

---

**Optimierung von  
Hochfrequenz-Intensitätsmonitoren am  
Elektronenbeschleuniger ELSA**

---

**Bachelorarbeit in Physik  
von  
Manuel Schedler**

angefertigt am  
**Physikalischen Institut der Universität Bonn**

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

**September 2009**



## Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Motivation</b>	<b>1</b>
1.1	Die Beschleunigeranlage ELSA . . . . .	1
1.2	Intensitätsmessung mit Hohlraumresonatoren . . . . .	1
1.3	Optimale Parameter für die Intensitätsmessung . . . . .	2
<b>2</b>	<b>Simulation der Resonatoren</b>	<b>4</b>
2.1	Das Simulationsprogramm Microwave Studio . . . . .	4
2.2	Simulation der Resonatoreigenschaften . . . . .	4
2.3	Feldverteilung in den Cavities . . . . .	6
<b>3</b>	<b>Fertigung der Bauteile</b>	<b>13</b>
3.1	Die Bauteile der Cavities . . . . .	13
3.2	Korrektur der Resonanzfrequenz . . . . .	13
3.3	Korrektur der Auflageflächen . . . . .	16
<b>4</b>	<b>Optimierung für den Beschleunigerbetrieb</b>	<b>17</b>
4.1	Koppelschleife und Koppelfaktor . . . . .	17
4.2	Frequenzeinstellung durch Abstimmstempel . . . . .	17
4.3	Aufbau eines Störkörpermessstands . . . . .	19
4.4	Resonante Störkörpermessung zur Bestimmung der Shuntimpedanz . . . . .	23
<b>5</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>29</b>
<b>A</b>	<b>Anhang</b>	<b>30</b>
A.1	Quelltext . . . . .	30
A.2	Abbildungen . . . . .	34
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>37</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>38</b>

1. Gutachter: PD Dr. Wolfgang Hillert
2. Gutachter: Prof. Dr. Klaus Desch

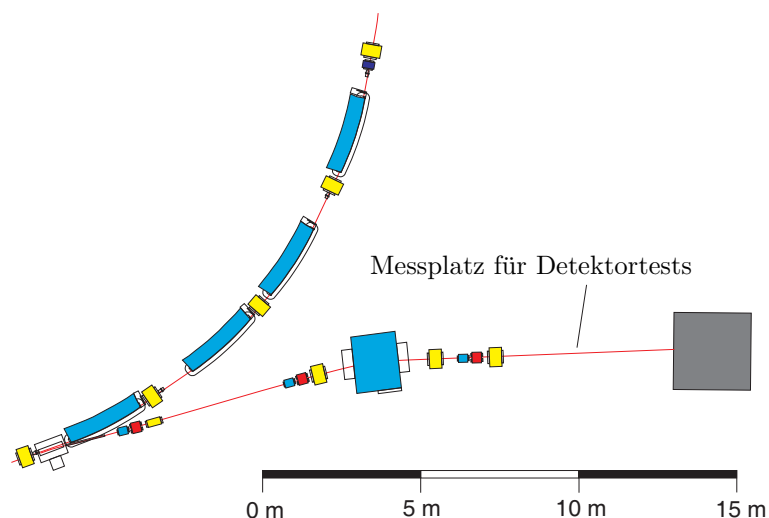
# 1 Motivation

## 1.1 Die Beschleunigeranlage ELSA

Das Physikalische Institut der Universität Bonn betreibt seit dem Jahre 1987 die **Elektronen-Stretcher-Anlage ELSA**<sup>1</sup>. Diese besteht aus dem Stretcherring, dem ein Booster-Synchrotron als Vorbeschleuniger dient, welches wiederum von zur Zeit einem Linearbeschleuniger gefüllt wird. Die vollständige Aufbau von ELSA ist in Abbildung A.2 dargestellt. Mit einer Strahlenergie von maximal 3,5 GeV stellt ELSA einen Elektronenstrahl für Experimente der Mittelenergiephysik zur Verfügung. Dabei zeichnet sich ELSA durch die Möglichkeit aus die Elektronen in spinpolarisiertem Zustand erzeugen und beschleunigen zu können. Mit ELSA ist man in der Lage einen im Ring gespeicherten Strahl zu „dehnen“ und quasi kontinuierlich zu extrahieren.

Der Elektronenstrahl besteht aus einzelnen Elektronenpaketen<sup>2</sup>, die mit annähernd Lichtgeschwindigkeit den ELSA-Ring durchlaufen. Die Bunche haben dabei einen Abstand von 60 cm, welcher der beschleunigenden Hochfrequenz von 499,67 MHz entspricht.

Im Rahmen des Aufbaus einer neuen externen Strahlführung zum Betrieb eines Detektor-testplatzes, wie in Abbildung 1.1 gezeigt, sowie zur Vervollständigung der bereits bestehenden externen Strahlführung, soll je ein Intensitätsmonitor auf Basis von Hochfrequenzresonatoren installiert werden. Diese Arbeit soll die Optimierung dieser Resonatoren beschreiben.



**Abbildung 1.1:** Lageplan der neuen externen Strahlführung mit einem Messplatz für Detektortests

## 1.2 Intensitätsmessung mit Hohlraumresonatoren

Hohlraumresonatoren<sup>3</sup> eignen sich zur Lage- und Intensitätsmessung eines Elektronenstrahls, da sich in ihnen bei bestimmten Frequenzen, die nur von der Geometrie des Hohlraumes abhängen, stehende Wellen ausbilden. Dadurch entstehen resonanzartige Überhöhungen der elektrischen und magnetischen Feldstärken im Inneren des Resonators, wodurch ein ausgekoppeltes Signal messbare Intensitäten erreichen kann.

<sup>1</sup>Im Folgenden wird mit ELSA insbesondere der Stretcherring bezeichnet.

<sup>2</sup>Die sogenannten Bunche

<sup>3</sup>Diese werden im Folgenden auch als Cavities bezeichnet.

Da in der neuen Strahlführung für den Resonator sehr wenig Platz zur Verfügung steht, wurde die Geometrie so gewählt, dass sich als Grundmode die  $TM_{010}$ -Mode<sup>4</sup> mit der dreifachen Frequenz der ELSA-Hochfrequenz ergibt von 499,67 MHz. Damit ergibt sich die Grundfrequenz der Resonatoren zu 1,49901 GHz. Da Resonanzfrequenz und Radius des Cavities antiproportional zueinander sind, erhält man einen wesentlich kleineren Resonator und eine entsprechende Kostenersparnis.

Die Feldgeometrie im Inneren des Cavities soll so konzipiert sein, dass ein durchlaufender Elektronenstrahl minimal gestört wird, sodass die Strahlparameter im Wesentlichen unverändert bleiben, jedoch Energie entzogen werden kann und ein Signal messbarer Intensität entsteht. Der Strahl koppelt dabei an das elektrische Feld der Moden, da nur ein elektrisches Feld dem Strahl Energie entziehen und so messbare Signale liefern kann. Ein Magnetfeld hingegen würde lediglich eine Ablenkung des Strahls aufgrund der Lorentzkraft bewirken.

Ein Elektronenstrahl, der aus mehreren Bunchen mit festem Abstand besteht, ein elektrisches Feld im Inneren eines Resonators anregen, wenn die Bunche genau unter Resonanzbedingungen phasenrichtig, das heißt immer mit gleicher Phasenlage zum elektrischen Feld im Resonator, eintreffen. Das heißt, die Bunche müssen auf der abfallenden Flanke des elektrischen Feldes in den Resonator eintreten, sodass ihnen Energie entzogen werden kann, welche dann durch das Cavity verstärkt wird. Das Feld im Inneren des Resonators entsteht dabei beim ersten Strahldurchgang und schwingt somit immer phasenrichtig zum Strahl selbst.

### 1.3 Optimale Parameter für die Intensitätsmessung

Die Energie, die der Elektronenstrahl in das elektrische Feld des Cavities abgegeben hat, wird von diesem unter Resonanzbedingungen verstärkt. Der Verstärkungsfaktor ist die sogenannte Kreisgüte  $Q_0$ , die für normalleitende Resonatoren in diesem Frequenzbereich um 1,5 GHz maximal in der Größenordnung  $10^4$  liegt. Die Güte ist proportional zum Verhältnis aus gespeicherter Energie im Cavity  $W$  und Verlustleistung in den Resonatorwänden<sup>5</sup>  $P_V$  pro Schwingungsperiode bei der Resonanzfrequenz  $\nu$

$$Q = 2\pi \frac{\nu W}{P_V}. \quad (1.1)$$

Aus diesem Grund wurde als Material für die Resonatorwände das hochreine OFHC-Kupfer<sup>6</sup> verwandt, das eine Leitfähigkeit von mindestens  $58 \text{ MS/m}$  [Deu05] aufweist.

Um dem Strahl möglichst viel Energie zu entziehen, ist eine hohe Shuntimpedanz<sup>7</sup>  $R_S$  erforderlich. Dies ist erforderlich, um ein Signal zu erhalten, das vom Rauschen unterschieden werden kann. Die Shuntimpedanz ist der Proportionalitätsfaktor zwischen der dem Strahl entzogenen Leistung und dem Quadrat des Strahlstroms  $I$ . Aus diesem Grund wurden die beiden Cavities durch Veränderung der Geometrie in der Simulation (siehe Kapitel 2) auf maximale Shuntimpedanz optimiert. Die obere Grenze liegt hierbei für normalleitende Materialien aufgrund der endlichen Leitfähigkeit im  $M\Omega$ -Bereich. Die Leistung  $P_{\text{ext}}$ , die bei Strahldurchgang aus dem Cavity ausgekoppelt werden kann, berechnet sich nach der Formel [Pus05]

$$P_{\text{ext}} = I^2 B^2 R_S \frac{\kappa}{(1 + \kappa)^2} \frac{1}{1 + 4Q_L^2 \left(\frac{\Delta\nu}{\nu_0}\right)^2}. \quad (1.2)$$

<sup>4</sup>TM: transversal magnetisch

<sup>5</sup>durch Ohmsche Verluste aufgrund der endlichen Leitfähigkeit

<sup>6</sup>OFHC: Oxygen-Free High Conductivity

<sup>7</sup>Diese liefert einen Zusammenhang zwischen Strahlstrom und aus dem Cavity extrahierter Leistung, siehe Gleichung (1.2)

Dabei bezeichnet  $B$  den Bunchfaktor<sup>8</sup>,  $\kappa$  den Koppelfaktor,  $Q_L$  die belastete Güte<sup>9</sup> und  $\Delta\nu$  die Frequenzabweichung des anregenden Elektronenstrahls von der Resonatorgrundfrequenz  $\nu_0$ .

Der Koppelfaktor  $\kappa$  lässt sich durch Art und Geometrie der Einkopplung variieren und gibt an, wie sich die Wellenwiderstände von Cavity und Kabel zueinander verhalten. Bei  $\kappa = 1$  wird die gesamte Leistung aus dem Resonator ausgekoppelt. Um möglichst große Leistungen zu extrahieren, wurde  $\kappa = 1$  gewählt<sup>10</sup>, siehe Kapitel 4.1.

Bei einem Extraktionsstrom von 100 pA und einer Shuntimpedanz von  $2\text{ M}\Omega$  ergibt sich auf der Grundfrequenz des Cavities mit einem Bunchfaktor von  $B = 0,64$  [Pus05] bei optimaler Anregung eine Signalleistung von  $P_{\text{ext}} \approx 2 \cdot 10^{-15}\text{ W}$ . Aufgrund der quadratischen Abhängigkeit der extrahierten Leistung vom Strahlstrom kann dieser Wert für geringe Ströme bereits deutlich unterhalb des Rauschpegels liegen. Deshalb wird der Einsatz von Lock-In-Verstärkern nötig, um das Signal aus dem Rauschen herausfiltern zu können. Betrachtet man die Rauschleistung in einem Frequenzband von  $\Delta f = 1\text{ Hz}$ , was dem Frequenzband eines Lock-In-Verstärkers<sup>11</sup> entspricht, und einer Temperatur von  $T = 20^\circ\text{C}$ , so erhält man

$$P_{\text{Rauschen}} = 4k_B T \Delta f = 1,6 \cdot 10^{-20}\text{ W}, \quad (1.3)$$

wobei  $k_B$  die Boltzmann-Konstante ist.

Zusätzlich müssen thermische Effekte berücksichtigt werden. Durch Temperaturänderung kann die Geometrie des Resonators leicht variieren, wobei hier insbesondere der Radius entscheidend in die Resonanzfrequenz eingeht. Ändert sich der Radius, so verschiebt sich die Resonanzfrequenz, wodurch die Anregung durch den Elektronenstrahl nicht mehr optimal ist. Kupfer besitzt einen Längenausdehnungskoeffizienten von  $\alpha = 17 \cdot 10^{-6}\text{ 1/K}$  [Deu05], woraus eine Frequenzverschiebung von

$$\frac{\Delta\nu}{\Delta T} = 25,5\text{ kHz/K} \quad (1.4)$$

resultiert. Mit Gleichung (1.2) ergibt sich ein Verlauf wie in Abbildung A.1 dargestellt, die ausgekoppelte Leistung nimmt also bereits bei Temperaturvariationen von wenigen Kelvin insbesondere bei kritischer Kopplung drastisch ab. Um diesen Effekt zu vermeiden, werden die Resonatoren mit Kühlwasser auf einer konstanten Temperatur von  $20^\circ\text{C}$  gehalten.

Die Parameter, die in der Simulation an die Anforderungen angepasst werden müssen, sind also Resonanzfrequenz, Shuntimpedanz und Güte. Der Koppelfaktor wird allein durch die Geometrie der Koppelschleife bestimmt, ist also in der Simulation nicht zu berücksichtigen.

Im Folgenden wird die Vorgehensweise zum Erreichen dieser Vorgaben beschrieben, die Simulation der Resonatorgeometrie, die Fertigung und die Optimierung für den Beschleunigerbetrieb.

---

<sup>8</sup>Dieser gibt an, um wieviel schwächer die Anregung des Resonators auf der jeweiligen Harmonischen im Bezug auf die Grundfrequenz der Beschleuniger-Hochfrequenz ist.

<sup>9</sup>Diese ergibt sich aus  $Q_0 = (1 + \kappa) Q_L$

<sup>10</sup>Dies wird auch als kritische Kopplung bezeichnet.

<sup>11</sup>phasenempfindlicher Verstärker

## 2 Simulation der Resonatoren

### 2.1 Das Simulationsprogramm Microwave Studio

Zur Simulation der Resonatorgeometrie diente das unter anderem zum Design von Hohlraumresonatoren entwickelte Programm Microwave Studio der Firma CST<sup>12</sup>.

Dieses Programm löst auf einem Gitter, das durch die eingegebene Geometrie bestimmt wird, die Maxwellgleichungen und sucht nach resonanzartigen Überhöhungen der Feldstärken, den sogenannten Eigenmoden. Dabei wird die Geometrie durch den Hohlraum des Resonators vorgegeben, die Außenmaße des Cavities spielen hier keine Rolle. Um die Resonanzfrequenz auf den gewünschten Wert zu optimieren, können einzelne Parameter der Resonatorgeometrie, wie zum Beispiel der Radius des Rings oder die Länge des Resonators, dem Programm als Variablen übergeben werden, die dann über mehrere Simulationszyklen<sup>13</sup> iterativ auf die für die Frequenz optimalen Werte angepasst werden.

Desweiteren können über die Feldverteilung, die sich aus den Maxwellgleichungen ergibt, Werte für Shuntimpedanz und Güte berechnet werden, eine automatische Optimierung durch Variation der Geometrieparameter ist hier allerdings nicht möglich.

### 2.2 Simulation der Resonatoreigenschaften

Als Grundstruktur für die Resonatorgeometrie dient hier ein zylinderförmiger Hohlraum. In diesem Fall bilden sich stehende Wellen im Innern des Resonators mit den Randbedingungen aus, dass elektrische und magnetische Feldstärke an den ebenen Endplatten verschwinden. Die Frequenz der stehenden Welle ergibt sich dann allein durch die Resonatorgeometrie, im Fall der hier gewünschten TM<sub>010</sub>-Mode<sup>14</sup> hängt die Frequenz allein vom Radius  $r$  der Zylinderform ab. Diese Mode zeichnet sich durch ein starkes elektrisches Feld auf der Strahlachse aus und ist rotationssymmetrisch, weshalb ein zylinderförmiger Resonator nötig ist. Es gilt dann:

$$\nu_{010} = \frac{c}{2\pi} \frac{j_{01}}{r}, \quad (2.1)$$

wobei  $c$  die Lichtgeschwindigkeit und  $j_{01}$  die erste Nullstelle der Besselfunktion  $J_0$  ist [Hil06].

Berücksichtigt man die beiden Öffnungen zur Befestigung des Strahlrohrs an den ebenen Endplatten, wird das Feld im Inneren des Resonators erheblich gestört. Die Feldlinien treten durch die Öffnungen aus, sodass Gleichung (2.1) nicht mehr gültig ist. Um dennoch ein in guter Näherung homogenes elektrisches Feld zwischen den beiden Öffnungen zu erhalten, sind an den Innenseiten der Endplatten konische Erhebungen, sogenannte Nasen, angebracht. Diese Erhebungen bewirken eine Feldstabilisierung, sodass das elektrische Feld in Umgebung der Strahlachse, die durch die Mittelpunkte der beiden Öffnungen führt, in etwa dem idealen Feldverlauf in der Zylinderform entspricht. Zusätzlich wird hierdurch das Austreten des elektrischen Feldes aus den Öffnungen eingeschränkt. Die vollständige Geometrie aus der Simulation ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Die Bestimmung der Resonanzfrequenz kann hier nicht mehr analytisch erfolgen, da die Geometrie von der idealen Zylinderform abweicht. Aus diesem Grund greift man hier auf Simulationsprogramme wie Microwave Studio zurück.

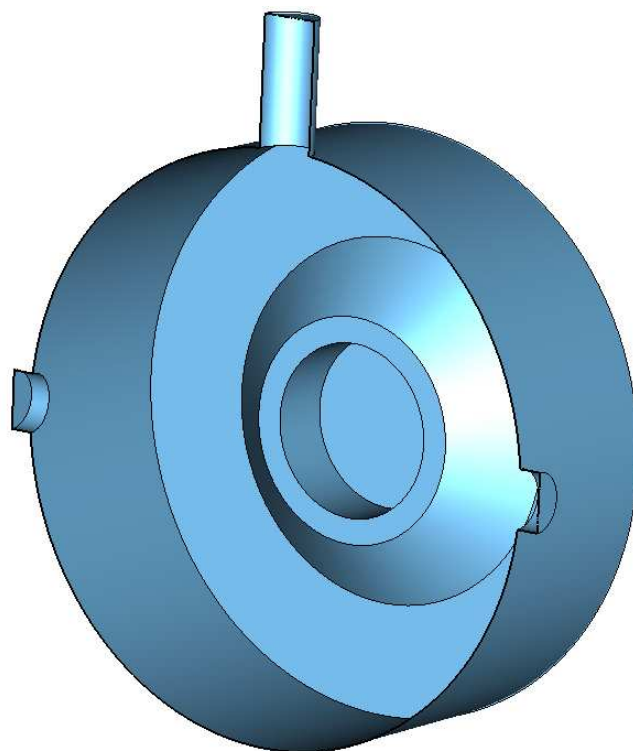
Da die Resonanzfrequenz der Struktur aber im Wesentlichen noch durch den Radius bestimmt wird, wurde dieser der Simulationssoftware als Variable übergeben. Die Zielfrequenz wurde mit 1,498 GHz um etwa 1 MHz zu tief angesetzt, um Produktionstoleranzen zu berücksichtigen. Sie kann beim hergestellten Resonator mit Hilfe von Abstimmstempeln um etwa 1,8 MHz

<sup>12</sup>Computer Simulation Technology

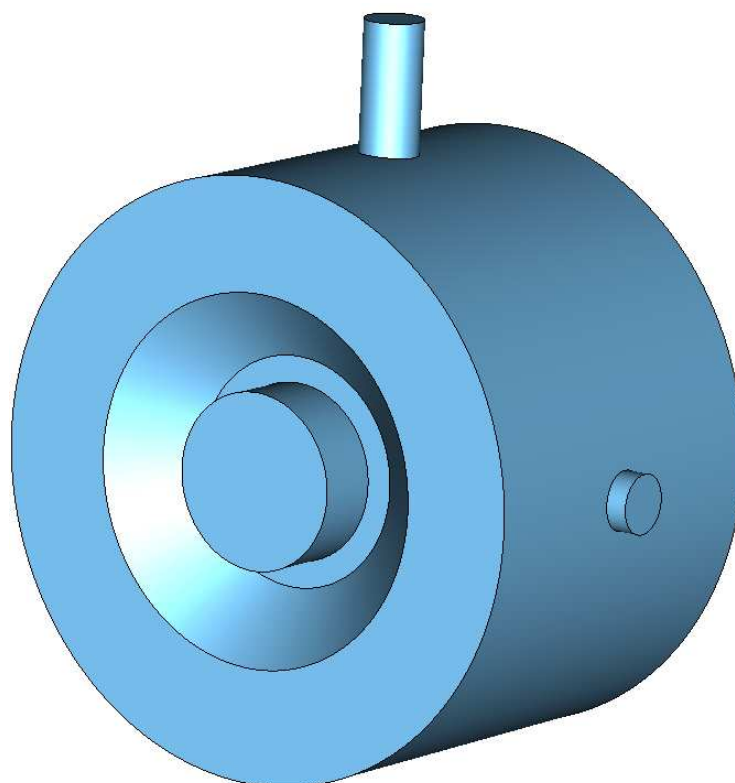
<sup>13</sup>Ein Simulationszyklus bezeichnet die Suche nach Eigenmoden für eine feste Geometrie

<sup>14</sup>TM: transversal magnetisch





(a) Querschnitt durch den Resonator: Man erkennt die drei Öffnungen für die Abstimmstempel und die Einkopplung sowie die konische Nase



(b) Der vollständige Resonator

**Abbildung 2.1:** Geometrie der Resonatoren aus der Simulation mit Microwave Studio

angehoben werden. Damit liegt man mit dieser Zielfrequenz im Bereich größtmöglicher Flexibilität um die erforderliche Resonanzfrequenz von 1,49901 GHz.

Die Höhe der konischen Erhebungen bestimmt sowohl die Shuntimpedanz als auch die Güte des Resonators. Um beide Werte zu maximieren, wurde in Abhängigkeit der Nasenlänge sowohl Shuntimpedanz als auch Güte auf der Zielfrequenz für mehrere Werte berechnet. Die Ergebnisse sind in Abbildung 2.2 zu sehen. Als Kompromiss zwischen maximaler Güte und maximaler Shuntimpedanz wurde hier eine Nasenlänge von 15 mm gewählt. In diesem Fall liefert die Simulation

$$\nu_0 = 1,498 \text{ GHz}, \quad Q_0 = 18500, \quad R_S = 4,3 \text{ M}\Omega. \quad (2.2)$$

Diese drei Werte sowie die Feldverteilung im Inneren der Cavities bestimmen die Genauigkeit und die untere Grenze der möglichen Strommessung.

Um die Abstimmstempel zur Frequenzeinstellung sowie die Koppelschleife anzubringen, sind drei weitere Öffnungen am Resonator notwendig. Da die Resonanzfrequenz vom Radius abhängt, werden die beiden Stempel und ebenso die Koppelschleife an der Außenfläche des Rings angebracht, zumal in diesem Bereich die magnetische Feldstärke am größten ist, wie in Kapitel 4.2 und 4.1 noch erläutert wird.

Die drei Öffnungen befinden sich jeweils auf halber Länge des Resonators und sind um je  $90^\circ$  versetzt, sodass die Stempel einen Winkel von  $180^\circ$  und die Koppelschleife zu den Stempeln Winkel von je  $90^\circ$  bildet. Somit ist gewährleistet, dass das Feld durch die Abstimmstempel symmetrisch verzerrt wird und die Ankopplung an das Magnetfeld im Wesentlichen unabhängig von der Verformung ist. Die Öffnungen wurden zur Frequenzberechnung ebenfalls mit in die Simulation aufgenommen, jedoch haben diese keinen spürbaren Effekt.

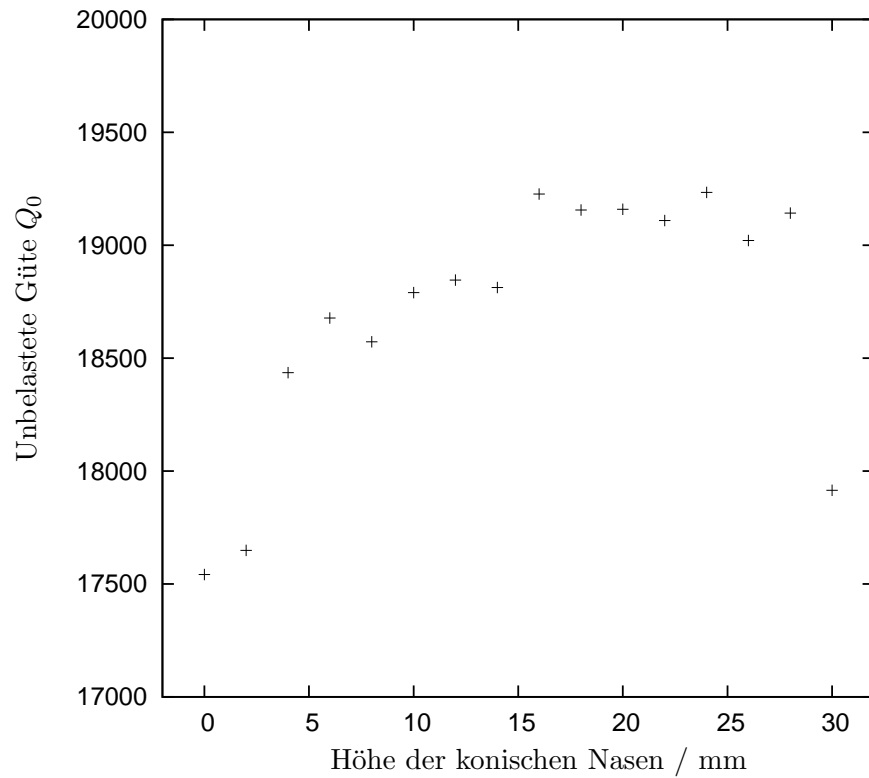
Allerdings spielen sie eine Rolle bei der Betrachtung der Feldverteilung im Inneren des Cavities. Diese ergibt sich aus der Simulation durch Lösung der Maxwellgleichungen für die von der Software gefundenen Eigenmoden.

### 2.3 Feldverteilung in den Cavities

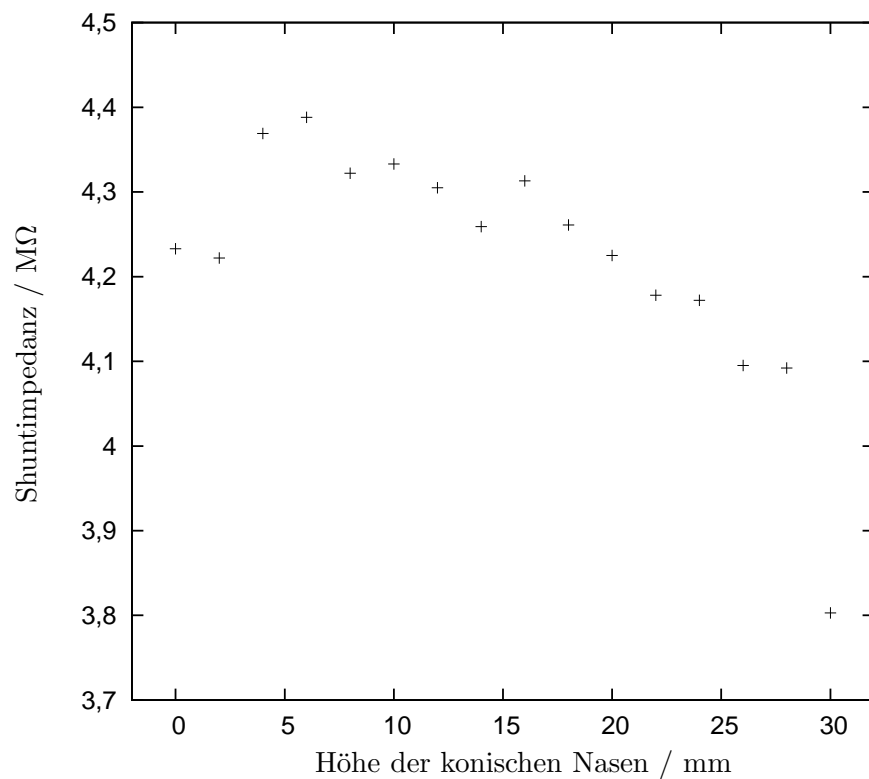
Die Feldverteilung im Inneren der Resonatoren wird im Folgenden für zwei Achsen explizit veranschaulicht. Das dazu verwendete Koordinatensystem ist in Abbildung 2.3 gezeigt: Der Koordinatenursprung befindet sich im Mittelpunkt des Hohlraums, die Bahn des Elektronenstrahls definiert die  $z$ -Achse. Die Feldstärken sind dabei normiert auf einen Energieinhalt von 1 J, weshalb hier sehr große Werte auftreten. Der Energieinhalt der Cavities bei einer Leistungseinkopplung von 1 mW bei kritischer Kopplung liegt bei etwa 1,8 nJ.

Der Verlauf des elektrischen Feldes entlang der Strahlachse ist in Abbildung 2.4 dargestellt. Die vertikalen Linien in den Plots markieren jeweils die Innen- beziehungsweise Außenmaße des Cavities sowie den Mittelpunkt. Im Zentrum des Cavities ist die Feldstärke maximal und sinkt nach außen sehr schnell ab, sodass fast kein Feld mehr durch die Öffnungen des Strahlrohrs austritt. Dies wird durch die konischen Nasen gewährleistet, die das Feld im Inneren des Cavities halten (vergleiche Kapitel 2.2).

Das magnetische Feld verschwindet idealerweise bei der  $\text{TM}_{010}$ -Mode auf der Strahlachse, sodass der Strahl im Wesentlichen nur an das elektrische Feld koppelt. Aufgrund der leichten Asymmetrie der Cavities durch die Öffnung der Koppelschleife weist sie jedoch eine kleine Restkomponente auf, wie Abbildung 2.5 zeigt. Das Feld kann hier durch die Öffnung nach außen treten, wodurch es sich leicht deformiert. Diese Deformation zerstört die Symmetrie, sodass auf der idealen Symmetrieachse, der Strahlachse, eine nichtverschwindende magnetische Feldkomponente verbleibt. Diese ist allerdings im Vergleich zur Feldstärke in  $x$ -Richtung - diese beträgt

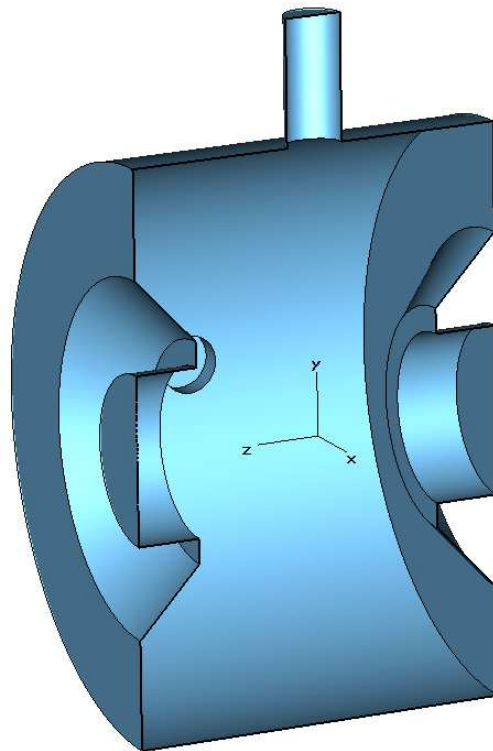


(a) Güte der Resonatoren in Abhängigkeit der Nasenlänge



(b) Shuntimpedanz der Resonatoren in Abhängigkeit der Nasenlänge

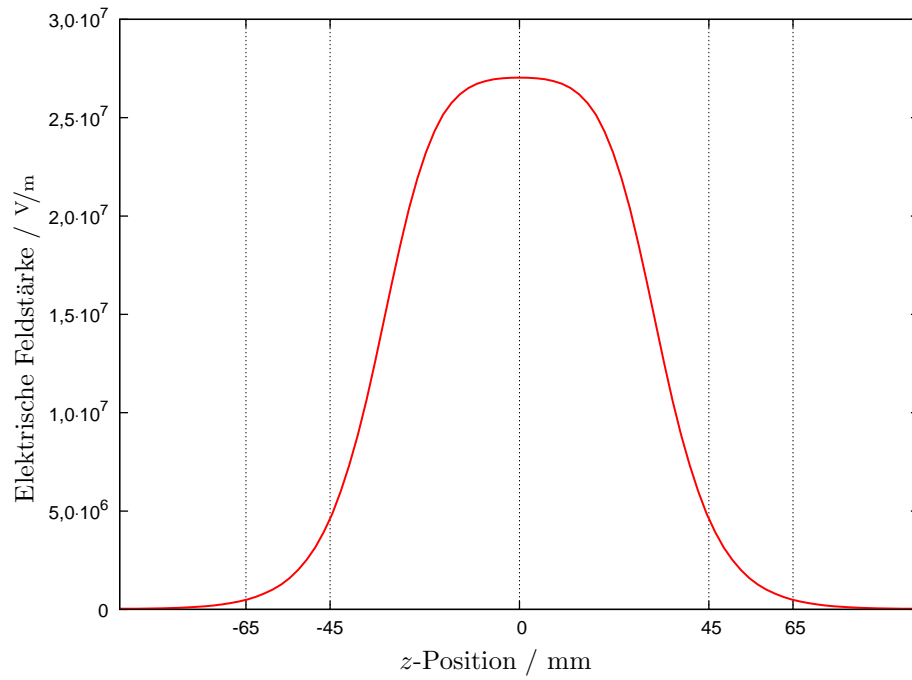
**Abbildung 2.2:** Shuntimpedanz und Güte in Abhängigkeit der Länge der konischen Nasen aus der Simulation mit Microwave Studio [Pat]



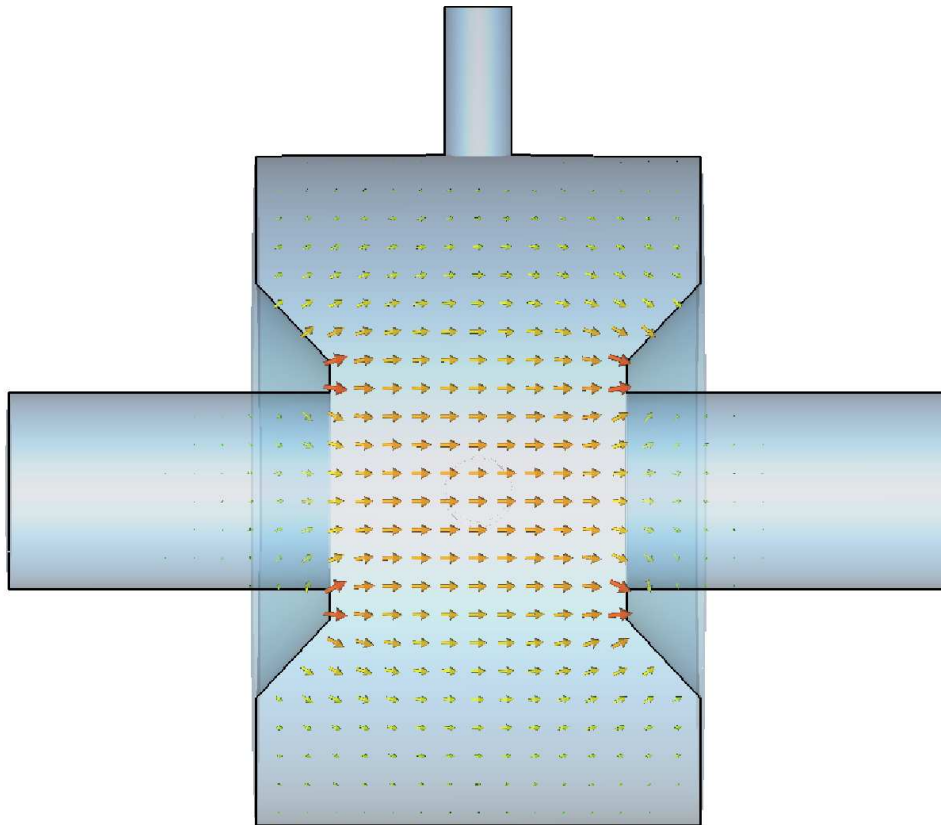
**Abbildung 2.3:** Koordinatensystem zur Beschreibung des Cavities: Der Koordinatenursprung befindet sich im Mittelpunkt des Hohlraums

maximal etwa  $4 \cdot 10^4$  A/m im Vergleich zu 16 A/m auf der  $z$ -Achse - so gering, dass sie vernachlässigt werden kann.

Senkrecht zur Strahlrichtung verhalten sich elektrisches und magnetisches Feld gerade entgegengesetzt. Auf der Strahlachse ist das elektrische Feld maximal und sinkt nach außen bis auf Null ab, wohingegen das Magnetfeld nach außen anwächst und auf der Strahlachse verschwindet. Somit ist gewährleistet, dass der Energieübertrag des Strahls ins Cavity gerade maximal ist, da der Strahl im Idealfall exakt entlang der  $z$ -Achse verläuft. Dabei koppelt er im Wesentlichen an das elektrische Feld, das Magnetfeld ist vernachlässigbar. Dies entspricht gerade den Anforderungen an die Feldverteilung wie sie in Kapitel 1.2 beschrieben wurde.

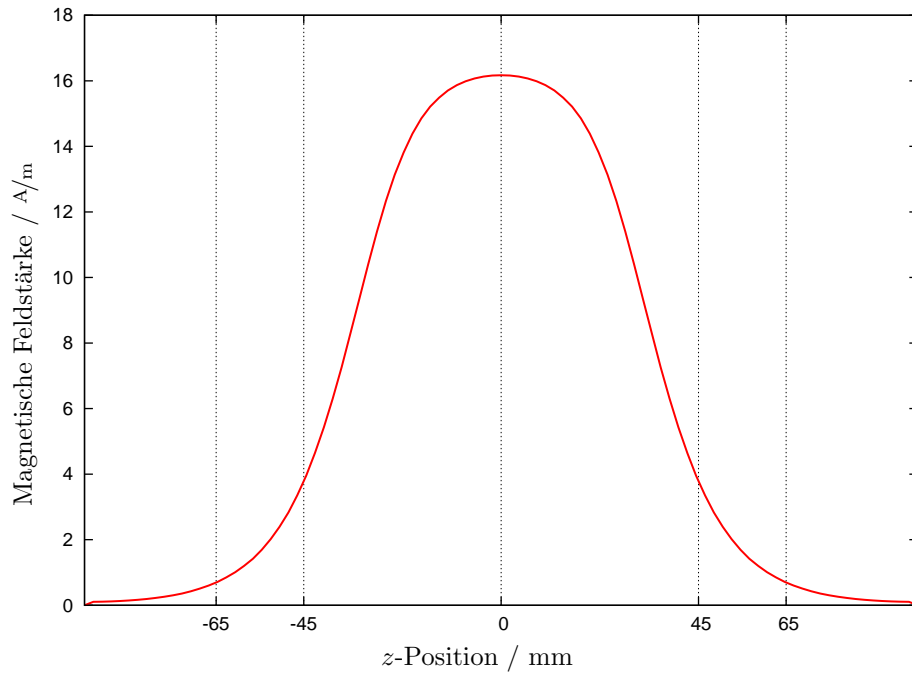


(a) Elektrische Feldstärke entlang der  $z$ -Achse, die vertikalen Linien zeigen die Außen- und Innenradien der Resonatoren

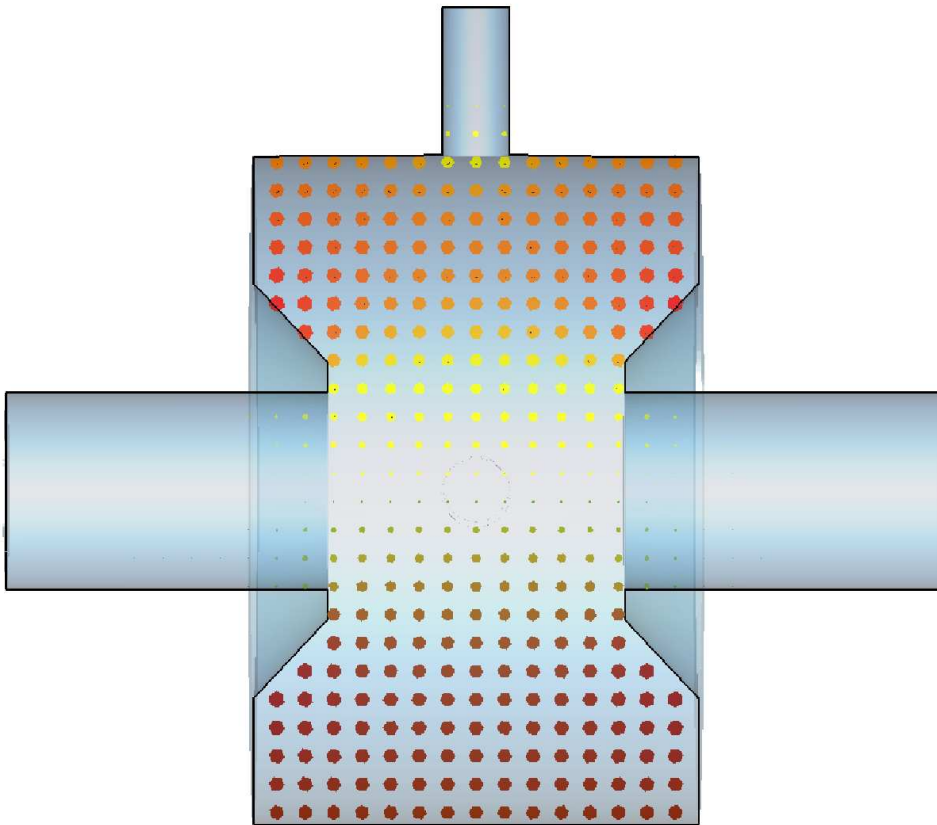


(b) Elektrische Feldverteilung entlang in der  $x, y$ -Ebene

**Abbildung 2.4:** Elektrisches Feld der Resonatoren entlang der  $z$ -Achse

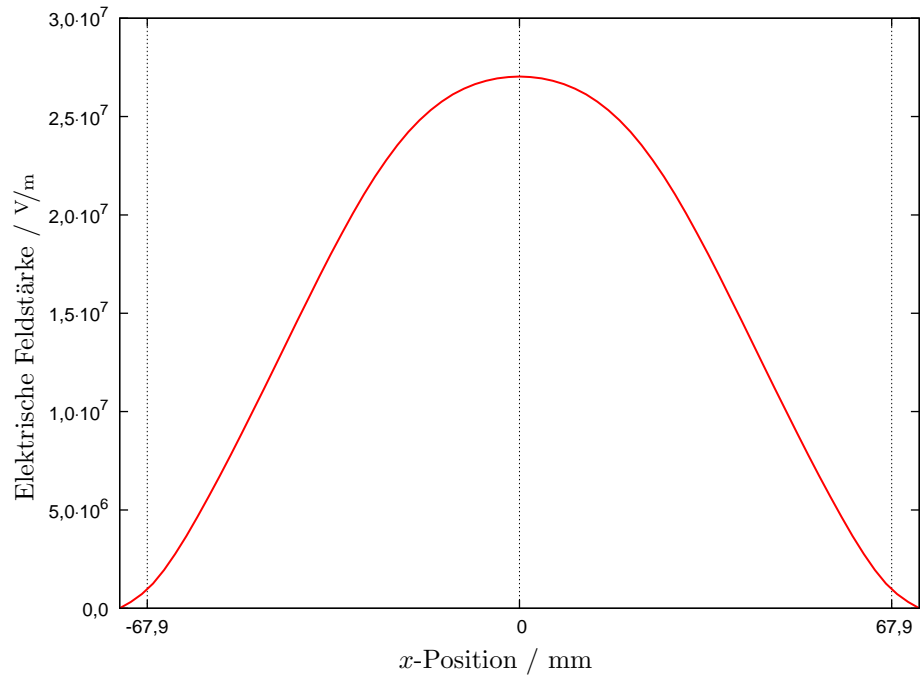
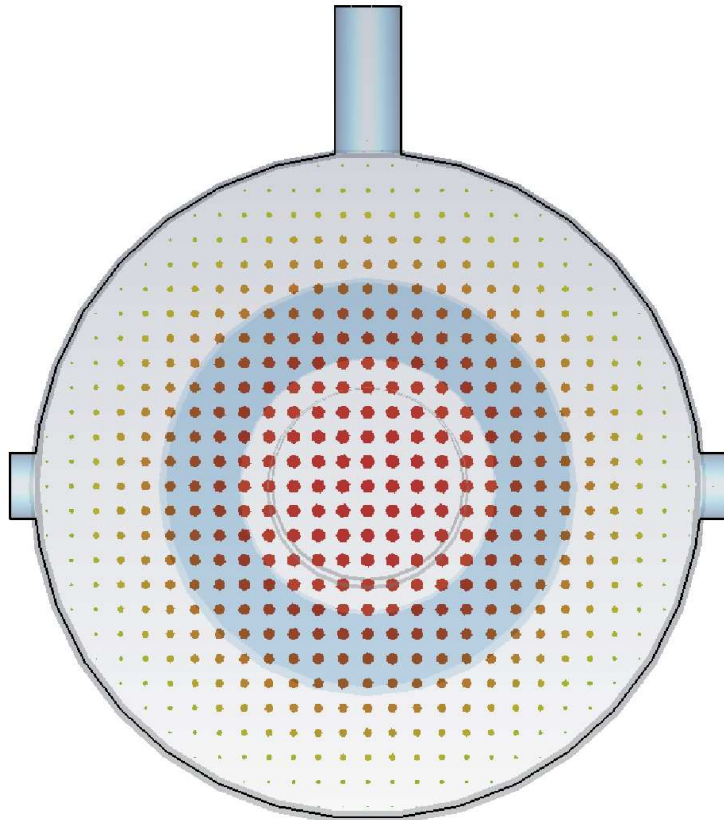


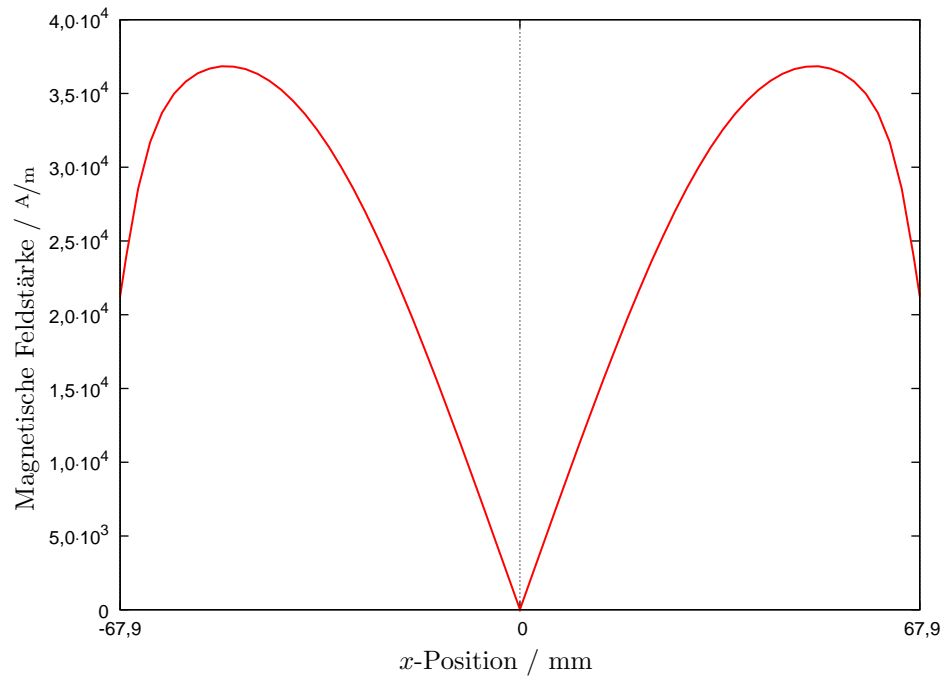
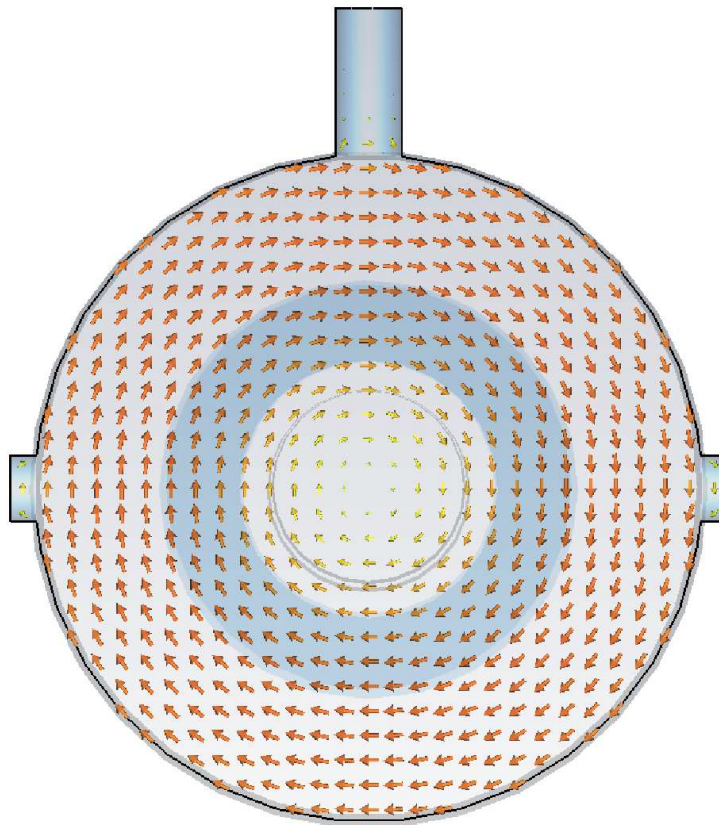
(a) Magnetische Feldstärke entlang der  $z$ -Achse



(b) Magnetische Feldverteilung in der  $z$ ,  $y$ -Ebene

**Abbildung 2.5:** Magnetisches Feld der Resonatoren entlang der  $z$ -Achse

(a) Elektrische Feldstärke entlang der  $x$ -Achse(b) Elektrische Feldverteilung in der  $x, y$ -Ebene**Abbildung 2.6:** Elektrisches Feld der Resonatoren entlang der  $x$ -Achse

(a) Magnetische Feldstärke entlang der  $x$ -Achse(b) Magnetische Feldverteilung in der  $x, y$ -Ebene**Abbildung 2.7:** Magnetisches Feld der Resonatoren entlang der  $x$ -Achse



### 3 Fertigung der Bauteile

Auf der Grundlage der Geometriedaten aus der Simulation erfolgte die Fertigung der Cavities durch die Firma Research Instruments. Dabei wurden die beiden Cavities in je drei Einzelteilen hergestellt, die in einem späteren Produktionsschritt miteinander verlötet wurden.

#### 3.1 Die Bauteile der Cavities

Die insgesamt sechs Bauteile wurden je aus einem massiven OFHC-Kupferblock gearbeitet. 3D-Modelle der Bauteile sind in Abbildung 3.1 zu finden, die Konstruktionsskizzen in Abbildung A.3.

An den Endplatten sind die konischen Nasen sowie die Bohrungen zur Befestigung des Strahlrohrs an der Außenseite zu erkennen. Auf der Seitenfläche der Platten befindet sich die Bohrung zur Kühlwassereinspeisung. Im Inneren der Platten befinden sich Hohlräume, durch die das Wasser geleitet wird. Die Bohrung auf der gegenüberliegenden Seite dient als Rücklauf. Die erhöhte Außenkante der Innenseite dient zur Fixierung der Platten auf dem Ring. Dieser besitzt auf der Außenseite entsprechende Vertiefungen, sodass Platte und Ring exakt aufeinander passen.

Die Fertigungstoleranzen sind mit 1/100 mm angegeben, die Endkontrolle bestätigte die Einhaltung dieser Genauigkeit.

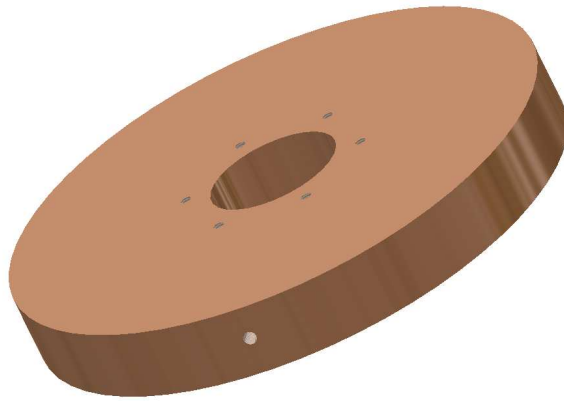
#### 3.2 Korrektur der Resonanzfrequenz

Zur Messung der Resonanzfrequenz wurden die drei Bauteile lose übereinander gelegt, da die Resonanzfrequenz nur von der Geometrie des Cavities abhängt, nicht aber vom elektrischen Kontakt der Bauteile. Ein Netzwerkanalysator sendet ein Hochfrequenzsignal aus einem einstellbaren Frequenzband über eine Koppelschleife in das Cavity und misst den Anteil der Welle, der im Cavity reflektiert wird. Das Verhältnis aus hin- und rücklaufender Welle ist der komplexe Reflexionsfaktor, der Auskunft über die relative Amplitude und Phase des reflektierten Signals liefert. Im Resonanzfall ist der Betrag des Reflexionsfaktors minimal, das heißt das Minimum des Betrages des Reflexionsfaktors aufgetragen gegen die Frequenz liefert die Resonanzfrequenz.

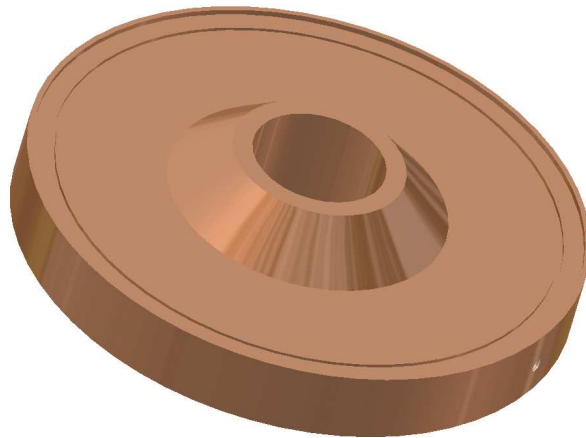
Auf diese Weise wurden die Resonanzfrequenzen der beiden Cavities bestimmt. In beiden Fällen lag die so ermittelte Frequenz bei etwa 1,501 GHz, was eine Abweichung von 3 MHz von der angestrebten Zielfrequenz ist. Da die Simulation diese Abweichung nicht erklären kann, wurde eine Abschätzung benötigt, um welchen Betrag sich die Geometriedaten ändern müssen, um die Zielfrequenz zu erreichen. Da die Resonanzfrequenz stark vom Radius abhängig und da dieser zur Nachbearbeitung leicht zugänglich ist, entschied man sich, diese Abschätzung für den Radius vorzunehmen. Dazu wurde für verschiedene Radien die resultierende Resonanzfrequenz simuliert, um eine quantitative Abhängigkeit zwischen Radius und Frequenz erkennen zu können. Die Ergebnisse dieser Simulation sowie der gemessene Wert sind in Abbildung 3.2 dargestellt. Hier fällt auf, dass der gemessene Wert nicht mit den Simulationsdaten verträglich ist. Auf eine Auftragung von Messfehlern wurde verzichtet, da sie in dieser Darstellung nicht zu erkennen wären. Der Messfehler der Resonanzfrequenz beträgt etwa 40 kHz aus der Ungenauigkeit des Netzwerkanalysators, die Messgenauigkeit des Radius wurde von Research Instruments mit 1  $\mu$ m angegeben.

Anhand dieses Fits konnte der Radius nachgearbeitet werden. Zunächst wurden die Radien beider Cavities um 0,15 mm vergrößert. Die Resonanzfrequenzen betragen danach an Luft 1,498 GHz und 1,476 GHz. Da Luft ein Dielektrikum mit einer Permittivität von  $\epsilon_r = 1,00059$  darstellt, muss ihr Einfluss auf die Resonanzfrequenz berücksichtigt werden. Es gilt:

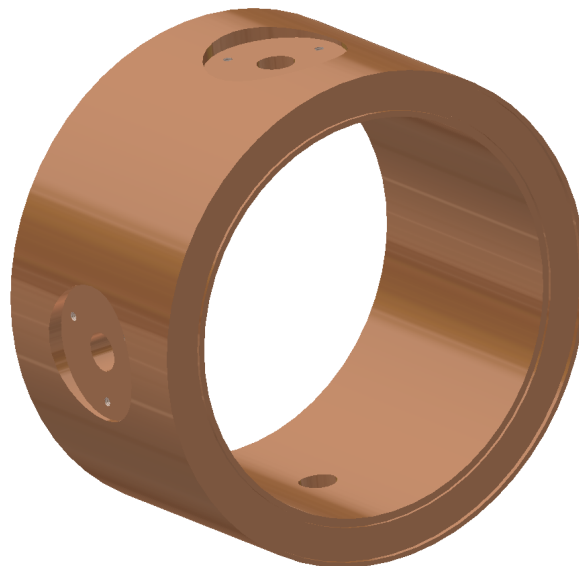
$$\nu_{\text{Vakuum}} = \nu_{\text{Luft}} \cdot \sqrt{\epsilon_r} . \quad (3.1)$$



(a) Außenseite einer der beiden Endplatten

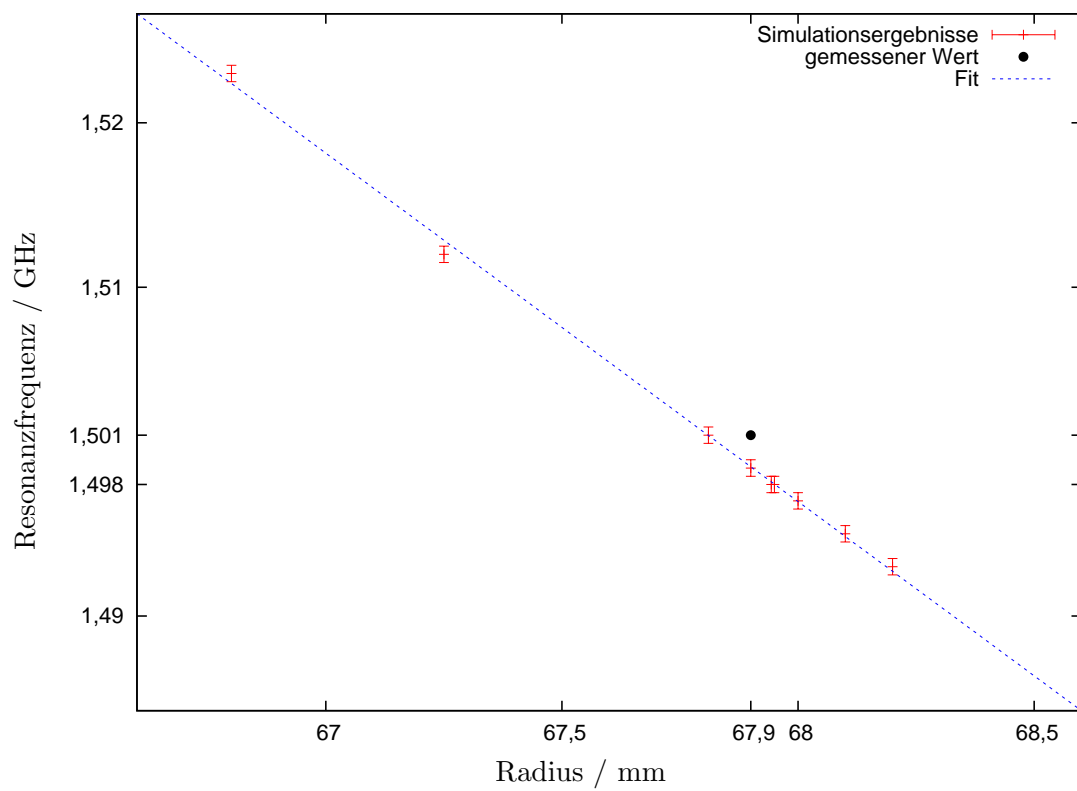


(b) Innenseite einer der beiden Endplatten



(c) Der Ring, das Mittelteil der Cavities

**Abbildung 3.1:** Die einzelnen Bauteile der Cavities, gefertigt aus OFHC-Kupfer



**Abbildung 3.2:** Simulierte Resonanzfrequenzen in Abhängigkeit des Radius zur Korrektur des Resonators

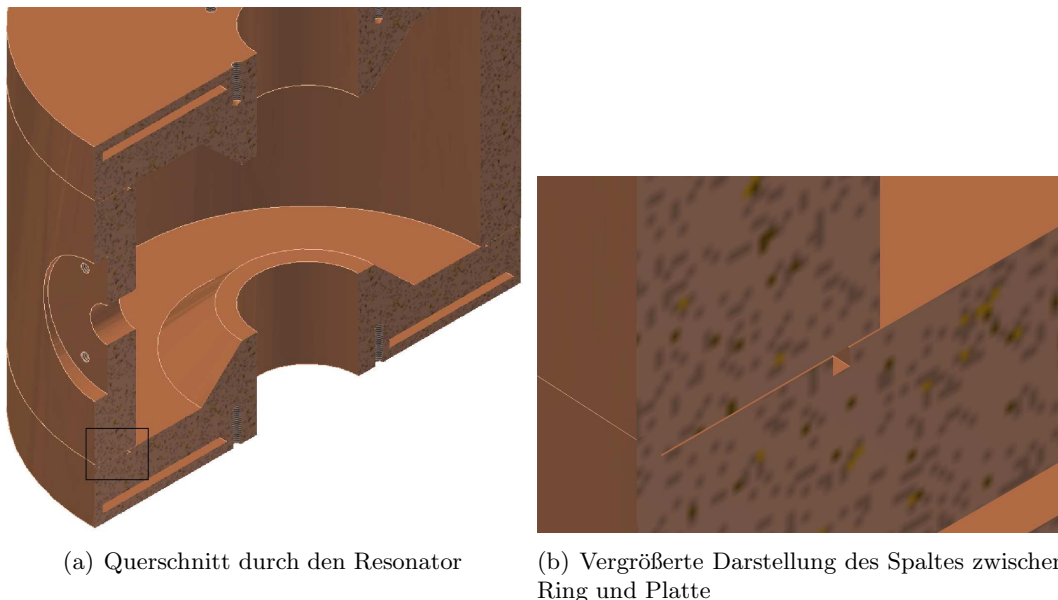
Damit liegt die Resonanzfrequenz an Luft um etwa 432 kHz höher als im Vakuum. Deshalb wurden beiden Cavities noch einmal nachbearbeitet, einmal um 0,025 mm und einmal um 0,05 mm. Daraus resultiert bei beiden Cavities eine Frequenz, die nun bei den gewünschten 1,498 GHz liegt. Durch die Stempel kann diese um bis zu 1,8 MHz angehoben werden, wodurch die Ziel-frequenz von 1,49901 GHz im mittleren Abstimmbereich liegt. Warum trotz identischer Bauart eine unterschiedliche Nachbearbeitung nötig war, ist bislang nicht bekannt.

### 3.3 Korrektur der Auflageflächen

Neben der Frequenz wurde auch die unbelastete Güte bestimmt. Diese lag bei der ersten Mes-sung bei einem Wert von etwa 2000. Die Abweichung vom theoretischen Wert lässt sich auf Fertigungsfehler zurückführen. Die bereits erwähnten Erhebungen zur Stabilisierung der End-platten auf dem Ring des Cavities entsprachen nicht den vorgegebenen Maßen. Die Endplatten lagen deshalb nicht auf der Innenseite des Ringes sondern auf der Außenseite auf, sodass ein elektrischer Kontakt im Inneren des Cavities nicht vorhanden war, wie in Abbildung 3.3 zu sehen ist. Dies führt zu einem eingeschränkten Stromfluss, da der Strom den Umweg über die Außenseite des Cavities nehmen muss, wodurch die Güte erheblich sinkt. Durch Abfräsen der Erhebungen konnte dieses Problem behoben werden.

Um zusätzliche Einbußen bei der Leitfähigkeit durch Unebenheiten in den Endplatten zu vermeiden, wurden die Bauteile der beiden Cavities durch eine hydraulische Presse mit etwa 30 bar zusammengedrückt. Dadurch konnten Güten von über 15000 erreicht werden.

Durch das Lot konnte die Leitfähigkeit zwischen den Bauteilen so stark erhöht werden, dass nun Güten von 17500 bis 18500 gemessenen wurden. Dies liegt im Bereich der Simulationsergebnisse.



**Abbildung 3.3:** Auflageflächen der Endplatten auf dem Ring

## 4 Optimierung für den Beschleunigerbetrieb

über den Strahlstrom zu erhalten, müssen die Parameter aus Gleichung (1.2) bekannt sein. Insbesondere sind hier die Werte des Koppelfaktors, die Resonanzfrequenz, die Güte und die Shuntimpedanz von großer Wichtigkeit und müssen daher experimentell überprüft werden.

### 4.1 Koppelschleife und Koppelfaktor

Die Koppelschleife dient zur Aus- beziehungsweise Einkopplung der elektrischen Leistung aus dem beziehungsweise in das Cavity. Es gibt hierbei zwei Möglichkeiten der Kopplung, die Stift- und die Schleifenkopplung. Die Stiftkopplung koppelt an das elektrische Feld des Resonators, die Schleifenkopplung an das magnetische Feld. Da bei der  $TM_{010}$ -Mode das elektrische Feld im Außenbereich des Rings verschwindet und das magnetische Feld maximal wird, bietet sich die Schleifenkopplung an. Im Ersatzschaltbild des Cavities wird die Schleifenkopplung durch einen Transformator dargestellt, vergleiche Abbildung 4.1. Um die Wellenwiderstände des Cavities  $Z_C$  und des Kabels  $Z_0$  optimal aufeinander anzupassen, muss die Transformatorbedingung

$$n^2 Z_0 = Z_C \quad (4.1)$$

erfüllt sein. Dabei bezeichnet  $n$  das Windungsverhältnis des Transformators. Nur in diesem Fall wird reflexionsfrei Leistung zwischen Leitung und Cavity übertragen und es gilt  $\kappa = 1$ . Die Stärke der Kopplung wird dabei über die Geometrie der Leiterschleife eingestellt. Die Feldlinien des Magnetfeldes durchsetzen die Leiterschleife und induzieren so einen Strom in ihr. Die auf die senkrechte Ebene zu den Feldlinien projizierte Fläche der Leiterschleife bestimmt so das  $n^2$  im Modell des Ersatzschaltbildes. Somit lässt sich über die Größe und die Position der Schleife der Koppelfaktor einstellen. Um das Feld so wenig wie möglich zu stören, wird die Schleife fast senkrecht zu den Feldlinien gestellt, da diese sonst stark verzerrt würden, wodurch die Güte des Cavities leidet. Um dies zu erreichen wurde iterativ eine bereits vorhandene Koppelschleife verkleinert, bis die kritische Kopplung erreicht war.

Anhand dieser Schleife wurden dann zwei neue Schleifen konstruiert. Beide bestehen aus 1 mm dickem Kupferdraht, der auf einer Halterung befestigt ist, welche auf dem Cavity verschraubt wird. Die fertige Schleife ist in Abbildung 4.2 dargestellt.

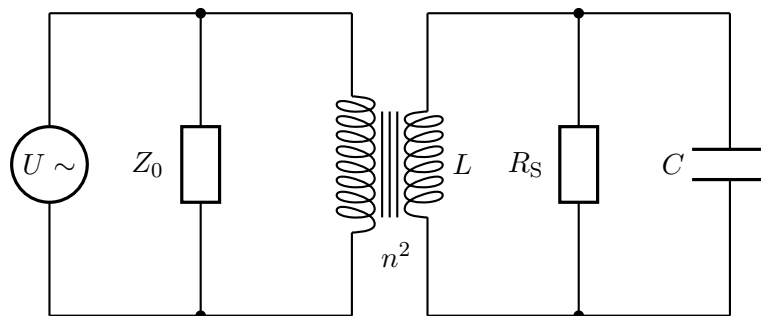


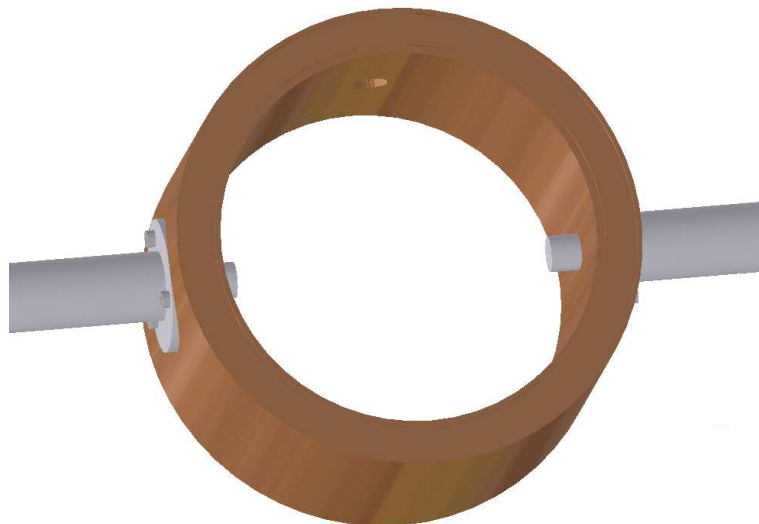
Abbildung 4.1: Ersatzschaltbild eines Cavities mit Schleifenkopplung

### 4.2 Frequenzeinstellung durch Abstimmstempel

Aufgrund der Fertigungstoleranzen kann die Zielfrequenz nicht exakt durch die Resonatorgeometrie erreicht werden. Zusätzlich können leichte Veränderungen der Betriebsbedingungen, wie zum Beispiel Temperaturveränderungen, die Resonanzfrequenz verschieben. Daher sind an den



**Abbildung 4.2:** Die Koppelschleife aus Kupferdraht



**Abbildung 4.3:** Abstimmstempel zur Feinabstimmung der Resonanzfrequenz

Cavities je zwei Abstimmstempel angebracht, mit denen die Resonanzfrequenz sehr präzise bis auf einige kHz genau eingestellt werden kann.

Durch das Einführen der Stempel in den Hohlraum verringert sich sein Volumen, sodass das Magnetfeld leicht verdrängt wird, das elektrische Feld ist hier verschwindend klein. Durch diese Veränderung der Feldgeometrie sinkt die Resonanzfrequenz. Mit dieser Methode lässt sich die Resonanzfrequenz in einem Bereich von 1,8 MHz variieren. Die beiden Stempel sind in Abbildung 4.3 dargestellt.

### 4.3 Aufbau eines Störkörpermessstands

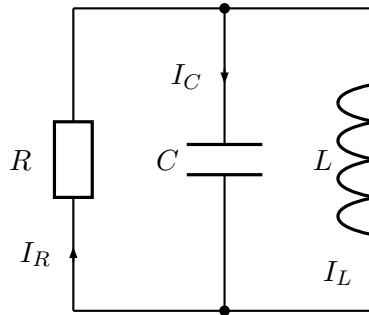


Abbildung 4.4: Ersatzschaltbild eines Cavities als  $LCR$ -Schwingkreis

Zur Messung der Shuntimpedanz wird die sogenannte Störkörpermessmethode angewendet. In diesem Fall wird ein an einem Nylon-Faden befestigter Teflon-Zylinder auf der Strahlachse schrittweise durch den Resonator gezogen. An jeder Position des Störkörpers wird die Resonanzfrequenz des Cavities bestimmt. Im Ersatzschaltbild des Cavities, einem  $LCR$ -Schwingkreis, bestehend aus einer Parallelschaltung von Widerstand, Spule und Kondensator, wie in Abbildung 4.4 dargestellt, wird durch den dielektrischen Störkörper die Kapazität des Kondensators leicht erhöht, sodass die Resonanzfrequenz sinkt. Diese Frequenzverschiebung  $\Delta\nu$  lässt Rückschlüsse auf die Polarisation des Störkörpers und somit auf das elektrische Feld  $E$  an dessen Position  $z$  zu. Es gilt dabei [Hil06]

$$E(z) = \sqrt{\frac{2W}{\alpha_S} \frac{\Delta\nu(z)}{\nu_0}}. \quad (4.2)$$

Dabei ist  $W$  die im Resonatorfeld gespeicherte Energie und  $\alpha_S$  die Störkörperkonstante, die sich aus dem Volumen  $V$  und der elektrischen Permittivität  $\varepsilon_r$  des Störkörpers über

$$\alpha_S = \frac{1}{2} (\varepsilon_r \varepsilon_0 - \varepsilon_0) V. \quad (4.3)$$

ergibt. Integriert man nun das gewonnene elektrische Feld entlang der Achse, so erhält man die Beschleunigungsspannung  $U$ , die ein geladenes Teilchen durchläuft.

$$U = \int_0^l E(z) dz, \quad (4.4)$$

wobei  $l$  die Länge des Cavities bezeichnet. Die Integration erfolgt aufgrund der endlichen Schrittweite in der Bestimmung des elektrischen Feldes numerisch, das heißt, das Integral wird zur Summe

$$U \approx \sum_{i=1}^n E_i \cdot \delta z, \quad (4.5)$$

wobei  $\delta z$  die Schrittweite des Störkörpers darstellt und  $n$  die Anzahl der Schritte.

Berücksichtigt man den zeitlichen Verlauf des elektrischen Feldes, das ein Teilchen mit  $\beta = 1$  beim Durchlaufen des Resonators sieht, so kann eine Laufzeitkorrektur erfolgen. Diese beschreibt den zeitlichen Feldverlauf, wobei angenommen wird, dass ein Teilchen exakt in der Mitte des Resonators das maximale Feld sieht und so einen maximalen Energieübertrag erfährt, sodass sich ein effektiver Spannungswert ergibt. Dieser Laufzeitfaktor kann in der Summe berücksichtigt werden und man erhält

$$U_{\text{eff}} \approx \sum_{i=1}^n E_i \cos\left(\frac{2\pi\nu}{c}(z_i - z_0)\right) \cdot \delta z. \quad (4.6)$$

Dabei ist  $z_0$  der  $z$ -Wert, bei dem der Betrag des elektrischen Feldes maximal wird. Hiermit ergibt sich die Shuntimpedanz zu

$$R_S = \frac{U_{\text{eff}}^2}{2P_V}, \quad (4.7)$$

wobei  $P_V$  die im Cavity dissipierte Leistung ist. Unter Einführung des Laufzeitfaktors

$$\Lambda = \frac{\left| \int_0^l E(z) \cos\left(\frac{2\pi\nu}{c}(z - z_0)\right) dz \right|^2}{\left| \int_0^l E(z) dz \right|^2} \approx \frac{\left| \sum_{i=1}^n E_i \cos\left(\frac{2\pi\nu}{c}(z_i - z_0)\right) \cdot \delta z \right|^2}{\left| \sum_{i=1}^n E_i \cdot \delta z \right|^2} \quad (4.8)$$

folgt

$$R_S = \Lambda \cdot \frac{Q_0}{\pi\nu_0^2\alpha_S} \left| \int_0^l \sqrt{\Delta\nu(z)} dz \right|^2 \quad (4.9)$$

$$\approx \Lambda \cdot \frac{Q_0}{\pi\nu_0^2\alpha_S} \left| \sum_{i=1}^n \sqrt{\Delta\nu_i} \cdot \delta z \right|^2. \quad (4.10)$$

Gleichung (4.10) enthält bis auf Konstanten die quadrierte Summe über die Wurzel aus der Frequenzverschiebung, diese muss also in Abhängigkeit der Position ermittelt werden.

Hierzu dient ein eigens geschriebenes LabView-Programm<sup>15</sup>, welches sowohl die Position des Störkörpers kontrolliert als auch die Resonanzfrequenz des Cavities ausliest. Die Bedienoberfläche des Programms ist in Abbildung 4.5 dargestellt. Dazu ist über eine GPIB-Schnittstelle<sup>16</sup> ein Netzwerkanalysator mit dem LabView-Rechner verbunden. Das Programm steuert den Netzwerkanalysator und kann so die jeweils aktuelle Resonanzfrequenz des Cavities in einer Datei ablegen. Zusätzlich ist über eine PCI-Karte<sup>17</sup> ein Schrittmotor verbunden, an welchem über einen Nylonfaden der Störkörper befestigt ist. Der Motor führt auf Anweisung des Programms einen Schritt einstellbarer Weite aus, wobei die Minimalschrittweite bei 0,25 mm liegt. Die aktuelle Position des Störkörpers wird ebenfalls in der Datei gespeichert, sodass die Resonanzverschiebung in Abhängigkeit der Position aufgenommen wird. Zusätzlich können einige wichtige Parameter direkt durch das LabView-Programm errechnet werden, wie die unbelastete Güte  $Q_0$ , der Koppelfaktor  $\kappa$ , die Verlustleistung  $P_V$ , der Energieinhalt des Cavities  $W$  sowie die Resonanzfrequenz  $\nu_0$ . Diese werden teils direkt, teils indirekt über den Netzwerkanalysator ausgelesen.

<sup>15</sup>Ein graphisches Programmiersystem von National Instruments: „Laboratory Virtual Instrumentation Engineering Workbench“.

<sup>16</sup>General Purpose Interface Bus, auch General Purpose Instrumentation Bus

<sup>17</sup>Peripheral Component Interconnect



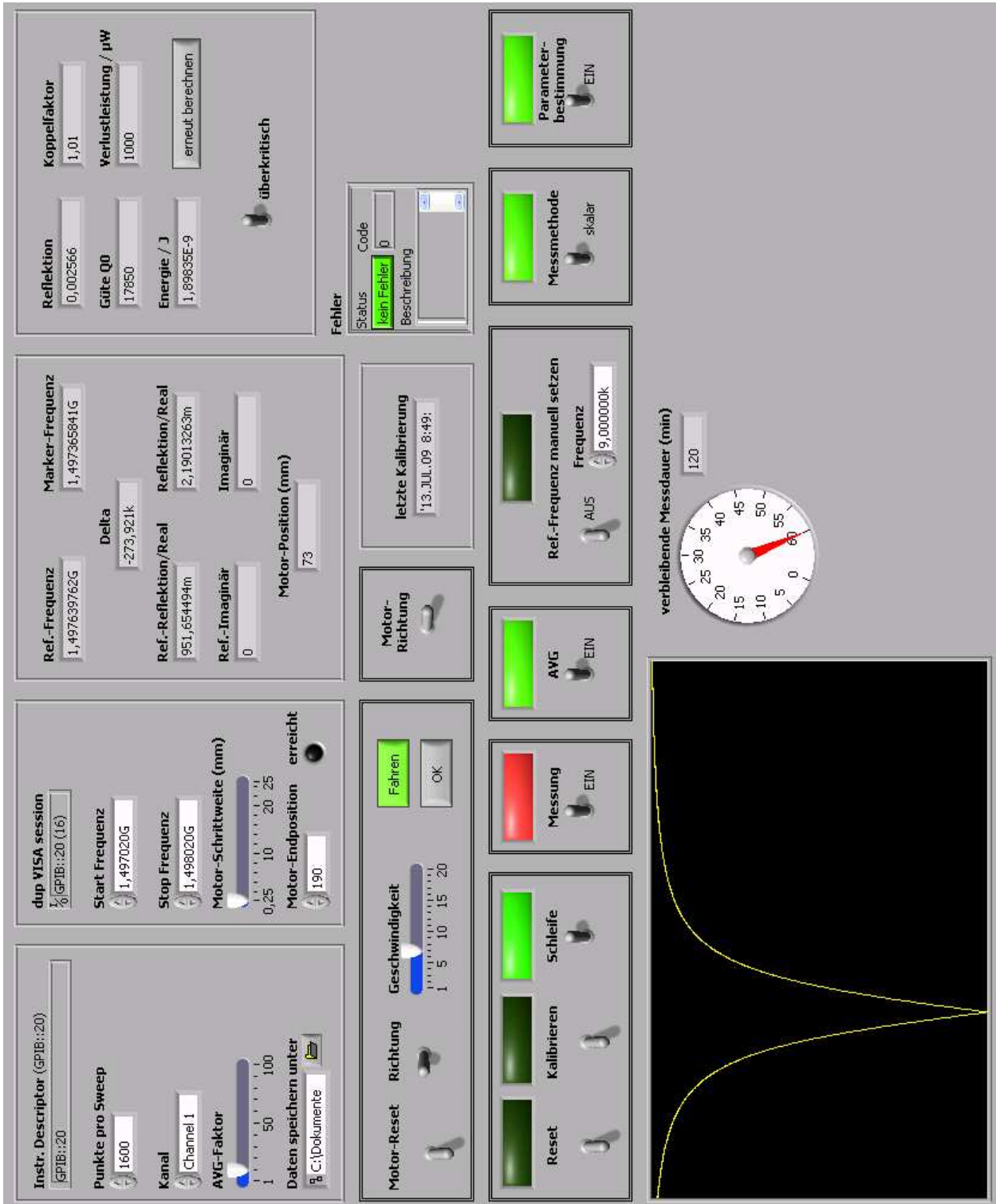


Abbildung 4.5: Bedienoberfläche des LabView-Programms zur Störkörpermessung

Da im angeschlossenen Kabel Verluste auftreten, muss der Netzwerkanalysator zunächst kalibriert werden. Nach Einstellen des Frequenzbereichs kann vor dem Start des Programms die Option „Kalibrieren“ angewählt werden. Diese Funktion ermöglicht das Auslesen der Korrekturparameter bei angeschlossenen Kalibrationsabschlüssen, sodass der ausgegebene Reflexionsfaktor um die Verluste im Kabel sowie der Phasenvorschub korrigiert wird.

Der Koppelfaktor  $\kappa$  ergibt sich aus der Messung des Reflexionsfaktors  $\rho$  auf der Resonanzfrequenz. Hierzu wird zunächst das Minimum des Reflexionsfaktors gesucht, was die Resonanzfrequenz bestimmt. Dann erhält man der Koppelfaktor über [Hil06]

$$\kappa = \begin{cases} \frac{1 + |\rho|}{1 - |\rho|} & \text{für } \rho > 0 \\ \frac{1 - |\rho|}{1 + |\rho|} & \text{für } \rho < 0. \end{cases} \quad (4.11)$$

Da der Netzwerkanalysator nicht selbst entscheiden kann, ob unterkritische ( $\kappa < 1$ ) oder überkritische ( $\kappa > 1$ ) Kopplung vorliegt, muss dies durch den Benutzer entschieden werden. Allerdings hat hier ein Fehler keine Auswirkungen auf die späteren Resultate, da der Kehrwert des Koppelfaktors in Gleichung (1.2) dasselbe Ergebnis liefert.

Die Gütebestimmung erfolgt durch Messung der Breite der Resonanzkurve. Über den Koppelfaktor lässt sich der Wert des Reflexionsfaktors bestimmen, an dem die Breite der Kurve zu messen ist. Es gilt [Hil06]

$$\rho \left( \frac{\Delta\nu}{2} \right) = \frac{\sqrt{\kappa^2 + 1}}{\kappa + 1}. \quad (4.12)$$

Für  $\kappa = 1$  ergibt sich

$$\rho \left( \frac{\Delta\nu}{2} \right) = \frac{1}{\sqrt{2}}. \quad (4.13)$$

Bestimmt man beiderseits der Resonanzfrequenz diejenigen Frequenzen  $\nu_1$  und  $\nu_2$ , bei denen der Reflexionsfaktor auf das  $\frac{1}{\sqrt{2}}$ -fache seines Maximalwertes abgefallen ist, so erhält man die Halbwertsbreite

$$\Delta\nu = |\nu_2 - \nu_1| \quad (4.14)$$

Damit ergibt sich die Güte [Hil06]

$$Q_0 = (1 + \kappa) Q_L = (1 + \kappa) \frac{\nu_0}{\Delta\nu}. \quad (4.15)$$

Die Verlustleistung folgt aus dem Stehwellenverhältnis  $S$  der hin- und rücklaufenden Welle auf der Resonanzfrequenz. Dieses ist definiert über

$$S = \frac{1 + |\rho|}{1 - |\rho|}. \quad (4.16)$$

Für die Verlustleistung [Hil06] folgt

$$P_V = \frac{4S}{(1 + S)^2} P_A. \quad (4.17)$$

Im Fall kritischer Kopplung wird die gesamte Leistung im Cavity dissipiert und es gilt  $P_V = P_A$ .

Aus diesen Angaben lässt sich der Energieinhalt des Cavities bestimmen. Dieser ergibt sich zu [Hil06]

$$W = \frac{P_V Q_L (1 + \kappa)}{2\pi \nu_0}. \quad (4.18)$$

Somit sind alle Parameter bekannt, die zur Bestimmung der Shuntimpedanz nötig sind. Die Messung erfolgt nun vollautomatisch und dauert bei kleinster Schrittweite etwa drei Stunden pro Cavity. Nach jedem Schritt wird der Speicher des Netzwerkanalysators geleert und es wird über mehrere Sweeps<sup>18</sup> gemittelt. Die Anzahl der zur Mittelung genutzten Sweeps lässt sich durch die AVG<sup>19</sup>-Funktion bestimmen. Um die mechanische Schwingung des Störkörpers auf dem Teflonfaden zu berücksichtigen, wird nach jedem Schritt eine Messpause von fünf Sekunden eingelegt. Nach dieser Zeit ist der Störkörper zur Ruhe gekommen, sodass das Ergebnis nicht verfälscht wird.

Neben dieser Methode zur Bestimmung der Shuntimpedanz, welche resonante Störkörpermessung genannt wird, kann noch eine weitere Methode angewendet werden, die nicht-resonante Störkörpermessung. Hierzu wird nicht mehr der Betrag des Reflexionsfaktors auf der Resonanzfrequenz gemessen, sondern der Reflexionsfaktor wird vektoriell, also sowohl in Amplitude als auch in Phase, aufgezeichnet. Dabei folgt die Messung nicht mehr auf der Resonanzfrequenz, sondern es wird auf einer festen Frequenz gemessen. Typischerweise wählt man hierzu die ungestörte Frequenz, es lässt sich jedoch auch eine unabhängige Referenzfrequenz einstellen. Die Differenz aus der auf der Position  $z$  gemessenen Reflexion und der Referenzreflektion ergibt die komplexe Verschiebung  $\Delta\rho$ . Für das elektrische Feld an der Stelle  $z$  gilt dann

$$E(z) = \sqrt{\frac{(1 + \kappa)^2 W}{2\kappa Q_0} \frac{1}{\alpha_S} |\Delta\rho(z)|^2}. \quad (4.19)$$

Die weitere Auswertung erfolgt analog zur resonanten Messung.

Zur Analyse der mit LabView erhaltenen Messdaten wurden zwei Shell-Skripte geschrieben. Der jeweilige Quelltext, `avg.sh` und `stoerkoeper.sh`, ist in Quelltext 1 und 2 im Anhang A.1 dargestellt.

`avg.sh` dient zur Mittelung über mehrere Messreihen. Dabei wird für jeden Positionswert die zugehörige mittlere Frequenzverschiebung berechnet sowie die Standardabweichung.

`stoerkoeper.sh` berechnet schließlich aus den gemittelten Frequenzwerten die elektrische Feldstärke für jede Position. Anschließend wird die Summation zur Berechnung der Spannung und des Laufzeitfaktors ausgeführt, was letztendlich einen Wert für die Shuntimpedanz liefert.

#### 4.4 Resonante Störkörpermessung zur Bestimmung der Shuntimpedanz

Mit Hilfe des beschriebenen Messaufbaus wurden für beide Cavities etwa 30 Messreihen aufgenommen. Die Schrittweite betrug  $(0,25 \pm 0,005)$  mm und es wurde über je zehn Sweeps gemittelt. Nach der Mittelung über alle 30 Messreihen ergeben sich Frequenzverschiebungen wie sie in Abbildung 4.8 zu sehen sind. Die nicht gemittelten Messwerte sind in Abbildung 4.7 dargestellt.

Aufgrund der Datendichte werden hier zur Erhaltung der Übersichtlichkeit keine Messfehler eingetragen, allerdings werden diese in der weiteren Analyse berücksichtigt. Der Messfehler der Frequenzverschiebung ergibt sich aus der Ungenauigkeit des Netzwerkanalysators und beträgt etwa 21 kHz bei 1,5 GHz. Durch Mittelung über je zehn Sweeps folgt der Fehler aus der Standardabweichung der Messwerte und beträgt hier etwa 3 kHz.

Für die Störkörperkonstante ergibt sich für den zylinderförmigen Teflon-Störkörper mit dem Radius  $r = (3 \pm 0,01)$  mm, der Höhe  $h = (6 \pm 0,01)$  mm und  $\varepsilon_r = 2,0 \pm 0,02$ , die Bohrung zur Durchführung des Fadens hat etwa einen Durchmesser von  $d = (1 \pm 0,1)$  mm,

$$\alpha_S = (7,3 \pm 0,17) \cdot 10^{-19} \text{ A s m}^2/\text{V}. \quad (4.20)$$

<sup>18</sup>Ein Sweep bezeichnet das einmalige Durchlaufen des eingestellten Frequenzbereichs.

<sup>19</sup>AVG: average (englisch für Mittelwert)

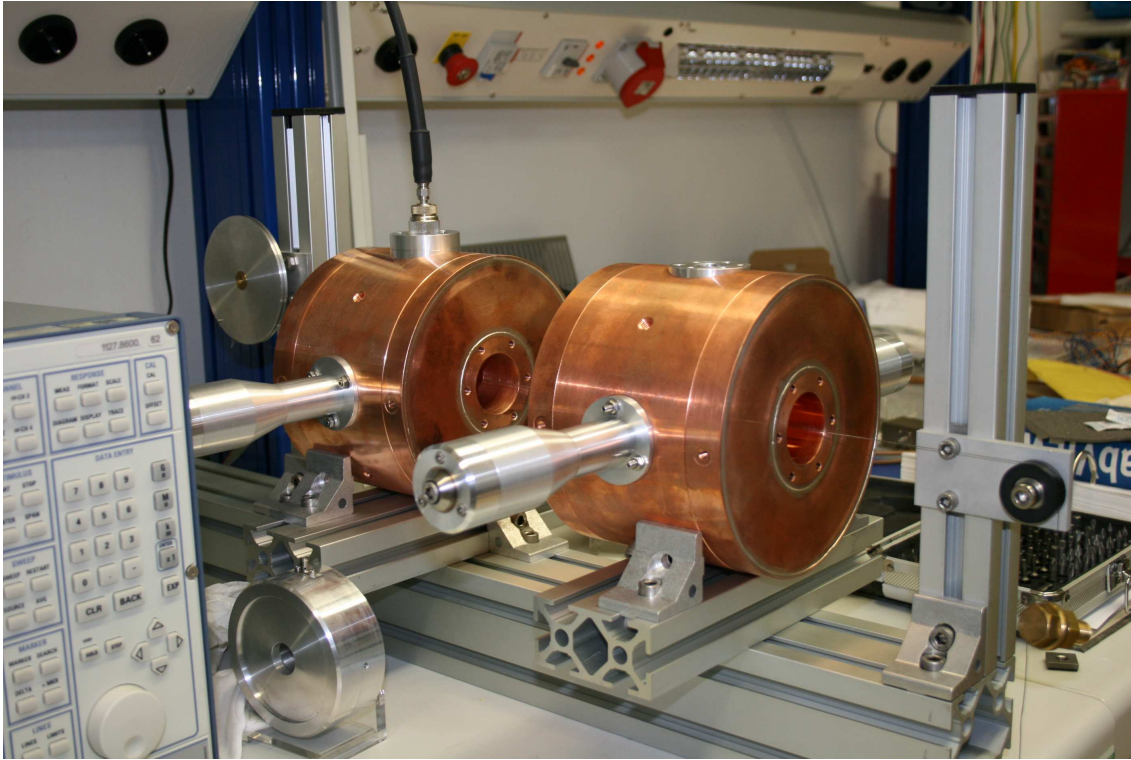


Abbildung 4.6: Messaufbau zur Störkörpermessung

Anhand dieser Werte können nun die elektrischen Feldstärken der beiden Cavities bestimmt werden. Diese sind in Abbildung 4.9 visualisiert. Der theoretische Wert ergibt sich aus der Simulation durch Skalierung auf die Feldenergie im Cavity. Der errechnete Wert folgt aus Gleichung (4.2). Hierbei wird die Dämpfung des verwendeten Kabels mit berücksichtigt, da nicht die kompletten 1 mW des Netzwerkanalysators das Cavity erreichen. Die gemessene Leistung am Kabelende beträgt

$$P_{\text{out}} = (-1,22 \pm 0,01) \text{ dBm}. \quad (4.21)$$

Der Verlauf der gemessenen Kurve stimmt mit der simulierten überein, der Maximalwert weicht jedoch leicht ab. Die Ungenauigkeit überträgt sich hierbei aus der Ungenauigkeit der gemessenen Frequenzverschiebung sowie der gemessenen Parameter. Durch die Wurzelfunktion werden die Messfehler in den Außenbereichen der Kurve daher sehr groß, bis  $\Delta E = 400 \text{ V/m}$ , auf den Flanken und dem Plateau beträgt der Fehler etwa  $\Delta E = 10 \text{ V/m}$ . Aus diesem Grund treten auch die Peaks außerhalb des Resonators auf, hier wird bereits eine kleine Frequenzverschiebung zu einem relativ großen Feld.

Durch Summation nach Gleichung (4.10) folgt für die Shuntimpedanzen der beiden Resonatoren

$$R_{\text{S}}^1 = (2,94 \pm 0,22) \text{ M}\Omega, \quad R_{\text{S}}^2 = (2,94 \pm 0,16) \text{ M}\Omega. \quad (4.22)$$

Ohne Berücksichtigung des Laufzeitfaktors erhält man

$$R_{\text{S}}^1 = (5,44 \pm 0,41) \text{ M}\Omega, \quad R_{\text{S}}^2 = (5,44 \pm 0,30) \text{ M}\Omega. \quad (4.23)$$

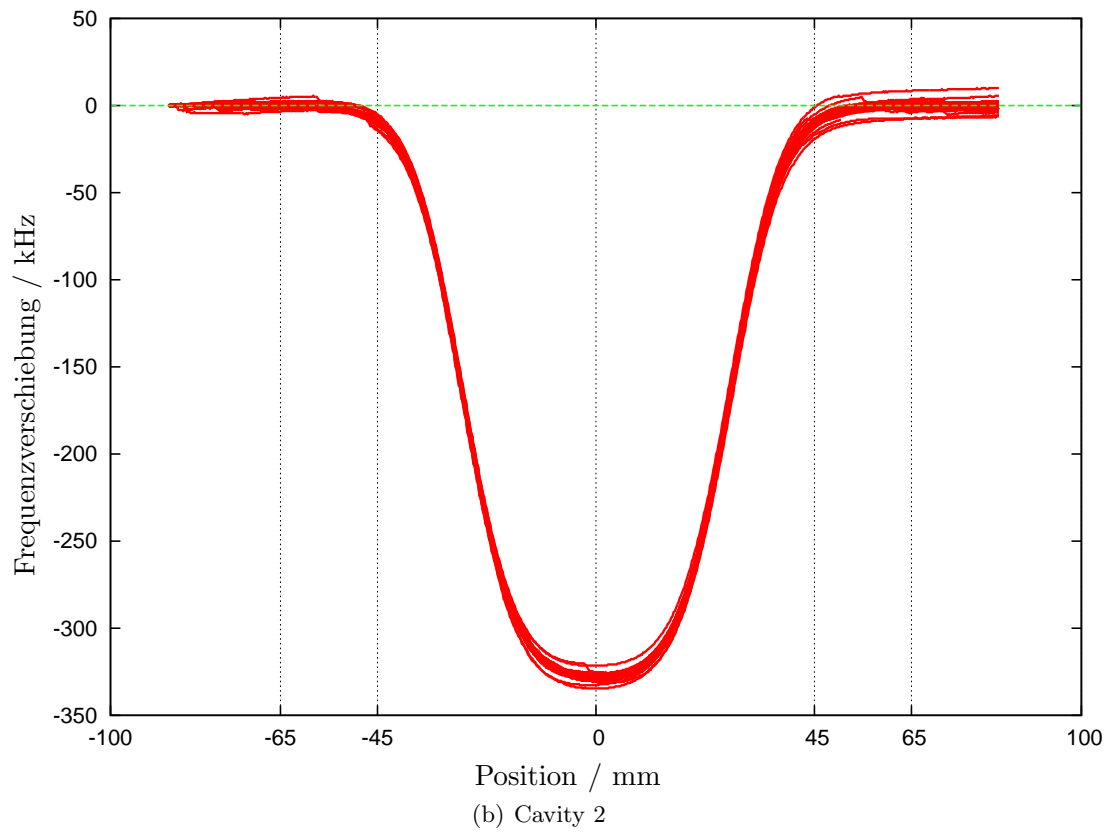
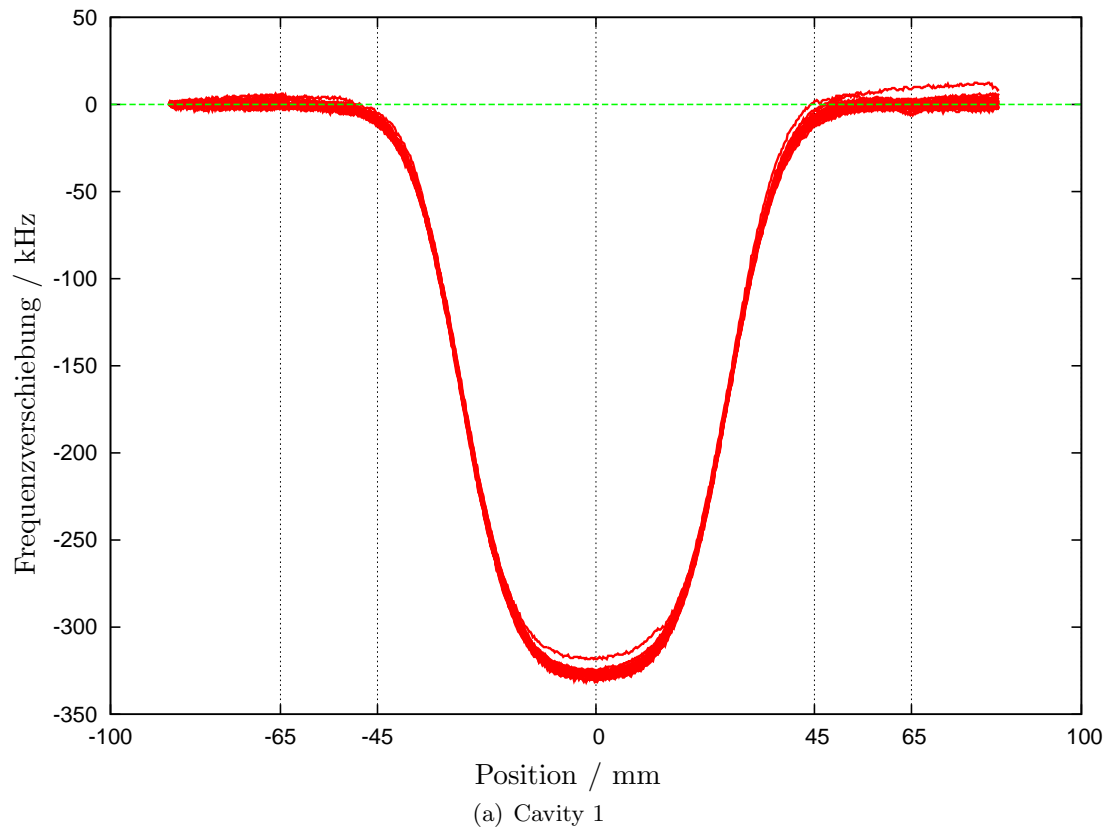
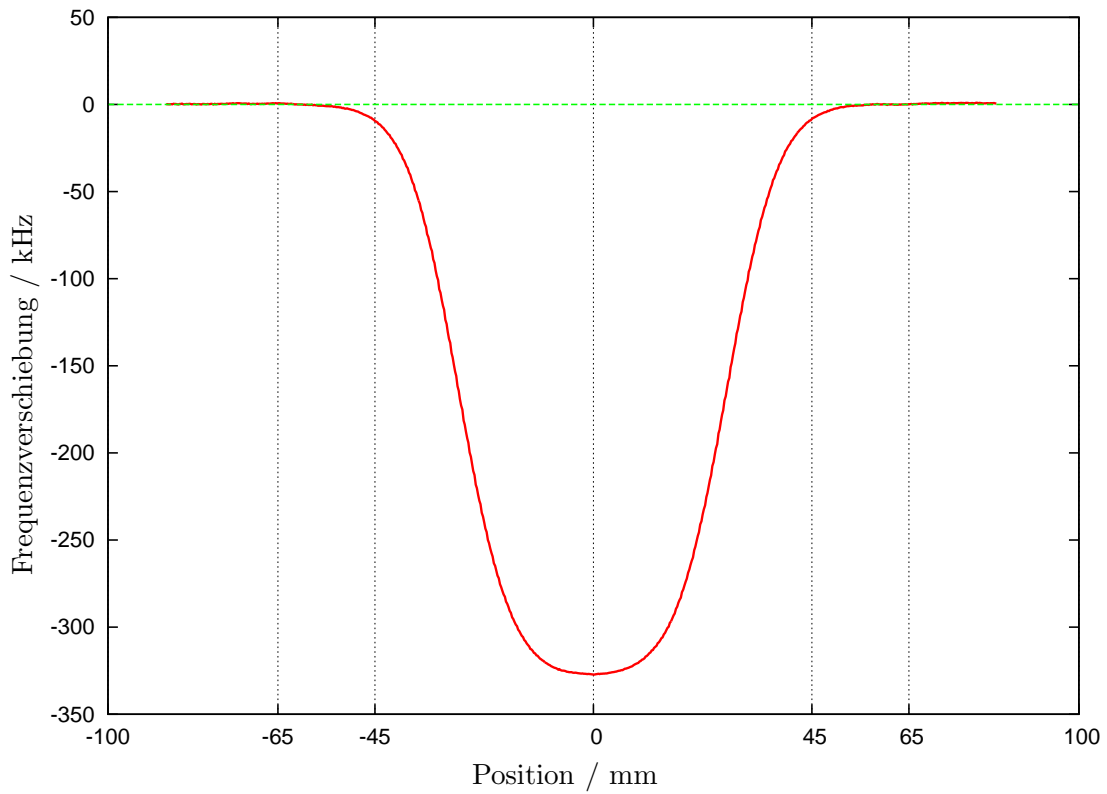
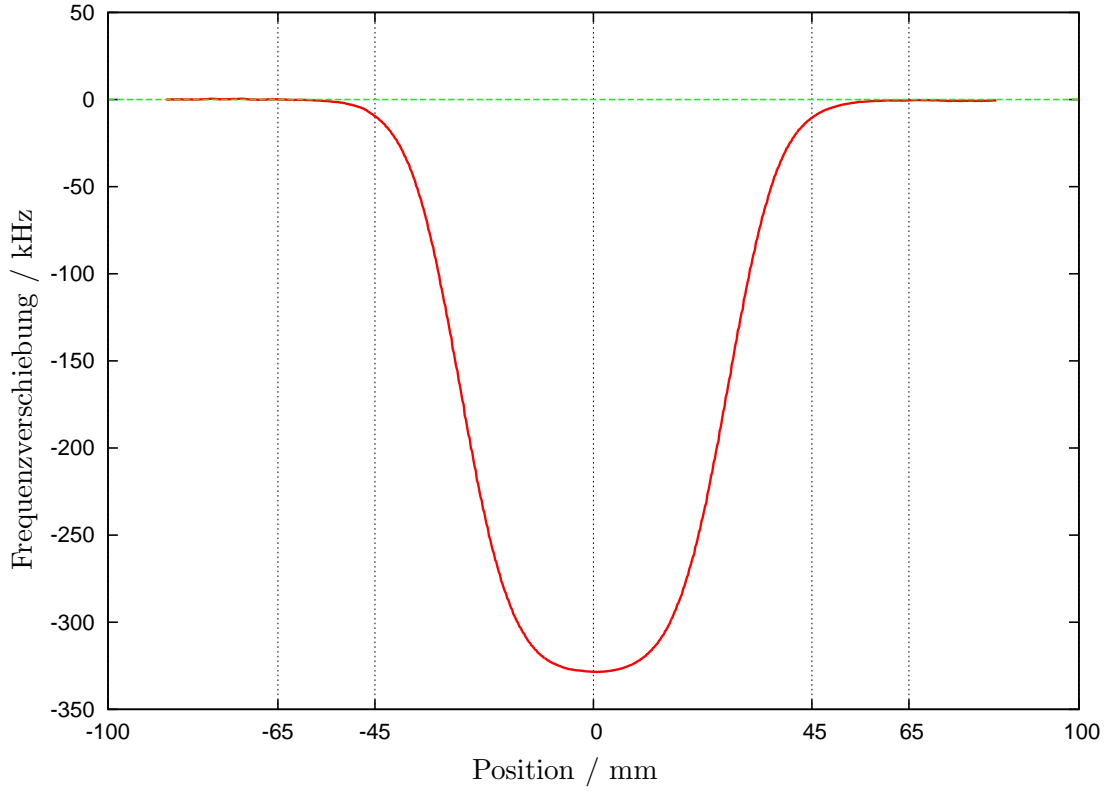


Abbildung 4.7: Frequenzverschiebungen aus der Störkörpermessung beider Cavities



(a) Cavity 1



(b) Cavity 2

**Abbildung 4.8:** gemittelte Frequenzverschiebungen der Störkörpermessung beider Cavities

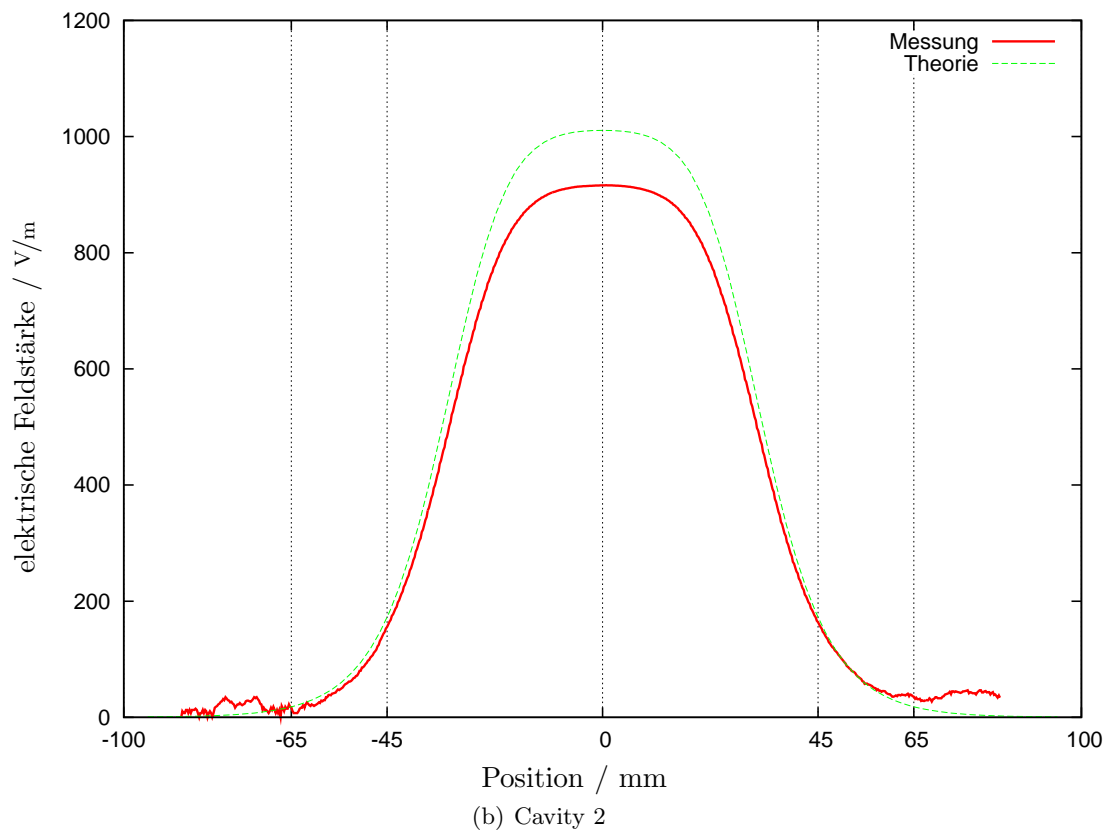
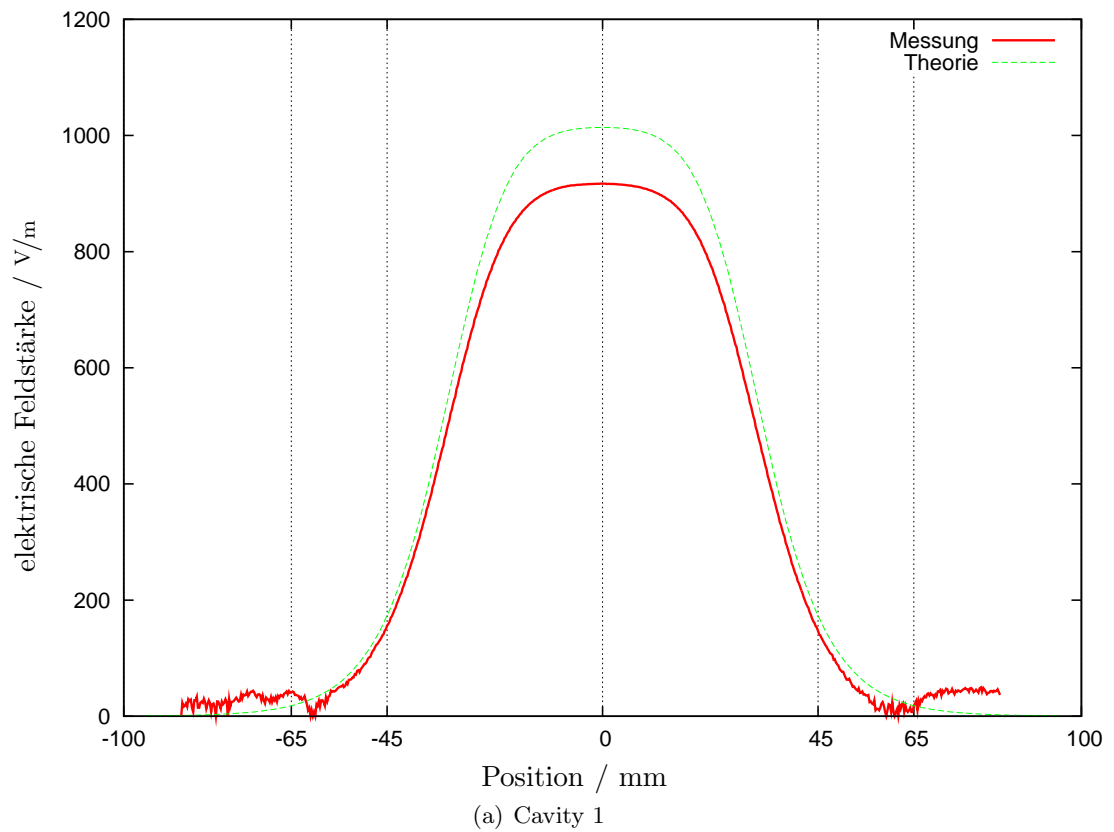


Abbildung 4.9: elektrische Feldstärken aus der Störkörpermessung beider Cavities

Als Parameter ergeben sich

$$\begin{aligned}
 \kappa^1 &= 1,069 \pm 0,01 & \kappa^2 &= 1,025 \pm 0,01 \\
 Q_0^1 &= 17540 \pm 130 & Q_0^2 &= 17410 \pm 130 \\
 W^1 &= (1,406 \pm 0,02) \text{ nJ} & W^2 &= (1,397 \pm 0,02) \text{ nJ} \\
 P_V^1 &= (0,753 \pm 0,002) \text{ mW} & P_V^2 &= (0,754 \pm 0,002) \text{ mW}.
 \end{aligned} \tag{4.24}$$

Die Werte der Shuntimpedanzen liegen etwas unterhalb der simulierten Werte. Dies liegt an den Werten der gemessenen elektrischen Felder, die ebenfalls geringer als in der Simulation sind. Eine mögliche Ursache liegt hierbei in einer Abweichung der elektrischen Permeabilität des Störkörpers vom angegebenen Wert. Für ein  $\varepsilon_r \approx 1,8$  stimmen theoretische und gemessene Kurve gut überein. Dennoch ergibt die Simulation einen um etwa 45 % höheren Wert für die Shuntimpedanz. Da die Berechnung der Shuntimpedanz aus dem elektrischen Feld hier auf drei verschiedene Arten bestätigt wird, kann die Abweichung nur durch Fehler in der Simulationssoftware erklärt werden.



---

## 5 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit ist es gelungen, zwei Hohlraumresonatoren zur Intensitätsmessung eines aus einzelnen Bunchen bestehenden Elektronenstrahls zu optimieren. Die wesentlichen Parameter, die zur Signalauswertung bekannt sein müssen, wurden durch Simulationen berechnet und durch entsprechende Messung verifiziert.

Zudem konnte die Genauigkeit des Simulationsprogrammes CST Microwave Studio untersucht werden, sowie die Abhängigkeiten von Resonanzfrequenz, Güte und Shuntimpedanz von den einzelnen Parametern der Resonatorgeometrie.

Zur Messung der Shuntimpedanz wurde ein Störkörpermessprogramm entwickelt, welches auch über den Einsatz bei einzelligen Resonatoren hinaus Verwendung finden kann. So wurden auch Messungen am Energie-Kompressor-System (EKS) des LINAC 1 und an den ein- und mehrzelligen Aluminium-Cavities des Fortgeschrittenen-Praktikums durchgeführt.

Desweiteren konnte die Empfindlichkeit der Güte von der elektrischen Leitfähigkeit beobachtet werden.

Die signalverarbeitende Elektronik wurde hier nicht behandelt. Es ist jedoch klar, dass zur Auslese der Cavities phasenempfindliche Verstärker, sogenannte Lock-In-Verstärker, eingesetzt werden müssen, da insbesondere bei niedrigen Strahlströmen ein Signal entsteht, dessen Intensität weit unter dem Rauschpegel liegt.

## A Anhang

### A.1 Quelltext

Quelltext 1: Mittelung über mehrere Messreihen durch das Shell-Skript avg.sh

```

1  #!/bin/bash
   # Hosentraeger
   case $1 in
6  -s) ## fuer resonante Stoerkoerpermessung
      gawk '
          {
11         if ( $5 != "" )
            {
              sumcenter+=$5;
              countcenter++;
            }
            avg[$1]+=$2;
            avgs[$1]+=$2^2;
16         avgcount[$1]++
          }

      END{
21         delete avg["#"];
          delete avg[""];
          for(i in avg)
            {
              print i"\t"avg[i]/avgcount[i]"\t"sqrt(avgs[$1]/
                avgcount[$1]-avg[$1]^2/avgcount[$1]^2);
            }
26         print "# Ref.-Frequenz: " sumcenter/countcenter;
          }
      ' $2 | sort -n;;

31 -v) ## fuer nicht-resonante Stoerkoerpermessung
      gawk '
          {
36         if ( $5 != "" )
            {
              sumcenter+=$7;
              countcenter++
            }
            avg[$1]+=sqrt(($3-$5)*($3-$5)+($4-$6)*($4-$6));
41         avgcount[$1]++
          }

```

```

END{
  delete avg["#"];
46  delete avg[""];
  for(i in avg)
  {
    print i"\t"avg[i]/avgcount[i];
    print "# Ref.-Frequenz: " sumcenter/countcenter;
51  }
  }
' $2 | sort -n;;
esac

```

### Quelltext 2: Shell-Skript stoerkoerper.sh zur Auswertung der Störkörpermessung

```

#!/bin/bash

case $1 in
5 -s)

  awk '
  BEGIN{
10     W=1.397e-09;      ##im Cavity gespeicherte Energie/J
        alphaS=7.3E-19; ##Stoerkoerperkonstante
        dz=0.25;      ##Schrittweite/mm
        f0=1.4982E+09; ##ungestoerte Resonanzfrequenz/Hz
        PV=754E-06;   ##Verlustleistung/W
        c=3E+11;      ##Lichtgeschwindigkeit/mm/s
15     z0=88;          ##Position der maximalen Felstaerke/mm
        Q=17410;      ##Guete
        dW=2E-11;     ##Fehler auf Energie
        dalphas=1E-20; ##Fehler auf Stoerkoerperkonstante
        dDelta=21000; ##Fehler auf Frequenzmessung
20     df0=21000;     ##Fehler auf Resonanzfrequenz
        print "#Position/mm\tE-Feld/V/m";
    }

  function abs(x){return x < 0 ? -x : x}

25  {
    if( $1 != "#")
    {
30     EFeld=sqrt(2*W/alphaS*abs($2)/f0);
        if (EFeld == 0)
        {
            dEFeld=0;
        }
        else
35     {

```

```

        dDelta=$3;
        dEFeld=sqrt((1/EFeld/alphaS*abs($2)/f0*dW)^2+(1/EFeld
            *W/alphaS^2*abs($2)/f0*dalphaS)^2+(1/EFeld*W/
            alphaS*dDelta/f0)^2+(1/EFeld*W/alphaS*abs($2)/f0
            ^2*df0)^2);
    }
    print $1"\t"EFeld"\t"dEFeld"\t";
40    U += EFeld*dz/1000;
    dU += (dEFeld*dz/1000)^2;
    dUcos += (dEFeld*dz/1000*cos(2*3.1415*f0*($1-z0)/c))^2;
    Ucos += EFeld*dz/1000*cos(2*3.1415*f0*($1-z0)/c);
45    lambda1 += EFeld*dz/1000*cos(2*3.1415*f0*($1-z0)/c);
    lambda2 += EFeld*dz/1000;
    wurzel += sqrt(abs($2)*2*3.1415)*dz/1000;
}
}
50 END{
    dU=sqrt(dU);
    dUcos=sqrt(dUcos);
    print "# Spannung: U=" U "+-"abs(dU) "V";
    print "# Spannung: Ucos=" Ucos "+-"abs(dUcos)"V";
55    print "# Lambda="lambda1^2/lambda2^2;
    print "# Shuntimpedanz: Rcos=" Ucos*Ucos/PV/1e06 "+-"abs(
        lambda1^2/lambda2^2*2*Ucos*dUcos/PV/1000000) "MOhm";
    print "# Shuntimpedanz: RS="lambda1^2/lambda2^2*2*Q
        /(2*3.1415*f0)^2/alphaS*wurzel^2/1000000 "MOhm";
    print "# Shuntimpedanz: RS=" 1/PV*lambda1^2/1e06 "MOhm";
}
60 ' kluxen2-messung-we.avg;;

-v)

awk '
65 BEGIN {
    W=1.397e-09;    ##im Cavity gespeicherte Energie/J
    alphaS=7.3E-19; ##Stoerkoerperkonstante
    dz=0.25;      ##Schrittweite/mm
70    f0=1.4982E+09; ##ungestoerte Resonanzfrequenz/Hz
    PV=754E-06;   ##Verlustleistung/W
    c=3E+11;      ##Lichtgeschwindigkeit/mm/s
    z0=88;        ##Position der maximalen Felstaerke/mm
    Q=17410;      ##Guete
    dW=2E-11;     ##Fehler auf Energie
75    dalphaS=1E-20; ##Fehler auf Stoerkoerperkonstante
    dDelta=21000; ##Fehler auf Frequenzmessung
    df0=21000;   ##Fehler auf Resonanzfrequenz
    kappa=1.01;  ##Koppelfaktor
    print "#Position/mm\tE-Feld/V/m";

```

```
80     }

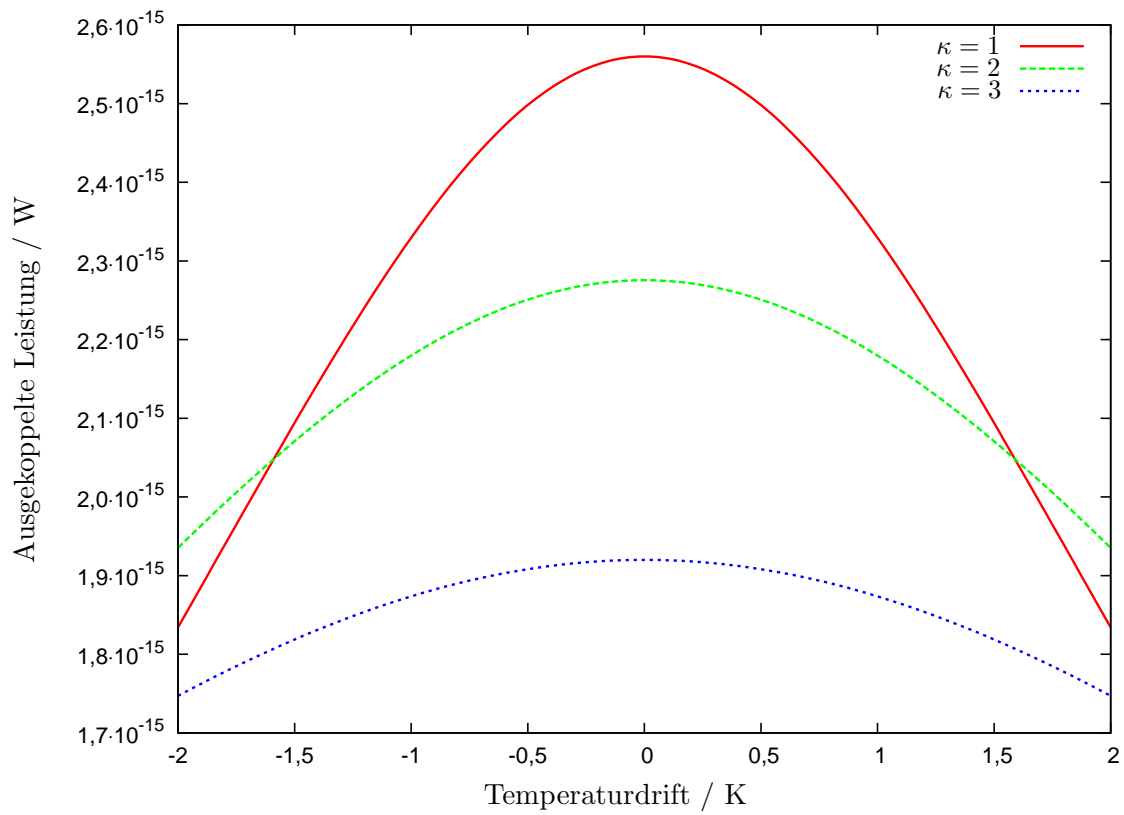
function abs(x){return x < 0 ? -x : x}

{
85   if( $1 != "#")
      {
        EFeld=sqrt(W/alphaS*abs($2)*(1+kappa)/(kappa*2*Q));
        print $1"\t"EFeld;
        if ( EFeld != "nan" )
90         {
            U += EFeld*dz;
            Ucos+= EFeld*dz*cos((f0+$2)*($1-z0)/c*2*3.1415);
          }
        }
95   }

END{
  print "# Spannung: U=" U "V";
  print "# Spannung: Ucos=" Ucos "V";
100  print "# Shuntimpedanz: R=" U*U/2/PV/1e06 "MOhm";
  print "# Shuntimpedanz: Rcos=" Ucos^2/2/PV/1e06 "MOhm";
}
' $2;;

105 esac
```

## A.2 Abbildungen



**Abbildung A.1:** Ausgekoppelte Leistung in Abhängigkeit des Temperaturdrifts für verschiedene Koppelfaktoren

# Elektronen-Stretcher-Anlage (ELSA)

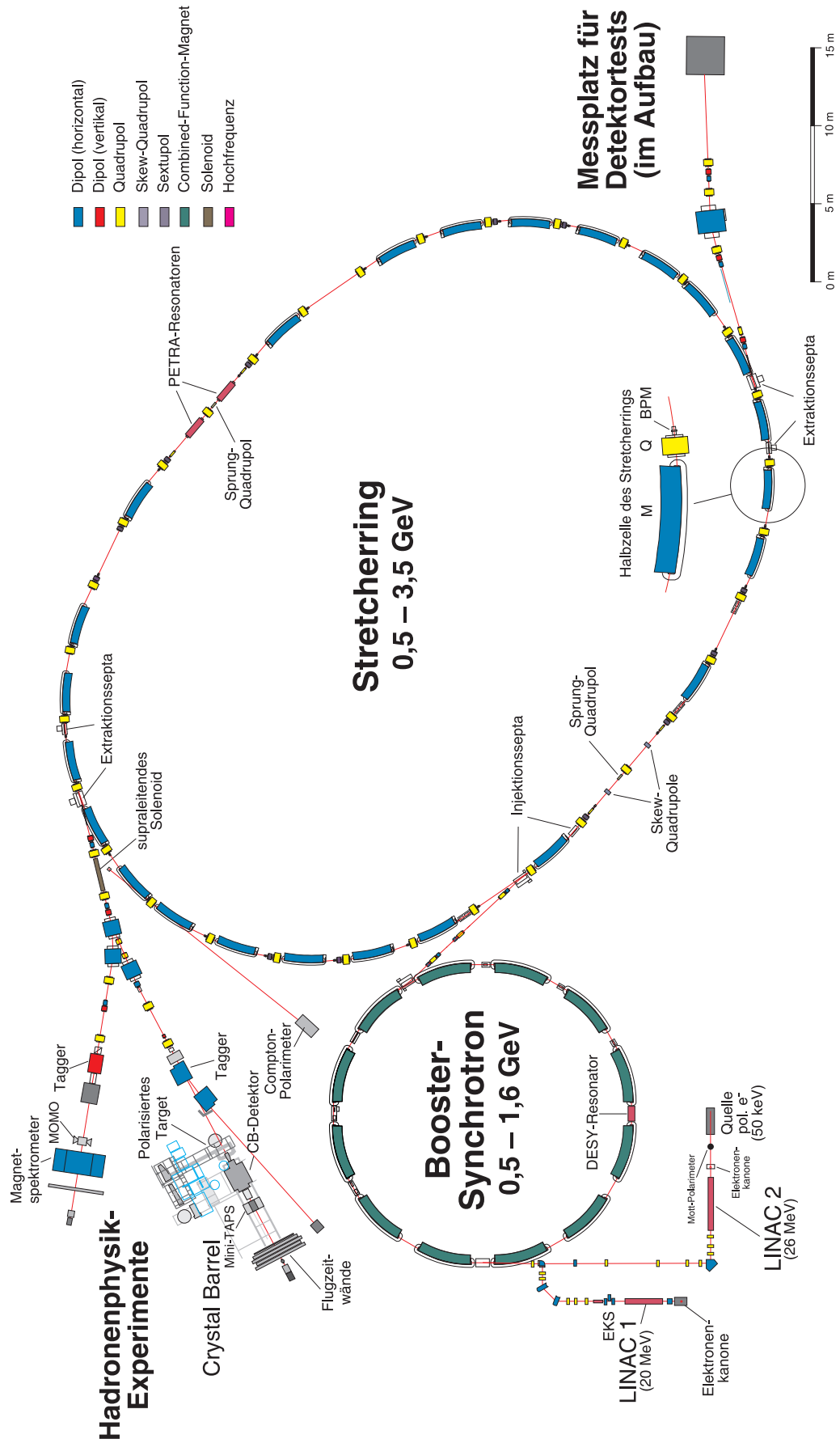


Abbildung A.2: Die Beschleunigeranlage ELSA

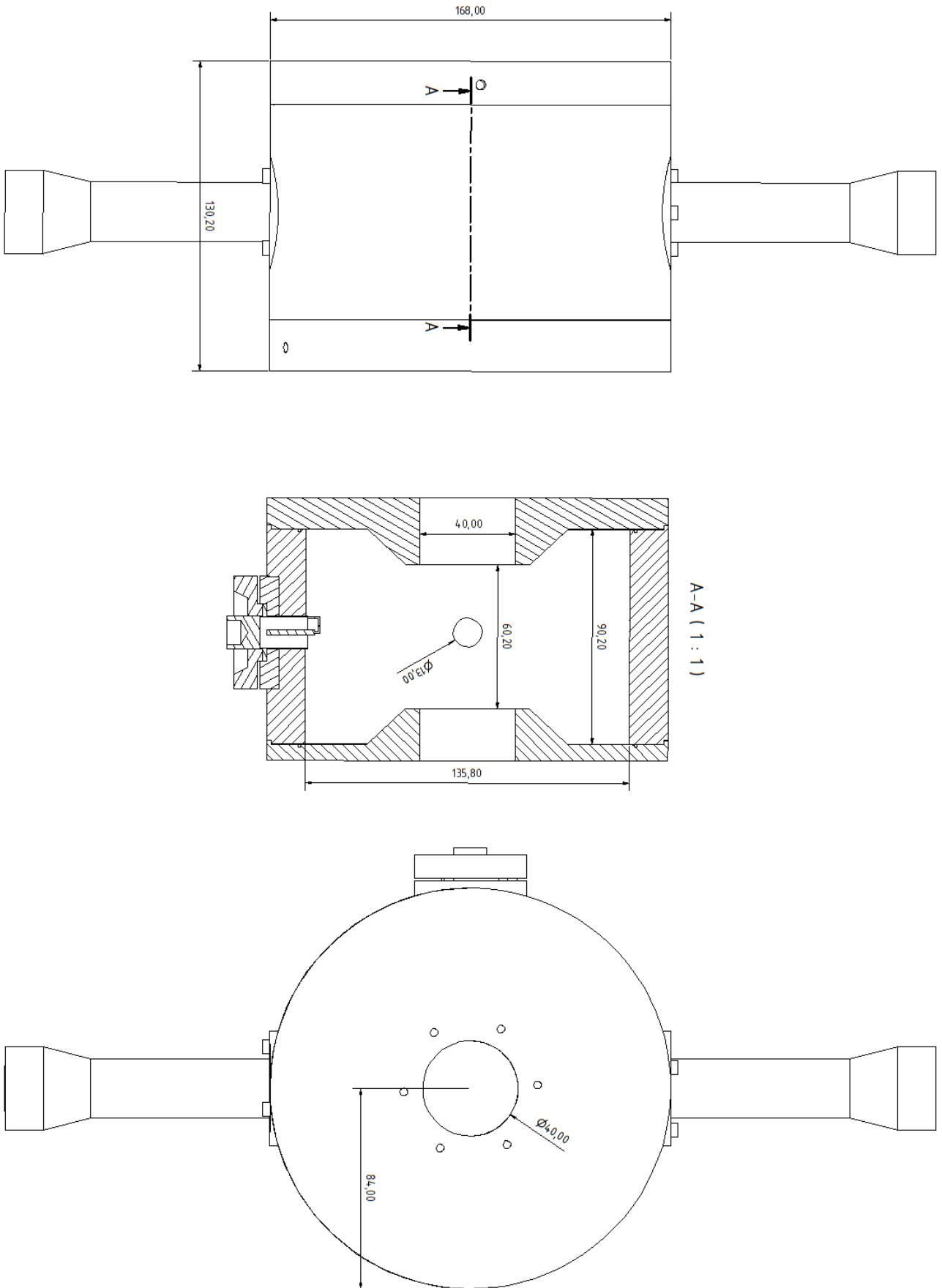


Abbildung A.3: Konstruktionsskizze der Cavities



**Literatur**

- [Deu05] Deutsches Kupferinstitut: *CU-OFE*. 2005
- [Hil06] HILLERT, Wolfgang. *E 106 Hohlraumresonatoren / Cavities, Ergänzende Informationen zur Versuchsdurchführung*. 2006
- [Pat] PATZELT, Stefan. *Diplomarbeit in Vorbereitung*
- [Pus05] PUSCH, Thorsten. *Lagemessung des extrahierten Strahls am Elektronenbeschleuniger ELSA mittels Hochfrequenzresonatoren*. 2005

## Danksagung

Ohne die Unterstützung vieler Personen wäre die Erstellung dieser Arbeit nicht möglich gewesen, weshalb ich mich an dieser Stelle für deren Einsatz und ihre Hilfsbereitschaft bedanken möchte. Leider können hier nicht alle Personen aufgeführt werden, da dies den Rahmen dieser Arbeit sprengen würde. Deshalb seien die nun genannten Personen stellvertretend auch für alle nicht genannten. Mein besonderer Dank richtet sich an

- Herrn PD Dr. Wolfgang Hillert, der jederzeit zur Beantwortung von Fragen und zur Hilfestellung zur Verfügung stand.
- Herrn Prof. Dr. Klaus Desch für die Übernahme des Koreferats.
- meine Bürokollegen Thorsten Pusch und Dominik Heiliger, die sehr viel Zeit und Geduld in physikalische Diskussionen und in die Unterstützung meiner Arbeit investiert haben.
- meine Eltern für die Unterstützung in meinem bisherigen Leben, die mir das Studium erst möglich gemacht hat.
- Stefan Patzelt für das Design der Cavities und die Unterstützung meiner Arbeit.
- André Roth, Oliver Preisner und Thorsten Pusch für das Korrekturlesen dieser Arbeit.
- die ganze Arbeitsgruppe ELSA, für Hilfestellung und die tolle Zeit bei euch.
- meine Freundin Julia Deyssenroth für die moralische Unterstützung und das unzählige Korrekturlesen.
- Herrn Bernhold Neff für die technische Unterstützung.
- die gesamte ELSA-Mannschaft für Eure die wundervollen vier Monate, in denen ich mitarbeiten durfte.
- die Programmierer von Windows Vista, die mir so manchen freien Nachmittag vermässelt haben.
- die Programmierer von Ubuntu Linux, die mir sehr viel Arbeit erspart haben.

Auch allen, die ich nicht erwähnt habe, ein herzliches Dankeschön.

## Danke!

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

Bonn, den 21. August 2009

Unterschrift .....