldverteilung zu Daten nach Abb. 26. 31
28 Vergleich der Messdaten mit LORASR. 31
29 relativer Fehler zu den LORASR-Daten. 32
30 Fotographie einer Stütze mit passenden Aufsätzen. 33
31 Transmissionsspektrum nach Verändern der Spaltlängen. 34
32 gemessene Phaseverschiebung nach Verändern der Spaltlängen. 34

33 relative Feldverteilung nach Verändern der Spaltlängen. 35
34 Vergleich der Messdaten mit LORASR. 36
35 relativer Fehler zu den LORASR-Daten. 36
36 Fotographie der Wärmeschläuche, die um das CH-Modell gewickelt sind, um den Niederenergie Tank aufzuwärmen. 37
37 Vergleich zwischen den Lorasr-Daten ,den Messdaten aus Abb. 34 und den Messdaten nach der Erwärmung. 38
38 Transmissionsspektrum mit Beschrieftung der 4 verschiedenen Moden. . . 39
39 relativer Feldverlauf der 0-Mode 40
40 relativer Feldverlauf der $\pi/2$-Mode 40
41 relativer Feldverlauf der π-Mode 41
42 relativer Feldverlauf der $3/2\pi$-Mode 41

Literatur

[1] www.fair-center.de.

[2] G. Clemente. The Room Temperature CH-DTL and its application for the FAIR Proton Injector, Dissertation 2007.

[3] G. Clemente. The FAIR proton linac: The first linac based on a room temperature CH-DTL. Proceedings of HB2010, Morschach, Switzerland, 2010.

[4] R. Brodhage. Prototype construction of a coupled CH-DTL proton linac for FAIR. Proceedings of PAC09, Vancouver, BC, Canada, 2009.

[5] O. Boine-Frankenheim und K. Blasche. Physik und Technik von Ionenbeschleunigern. GSI, Darmstadt.

[6] R. Brodhage. Development and measurements on a coupled CH proton linac for FAIR. Proceedings of IPAC10, Kyoto, Japan, 2010.

[7] H. Podlech. Supraleitung in Beschleuniger- und Fusionstechnologie, Universität Frankfurt 2008.

[8] U. Ratzinger. Effiziente Hochfrequenz- Linearbeschleuniger für leichte und schwere Ionen, Habilitationsschift 1998.

[9] E. Müller. Untersuchungen zur Feldmessung und Hochfrequenzankopplung bei Spiralresonatoren, Diplomarbeit 1977.

[10] G. Geschonke. Untersuchungen der Eigenschaften eines Hohlraumresonators mit interdigitaler H-Struktur und seine Anwendung zur Nachbeschleunigung schwerer Ionen, Dissertation 1977.

[11] H. Domininghaus P. Elsner P. Eyerer T. Hirth. Kunststoffe - Eigenschaften und Anwendungen, 7. Auflage, Springer Verlag 2008.

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Bachelorarbeit selbstständig verfasst und keine anderen, als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel, verwendet habe.

Frankfurt am Main, 1. August 2011