
Ein schmalbandiges Feedbacksystem für den Elektronenbeschleuniger ELSA

Masterarbeit in Physik

von

Christine Reinsch

angefertigt am

Physikalischen Institut der Universität Bonn

vorgelegt der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät

der

Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn

Juni 2013

Ein schmalbandiges Feedbacksystem für den Elektronenbeschleuniger ELSA

Masterarbeit in Physik
von
Christine Reinsch

1. Gutachter: PD Dr. Wolfgang Hillert
2. Gutachter: Prof. Dr. Ulrike Thoma

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
1.1	Motivation	1
1.2	Die Beschleunigeranlage ELSA	3
2	Longitudinale Teilchenbewegung in Kreisbeschleunigern	5
2.1	Phasenfokussierung und Synchrotronfrequenz	5
2.2	Multibunchinstabilitäten	6
2.2.1	Wakefelder	6
2.2.2	Koppelimpedanz	7
2.3	Strahlspektrum	8
3	Grundlagen der Hohlraumresonatoren	13
3.1	Wellenausbreitung in Hohlleitern	13
3.2	Hohlraumresonatoren	14
3.2.1	Der Resonator als Schwingkreis	15
3.2.2	Einkopplung in einen Resonator	16
3.2.3	Shuntimpedanz	17
4	Die PETRA-Resonatoren	19
5	Das Feedbacksystem an ELSA	21
5.1	Das bisherige Feedbacksystem	21
5.2	Das erweiterte Feedbacksystem	21
5.2.1	Resonatorgeometrie und Stempel	21
5.2.2	Ansteuerung des Feedbackresonators	22
6	Simulationen mit CST MICROWAVE STUDIO	25
6.1	Simulationssoftware	25
6.2	Simulation des Feedbackresonators	25
7	Messungen	29
7.1	Messung der Frequenz der Instabilität	29
7.2	Messung der auskoppelbaren Leistung an einem PETRA-Resonator	29
8	Zusammenfassung und Ausblick	33
A	Anhang	35
	Abbildungsverzeichnis	39
	Literaturverzeichnis	41
	Danksagung	43

1 Einleitung

1.1 Motivation

Die an der Elektronen-Stretcher-Anlage der Universität Bonn installierten Hadronenphysikexperimente benötigen für zukünftige Forschungen eine Erhöhung des externen Strahlstroms von bis zu einer Größenordnung. Dies lässt sich durch eine Erhöhung des im Stretcherring gespeicherten Stroms von bisher 20 mA auf 200 mA erreichen. Bei diesen Strömen treten jedoch Strahlinstabilitäten auf. Sie werden unter anderem hervorgerufen durch Geometrieänderungen innerhalb der Vakuumkammer, insbesondere bei den PETRA-Hohlraumresonatoren. Die Beschleunigungsresonatoren des Typs PETRA sind für eine Frequenz von 499,667 MHz ausgelegt. Ihr Frequenzspektrum verfügt jedoch über weitere anregbare Moden. Entspricht die Frequenz einer höheren Mode des PETRA-Resonators genau der Frequenz der Synchrotronsatelliten des Strahlspektrums der Elektronen, so wird die betrachtete Synchrotronoschwingung des Elektronenpakets angeregt und hat limitierende Effekte auf den Elektronenstrahl. Es sind bereits Maßnahmen getroffen worden, um ein aktives Feedbacksystem an ELSA aufzubauen. Dieses dämpft die unerwünschten Schwingungsmoden. Es arbeitet bereits erfolgreich in transversaler wie in longitudinaler Strahlrichtung. Eine Ausnahme stellt eine Mode höherer Ordnung dar, die sich nicht ausreichend mit dem vorhandenen Feedbacksystem dämpfen lässt. Für die Unterdrückung der Mode mit einer Frequenz von 1,459 GHz soll eigens ein schmalbandiger Resonator gefertigt werden, der dann Teil des longitudinalen Feedbacksystems wird. Mit der Simulation dieses Resonators und der Konzeption der benötigten Infrastruktur für dessen Einbau in den Stretcherring beschäftigt sich diese Arbeit.

Es wird im Folgenden eine kurze Übersicht über die Beschleunigeranlage ELSA gegeben, dann folgt eine theoretische Beschreibung der Bewegung von Teilchen in einem Kreisbeschleuniger. Hierbei wird nur die longitudinale Richtung betrachtet, da in dieser der geforderte Resonator dämpfend wirken soll. In Kapitel 3 wird generell auf Hohlraumresonatoren eingegangen, um dann in Kapitel 4 speziell die Beschleunigungsresonatoren des Typs PETRA zu betrachten und um die Grundlage für den zu entwerfenden Feedbackresonator zu geben. Die Anforderungen an denselben werden im fünften Kapitel vorgestellt. Dann folgt ein Kapitel, in dem zunächst Allgemeines zur Berechnung mit der Simulationssoftware CST MICROWAVE STUDIO erläutert und die spezielle Entwicklung des Feedbackresonators beschrieben wird. In Kapitel 7 werden die Ergebnisse der Messungen des Strahlspektrums und an einem PETRA-Resonator dargestellt. Abschließend folgt eine Zusammenfassung und ein Ausblick, welchem entnommen werden kann, welche Arbeiten zur vollständigen Umsetzung des Projektes noch durchgeführt werden müssen.

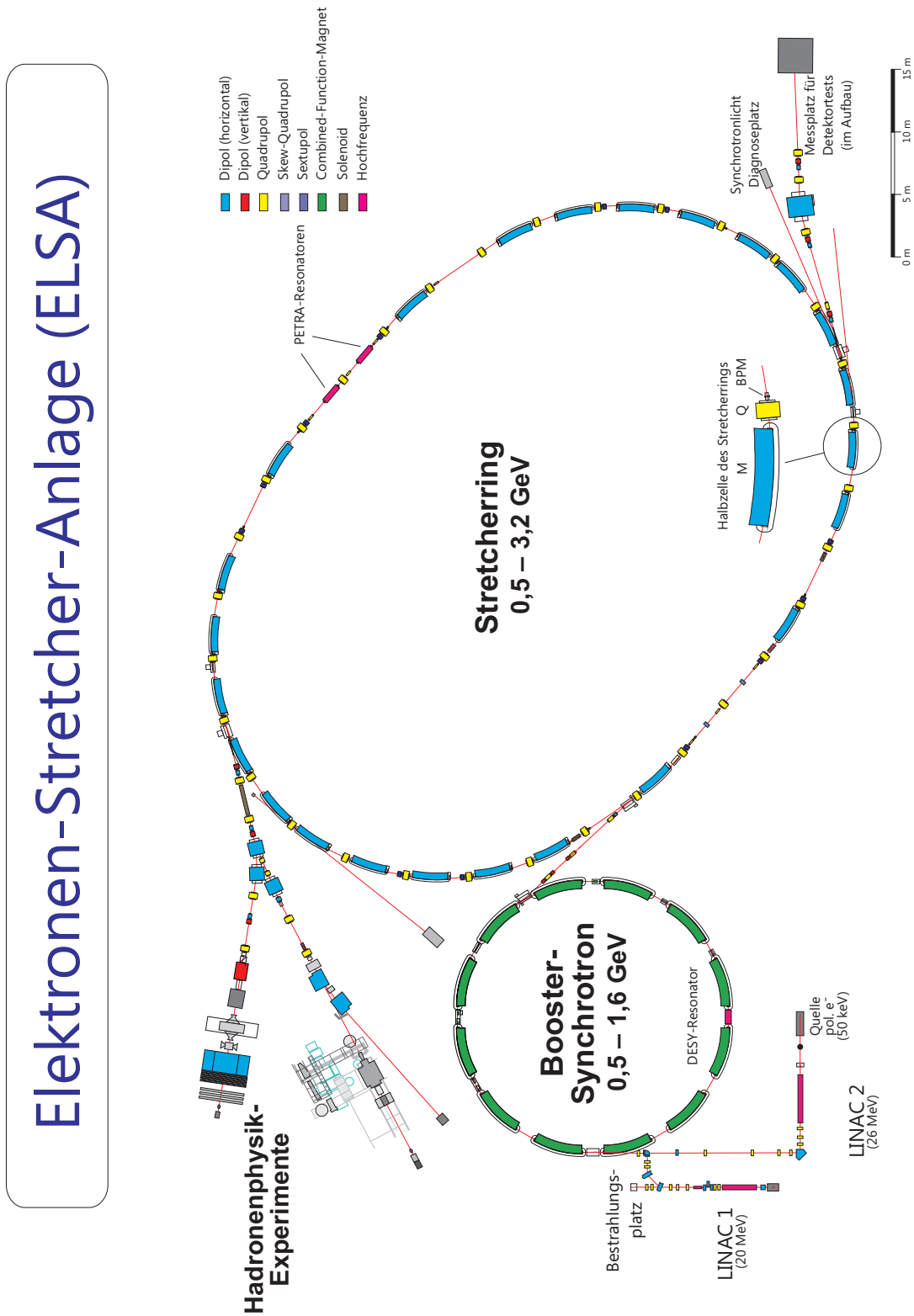


Abbildung 1.1: Übersicht über die Beschleunigeranlage ELSA.

1.2 Die Beschleunigeranlage ELSA

Die **Elektronen-Stretcher-Anlage**, kurz ELSA (siehe Abbildung 1.1), wird seit 1987 vom Physikalischen Institut der Universität Bonn zu Forschungszwecken betrieben. Seit 2004 wird ELSA im Rahmen des Sonderforschungsbereichs Transregio 16 „Elektromagnetische Anregung subnuklearer Systeme“ durch die Deutsche Forschungsgemeinschaft gefördert. Es handelt sich um eine „separated function“-Maschine, bei der die zur Ablenkung benutzten Dipole von den zur Fokussierung des Elektronenstrahls verwendeten Quadrupolen getrennt sind.

Die Beschleunigeranlage ELSA ist in drei Beschleunigungsstufen unterteilt. Unpolarisierte oder spinpolarisierte Elektronen werden in der jeweiligen Elektronenquelle erzeugt und im nachfolgenden Linearbeschleuniger vorbeschleunigt. Der Linearbeschleuniger LINAC 1 wird ausschließlich mit unpolarisierten Elektronen betrieben. Am LINAC 2 kann zwischen unpolarisierten und spinpolarisierten Elektronen gewählt werden. Für den regulären Betrieb wird momentan LINAC 2 genutzt. Die auf eine Energie von 26 MeV beschleunigten Elektronen werden paketförmig zusammengefasst und im Booster-Synchrotron auf eine Energie von 1,2 GeV beschleunigt. Der zur Beschleunigung benutzte Resonator wird mit einer Frequenz von 499,667 MHz betrieben. Dies führt zu einem zeitlichen Abstand der Elektronenpakete, auch Bunche genannt, von 2 ns. Der gepulste Elektronenstrahl wird in den Stretcherring injiziert, in dem der Strahl in zwei Hohlraumresonatoren des Typs PETRA auf eine Energie von bis zu 3,5 GeV beschleunigt werden kann. Anschließend kann der Strahl zu den hadronenphysikalischen Experimenten extrahiert werden.

Je nach Anforderung kann der Betrieb in verschiedenen Modi stattfinden, siehe dazu Abbildungen 1.2, 1.3 und 1.4:

1. Der **Stretchermodus** sorgt für eine homogene Füllung bei einer konstanten Energie von 1,2 GeV. Alle 20 ms wird in den Stretcherring injiziert. Ist dies mehrmals geschehen, kann mithilfe der langsamen Resonanzextraktion dem Experiment ein quasi kontinuierlicher Elektronenstrahl zur Verfügung gestellt werden. Das makroskopische Tastverhältnis, welches das Verhältnis von Strahlzeit am Experiment zur gesamten Zykluszeit angibt, kann bis zu 100 % betragen.
2. Im **Nachbeschleunigungsmodus** wird der Stretcherring über mehrere Injektionen homogen gefüllt. Die Energie kann dann über eine Energierampe auf maximal 3,5 GeV erhöht werden. Die Extraktionszeit an den Experimenten kann abhängig von der internen Stromstärke einige Sekunden bis Minuten betragen. Hierbei wird ein Tastverhältnis von ca. 80 % erreicht. Dieser Modus wird momentan zur Versorgung der Experimente mit Strahlströmen von bis zu 20 nA benutzt. Der Strahlstrom im Stretcherring beträgt dabei zur Zeit durchschnittlich 20 mA.
3. Der **Speichermodus** dient momentan für beschleunigerphysikalische Studien. Es kann ein Strom von bis zu 100 mA gespeichert werden, bei einer Energie von 3,5 GeV. Eine Speicherung des Elektronenstrahls über einige Stunden ist möglich.

Die an ELSA durchgeführten Doppelpolarisationsexperimente lassen spinpolarisierte Photonen an polarisierten Deuterium- oder Wasserstoffkernen streuen. Die dafür benötigten Photonen werden durch kohärente Bremsstrahlung der Elektronen aus dem Stretcherring erzeugt. Eine weitere externe Strahlführung ist im Aufbau. Durch sie soll ein Messplatz für Detektortests bedient werden.

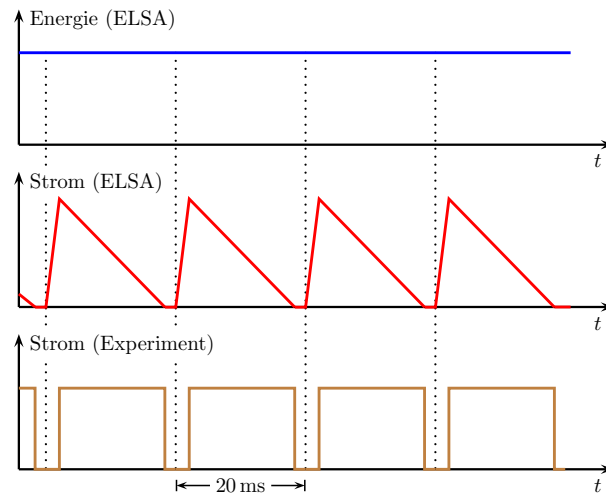


Abbildung 1.2: Stretchermodus.

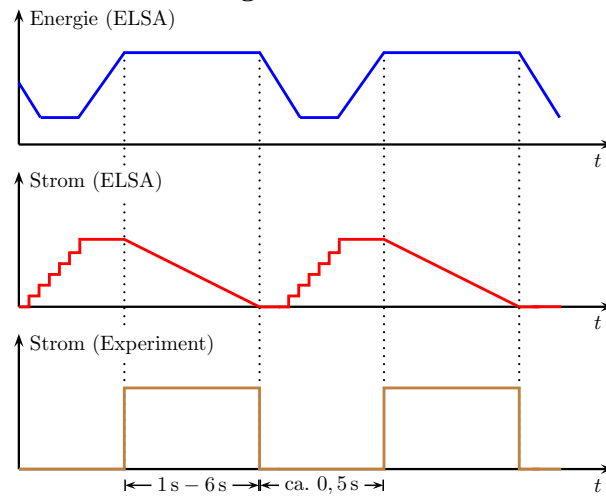


Abbildung 1.3: Nachbeschleunigungsmodus.

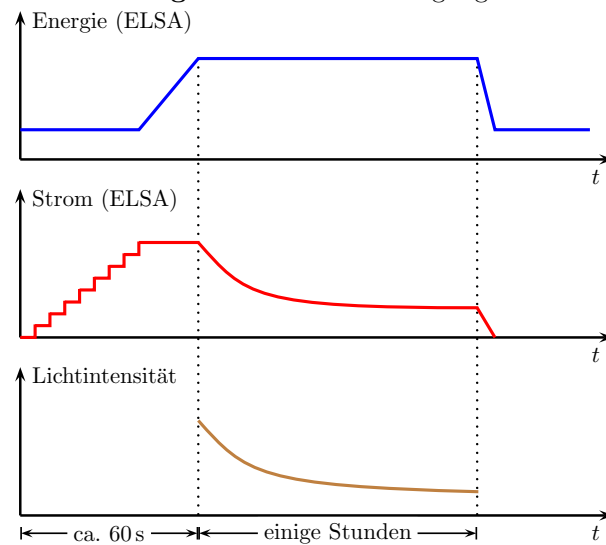


Abbildung 1.4: Speichermodus.

2 Longitudinale Teilchenbewegung in Kreisbeschleunigern

Im Folgenden wird auf einige beschleunigerphysikalische Grundlagen eingegangen, die Phasenfokussierung und Synchrotronfrequenz. Des Weiteren wird auf die Verteilung elektromagnetischer Felder im Kreisbeschleuniger eingegangen und das Spektrum des Elektronenstrahls erklärt. Damit kann dann die Entstehung longitudinaler Multibunchinstabilitäten verständlich gemacht werden.

2.1 Phasenfokussierung und Synchrotronfrequenz

Die Energie E , die die Elektronen mit der Ladung q bei der Beschleunigung in einem Wechselfeld erhalten, ist abhängig von ihrer Phase φ , mit der sie das elektrische Feld passieren und somit die Beschleunigungsspannung U_0 durchlaufen.

$$E = qU_0 \sin \varphi \quad (2.1)$$

Für einen stabilen Beschleunigerbetrieb müssen sich die umlaufenden Teilchenpakete daher in einer festen Phasenbeziehung zur beschleunigenden Hochfrequenz befinden. Die Elektronen in ELSA haben annähernd Lichtgeschwindigkeit c . Der Impuls p ist jedoch nicht bei allen Teilchen derselbe. Ein Sollteilchen bewegt sich ohne Impulsabweichung $\frac{\Delta p}{p} = 0$ durch den Stretcherring und weist im Beschleunigungsresonator die Sollphase φ_s auf.

Somit erhält es genau die Energie $e \cdot U_s$, die es bei einem Umlauf durch den Ring durch Abstrahlung von Synchrotronlicht verloren hat.

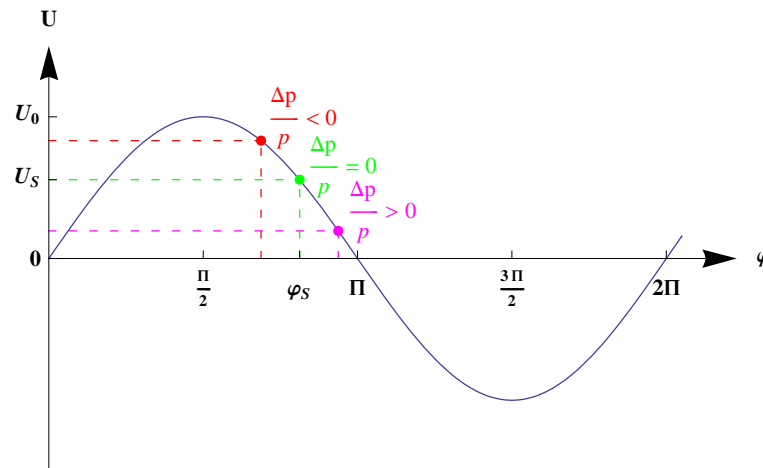


Abbildung 2.1: Prinzip der Phasenfokussierung im Kreisbeschleuniger von ultra-relativistischen Teilchen, deren Impulse p unterschiedlich sind.

In Abbildung 2.1 ist neben dem Sollteilchen ebenfalls ein Teilchen mit geringerem Impuls ($\frac{\Delta p}{p} < 0$) gezeigt. Dies läuft auf einer Dispersionsbahn, die kürzer ist als die Sollbahn. Dieses Teilchen kommt daher etwas früher am Resonator an, es hat also eine kleinere Phase. Durch die höhere Beschleunigungsspannung bekommt es mehr Energie als das Sollteilchen. Analog geschieht es bei den Teilchen mit größerem Impuls ($\frac{\Delta p}{p} > 0$) als dem Sollimpuls. Die Dispersionsbahn dieser Teilchen ist länger, ihre Phase am Resonator größer und die Spannung entsprechend kleiner.

Die Teilchen schwingen also um die Sollphase. Diese periodische, longitudinale Phasen- bzw. Energieschwingungen nennt man Synchrotronschwingung.

Es ist zu beachten, dass die Sollphase im Bereich von

$$\frac{\pi}{2} < \varphi_s < \frac{3\pi}{2} \quad (2.2)$$

bleiben muss, ansonsten ist die longitudinale Teilchenbewegung nicht stabil [Wil92].

Für kleine Energieabweichungen ΔE vom Sollwert kann die Synchrotronschwingung mit der Gleichung eines gedämpften, harmonischen Oszillators beschrieben werden.

$$\Delta\ddot{E} + 2D\Delta\dot{E} + \omega_s^2\Delta E = 0 \quad (2.3)$$

ω_s ist die Synchrotronfrequenz, D beschreibt den Dämpfungsterm, der durch die Magnetstruktur im Beschleuniger bestimmt ist. Generell wird die Synchrotronschwingung durch Abstrahlung von Synchrotronlicht und anschließender Nachbeschleunigung gedämpft, also ist $D > 0$. Allerdings können Effekte auftreten, die Schwingungen anregen. Darauf wird im nächsten Kapitel eingegangen.

2.2 Multibunchinstabilitäten

Für niedrige Ströme geben die Felder der Beschleunigungsresonatoren sowie der Dipol- und Quadrupolmagneten die Bewegung der Elektronen vor. Der Elektronenstrahl selbst erzeugt jedoch elektrische Felder, die wiederum auf nachfolgende Teilchenpakete einwirken und zu Multibunchinstabilitäten führen können. Dies ist insbesondere bei hohen Strömen zu beobachten. Aus dem Englischen ist der Name Wakefelder für diese Art von Feldern entstanden. Im Deutschen ist der Begriff mit Kielwellenfeldern übersetzt.

2.2.1 Wakefelder

Im Laborsystem weist die elektromagnetische Feldverteilung der ultra-relativistischen Teilchen keine longitudinale Feldkomponente auf. Grund dafür ist der kleine radiale Öffnungswinkel α der Feldverteilung.

$$\alpha = \frac{1}{\gamma} = \sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2} \quad (2.4)$$

Die Geschwindigkeit v ist nahe der Lichtgeschwindigkeit c und γ beschreibt den LORENTZfaktor. Die Elektronenpakete können sich also untereinander nicht beeinflussen, da sie für den Grenzfall $v \rightarrow c$ kein longitudinales Feld aufweisen.

Die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Teilchen ist jedoch begrenzt. So können Bildladungen auf der Kammerwand mitgeführt werden, die durch das Elektronenpaket induziert werden. Bei Querschnittsänderungen der Vakuumkammer können dadurch, dass die Bildladungen dem Bunch nicht folgen können, Teile der elektromagnetischen Felder zurückbleiben (siehe Abbildung 2.2). Diese Felder beeinflussen nachfolgenden Elektronenpakete.

Diese zurückbleibenden Felder, entstanden durch die Ladung Q , üben dann eine LORENTZkraft F auf die nachfolgende Ladung q aus. Diese ergibt sich aus dem elektrischen Feld E und dem magnetischen Feld B zu:

$$F(z, \Delta u, \tau) = q(E(z, \Delta u, \tau) + ce_z \times B(z, \Delta u, \tau)) \quad (2.5)$$

Δu ist der Abstand, in dem sich das Teilchen Q , welches das Wakefeld verursacht, von der Strahlachse befindet. τ ist der zeitliche Abstand zwischen Q und dem nachfolgenden Teilchen q , auf das die LORENTZkraft wirkt [Knu00].

Ist die Abklingzeit τ_a größer als der zeitliche Abstand τ zwischen zwei Bunchen, wird das Feld langlebiges Wakefeld genannt. Die Abklingzeit ist durch die Güte Q_0 und die Resonanzfrequenz ω_0 , die im Kapitel 3 näher erläutert werden, definiert.

$$\tau_a = \frac{2Q_0}{\omega_0} \quad (2.6)$$

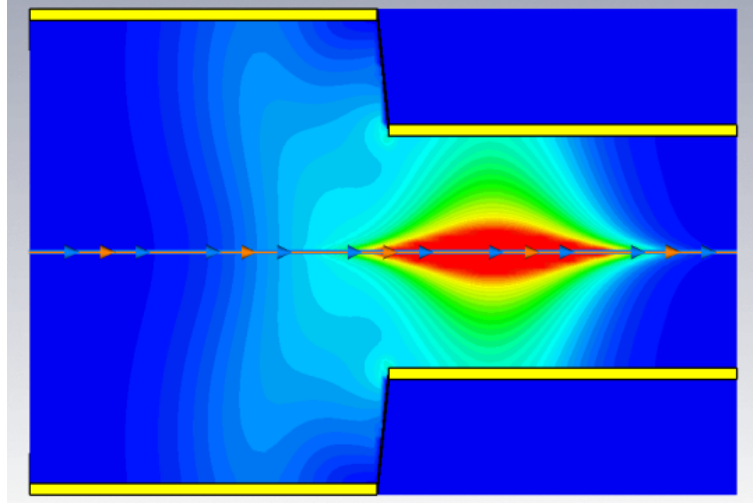


Abbildung 2.2: Simulierte Feldverteilung bei Querschnittsänderung im Strahlrohr (CST Microwave Studio, [Sch11]).

Diese langlebigen Felder sind es, die die Multibunchinstabilitäten verursachen. Mit Multibunchinstabilität ist gemeint, dass das Wakefeld nicht nur auf den erzeugenden Bunch zurückwirkt (Singlebunchinstabilität), sondern nachfolgende Elektronenbunche zu einer gekoppelten Schwingung anregen kann.

Die in Gleichung (2.5) beschriebene Kraft kann in ihre longitudinale ($F_{||}$) und transversale (F_{\perp}) Komponente zerlegt werden. Im Folgenden wird nur die longitudinale Komponente betrachtet.

Die Integration über den Weg L , womit ein Abschnitt des Beschleunigers gemeint ist, liefert die Wakefunktion $\omega_{||}$, normiert auf das Produkt von Ladung Q und Folgeladung q .

$$\omega_{||}(\tau) = -\frac{1}{Qq} \int_L F_{||} dz \quad (2.7)$$

Die Wakefunktion $\omega_{||}$ beschreibt den Energieverlust des Folgeteilchens.

2.2.2 Koppelimpedanz

Wird die FOURIER-Transformierte¹ der Wakefunktion gebildet, so ergibt sich die Koppelimpedanz $Z_{||}(\omega)$ (im Frequenzbereich):

$$Z_{||}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \omega_{||}(\tau) \exp(-i\omega\tau) d\tau \quad (2.8)$$

Die Koppelimpedanz lässt sich als ein Maß für die Stärke der Wakefelder verstehen, in Abhängigkeit möglicher Anregungsfrequenzen. Analog zum OHMSchen Gesetz lässt sich der Einfluss der Wakefelder auf den Strahl der Elektronen schreiben als

$$U_{||}(\omega) = Z_{||}(\omega) \cdot I(\omega). \quad (2.9)$$

$U_{||}(\omega)$ ist die durch das Wakefeld induzierte Spannung, die der Strahlstrom $I(\omega)$ erfährt. Diese führt zu einer zusätzlichen longitudinalen Beschleunigung der Elektronen.

¹Die FOURIER-Transformierte $F(\omega)$ einer Funktion $f(t)$ ergibt sich aus $F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \exp(-i\omega t) dt$.

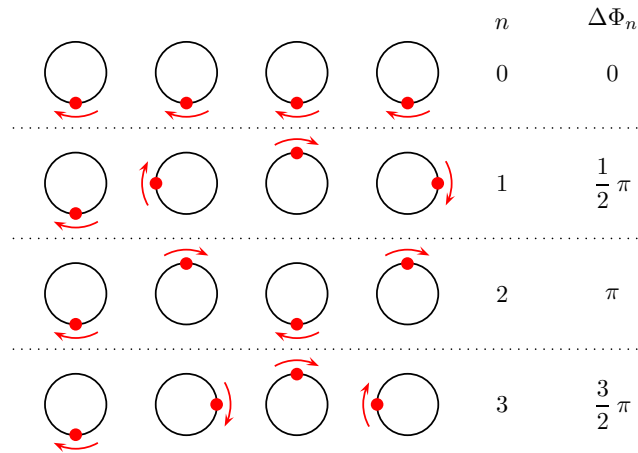


Abbildung 2.3: Mögliche Schwingungsmoden für einen Kreisbeschleuniger mit $h = 4$ [Heu11].

2.3 Strahlspektrum

Die Bewegung der Elektronenpakete kann mit dem Modell einer linearen Kette gekoppelter Oszillatoren beschrieben werden. Jeder Oszillator steht dabei für einen Bunch, der mit der Synchrotronfrequenz um seine Sollphase schwingt. Es gibt h gleichmäßig voneinander entfernte Bunche, was zu $0 < n < h$ möglichen Schwingungsmoden führen kann. h bezeichnet die Harmonisenzahl, welche die Anzahl der Bunche angibt, für einen vollständig gefüllten Beschleuniger. Die Harmonisenzahl h und die Multibunchschwingungsmode n sind über die Phasenbeziehung $\Delta\Phi_n$ charakterisiert:

$$\Delta\Phi_n = \frac{2\pi n}{h} \quad (2.10)$$

Mit dieser Phasenabweichung kann die zeitabhängige longitudinale Auslenkung $s_i(t)$ des i -ten Bunchs bestimmt werden:

$$s_i(t) = \hat{s}_i \cos(\omega_s t + i\Delta\Phi_n) \quad (2.11)$$

Der Bunch schwingt mit der Synchrotronfrequenz ω_s und hat die maximale Schwingungsamplitude \hat{s}_i .

ELSA hat eine Harmonisenzahl von $h = 274$, der Übersicht halber wird im Folgenden aber ein Modell mit $h = 4$ verwendet, um das Strahlspektrum zu erklären. Abbildung 2.3 zeigt schematisch die longitudinale Bewegung der Bunche als Kreisbewegung mit dem entsprechenden Phasenunterschied $\Delta\Phi_n$.

Mit einem Strahlpositionsmonitor kann die Ladungsdichte $j(t)$ der Elektronenbunche gemessen werden und über eine FOURIER-Transformation das Strahlspektrum $J(\omega)$ berechnet werden. Werden die Elektronenbunche als punktförmig betrachtet, so enthält das FOURIERSpektrum δ -Funktionen bei folgenden Frequenzen:

$$\omega_{m,n,p} = ph\omega_u + n\omega_u + m\omega_s \quad (2.12)$$

Die Bunchmodennummer m bestimmt die Schwingungsform des Bunches. Für $m = 0$ ist die Mode stationär, $m = 1$ bedeutet eine Dipolmode, $m = 2$ eine Quadrupolmode, usw. n bezeichnet die Ordnung der Schwingungsmode. Für p gilt $-\infty < p < \infty$. ω_u bezeichnet die Umlauffrequenz eines Bunches.

In Abbildung 2.5(a) ist das Frequenzspektrum eines einzelnen, stabilen Bunchs zu sehen. Es ergeben sich eine unendliche Anzahl von δ -Funktionen, die im Abstand der Umlauffrequenz ω_u auftreten.

Vollziehen die Elektronen im Bunch jedoch Synchrotronoschwingung (s. Abbildung 2.5(b)), so tauchen im Abstand der Synchrotronfrequenz Seitenbänder zu den Umlaufharmonischen auf. Sie werden auch Synchrotronatelliten genannt. Dieses Verhalten erklärt sich, wenn die Schwingungsmoden aus

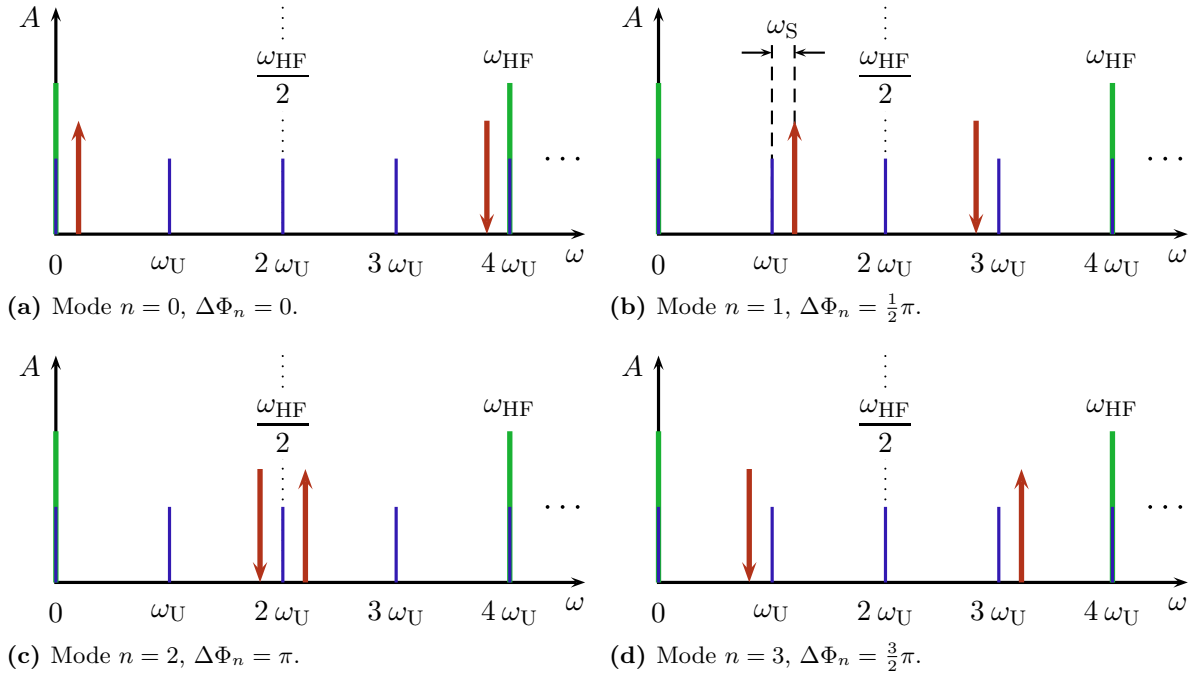


Abbildung 2.4: Multibunchmoden eines vollständig gefüllten Beschleunigers ($h = 4$), Pfeil nach oben bedeutet oberes Seitenband, Pfeil nach unten unteres Seitenband. Die Seitenbänder treten im Abstand der Synchrotronfrequenz ω_s auf [Heu11].

Abbildung 2.3 im Frequenzraum dargestellt werden. Durch Abbildung 2.4 wird das vollständige Frequenzspektrum verdeutlicht, es werden verschiedene Schwingungsmoden des Bunches betrachtet. Jede Mode ($n = 0; 1; 2; 3$) verursacht das Auftreten eines unteren und oberen Synchrotronseitenbandes zu einer Umlaufharmonischen. Alle Moden zusammen ergeben dann das in Abbildung 2.5(b) gezeigte Verhalten.

Abbildung 2.5(c) zeigt einen vollständig gefüllten Beschleuniger mit $h = 4$. Es befinden sich also 4 Bunche im Beschleuniger. Bei stationären Bunchen ($m = 0$) werden nur die Hochfrequenzharmonischen gemessen.

Wird wieder der vollständig gefüllte Beschleuniger betrachtet, wobei die Elektronen aber wiederum Synchrotronoscillierungen durchführen, ergibt sich Abbildung 2.5(d). Die Hochfrequenz entspricht der vierfachen Umlauffrequenz. Die Synchrotronatelliten um die Umlauffrequenz werden durch die unterschiedlichen Multibunchmoden der Dipolmode verursacht.

Aus Gleichung (2.3) kann für den zeitlichen Verlauf der Amplitude $s_i(t)$ eines Oszillators, der durch ein Wakefeld angetrieben wird, Folgendes hergeleitet werden:

$$\ddot{s}_i(t) + 2(D - G)\dot{s}_i(t) + \omega_s^2 s_i(t) = 0 \quad (2.13)$$

G steht dabei für die Wachstumsrate der Amplitude, die durch die Wakefelder verursacht wird. D ist die natürliche Dämpfung, die durch die Abstrahlung von Synchrotronlicht, bei der Ablenkung in den Dipolmagneten, hervorgerufen wird. Für Elektronenbeschleuniger wie ELSA ist $D > 0$. Ein Lösungsansatz für Gleichung (2.13) ist:

$$s_i(t) = \hat{s}_i(t) \exp((G - D)t) \cos(\omega_s t + i\Delta\Phi_n) \quad (2.14)$$

Ist die natürliche Dämpfung größer als die Wachstumsrate, wird die entsprechende Mode gedämpft (vergleiche Abbildung 2.6). Ist D jedoch kleiner als G , so wächst die Amplitude mit der Zeit an,

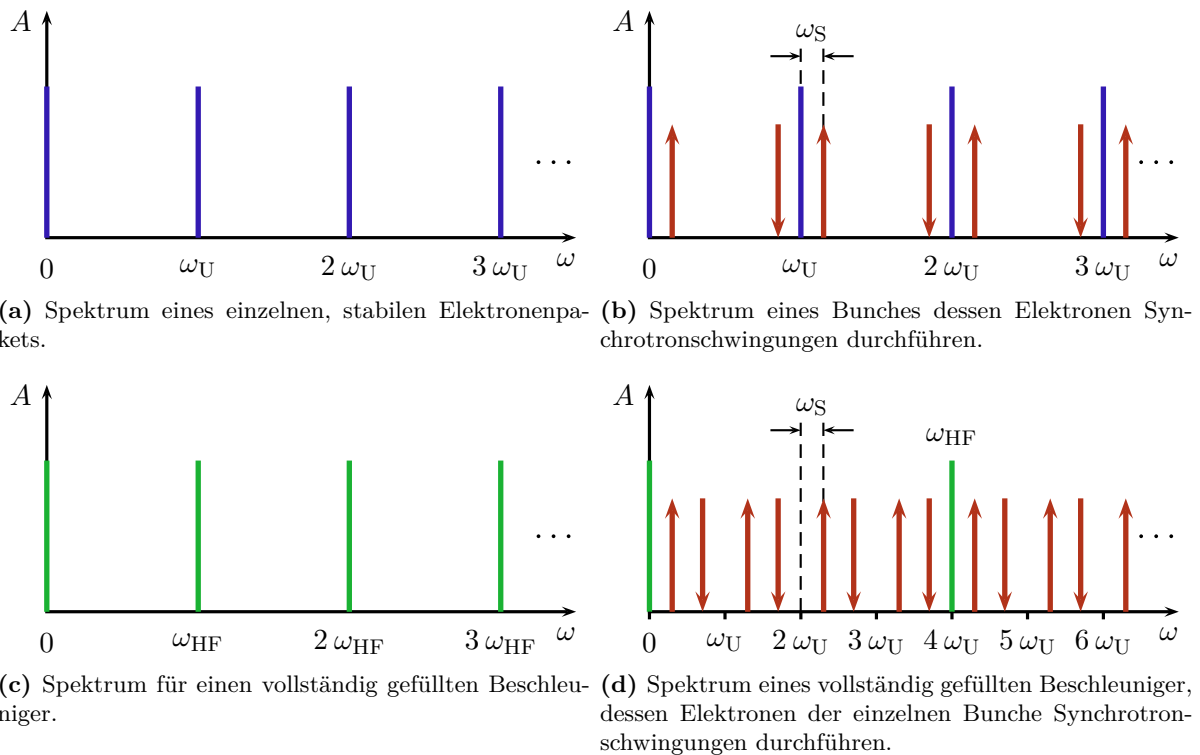


Abbildung 2.5: Frequenzspektrum eines fiktiven Beschleunigers mit $h = 4$ und $m = 1$ (Dipolmode). Obere Seitenbänder werden durch einen Pfeil nach oben symbolisiert, untere Seitenbänder durch einen Pfeil nach unten [Heu11].

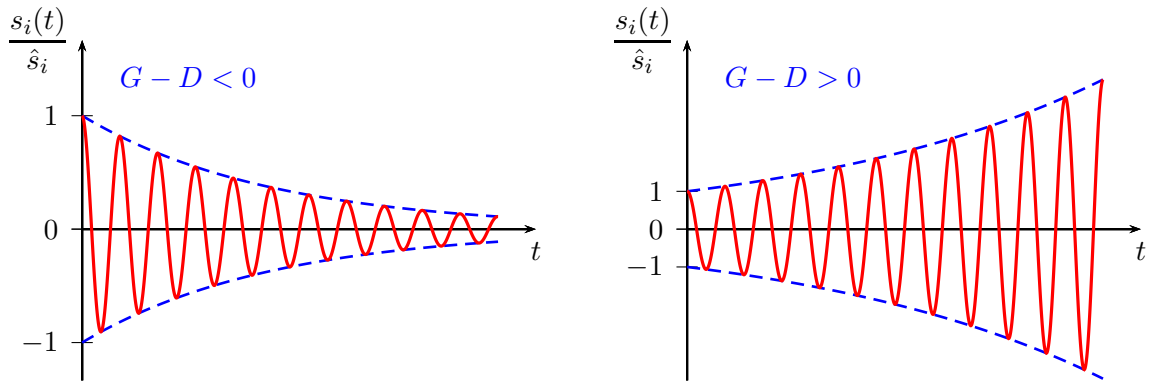


Abbildung 2.6: Zeitliche Entwicklung der Schwingungsamplitude. Links ist die Dämpfung größer als die Wachstumsrate, die Schwingung wird gedämpft. Rechts im Bild eine exponentiell anwachsende Amplitude, da $D < G$, dies führt zu einer instabilen Bunchbewegung [Heu11].

was zu einer Verschlechterung der Strahlqualität bis hin zu Strahlverlust führt. Das Verhalten von D und G muss im Hinblick auf ansteigende Strahlströme betrachtet werden. Die natürliche Dämpfung wird vom Strahlstrom nicht beeinflusst, da der Prozess der Synchrotronabstrahlung für jedes einzelne Elektron unabhängig voneinander abläuft. Die Anregung der Wakefelder wird mit steigendem Strahlstrom jedoch verstärkt, sodass es einen kritischen Wert gibt, an dem die Anregung die Dämpfung übersteigt. Eine zusätzliche Dämpfung, hervorgerufen durch äußere Felder, welche mit Hilfe eines Feedbacksystems appliziert werden kann, hilft, Multibunchinstabilitäten zu unterdrücken. Aus Gleichung (2.14) wird:

$$s_i(t) = \hat{s}_i(t) \exp[(G - D - F)t] \cos(\omega_s t + i\Delta\Phi_n). \quad (2.15)$$

F ist die Dämpfung, die durch das Feedbacksystem hervorgerufen wird. Gilt $G - D - F < 0$, so wird die Instabilität gedämpft.

3 Grundlagen der Hohlraumresonatoren

Zur Beschleunigung geladener Teilchen werden im Kreisbeschleuniger Hohlraumresonatoren genutzt. Dazu werden hochfrequente, elektromagnetische Wellen in einen Resonator eingekoppelt. Um das Prinzip eines Hohlraumresonators deutlich zu machen, wird zunächst allgemein die Wellenausbreitung in Hohlleitern betrachtet. Der Resonator versteht sich dann als zylindrischer Hohlleiter mit zwei leitenden Wänden [Wil92]. Daher wird nur auf zylindrische Hohlleiter eingegangen, wie in Abbildung 3.1 gezeigt.

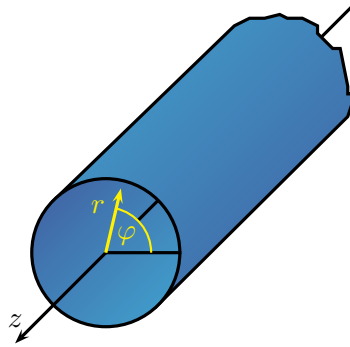


Abbildung 3.1: Koordinatensystem in einem zylinderförmigen Hohlleiter.

3.1 Wellenausbreitung in Hohlleitern

Hohlleiter eignen sich zur Wellenleitung, da sie geringe Verluste aufweisen und hohe Leistungen transportieren können.

Die Wellenausbreitung in Hohlleitern wird durch die MAXWELL-Gleichungen beschrieben. Für eine, sich in Strahlrichtung (z -Achse) ausbreitende Welle gilt folgender Ansatz für das elektrische Feld \vec{E}

$$\vec{E} = \vec{E}(x,y) \exp(i(\omega t - kz)), \quad (3.1)$$

k ist dabei die Wellenzahl. Aus der MAXWELL-Gleichung für das elektrische Feld und dem Ansatz aus Gleichung (3.1) ergibt sich für longitudinale Felder E_z

$$\frac{\partial^2 E_z}{\partial z^2} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} - k^2 \right) E_z = 0. \quad (3.2)$$

$\left(\frac{\omega^2}{c^2} - k^2 \right)$ wird als kritische Wellenzahl oder Grenzwellenzahl k_c abgekürzt. Dieser Ausdruck wird auch Dispersionsrelation des Hohlleiters genannt.

$$k_c^2 = \frac{\omega^2}{c^2} - k^2. \quad (3.3)$$

Die kritische Wellenzahl ist eine Kenngröße des Hohlleiters und bestimmt den Frequenzbereich, in dem sich die Wellen ungedämpft ausbreiten können. Dies ist der Fall für $\frac{\omega}{c} > k_c$. Für $\frac{\omega}{c} < k_c$ breitet sich die Welle nicht aus, da die Wellenamplitude in diesem Fall gedämpft wird.

Die Wellen, die sich in einem Hohlleiter ausbilden, können in zwei Gruppen unterteilt werden. Zum einen, die **Transversal Magnetischen Wellen** (TM-Welle), bei denen das elektrische Feld nur in longitudinaler Richtung und das magnetische Feld senkrecht dazu vorhanden ist. Siehe dazu Abbildung 3.2.

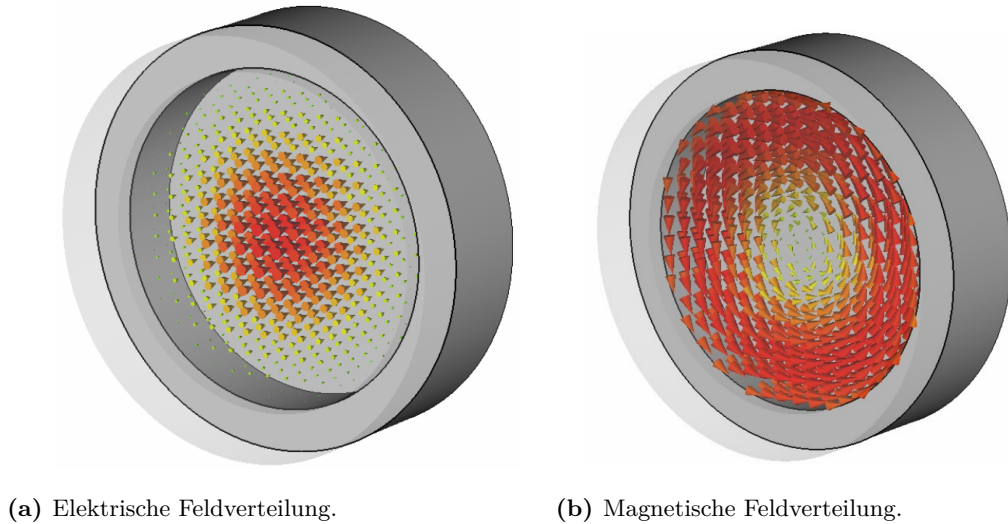


Abbildung 3.2: Feldverteilung der TM_{010} Mode.

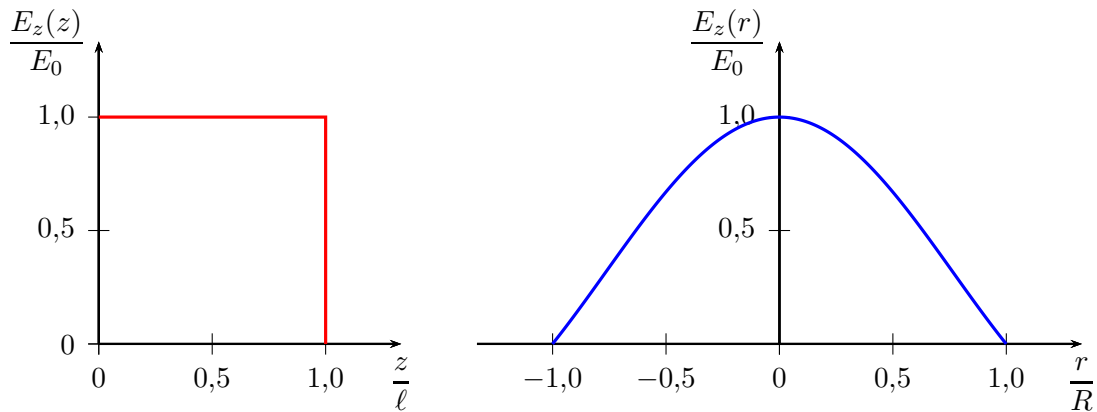


Abbildung 3.3: Elektrisches Feld der TM_{010} -Mode in einem Resonator [Heu11].

Zum anderen die **Transversal Elektrischen Wellen** (TE-Welle), bei denen es sich genau umgekehrt verhält. Für die Beschleunigung von geladenen Teilchen ist ein elektrisches Feld parallel zur Strahlachse notwendig. Es wird daher das Feld einer TM-Welle genutzt. Die dazugehörige Feldverteilung ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Wird der Hohlleiter in Zylinderkoordinaten r, φ, z (siehe Abbildung 3.1) beschrieben, so wird der Radialteil der Wellengleichung durch die BESSELFunktionen $J_{mn}(k_c, r)$ gelöst.

Mit der n -ten Nullstelle j_{mn} der m -ten BESSELFunktion und dem Durchmesser D des Hohlleiters lässt sich die kritische Wellenlänge $\lambda_{c,mn}$ und somit auch die kritische Frequenz $f_{c,mn}$ berechnen.

$$\lambda_{c,mn} = \frac{\pi D}{j_{mn}} \quad (3.4)$$

$$f_{c,mn} = \frac{c}{\lambda_{c,mn}} \quad (3.5)$$

3.2 Hohlraumresonatoren

Wie schon erwähnt, ergibt sich ein einfacher zylindrischer Hohlraumresonator aus einem Hohlleiter, der mit zwei leitenden Platten im Abstand l abgeschlossen wurde. Durch Reflexion an den Wänden

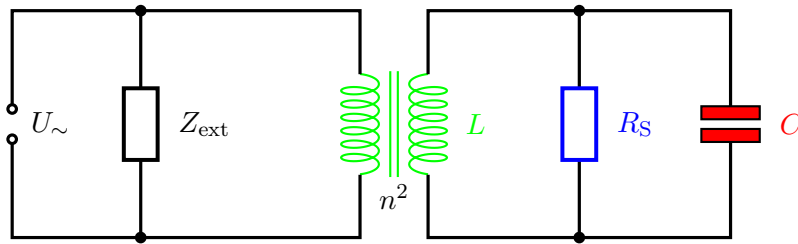


Abbildung 3.4: Ersatzschaltbild eines Resonators mit Schleifenkopplung [Heu11].

kann sich eine stehende Welle ausbilden, wenn folgende Bedingung erfüllt ist:

$$l = p \frac{\lambda_z}{2} \quad \text{bzw.} \quad k = p \frac{\pi}{l}. \quad (3.6)$$

Die Zahl $p \in \mathbb{N}$ steht für die Anzahl der Halbwellen zwischen den Resonatorwänden.

Die Resonanzfrequenz $f_{\text{res},mnp}$ lässt sich dann mithilfe von

$$f_{\text{res},mnp} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\left(p \frac{\pi}{l}\right)^2 + \left(\frac{j_{mn}}{R}\right)^2} \quad (3.7)$$

berechnen. Zur Beschleunigung geladener Teilchen werden Monopolmoden² benötigt. Die TM_{010} -Mode eignet sich besonders, da sie im Fall eines idealen Zylinderresonators entlang der z -Achse ein homogenes, elektrisches Feld aufweist. Für diese Mode ist die Resonanzfrequenz einzig abhängig vom Radius R des Resonators.

3.2.1 Der Resonator als Schwingkreis

Um weitere Eigenschaften neben der Resonanzfrequenz eines Resonators zu erläutern, empfiehlt es sich, den Resonator durch das Ersatzschaltbild (siehe dazu Abbildung 3.4) eines angeregten LCR -Parallelschwingkreises³ darzustellen.

Die KIRCHHOFFSchen Regeln liefern eine Differentialgleichung für die anliegende Spannung U :

$$\ddot{U}(t) + \frac{1}{RC} \dot{U}(t) + \frac{1}{LC} U(t) = \frac{1}{C} \dot{I}_{\text{ext}}. \quad (3.8)$$

Dadurch lässt sich die Resonanzkreisfrequenz ω_0 und die Dämpfungszeit τ bestimmen zu:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}} \quad \text{bzw.} \quad \tau = RC. \quad (3.9)$$

Ein Maß für die Dämpfung eines Schwingkreises ist die Güte Q_0 , die über

$$Q_0 = \omega_0 \tau = \omega_0 RC \quad (3.10)$$

definiert ist.

Die Güte kann außerdem aus dem Verlauf der Resonanzkurve (siehe Abbildung 3.5) bestimmt werden. Die Resonanzkurve beschreibt die Abhängigkeit der Spannung von der Frequenz.

$$Q_0 = \frac{\omega_0}{\Delta\omega_{\text{H}}} \quad (3.11)$$

Der Wert der vollen Halbwertsbreite $\Delta\omega_{\text{H}}$ wird bei $U_{\text{max}}/\sqrt{2}$ bestimmt. Wie in dieser Abbildung dargestellt ist, entspricht eine hohe Güte einer schmalen Resonanzkurve.

² $m = 0$, also TM_{0np} .

³Induktivität L , Kapazität C , Widerstand R .

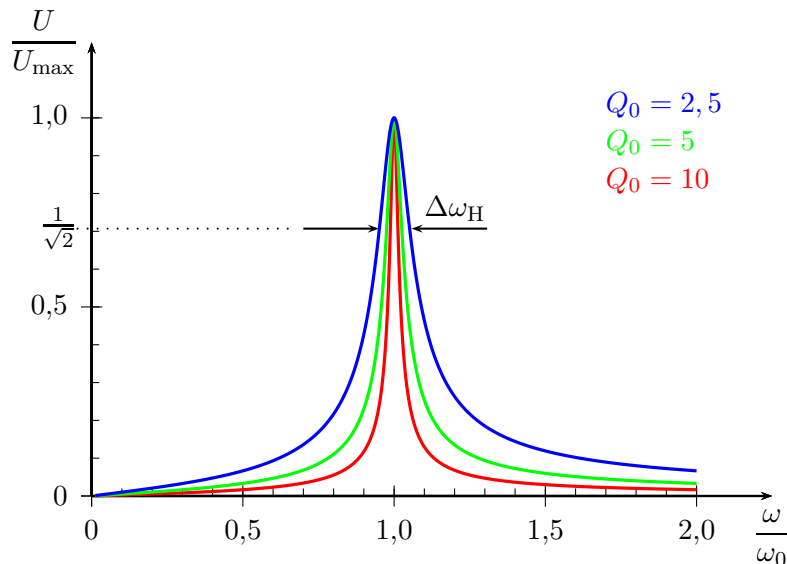


Abbildung 3.5: Resonanzkurven für verschiedene Güten Q_0 [Heu11].

3.2.2 Einkopplung in einen Resonator

Mit Einkopplung ist das Übertragen elektromagnetischer Wellen, die von einem Generator erzeugt wurden, auf den Resonator gemeint. Soll dies reflexionsfrei geschehen, muss die Leitung von Generator zu Resonator mit dem Wellenwiderstand (typischerweise 50Ω) abgeschlossen werden. Die Einkopplung von Signalen kann auf unterschiedliche Arten geschehen.

Zum Beispiel durch die Schlitzkopplung, bei der ein hochfrequentes Signal aus einem Hohlleiter in den Resonator einfach durch eine Öffnung übertragen wird. Eine zweite Möglichkeit bietet die sogenannte Stiftkopplung, bei der an das elektrische Feld gekoppelt wird. Hierzu dient eine Antenne, die in den Resonator hineinreicht. Das Signal wird in diesem wie auch im nächsten Fall über ein Koaxialkabel an die Einkopplung weitergeleitet. Desweiteren gibt es die Schleifenkopplung, bei der ebenfalls ein leitendes Material eingesetzt wird, allerdings so gebogen, dass es mit dem Außenleiter verbunden eine Schleife bildet. Dadurch wird an das magnetische Feld gekoppelt. Hier muss neben der Größe der Schleifenfläche auch darauf geachtet werden, in welchem Winkel zum Magnetfeld die Schleife ausgerichtet ist. Es wird daher meist eine drehbare Durchführung benutzt, um nachträglich die Position der Schleife einstellen zu können.

Bei der Anregung des Resonators durch Einkopplung hochfrequenter Wellen kommt es zu einer zusätzlichen externen Belastung. Dies entspricht der externen Güte Q_{ext} . Diese verringert die unbelastete Güte Q_0 , so dass es insgesamt zu einer belasteten Güte Q_L kommt.

$$\frac{1}{Q_L} = \frac{1}{Q_0} + \frac{1}{Q_{\text{ext}}} \quad (3.12)$$

Als Maß für die Einkopplung gilt der Koppelfaktor κ , er entspricht dem Verhältnis von externer zu unbelasteter Güte oder aber dem der externen Impedanz Z_{ext} zur Impedanz des Resonators, die im Resonanzfall als Shuntimpedanz R_S bekannt ist:

$$\kappa = \frac{R_S}{Z_{\text{ext}}} = \frac{Q_0}{Q_{\text{ext}}}. \quad (3.13)$$

Aus den Gleichungen (3.12) und (3.13) folgt

$$Q_0 = (1 + \kappa)Q_L. \quad (3.14)$$

Ist $\kappa = 1$, handelt es sich um die sogenannte kritische Kopplung. Die Impedanzen von Generator und Resonator sind aufeinander angepasst und die gesamte Leistung wird in den Resonator eingekoppelt. Für κ kleiner oder größer als 1 wird die Bezeichnung unter- bzw. überkritische Kopplung benutzt. Hier kommt es teilweise zur Reflexion der eingekoppelten Hochfrequenzleistung.

3.2.3 Shuntimpedanz

Die in Gleichung (3.13) eingeführte Shuntimpedanz, kann bei Kenntnis der Verlustleistung P_V sowie der Beschleunigungsspannung U folgendermaßen berechnet werden:

$$R_S = \frac{1}{2} \frac{U^2}{P_V}. \quad (3.15)$$

Die Verlustleistung P_V beschreibt die Leistung, die zum Aufbau des elektrischen Feldes dient. Die Beschleunigungsspannung U lässt sich bei einem Resonator der Länge l aus

$$U = \int_0^l E_0(z) dz \quad (3.16)$$

berechnen. Das elektrische Feld E_0 ist jedoch im Allgemeinen nicht bekannt und muss gemessen werden. Die Shuntimpedanz kann mit der Methode der Störkörpermessung ermittelt werden, diese Methode wird in [Hil06] erläutert.

Eine möglichst hohe Shuntimpedanz ist von Vorteil, da dies nach Gleichung (3.15) eine geringe Verlustleistung impliziert.

4 Die PETRA-Resonatoren

An ELSA werden zur Beschleunigung der Elektronenpakete im Stretcherring zwei fünfzellige PETRA-Resonatoren verwendet. Die Kupferresonatoren sind auf eine Grundmode mit der Frequenz von 499,667 MHz ausgelegt, bei der das elektrische Feld in longitudinaler Richtung am größten ist. Ein schwingfähiges System wie der Resonator weist jedoch meist nicht nur eine Frequenz auf, bei der er angeregt werden kann. Neben der Grundmode verfügt er über sogenannte höhere Moden. Wie in diesem Kapitel gezeigt wird, können die höheren Moden (HOM⁴) der PETRA-Resonatoren unter bestimmten Umständen Multibunchinstabilitäten auslösen.

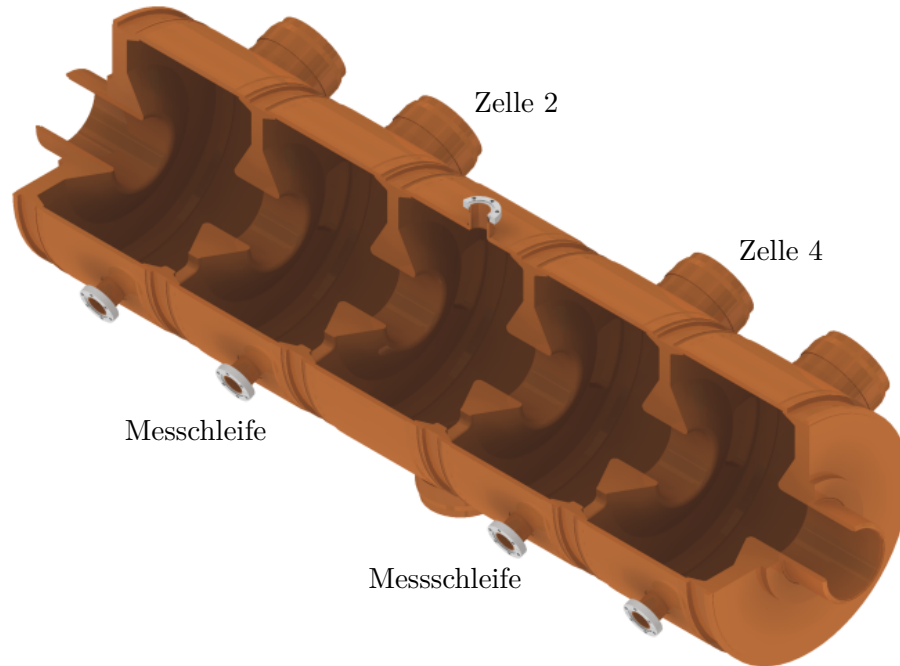


Abbildung 4.1: 3D Modell des PETRA-Resonators [Sch13].

In Abbildung 4.1 ist ein Modell eines PETRA-Resonators gezeigt. Zu sehen sind die 5 durch Schlitzkopplung verbundenen Einzelzellen. In Zelle 2 und 4 befinden sich jeweils ein Abstimmstempel und eine Signalmessschleife. Der Abstimmstempel regelt den Resonator im Beschleunigerbetrieb auf die Resonanzfrequenz. Temperaturschwankungen verändern die Geometrie des Resonators und somit seine Resonanzfrequenz. Durch die fahrbaren Stempel wird die Resonanzfrequenz konstant auf 499,667 MHz gehalten. Die Signalmessschleifen dienen der Auskopplung des Signals des Elektronenstrahls. Sie werden für die Messungen, die in Kapitel 7 erläutert sind, benötigt.

Die Entstehung und wiederum Unterdrückung von Strahlinstabilitäten an der Beschleunigeranlage ELSA ist vielfach untersucht und behandelt (s. [Rot12], [Sch11]). Darunter fällt auch die Simulation der Beschleunigungs-Resonatoren, aus denen unter anderem die Koppelimpedanzen (vergleiche (2.8)) berechnet wurden (s. Abb. 4.2).

In Abbildung 4.2 sind die Impedanzen für das Frequenzspektrum bis 3 GHz dargestellt, dadurch können neben der Grundmode auch die höheren Moden bestimmt werden. Bei den Frequenzen der HOM kann sich ebenfalls eine stehende Welle im Resonator ausbilden und diesen somit anregen. Jedoch führt nicht jede HOM unmittelbar zu Instabilitäten des Elektronenstrahls.

⁴Aus dem englischen Higher Order Mode. Dieser Begriff bezeichnet alle Moden außer der Grundmode.

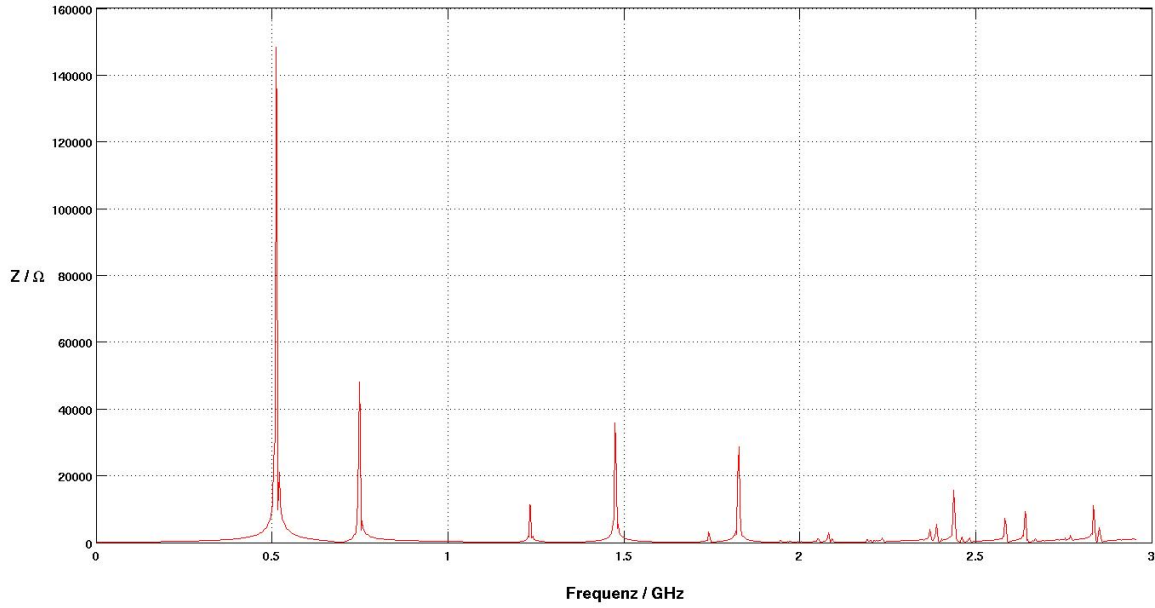


Abbildung 4.2: Simuliertes Impedanzspektrum eines 5-zelligen PETRA Resonators, [Sch13].

Um vorhersagen zu können, welche Moden sich ungedämpft im Resonator ausbilden und zu Strahlinstabilitäten führen können, muss die Cut-Off-Frequenz des Strahlrohrs eingeführt werden. Sie orientiert sich an der kritischen Frequenz des Hohlleiters (s. Gleichung (3.5)). Hier wird die niedrigste Nullstelle der Ableitung der BESSELFunktionen j'_{mn} verwendet. Dies entspricht der Fundamentalmode TE_{11} . Sie führt zu der kleinstmöglichen Frequenz, die durch das Strahlrohr am Resonator propagiert. Alle größeren Frequenzen können sich somit nicht ungedämpft im Resonator ausbilden. Für die Cut-Off-Frequenz f_c gilt:

$$f_c = \frac{j'_{mn} \cdot c}{2\pi r}. \quad (4.1)$$

Mit $j'_{mn} = 1,84118$ als niedrigste Nullstelle der Ableitung der Besselfunktion und einem Strahlrohrradius $r = 5$ cm (was einem normalen Strahlrohr in ELSA entspricht), ergibt sich $f_c = 1,75$ GHz.

Alle höheren Moden, die oberhalb dieser Cut-Off-Frequenz des Strahlrohrs liegen, sind nur gedämpft im Resonator anzutreffen und daher unkritisch für Instabilitäten. Bei den Moden, die unterhalb dieser Frequenz liegen, müssen die Frequenzen mit dem Strahlspektrum der Elektronenbunche verglichen werden. Entspricht eine der Frequenzen der HOM der Frequenz eines oberen oder unteren Synchrotronseitenbands der Umlaufharmonischen (s. Kapitel 2), so wird diese Mode verstärkt und führt zu einer Anregung der Strahlschwingung.

5 Das Feedbacksystem an ELSA

5.1 Das bisherige Feedbacksystem

Die Problematik der Strahlinstabilitäten an der Beschleunigeranlage bei zunehmendem Strahlstrom wird seit einigen Jahren untersucht und behandelt (s. dazu [Rot12], [Sch11], [Zim10], [Heu11]). Im Verlauf dieser verschiedenen Studien wurde ein Feedbacksystem installiert, das in transversaler wie in longitudinaler Strahlrichtung Einfluss auf den Elektronenstrahl nimmt. Das Feedbacksystem in transversaler Ebene detektiert die Multibunch-Schwingung und berechnet ein Korrektursignal, welches mit einem Striplinekicker auf den Elektronenstrahl gegeben wird. In longitudinaler Richtung sind es zwei baugleiche Kicker-Cavities, die das Korrektursignal weitergeben. Striplinekicker wie Kicker-Cavity sind breitbandige Module, sie weisen jeweils die Bandbreite der halben ELSA-Hochfrequenz, 250 MHz, auf. Dadurch werden die Frequenzen aller möglichen Multibunchmoden abgedeckt.

5.2 Das erweiterte Feedbacksystem

Wie in Kapitel 7 gezeigt wird, ist eine Strahlinstabilität in longitudinaler Richtung, trotz aktivem Feedbacksystem nicht zu dämpfen. Grund dafür ist eine nicht ausreichende Verstärkung des Korrektursignals. Das longitudinale Feedbacksystem soll nun um einen schmalbandigen Feedbackresonator, abgestimmt auf die Frequenz der auftretenden Instabilität, erweitert werden.

Die Anforderungen an die Geometrie des Feedbackresonators, seine Ansteuerung und der geplante Einbauort sollen in diesem Kapitel erläutert werden. Es wird außerdem auf die zwei Abstimmstempel eingegangen, die zur genauen Resonanzfrequenzeinstellung verwendet werden.

5.2.1 Resonatorgeometrie und Stempel

Das Design des Resonators orientiert sich zunächst an dem eines einfachen zylindrischen Hohlraumresonators. Mit dieser Vereinfachung lassen sich einige geometrische Eigenschaften analytisch berechnen. Andere hingegen müssen mit einem Simulationsprogramm numerisch bestimmt werden; auf diese wird in Kapitel 6 eingegangen. Da die Frequenz durch die in Kapitel 7 beschriebene Messung zu $f_0 = 1,459$ GHz bestimmt werden konnte, lässt sich daraus der Radius r des Feedbackresonators über

$$r = \frac{2,40482 \cdot c}{2\pi f_0} \quad (5.1)$$

berechnen. Der Wert 2,40482 steht für die erste Nullstelle der Besselfunktion⁵. Als Radius ergibt sich dann ein Wert von $r = 78,7$ mm. Dieser Wert dient lediglich der Abschätzung der Geometrie. Die tatsächliche Geometrie wird mit einem Simulationsprogramm berechnet (siehe Kapitel 6).

Während des Beschleunigerbetriebs steigt die Temperatur in der gesamten Beschleunigeranlage an. Grund dafür ist die ansteigende Verlustleistung, hervorgerufen durch die ohmschen Verluste der Magnete, bei steigendem Strahlstrom. Der Temperaturanstieg im Resonator führt zu einer Ausdehnung des Materials und somit zu einer Veränderung des Resonatorradius. Dies wiederum führt nach Gleichung (5.1) zu einer Verschiebung der Resonanzfrequenz.

Die Änderung der Resonanzfrequenz lässt sich mit dem materialspezifischen Ausdehnungskoeffizienten α berechnen, der für Kupfer $\alpha = 16,5 \cdot 10^{-6} \frac{1}{^\circ\text{C}}$ beträgt. Über

$$\Delta f = -\alpha \Delta T f_0 \quad (5.2)$$

kann die temperaturbedingte Frequenzabweichung berechnet werden. Mit einer Temperaturverschiebung von 1 °C ergibt sich eine Frequenzverschiebung um $\Delta f = -24,07$ kHz. Es ist daher eine

⁵Hier wird das Feld der TM_{010} Mode genutzt.

Wasserkühlung für den Feedbackresonator vorgesehen. Durch die Kühlung des Resonators mit temperaturstabilisiertem Wasser kann dessen Temperatur und somit Geometrie konstant gehalten werden.

Ein weiteres Merkmal des Feedbackresonators sind die sogenannten Nasenkegel. Die Nasenkegel ragen in das Cavity hinein und bilden somit einen Übergang von Strahlrohrgeometrie auf den Resonator. Diese Anordnung sorgt für ein höheres effektives elektrisches Feld, welches auf die Teilchenpakete wirkt. Außerdem wird durch die Nasen eine höhere Güte erzielt. Die Geometrie der Nasenkegel kann nicht analytisch bestimmt, sondern muss mit einem Simulationsprogramm, welches im nachfolgenden Kapitel beschrieben wird, angepasst werden.

Um mögliche Fertigungsungenauigkeiten ausgleichen zu können, werden an den Resonator sogenannte Abstimmstempel angebracht. Diese verändern bei Eintritt in den Resonator dessen Geometrie und somit die Resonanzfrequenz, so dass eine Einstellung der gewünschten Resonanzfrequenz erfolgen kann.

Der Radius des Feedbackresonators wird daher größer gewählt als in Gleichung 3.5 berechnet, die Frequenz ist somit etwas kleiner, um sie dann durch die Abstimmstempel anpassen zu können. Der Feedbackresonator wird so ausgelegt, dass er durch das Fahren der Stempel einen Frequenzbereich von 1,455 GHz bis 1,465 GHz abdeckt. Die Frequenz von 1,455 GHz wird durch die reine Resonatorgeometrie erreicht. Je weiter die Stempel in den Resonator fahren, desto größer wird seine Resonanzfrequenz. Es werden zwei Stempel simultan benutzt, um das elektrische Feld symmetrisch zu verschieben. Bei dem möglichen Verfahrensweg der Stempel muss berücksichtigt werden, dass der Resonator mit einem Radius von ca. 80 mm nur 30 mm größer als das Strahlrohr ist. Die Stempel sollen nicht bis in das Strahlrohr reichen, damit sie den Elektronenstrahl nicht behindern. Um Reflexionen der Felder innerhalb des Stempels zu vermeiden, gibt es einige Anforderungen an denselben. In Abbildung 5.1 sind die Merkmale in einer technischen Zeichnung dargestellt. Der Durchmesser des Stempels wird bei einer Strecke von $\lambda/4$ der Resonanzfrequenz so geändert, dass es einem Koaxialkabel mit einer Kabelimpedanz von $Z_L = 50 \Omega$ entspricht. Damit gilt es als abgeschlossen und es kommt nicht zu Reflexionen des elektrischen Feldes.

$$Z_L = \frac{Z_0}{2\pi\sqrt{\epsilon_r}} \ln\left(\frac{D}{d}\right) \quad (5.3)$$

Z_0 ist der Wellenwiderstand des Vakuums, wobei $\frac{Z_0}{2\pi} = 60 \Omega$ gilt. Im Vakuum ist $\epsilon_r = 1$, womit $\frac{D}{d} = 2,3$ sein muss. Der Durchmesser ändert sich somit von $D = 24,2$ mm auf $d = 10,5$ mm. Die Länge des dünneren Teils ist ebenfalls $\lambda/4$, somit ergibt sich eine Gesamtlänge von $\lambda/2$. Eine HF-Feder stellt den Kontakt mit dem Gehäuse her.

5.2.2 Ansteuerung des Feedbackresonators

Neben den geometrischen Anforderungen an den Feedbackresonator muss auch die Einbindung in den Beschleuniger und die Ansteuerung desselben vorgesehen werden.

Der Resonator soll die Mode mit einer Frequenz von 1,459 GHz, erzeugt durch die PETRA-Resonatoren dämpfen. Die geplante Ansteuerung ist schematisch in Abbildung 5.2 gezeigt. Da Signal des Modenspektrums wird aus einer vorhandenen Signalmessschleife des PETRA-Resonators ausgekoppelt. Ein Bandpass separiert den gewünschten Frequenzbereich von 1420 MHz bis 1470 MHz. Es folgt ein Phasenschieber, der die Phase um 180° verschiebt. Das Signal wird verstärkt, bevor es mithilfe einer Schleifenkopplung in den Resonator eingekoppelt wird.

Der Phasenschieber bewirkt, dass das elektrische Feld im Feedbackresonator um 180° gegenüber dem Signal aus dem PETRA-Resonator verschoben wird. Die Phasenverschiebung bewirkt, dass ein Maximum des Signals der Instabilität auf ein Minimum des Anregungssignals im Resonator trifft. Durch das entgegengesetzte elektrische Feld wird die Instabilität gedämpft. Der Phasenschieber soll verstellbar sein, da die Kabel, abhängig von ihrer Länge, ebenfalls eine Phasenverschiebung hervorru-

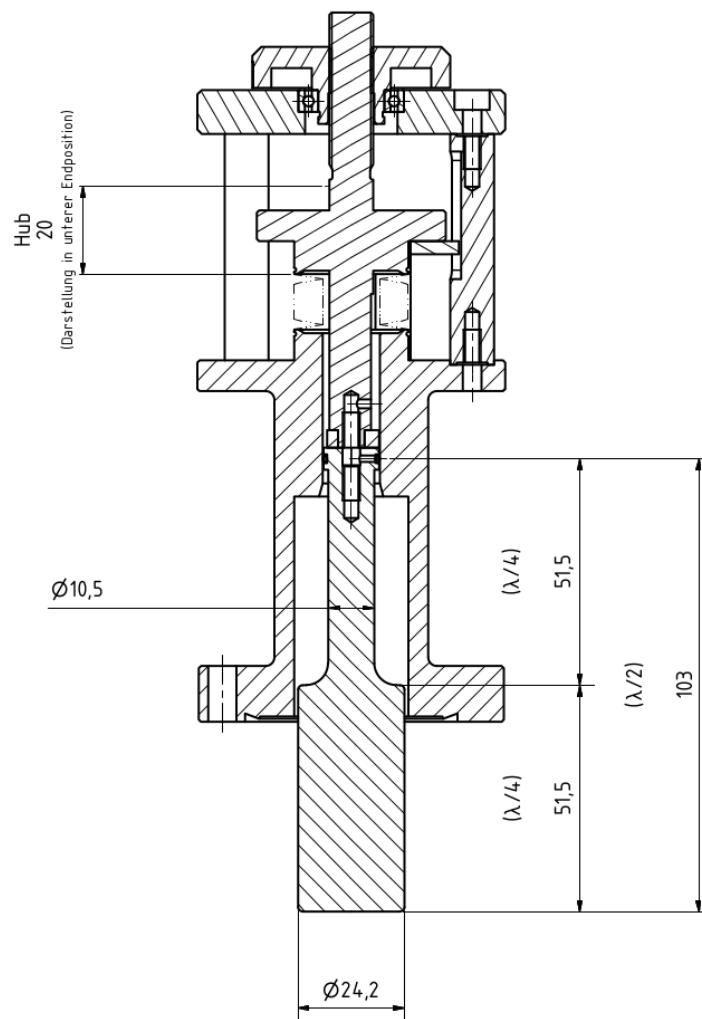


Abbildung 5.1: Technische Zeichnung der am Feedbackresonator angebrachten Stempel.

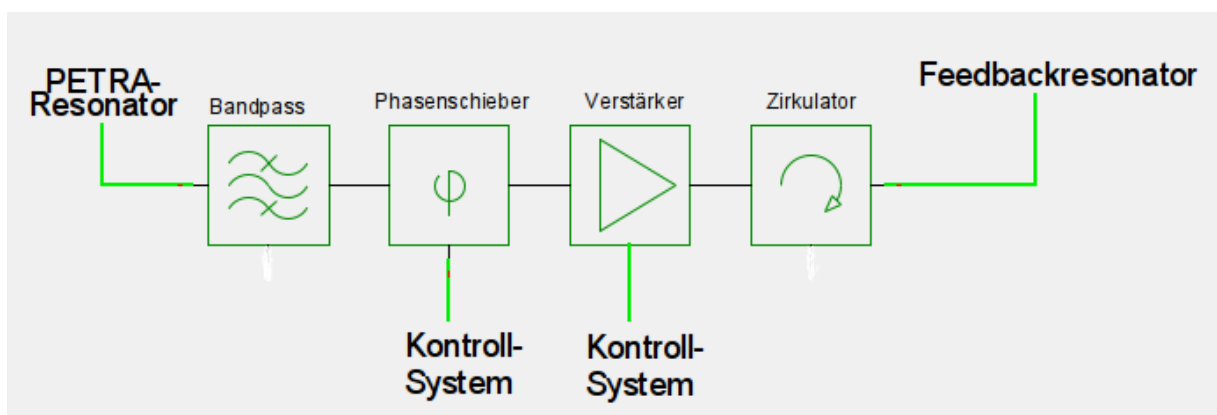


Abbildung 5.2: Geplante Einbindung und Ansteuerung des Resonators.

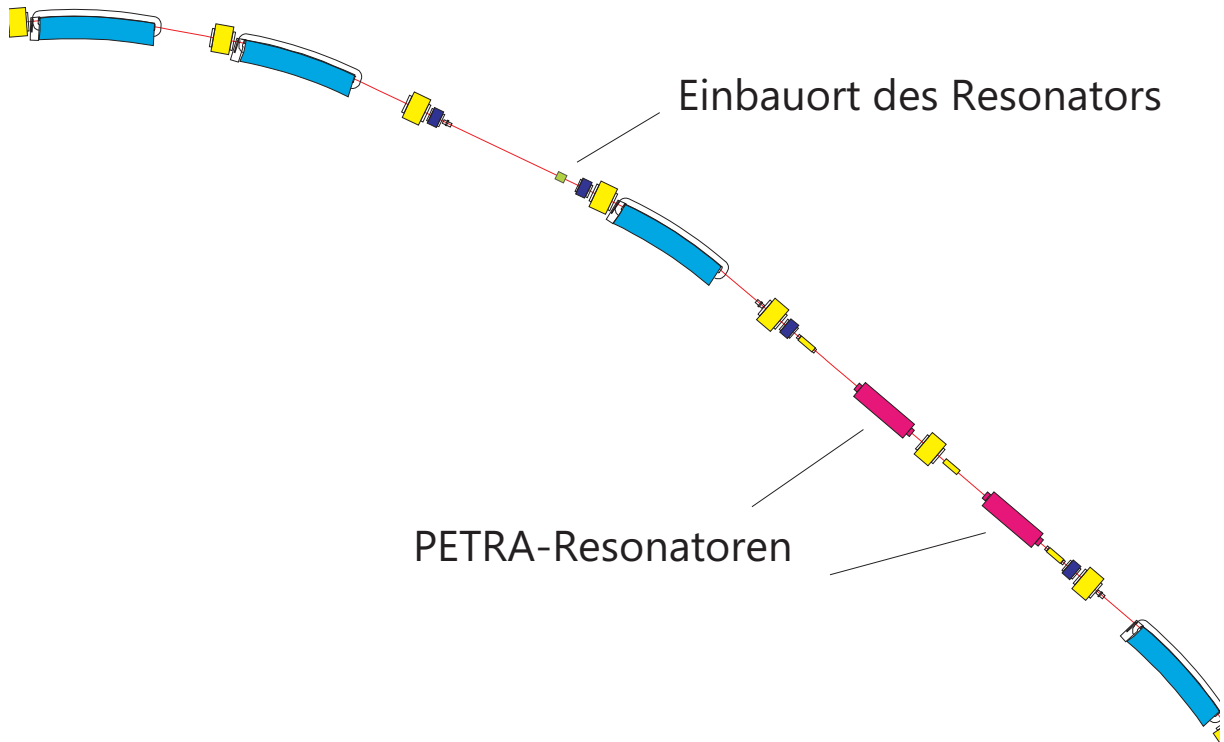


Abbildung 5.3: Ausschnitt des Übersichtsplans der Beschleunigeranlage mit geplantem Einbauort des Feedbackresonators.

fen. So kann die Phase nach Einbau aller Komponenten derart eingestellt werden, dass es insgesamt zu einer Verschiebung von 180° kommt.

Das vorhandene Feedbacksystem dämpft die Instabilitäten bereits erfolgreich, es verfügt jedoch nicht über ausreichend Leistung für die Mode mit der Frequenz von 1,459 GHz. Für eine Dämpfung dieser Instabilität mit dem neuen Feedbackresonator muss die Leistung des Verstärkers entsprechend gewählt werden. Um dies sicherstellen zu können wird sich an der Leistung des Verstärkers des longitudinalen Feedbacksystems orientiert. Dieser ist ein 200 W-Verstärker, der das Kicker-Cavity, das eine Shuntimpedanz von 338Ω ([Heu11]) hat speist. Aus Gleichung (3.15) ergibt sich eine Beschleunigungsspannung von 376 V. Ausgehend von dieser Spannung berechnet sich die Leistung für den Feedbackresonator, der eine simulierte Shuntimpedanz⁶ von $18 \text{ M}\Omega$ aufweist, zu

$$P = \frac{1}{2} \cdot \frac{(376 \text{ V})^2}{1,8 \cdot 10^7 \Omega} \quad (5.4)$$

$$P = 4 \text{ mW}. \quad (5.5)$$

Die Leistung soll entsprechend größer gewählt werden, um sicherzustellen, dass die Instabilität durch den Feedbackresonator korrigiert werden kann. Die Verstärkung wird so gewählt, dass eine Leistung von $P = 0,1 \text{ W}$ in den Resonator eingekoppelt wird. Zum Schutz vor reflektierter Leistung wird vor den Verstärker ein Zirkulator eingebaut. Eine Koppelschleife, die an einer elektrischen Durchföhrung angebracht wird, koppelt das Signal an das Magnetfeld des Feedbackresonators. Als Einbauort für den Feedbackresonator ist ein Abschnitt nahe der PETRA-Resonatoren vorgesehen, siehe Abbildung 5.3.

⁶ mehr dazu in Kapitel 6

6 Simulationen mit CST MICROWAVE STUDIO

6.1 Simulationssoftware

Der Radius des zylinderförmigen Hohlraumresonators konnte wie in Kapitel 5 beschrieben, berechnet werden. Um das elektrische und magnetische Feld berechnen zu können, dienen die MAXWELL-Gleichungen. Allerdings ist für die komplizierte Geometrie inklusive Nasenkegel und Stempel keine analytische Lösung der MAXWELL-Gleichungen mehr möglich. Daher kann der berechnete Radius allenfalls als Abschätzung verstanden werden. Der exakte Radius muss mit einem Simulationsprogramm berechnet werden. Ziel der Simulation ist eine Optimierung auf eine möglichst hohe Güte und Shuntimpedanz. Auch die endgültige Form der Nasenkegel soll bestimmt werden. Dazu wird die Simulationssoftware CST STUDIO SUITE™ benutzt, die auf der Finite-Integral-Methode basiert. Die Software besteht aus mehreren Paketen. Das CST MICROWAVE STUDIO® simuliert passive Hochfrequenzkomponenten wie Antennen, Filter und Resonatoren. Damit kann die Geometrie an die gewünschte Frequenz angepasst werden. Das CST PARTICLE STUDIO® berechnet das Verhalten elektrisch geladener Teilchen in elektromagnetischen Feldern und im Umkehrschluss die Erzeugung der in Kapitel 2 erläuterten Wakefelder [Man06].

Ein Gitter wird dem dreidimensionalen Modell des Resonators angepasst und das Programm löst die MAXWELL-Gleichungen an jedem Gitterpunkt numerisch mit den jeweiligen Randbedingungen. Dadurch werden die elektrischen und magnetischen Feldstärken und Stromdichtewerte in jedem Gitterpunkt berechnet. Die Anzahl der Gitterpunkte bestimmt dabei die Genauigkeit. In Bereichen, in denen eine geometrische Änderung stattfindet, wird das Gitter feiner generiert.

Das Lösen der MAXWELL-Gleichungen übernimmt der sogenannte Eigenmoden-Solver, welcher in mehreren Iterationsschritten die möglichen Eigenschwingungsmoden der Geometrie berechnet. Sind die Felder auf dem ganzen Gitter bekannt, können im sogenannten Post-Processing-Modus weitere Eigenschaften wie die Güte und die Shuntimpedanz des Resonators bestimmt werden.

6.2 Simulation des Feedbackresonators

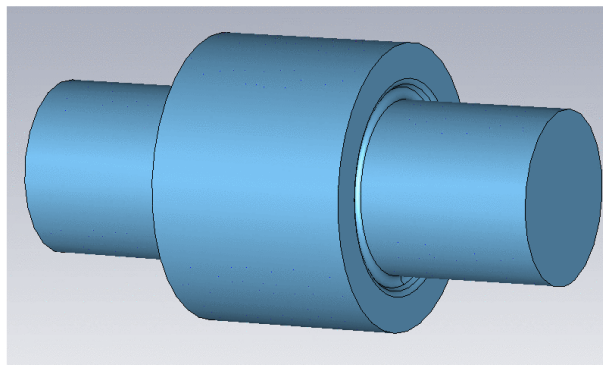


Abbildung 6.1: Zylindrischer Hohlraumresonator mit angeschlossenem Strahlrohr.

Es wurde ein dreidimensionales Modell mit dem berechneten Radius ($r = 78$ mm), dem vorgegebenen Radius des Strahlrohrs ($r_S = 50$ mm) und Nasenkegeln erstellt. Die Länge des Resonators wurde zunächst auf 100 mm festgelegt. Das Simulationsprogramm stellt den Resonator so dar, dass das Vakuum innerhalb desselben sichtbar ist (siehe Abbildung 6.1). Für die Berechnung wurde so vorgegangen, dass den Radien und der Länge ein Bereich zugeordnet wurde, in denen diese variiert werden können. Der Strahlrohrradius ist jedoch eine nicht veränderbare Größe. In den Simulationen

Tabelle 6.1: Simulierte Größen des Feedbackresonators.

Resonatorradius r	82,4 mm
Resonatorlänge l	117,4 mm
Radius der Nasenkegel r_N	3,8 mm
Güte Q_0	29260
Shuntimpedanz R_S	18,6 M Ω

wurde die Geometrie schrittweise geändert, so dass die Resonatorlänge, der Radius und die Nasenkegel zunächst eine Resonanzfrequenz von 1,455 GHz ergeben. Ebenfalls wurde eine möglichst große Shuntimpedanz und eine hohe Güte angestrebt. Es ergeben sich die in Tabelle 6.1 gezeigten Ergebnisse. Diese Werte sind in der Technischen Zeichnung in Abbildung 6.2 graphisch dargestellt.

Zu weiteren Untersuchungen wurde ein zweites identisches Cavity inklusive Stempel in CST erzeugt. Die Simulationen wurden diesmal so ausgelegt, dass der Resonator mit den Stempeln auf eine Resonanzfrequenz im Bereich von 1,455 GHz bis 1,465 GHz abgestimmt werden kann. Der Schwerpunkt der Simulation lag hierbei auf der Bestimmung des Durchmessers der Stempel. Um den möglichen Bereich festzulegen, muss berücksichtigt werden, dass die Stempel nicht breiter als 50 mm sind, damit sie ohne weitere Umstände am Resonatorgehäuse befestigt werden können und dass sie nicht weiter als 30 mm in den Resonator ragen sollen (s. Kapitel 5.2.1). Die geforderte Frequenz, bei höchster Güte, wird bei einem Stempeldurchmesser von 24,2 mm erreicht. Zur Berücksichtigung der Stempeltiefe wurde eine weitere Simulation durchgeführt. Diese ergab, dass die gewünschte Frequenz von 1,459 GHz bei einer Stempeltiefe im Resonator von 9,3 mm erreicht wird. Mit diesen Werten für den Resonator wurde mit einer weiteren Simulation das elektrische Feld berechnet, das ein typisches Elektronenpaket aus ELSA im Resonator hinterlässt. Ziel dieser Untersuchung war es, mögliche HOM dieses Cavities zu identifizieren.

Daher wurde das Wakepotential und somit die Wakeimpedanz berechnet. In Abbildung 6.3 ist die Simulation der Impedanzen graphisch dargestellt. Man sieht die gewünschte Grundmode bei 1,459 GHz sowie zwei weitere Moden bei 1,954 GHz und 2,935 GHz.

Bei diesen HOM ist die Entstehung von Multibunchinstabilitäten nicht zu erwarten, da ihre Frequenzen oberhalb der Cut-Off Frequenz, $f_c = 1,75$ GHz (siehe Kapitel 4) des Strahlrohrs liegen. Ebenso treffen sie nicht mit einem Synchrotronseitenband zusammen.

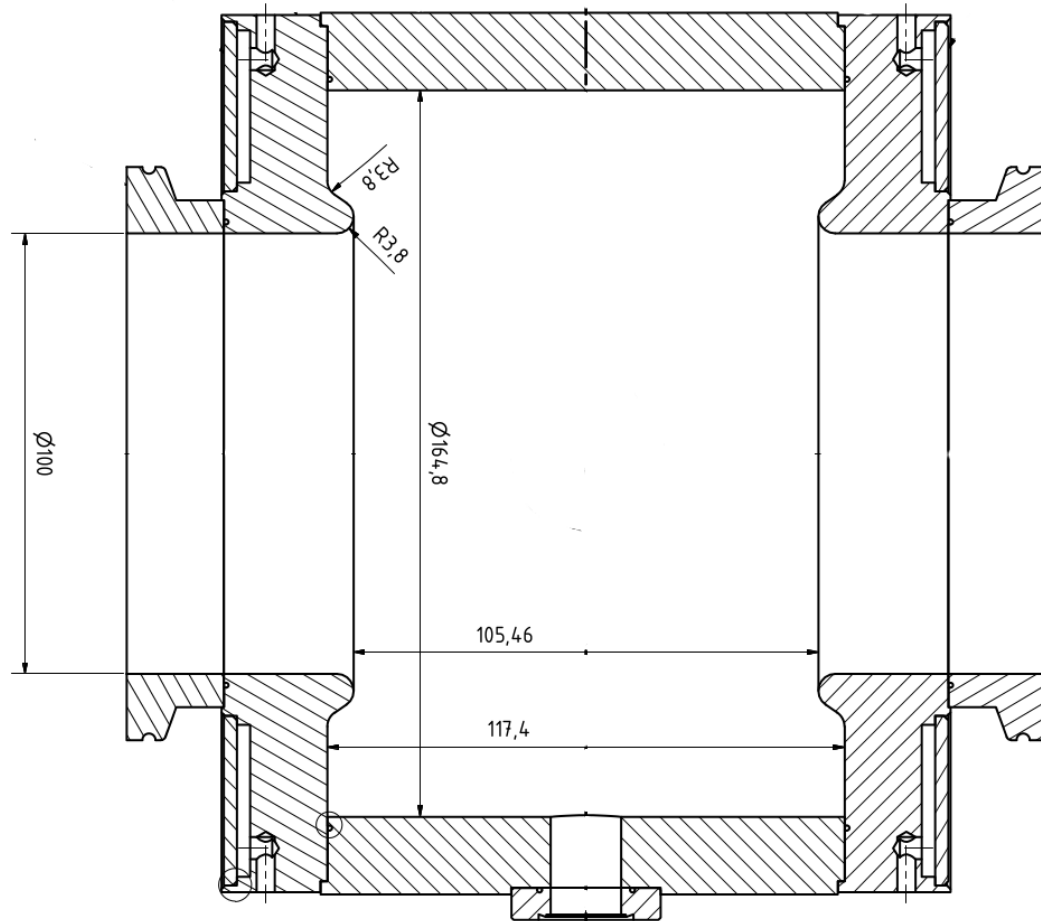


Abbildung 6.2: Technische Zeichnung des Feedbackresonators.

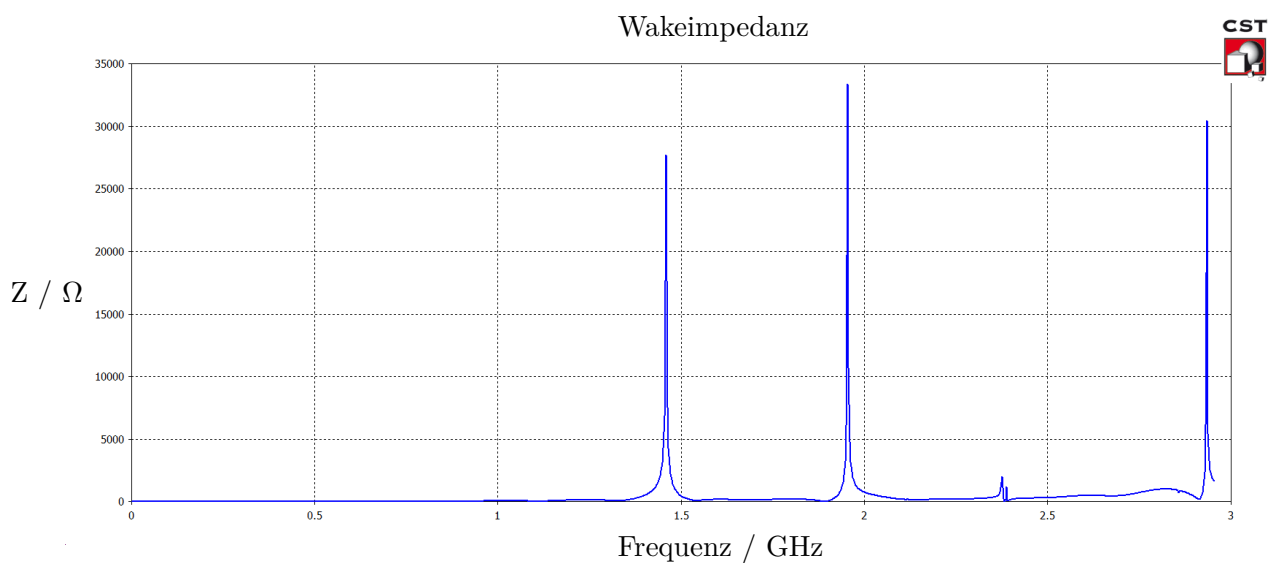


Abbildung 6.3: Simulierte Wakeimpedanz Z des Feedbackresonators mit CST.

7 Messungen

7.1 Messung der Frequenz der Instabilität

Theoretischen Überlegungen ergaben, dass eine Höhere Mode der PETRA-Resonatoren mit einem Synchrotronseitenband zusammentrifft und durch dieses angeregt wird und zu einer Strahlinstabilität führt. Diese Frequenz soll mithilfe eines Spektrumanalysators genau bestimmt werden. Dazu wird an einer beliebigen Stelle in der Beschleunigeranlage das Signal des Strahlspektrums an einem Strahlpositionsmonitor abgegriffen und auf einen Spektrumanalysator gegeben. Die Messung ist in Abbildung 7.1 gezeigt.

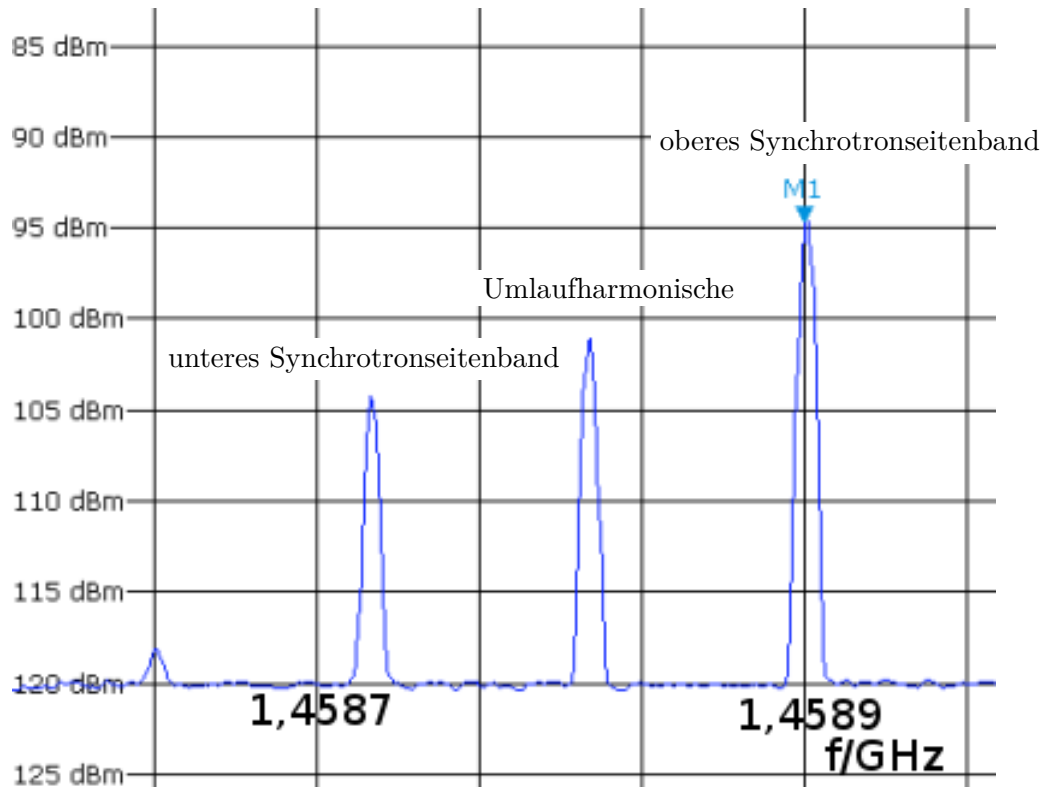


Abbildung 7.1: Aufgenommenes Spektrum der ELSA HF mit einem Spektrumanalysator.

In Abbildung 7.1 ist ein Ausschnitt des Strahlspektrums zu sehen, die Amplitude ist gegen die Frequenz aufgetragen. Die Messung dient nur einer qualitativen⁷Betrachtung. Zu sehen ist eine Vielfache der Umlaufharmonischen mit einem oberen und unteren Synchrotronseitenband. Das obere Seitenband ist angeregt. Es liegt bei der Frequenz von ca. 1,459 GHz. Da die Frequenzen der HOM der PETRA-Resonatoren und des Seitenbands identisch sind, bedeutet dies, dass die Instabilität durch die PETRA-Resonatoren verursacht wird. Nun soll noch die Modenummer dieser Frequenz ermittelt werden. Die Instabilität ist im Abstand von 40 MHz zur dritten Harmonischen der ELSA-Hochfrequenz zu beobachten, hierbei handelt es sich folglich um die Mode Nummer 252, sofern ab Mode 0, bei der alle Bunche in Phase schwingen, gezählt wird.

7.2 Messung der auskoppelbaren Leistung an einem PETRA-Resonator

Da die Instabilitäten durch die PETRA-Resonatoren angeregt werden, sollen weitere Messungen im Folgenden direkt an denselben durchgeführt werden. Die PETRA-Resonatoren verfügen über

⁷Die Kabeldämpfung wird nicht berücksichtigt, so dass die Werte der Amplitude nur zum Vergleich untereinander dienen.

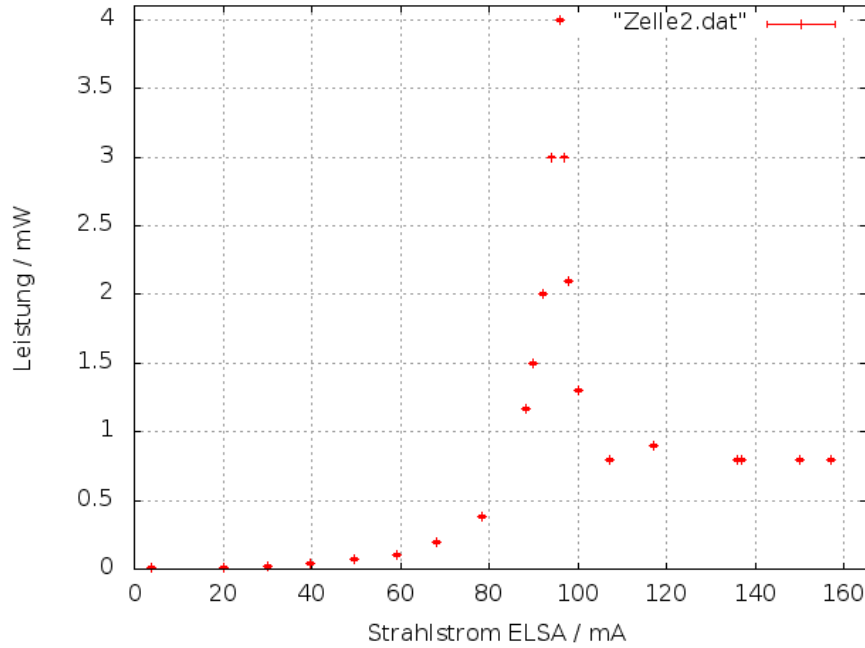


Abbildung 7.2: Gemessene ausgekoppelte Leistung an Zelle 2 des PETRA-Resonators in Abhängigkeit des Strahlstroms in ELSA.

jeweils zwei Messschleifen, aus denen wie schon in Kapitel 3.2.2 beschrieben, Signale ausgekoppelt werden können. Es wurde untersucht, ob sich die Frequenz der Instabilität mit der Strahlstromstärke ändert. Dazu wurde die Stromstärke im Beschleuniger von 5 mA bis 160 mA stückweise erhöht und die Frequenz der Instabilität auf dem Spektrumanalysator beobachtet. Es wurden die Signale beider Zellen mit Messschleifen kontrolliert, vergleiche Abbildung 4.1. Dabei wurde bestätigt, dass die Frequenz der Instabilität bei 1,459 GHz für alle Strahlströme konstant bleibt. Die Amplitude, also die Stärke der Instabilität hingegen schwankt um mehrere 10 dBm.

Um zu ermitteln, welche Verstärkung bei der Einkopplung in den Feedbackresonator notwendig ist, wurde vermessen, welche Leistung das Signal des Elektronenstrahls an den Messschleifen bei unterschiedlichen Strömen aufweist. Diese wurde mittels Leistungsmesskopf und -gerät an dem Ausgang der jeweiligen Zelle gemessen. Das ist in Abbildung 7.2 für Zelle 2 und in Abbildung 7.3 für Zelle 4 graphisch dargestellt. Die Fehler wurden durch die schwankenden Werte abgeschätzt, die am Leistungsmessgerät abgelesen wurden. Bei beiden Messungen wurde ein Bandpass, der nur den Frequenzbereich von 1420 MHz bis 1470 MHz durchlässt, verwendet, um nur das Signal der Multibunchinstabilität zu untersuchen.

Bei einem Vergleich dieser beiden Messreihen fällt auf, dass das Signal der Zelle 2 ein Maximum aufweist. Bei Zelle 4 ist dies nicht der Fall. Hier steigt die gemessene Leistung mit dem Strahlstrom. Dies entspricht dem erwarteten Verhalten. Dieses unterschiedliche Verhalten lässt sich auf eine unterschiedliche Stellung der Resonatorschleife zurückführen. Möglicherweise kommt es auch durch unterschiedliche Stempelpositionen innerhalb des Resonators zustande.

Anhand dieser Messwerte kann entschieden werden, aus welcher Zelle des Resonators das Signal entnommen und weiterverarbeitet werden soll. Die Leistung in Zelle 4 ist zwar bei hohen Strömen deutlich schwächer, aber bei niedrigeren Strömen größer. Da die Leistung in Zelle 4 nicht den Schwankungen von mehr als einer Größenordnung unterlegen ist, wie dies in Zelle 2 der Fall ist, empfiehlt es sich die Messschleife aus Zelle 4 zur Signalauskopplung zu nutzen.

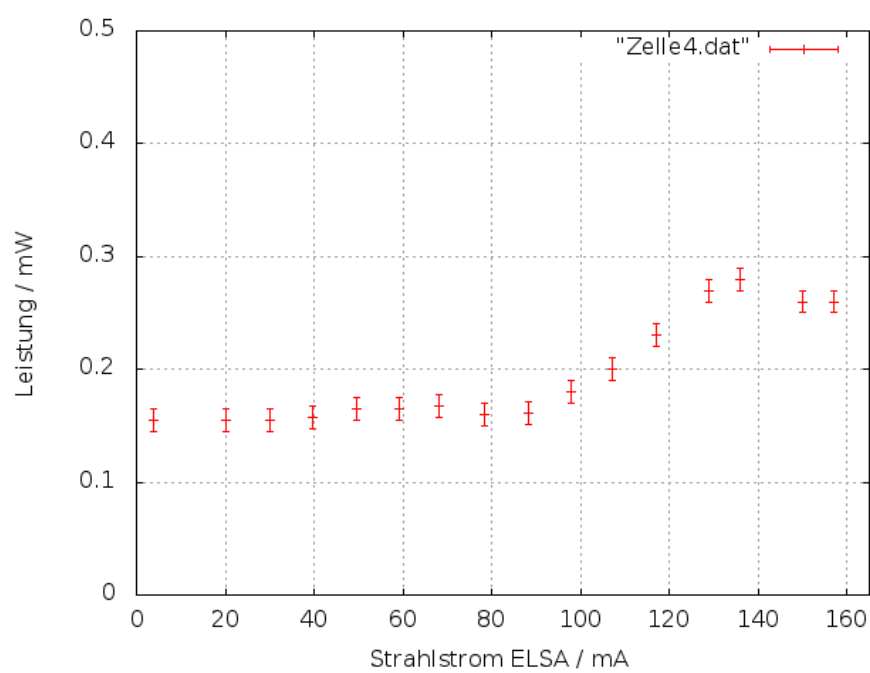


Abbildung 7.3: Gemessene ausgekoppelte Leistung an Zelle 4 des PETRA-Resonators in Abhängigkeit des Strahlstroms in ELSA.

8 Zusammenfassung und Ausblick

Der interne Strahlstrom in ELSA soll um eine Größenordnung auf ca. 200 mA erhöht werden, damit den hadronenphysikalischen Experimenten ebenfalls ein höherer Strom zur Verfügung gestellt werden kann. Im Hochstrom-Betrieb treten allerdings Strahlinstabilitäten auf, die sich durch Ansteigen der Amplitude der angeregten Schwingung äußern. Dadurch verschlechtert sich die Strahlqualität, beziehungsweise kommt es zum vollständigen Strahlverlust. Ein aktives Bunch-by-Bunch Feedbacksystem ist zur Kompensierung der Instabilitäten an ELSA installiert, es arbeitet in longitudinaler wie auch in transversaler Richtung.

Im Zuge dieser Masterarbeit sollte ein schmalbandiger Hohlraumresonator zur Dämpfung der Multibunchinstabilität, hervorgerufen durch eine höhere Mode der Beschleunigerresonatoren, entwickelt werden. Dieser wird damit zusätzlicher Teil des longitudinalen Feedbacksystems.

Der Feedbackresonator wurde mithilfe des Programmpakets CST MICROWAVE STUDIO konstruiert und auf die gewünschten Parameter optimiert. Die Resonanzfrequenz ist mit zwei Stempeln auf die geforderten 1,459 GHz abstimmbare, die Shuntimpedanz beträgt 18,6 M Ω und die Güte 29260. Deckel und Gehäuse des Resonators befinden sich in der Fertigung. Der Resonator kann nach der Montage zunächst unter Laborbedingungen auf seine Eigenschaften (Güte und Shuntimpedanz) getestet und mit der Simulation verglichen werden. Liegen alle Werte im gewünschten Bereich, kann er dann in den Stretcherring eingebaut werden.

Die Koppelschleife, die das Signal in den Resonator einbringt, muss noch angepasst werden. Die Schleife, die aus einem Kupferdraht besteht, muss in der Größe so variiert werden, dass es zu einer kritischen Einkopplung kommen kann. Die Shuntimpedanz muss durch eine Störkörpermessung ermittelt werden.

Die Komponenten der Signalverarbeitung wurden auf ihre Anforderungen ausgelegt und stehen ebenfalls zur Verfügung.

Falls sich herausstellen sollte, dass die Leistung, die dem PETRA-Resonator entnommen wird nicht ausreichend ist, um die Instabilität zu dämpfen und auch ein zusätzlicher Verstärker keine Abhilfe schafft, gibt es noch die Möglichkeit, das Signal aus einem BPM zu entnehmen. Im Entstehungsprozess des Cavities gab es Bedenken hinsichtlich der höheren Moden des Feedbackresonators. Ein weiteres Cavity bedeutet natürlich zusätzliche Querschnittsänderungen und obwohl die höheren Moden oberhalb der Cut-Off-Frequenz des Strahlrohrs liegen, kann nicht vollständig ausgeschlossen werden, dass auch dieser Resonator zu Instabilitäten des Elektronenstrahls führt. Um dies vermeiden zu können, gibt es die Möglichkeit HOM Koppler entweder direkt an das Cavity zu bauen oder ins Strahlrohr einzubinden. Die zweite Option ist auch nachträglich noch realisierbar. Es sollte daher Platz beim Einbau vor und hinter dem Resonator dafür vorgesehen werden.

A Anhang

Tabelle A.1: Messwerte aus Zelle 2
des PETRA Resonators

Strom/mA	Leistung / mW $\pm 0,01$ mW
3	0,001
20	0,01
30	0,02
39	0,03
49	0,07
59	0,10
68	0,20
78	0,38
88	1,17
90	1,5
92	3,0
96	4,0
97	3,0
98	2,1
100	1,3
107	0,8
117	0,9
136	0,8
137	0,8
150	0,8
157	0,8

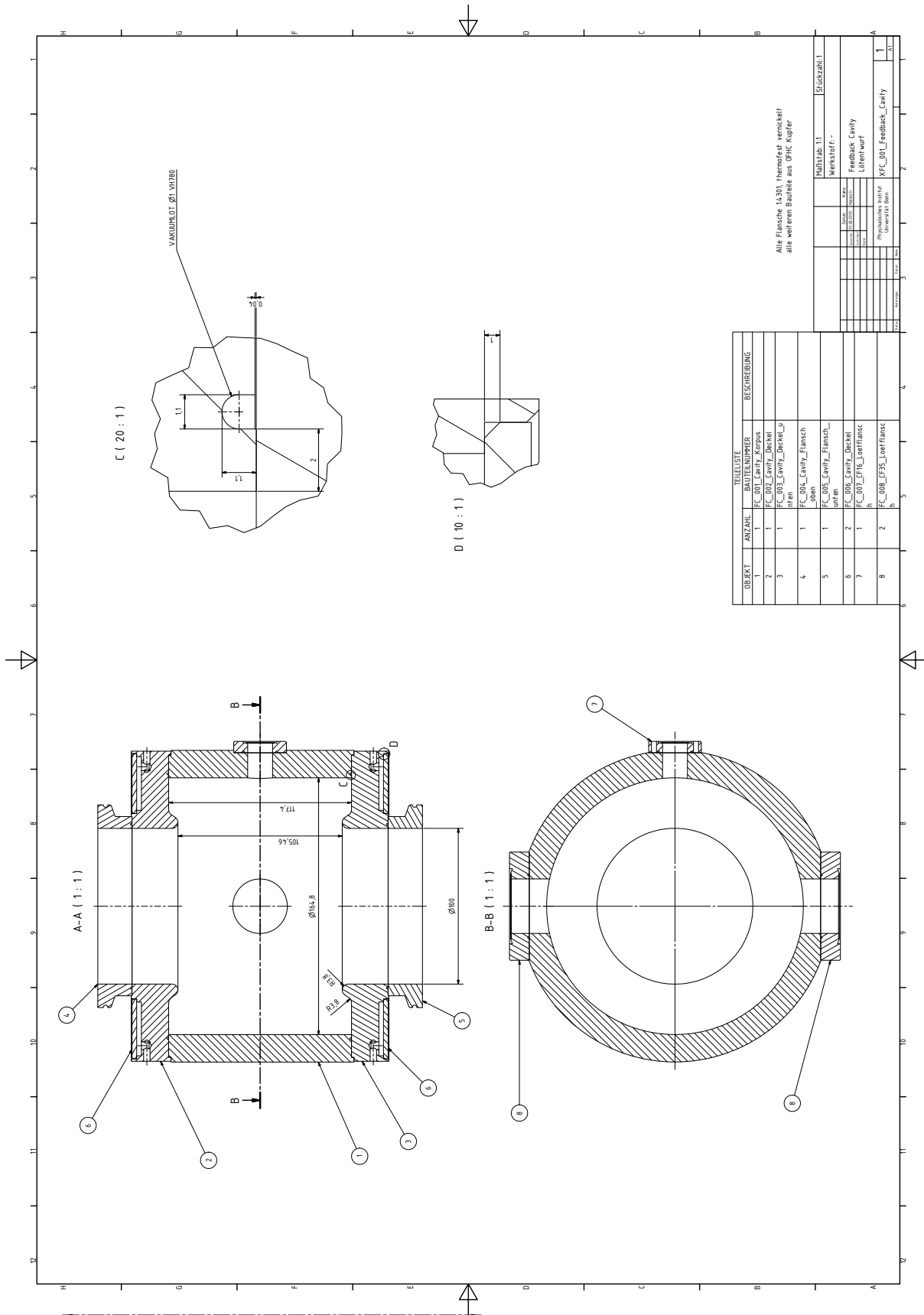


Abbildung A.1: Technische Zeichnung des Feedbackresonators.

Tabelle A.2: Messwerte aus Zelle 4

Strom/mA	Leistung / mW $\pm 0,01$ mW
3	0,15
20	0,15
30	0,15
39	0,16
49	0,16
59	0,16
68	0,17
78	0,16
88	0,16
98	0,18
107	0,20
117	0,23
129	0,27
136	0,28
150	0,26
157	0,26

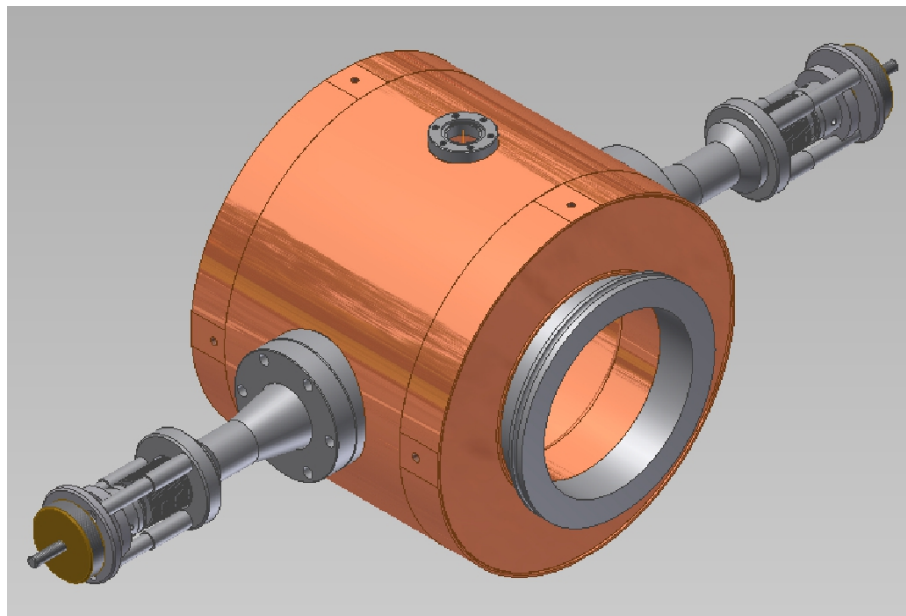


Abbildung A.2: Modell des Feedbackresonators mit angebrachten Stempeln (links und rechts).
Oben der Flansch für die elektrische Durchführung mit Koppelschleife.

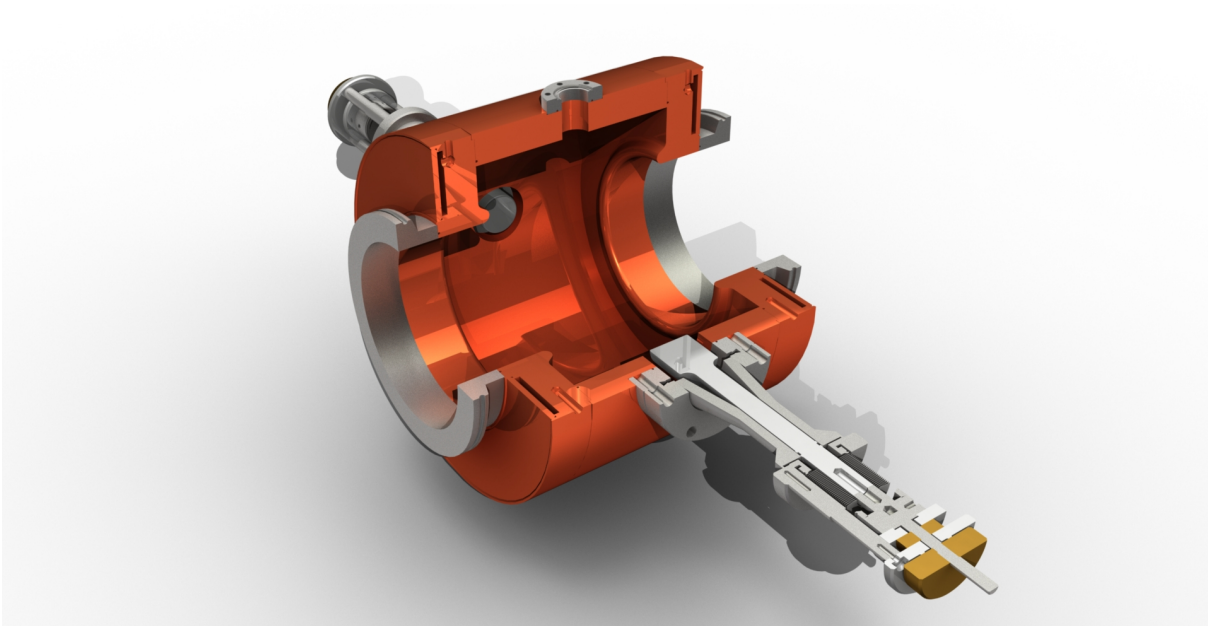


Abbildung A.3: Schnitt durch das Modell des Feedbackresonators mit angebrachten Stempeln.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Übersicht über die Beschleunigeranlage ELSA.	2
1.2	Stretchermodus.	4
1.3	Nachbeschleunigungsmodus.	4
1.4	Speichermodus.	4
2.1	Prinzip der Phasenfokussierung im Kreisbeschleuniger.	5
2.2	Simulierte Feldverteilung bei Querschnittsänderung im Strahlrohr.	7
2.3	Mögliche Schwingungsmoden für einen Kreisbeschleuniger mit $h = 4$	8
2.4	Multibunchmoden eines vollständig gefüllten Beschleunigers	9
2.5	Frequenzspektrum eines fiktiven Beschleunigers mit $h = 4$ und $m = 1$ (Dipolmode). . .	10
2.6	Zeitliche Entwicklung der Schwingungsamplitude.	11
3.1	Koordinatensystem in einem zylinderförmigen Hohlleiter.	13
3.2	Feldverteilung der TM_{010} Mode.	14
3.3	Elektrisches Feld der TM_{010} -Mode in einem Resonator.	14
3.4	Ersatzschaltbild eines Resonators mit Schleifenkopplung	15
3.5	Resonanzkurven für verschiedene Güten Q_0	16
4.1	3D Modell des PETRA-Resonators.	19
4.2	Simuliertes Impedanzspektrum eines 5-zelligen PETRA Resonators.	20
5.1	Technische Zeichnung der am Feedbackresonator angebrachten Stempel.	23
5.2	Geplante Einbindung und Ansteuerung des Resonators.	23
5.3	Geplanter Einbauort des Feedbackresonator.	24
6.1	Zylindrischer Hohlraumresonator mit angeschlossenem Strahlrohr.	25
6.2	Technische Zeichnung des Feedbackresonators.	27
6.3	Simulierte Wakeimpedanz Z des Feedbackresonators mit CST.	27
7.1	Aufgenommenes Spektrum der ELSA HF mit einem Spektrumanalysator.	29
7.2	Gemessene ausgekoppelte Leistung an Zelle 2 des PETRA-Resonators.	30
7.3	Gemessene ausgekoppelte Leistung an Zelle 4 des PETRA-Resonators	31
A.1	Technische Zeichnung des Feedbackresonators.	36
A.2	Modell des Feedbackresonators mit angebrachten Stempeln	37
A.3	Schnitt durch das Modell des Feedbackresonators mit angebrachten Stempeln.	38

Literatur

- [Heu11] N. Heurich. *Dämpfung von Strahlinstabilitäten im Elektronenbeschleuniger ELSA mithilfe von Breitbandresonatoren*. Masterarbeit, Universität Bonn, November 2011.
- [Hil06] W. Hillert. *E106 Hohlraumresonatoren/Cavities – Ergänzende Informationen zur Versuchsdurchführung*. Praktikumsanleitung Universität Bonn, August 2006.
- [Knu00] T. Knuth. *Auslegung, Entwicklung und Inbetriebnahme eines longitudinalen und transversalen Feedbacksystems zur Dämpfung gekoppelter Teilchenpaket-Instabilitäten im BESSY-II-Speicherring*. Dissertation, Humboldt-Universität Berlin, Juli 2000.
- [Man06] *CST Studio Suite 2006 Manual*. Teubner Studienbücher Physik. CST, 2006.
- [Rot12] A. Roth. *Breitbandige Feedback-Systeme zur Dämpfung kohärenter Strahlinstabilitäten am Stretcherring ELSA*. Dissertation, Universität Bonn, November 2012.
- [Sch11] M. Schedler. *Dämpfung transversaler Multibunchinstabilitäten am Elektronenbeschleuniger ELSA*. Masterarbeit, Universität Bonn, Juli 2011.
- [Sch13] M. Schedler. Persönliche Mitteilung. 2013.
- [Wil92] K. Wille. *Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen: eine Einführung*. Teubner Studienbücher Physik. Teubner, Stuttgart, 1992.
- [Zim10] R. Zimmermann. *Ein Kicker-Cavity für ein longitudinales Feedbacksystem an ELSA*. Diplomarbeit, Universität Bonn, September 2010.

Danksagung

Ich möchte an dieser Stelle allen Personen danken, die mich während meiner Studienzeit und insbesondere der Masterarbeit begleitet, unterstützt und motiviert haben.

Ein besonderer Dank geht an:

PD. Dr. Wolfgang Hillert für die ansteckende Begeisterung für die Beschleunigerphysik sowie der Vergabe und Betreuung dieser interessanten Masterarbeit.

Prof. Dr. Ulrike Thoma für die freundliche Übernahme des Koreferats.

Dipl. Ing. Philipp Hänisch für die Erstellung und Erklärung der technischen Zeichnungen des Feedbackresonators.

Manuel Schedler für die Betreuung meiner Arbeit, das Korrekturlesen und das angenehme Büroklima.

Dominik Heiliger für das Korrekturlesen der Masterarbeit und das angenehme Büroklima.

Nikolas Heurich für das Bereitstellen der Abbildungen, die Beantwortung sämtlicher L^AT_EX-Fragen und das Korrekturlesen.

Die gesamte ELSA-Arbeitsgruppe für die herzliche Aufnahme, ein aufregendes Jahr und den ganzen Rest.

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

Bonn, den 12. Juni 2013

.....